دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P1-01

بررسی اثر انرژی الکترون‌های گریزان روی بازتاب این الکترون‌ها از سطح محدودکننده توکامک دماوند

عطایی سرشت، لاله[۱ و ۲]؛ عبدی، محمد رضا[۱]؛ پورشهاب، بنفشه[۲]؛ رسولی، چاپار [۲]

[۱] دانشکده فیزیک دانشگاه اصفهان ، خیابان هزار جریب ، اصفهان

[۲]پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، انتهای خیابان کارگر شمالی ، تهران

Ataeiseresht.l@gmail.com

چکیده

یکی از مشکلاتی که در سال‌های اخیر در ارتباط با عملکرد راکتورهای گداخت مطرح گردیده، الکترون‌های گریزان است. زیرا این الکترون‌ها به صورت محلی و در محدوده زمانی در مقیاس میلی‌ثانیه بر روی اجزای مجاور با پلاسما رسوب می‌کنند و سبب انتقال حرارت شدید و در نتیجه پیامدهایی همچون ذوب‌شدگی، خوردگی و ترک‌خوردگی اجزای مجاور با پلاسما که شامل دیواره توکامک، محدودکننده و منحرف‌کننده است، میگردند. بنابراین لزوم مطالعه آثار تخریب الکترون‌های گریزان برروی اجزای مجاور به پلاسما شامل دیواره اول و دایورتور از جمله مهمترین مسائلی است که در رابطه با طراحی توکامک‌ها مطرح است. در این شبیه‌سازی با استفاده از کد مونت کارلوی جینت ۴، میزان بازتاب الکترون‌های گریزان از محدود کننده با جنس استیل ضدزنگ در توکامک دماوند را برای چندین باریکه تک انرژی الکترون با انرژی‌های مختلف، محاسبه کرده و این نتیجه حاصل گردید که با افزایش انرژی الکترون‌های گریزان، میزان بازتاب الکترون‌ها از سطح کاهش یافته و در نتیجه نفوذ، برهم‌کنش و انتقال انرژی آنها به هدف نیز افزایش می‌یابد در نتیجه میزان رسوب انرژی حاصل از این الکترون‌ها بر روی محدود کننده افزایش یافته که خود باعث صدمات بیشتر بر روی آن می‌گردد.

کلید واژه: الکترون‌های گریزان، رسوب انرژی، بازتاب ذرات، لیمیتر، توکامک دماوند.

Investigating the effect of the Runaway electrons energy on the reflection of these electrons from the limiter surface of Damavand tokamak

Ataeiseresht, Laleh[1]; Abdi, Mohamadreza[1]; Pourshahab Banafsheh [2]; Rasuli, Chapar[2]

[1] Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan, Iran
[2] Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran

Abstract

One of the problems raised in recent years about the performance of fusion reactors is the runaway electrons. Because these electrons are deposited locally and in a time range of milliseconds on plasma facing components and caused intense heat transfer and consequences such as melting, corrosion and cracking of them which includes the tokamak wall, limiter and divertor. Therefore, the need to study the destructive effects of runaway electrons on the plasma facing components, is one of the most important issues related to the design of tokamaks. In this simulation, using the Monte Carlo code of Geant 4, the amount of reflected electrons from the stainless steel limiter in Damavand tokamak was calculated for several single-energy electron beams with different energies. It was concluded that with the increase in the energy of runaway electrons, the amount of

reflection of electrons from the target surface decreases and as a result, their penetration, interaction and energy transfer to the target also increases, therefore the amount of energy deposition from these electrons increased on the limiter, which itself causes more damage on it.

Keywords: runaway electrons, energy deposition, reflection of particles, Limiter, Damavand tokamak

مقدمه

یکی از مشکلاتی که در سال‌های اخیر در ارتباط با عملکرد راکتورهای گداخت مطرح گردیده، الکترون‌های گریزان است. اگرچه ظهور این الکترون‌ها در توکامک و همچنین آثار مخرب آنها بر عملکرد آن از آغاز تحقیقات گداخت آشکارسازی شده و مورد توجه و تحقیق قرار گرفته است [۱و۲].

در واقع الکترون‌های موسوم به گریزان، الکترون‌هایی هستند که به دلایلی و تحت مکانیسم‌هایی، انرژی بسیار بالا و سرعت‌هایی در حد سرعت نسبیتی بدست آورده و بنابراین تابع توزیع عادی ذرات پلاسما را ترک می‌کنند که از این رو این الکترون‌ها را گریزان می‌نامند. همانطور که گفته شد، الکترون‌های گریزان به دلایل زیادی در توکامک ایجاد می‌شوند و تا کنون چندین مکانیسم برای تولید الکترون‌های گریزان مطرح شده است که مهمترین آنها مکانیسم دریسر[1]، مکانیسم دنباله داغ[2] و مکانیسم بهمنی[3] است [۳و۴].

در توکامک الکترون‌های گریزان می‌توانند در طی بخش‌های مختلف عملکردی از جمله فاز شروع یا تخلیه اهمی تولید گردند. اما بروز فاز فرونشانی جریان در ناپایداری گسیختگی، می‌تواند سبب تولید انبوهی از الکترون‌های گریزان گردد و چالش اصلی که توکامک‌های بزرگ از جمله ایتر با آن مواجه می‌شوند در این حالت خواهد بود. زیرا در دستگاه‌های بزرگ مانند ایتر به دلیل بالا بودن جریان پلاسما، انتظار می‌رود جریان بزرگی از الکترون‌های گریزان در لحظه گسیختگی ایجاد گردد که با توجه به اینکه این الکترون‌ها به صورت محلی و در محدوده زمانی در مقیاس میلی‌ثانیه بر روی اجزای مجاور با پلاسما[4] رسوب می‌کنند، سبب انتقال حرارت شدید و نتیجتاً پیامدهایی همچون ذوب شدگی، خوردگی و ترک‌خوردگی اجزای مجاور با پلاسما که شامل دیواره توکامک، محدود کننده[5] و منحرف کننده[6] هستند، می‌گردند [۵و۶]. علاوه بر تخریب‌های مکانیکی اجزای مجاور با پلاسما، ناشی از برخورد الکترون‌های گریزان، این الکترون‌ها از طریق واکنش‌های هسته‌ای با مواد دیواره و اجزای مجاور به پلاسما، با تولید فوتونوترون‌ها، حجم انبوهی از نوترون را تولید می‌کند که می‌تواند منجر به فعال‌سازی مواد این اجزا گردد که در صورت رخ دادن این پدیده، نیاز به نگهداری از راه دور[7] و تعویض این تجهیزات ایجاد می‌شود [۷].

آسیب حرارتی بسیار جایگزیده[8] و عمیق اجزای مجاور به پلاسما در اثر برخورد با الکترون‌های گریزان همچنین سبب تعمیرات پرهزینه و مهمتر از آن نیاز به خاموشی طولانی ماشین را ایجاد می‌کند [۵]. بنابراین لزوم مطالعه آثار تخریب الکترون‌های گریزان برروی اجزای مجاور با پلاسما شامل دیواره اول و دایورتور، از جمله مهمترین مسائلی است که در رابطه با طراحی توکامک‌های بزرگی مانند ایتر مطرح است.

روش کار

همانطور که عنوان شد، دانستن ابعاد مختلف رفتار الکترون‌های گریزان در برخورد با اجزای مجاور با پلاسما می‌تواند در مهار اثرات مخرب این الکترون‌ها و اندیشیدن تمهیدات لازم، بسیار موثر و کمک کننده باشد. با همین هدف در این تحقیق، میزان انعکاس

[1] Dreicer
[2] Hot-tail
[3] Avalanche

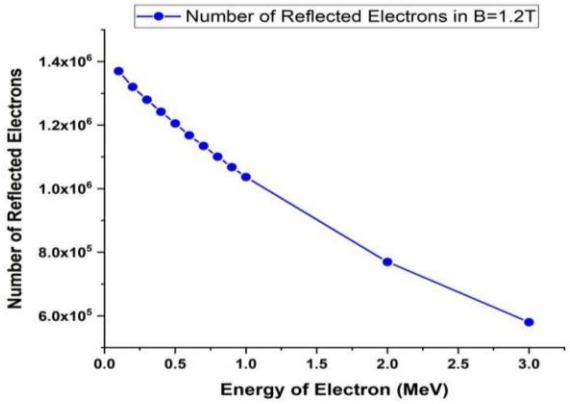
[4] Plasma facing components
[5] Limiter
[6] Divertor
[7] Remote handling
[8] Localized

الکترون‌های گریزان در برخورد با سطح محدودکننده توکامک دماوند نسبت به انرژی آنها مورد بررسی قرار گرفته است. توکامک دماوند یک توکامک با سطح مقطع D شکل است که به دلیل عملکرد ایمن در رژیم الکترون‌های گریزان می‌تواند به خوبی برای بررسی آثار این الکترون‌ها مورد استفاده قرار گیرد [۸ و ۹]. از این رو در این تحقیق نیز مشخصات توکامک دماوند برای شبیه‌سازی انتخاب گردیده و مشخصات آن در محاسبات در نظر گرفته شده است.

برای انجام شبیه‌سازی، یک باریکه از الکترون‌های تک انرژی را در انرژی‌های مختلف، به سطح یک هدف از جنس استیل ضد زنگ (استیل 316 L) تابانده و میزان الکترون‌های منعکس شده از سطح هدف که در واقع نمادی از دیواره محدود کننده توکامک دماوند است را اندازه گرفته و میزان رسوب انرژی حاصل از الکترون‌های برخوردی به هدف را نیز اندازه‌گیری نموده‌ایم. برخورد باریکه الکترون با سطح هدف به صورت عمود (زاویه ۹۰ درجه) صورت گرفته است. میدان مغناطیسی اعمال شده در این شبیه-سازی نیز به صورت عمود به سطح باریکه (زاویه ۹۰ درجه) و در راستای حرکت الکترون‌ها اعمال گردیده و بزرگی میدان مغناطیسی ۱/۲ تسلا در نظر گرفته شده که منطبق با میدان مغناطیسی چنبره‌ای در توکامک دماوند است. همانطور که عنوان گردید، جنس هدف از استیل 316L در نظر گرفته شده است که مطابق با جنس محدود کننده توکامک دماوند است. همچنین ابعاد صفحه هدف با طول و عرض ۴ سانتی‌متر و ضخامت ۳ میلی‌متر انتخاب شده که ضخامت هدف انتخابی منطبق با ضخامت محدود کننده توکامک دماوند می باشد. باریکه الکترون‌های تابیده به سطح هدف شامل پنج میلیون الکترون، با ضخامت باریکه ۳ میلی‌متر در نظر گرفته شده است. در این شبیه‌سازی انرژی باریکه الکترون‌های گریزان به صورت، ۰/۱، ۰/۲، ۰/۳، ۰/۴، ۰/۵، ۰/۶، ۰/۷، ۰/۸، ۰/۹، ۱، ۲ و ۳ مگا الکترون ولت در نظر گرفته شده است که در محدود الکترون‌های گریزان در توکامک دماوند است. در این شبیه‌سازی کد مونت کارلوی جینت ۴ مورد استفاده قرار گرفته است. جینت۴، یک برنامه مونت‌کارلو است که برای شبیه‌سازی ردیاب‌های فیزیک با انرژی بالا در سرن[9] توسعه داده شده است و ابزاری قدرتمند و دقیق برای بررسی فرآیندهای فیزیکی و برهم کنش‌های ذرات با ماده است.

بحث و نتیجه گیری

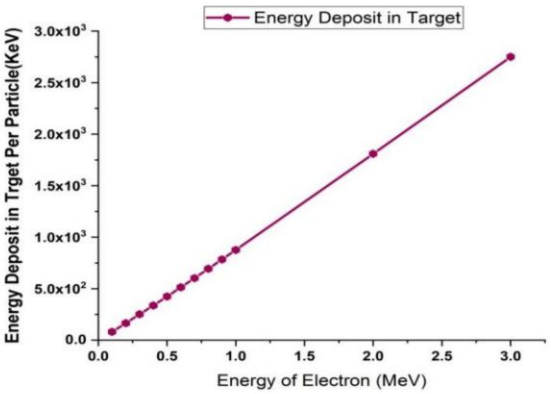
همانطور که در بخش قبل شرح داده شد، باریکه‌ای از الکترون-های گریزان تک انرژی را به سطح هدف تابانده و در هر تابش، میزان الکترون‌هایی که از سطح هدف منعکس شده و وارد فضای پلاسمای توکامک می‌گردند اندازه‌گیری شده است. نتیجه این شبیه‌سازی به صورت نمودار رسم شده در شکل ۱ آورده شده است. با مشاهده شکل ۱ می‌توان دریافت که در برخورد عمود باریکه الکترون‌های گریزان به سطح محدودکننده توکامک دماوند، با افزایش انرژی الکترون‌های گریزان، میزان الکترون‌های بازتاب یافته از سطح کاهش می‌یابد و این کاهش تقریباً به صورت خطی است.



شکل ۱ : نمودار میزان الکترون‌های بازتاب یافته از سطح مورد تابش هدف از جنس استیل ضد زنگ نسبت به انرژی الکترون‌های برخوردی به هدف.

9 . CERN

با کاهش میزان بازتاب الکترون‌های گریزان از سطح محدودکننده، در واقع مقدار نفوذ الکترون‌ها و برهم‌کنش آنها با محدودکننده و همچنین انتقال انرژی آنها نیز افزایش یافته و در نتیجه اثرات مخرب آن نیز افزایش خواهد داشت. به منظور بررسی این ادعا، میزان رسوب ناشی از الکترون‌های گریزان در هدف استیل ضد زنگ، در برخورد هر باریکه با انرژی معین، اندازه‌گیری شده است و انرژی رسوب‌یافته به ازای هر الکترون در تارگت، در شکل ۲ نشان داده شده است. همانطور که در شکل ۲ مشاهده می‌گردد، میزان انرژی رسوب‌یافته در هدف استیل ضد زنگ به ازای هر الکترون، با افزایش انرژی الکترون برخوردی افزایش می‌یابد. با افزایش الکترون برخوردی به هدف، عمق نفوذ الکترون در هدف افزایش یافته و بازتاب این ذرات از سطح ماده هدف کاهش می‌یابد.



شکل ۲ : نمودار انرژی رسوب‌یافته ناشی از هر ذره الکترون نسبت به انرژی ذره تابشی در هدف استیل ضد زنگ بر حسب انرژی الکترون برخوردی.

بنابراین برهم‌کنش آن با ذرات ماده هدف نیز افزایش می‌یابد و انرژی بیشتری از این ذرات الکترون در ماده هدف به جا مانده و رسوب می‌کند و نتیجه حاصل از کاهش بازتاب الکترون‌ها از سطح هدف با افزایش انرژی آنها را تأیید می‌کند.

نتیجه گیری

با انجام شبیه‌سازی اندازه‌گیری ذرات الکترون گریزان بازتاب-یافته از سطح هدف استیل ضد زنگ که نمادی از محدودکننده توکامک دماوند است، در برخورد عمودی باریکه الکترون با سطح این هدف در حضور میدان مغناطیسی ۱/۲ تسلا، این نتیجه حاصل گردید که با افزایش انرژی الکترون‌های گریزان، میزان بازتاب الکترون‌ها از سطح کاهش یافته و در نتیجه نفوذ، برهم‌کنش و انتقال انرژی آنها به هدف نیز افزایش می‌یابد. همچنین میزان رسوب انرژی حاصل از این الکترون‌ها بر روی محدودکننده افزایش یافته که این افزایش در شکل ۲ نشان داده شده است. افزایش رسوب انرژی الکترون‌های گریزان نشان از افزایش اثرات مخرب این الکترون‌ها بر روی اجزای مجاور با پلاسما و از آن جمله محدود-کننده دارد.

بنابراین در صورت تولید الکترون‌های گریزان باید تمهیداتی در نظر گرفته شود تا انرژی الکترون‌های گریزان تولید شده افزایش نیابد و در همان مراحل اولیه تولید، مهار شوند.

مرجع‌ها

[1]. E. P. Gorbunov, G.G. Dolgov-Savelev, et. Al, *Phys.-Tech. Phys.*, vol. **5**, pp. 1089, (1961).
[2]. V.V. Matveev, A. D. Sokolov. Sov. *Phys.-Tech. Phys.*, vol.**5**, pp. 1084, (1961).
[3]. J. W. Connor, R. J. Hastie, "Relativistic limitations on runaway electrons", *Nucl. Fusion*, vol. **15**, pp. 415-424, (1975).
[4]. T. Fulop, G. Pokol, P. Helander, et al, "Destabilization of magnetosonic-whistler waves by a relativistic runaway beam", *Phys. Plasmas*, vol. **13**(6), pp.062506 (2006).
[5]. Ansh Patel , Santosh P. Pandya, " Simulation of runaway electron generation in fusion grade tokamak and suppression by impurity injection", PSSI-PLASMA SCHOLARS COLLOQUIUM, (2021).
[6]. B. N. Breziman, et. Al.," Physics of runaway electrons in tokamaks", *Nucl. Fusion*, No. **59**, Vol.8, pp. 083001, (2019).
[7]. H. Bolt, et al., Analysis of interaction of disruption induced Runaway Electrons with Plasma Facing

Components components in next generation tokamaks, *Nucl. Sci. Technol*. **28**, No. **9** pp. 806-813 (1991).
[8]. B. Pourshahab, M. R. Abdi, A. Sadighzadeh, C. Rasouli, "Temporal and Spatial Evolution of Runaway Electrons at the Instability Moments in Damavand Tokamak", *AIP Physics of Plasma*, Vol.**23**, Issue. 7, (2016).
[9]. B. Pourshahab, A. Sadighzadeh, M. R. Abdi, C. Rasouli, "Study of Runaway Electrons Using the Conditional Avarage Sampling Method in the Damavand Tokamak", *Plasma Physics Report*, Vol. **43**, pp. 280-288, (2017).

Paper ID: P2-06

تأثیر هندسه کانال و پارامترهای لیزر بر افزایش دامنه موج پلاسما در شتاب‌دهنده‌های موج زنش

مطهره عارف‌نیا[۱*]، محمد قربانعیلو[۲]
[۱و۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
m11.arefnia@gmail.com*

چکیده

در این پژوهش، میدان موج پلاسما در کانال پلاسمایی مخروطی شکل به دو روش تحلیلی و شبیه‌سازی ذره در سلول مورد مطالعه قرار گرفته است. هدف از این تحقیق، توسعه یک طرح بهینه برای شتاب‌دهنده‌های موج زنش است که با بهره‌گیری از پالس‌های لیزر چیرپ‌شده (CPA)، به تولید دامنه موج پایدار و تقویت‌شده حتی در شرایط غیرتشدیدی می‌انجامد. در تحلیل نظری، معادلات حاکم بر موج پلاسمایی ایجاد شده توسط دو باریکه لیزری در حال انتشار در کانال مخروطی حل شده است. مقایسه نتایج حاصل از حل تحلیلی و داده‌های شبیه‌سازی ذره در سلول نشان می‌دهد که این طراحی جدید موجب افزایش قابل توجه دامنه موج پلاسما در مقایسه با کانال‌های استوانه‌ای می‌گردد.

کلید واژه: پالس لیزر چیرپ، شتاب‌دهندی موج زنش، کانال پلاسمایی مخروطی

The Role of Channel Shape and Laser Parameters in Plasma Beatwave Accelerators

Motahareh Arefnia[1], Mohammad Ghorbanalilu[2]
[1,2]Department of physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract

This study investigates plasma wave amplitude in the tapered plasma channel using both analytical methods and particle-in-cell (PIC) simulations. This study presents an optimized plasma channel configuration for beatwave accelerators that generates stable, enhanced wave amplitudes which by utilizing chirped laser pulses (CPA) even under nonresonant conditions. Through theoretical analysis, we solved the equations for plasma waves produced by two propagating laser beams in a tapered channel. The results demonstrate that the tapered configuration significantly enhances plasma wave amplitudes compared to conventional untapered channels, with excellent agreement between analytical approach and PIC simulations.

Keywords: Chirped Laser pulse, Plasma beatwave accelerator, Tapered plasma channel

مقدمه

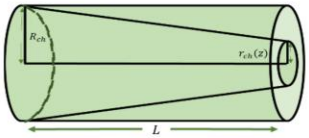
شتاب‌دهنده‌های موج زنش[1] (PBWA)، با ایجاد امواج پلاسما از طریق برهم‌کنش دو پالس لیزری با طول‌موج‌های متفاوت در پلاسما، ذرات باردار را شتاب می‌دهند. هنگامی که فرکانس زنش لیزرها با فرکانس پلاسما برابر شود، تشدید رخ داده و موج پلاسمایی تولیدشده، الکترون‌ها را به‌طور مؤثر شتاب

[1] Plasma Beatwave Acceleration

می‌بخشد. در پلاسمایی با فرکانس لیزر ($\omega_{1,2}$) بسیار بزرگتر از فرکانس پلاسما (ω_p)، سرعت فاز موج پلاسمایی طولی به سرعت نور در پلاسما نزدیک می‌شود[۱]. شتاب‌دهنده‌های موج زنش به دلیل قابلیت تولید میدان‌های الکتریکی قوی (حتی با پالس‌های لیزر نسبتاً ضعیف) و دستیابی به دامنه‌های شتاب‌دهی در محدوده گیگاالکترون‌ولت، از اهمیت ویژه‌ای برخوردارند[۲و۳]. انتقال انرژی به الکترون‌ها توسط محدودیت پراش لیزر محدود می‌شود. برای افزایش طول شتاب، روش‌های هدایت نوری مانند کانال‌های چگالی پلاسما، خودمتمرکز نسبیتی[1] و موجبرهای پلاسمایی[2] مورد استفاده قرار می‌گیرند[۴و۵]. این روش‌ها با کاهش پراش، مسیر مؤثر برهمکنش لیزرپلاسما را افزایش داده و انتقال انرژی به ذرات را بهبود می‌بخشند. در شتاب‌دهنده‌های لیزری، کانال‌های پلاسمایی با پروفایل‌های مختلف (سهموی، مخروطی و توخالی) برای بهبود عملکرد مورد استفاده قرار می‌گیرند. کانال‌های سهموی با چگالی الکترونی کمینه در محور و توزیع سهموی شعاعی، میدان‌های بیداری مطلوبی ایجاد می‌کنند، درحالی که کانال‌های توخالی میدان‌های بیداری را در کناره‌ها تولید می‌نمایند[۶و۷]. شبیه‌سازی ذره در سلول[3] (PIC) نیز تأیید می‌کند که موجبرهای پلاسمایی مدوله‌شده محوری با ایجاد تطابق شبه فاز، منجر به تقویت میدان موجی عرضی با موقعیت شعاعی می‌شوند و انتقال انرژی به ذرات را بهبود می‌بخشند. این پژوهش به تحلیل موج پلاسما در کانال مخروطی شکل در شتابدهنده‌های موج زنش می‌پردازد. با ترکیب مدل سیالی و معادلات ماکسول، معادله موج پلاسما در کانال مخروطی با چگالی افزایشی محوری نوشته می‌شود. شبیه‌سازی PIC و تحلیل‌های تحلیلی نشان می‌دهند که شیب چگالی در کانال مخروطی موجب تقویت دامنه موج پلاسما از طریق متمرکزسازی پرتو لیزر و بهبود برهمکنش در مقایسه با کانال پلاسمایی ساده می‌باشد[۸و۹].

معادلات موج زنش در کانال پلاسمایی مخروطی شکل

دو موج الکترومغناطیسی با میدان‌های الکتریکی $E_{1,2}sin(k_{1,2}z-\omega_{1,2}t)$، بطوریکه $E_{1,2}$ دامنه میدان‌های الکتریکی، $k_{1,2}$ عدد موج‌های دو موج و $\omega_{1,2}$ فرکانس‌های دو موج هستند در نظر می‌گیریم. چگالی پلاسمای کانال مخروطی $n(r,z)=n_0\left(1+\frac{z}{L}\right)+\delta n\frac{r^2}{r_{ch}^2(z)}$ می‌باشد بطوری‌که $r_{ch}(z)=\frac{R_{ch}^2}{1.02}\left(1+\frac{z}{L}\right)^{1/2}$ و مقدار r در انتهای استوانه را بصورت $0.22R_{ch}$ در نظر می‌گیریم.



شکل (۱): مقایسه دو کانال پلاسمایی ساده و مخروطی و شعاع‌ها

معادله حرکت غیر نسبیتی یک الکترون در یک میدان الکترومغناطیسی خارجی توسط معادله لورنتس به صورت

$$mn\left(\frac{\partial\vec{v}}{\partial t}+\vec{v}.\nabla\vec{v}\right)=-\nabla p+ne\left(\vec{E}+\vec{v}\times\frac{\vec{B}}{c}\right), \qquad (۱)$$

می‌باشد. بطوری‌که p فشار الکترون و $\vec{E}$ میدان الکترواستاتیک است. با استفاده از سرعت الکترون های متحرک $v=-\frac{eE}{mi\omega}$، معادلات ماکسول $\nabla\times E=-\frac{1}{c}\frac{\partial B}{\partial t}$ و گرادیان فشار $\nabla p=-\gamma K_BT\nabla n$ (بطوری‌که $\gamma=3$ سرعت $v_e^2=K_BT/m$، معادله مولفه ی فوریه ی خطی شده را به صورت زیر ارائه می گردد.

$$mn(-i\omega)\frac{i\omega_0}{4\pi ne}=\frac{3mv_e^2}{4\pi ne}\nabla(\nabla.E)+neE_x-\frac{ine^2}{4m}\frac{E_1E_2^*}{\omega_{1\omega_2}}\Delta kexp(i\Delta kz), \qquad (۲)$$

بطوری‌که $\Delta k=k_1-k_2$ و $\Delta\omega=\omega_1-\omega_2$ می‌باشد. . با استفاده از $\frac{\partial E}{\partial x}=-4\pi en_1$ داریم:

$$\frac{1}{r}\frac{\partial E}{\partial r}+\frac{\partial^2E}{\partial r^2}+\frac{\partial^2E}{\partial z^2}-\left(\alpha z+\lambda\frac{r^2}{z+L}\right)E=sexp(-i\Delta kz), \qquad (۳)$$

[1] relativistic self-focusing
[2] plasma waveguiding
[3] Particle In Cell

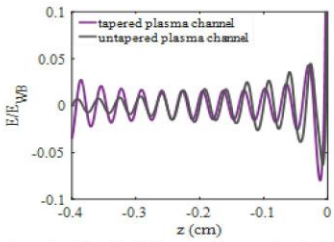
بطوری‌که $\alpha = \omega_0^2/3v_e^2L$ و $\lambda = L\delta n/3r_0^4v_e^2n_0$ و $s = ie\omega_p^2(z,r)\Delta k E_1E_2^*/12mv_e^2\omega_1\omega_2$ تعریف می‌شوند. با بکارگیری روش‌های تقریب حل ریاضی جواب معادله‌ی (۳) بصورت زیر بدست می‌آید:

$$E_P(r,z) = \frac{1}{\alpha}\frac{\sum_{j=1}^{4}\psi_j}{\phi_1\sum_{j=1}^{4}\varphi_j + \phi_2\sum_{j=5}^{8}\varphi_j + \phi_3\sum_{j=9}^{12}\varphi_j}E_-(-\infty). \quad (۴)$$

بطوری‌که φ_j، ψ_j و $E_-(-\infty)$. براساس پارامترهای لیزر پلاسما تعریف می‌شوند (بدلیل کمبود فضا به اختصار نوشتیم).

مقایسه‌ی موج پلاسما در کانال پلاسمایی ساده و مخروطی شکل

نتایج حاصل از شبیه‌سازی با پارامترهای لیزر Co_2، $\lambda_1 = 10.6\mu m$، $\lambda_2 = 10.3\mu m$، دامنه میدان الکتریکی $E_{1,2} = 2.7\times10^8\ v/cm$، دمای الکترون $T = 10keV$، چگالی پلاسمای بدون اختلال $n \cong 10^{16}cm^{-3}$، شعاع کانال $R_{ch} = 10.7\times10^{-3}cm$، محاسبات در رژیم غیرنسبیتی $(a_0 \ll 1)$ انجام شده‌اند و دامنه نرمال‌شده موج پلاسما با استفاده از رابطه $a_0^2 = 7.3\times10^8[\lambda(\mu m)]^2I_0(W/cm^2)$ به دست آمده است. در این رابطه، λ طول موج لیزر بر حسب میکرومتر و $I_0 = 10^{14}\ W/cm^2$ شدت لیزر است. در داخل کانال پلاسما، میدان موج پلاسما می‌تواند به مقادیر قابل توجهی برسد. شکل (۲) تفاوت انتشار موج پلاسما در کانال‌های ساده و مخروطی را نشان می‌دهد. دامنه موج پلاسما در کانال پلاسمای مخروطی به طور قابل توجهی بیشتر از کانال استوانه‌ای است. دلیل این امر، رفتار عدسی‌مانند کانال مخروطی برای پرتو لیزر است. به طوری که با انتشار لیزر در طول کانال، به تدریج همگرا می‌شود و منجر به افزایش شدت در انتهای باریکه کانال می‌شود. این میدان لیزری تشدید شده، نیروی محرکه قوی‌تری بر روی الکترون‌های پلاسما اعمال می‌کند و نوسانات شدیدتر آنها را به دنبال دارد که در نهایت منجر به تولید موج پلاسما با دامنه بالاتر می‌شود.



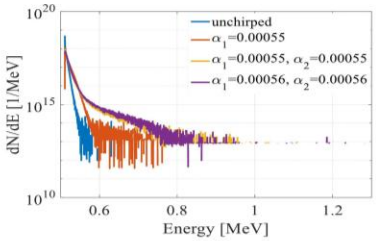
شکل(۲): مقایسه انتشار موج پلاسما در کانال‌های پلاسمایی مخروطی و استوانه‌ای (دامنه نرمال شده بر اساس فاصله از محور)

تقویت پالس چیرپ شده

به دلیل پدیده عدم همفازی، تولید مؤثر امواج پلاسما با پالس‌های لیزر فرکانس ثابت امکان‌پذیر نیست. روش تقویت پالس چیرپ شده[1](CPA) این مشکل را با کاهش عدم همفازی و بهبود برهمکنش با موج پلاسما حل می‌کند، که منجر به افزایش دامنه موج پلاسما و شتاب بهتر ذرات می‌شود. این بخش، به بررسی تاثیر چیرپ کردن باریکه‌های لیزری بر دامنه موج پلاسما در شبیه‌سازی‌های کانال پلاسمایی مخروطی می‌پردازد. ما از فرکانس وابسته به زمان بصورت $\omega_{1,2} = \omega_{1,2} + (\omega_{1,2}\beta_{1,2}\,t/2)$ استفاده می‌کنیم، بطوری‌که $\beta_{1,2} = \omega_{1,2}\alpha_{1,2}$ و $\alpha_{1,2}$ پارامتر چیرپ می‌باشد. شکل (۳) طیف انرژی الکترون را برای چندین مقدار چیرپ، با مقایسه پرتوهای لیزری بدون چیرپ و چیرپ شده نشان می‌دهد. طیف انرژی، توزیع باریک‌تری را برای پالس‌های بدون چیرپ نشان می‌دهد. این نشان می‌دهد که پالس‌های بدون چیرپ انرژی را در یک محدوده باریک‌تر نگه می‌دارند. چیرپ پالس‌های لیزری، طیف انرژی را گسترش می‌دهد. نشان می‌دهد که چیرپینگ لیزر می‌تواند منجر به توزیع وسیع‌تر انرژی در بین الکترون‌ها شود. با افزایش پارامترهای چیرپ، طیف انرژی نیز گسترش می‌یابد. پالس‌های چیرپ شده به مدت طولانی‌تری به الکترون‌ها انرژی می‌دهند. این می‌تواند منجر به پراکندگی بیشتر الکترون‌ها در فضای انرژی

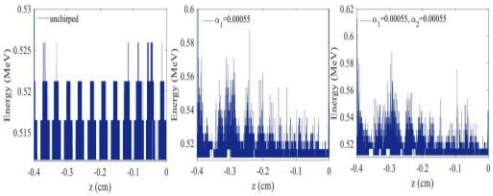
[1] Chirped Laser Amplification (CPA)

شود. چیرپینگ لیزر می‌تواند منجر به هماهنگی فاز بین الکترون‌ها شود این هماهنگی می‌تواند منجر به افزایش انتقال انرژی شود.



شکل(۳): طیف انرژی الکترون برای حالت بدون چیرپ و تنوعی از چیرپ ها

شکل (۴)، اثر چیرپینگ لیزر بر انرژی الکترون را بررسی می‌کند. انرژی الکترون در ابتدا با عبور از موج پلاسما افزایش می‌یابد، اما سپس کاهش می‌یابد. این نشان می‌دهد که سرعت الکترون‌ها از سرعت موج پلاسما پیشی می‌گیرد و دیگر نمی‌تواند به طور مداوم از آن انرژی جذب کند. شکل (۴) نشان می‌دهد که چیرپینگ لیزر می‌تواند تشدید فاز را بین سرعت الکترون و سرعت فاز موج چیرپ ایجاد کند. این امر به الکترون اجازه می‌دهد تا به طور مداوم انرژی را از موج چیرپ جذب کند و سطح انرژی خود را حفظ کند. انرژی الکترون تقریباً سطح ثابتی را برای دو پرتو لیزری چیرپ شده حفظ می‌کند. این نشان می‌دهد که چیرپینگ هر دو پرتو لیزر می‌تواند به طور هم‌افزایی برای حفظ تشدید فاز و سطح انرژی ثابت الکترون عمل کند.



شکل (۴): انرژی الکترون براساس فاصله برای سه حالت مختلف بدون چیرپ

نتیجه‌گیری

این مطالعه نشان می‌دهد استفاده از کانال پلاسمایی مخروطی در مقایسه با کانال ساده منجر به توزیع یکنواخت‌تر چگالی الکترونی و بهبود تطابق فاز بین موج پلاسما و موج زنش می‌شود. طراحی مخروطی با تغییر گرادیان چگالی، راهکاری مؤثر برای غلبه بر محدودیت‌های شتاب‌دهنده‌های موج پلاسما است. همچنین استفاده همزمان از کانال پلاسمایی مخروطی و پالسهای لیزر چیرپ شده نه تنها توزیع یکنواخت‌تری از چگالی الکترونی ایجاد می‌کند، بلکه با بهینه‌سازی تطابق فاز بین موج پلاسما و موج زنش، کارایی شتاب ذرات را به‌طور چشمگیری افزایش میدهد. این یافته‌ها گامی مهم در جهت توسعه شتاب‌دهنده‌های فشرده و کارآمد محسوب می‌شود.

منابع

[1] Amiranoff, F., et al., *The plasma beat-wave acceleration experiment at Ecole Polytechnique.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 1995. **363**(3): p. 497-510.

[2] Rosenbluth, M. and C. Liu, Excitation of plasma waves by two laser beams. Physical Review Letters, 1972. 29(11): p. 701.

[3] Kaur, M. and D.N. Gupta, *Simulation of laser-driven plasma beat-wave propagation in collisional weakly relativistic plasmas.* Europhysics Letters, 2016. **116**(3): p. 35001.

[4] Leemans, W., et al., *Plasma guiding and wakefield generation for second-generation experiments.* IEEE Transactions on Plasma Science, 1996. **24**(2): p. 331-342.

[5] Sharma, B., et al., *Laser pulse propagation in inhomogeneous magnetoplasma channels and wakefield acceleration.* Physics of Plasmas, 2014. **21**(2).

[6] Chiou, T., et al., *Laser wake-field acceleration and optical guiding in a hollow plasma channel.* Physics of Plasmas, 1995. **2**(1): p. 310-318.

[7] Shvets, G. and X. Li, *Theory of laser wakes in plasma channels.* Physics of Plasmas, 1999. **6**(2): p. 591-602.

[8] Arefnia, M., M. Ghorbanalilu, and A. Niknam, *Large-amplitude plasma wave generation by laser beating in inhomogeneous magnetized plasmas.* Heliyon, 2024.

[9] Arefnia, M., et al., *Enhanced plasma wave excitation in a tapered plasma channel through chirped laser beatwaves.* AIP Advances, 2025.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P2-10

شبیه‌سازی ذره در سلول توری‌های پلاسمایی تولید شده توسط موج زنش در برهمکنش لیزرهای پرشدت با پلاسما

فاطمه محمدیان[۱]*، مهسا صداقت[۱]، و علیرضا نیکنام[۱]

۱ پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : fatemehmohammadiyan3@gmail.com

چکیده

در این پژوهش، توری‌های چگالی الکترونی شکل‌گرفته بر اثر برهم‌کنش لیزرهای پرشدت با پلاسما و ایجاد موج زنش، با بهره‌گیری از شبیه‌سازی ذره در سلول دوبعدی مورد بررسی قرار گرفته است. در این ساختار، غیریکنواختی میدان لیزر موجب اعمال نیروی پاندروموتیو و جابه‌جایی الکترون‌ها شده و ساختارهای تناوبی چگالی و توری‌های الکترونی متحرک را در پلاسما پدید می‌آورد، در حالی که یون‌ها به علت جرم زیاد تقریباً ساکن باقی می‌مانند. رفتار زمانی و فضایی این توری‌ها تحت تأثیر ویژگی‌های میدان الکتریکی و توزیع چگالی بررسی شده است. نتایج شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهد که این ساختارهای تناوبی با گذشت زمان حرکت می کنند و مقادیر چگالی الکترونی، میدان الکتریکی و متغیرهای فضای فاز، هم‌زمان به مقادیر بیشینه و کمینه خود رسیده و رفتار آن‌ها دارای هماهنگی قابل توجهی است.

کلید واژه: توری های پلاسمایی، لیزرهای پرشدت، موج زنش، نیروی پاندروموتیو

Particle-in-cell simulation of plasma gratings generated by a beat wave in the interaction of high-intensity lasers with plasma

Fatemeh Mohammadian, Mahsa Sedaghat, and Ali Reza Niknam

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

*Corresponding Author's Email: fatemehmohammadiyan3@gmail.com

Abstract

In this study, electron density gratings formed as a result of the interaction between intense laser fields and plasma, and the subsequent generation of Beat wave, are investigated using two-dimensional particle-in-cell simulations. In this structure, the non-uniformity of the laser field leads to the application of the ponderomotive force and the displacement of electrons, resulting in the formation of periodic density structures and mobile electron lattices in the plasma, while the ions remain almost stationary due to their large mass. The temporal and spatial evolution of these gratings, influenced by the characteristics of the electric field and density distribution, is analyzed. Simulation results indicate that these periodic structures move over time, and the values of electron density, electric field, and phase-space variables simultaneously reach their maximum and minimum values, demonstrating significant synchronization and coordination in their behavior.

Keywords: Plasma gratings, High-intensity lasers, Beat wave, Ponderomotive force

مقدمه :

برهمکنش لیزرهای پرشدت با پلاسما به دلیل اثرات غیرخطی و کاربردهای گسترده، از موضوعات مهم فیزیک مدرن محسوب می‌شود و نقش کلیدی در فناوری‌هایی نظیر شتاب‌دهنده ذرات، منابع اشعه ایکس و همجوشی هسته‌ای کنترل‌شده [۱] دارد. یکی از پدیده‌های قابل توجه در این حوزه، تشکیل توری های چگالی الکترونی متحرک بر اثر برهمکنش دو پالس لیزری شدید در پلاسما کم‌چگال است که ساختارهای تناوبی با کاربردهایی چون تولید هارمونیک‌های مرتبه بالا و کنترل دینامیک نور پدید می‌آورد. این ساختارها عمدتاً تحت تاثیر نیروی پاندروموتیو و میدان موج زنش ایجاد می‌شوند، به ویژه زمانی که اختلاف فرکانس دو لیزر با فرکانس طبیعی پلاسما برابر باشد و شرایط رزونانس برقرار شود. چنین شرایطی با تقویت برهم‌کنش میان لیزر و الکترون‌های پلاسما، نوسانات شدید و شکل‌گیری توری های چگالی را به دنبال دارد و بر دینامیک غیرخطی پلاسما و فرآیندهای مرتبط تأثیرگذار است [۲]. تحقیقات پیشین نشان داده‌اند که تغییر شدت لیزر یا پارامترهای پلاسما می‌تواند ساختار این توری ها را دگرگون کند. در برخی آزمایش‌ها همچون پژوهش انجام‌شده در دانشگاه استنفورد، امکان بهبود خلوص پالس خروجی با استفاده از پالس سوم اثبات شده است [۳]. در این پژوهش، با بهره‌گیری از شبیه‌سازی ذره در سلول در دوبعد، ویژگی‌هایی مانند فضای فاز، چگالی الکترونی و میدان الکتریکی مطالعه شده و حرکت توری‌های چگالی الکترونی تحت تأثیر نیروی پاندروموتیو مورد بررسی قرار گرفته است.

شبیه‌سازی دوبعدی توری های چگالی الکترونی:

به منظور شبیه‌سازی دو بعدی توری‌های چگالی الکترونی متحرک که ناشی از برخورد دو پرتوی لیزر در خلاف جهت یکدیگر است، فرض می‌شود دو پرتوی لیزری در صفحه xy در جهت‌های مخالف به هم برخورد می‌کنند. حرکت یون‌ها به دلیل جرم زیاد آنها نادیده گرفته می‌شود. به کمک معادلات مدوله شده چگالی الکترون [۴] و با توجه به اینکه در مراحل اولیه تعامل یک پالس لیزری فوق‌کوتاه با پلاسما، می‌توان حرکت یون‌ها را نادیده گرفت و فرض کرد که تنها یک اختلال ضعیف در چگالی الکترون‌ها وجود دارد. شنگ و همکاران به طور تحلیلی نشان دادند که معادله چگالی اختلالی الکترون به صورت زیر به دست می آید:

$$\frac{\partial^2 \delta n_e}{\partial t^2} + \omega_p^2 \delta n_e = c^2 \frac{\partial^2}{\partial x^2}\gamma \qquad (1)$$

که در آن $\delta n_e = n_e - 1$ می باشد. چگالی الکترون n_e به چگالی اولیه پلاسما n_0، بی بعد شده است. همچنین $\omega_p^2 = 4\pi n_0 e^2/m$ فرکانس پلاسما است و شدت پالس لیزری اول ودوم به ترتیب $I_1 = 0/18 \times 10^{18} \frac{w}{cm^2}$ و $I_2 = 0/29 \times 10^{18} \frac{w}{cm^2}$ $(a_2 = a_1 = 0/4)$ فرض شده است. بر اساس این شدت‌ها، عامل نسبیتی به صورت:

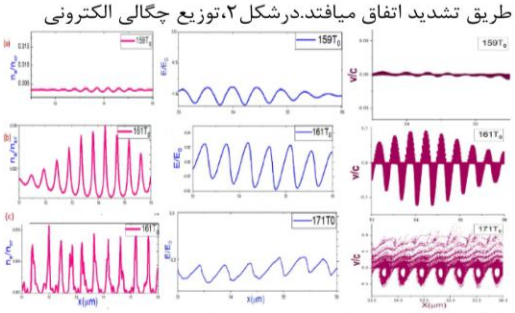
$$\gamma = 1 + \frac{1}{4}\left[a_1^2 a_2^2 + 2a_1 a_2 \cos\big((k_1 + k_2)x - (\omega_2 - \omega_1)t\big)\right] \qquad (2)$$

بیان می‌شود که در آن $\mathrm{k} = k_0 (1 - \frac{n_0}{n_{cr}})^{\frac{1}{2}}$ بردار موج در پلاسما و $k_0 = \frac{\omega_0}{c}$ عدد موج در خلأ است. با فرض اینکه در ابتدا هیچ اختلالی در چگالی وجود ندارد و با شرایط اولیه $\delta n_e|_{t=0} = 0$ ، $\frac{\partial \delta n_e}{\partial t}|_{t=0} = 0$ ، چگالی اختلالی الکترون باحل معادله (۱) به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\delta n_e = -\frac{k^2 c^2 a_1 a_2}{\omega_p^2}\left[\sin(2kx)\sin\omega_p t - \omega_p t \sin(2kx - \delta t)\right] \qquad (3)$$

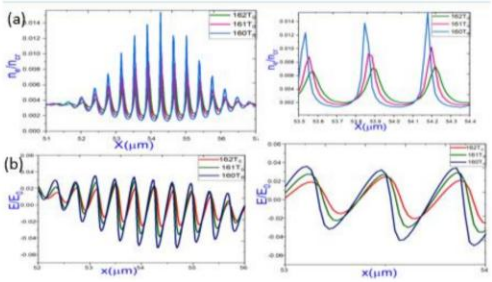
عبارت $2kx - \delta t$ نشان می‌دهد که ساختار چگالی اختلالی الکترون به صورت توری متحرک با دوره فضایی $\Lambda = \frac{\pi}{k}$ وسرعت $v = \frac{\delta}{2k}$ است.در این پژوهش، ما با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول در دوبعد به بررسی دینامیک توری های متحرک پلاسمایی می پردازیم. فرض شده است که دو پالس لیزری با پلاریزاسیون خطی که اختلاف فرکانس آنها برابر فرکانس پلاسما است و از مرزهای چپ و راست وارد پلاسمای رقیق می شوند و موج زنش تولید می کنند. طول موج پالس لیزر اول و دوم به ترتیب

برابر با $\lambda_1 = ۱/۰۸\ \mu m$ و $\lambda_2 = ۰/۸۶\ \mu m$ هستند. ابعاد پلاسما ۳۲۴ میکرومتر در امتداد محور x و ۱۰۸ میکرومتر در امتداد محور y در نظر گرفته شده است. بی بُعدسازی پارامترها به این صورت انجام شده است، زمان‌ها به ω_p فرکانس پلاسما و طول‌ها به k_p عدد موج پلاسما و سرعت به c سرعت نور و میدان الکتریکی به $E_0 = \frac{m_e c \omega_p}{e} a_0$ که a_0 دامنه بی بعد شده میدان لیزر می‌باشد. تعداد ذرات شبیه سازی را ۲×۱۰^۶ به ازای هر نوع از ذرات و تعداد ماکرو ذره ها را ۴ ذره در هر سلول در نظر گرفته شده‌اند. برای کاهش زمان محاسباتی، ابعاد پلاسما کوچک در نظر گرفته شده است. چگالی بحرانی پلاسما برابر $n_{cr} = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2$ وچگالی اولیه پلاسما که به چگالی بحرانی بی بعد شده است برابر $n_0 = ۰/۰۰۳ n_{cr}$ است. پروفایل عرضی پالس‌ها به صورت گاوسی و پروفایل زمانی آنها به صورت $\sin^2$ می‌باشد. در اینجا از کد Osiris استفاده کردیم که یک ابزار محاسباتی پیشرفته برای شبیه سازی های پیچیده است و از روش شبیه سازی ذره در سلول استفاده می کند [۵]. هنگامی که دو پالس لیزر با اختلاف فرکانسی برابر با فرکانس پلاسما در یک محیط برهم‌کنش می‌کنند، یک موج زنش با فرکانسی برابر با فرکانس پلاسما تولید می‌شود. این فرآیند شرایط تشدید را در محیط ایجاد می‌کند. تحت چنین شرایطی، الکترون‌ها تحت تأثیر نیروی پاندروموتیو، در محل تقاطع دو پالس به حداکثر دامنه نوسان خود می‌رسند. در نتیجه، الکترون‌ها یک الگوی نوسانی به صورت یک ساختار توری مانند تشکیل می‌دهند. شکل ۱ تحول فضای فاز، میدان الکتریکی القایی، و چگالی الکترون را در لحظات مختلف زمانی نشان می‌دهد. در لحظه $t = ۱۵۹T_0$ توری ها درمرحله اولیه شکل‌گیری هستند و تغییرات در چگالی الکترون بسیار محدود است. دامنه نوسانات میدان الکتریکی القایی بسیار کم است و سرعت الکترون ناچیز باقی می‌ماند. در زمان $t = ۱۶۱T_0$ رزونانس رخ می‌دهد که منجر به حرکت قابل توجه الکترون‌ها می‌شود، در حالی که یون‌ها به دلیل جرم زیاد ثابت می‌مانند.چگالی الکترون در یک ساختارتوری مانند با حداکثر دامنه تقریباً ۳/۵ برابر چگالی اولیه پلاسما نوسان می‌کند.در این مرحله، سرعت الکترون‌ها به سرعت نور در خلأ نزدیک می‌شود. در زمان $t = ۱۷۱T_0$ توری ها متلاشی می‌شوند و تغییرات در چگالی الکترون نامنظم می‌شود. میدان الکتریکی القایی حالت دندان‌اره‌ای و رفتار منظم خود را از دست داده و شکل نامنظمی به خود می‌گیرد. در این شرایط، سرعت‌های الکترون سازمان‌یافتگی خود را از دست داده و شدت امواج از مقدار پایدار عبور می‌کند. این وضعیت معمولاً به دلیل رسیدن موج پلاسمای الکترونی به مرحله اشباع رخ می‌دهد. ساختار حاصل فقط برای مدت کوتاهی، تقریباً برابر با زمان ۳۴/۵fs، پایدار باقی می‌ماند. پایداری موج پلاسما به تغییرات سریع توزیع الکترون در مرحله اشباع بستگی دارد و این تغییرات باعث تضعیف توری می‌شود. تحریک موج پلاسما تنها در صورت تطابق فرکانس پالس‌ها با فرکانس پلاسما و تأمین انرژی از طریق تشدید اتفاق میافتد.درشکل۲،توزیع چگالی الکترونی



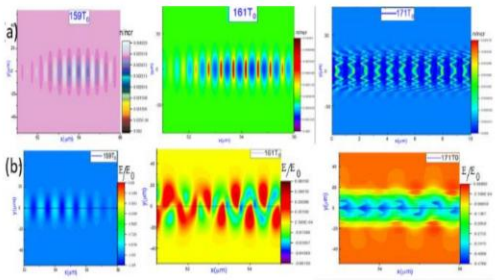
شکل ۱: فضای فاز الکترون در مختصات v_x (ستون سمت راست)، میدان الکتریکی القایی E_x (ستون میانی)، و چگالی نرمال‌شده‌ی الکترون n_e/n_{cr} (ستون سمت چپ در سه مقطع زمانی $(a)t = ۱۵۹T_0$، $(b)t = ۱۶۱T_0$، $(c)t = ۱۷۱T_0$ بر حسب فاصله.

و میدان الکتریکی القایی را در دو حالت(a) نمای دور و(b) نمای نزدیک نشان می‌دهد. در این شکل، حرکت توری‌های چگالی الکترونی و تغییرات میدان الکتریکی القایی با گذشت زمان نمایش داده شده است که این رفتار ناشی از حرکت موج زنش حاصل از برخورد لیزرهای پرشدت می‌باشد. سرعت حرکت توری‌ها برابر با v=۰/۰۹c محاسبه شده است که این مقدار تطابق خوبی با نتایج تحلیلی دارد.



شکل ۲: (a) نمای دور و نزدیک از حرکت توری‌های چگالی الکترونی متحرک بر حسب فاصله؛ (b) نمای دور و نزدیک از حرکت تغییرات میدان الکتریکی بر حسب فاصله

درشکل ۳تصاویر دوبعدی چگالی الکترون و میدان الکتریکی را در سه لحظه متمایز نشان می‌دهد. ستون (a) تغییرات چگالی الکترون را نشان می‌دهد، در حالی که ستون (b) نوسانات میدان الکتریکی القاشده را در همان بازه‌های زمانی نمایش می‌دهد. در لحظه $t = ۱۵۹T.$ ، چگالی الکترون و میدان الکتریکی در مرحله اولیه شکل‌گیری قرار دارند و آغاز فرآیند تشکیل شبکه چگالی را نشان می‌دهند. در لحظه $t = ۱۶۱T.$، ساختارها به اوج تکامل خود می‌رسند و مرز بین مناطق با چگالی بالا و پایین و همچنین بین میدان‌های قوی و ضعیف واضحتر می شود.. اما در لحظه سوم، ساختارهای شبکه‌ای به دلیل بی‌نظمی‌های القاشده فرو می‌ریزند که این فروپاشی منجر به از بین رفتن مرز بین مناطق با چگالی بالا و پایین و همچنین میدان‌های قوی و ضعیف می‌شود.



شکل ۳(a) تصاویر دوبعدی که تغییرات چگالی الکترون n_e/n_{cr} را در سه زمان مختلف (به ترتیب از چپ به راست) $t = ۱۵۹T.$, $t = ۱۶۱T.$, $t = ۱۷۱T.$ نشان‌میدهند(b) تصاویر دوبعدی که تغییرات میدان الکتریکی $E_x/E.$ را در همان سه زمان نمایش می‌دهند.

نتیجه‌گیری:

در این پژوهش، فرآیند شکل‌گیری و ویژگی‌های فیزیکی شبکه‌های متحرک چگالی الکترونی در پلاسما با استفاده از روش شبیه‌سازی ذره در سلول (PIC) مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهند که برهم‌کنش دو پالس لیزری با اختلاف فرکانسی برابر با فرکانس پلاسما باعث ایجاد موج زنش می شود وبا کمک نیروی پاندروموتیو می‌تواند منجر به تحریک الکترون‌ها و در نهایت شکل‌گیری توری های چگالی الکترونی شود.که باگذشت زمان حرکت می کنند. مشاهده شد که در مراحل اولیه شکل‌گیری توری‌ها ، میدان الکتریکی و سرعت الکترون‌ها ناچیز است؛ اما پس از شکل‌گیری کامل توری ها، میزان این میدان و سرعت الکترون‌ها به مقدار بیشینه خود می‌رسد. پس از فروپاشی توری‌ها، میدان الکتریکی و سرعت الکترون‌ها نظم خود را از دست می‌دهند و موج پلاسمای الکترونی ناپایدار می‌شود.

سپاسگزاری:

از مسئولین سامانه رایانش موازی دانشگاه شهید بهشتی (سرمد) به دلیل فراهم آوردن امکان دسترسی به منابع محاسباتی لازم برای انجام این تحقیق سپاسگزاری می‌کنیم.

مراجع :

[1]. Kruer, W. L. (2003). The Physics of Laser Plasma Interactions. Addison-Wesley. [2]. Playa, L. & Roso, L. (1997). "Electromagnetic response of plasma irradiated by high-intensity lasers." Physical Review E, 56, 7142.

[3]. Day, Charles. (2024). "Cleaning Intense Laser Pulses with Plasma." Physics, 17, s123. [4] Z. M. Sheng, J. Zhang, and D. Umstadter, Appl. Phys. B: Lasers Opt. 77, 673 2003.

[5]. Fonseca, R. A., et al. (2002). "Osiris: A three-dimensional, fully relativistic particle-in-cell code for modeling plasma-based accelerators." In International Conference on Computational Science, 233–239 (Springer).

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P3-03

اثر پارامترهای پلاسما بر تشکیل لایه دوگانه در مغناطیس سپهر زحل

سینا کاشانی*[1]، محمدمحسن حاتمی [2]

[1] دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهران e.kashani.1346@gmail.com

[2] دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهران M_hatami@kntu.ac.ir

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول :

e.kashani.1346@gmail.com

کلید واژه: لایه دوگانه، معیار بوهم، مدل سیالی، توزیع کاپا، پتانسیل سگدیف

چکیده

بررسی تشکیل لایه دوگانه پلاسمایی از موضوعات مورد علاقه در فیزیک پلاسماست. در این پژوهش با استفاده از مدل سیالی و روش تحلیلی پتانسیل سگدیف، امکان تشکیل لایه دوگانه در یک پلاسمای غیرماکسولی با الکترونهایی که از توزیع کاپا پیروی می کنند و نیز در حضور یک باریکه الکترونی گرم بررسی می شود. محاسبات معیار بوهم برای تشکیل لایه دوگانه در این پلاسما نشان می دهد پارامترهای باریکه الکترونی تاثیر چندانی بر سرعت بوهم بحرانی و در نتیجه معیار بوهم برای تشکیل لایه دوگانه ندارند در حالیکه مشخصات و ویژگی های الکترونهای غیرماکسولی موجود در پلاسما بر این مقدار بحرانی موثر هستند. اهمیت این پژوهش در ایجاد بستری مناسب برای بررسی و درک امکان تشکیل لایه دوگانه در مغناطیس سپهر سیاره زحل است که داده ها و مشاهدات تجربی وجود چنین پلاسمایی را در آنجا تایید کرده است.

Effect of plasma parameters on the formation of double layer in Saturn's magnetosphere

Sina Kashani[1]*, Mohammad Mohsen Hatami[2]

[1,2] Department of Physics, Khajeh Nasir Toosi University of Technology, Tehran, Iran

*Corresponding author's e-mail: e.kashani.1346@gmail.com

Abstract

The investigation of plasma double layer formation is one of the interesting topics in plasma physics. In this study, using a fluid model and the analytical Sagdeev potential method, the possibility of double layer formation is examined in a non-Maxwellian plasma with electrons following a kappa distribution and in the presence of a warm electron beam. Calculations of the Bohm criterion for double layer formation in this plasma show that the parameters of the electron beam have little effect on the critical Bohm velocity and, consequently, on the Bohm criterion for double layer formation. In contrast, the characteristics and properties of the non-Maxwellian electrons present in the plasma significantly influence this critical value. The importance of this study lies in providing a suitable framework for investigating and understanding the possibility of double layer formation in Saturn's magnetosphere, where experimental data and observations have confirmed the existence of such a plasma.

Keywords: Double layer, Bohm criterion, Fluid model, Kappa distribution, Sagdeev Potential

مقدمه

در هر سیستم پلاسمایی، به دلیل ویژگی‌های غیرخطی آن و همچنین عواملی مثل پراکندگی و اتلاف انرژی، ساختارهای غیرخطی مختلفی

می‌توانند شکل بگیرند. یکی از این ساختارها «لایه‌ی دوگانه[1]» است که از دو ناحیه‌ی بار الکتریکی با علامت مخالف تشکیل شده است. مشاهدات فضاپیماهای وویجر و کاسینی نشان می‌دهد که در مغناطیس سپهر[2] زحل، دو نوع جمعیت الکترونی سرد و داغ وجود دارد که توزیع آن‌ها از نوع غیرماکسولی است[1,2]. مطالعات اخیر نیز مشخص کرده‌اند که این الکترون‌ها غیر ماکسولی بوده و دارای توزیع کاپا[3] هستند و هر گروه از آنها(الکترون های سرد و گرم) دارای مقدار کاپای جداگانه‌ای هستند [3]. با توجه به اهمیت این موضوع، پژوهشگران زیادی چگونگی تاثیر پارامترهای مختلف پلاسما روی شکل‌گیری سالیتون‌های یون-صوتی (چه با دامنه‌ی کم و چه زیاد) و لایه‌های دوگانه در سیستم‌هایی که شامل باریکه الکترونی و پلاسما هستند را بررسی کرده اند[4-6].

در این مقاله به کمک معادلات سیالی و روش پتانسیل سگدیف، به بررسی امکان انتشار لایه دوگانه در یک پلاسمای غیرمغناطیسی که شامل دو گونه الکترون سرد و گرم با توزیع کاپا و یک باریکه الکترونی است پرداخته می شود.

روش کار

در این مقاله، یک پلاسمای غیر مغناطیسی و بدون برخورد بررسی می‌شود که از چند جزء تشکیل شده است: الکترون‌های سرد و داغ با توزیع کاپا، باریکه الکترونی، و یون‌های گرم. فرض می‌شود که موج‌ها در جهت محور x حرکت می‌کنند. بنابراین معادلات سیالی بهنجار شده که حرکت یون‌ها و الکترون‌های باریکه را توصیف می‌کنند، به شرح زیر قابل نوشتن هستند:

$$\frac{\partial N_s}{\partial \tau}+\frac{\partial}{\partial X}(N_s u_s)=0, \qquad (1)$$

$$\frac{\partial u_s}{\partial \tau}+u_s\frac{\partial u_s}{\partial X}+\mu_s\delta_s\frac{\sigma_s}{N_s}\frac{\partial P_s}{\partial X}=\mu_s\alpha_s\frac{\partial \phi}{\partial X}, \qquad (2)$$

$$\frac{\partial P_s}{\partial \tau}+u_s\frac{\partial P_s}{\partial X}+3P_s\frac{\partial u_s}{\partial X}=0, \qquad (3)$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial X^2}=N_c+N_h-\sum_s N_s, \qquad (4)$$

که $s=i,b$ برای یون و باریکه، $X=x/\lambda_D$ ، $\mu_s=m_s/m_e$ ، $\sigma_s=T_s/T_{ec}$ ، $\delta_s=n_{0s}/n_{0i}$ ، $N_s=n_s/n_{0s}$ ، $\lambda_D=(T_{ec}/4\pi e^2 n_{0s})^{1/2}$ ، $u_s=V_s/c_s$ ، $\phi=e\varphi/T_{ec}$ ، $\alpha=\pm 1$ ، $P_s=p_s/n_{0i}T_i$ و $\tau=t\omega_{pi}$ است. همچنین چگالی بهنجار الکترونهای سرد و گرم پلاسما به صورت زیر قابل نوشتن است:

$$N_c=\delta_c\left[1+\frac{\phi}{(\kappa_c-3/2)}\right]^{-\kappa_c+1/2}, \qquad (5)$$

$$N_h=\delta_h\left[1+\frac{\phi}{\sigma_{hc}(\kappa_h-3/2)}\right]^{-\kappa_h+1/2}, \qquad (6)$$

که $\sigma_{hc}=T_{eh}/T_{ec}$ و κ_c و κ_h به ترتیب نمایه طیفی مربوط به گونه‌های الکترون سرد و گرم هستند[7].

برای بدست آوردن پتانسیل سگدیف، فرض می کنیم تمام متغیرهای موجود در معادلات (1)-(4) به متغیر مستقل $\xi=X-V\tau$ وابسته باشد که V سرعت چارچوب متحرک است. با محاسبه چگالی بهنجار یون و الکترون های باریکه و جاگذاری در معادله پوآسون(معادله (4)) و انتگرال گیری از این معادله با در نظر گرفتن دو شرط $\phi\to 0$ و $d\phi/d\xi\to 0$ به ازای $|\xi|\to\infty$، به معادله زیر می رسیم

[1] Double layer
[2] Magnetosphere
[3] kappa-distribution

$$\frac{1}{2}\left(\frac{d\phi}{d\xi}\right)^2 + S(\phi) = 0. \qquad (7)$$

در معادله فوق $S(\phi)$ پتانسیل سگدیف است:

$$S(\phi) = \lambda_1 Z_1 + \lambda_2 Z_2 + Z_3, \qquad (8)$$

که:

$$Z_1 = [P_2^3 - P_1^3 + (P_1^2 + 2\mu_i\phi)^{3/2} - (P_2^2 + 2\mu_i\phi)^{3/2}],$$

$$Z_2 = [Q_2^3 - Q_1^3 + (Q_1^2 - 2\phi)^{3/2} - (Q_2^2 - 2\phi)^{3/2}],$$
$$Z_3 = \delta_c(1 - R_c) + \delta_h(1 - R_h)\sigma_{hc},$$

و $\lambda_1 = -\sqrt{3\mu_i\sigma_b}/18\mu_i^2\sigma_b$ ، $\lambda_2 = -\sqrt{3\sigma_i}/18\sigma_i$ ،
$P_1 = (M - u_{0b} + \sqrt{3\mu_i\sigma_b})$ ، $P_2 = (M - u_{0b} - \sqrt{3\mu_i\sigma_b})$ ،

$Q_1 = (M + \sqrt{3\sigma_i})$ ، $Q_2 = (M - \sqrt{3\sigma_i})$ ،

$R_c = (1 - \frac{\phi}{(\kappa_c - 3/2)})^{-\kappa_c + 3/2}$ ، $R_h = (1 - \frac{\phi}{\sigma_{hc}(\kappa_c - 3/2)})^{-\kappa_c + 3/2}$ ،

و $u_{0b} = v_{0b}/c_s$ سرعت بهنجار شده باریکه الکترونی است.

برای اینکه لایه دوگانه بتواند در پلاسما شکل بگیرد، باید مشتق دوم پتانسیل سگدیف در نقطه صفر منفی باشد. با این شرط، مشخص می‌شود که شرط لازم برای تشکیل لایه های دوگانه آن است که سرعت فاز بهنجار شده موج موضعی(موجی که در یک ناحیه محدود از فضا شکل گرفته است) که همان عدد ماخ (M) است از یک مقدار بحرانی (M_c) بیشتر باشد. برای محاسبه عدد ماخ بحرانی لازم است معادله زیر به روش عددی حل شود:

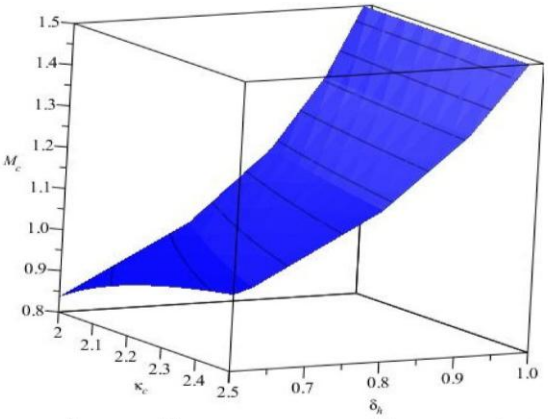
$$\frac{\mu_i\delta_b}{(M_c - u_{0b})^2 - 3\mu_i\sigma_b} + \frac{1}{M_c^{\ 2} - 3\mu_i} - \delta_c\Gamma_c - \frac{\delta_h\Gamma_h}{\sigma_{ch}} = 0, \qquad (9)$$

که $\Gamma_{c,h} = \frac{\kappa_{c,h} - 3/2}{\kappa_{c,h} - 1/2}$. رابطه (9) نشان می دهد این مقدار بحرانی به عوامل مختلفی از جمله غلظت و دمای الکترون‌های سرد و گرم، غلظت و دمای باریکه الکترونی و نیز نمایه طیفی الکترونهای پلاسما (میزان انحراف از توزیع ماکسولی) بستگی دارد. با توجه به وابستگی تشکیل لایه های دوگانه به مقدار M از یک سو و وابستگی M_c به پارامترهای پلاسما، در ادامه به مطالعه اثر پارامترهای پلاسما بر شرط تشکیل لایه دوگانه در یک پلاسمای الکترون-یون که دارای الکترونهای سرد و گرم با توزیع کاپا، یونهای گرم و باریکه الکترونی است($M > M_c$) پرداخته می شود.

نتایج

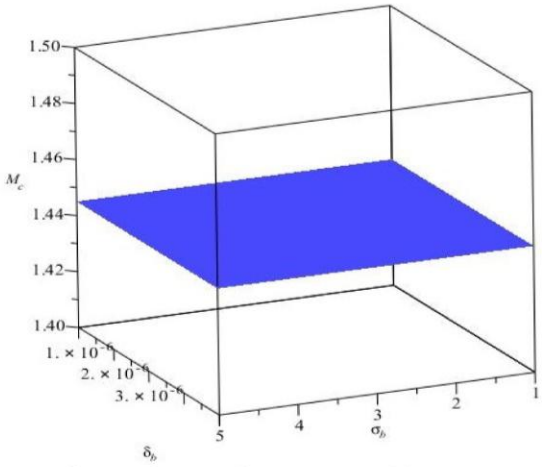
همانطور که در بخش قبل گفته شد شرط لازم برای تشکیل لایه دوگانه در پلاسمای مورد مطالعه آن است که سرعت بهنجار شده موج موضعی از یک مقدار بحرانی که از معادله (9) بدست می آید بیشتر باشد. حل تحلیلی معادله (9) و تعیین رابطه M_c از یک معادله درجه 4 بر حسب M_c، به منظور بررسی تاثیر پارامترهای پلاسما بر مقدار بحرانی مذکور، به راحتی امکان پذیر نیست لذا از روش های عددی برای این کار استفاده شده است.

در شکل1 تغییرات M_c به ازای مقادیر مختلف نمایه طیفی الکترونهای سرد κ_c و نیز مقادیر مختلف چگالی الکترونهای گرم δ_h نشان داده شده است. ملاحظه می شود با افزایش κ_c مقدار M_c افزایش می یابد. با توجه به رابطه (9) می توان گفت رفتار M_c با افزایش نمایه طیفی الکترونهای گرم نیز به همین صورت خواهد بود. با توجه به اینکه افزایش κ_c متناظر با کاسته شدن از تعداد الکترونهای پرانرژی در داخل پلاسما هست می توان گفت با افزایش تعداد الکترون های پرانرژی در یک پلاسما مقدار بحرانی عدد ماخ کاهش می یابد. همچنین در این شکل اثر افزایش غلظت الکترونهای گرم بر رفتار عدد ماخ بحرانی نشان داده شده است. همانطور که در این شکل مشهود است با افزایش چگالی الکترونهای گرم، مقدار M_c افزایش می یابد.



شکل1. تغییرات M_c بر حسب κ_c و δ_h به ازای $\kappa_h = 3$، $u_{0b} = 0.05$، $\sigma_b = 1$، $\delta_b = 10^{-6}$.

در شکل2 اثر مشخصات باریکه الکترونی(چگالی δ_b و دمای باریکه σ_b) بر رفتار عدد ماخ بحرانی نشان داده شده است. ملاحظه می شود تغییر در این پارامترهای باریکه الکترونی تاثیر قابل ملاحظه ای بر مقدار M_c ندارد.



شکل2. تغییرات M_c بر حسب σ_b و δ_b به ازای $\kappa_c = 2$، $\kappa_h = 3$، $u_{0b} = 0.05$، $\delta_h = 0.975$.

جمعبندی و نتیجه گیری

با در نظر گرفتن یک پلاسمای غیر مغناطیسی شامل یون های گرم، الکترونهای سرد و گرم غیرماکسولی (دارای توزیع کاپا) و باریکه الکترونی به بررسی اثر پارامترهای مختلف این پلاسما بر شرط لازم برای تشکیل لایه دوگانه در پلاسمای مورد مطالعه ($M > M_c$) پرداخته شد. با استفاده از معادلات هیدرودینامیک پلاسما و استفاده از روش پتانسیل سگدیف، سرعت بوهم امواج موضعی در این محیط پلاسمایی محاسبه شد و مشخص شد بر خلاف پارامترهای باریکه الکترونی(دما و چگالی این باریکه)، ویژگی های الکترونهای پلاسما نظیر افزایش نمایه طیفی الکترونهای سرد κ_c و چگالی الکترونهای گرم δ_h تاثیر قابل ملاحظه ای بر افزایش سرعت بوهم امواج خواهد داشت و از آنجا که لازمه تشکیل لایه دوگانه بیشتر بودن سرعت موج از سرعت بوهم بحرانی است بنابراین می توان نتیجه گرفت که بر خلاف چگالی و دمای باریکه الکترونی، مشخصات الکترونهای سرد و گرم پلاسما تاثیر قابل ملاحظه ای بر شرط لازم برای تشکیل لایه دوگانه در پلاسمای مذکور دارد.

مرجع‌ها

[1] D. D. Barbosa and W. S. Kurth, *J. Geophys. Res.* **98**, 9351, (1993), doi: 10.1029/ 93JA00477.
[2] D. T. Young, et al., *Science* **307**, 1262 (2005).
[3] P. Schippers, et al., *J. Geophys. Res.* **113**, A07208, doi: 10.1029/2008JA013098 (2008).
[4] E. I. El-Awady, S. A. El-Tantawy, W. M. Moslem, and P. K. Shukla, *Phys. Lett. A* **374**, 3216 (2010), doi:10.1016/j.physleta.2010.05.053.
[5] M. S. Alam, M. M. Masud, and A. A. Mamun, *Chin. Phys. B* **22**, 115202 (2013), doi:10.1088/1674-1056/22/11/115202.
[6] A. Danehkar, *Plasma Phys. Control. Fusion* **60** 065010 (2018), doi:10.1088/1361- 6587/aabc40.
[7] G. Livadiotis, *Universe* **4**, 144 (2018), doi:10.3390

Paper ID: P4-11

اثر افزودن جیوه در طیف تابشی و توان تزریقی الکتریکی فلش لامپ UVC

مطهره امین جراحی[۱،۲]، فرشاد صحبت زاده [۱،۲]، رضا ابراهیم نژاد درزی[۱،۲] ، ، سعید میرزانژاد [۱،۲]، محمد رضا نژاد[۳]

[۱] گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر.

[۲] هسته پژوهشی فناوری پلاسما، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران. بابلسر

[۳] گروه مهندسی برق، دانشکده مهندسی و فناوری، دانشگاه مازندران، بابلسر.

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: aminjarahi03@gmail.com

چکیده

در این پژوهش، یک فلش لامپ UVC بر پایه تخلیه قوس الکتریکی در گاز آرگون طراحی شد. افزودن جیوه (۰.۵ گرم) موجب افزایش شدت پالس جریان از ۱۱۰۰ به ۱۵۰۰ آمپر و توان لحظه‌ای از ۴۰۰ به ۶۰۰ کیلووات گردید. طیف‌سنجی تأیید کرد که جیوه شدت تابش UVC را در ۲۵۴ نانومتر از ۱۵ به 224 μW/cm² افزایش می‌دهد. محاسبات دمایی نیز دمای الکترونی ۲۴۵۰۹.۸ کلوین را نشان داد. این لامپ پتانسیل بالایی برای کاربردهای ضدعفونی دارد.

کلید واژه: پلاسما فشار پایین، تخلیه قوس الکتریکی، فلش لامپUVC

Effects of Mercury addition on the spectrum and electrical deposited power in a UVC flash lamp

Motahareh Amin Jarrahi [1,2], Farshad Sohbatzadeh[1,2], Reza Ebrahimnejad Darzi [1,2], Saeed Mirzanejad, [1,2], Mohammad Rezanejad [3]

[1] Atomic and Molecular Physics group, Science department, Mazandaran University. Babolsar.

[2] Plasma research core, Science department, Mazandaran University. Babolsar.

[3] Department of Electrical Engineering, Faculty of Engineering and Technology, Mazandaran University, Babolsar

*corresponding e-mail: aminjarahi03@gmail.com

Abstract

In this study, a UVC flash lamp based on an arc discharge in argon gas was designed. The addition of mercury (0.5 g) increased the pulse current intensity from 1100 to 1500 amperes and the instantaneous power from 400 to 600 kW. Spectroscopy confirmed that mercury increased the UVC radiation intensity at 254 nm from 15 to 224 μW/cm². Thermal calculations also showed an electron temperature of 24509.8 K. This lamp has great potential for disinfection applications.

Keywords: low pressure plasma , electric arc discharge ,UVC flash lamp

مقدمه

امروزه فلش لامپ ها در تحقیقات علمی مانند: لیزر، پزشکی ، دندانپزشکی، عملیات سطح و دهها کاربرد دیگر مورد استفاده قرار می‌گیرند. کاربرد اصلی لامپها با تابش فرابنفش در استریل نمودن و غیر فعالسازی میکرو ارگانیسم ها می باشد [۲-۱].در حال حاضر از منابع نور فرابنفش متفاوت با طول موج های مختلف برای ضدعفونی سازی استفاده می شود[۳].

لامپ های تخلیه گاز جیوه از یک بدنه شیشه ای که بین الکترودهای آن پلاسما تشکیل میشود ساخته شده اند. این لامپ ها با گاز بی اثر (به عنوان مثال آرگون) و مقدار کمی جیوه پر شده اند. هنگامی که یک ولتاژ بالا به الکترودها اعمال می شود، الکترون ها برانگیخته می شوند و در بازگشت به حالت پایه، نور فرابنفش ساطع می کنند.

این لامپ‌ها به صورت تابش پیوسته و با توان پایین کار می کنند[۴].

در این پژوهش ضمن ارائه عملکرد یک لامپ قوس پالسی آرگون، اثر افزودن جیوه در طیف تابشی و توان تزریقی به آن مطالعه و گزارش می شود. نتایج این تحقیق می تواند در استریل کردن سطوح با زمان اندک نسبت به لامپ های پیوسته فرابنفش مورد استفاده قرار گیرد.

مواد و روش چیدمان آزمایش

در این پژوهش ابتدا سیستم تابش ماورابنفش طراحی و سپس ساخته شد. این سیستم شامل تولید لامپ فرابنفش، منبع تغذیه و محفظه نگه دارنده لامپ میباشد. محفظه نگه دارنده لامپ، تیوپ شیشه ای T شکل از جنس کوارتز مصنوعی انتخاب شد زیرا هم در برابر تابش UV شفاف است و هم تحمل گرمای بالایی دارد. الکترودهای تنگستن با ابعاد استاندارد در محفظه کوارتز نصب شدند.

برای شروع تخلیه قوس در فلش لامپ از دو مدار تغذیه جداگانه استفاده شد. ابتدا با استفاده از یک زیمر برای یونیزه کردن گاز کاری با ولتاژ بالا و جریان پایین استفاده می‌شود. زیمر یک سیم پیچیده شده به دور تیوب فلش لامپ در سطح بیرونی آن است که به منبع ولتاژ بالا (۵ تا ۲۰ کیلو ولت) متصل شده است. پس از یونش اولیه گاز امپدانس لامپ به شدت کاهش می یابد و سپس پالس الکتریکی اصلی با ولتاژ ۱۰۰۰ ولت با جریان بالا به الکترودها اعمال می‌شود تا تخلیه قوس شکل بگیرد.

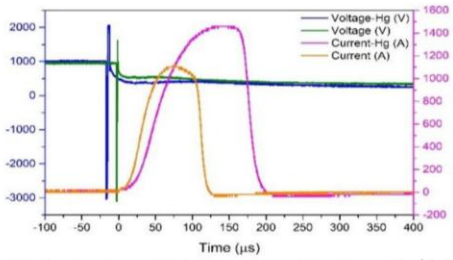
شکل ۱- لامپ با اعمال ولتاژ زیمر ۱۲ کیلو ولت (تصویر بالا) و پس از اعمال پالس ولتاژ ۱۰۰۰ ولت در تخلیه قوس الکتریکی.

به منظور اندازه گیری در این پژوهش از پروب جریان Pearson مدل 3972، پروب ولتاژ Tektronix مدل *P6015A*، طیف سنج Ocean *Optics* مدل *HR2000+CG* ، ژول متر Lutron مدل UVC-254A استفاده شده است.

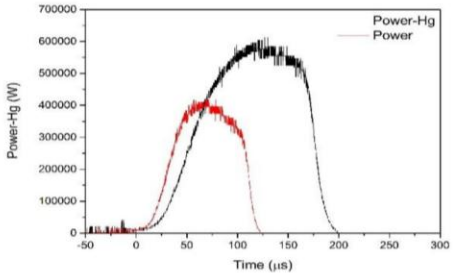
در تصویر بالایی شکل ۱ شروع تخلیه و شکسته شدن گاز قابل مشاهده است،که در نهایت پس از اعمال پالس با یک کیلو آمپر جریان، تخلیه قوس الکتریکی شکل میگیرد.

روش و اندازه گیری ها

در ابتدا منحنی ولتاژ- جریان مربوط به گاز کاری آرگون با فشار ۸۰ میلی بار و ولتاژ ۱۰۰۰ ولت در شکل ۲ آورده شده است. مشاهده می‌شود که در حالت با گاز کاری آرگون بدون حضور جیوه پالس جریان (خط زرد) به پهنای کامل در نیمه بیشینه ۸۰ میکرو ثانیه و شدت بیشینه ۱۱۰۰ آمپر ثبت شده است. با اضافه نمودن ۰.۵ گرم جیوه به لامپ، پهنای کامل در نیمه بیشینه پالس جریان (خط بنفش) به ۱۲۳ میکرو ثانیه و شدت بیشینه آن به ۱۵۰۰ آمپر افزایش می¬یابد. همچنین پهنای پالس جریان و شدت بیشینه آن در مقایسه با حالت بدون جیوه افزایش می¬یابد، که افزایش این موارد منجر به افزایش توان تخلیه الکتریکی در تیوب فلش لامپ خواهد شد.



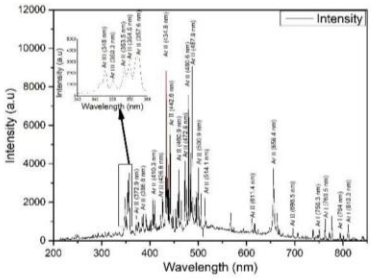
شکل ۲- نمودار ولتاژ جریان در فشار کاری ۸۰ میلی بار آرگون و ۱۰۰۰ ولت در حضور و بدون حضور جیوه



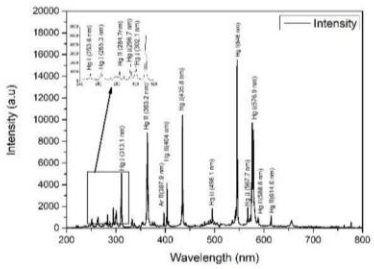
شکل ۳- نمودار توان لحظه ای در فشار کاری ۸۰ میلی بار آرگون و ۱۰۰۰ ولت در حضور و بدون حضور جیوه

بیشـــینه توان الکتریکی لحظه ای برای لامپ با گاز کاری آرگون به ۴۰۰ کیلو وات می رســد در حالیکه توان لحظه ای برای لامپ با حضــور جیوه به ۶۰۰ کیلو وات می‌رســد که در شکل۳ قابل مشاهده است.

طیف تابشی در بازه طول موجی ۲۰۰ تا ۹۰۰ نانومتر برای فلش لامپ با گاز کاری آرگون فشـــار ۸۰ میلی بار و ولتاژ اعمالی ۱۰۰۰ ولت بدون حضـــور جیوه در شـــکل ۴ و با حضور جیوه در شکل ۵ نشان داده شده است.

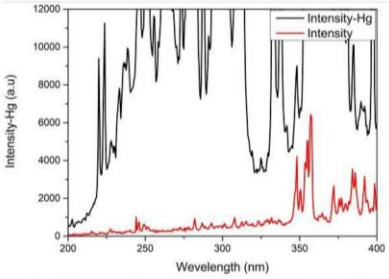


شکل ۴- طیف تابشی فلش لامپ با فشار ۸۰ میلی بار آرگون و ولتاژ اعمالی ۱۰۰۰ ولت



شکل ۵- طیف تابشی فلش لامپ با فشار ۸۰ میلی بار آرگون با ولتاژ اعمالی ۱۰۰۰ ولت با افزودن ۰.۵ گرم جیوه

خطوط مربوط به HgI در طول موجهای ۲۵۳، ۲۶۵،۳۰۲ و ۲۹۶ به خوبی در شـــکل۵ نمایان اســـت که بیانگر تولید تابش UVC بیشـتر در لامپ با حضـور جیوه در مقایسـه با حالت بدون جیوه اسـت. از طرفی تابش پیوسـته در ناحیه فرابنفش در لامپ با گاز کاری آرگون نیز مشاهده می‌شود. برای مشاهده بهتر این تابش پیوسته فیبر نوری در فاصله ۱۴۰ سـانتیمتری از لامپ قرار گرفت. مقایسـه طیف‌ها در شـکل ۶ نشـان می‌دهد که جیوه تابش پیوسـته و خطوط UVC را تقویت می‌کنـد. طول موجهـای فرابنفش و بخصـــوص طول موجهای UVC به منظور بی اثرســـازی میکروارگانیسم ها مورد استفاده قرار می گیرند.



شـکل۶- مقایسـه طیف تابشـی فلش لامپ دو حالت با حضـور (مشکی) و عدم حضور جیوه (قرمز).

شـدت بیشـتر در این ناحیه چه در تابش پیوسـته چه در خطوط طیفی منجر بـه عملکرد بهتر فلش لامـپ در کاربردهای زیستی می‌شود. به منظور ثبت تابش UVC و مقایســه شـدت تابشـی آنها از ژولمتر لوترون که در طول موج ۲۵۴ نانومتر کالیبره شده است، استفاده شده است. شدت ثبت شده در فاصله ۱۴۰ سانتی متری از فلش لامپ برای گاز کاری آرگون $15\mu w/cm^2$ و برای حللت کاری با حضور جیوه شدت $224\mu w/cm^2$ ثبت شده است که نشان از افزایش قابل توجه تابش UVC می‌باشد.

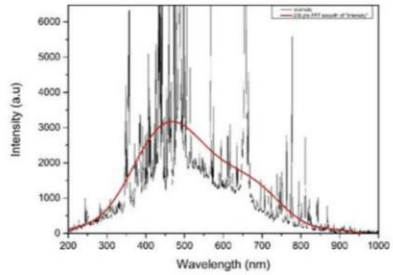
محاسبات و نتایج

در شـــکل ۷ تابش جســـم ســـیاه فلش لامپ با گاز کاری آرگون در فشـــار ۸۰ میلی بار و ولتاژ ۱۰۰ ولت بدون حضور جیوه مشاهده میشود. در اینجا با اسـتفاده از تابش پیوســـته طیف به محاســـبه دمای آن با اســـتفاده از قانون جابجایی وین پرداختیم.

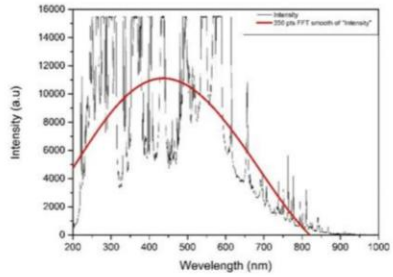
$$T \times \lambda_{Peak} = b$$

دراین رابطه T دمای گاز، λ_{Peak} بیشـــینه طول موج و b ثابت جابجایی وین (b=2898μm.k)میباشد.

با اسـتفاده از تبدیل سـریع فوریه (FFT smooth) تابش پیوسته بر روی طیف ثبت شده فیت شد و بیشینه طول موج را به دسـت آمد. با اسـتفاده از رابطه بالا و جایگذاری مقادیر دمای لامپ با گاز کاری آرگون ۵۹۱۰.۱ کلوین بدسـت آمد. در شـکل ۸ نیز تابش پیوسـته فلش لامپ در حضـور جیوه قابل مشـاهده اسـت که با اسـتفاده از رابطه جابجایی وین دمای لامپ با حضـور جیوه ۶۵۰۹.۹ کلوین به دست آمد.



شکل ۴- دمای تابش جسم سیاه مربوط به ۸۰ میلی بار ۱۰۰۰ ولت بدون حضور جیوه

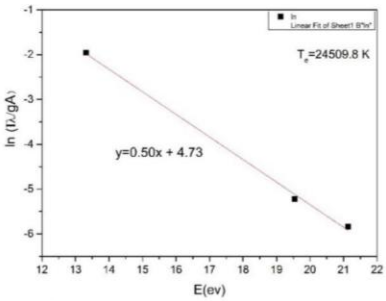


شکل ۵- دمای تابش جسم سیاه مربوط به ۸۰ میلی بار ۱۰۰۰ ولت با حضور جیوه

در اینجا با انتخاب چند پیک از طیف آرگون با روش بولتزمن دمای الکترونی فلش لامپ با گاز کاری آرگون به دست آمد. در این روش با استفاده از معاله ساها و رابطه نهایی زیر به اندازه گیری و محاسبه دمای الکترونی پرداخته شد.

$$\ln\left(\frac{I_Z\lambda}{gA}\right) = \frac{E}{k_B T} + \ln\left(\frac{hcNL}{4\Pi p(T)}\right)$$

ابتدا نمودار $\ln\left(\frac{I_Z\lambda}{gA}\right)$ برحسب E(ev) رسم کرده و با استفاده از شیب نمودار به ما $\frac{-1}{k_B T}$ دمای الکترونی 24509.8 k بدست آمد.



شکل ۴- دمای الکترونی گاز آرگون در فلش لامپ UVC

نتیجه گیری

نتایج نشان داد که افزودن جیوه به فلش لامپ UVC عملکرد آن را به‌طور چشمگیری بهبود می‌بخشد: افزایش ۳۶٪ در شدت جریان، ۵۰٪ در توان لحظه‌ای، و تقویت ۱۵ برابری تابش UVC. دمای الکترونی بالا (۲۴۵۰۹.۸ کلوین) نیز تأییدکننده کارایی این طراحی است. این سیستم برای ضدعفونی سطوح و کاربردهای پزشکی مناسب است. پیشنهاد می‌شود اثر فشار گاز و ولتاژ در پژوهش‌های آینده بررسی گردد.

مرجع ها

[۱]Wekhof, Alexander. "Disinfection with flash lamps." PDA Journal of Pharmaceutical Science and Technology 54.3 (2000): 264-276 .

[۲]Tran, Hai Duc Minh, et al. "Potential of UV-B and UV-C irradiation in disinfecting microorganisms and removing N-nitrosodimethylamine and 1, 4-dioxane for potable water reuse: A review." Chemosphere 286 (2022): 131682.

[۳]Wekhof, A. (2000). Disinfection with flash lamps. PDA Journal of Pharmaceutical Science and Technology, 54(3), 264-276.

[٤]Ahmad, S. I., Christensen, L., & Baron, E. (2017). History of UV lamps, types, and their applications. Ultraviolet Light in Human Health, Diseases and Environment, 3-11

Paper ID: P4-13

بکارگیری تبدیلات مختصات شیفت یافته ی دکارتی در محاسبه ی الگوی تشعشع آنتن‌های نازک پلاسمایی چند حلقه‌ای سه‌بعدی

طاهره طاهری[۱]، بهرام جزی[۲]
۱و۲ گروه فوتونیک- پلاسما ، دانشکده فیزیک، دانشگاه کاشان

چکیده

در این مطالعه، از تبدیلات مختصات شیفت یافته‌ی دکارتی برای تحلیل و محاسبه الگوی تابشی آنتن‌های پلاسمایی نازک چند حلقه‌ای سه‌بعدی بهره گرفته شده است. این رویکرد، امکان محاسبه‌ی مستقیم و ساده‌تر میدان‌های الکترومغناطیسی در مناطق دور از آنتن و تحلیل تأثیر فاصله و شکل هندسی حلقه‌ها را فراهم می‌کند. نتایج نشان می‌دهند که استفاده از این تبدیلات، در بهبود دقت و کاهش پیچیدگی محاسبات نقش مؤثری دارد و می‌تواند به طراحی بهینه‌تر آنتن‌های پلاسمای چند حلقه‌ای کمک کند.

کلید واژه: آنتن پلاسمایی، تبدیل مختصات، الگوی تابش.

Application of Cartesian Coordinate Shift Transformations in the Calculation of the Radiation Pattern of 3D Multi-Rings Thin Plasma Antennas

Tahereh Taheri[1], Bahram Jazi[2]

1,2 Department of Physics, University of Kashan *jaziada@kashanu.ac.ir* *saba_tahery@yahoo.com*

Abstract

In this study, Cartesian coordinate shift transformations are used to analyze and calculate the radiation pattern of 3D multi-ring thin plasma antennas. This approach allows for a direct and simpler calculation of electromagnetic fields in areas far from the antenna and an analysis of the effect of the distance and geometric shape of the rings. The results show that the use of these transformations plays an effective role in improving the accuracy and reducing the complexity of the calculations and can help in a more optimal design of multi-ring plasma antennas.

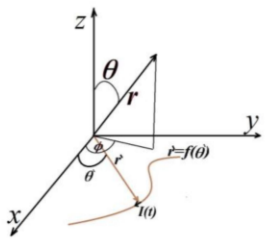
Keyword: Plasma antenna, coordinate transformation, Radiation pattern.

مقدمه

آنتن‌های پلاسمایی نازک به‌دلیل ویژگی‌های منحصر به فرد خود، در کاربردهای ارتباطی و راداری توجه زیادی را جلب کرده‌اند. تحلیل میدان‌های تشعشعی این نوع آنتن‌ها معمولاً با مشکلاتی مانند پیچیدگی محاسبات و نیاز به فرضیات سخت همراه است. در این مطالعه، از تبدیلات مختصات شیفت یافته‌ی دکارتی برای ساده‌سازی مسائل محاسباتی و کسب نتایج دقیق‌تر بهره برده شده است.

فرم‌سازی میدان‌ها در مختصات شیفت یافته

در این مطالعه، مقطع تحلیل بر پایه فرموله‌سازی میدان‌های الکترومغناطیسی، به‌خصوص پتانسیل و میدان‌های E وH ، در فضاهای شیفت یافته‌ی دکارتی توضیح داده شده است. فرض می‌شود که یک جریان متناوب $I = I_0\, e^{i\omega t}$ با فرکانس زاویه ای ω از یک عنصر طولی دو بعدی در مختصات قطبی عبور می کند که بخشی از یک آنتن نازک است که با معادله $r' = f(\theta')$



شکل ۱: موقعیت‌یابی یک آنتن دوبعدی طبق معادله $r' = f(\theta')$

توصیف می‌شود. ناظر در نقطه ای مانند $\vec{r}$ در مختصات سه بعدی قرار دارد. مولفه‌های دکارتی پتانسیل برداری یک عنصر طولی dl' را می‌توان به سادگی از معادله زیر بدست آورد:

$$d\vec{A}(r,t) = \frac{\mu_0 I e^{i\omega t}}{4\pi} \frac{exp\left\{-i\frac{2\pi}{\lambda_0}\left(r^2+f^2(\theta')-2rf(\theta')sin\theta\, cos(\varphi-\theta')\right)^{1/2}\right\}}{\left(r^2+f^2(\theta')-2rf(\theta')sin\theta\, cos(\varphi-\theta')\right)^{1/2}} \cdot \left[\left(cos\theta'\, \frac{\partial f(\theta')}{\partial\theta'} - f(\theta')\, sin\theta'\right)\hat{x} + \left(sin\theta'\, \frac{\partial f(\theta')}{\partial\theta'} + f(\theta')\, cos\theta'\right)\hat{y}\right] d\theta' \quad (۱)$$

در معادله فوق، θ_0 یک متغیر است و بسته به محدوده منحنی $r' = f(\theta')$، ادغام روی آن انجام می‌شود[۱-۲]. علاوه بر این، λ_0 نشان دهنده طول موج مربوط به فرکانس کاری ω آنتن در فضای آزاد و r، θ و Φ موقعیت ناظر است و مقادیر ثابتی هستند با انجام محاسبات برای یک آنتن دایره ای با شعاع $r' = a_0$ ، هر یک از مولفه های دکارتی پتانسیل برداری تحت شرایط $\lambda_0 \gg r \gg \{\max of\ r' = f(\theta')\}$ را به دست می آوریم. که در اینجا مولفه xآن را مشاهده می‌کنیم .

$$A_x^{single\ ring}(x,y,z,a_0,t) = -\frac{\mu_0 i a_0^2}{4r^2}\sin(\varphi)\sin(\theta)\left\{cos\left[\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)\right] - \frac{r\omega}{c} sin\left[\omega\left(t-\frac{r}{c}\right)\right]\right\} \quad (۲)$$

$$r = (x^2+y^2+z^2)^{1/2} \quad (۳)$$

$$\sin(\theta) = \left[\frac{x^2+y^2}{x^2+y^2+z^2}\right]^{1/2} \quad (۴)$$

$$\sin(\varphi) = \frac{y}{(x^2+y^2)^{1/2}} \quad (۵)$$

$$\cos(\varphi) = \frac{x}{(x^2+y^2)^{1/2}} \quad (۶)$$

با انتخاب مناسب یک سیستم مختصات انتقال یافته و مشخص کردن موقعیت ناظر نسبت به مختصات جدید، که با $\vec{r'}$ نشان داده شده است، قادر خواهیم بود اجزای پتانسیل برداری حاصل از حلقه جدید واقع در صفحه زمین را با توجه به مختصات x', y', z' در نتیجه، داریم:

$$A'_{x'}(x',y',z',a_1,t) = -\frac{\mu_0 i a_1^2}{4r_{(1)}^2}\sin(\varphi_{(1)})\sin(\theta_{(1)})\left\{cos\left[\omega\left(t-\frac{r_{(1)}}{c}\right)\right] - \frac{r_{(1)}\omega}{c} sin\left[\omega\left(t-\frac{r_{(1)}}{c}\right)\right]\right\} \quad (۷)$$

$$r_{(1)} = \left(x'^2+y'^2+z'^2\right)^{1/2} \quad (۸)$$

$$\sin(\theta_{(1)}) = \left[\frac{x'^2+y'^2}{x'^2+y'^2+z'^2}\right]^{1/2} \quad (۹)$$

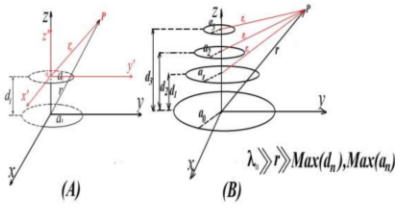
$$\sin(\varphi_{(1)}) = \frac{y'}{\left(x'^2+y'^2\right)^{1/2}} \quad (۱۰)$$

$$\cos(\varphi_{(1)}) = \frac{x'}{\left(x'^2+y'^2\right)^{1/2}} \quad (۱۱)$$

سپس با به کارگیری یک سری تبدیل مختصات ساده از سیستم دکارتی به قطبی کروی می‌توانیم رابطه بالقوه حاصل از چند حلقه را بر حسب مختصات فضایی ناظر(پریم‌دار) نسبت به مختصات پریم نشده بیان کنیم.

$$\overrightarrow{d_1} + \overrightarrow{r_{(1)}} = \vec{r} \Rightarrow x' = x,\ \ y' = y,\ \ z' = z - d_1$$

معادلات فوق ابزار مناسبی برای محاسبه مولفه‌های پتانسیل برداری حاصل از یک سیستم چند حلقه‌ای که به موازات هم در فواصل مشخص شده d_n از حلقه اول در صفحه xoy چیده شده‌اند، فراهم می‌کند.



شکل ۲: پیکربندی آنتن چند حلقه ای تلسکوپی

$$A_x^{multy\ rings}(r,t) = A_x^{single\ ring}(r,a_0,t) + \sum_{n=1}^{m} A_x^{single\ ring}(r_{(n)},a_n,\theta_n,\varphi_n,t) \quad (۱۲)$$

$$r_{(n)} = (x^2+y^2+(z-d_n)^2)^{1/2} \quad (۱۳)$$

$$\sin(\theta_n) = \left[\frac{x^2+y^2}{x^2+y^2+(z-d_n)^2}\right]^{1/2} \quad (۱۴)$$

$$\sin(\varphi_n) = \frac{y'}{\left(x'^2+y'^2\right)^{1/2}} = \frac{y}{(x^2+y^2)^{1/2}} \quad (۱۵)$$

$$\cos(\varphi) = \frac{x'}{\left(x'^2+y'^2\right)^{1/2}} = \frac{x}{(x^2+y^2)^{1/2}} \quad (۱۶)$$

با استفاده از پیمانه لورنتس ، پتانسیل اسکالر الکترومغناطیسی Φ را از پتانسیل برداری بدست آورده، سپس معادلات میدان الکتریکیE و میدان مغناطیس H برای سیستمی متشکل از n حلقه‌ی دایره‌ای را به دست می‌آوریم. در نهایت با استفاده از میدان الکتریکی و مغناطیسی بردار پوئین تینگ را بدست آورده و با محاسبه شار بردار پوئینتینگ بر روی یک کره بسته با شعاع R و اعمال تقریب میدان دور E و $H \sim (1=r)$ برای هر یک از میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی و میانگین‌گیری آن در یک دوره تناوب، می‌توان میانگین توان تابشی توسط یک آنتن چند حلقه ای را به صورت زیر تخمین زد.

$$\langle P^{multy\ rings}\rangle_t = \frac{1}{2}\oint\left[\vec{E}^{multy\ rings} \times \vec{H}^{multy\ rings^*}\right].\overrightarrow{da} \quad (۱۷)$$

که برای محاسبه رابطه بالا از معادلات زیر استفاده کرده ایم

$$sin\theta_n = \frac{d_n}{r} sin\theta\ cos\theta \qquad cos\theta_n = \frac{-d_n}{r} sin^2\theta + cos\theta$$

$$\frac{1}{r_n} \approx \frac{d_n cos\theta}{r^2} + \frac{1}{r} \qquad r_n \approx -d_n cos\theta + r$$

$$\exp\left[\frac{i\omega}{c} d_n cos\theta\right] = \exp\left[\frac{2\pi i}{\lambda_0} d_n cos\theta\right] \approx 1 + \frac{2\pi i}{\lambda_0} d_n cos\theta$$

در مجموعه معادلات بالا، a_n و d_n به ترتیب شعاع و ارتفاع حلقه n ام و r_n نشان دهنده بزرگی بردار موقعیت ناظر نسبت به مرکز حلقه n ام است. در ادامه فرض می‌کنیم که آنتن چند حلقه‌ای تلسکوپی، که شامل لوله حاوی پلاسما بسیار نازک است و توسط یک منبع ولتاژ RF متناوب فرکانس بالا بایاس می‌شود. اگر دامنه ولتاژ RF بایاس را V_m در نظر بگیریم، دامنه جریان عبوری i_m از لوله پلاسما را می توان به راحتی از رابطه زیر تخمین زد.

$$i_m = \frac{\sigma(\omega,\omega_p,\gamma)AV_m}{2\pi a_0 + \sum_{n=1}^{m} 2\pi a_n} \quad (۱۸)$$

در معادله بالا $\sigma(\omega,\omega_p,\gamma)$ رسانندگی پلاسما و A سطح مقطع لوله حاوی پلاسما است. عبارت مخرج ، کل طول لوله پلاسما در نظر گرفته می شود. برای رسانندگی پلاسما داریم:

$$\sigma(\omega,\omega_p,\gamma) = \frac{\varepsilon_0\,\omega_p^2\,\gamma}{\omega^2+\gamma^2}\begin{cases}\gamma \gg \omega \rightarrow \frac{\varepsilon_0\omega_p^2}{\gamma}\\ \gamma \ll \omega \rightarrow \frac{\varepsilon_0\,\omega_p^2\,\gamma}{\omega^2}\end{cases} \quad (۱۹)$$

که در این رابطه ω و γ به ترتیب فرکانس کاری آنتن و فرکانس برخورد پلاسما و ω_p فرکانس پلاسما را نشان میدهند. به طور خلاصه، باید توجه داشت که با اعمال یک ولتاژ RF بایاس به یک آنتن پلاسما با یک هندسه خاص، می توان دامنه جریان i_m تولید شده در لوله پلاسما را تخمین زد. چون فرض کردیم که لوله پلاسما بسیار نازک است، در این صورت خود القایی L لوله پلاسما ناچیز خواهد بود و فقط مقاومت اهمی لوله پلاسما در تعیین دامنه جریان نقش خواهد داشت. [۳-۴]. در نهایت، با دامنه جریان i_m تولید شده و با اعمال تئوری ارائه شده برای سیستم های چند حلقه می توان از رابطه زیر برای میانگین توان تابش شده به زاویه فضایی $d\Omega$ توسط این آنتن استفاده کرد.

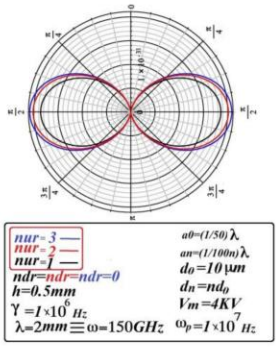
$$\left\langle\frac{dP}{d\Omega}\right\rangle_t = \frac{1}{d\Omega}\langle\vec{E}^{multy\ rings} \times \vec{H}^{multy\ rings}.\overrightarrow{da}\rangle_t \quad (۲۰)$$

برای میانگین توان تابشی نسبت به زاویه فضایی Ω داریم:

$$\left\langle\frac{dP}{d\Omega}\right\rangle_t = \frac{i_m^2 sin^2\theta}{32c\varepsilon_0}\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^4\left[a_0^4 + 2a_0^2\sum_{n=1}^{m} a_n^2 + \sum_{l=1}^{m}\sum_{n=1}^{m} a_l^2 a_n^2\right] + \frac{i_m^2 sin^2\theta\ cos^2\theta}{32c\varepsilon_0}\left(\frac{2\pi}{\lambda_0}\right)^6\left[\sum_{l=1}^{m}\sum_{n=1}^{m} a_l^2 a_n^2 d_l d_n\right] \quad (۲۱)$$

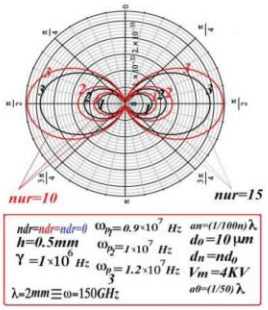
بحث و نتیجه گیری

در این بخش با شبیه سازی ساختار آنتن های پلاسمایی چند حلقه ای به بررسی الگوی تابش چند نمونه می‌پردازیم. از آنجایی که افزایش دامنه ولتاژ Vm به طور طبیعی منجر به افزایش توان تابشی به دلیل افزایش چگالی جریان می‌شود، در تمام تنظیمات پارامتر دامنه ولتاژ در Vm = 4KV ثابت می باشد. زمانی که تعداد حلقه ها نسبتاً زیاد است نمودارهای الگوی تشعشع رفتار محدود کننده ای از خود نشان می دهند و بسیار به یکدیگر نزدیک می شوند.



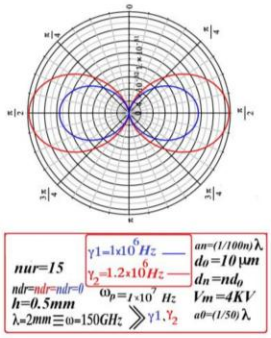
شکل ۳: الگوی تابش برای ۱،۲و۳ حلقه ای

از نظر قدرت تشعشع زمانی که تعداد حلقه ها زیاد باشد تفاوت معنی داری مشاهده نمی شود. همانطور که در شکل ۳ مشاهده می‌شود اگر تعداد حلقه ها در حدود ۱، ۲ یا ۳ در نظر گرفته شود، تفاوت قابل توجهی در قدرت تابش آنها در هر زاویه مشاهده می شود. توان تابشی بالاتر مربوط به تعداد حلقه‌های بیشتر است که طبیعی است زیرا در ناحیه میدان دور، حلقه‌هایی با جریان‌های هم فاز به دلیل ابعادشان تداخل مخرب ایجاد نمی‌کنند و مجموع اثرات آنها منجر به دامنه‌های بالاتر می‌شود. یکی از عوامل مؤثر در افزایش دامنه شدت جریان، افزایش رساناندگی پلاسما σ است که منطقاً رابطه مستقیمی با افزایش چگالی حامل‌های بار آزاد



شکل ۴: الگوی تابش آنتن های ۱۰و۱۵ حلقه ای با فرکانس پلاسمای متفاوت

دارد، که مترادف با افزایش فرکانس پلاسما است. شکل ۴ نشان می‌دهد با افزایش فرکانس پلاسما، رسانندگی و در نتیجه توان تابشی به طور قابل توجهی افزایش می‌یابد. یکی از جالب‌ترین رفتارهای مشاهده شده ، تأثیر فرکانس برخورد پلاسما بر الگوی تابشی آنتن است. منشأ این رفتار دوگانه مربوط به روابط محدودکننده ذکر شده در معادله (۲۱) است. همانطور که در شکل ۵ نشان داده شده است، از آنجایی که داده‌های فرض شده به گونه‌ای است که فرکانس کاری آنتن بسیار بزرگتر از فرکانس برخورد است، مشاهده می‌شود که با افزایش فرکانس برخوردγ، رسانایی σ افزایش می‌یابد و در نتیجه، دامنه شدت جریان i_m افزایش می‌یابد که منجر به توان تابشی بالاتر می‌شود.



شکل ۵: الگوی تابش آنتن ۱۵ حلقه ای با فرکانس برخورد متفاوت

منابع

[1]X. Wang, Y. Zhang, "Linearity and the superposition principle in electromagnetics," IEEE Transactions on Antennas and Propagation (2018).
[2] C. Brown, D. Williams, "Validity of the superposition principle in antenna theory," Progress in Electromagnetics Research, DOI: 10.2528/PIER16010103, (2016).
[3] A. Smith, B. Johnson, "Estimation of current amplitude in thin plasma antennas under biased RF voltage," IEEE Transactions on Plasma Science, (2019).
[4] E. Garcia, F. Martinez, "Influence of plasma tube geometry on current amplitude in plasma antennas," Plasma Science and Technology, DOI: 10.1088/2058-6272/19/3/035101, (2017).
[5] A. Fridman, L.A. Kennedy, Plasma Physics and Engineering, CRC Press, ISBN: 978-0-8247-4054-3, (2004).
[6] U.S. Inan, M. Golkowski, Principles of Plasma Physics for Engineers and Scientists, Cambridge University Press, ISBN: 978-1-108-47433-3, (2018).
[7] C. Brown, D. Williams, "Role of ohmic resistance in determining current amplitude in thin plasma antennas," Journal of Applied Plasma Physics, DOI:10.1002/app.12345, (2018).
[8] A. Smith, B. Johnson, "Three-dimensional Archimedean spiral plasma antennas: Theory and simulations," IEEE

Paper ID: P4-14

شبیه سازی، طراحی و ساخت نشت یاب هلیومی مبتنی بر طیف سنجی جرمی

محمد عرب[1]

[1] بهیار صنعت سپاهان، شهرک علمی تحقیقاتی اصفهان

m.arab.linac@behyaar.com
muarab19@gmaul.com

چکیده

این مقاله به ارائه خلاصه‌ای از فرآیند طراحی و ساخت یک نشت‌یاب هلیومی مبتنی بر طیف‌سنجی جرمی برای شناسایی نشتی در سیستم‌های خلأ با فشار کمتر از $۱۰^{-۵}$ میلی‌بار می‌پردازد. پس از انجام مطالعات اولیه و انتخاب روش بهینه، مراحل طراحی مفهومی، شبیه‌سازی، بهینه‌سازی، و طراحی صنعتی انجام شد و نسخه اولیه دستگاه با قابلیت تنظیمات مکانیکی برای آزمون‌وخطا ساخته شد. با اعمال میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی و ساخت فیلامان تولید الکترون، جریان ناشی از آشکارسازی هلیوم با استفاده از الکترومتر به‌عنوان نخستین آزمون موفق به ثبت رسید. نتایج اولیه نشان‌دهنده دقت خوب دستگاه در شناسایی نشتی‌های ریز در سیستم‌های خلأ بسیار بالا است، که آن را برای کاربردهای مرتبط مناسب می‌سازد.

کلید واژه: آشکار ساز هلیوم، نشت یابی، طیف سنجی جرمی، اتاقک یونش، لنز یونی

Simulation, Design, and Fabrication of a Helium Leak Detector Based on Mass Spectrometry

Mohammad Arab[1]

[1] Behyaar Sanat Sepahan, Isfahan Science and Technology Town

m.arab.linac@behyaar.com
muarab19@gmail.com

Abstract

This paper summarizes the design and development of a helium leak detector based on mass spectrometry, intended for detecting leaks in high-vacuum systems with pressures below 10^{-5} mbar. The process included method selection, conceptual design, simulation, and optimization, leading to a prototype with adjustable components for testing. By applying magnetic and electric fields and using an electron-emitting filament, we successfully recorded the helium detection current with an electrometer. Preliminary results show the device's high accuracy in detecting minute leaks in ultra-high vacuum systems, making it suitable for advanced scientific and industrial applications

Keywords: Helium Detector, Ion Chamber, Ion Lens, Leak Detection, Mass Spectrometry

۱-مقدمه

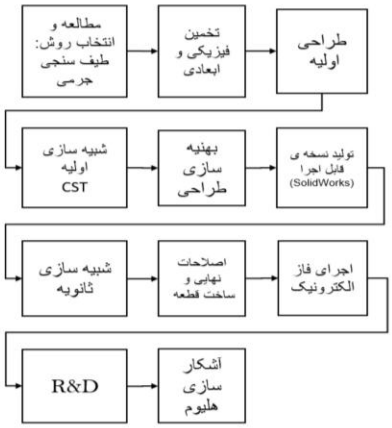
توسعه پایدار فناوری‌های پیشرفته، به‌ویژه در پروژه‌های کلان علمی مانند شتاب‌دهنده‌های ذرات، دستگاه‌های تصویربرداری پزشکی، صنایع نیمه‌هادی، و فناوری‌های فضایی، به شدت به تکنیک‌ها و ابزارهای دقیق اندازه‌گیری خلأ وابسته است. پایش دقیق و شناسایی عیوب خلأ در این سیستم‌ها از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است، زیرا هرگونه نشتی، حتی در مقیاس میکروسکوپی یا نانومتری، می‌تواند عملکرد این فناوری‌ها را مختل کند. تحقیقات گسترده نشان داده‌اند که روش‌ها و ابزارهای متنوعی برای پایش و نشت‌یابی خلأ وجود دارند که انتخاب آن‌ها به هندسه، ابعاد، و سطح خلأ موردنظر بستگی دارد. هرچه میزان خلأ بالاتر باشد، اهمیت شناسایی شکاف‌های ریزتر افزایش یافته و فرآیند نشت‌یابی پیچیده‌تر می‌شود.

روش‌های مختلفی برای نشت‌یابی خلأ توسعه یافته‌اند، از جمله طیف‌سنجی جرمی[1,2]، آنالیز گازی، و استفاده از آشکارسازهای مبتنی بر رسانایی گرمایی که برای خلأهای با فشار نسبتاً بالا مناسب‌اند. همچنین، ابزارهایی مبتنی بر اندازه‌گیری فشار، رسانایی الکتریکی، رادیوایزوتوپ‌ها، جریان‌سنج‌ها، و فناوری‌های اولتراسونیک، اپتیکی، و آکوستیک، بسته به دقت موردنیاز و نوع محفظه خلأ به کار می‌روند. با این حال، دقیق‌ترین روش برای شناسایی نشتی‌های بسیار ریز، استفاده از نشت‌یاب‌های هلیومی مبتنی بر طیف‌سنجی جرمی است[3]. این روش، با وجود پیچیدگی‌های پیاده‌سازی، به دلیل دقت بالا و توانایی آشکارسازی نشتی‌های کوچک، برای سیستم‌های خلأ با فشار کمتر از $۱۰^{-۵}$ میلی‌بار بسیار مناسب است.

هلیوم به دلیل ویژگی‌های منحصربه‌فردی مانند واکنش‌ناپذیری، اندازه کوچک مولکولی، نفوذپذیری بالا، غیرسمی بودن، و دسترسی آسان، به‌عنوان گاز ردگیر در این نشت‌یاب‌ها استفاده می‌شود. اجزای اصلی نشت‌یاب هلیومی شامل محفظه اصلی، اتاقک یونش [4]، کانال شتاب‌دهنده، فیلامان تولید الکترون، کولیماتور، جمع‌کننده بار، و مگنت‌های اصلی و فرعی برای شتاب‌دهی زاویه‌ای است. این مقاله به ارائه خلاصه‌ای از طراحی و ساخت یک نشت‌یاب هلیومی مبتنی بر طیف‌سنجی جرمی می‌پردازد که برای شناسایی نشتی در سیستم‌های خلأ بسیار بالا طراحی شده است. فلوچارت مراحل اصلی اجرای پروژه در شکل ۱ نشان داده شده است.

۲- فیزیک دستگاه

فرایند فیزیکی موجود در یک نشت یاب هلیومی، در واقع نوعی طیف سنجی جرمی مبتنی بر شتاب دهی زاویه ای در یک میدان مغناطیسی است. همانطور که در شکل(۱) قابل مشاهده است، در طیف سنجی جرمی گاز موجود در محفظه اصلی در اتاقک یونش توسط فیلمان های گسیل کننده ی الکترون(۶ و۵) یونیده شده و در یک اختلاف پتانسیل الکتریکی از مرتبه ی $۱۰^{۲}$ تا مرتبه‌ی **ev** ۱۰۰ انرژی جنبشی دریافت می‌کند.



شکل ۱: فلوچارت روند اجرای مراحل اصلی پروژه

گاز یونیده شده از یک میدان مغناطیسی نسبتا ثابت عبور کرده و تحت نیروی لورنتس شتاب زاویه ای می گیرد. شعاع انحراف از مسیر ناشی از میدان مغناطیسی به نسبت بار به جرم گاز یونیده شده q/m بستگی دارد. گاز های منحرف شده بسته به گاز یونیده‌ی هدف از کولیماتور(۲) عبور کرده و توسط یک آشکارساز بار (۳) جمع آوری می شود و در نهایت به صورت یک پالس یا جریان خوانش می شود. از آنجایی که گاز هدف در دستگاه اندازه گیری مورد نظر هلیوم است کولیماتور بر اساس نسبت بار به جرم، تنظیم می شود.

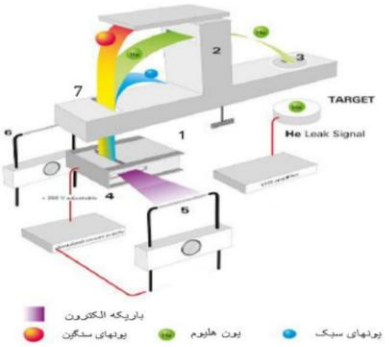
$$r = \frac{1}{B}\sqrt{\frac{2\,m\,\Delta V}{q}}$$

که در آن r شعاع خمش، B اندازه میدان مغناطیسی، m جرم یون، ΔV اختلاف پتانسیل، و q بار یون است. الکترون‌های یونیده‌کننده توسط فیلامان‌های تنگستنی در دو سوی اتاقک یونش تولید شده و تحت تأثیر میدان مغناطیسی و اختلاف پتانسیل بین فیلامان و الکترود دفع‌کننده (۴) به‌صورت مارپیچی در اتاقک حرکت می‌کنند. این مسیر مارپیچی سطح مقطع برهم‌کنش الکترون و گاز را افزایش داده و یونیزاسیون گاز (عمدتاً یک مثبت) را تسهیل می‌کند و پلاسمای مورد نیاز را در خروجی اتاقک

یونش می‌سازد . شتاب‌دهی یون‌ها توسط اختلاف پتانسیل بین الکترود استخراج‌کننده (۱) و الکترود مرجع (۷) با پتانسیل صفر انجام می‌شود. فیلامان با جریان ۱ تا ۵ آمپر داغ شده و بسته به تابع کار آن، الکترون‌های لازم برای یونیزاسیون را تأمین می‌کند. ضخامت فیلامان تأثیر قابل‌توجهی بر جریان ورودی دارد. کل سیستم طیف‌سنج در محفظه‌ای با خلأ $۱۰^{-۵}$ میلی‌بار قرار دارد که توسط پمپ‌های روتاری و توربومولکولی تأمین می‌شود. برای کانونی کردن مسیر یون‌ها، از روش اینزل لنز استفاده می‌شود. در بخش بعد، شبیه‌سازی و طراحی میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موردنیاز برای ساخت دستگاه به‌طور مفصل شرح داده خواهد شد.

۳- شبیه سازی

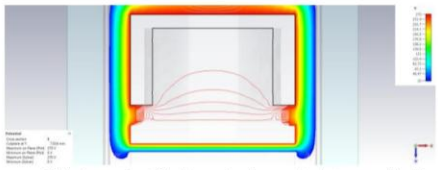
برای شبیه سازی دستگاه از نرم افزار CST Studio استفاده شده است. شبیه سازی شامل خطوط میدان مغناطیسی و الکتریکی و همچنین رد گیری ذرات الکترون و یون است. شبیه سازی کلی همه ی این موارد را در برگرفته و با استفاده از امکانات مونت کارلو نرم افزار انجام شده است.در شبیه‌سازی ارایه شده در این مقاله، پتانسیل الکترود دفع کننده(اتاق یونش): **۲۷۰v** ، الکترود استخراج کننده **۲۶۵v** ، الکترود مرجع 0v ، و فیلمان **۱۵۰v** درنظر گرفته شد. روشن است هندسه ی خطوط پتانسیل الکتریکی به شدت به هندسه ی مکانیک دستگاه وابسته است در حالی هندسه ی میدان مغناطیسی تقریبا مستقل از هندسه ی دستگاه و از خارج از محفظه ی اصلی اعمال می شود. مهندسی خطوط میدان مغناطیسی بیشترین تاثیر را در بازدهی دستگاه خواهد داشت. توزیع خطوط هم پتانسیل میدان الکتریکی در Error! Reference source not found. شکل ۳ و میدان مغناطیسی در شکل ۴ نشان داده شده است.



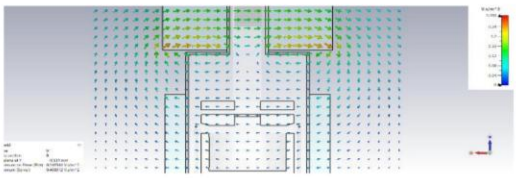
شکل ۲: اجرای اصلی یک نشت یاب هلیومی بر مبنای طیف سنجی جرمی

مسیر حرکت الکترون و یون در جهت عمود بر خطوط هم پتانسیل باعث ایجاد یک جریان الکترون به سمت اتاقک یونش می شود. همچنین اختلاف پتانسیل بین الکترود دفع کننده و مرجع، سرعت اولیه ی مورد نیاز یونها را تامین میکند.

حضور میدان مغناطیسی در دو ناحیه ی الزامی است؛ یکی محدوده ی لتاقک یونش و دیگری کالیماتور یا جداساز. چینش مگنت ها به گونه ایست که توزیع خطوط میدان باعث هدایت الکترون ها ی پرتاب شده به سمت لتاق یونش باشد و همچنین شتاب زاویه ای مناسب برای جداسازی یونها فراهم شود. در شکل ۴ به خوبی توزیع میدان مغناطیسی نشان داده شده است.

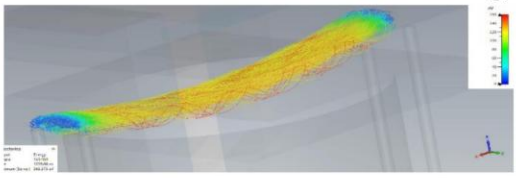


شکل ۳: توزیع خطوط هم پتانسیل میدان الکتریکی حول اتاقک یونش. این توزیع باعث پرتاب الکترون به درون اتاقک و هدایت یون ها به سمت شکاف و سرعت اولیه آنها می شود.



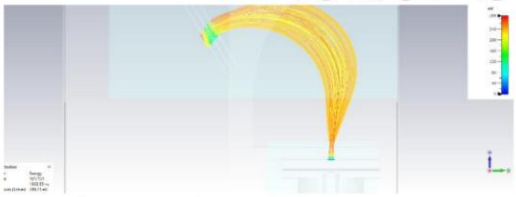
شکل ۴: توزیع خطوط میدان مغناطیسی که توسط مگنت های جانبی ایجاد شده اند.

مسیر حرکت الکترونها (شکل ۵) به خوبی گویای چینش مناسب مگنت ها و در نتیجه توزیع بهینه ی میدان مغناطیسی و همچنین توزیع درست خطوط پتانسیل الکتریکی است. همانطور که انتظار می‌رود در صورتی که اتاقک یونش را خالی از مولکول گاز فرض کنیم، میدان مغناطیسی از برخورد الکترون ها با دیواره تا حد ممکن جلوگیری کرده و الکترون ها یک مسیر مارپیچ را بین دو فیلمان در سرتاسر قطر اتاقک یونش به صورت رفت و برگشت طی می‌کنند و سطح مقطع برخورد را افزایش می‌دهد .



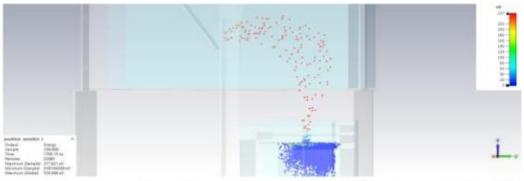
شکل ۵: الکترون های پرتاب شده از فیلمانها در اتاقک یونش (در صورت عدم برخورد با مولکول های گاز) مسیر مارپیچ و رفت و برگشتی طی می کنند.

همچنین در شکل ۵ به روشنی مسیر حرکت یونها نشان داده شده است. یونها در انتهای مسیر توسط یک جمع کننده ی بار که شامل یک لنز یونی و یک صفحه ی رسانا می باشد جمع آوری می‌شود.



شکل ۵: مسیر حرکت یون یک بار مثبت هلیوم تحت میدان مغناطیسی ثابت. یون ها در یک کانال حرکت می کنند.

نمایش شبیه سازی کامل از کل فرایند می تواند مفید باشد. در این حالت با در نظر گرفتن سطح مقطع برخورد و روش مونت کارلوی در دسترس در نرم افزار CST می توان فرایند کلی را شبیه سازی کرد. در شکل ۶ جزییات شبیه سازی به خوبی نمایان است.



شکل ۶: شبیه سازی کلی از فرایندهای فیزیکی حاکم بر دستگاه

همانطور که در شکل مشخص است یونها بعد از جدایی از الکترود مرجع به واسطه ی سرعت آماری اولیه و بار الکتریکی همنام واگرا شده ولی در زاویه ی حدود ۱۳۰ درجه همگرا می شوند. بهترین نقطه برای جمع آوری بار در یک طیف سنج جرمی زاویه ی همگرایی ذرات یون است.

۵- مکانیک، الکترونیک و ساخت قطعات

انتخاب جنس مواد چه به لحاظ رسانایی الکتریکی و استحکام و چه به لحاظ کارکرد در یک خلا بسیار بالا از مهمترین مراحل ساخت قطعه است. اولین نکته اینکه قطعات و محفظه ی اصلی نباید تاثیر قابل ملاحظه ای بر خطوط میدان مغناطیسی که از شبیه سازی و محاسبات به دست آمده داشته باشد. دوم اینکه مواد نباید در خلاء بالاتر از 10^{-5}mb تبخیر یا تصعید شود. نکته ی سوم مربوط به دمای بالای فیلمان است که میبایست قطعات نگه دارنده به اندازه ی کافی در برابر دما مقاوم بوده و ابعاد آن به گونه ای باشند که بتوانند حرارت ناشی از فیلمان را تا حد ممکن مهار کنند. آلومینیوم، استیل نگیر و سرامیک مقاوم در برابر دما بهترین مواد برای بهرگیری در ساخت دستگاه می باشند. مگنت های سرامیکی نیز برای ساخت یک میدان مغناطیسی موثر کارامد مناسب می باشند.

مرحله ی ساخت بعد از مرحله ی شبیه سازی و تعیین ابعاد انجام شد و طرح پایه بکار برده شده در نرم افزار

شبیه ساز توسط نرم افزار سالیدورک تکمیل شد. طراحی نهایی به گونه ای بود که جهت تست پارمتر های مکانیکی دستگاه همچون فاصله، فضا برای آزمون و خطا در دسترس باشد. مواردی همچون موقعیت فیلمان تا اتاقک یونش، فاصله بین الکترودها و مکان شکاف، و موقعیت مگنت ها من جمله موارد قابل تنظیم در ساخت نمونه ی اولیه بودند.

تمام موارد ذکر شده در بخش ۲ به صورت جداگانه تراشکاری و ساخته شد. در Error! Reference source not found. مجموعه ی به بهم بسته شده ای از دستگاه و لوازم جانبی نشان داده شده است.

شکل ۷ : مجموعه بسته شده از نمونه آزمایشگاهی دستگاه نشت یاب هلیومی

الکترونیک اصلی دستگاه شامل تجهیزات لازم برای اعمال بازه ی پتانسیل های نامبرده، پتانسیل۱۰۰ تا۳۵۰ اتاقک یونش و ۱۰۰ تا ۳۵۰ الکترود استخراج کننده، پتانسیل۰ تا ۲۰۰ فیلمانها و پتانسیل ۲۰۰ تا ۳۰۰ ولت بر روی جمع کننده ی بار، همچنین شامل جریان ورودی قابل تنظیم از ۰ تا ۵ آمپر برای هر کدام فیلمانها است. تجهیزات خوانش شامل امکان خوانش جریان الکترون از مرتبه ی میلی آمپر، و یون از مرتبه پیکو آمپر است.

۶- مراحل تست و راه اندازی دستگاه

خلاصه‌ای از مراحل آزمودن جنبه های مختلف دستگاه به شرح زیر است.

۱. *تست خلأ و نشت‌یابی محفظه:* محفظه اصلی دستگاه با استفاده از پمپ‌های روتاری و توربومولکولی به خلأیی در حدود 10^{-5}میلی‌بار رسید. فشار با فشارسنج‌های مناسب پایش شد تا از حفظ خلأ در طول آزمایش اطمینان حاصل شود.

۲. *آزمون میدان مغناطیسی و فیلامان:* میدان مغناطیسی با تسلامتر اثر هال اندازه‌گیری شد تا با مقادیر طراحی تطابق داشته باشد. جریان الکترون فیلامان با استفاده از ترانس، لینک DC، و مولتی‌متر بررسی شد.

۳. *آزمون یونیزاسیون و مسیر یون‌ها:* با اعمال میدان مغناطیسی و اختلاف پتانسیل، یونیزاسیون گاز در اتاقک یونش تأیید شد. مسیر یون‌های هلیوم با قرار دادن جمع‌کننده بار پشت کولیماتور و استفاده از لنز یونی برای بهبود نسبت سیگنال به نویز بررسی شد.

۴. *آزمون حساسیت و کالیبراسیون:* با استفاده از شاره‌سنج گاز (MFC)، حساسیت آشکارسازی هلیوم تا مقدار قابل قبول کالیبره شد.

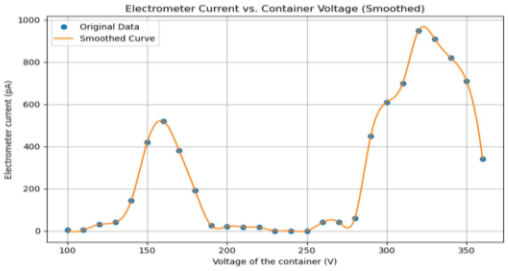
پس از آماده‌سازی سیستم و تنظیمات خلأ و پتانسیل‌های الکتریکی، مراحل فوق اجرا شد و نتایج مطلوب حاصل گردید.

۷- مقایسه‌ی محاسبات تحلیلی، شبیه‌سازی و نتایج آزمایشگاهی

عملکرد نشت‌یاب هلیومی با تنظیم جریان هلیوم در ۰٫۰۵ sccm و تغییر پتانسیل اتاقک یونش از ۱۲۰ تا ۳۵۰ ولت در خلاء 10^{-5}بررسی شد. داده‌ها دو بیشینه در ۳۳۰ و ۱۶۰ ولت نشان دادند (نمودار ۱).

با در نظر گرفتن میدان متوسط ۱۳۰mT در مسیر حرکت یون، و بافرض شعاع موثر r برای موقعیت شکاف لنز یونی با استفاده از معادله (۱) خواهیم داشت:

$$V = 9.2 \times 10^5 \frac{r^2}{f}$$



نمودار ۱: خوانش جریان یون رسیده به جمع کننده‌ی بار توسط دستگاه الکترومتر بر حسب ولتاژ اتاقک یونش

که درآن f نسبت جرم اتمی به بار است. در صورتی که شعاع موثر $r = ۲.۷\ cm$ باشد. برای هلیوم یک بار مثبت و دو بار مثبت بترتیب پتانسیل‌ها $V^{+} = 167V$ و $V^{++} = 335V$ خواهد بود. به وضوح مقادیر بدست آمده با بیشینه‌های نشان داده شده در نمودار ۱ همخوانی دارد. از این جهت بیشینه‌ی اول نشان دهنده‌ی هلیوم یک بار مثبت و بیشینه‌ی دوم هلیوم دوبار مثبت یا ذره‌ی آلفا است.

باید در نظر داشت از آنجایی که نسبت بار به جرم He^{++}و $H2^{+}$ (هیدروژن) یکسان است، و از طرفی از آنجایی که یکی از آلودگی های اصلی محیط خلاء $H2^{+}$ است، طراحی دستگاه نشت‌یاب هلیومی بر مبنای دو بار مثبت هلیوم قابل اجرا نیست. بر این اساس طراحی دستگاه حاضر برای هلیوم یک بار مثبت بهینه شده است. لازم به ذکر است که نتایج بدست آمده همچنین با نتایج شبیه سازی به خوبی سازگار است.

نتیجه‌گیری

برای آزمودن دستگاه در شرایط واقعی از یک قطعه لوله‌ی مسی پانچ و جوشکاری شده استفاده شد.

لوله‌ی مسی از یک دهانه‌ی متصل به محفظه‌ی دستگاه تا مرتبه‌ی $۱۰^{-۵}$ میلی بار خلاء شد. پتانسیل‌های متغیر به اتاقک یونش و لنز یونی متصل شد به طوری که پتانسیل لنز ۳۰ ولت از پتانسیل اتاقک یونش کمتر در نظر گرفته شد. بعد از اعمال جریان فیلمان در پتانسیل ۱۶۵ ولت و بعد از اینکه سیستم به یک حالت پایدار رسید، نشتی و محل آن تعیین شد. به عنوان اولین نتیجه بعد از مراحل تست و آزمون واقعی دستگاه، نمونه آزمایشگاهی دستگاه برای کاربردهای عملی در شرایط مختلف و بهینه سازی به بخشهای مورد نیاز انتقال یافت. نمونه صنعتی به زودی در شرکت بهیار صنعت سپاهان تولید خواهد شد.

سپاسگزاری

از کلیه‌ی کارشناسان، دانشمندان و مهندسین گرامی شرکت بهیار صنعت که در بخشهای شتابدهنده، فیزیک، مهندسی مکانیک و مهنسی برق مشاوره و کمک های لازم را مبذول داشتند صمیمانه سپاسگزاری می‌کنیم. با سپاس فراوان از مدیریت محترم شرکت جهت پشتیبانی های فنی و مالی.

مرجع ها

[1] Haines, R. C., & Turner, P. J. (1990). Mass spectrometer. US Patent No. 4,943,718, 24 July 1990.

[2] Nier, A. O. (1947). A mass spectrometer for isotope and gas analysis. Review of Scientific Instruments, 18, 398-411.

[3] Geist, J. D., Diep, J., Williams, P., & Perkins, C. W. (2007). High sensitivity slitless ion source mass spectrometer for trace gas leak detection. US Patent Application Publication No. US 2007/0187592 A1, 16 August 2007

[4] Park, C. J., & Ahn, J. R. (2006). Effect of magnetic field in electron-impact ion sources and simulation of electron trajectories. Journal of Applied Physics, 100, 043301-1–043301-6

Paper ID: P4-19

طراحی، شبیه سازی و ساخت مگنترون اسپاترینگ

علی سلمانزاده دیزجی۱، سید احمد موسویان۲
۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، تهران، ایران
۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، تهران، ایران
آدرس رایانامه نویسنده مسئول : salmanzade.a1999@ut.ac.ir

چکیده

مگنترون اسپاترینگ، یک تکنیک لایه‌نشانی فیزیکی بخار مبتنی بر تخلیه گلاید، به‌طور گسترده‌ای برای تولید لایه‌های نازک با کیفیت بالا و چسبندگی عالی بر روی زیرلایه‌های متنوع مورد استفاده قرار می‌گیرد. در این روش، بمباران یونی یک هدف در حضور گاز بی‌اثر معمولاً آرگون و تحت تأثیر یک میدان مغناطیسی، اتم‌های هدف را به صورت بخار از سطح جدا کرده و بر روی زیرلایه رسوب می‌دهد. میدان مغناطیسی با به دام انداختن الکترون‌ها در نزدیکی سطح هدف، احتمال یونش گاز را افزایش داده و راندمان فرآیند را به‌طور چشمگیری بهبود می‌بخشد. مهم‌ترین کاربردهای آن شامل ساخت پوشش‌های نوری مانند پوشش‌های ضدبازتاب و آینه‌ها، لایه‌های الکترونیکی نظیر الکترودهای شفاف اکسید رسانا مانند ITO و لایه‌های رسانا، پوشش‌های سخت برای افزایش مقاومت به سایش و خوردگی ابزارها، پوشش‌های تزئینی، و لایه‌های مغناطیسی است. امکان استفاده از گازهای واکنش‌دهنده اکسیژن، نیتروژن برای تولید لایه‌های اکسیدی، نیتریدی یا کربنی مرکب نیز یکی از قابلیت‌های کلیدی این روش محسوب می‌شود. مزایای اصلی آن کنترل عالی بر روی ترکیب شیمیایی، مورفولوژی، ضخامت و یکنواختی لایه‌ها، امکان پوشش‌دهی سطوح بزرگ و پیچیده، و قابلیت انجام فرآیند در دماهای نسبتاً پایین است که آن را برای کاربردهای پیشرفته در نانوتکنولوژی، اپتوالکترونیک، صنایع نیمه‌هادی و مهندسی سطح ایده‌آل می‌سازد.

کلید واژه: مگنترون اسپاترینگ، طراحی، شبیه سازی، ساخت

Design, Simulation, and Fabrication of an Magnetron Sputtering

Ali Salmanzade Dizaji 1, Seyed Ahmad mousavian2
1 Department of Physics, University of Tehran, Tehran, Iran
2 Department of Physics, University of Tehran, Tehran, Iran
corresponding e-mail: salmanzade.a1999@ut.ac.ir

Abstrac

Magnetron sputtering, a physical vapor deposition technique based on glow discharge, is extensively used for depositing high-quality thin films with excellent adhesion onto diverse substrates. In this method, the ion bombardment of a target in the presence of an inert gas, typically argon, and under the influence of a magnetic field sputters target atoms as vapor onto the substrate. The magnetic field significantly enhances process efficiency by trapping electrons near the target surface, thereby increasing the probability of gas ionization. Its most important applications include the fabrication of optical coatings (such as anti-reflection coatings and mirrors), electronic layers (e.g., transparent conductive oxide electrodes like ITO, and conductive layers), hard coatings (for enhancing wear and corrosion resistance of tools), decorative coatings, and magnetic layers. The capability to use reactive gases (oxygen, nitrogen) for producing compound oxide, nitride, or carbide films is also considered a key feature of this method. Its main advantages are precise control over chemical composition, morphology, thickness, and uniformity of the deposited layers; the ability to coat large and complex surfaces; and the feasibility of processing at relatively low temperatures, making it ideal for advanced ..applications in nanotechnology, optoelectronics, semiconductor industries, and surface engineering

Keywords: Magnetron Sputtering, Fabrication, Design

مقدمه

مگنترون اسپاترینگ یک روش لایه‌نشانی فیزیکی بخار مبتنی بر ایجاد پلاسمای گازی است که در آن یون‌های پرانرژی عمدتاً آرگون) به سطح یک کلتد هدف برخورد کرده و اتم‌های آن را به صورت بخار از سطح جدا می‌کنند. این اتم‌ها روی زیرلایه رسوب کرده و لایه‌ای نازک با چسبندگی عالی تشکیل می‌دهند. هسته اصلی این فرآیند، به دام لندازی الکترون‌ها توسط میدان مغناطیسی در نزدیکی سطح هدف است که احتمال یونش گاز را افزایش داده و راندمان تخلیه پلاسما را به‌طور چشمگیری بهبود می‌بخشد[۱]. پارامترهای مهمی برای استفاده از این تکنیک وجود دارد:

فشار کاری پلاسما: سیستم در محدوده فشار ۱۵-۱ میلی‌تور معادل ۲-۰.۱۳پاسکال عمل می‌کند. این فشار پایین، میانگین مسیر آزاد ذرات را افزایش داده و کاهش برخوردهای غیرالاستیک را به دنبال دارد که منجر به کیفیت بالاتر لایه می‌شود.

گازهای پلاسما: از گازهای نجیب آرگون و زنون برای اسپاترینگ غیرواکنشی و گازهای واکنش‌دهنده اکسیژن و نیتروژن برای سنتز لایه‌های اکسیدی، نیتریدی یا کربنی استفاده می‌شود. انتخاب گاز به ترکیب شیمیایی مورد نیاز لایه نهایی بستگی دارد.

گازهای پلاسمایی: از گازهای نجیب (آرگون، زنون) برای اسپاترینگ غیرواکنشی و گازهای واکنش‌دهنده (N_2 ،O_2) برای سنتز لایه‌های اکسیدی، نیتریدی یا کربنی استفاده می‌شود. انتخاب گاز به ترکیب شیمیایی مورد نیاز لایه نهایی بستگی دارد[۲, ۳]

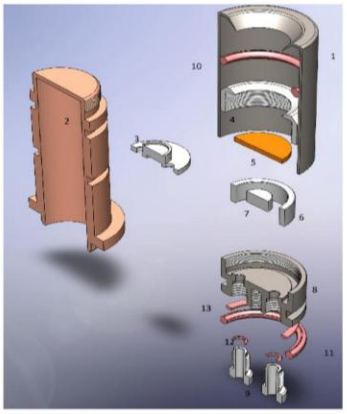
نوع مگنت: از آهنرباهای دائمی نئودیمیوم با دمای کاری بالای ^{o}C ۲۰۰ استفاده می‌شود تا پایداری میدان در شرایط پلاسمای متراکم حفظ شود.

هندسه مگنت: پیکربندی بهینه شامل حلقه‌های مغناطیسی متحدالمرکز است که یک میدان مغناطیسی موازی با سطح هدف ایجاد می‌کند. این هندسه، الکترون‌ها را در مسیرهای مارپیچی به دام انداخته و چگالی پلاسما را در ناحیه ناحیه فرسایشی (ناحیه‌ای که اتم‌های هدف توسط بمباران پلاسما کنده می‌شوند.) افزایش می‌دهد.

خنک‌سازی هدف: استفاده از سیستم خنک‌کننده آبی برای جلوگیری از ذوب هدف ضروری است، زیرا دمای موضعی در ناحیه فرسایشی می‌تواند به بیش از ۸۰۰° Cبرسد[۱, ۴].

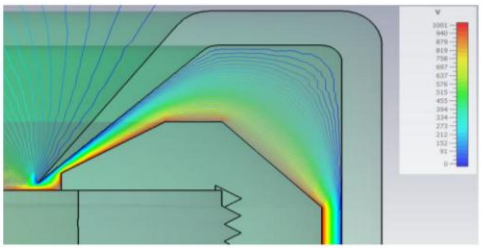
طراحی و شبیه سازی

طراحی اولیه با استفاده از نرم افزار سالیدورکس انجام شد.



شکل ۱تصویر برش عرضی خورده مگنترون، لیست قطعات به ترتیب : ۱. کاتد ۲.بدنه اصلی ۳. نگهدارنده مگنت ۴.نگه دارنده هدف ۵. هدف ۶. مگنت پیرانی ۷. مگنت مرکزی ۸.درب پایینی ۹.پیچ های تزریق آب ۱۰.اورینگ سنترینگ کاتد و بدنه اصلی ۱۱.اورینگ سنترینگ ۱۲.اورینگ آب بندی لوله آب ۱۳. اورینگ محفظه آب.

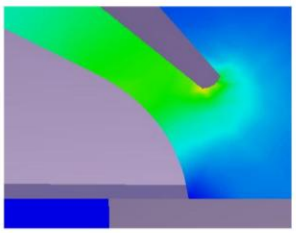
با اســتفاده از نرم افزار CST شــبیه ســازی‌های مختلفی انجام شد.



شکل ۲ توزیع پتانسیل تأیید می‌کند خطوط هم‌پتانسیل نزدیک شیلد تقریبا به ۰ ولت همگرا می‌شوند.

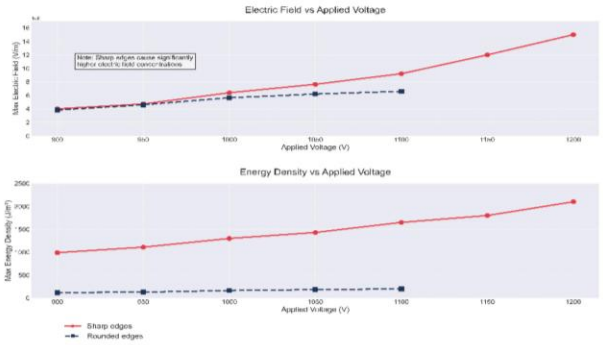
با تحلیل یکپارچه‌ی توزیع پتانسیل در دستگاه اسپاترینگ مبتنی بر داده‌های شبیه‌سازی مقادیر مختلف پتانسیل از ۱۲۰۰-۸۰۰ ولت در کاتد تا ۰ ولت در شیلد، نتایج نشان می‌دهد که خطوط هم‌پتانسیل در مجاورت شیلد به‌طور مؤثری به پتانسیل صفر نزدیک می‌شوند، به‌طوری‌که در فاصله‌های کمتر از ۱۰٪ از کل بازه، پتانسیل به مقادیر زیر ۱۰۰ ولت (۹۱ ولت و پایین‌تر) رسیده و در نقطه انتهایی دقیقاً به ۰ ولت همگرا می‌شود. این رفتار تأیید می‌کند که طراحی شیلد در حفظ پتانسیل نزدیک به صفر موفق بوده است. از سوی دیگر، تمرکز گرادیان ولتاژ در نواحی خاصی مشهود است: بیشترین تغییرات پتانسیل به‌صورت ناگهانی در دو نقطه رخ می‌دهد؛ نخست در مجاورت کاتد (پرش از ۱۰۰۰ ولت به ۹۴۰ ولت) و دوم در نزدیکی لبه‌های تیز شیلد (پرش از ۱۵۲ ولت به ۹۱ ولت و سپس ۰ ولت). این گرادیان‌های شدید ولتاژ به‌ویژه در نواحی نوک‌تیز منجر به تشکیل میدان‌های الکتریکی موضعی بسیار قوی در مرتبه $10^6 V/m$ می‌شود که شرایط ایده‌آلی برای آغاز تخلیه‌ی الکتریکی ایجاد می‌کند. فاصله ۱ میلی‌متری بین شیلد و کاتدتضمین کننده عدم تخلیه در ناحیه داخلی بین بدنه و شیلد می‌باشد. بنابراین، با وجود عملکرد صحیح شیلد در حفظ پتانسیل پایه، ریسک تخلیه‌ی الکتریکی در نقاط تیز کاتد و شیلد به‌دلیل تمرکز میدان الکتریکی، همچنان به‌قوت خود باقی است. در ساخت از تیز شدن این ناحیه جلوگیری به عمل آمد.

شبیه سازی های انرژی در نقاط نوک تیز نگهدارنده و نوک تیز شیلد در دو حالت بدون خم و حالت بعدی با خم ۱ میلی متری در نگهدارنده و ۰.۱ میلی متری در شیلد انجام شد.



شکل ۳ هندسه شیلد و نگهدارنده در حالت گرد شده.

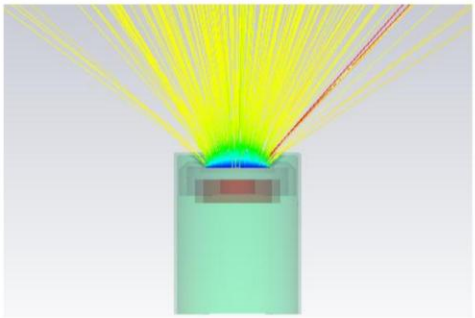
نتایج شبیه سازی در دو حالت نوک تیز شید و نگه دارنده و نوک گرد شده در تصاویر پایین مشخص شده است.



شکل ۴نمودار چگالی انرژی و شدت میدان و اختلاف ولتاژ اعمالی. نمودار بیان می‌کند در حالتی که در طراحی ها از لبه های تیز استفاده شده چگالی انرژی به صورت محلی در نزدیکی نگهدارنده و لبه تیز شیلد بسیار بیشتر از حالتی است که لبه ها گرد شده باشند. همچنین شدت میدان در ولتاژ های بالا در نقاط تیز تر تفاوت معناداری با حالتی که لبه ها گرد شده باشند دارند.

اطلاعات دریافت شده از شبیه سازی لزوم استفاده از لبه های گرد را لازم ضروری می‌داند.

همچنین شبیه سازی ها نشان می‌دهد استفاده از مگنت پیرانی با میدان مغناطیسی بیشتر نسبت به مگنت مرکزی، همگرایی ذرات کنده شده از هدف را بیشتر می‌کند اما میزان برخورد موثر یون ها به تبع آن تضعیف پلاسما بر روی هدف که ناشی از کاهش سرعت عرضی سیکلوترونی است را کم تر خواهد کرد که باعث عدم تشکیل پلاسما در نزدیکی کاتد و عدم کارکرد سامانه خواهد بود. همچنین استفاده از مگنت مرکزی با میدان مغناطیسی قوی تر نسبت به مگنت پیرانی، واگرایی ذرات باردار را در پی خواهد داشت.



شکل ۵ واگرایی ذرات کنده شده از روی هدف. فاصله موثر جسم خارجی تا مگنترون حدود ۲ تا ۴ سانتی متر خواهد بود. مقادیر بیشتر از این بازه باعث از دست رفتن بیش از ۵۰٪ اتم های کنده شده از سطح هدف خواهد بود.

ساخت و راستی آزمایی

ساخت مگنترون با چالش‌های فنی قابل توجهی همراه است. ایجاد کانال آبگرد داخل در فشار $10^{-2}torr$، ساخت شیلد با زاویه ۱۳۷ درجه‌ای در قسمت داخل، ایجاد نگهدارنده برای کل سامانه و ... از مهمترین چالش ها بود.

در آزمایش‌های اولیه در خلاء $10^{-3}torr$ تخلیه الکتریکی در لبه‌های شیلد و تارگت مشاهده شد. جریان مصرف کننده عدد ۱۵-۱۰ میلی آمپری را به صورت نوسانی نشان داد. در ادامه با کاهش فشار تا $10^{-2}torr$ رژیم تخلیه درخشان به تخلیه آرک رسیدیم. با اصلاح تیزی لبه های شیلد از تخلیه آرک اضافی جلوگیری شد.

نقشه‌های فنی، نمودار مقایسه ای و و همچنین تصاویر واقعی مربوط به مگنترون در پیوند زیر موجود می‌باشد:

https://B2n.ir/gp6228

منابع

1. Delkhosh, F., Qotbi, A., Hossein Behroozi, A., Vatanpour, V.: Magnetron sputtering in membrane fabrication and modification: Applications in gas and water treatment. Journal of Industrial and Engineering Chemistry. 143, 85–108 (2025). https://doi.org/10.1016/J.JIEC.2024.08.052

2. Agatemor, C., Beauchemin, D.: Towards the reduction of matrix effects in inductively coupled plasma mass spectrometry without compromising detection limits: The use of argon–nitrogen mixed-gas plasma. Spectrochim Acta Part B At Spectrosc. 66, 1–11 (2011). https://doi.org/10.1016/J.SAB.2010.11.011

3. Makonnen, Y., Beauchemin, D.: An argon–nitrogen–hydrogen mixed-gas plasma as a robust ionization source for inductively coupled plasma mass spectrometry. Spectrochim Acta Part B At Spectrosc. 99, 87–93 (2014). https://doi.org/10.1016/J.SAB.2014.06.015

4. Thomas J. Grey, Shawn A. Dierickx: Hot magnetic separator process and apparatus, https://patents.google.com/patent/US7478727B2/en, (2027)

Paper ID: P4-28

بررسی پارامتر اثر زمان پردازش پلاسما تخلیه تابان تحت خلا (Glow Discharge) بر سطح ایندیوم تین اکساید (ITO)

شقایق دینیاری شریف‌آباد یزد[1]، آیدا صانع حقوق[1]، ویدا آرایی[1]، عزالدین مهاجرانی[1]، محمدرضا خانی[1]، بابک شکری[1,2]*

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی[1]

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی[2]

***آدرس رایانامه نویسنده مسئول : dinyari.shaghayegh@gmail.com**

چکیده

در این پژوهش، اثر تیمار سطحی ایندیوم تین اکساید (ITO) با استفاده از پلاسما تخلیه تابان تحت خلا بر ویژگی‌های فیزیکی سطح بررسی شد. هدف، بهبود آبدوستی، انرژی سطحی و یکنواختی برای لایه‌نشانی بهتر مواد آلی بود. نمونه‌ها در زمان‌های مختلف تیمار شدند و ویژگی‌هایی چون زاویه تماس، انرژی سطحی، مقاومت الکتریکی و زبری سطح مورد ارزیابی قرار گرفت. نتایج نشان داد که تیمار پلاسما باعث کاهش شدید زاویه تماس از حدود ۶۰ درجه به زیر ۱۰ درجه و افزایش انرژی سطحی از ۵۲ به بیش از ۷۵ mJ/m^2 شد. تحلیل AFM نیز کاهش زبری سطح از ۱۲.۷ به ۸.۵ نانومتر را در ۱۵۰ ثانیه تأیید کرد. مقاومت سطحی تغییر محسوسی نداشت. این یافته‌ها نشان می‌دهند که پلاسما تخلیه تابان تحت خلا می‌تواند بدون آسیب به ساختار رسانای ITO ، سطح را برای لایه‌نشانی بعدی بهینه‌سازی کند.

کلید واژه: اکسید قلع ایندیوم، پلاسما تخلیه تابان تحت خلا، خواص فیزیکی سطح

Investigation of the Effect of Vacuum Glow Discharge Plasma Processing Duration on Indium Tin Oxide (ITO) surface

Shaghayegh Dinyari Sharif-Abad Yazd [1], Aida Sane Hoghough [1], Vida Araei [1], Ezzedin Mohajerani [1] , Mohammad Reza Khani [1] , Babak Shokri [1,2]

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University[1]

Department of Physics , Shahid Beheshti University[2]

*corresponding e-mail: dinyari.shaghayegh@gmail.com

Abstract

In this study, the effect of Vacuum Glow Discharge Plasma on the surface properties of indium tin oxide (ITO) was investigated. The goal was to improve surface wettability, energy, and uniformity to facilitate better organic layer deposition. ITO samples were treated for various durations, and their contact angle, surface energy, sheet resistance, and surface roughness were measured. The results showed a significant reduction in contact angle from around 60° to below 10°, and an increase in surface energy from 52 to over 75 mJ/m^2. AFM analysis confirmed a decrease in surface roughness from 12.7 nm to 8.5 nm. Moreover, the sheet resistance remained nearly unchanged. These findings demonstrate that Vacuum Glow Discharge Plasma treatment can effectively activate and clean the ITO surface without damaging its conductive properties, making it more suitable for subsequent deposition of organic materials.

Keywords: Indium Tin Oxide (ITO), Plasma Cleaner, Surface Properties

مقدمه

ایندیوم تین اکسـاید (ITO) به دلیل ویژگی‌هایی نظیر شـفافیت نوری بالا، رسـانایی الکتریکی مناسـب، پایداری شـیمیایی و کـارایی بـالا در تزریق حفره، یکی از پرکاربردترین مواد در ساخت دسـتگاه‌های اپتوالکترونیکی از جمله دیودهای نورگسیل آلی (OLEDs) و سلول‌های خورشـیدی محسـوب می‌شـود.[1] با این حال، عملکرد و بازده این دسـتگاه‌ها به‌شـدت تحت تأثیر شـرایط سـطحی ITO قرار دارد؛ از جمله مورفولوژی سـطح، آلودگی‌های سـطحی، و تابع کار (Work Function) الکترود. [2] برای بهبود خواص سـطحی ITO ، روش‌های مختلفی از جمله تمیزکاری شـیمیایی، تابش فرابنفش-ازون، و تیمار پلاسما توسعه یافته‌اند.[4] در این میان، استفاده از پلاسما به‌عنوان یکی از روش‌های مؤثر برای حذف آلودگی‌های کربنی و افزایش انرژی سطحی مورد توجه ویژه قرار گرفته است. [2] تیمار پلاسما می‌تواند باعث کاهش زبری سطح، افزایش تابع کار، و در نتیجه بهبود تزریق حامل‌های بار به لایه‌های آلی مجاور شـود. [1] مطالعات متعددی نشـان داده‌اند که تیمار سـطح ITO با پلاسـما (به‌ویژه پلاسـما اکسیژن) منجر به کاهش قابل توجه در مقاومت سطحی و افزایش شـفافیت اپتیکی آن می‌شـود، بدون اینکه سـاختار بلوری آن به‌طور معناداری تغییر کند.[2] همچنین، این تیمار باعث کاهش ولتاژ روشـن‌شـدن در دیودهای نوری و افزایش کارایی نوری آنها می‌گردد. [3] با توجه به نقش تعیین‌کننـده کیفیـت سـطح ITO در عملکرد نهـایی دسـتگاه‌هـای اپتوالکترونیکی، مطـالعـه بر روی اثر انواع تیمارهای پلاسـما در شـرایط مختلف، می‌تواند گامی مهم در بهینه‌سازی ساختار این الکترود باشد. در این پژوهش، ما به بررسی اثر تیمار سطحی ITO با استفاده از پلاسما تخلیه تابان تحت خلا در شـرایط کنترل‌شـده پرداختیم. نتایج نشـان داد که این روش منجر به کاهش قابل توجه زاویه تماس سـطح شـده اسـت، که نشـان‌دهنده افزایش انرژی سطحی و آبدوستی بیشتر سطح ITO می‌باشد.[2] این تغییر در ویژگی‌های سطحی بدون تغییر چشمگیر در مقاومت سطحی صورت گرفت، که حاکی از حفظ خواص الکتریکی مطلوب لایه ITO پس از تیمار پلاسما است. در واقع، دسـتیابی به سـطحی تمیز، یکنواخت و با انرژی سطحی بالا، بدون آسیب به ساختار رسانای آن، یکی از اهداف اصلی در بهینه‌سازی الکترودهای شفاف محسوب می‌شود[1] . اهمیت این مطالعه در آن است که با بهبود کنترل‌شـده ویژگی‌های سـطحی ITO می‌توان عملکرد نهایی دسـتگاه‌هایی مانند دیوهای نورگسـل و سـلول‌های خورشیدی را ارتقاء داد.

مواد و روش ها / محاسبات /معادلات حاکم

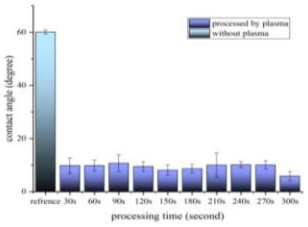
برای انجام این پژوهش، روش کار به این شکل است که، ابتدا ITO را به صورت فیزیکی شسـت و شـو میدهیم تا آلاینده های فلزی و غیرآلی از روی سـطح پاک شـوند[1] سـپس در دسـتگاه اولتراسـونیک قرار میدهیم و پس از پاکسازی فیزیکی، در زمان‌های مشخصی داخل دسـتگاه پلاسـمای تخلیه تابان تحت خلا برای پردازش با پلاسـما قرار می‌دهیم. سـپس تسـت‌های لازم را از سـطح نمونه میگیریم.

دسـتگاهی که در این پژوهش مورد اسـتفاده قرار گرفته، دستگاه پلاسما کلینر است که با ایجاد پلاسما تخلیه تابان تحت خلا باعث ایجاد گونه‌های فعال اکسـیژن و نیتروژن و رادیکال‌های آزاد می‌شـود همچنین این امکان را برای ما فراهم می‌کند که بدون نیاز به مواد شـیمیایی، آلاینده‌های

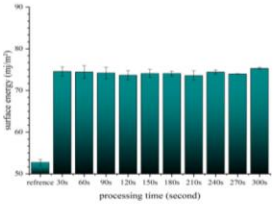
آلی را در حد نانو از سطح پاک کنیم. فرآیند پاکسازی در اتمسفر گاز هوا به مدت ۱۵۰ ثانیه و با توان ۵ وات انجام گرفت. این توان پایین به منظور جلوگیری از آسیب به ساختار نمونه و در عین حال دستیابی به تمیزی و آب‌دوستی مناسب سطح انتخاب گردید. (شکل ۱)

شکل ۱. ITO تحت اثر پلاسما تخلیه تابان تحت خلا در دستگاه پلاسما کلینر

بحث



شکل ۲. بررسی زاویه تماس



شکل ۳. بررسی انرژی سطح

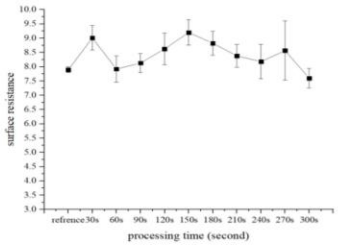
نمودار شکل ۲ تغییرات زاویه تماس سطح ITO را تحت شرایط مختلف تیمار پلاسما نشان می‌دهد. زاویه تماس، به‌عنوان معیاری کلیدی برای ارزیابی آبدوستی یا آب‌گریزی سطح، مستقیماً با انرژی سطحی و توانایی ترشوندگی آن در ارتباط است.[3] در نمونه شاهد (بدون تیمار پلاسما)، زاویه تماس بالای ۶۰ درجه گزارش شده که حاکی از آب‌گریزی نسبی و احتمال وجود آلودگی‌های سطحی مثل ترکیبات کربنی یا ناخالصی‌های آلی است.

با اعمال تیمار پلاسما حتی برای مدت کوتاه ۳۰ ثانیه، شاهد کاهش چشمگیر زاویه تماس به کمتر از ۱۰ درجه هستیم. این کاهش ناگهانی نشان‌دهنده تغییر اساسی در ویژگی‌های سطح و حرکت به سمت حالتی بسیار آبدوست است؛ امری که احتمالاً به حذف آلودگی‌های آلی، افزایش گروه‌های قطبی حاوی اکسیژن روی سطح، و بالارفتن انرژی سطحی مربوط می‌شود.[3] در بازه زمانی ۳۰ تا ۳۰۰ ثانیه، زاویه تماس تقریباً ثابت باقی می‌ماند (بین ۵ تا ۱۲ درجه)، که بیانگر پایداری آبدوستی ایجادشده توسط تیمار پلاسما است. این رفتار به تشکیل پیوندهایی مثل C-O، C=O و OH روی سطح ITO نسبت داده می‌شود؛ پیوندهایی که قطبیت سطح را به‌طور قابل‌توجهی افزایش داده و زاویه تماس را کاهش می‌دهند. [1] این ویژگی نقش مهمی در بهبود فرآیند لایه‌نشانی مواد آلی ایفا می‌کند. در نهایت، این امر منجر به افزایش بازده، چسبندگی و پایداری در دستگاه‌های اپتوالکترونیکی مانند دیودهای نورگسیل و سلول‌های خورشیدی می‌شود.

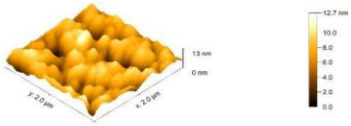
نمودار شکل ۳، تغییرات انرژی سطحی لایه ITO را در اثر تیمار پلاسما کلینر در بازه زمانی‌های مختلف نشان می‌دهد. برای اندازه‌گیری انرژی سطحی، از مایع غیرقطبی دیودومتان استفاده شده است.

نمونه‌ی اولیه (پیش از تیمار) دارای انرژی سطحی تقریبی ۵۲ mJ/m^2 است. این مقدار پایین، حاکی از وجود

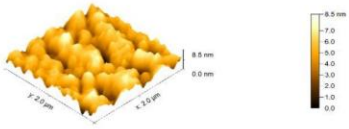
آلاینده‌های آلی و قطبیت کم سطح ITO است. با شروع تیمار پلاسما، انرژی سطحی به‌سرعت و به شکلی چشمگیر افزایش می‌یابد؛ به‌گونه‌ای که تنها پس از ۳۰ ثانیه به بیش از ۷۳ mJ/m^2 می‌رسد و پس از آن نیز تقریباً در همین سطح باقی می‌ماند. در نهایت، پس از ۳۰۰ ثانیه تیمار، این مقدار به اوج خود یعنی حدود ۷۸ mJ/m^2 دست می‌یابد. این افزایش چشمگیر در انرژی سطحی، نشان‌دهنده‌ی فعال‌سازی شیمیایی سطح ITO است. در این فرآیند، گروه‌های عاملی قطبی مانند OH- و C=O بر روی سطح ایجاد می‌شوند که به افزایش ترشوندگی (Wettability) و بهبود چسبندگی آن کمک شایانی می‌کند.[5] این اصلاح سطح، پیش‌نیازی کلیدی برای لایه‌نشانی یکنواخت و باکیفیت لایه‌های آلی بعدی محسوب می‌شود.



شکل ۴. بررسی مقاومت سطحی



شکل ۵. AFM گرفته شده از سطح ITO بدون پردازش پلاسما



شکل ۶. AFM گرفته شده از سطح ITO با پردازش پلاسما پس از ۱۵۰ ثانیه

همانطور که در شکل ۴. مشاهده می‌شود، تیمار پلاسما تأثیر قابل‌توجهی بر مقاومت سطحی لایه ITO نداشت. مقاومت سطحی نمونه‌ی مرجع (حدود ۸ Ω/sq) پس از تیمار در بازه‌های زمانی مختلف، نوسانات جزئی در محدوده ۷.۵ تا ۹.۵ Ω/sq نشان داد. این تغییرات، که در محدوده‌ی خطای آزمایش قرار دارند، بیانگر پایداری خواص الکتریکی لایه هستند.[3] ثبات مقاومت سطحی مؤید آن است که فرآیند پاکسازی پلاسما بدون تخریب ساختاری یا آسیب به رسانایی الکتریکی ITO انجام شده و بهبود خواص سطحی، بدون افت عملکرد الکتریکی نمونه حاصل گردیده است.[1] تصاویر AFM (شکل‌های ۵ و ۶) نشان می‌دهند که تیمار پلاسما (۱۵۰ ثانیه) زبری سطح ITO را به طور قابل‌توجهی از ۱۲.۷ به ۸.۵ نانومتر کاهش داده و سطحی یکنواخت‌تر ایجاد می‌کند. این بهبود مورفولوژی، که ناشی از حذف آلاینده‌هاست، چسبندگی و کیفیت لایه‌نشانی مواد آلی را افزایش می‌دهد. در نتیجه، با جلوگیری از ایجاد نقص در لایه‌های بعدی، عملکرد و پایداری ادوات اپتوالکترونیک بهبود می‌یابد. [3]

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، اثر تیمار سطحی لایه‌های ایندیوم تین اکساید (ITO) با استفاده از پلاسما کلینر بر ویژگی‌های فیزیکوشیمیایی سطح بررسی شد. نتایج حاصل از اندازه‌گیری زاویه تماس نشان داد که پس از تیمار پلاسما، سطح ITO از حالت آب‌گریز اولیه به‌طور قابل‌توجهی آبدوست شد؛ به‌طوری‌که زاویه تماس از حدود ۶۰ درجه به کمتر از ۱۰ درجه کاهش یافت. هم‌زمان، انرژی سطحی نیز به شکل چشمگیری افزایش یافت و از مقدار اولیه حدود ۵۲ mJ/m^2 به بیش از ۷۵ mJ/m^2 رسید. این تغییرات حاکی از افزایش تمیزی سطح و فعال‌سازی آن تحت تأثیر پلاسما است.

نکته مهم آن است که این بهبود در مشخصات سطحی، بدون تغییر معنادار در مقاومت سطحی رخ داد، که نشان‌دهنده حفظ خواص الکتریکی مطلوب ITO پس از فرآیند تیمار می‌باشد. این ویژگی، پلاسما تخلیه تابان تحت خلا را به یک روش مؤثر و صنعتی مناسب برای اصلاح سطح الکترودهای شفاف تبدیل می‌کند.

در نهایت، دستیابی به سطحی با انرژی سطحی بالا و آبدوستی مناسب بدون آسیب ساختاری، می‌تواند منجر به بهبود اتصال بین لایه های الکترود و مواد آلی می‌شود. بهینه سازی این فرآیند می‌تواند راه را برای افزایش بازده، کاهش ولتاژ آستانه و بهبود پایداری عملکرد این تجهیزات هموار سازد.

مرجع ها

[1] Yahya, M., & Fadavieslam, M. R. (2023). Effect of oxygen plasma on ITO surface and OLED physical properties. *Microelectronics Reliability*, *144*, 114981.
[2] Tang, F., Chang, J., Chou, W., Cheng, H., Hsu, S. L., Chen, J., & Sheu, H. (2012). Effective oxygen plasma treatment on indium tin oxide electrode to improve organic solar cell efficiency. *Physica Status Solidi (a)*, *209*(2), 369–372.
[3] Furukawa, K., Terasaka, Y., & Ueda, H. (n.d.). *Effect of a plasma treatment of IT0 on the performance of organic electroluminescent devices*.
[4] Lu, D., Wu, Y., Guo, J., Lu, G., Wang, Y., & Shen, J. (2003). Surface treatment of indium tin oxide by oxygen-plasma for organic light-emitting diodes. *Materials Science and Engineering: B*, *97*(2), 141–144.
[5] Homola, T., Matoušek, J., Medvecká, V., Zahoranová, A., Kormunda, M., Kováčik, D., & Černák, M. (2012). Atmospheric pressure diffuse plasma in ambient air for ITO surface cleaning. *Applied Surface Science*, *258*(18), 7135–7139

Paper ID: P4-29

طراحی و ساخت جت پلاسمای فشار اتمسفری شبه مارپیچ متقارن به منظور مطالعه چگالی و دمای الکترونی

سمانه توکلی [1*]، پژمان خورشید[1] ،کوروش جاویدان [2]

۱ گروه فیزیک ، واحد مشهد، دانشگاه آزاد اسلامی، ایران
۲ گروه فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد، مشهد، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : pejmankhorshid@iau.ac.ir

چکیده

در این مقاله شبیه سازی دو بعدی و سه بعدی متقارن جت پلاسمای فشار اتمسفری شبه مارپیچ با استفاده از نرم افزار کامسول انجام شد. اثر ساختار دورانی الکترودها بر پارامترهای اساسی پلاسما از جمله چگالی الکترونی، دما وچگالی یونی کمی سازی شد. نتایج شبیه سازی ارتباط بین الگوی تناوبی پلاسما و توزیع چگالی و دما را نشان میدهد.

این یافته ها بینش های دقیقتری نسبت به کاربردهای عملی این نوع جت پلاسما در زمینه های زیست پزشکی ، صنعتی و زیست محیطی ارایه می دهند.

کلید واژه: پلاسمای غیر حرارتی فشار اتمسفری ، شبیه سازی جت پلاسما، توزیع چگالی الکترونی و دما.

Design a Symmetrical Spiral Atmospheric Pressure Plasma Jet: A Computational Study on Electron Density Control and temprature

Samane Tvakkoly 1, Pejman Khorshd 1 ,Korosh Javidan2

1 Dept of Physics, Ma.C, Islamic Azad University, Mashhad, Iran
2 Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran

*corresponding e-mail * **pejmankhorshid@iau.ac.ir**

Abstract

In this paper, two-dimensional and three-dimensional symmetric simulations of spiral plasma jets were performed to analyze the characteristics of the plasma jet. The basic parameters investigated were electron density, temperature, and ion density. These findings provide more detailed insights into the practical applications of this type of plasma jet in biomedical, industrial, and environmental fields.

Keywords: Atmospheric pressure non-thermal plasma, plasma jet simulation, electron .density and temperature distribution

مقدمه

پلاسما جت‌های فشار اتمسفری غیرحرارتی به عنوان ابزاری انقلابی در حوزه‌های زیست‌پزشکی (درمان سرطان، ضدعفونی زخم، جوان‌سازی پوست) و صنعتی (اصلاح سطوح، رسوب‌دهی نانولایه‌ها) توجه گسترده‌ای را به خود جلب کرده‌اند. قلب عملکرد این سیستم‌ها مبتنی بر تولید گونه‌های فعال (RONS) و ذرات باردار در دمای نزدیک به محیط است که امکان تعامل ایمن با بافت‌های زنده را فراهم می‌سازد. با این حال، چالش اصلی در طراحی این مولدها، کنترل دقیق پارامترهای پلاسمایی (چگالی الکترونی، دمای الکترونی، توزیع فضایی گونه‌ها) به‌منظور بهینه‌سازی کارایی و کاهش آسیب‌های جانبی است .

پلاسما جت ها منابع فشار اتمسفری تولید پلاسمای سرد هستند که به منظور کاربردهای پزشکی امروزه کابردهای فراوانی دارند. از جمله کاربردهای این مولدهای پلاسما میتوان به به درمان سرطان، بهبود روند ترمیم زخم، جوان سازی پوست و ... اشاره نمود. پلاسما جت های سرد فشار اتمسفری مورد استفاده در این حوزه معمولا از یک تخلیه سد دی الکتریک برای تولید پلاسما استفاده میکنند. برای بررسی رفتار پلاسما جت فشار اتمسفری گروه های تحقیقاتی فراوانی در این زمینه مطالعات متعددی انجام داده اند[۱,۲]. و نایدیس و همکاران [۱] نشان دادند گلوله های پلاسمایی یا موج یونیزاسیون در پلاسما جت ها بسیار مهم هستند. تاثیر گازهای مختلف بر روی ویژگی های پلاسما جت مورد مطالعه قرار گرفته شد[۳]. نوع هندسه و تغییر پارامتر های فیزیکی از جمله جنس الکترود ها و دی الکتریک مورد استفاده دیگر پارامتر مورد بررسی بوده است[۴].

راهکارهای متداول تولید پلاسما جت (مانند تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) اغلب با ناپایداری‌های جریان، توزیع ناهمگن پلاسما و محدودیت در تنظیم چگالی ذرات مواجه هستند. مطالعات پیشین نشان داده‌اند که هندسه الکترود نقش تعیین‌کننده‌ای در یکنواختی و پایداری پلاسما ایفا می‌کند [۱–۴]. برای مثال :نایدیس و همکاران [۱] اثبات کردند که دینامیک استریمرها (امواج یونیزاسیون) در جت‌ها مستقیماً بر چگالی الکترونی مؤثر است . آزمایش‌های مبتنی بر گازهای مختلف (آرگون، نیتروژن، هلیوم) حاکی از تأثیر چشمگیر ترکیب گازی بر دمای پلاسما و تولید گونه‌های فعال است[۳] شبیه‌سازی‌های دوبعدی [۲,۴] نیز حساسیت سیستم را به پیکربندی الکترود و خواص دی‌الکتریک تأیید کرده‌اند .

علیرغم پیشرفت‌های موجود، فقدان راهکارهای هندسی برای کنترل همزمان چگالی الکترونی و دما به‌ویژه در پلاسما جت‌های چندمنظوره (زیست‌پزشکی/صنعتی) به‌وضوح احساس می‌شود. در این راستا، طراحی الکترود مارپیچی دوار به‌دلیل ایجاد میدان الکتریکی چرخشی و توزیع متقارن انرژی، پتانسیل بالایی برای غلبه بر این چالش‌ها دارد. با این حال، مکانیسم‌های فیزیکی حاکم بر این سیستم تاکنون به‌صورت سیستماتیک مطالعه نشده‌اند .

هدف این مقاله، پل زدن این شکاف دانش از طریق شبیه‌سازی چندفیزکی (الکترومغناطیس، سیالات، سینتیک پلاسما) با استفاده از نرم‌افزار COMSOL Multiphysicsاست. پژوهش حاضر نخستین مطالعه‌ای است که به تحلیل سه‌بعدی متقارن‌محور (Axisymmetric 3D)از جت پلاسمای مارپیچ فشار اتمسفری (APPJ) می‌پردازد، اثر ساختار دورانی الکترود را بر پارامترهای کلیدی پلاسما را کمی سازی میکند و درنهایت ارتباط بین الگوی تناوبی پلاسماو توزیع چگالی/دمارا آشکار می‌سازد .

یافته‌های این پژوهش نه‌تنها به‌درک بنیادین فیزیک تخلیه در هندسه‌های پیچیده کمک می‌کند، بلکه پایه‌ای برای طراحی نسل آینده پلاسما جت‌های با کارایی بالادر کاربردهای بالینی و صنعتی فراهم می‌نماید .

در این مقاله با شبیه سازی اثر استفاده الکترود چرخان مارپیچی بر روی رفتار پلاسما جت با استفاده از نرم افزار کامسول در صدد آن هستیم تا پارامتر های پلاسمایی (چگالی، دما، توزیع ذرات و ...) را مورد مطالعه قرار دهیم.

محاسبات / معادلات حاکم

نرم افزار کامسول با استفاده از حل عددی المان های اجزا محدود (FEM) به بررسی تخلیه الکتریکی در گاز ها میپردازد، یکی از قابلی های مهم این نرم افزار شبیه سازی تخلیه الکتریکی در پلاسما جت ها است، برای شبیه سازی تخلیه الکتریکی در پلاسما جت در این نرم افزار از دو

ماژول سیالات و پلاسما استفاده شده است. معادلات حاکم برای تخلیه الکتریکی در پلاسما در زیر آورده شده است.

$$\frac{\partial n_e}{\partial_t} + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e - (u \cdot \nabla) n_e \quad (۱)$$

$$\Gamma_e = -(\mu_e \cdot E) n_e - D_e \cdot \nabla \mathrm{n}_e \quad (۲)$$

$$\frac{\partial n_\epsilon}{\partial_t} + \nabla \cdot \Gamma_\epsilon = E_\epsilon = S_{en} - (u \cdot \nabla) n_\epsilon + (Q + Q_{gen})/q \quad (۳)$$

$$\Gamma_\epsilon = -(\mu_\epsilon \cdot E) n_\epsilon - D_{en} \cdot \nabla \mathrm{n}_\epsilon \quad (۴)$$

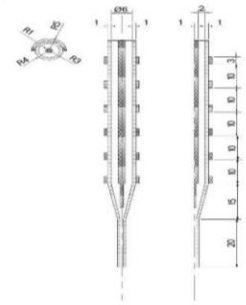
$$E = -\nabla V \quad (۵)$$

$$\nabla \cdot (\epsilon_0 \epsilon_r E) = \rho_q \quad (۶)$$

که د این روابط n_e چگالی الکترونی، Γ_e شـــار الکترونی R_e نرخ تولید الکترون یا یونیزاسیون، u سرعت، E میدان للکتریکی، μ موبیلیتی للکترون، D_e ضـــریـب پخش الکترون، ρ_q چگالی بارالکتریکی، ϵ_rگذردهی الکتریکی نســـبی محیط ، ϵ_0 گذردهی الکتریی خلاء، و V ولتـاژ است.

رابطه ۱ معادله پخش یا پیوســـتگی اســـت، رابطه ۲ رابطه بین شـــار الکترونی با میدان الکتریکی و معادله پخش را نشـــان میدهد. رابطه ۳ و ۴ همانند رابطه ۱ و ۲ هســـند با این تفاوت که به جاأ بررسی ذرات به پخش و توزیع انرژی میپردازند. روابط ۵ و ۶ نیز به صـــورت ترکیبی معادله پواسون هستند که میدان الکتریکی در پلاسما را مشخص میکنند.

برای شبیه سازی به علت تقارت سمتی موجود در ساختار پلاســما جت از هندســه با تقارن ســمتی در شــبیه ســازی استفاده شده است.



شکل ۱) شماتیک و هندسه جت پلاسمایی مورد بررسی.

شکل ۱ هندسه مورد مطالعه را نشان میدهد، پلاسما جت شـــامل یک الکترود مرکزی، یک تیوپ پلاســـمایی که در انتها به یک نازل متصل شده و الکترود های دوار در بیرون تیوپ پلاسمایی است. در شکل یک نمای کنار و همچنین هندســه متقارن آن نشـان داده شـده اسـت که این هندسـه متقارن در نرم افزار مورد استفاده قرار گرفته است.

نتایج و بحث

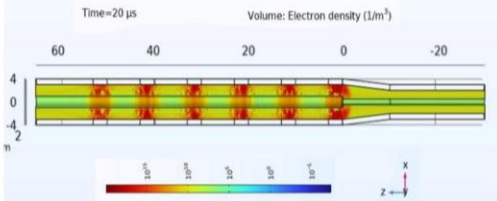
برای شبیه سازی این جت پلاسمایی از یک ولتاژ سینوسی بـا فرکـانس ۵۰ کیلو هرتز بـا دامنـه ولتـاژ ۵ کیلو ولـت استفاده شده است. گاز مورد استفاده آرگون و سطح مقطع های واکنش آرگون بر اساس پایگاه داده موجود و اطلاعات خود نرم افزار کامسول مورد استفاده قرار گرفته شد.

جدول (۱) واکنش های سطحی و برخوردی الکترون و آرگون

واکنش	رابطه	نوع واکنش
۱	e+Ar=>e+Ar	کشسان
۲	e+Ar=>e+Ar*	برانگیزش
۳	e+Ar=>2e+Ar+	یونش
۴	e+Ar*=>2e+Ar+	یونش
۵	Ar*=>Ar	واکنش سطحی
۶	Ar+=Ar	واکنش سطحی

برای شـبیه سـازی ابتدا با اسـتفاده از ماژول سـیالات توزیع سـرعت و فشـار در پلاسـما جت مورد مطالعه قرار گرفت و سـپس با اسـتفاده از ماژول پلاسـما تخلیه الکتریکی شـبیه سازی شد.

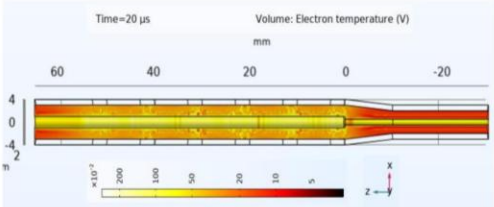
در شـکل ۲ توزیع چگالی الکترونی را در این پلاســما جت مشـاهده میکنید. همانگونه که قابل مشـاهده اسـت رفتار تناوبی در توزیع چگالی الکترونی ناشـی از سـاختار تناوبی الکترود ها در پلاسما جت است، همچنین در خروجی نازل چگالی الکترونی افزایش یافته اســـت، چگالی الکترونی در بیشینه مقدار خود در حدود $۱۰^{۱۹}$ ذره در متر مکعب است و به طور متوسط چگالی آن در حدود $۱۰^{۱۴}$ است.



شکل ۲) توزیع چگالی الکترونی در پلاسما جت در نمایش لگاریتمی.

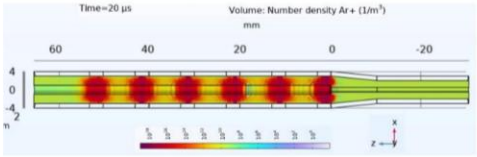
در شکل ۳ توزیع دمای الکترونی قابل مشاهده است. دمای الکترونی در حدود ۵ الترون ولت در بیشـــنه مقدار خود اســـت درحالی که دمای متوســـط آن در حدود ۳ الکترون

ولت است. توزیع تناوبی در دمای الکترونی ناشی از ساختار تناوبی الکترود و هندسه مورد استفاده است.



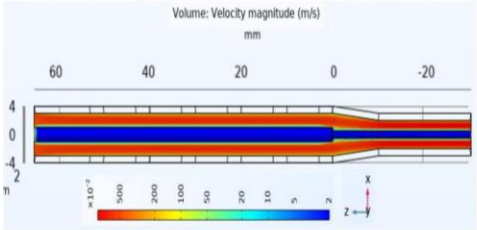
شکل ۳) توزیع دمای الکترونی پلاسما جت.

در شکل ۴ توزیع یون ها که به صورت تناوبی دارای نقاط بیشینه و کمینه هستند قابل مشاهده است. همانند توزیع دمای الکترونی و چگالی الکترونی رفتار چگالی یون ها نیز تابع هندسه و رفتار تناوبی ساختار پلاسما جت هستند.



شکل ۴) توزیع چگالی یونی.

شکل ۵ توزیع خرجی نازل پلاسما جت را نشان میدهد که یک ساختار یکنواخت و بدون اعتشاش دارد.



شکل ۵) توزیع سرعت و خروجی نازل پلاسما جت.

در این کار شبیه سازی پلاسما جت فشار اتمسفری با ساختار تناوبی مارپیچی انجام شد. این پژوهش ثابت کرد که **هندسه مارپیچی** الکترود دوار با کنترل مؤثر چگالی الکترونی و دمای پلاسما، راهکاری نوین برای بهینه‌سازی جت‌های فشار اتمسفری است. نتایج، پتانسیل بالای این طراحی را در **کاربردهای چند منظوره** (زیست‌پزشکی، صنعتی ومحیط زیست) نشان می‌دهد. برای توسعه عملی، پیشنهاد می‌شود تأثیر گازهای دیگر مانند نیتروژن و اکسیژن و همچنین رطوبت بر تولید گونه‌های فعال در مطالعات آتی بررسی گردد.

مراجع

[1]Naidis, G. V. (2017). Modeling of streamer dynamics in atmospheric-pressure air plasma jets. *Plasma Processes and Polymers*, *14*(4-5), 1600127].

[۲] Amiri, Y., Ghasemi, B., & Shahbazi-rad, Z. (2022). Two-dimensional modeling of atmospheric-pressure cold plasma jet generator for treatment application. *Radiation Physics and Engineering*, *3*(2), 1-6.

[۳]. Bingbing, D. O. N. G., Zhiyuan, G. U. O., Zhang, Z., Tao, W. E. N., & Xiang, N. (2023). Numerical simulation and experimental verification of plasma jet development in gas gap switch. *Plasma Science and Technology*, *25*(5), 055505

[۴] Bose, A. K., Maddipatla, D., & Atashbar, M. Z. (2022). 2-D finite-element modeling of surface dielectric barrier plasma discharge devices to understand the influence of design parameters on sterilization applications. *IEEE Transactions on Plasma Science*, *50*(4), 841-852.

[5]Bose, A. K., Maddipatla, D., & Atashbar, M. Z. (2022). 2-D finite-element modeling of surface dielectric barrier plasma discharge devices to understand the influence of design parameters on sterilization applications. *IEEE Transactions on Plasma Science*, *50*(4), 841-852.

Paper ID: P4-30

شبیه‌سازی پلاسمای فرکانس رادیویی آرگون در دستگاه PECVD با استفاده از COMSOL جهت بررسی جامع ویژگی‌های تخلیه

مائده رحمانی[۲]، سعید حسن پور[۱] و بابک شکری [۱و۲و*]

۱ پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : b-shokri@sbu.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، مشخصات پلاسمای خازنی کوپل‌شده (CCP) گاز آرگون در یک دستگاه PECVD به صورت عددی با استفاده از نرم‌افزار COMSOL Multiphysics مورد بررسی قرار گرفته است. هدف اصلی این شبیه‌سازی، تحلیل رفتار دینامیکی پلاسما تحت تحریک توان فرکانس رادیویی (RF) جهت درک عمیق‌تر مکانیزم‌های تخلیه و اعتبارسنجی مدل توسعه‌یافته برای کاربردهای آتی در فرآیندهای رسوب دهی بخار شیمیایی بهبود یافته پلاسما (PECVD) می‌باشد. راکتور با فرکانس ۱۳.۵۶ مگاهرتز مدل‌سازی شده است. نتایج شبیه‌سازی شامل توزیع‌های فضایی چگالی الکترون، دمای الکترون و پتانسیل الکتریکی است.

کلید واژه: پلاسمای آرگون، رسوب‌دهی پلاسمایی، شبیه‌سازی

Simulation of argon radiofrequency plasma in a PECVD device using COMSOL for the comprehensive investigation of discharge characteristics

Maede Rahmani [2], Saeed Hasanpour Tadi [1], Babak Shokri [1,2,*]

1. Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
2. Faculty of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

*corresponding e-mail: **b-shokri@sbu.ac.ir**

Abstract

In this study, the characteristics of capacitively coupled plasma (CCP) of argon gas in a PECVD system are numerically investigated using COMSOL Multiphysics software. The primary objective of this simulation is to analyze the dynamic behavior of the plasma under radiofrequency (RF) excitation to gain a deeper understanding of discharge mechanisms and to validate the developed model for future applications in plasma-enhanced chemical vapor deposition (PECVD) processes. The reactor is modeled with a frequency of 13.56 MHz. Simulation results include spatial distributions of electron density, electron temperature, and electric potential.

Keywords: Argon Plasma, PECVD, Simulation

مقدمه

رسوب دهی بخار شیمیایی بهبود یافته پلاسما (PECVD) به دلیل توانایی آن در رسوب‌دهی لایه‌های نازک با کیفیت بالا در دماهای پایین، به طور گسترده‌ای در صنایع نیمه‌رسانا، اپتوالکترونیک و پوشش‌دهی مورد استفاده قرار می‌گیرد[۱-۴]. ویژگی‌های منحصربه‌فرد این روش، مانند کنترل‌پذیری بالا بر خواص لایه و امکان استفاده از پیش‌ماده‌های متنوع، آن را برای تولید مواد با عملکردهای خاص بسیار جذاب می‌سازد. درک عمیق از دینامیک پلاسما

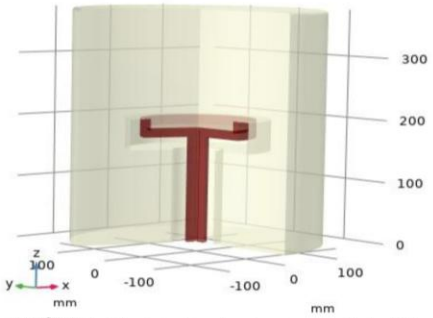
و برهم‌کنش‌های آن با گازهای واکنش‌دهنده، برای بهینه‌سازی فرآیندهای PECVD و دستیابی به خواص مطلوب در لایه‌های رسوب‌یافته، حیاتی است[۵, ۶].

شبیه‌سازی پلاسما به عنوان ابزاری قدرتمند، امکان بررسی پدیده‌های پیچیده در تخلیه‌های گازی را فراهم می‌آورد و بینش‌های ارزشمندی را در مورد توزیع‌های گونه‌های فعال، میدان‌های الکتریکی و دمای الکترون ارائه می‌دهد. این رویکرد به درک عمیق‌تر مکانیزم‌های فیزیکی و شیمیایی حاکم بر پلاسما کمک کرده و به کاهش نیاز به آزمایش‌های پرهزینه و زمان‌بر کمک شایانی می‌کند.

در میان ابزارهای شبیه‌سازی موجود، نرم‌افزار COMSOL به دلیل قابلیت‌های جامع خود در حل معادلات کوپل‌شده فیزیکی، به طور گسترده‌ای در مطالعات پلاسما مورد استفاده قرار گرفته است Datta .و همکاران مطالعات تجربی و شبیه‌سازی یک بعدی در پلاسمای آرگون کوپل‌شده خازنی را با COMSOL انجام داده‌اند[۷]. همچنین در این مطالعه، ما به شبیه‌سازی پلاسمای فرکانس رادیویی (RF) آرگون در یک راکتور PECVD با استفاده از نرم‌افزار COMSOL پرداخته‌ایم .هدف اصلی این پژوهش، تحلیل دقیق ویژگی‌های تخلیه پلاسما شامل توزیع‌های فضایی چگالی الکترون، دمای الکترون و پتانسیل الکتریکی است .نوآوری اصلی این کار در ارائه یک مدل جامع دو بعدی متقارن محوری از راکتور PECVD با ابعاد واقعی برای توسعه فرآیندهای PECVD صنعتی و همچنین مدلسازی گازهای مولکولی و واکنش‌های سطحی پیچیده‌تر در آینده فراهم می‌آورد.

مدل و شرح شبیه‌سازی

شبیه‌سازی پلاسمای فرکانس رادیویی آرگون در این پژوهش با استفاده از نرم‌افزار COMSOL Multiphysics نسخه ۶.۳ انجام شده است. مدل هندسی، پیکربندی دو بعدی متقارن محوری یک دستگاه تخلیه خازنی کوپل‌شده را بازسازی می‌کند. این دستگاه شامل دو صفحه موازی به عنوان الکترودهای فعال و زمین است که توسط دیواره‌های عایق از جنس تفلون احاطه شده‌اند. فضای بین الکترودها با گاز آرگون پر شده است. ابعاد هندسه مدل‌سازی شده، شعاع ۱۵۰ میلی‌متر و ارتفاع ۳۸۰ میلی‌متر است. تصویر سه بعدی از هندسه دستگاه مورد استفاده در شبیه‌سازی در شکل ۱ نشان داده شده است.



شکل ۱: تصویر سه بعدی از هندسه دستگاه PECVD مورد استفاده در شبیه‌سازی (برگرفته از مدل دو بعدی متقارن محوری).

برای شبیه‌سازی پلاسما، از ماژول پلاسما استفاده شده است. این ماژول، معادلات حاکم بر دینامیک گونه‌های پلاسمایی و میدان‌های الکتریکی را به صورت جفت شده حل می‌کند. معادلات اصلی شامل "معادلات بقای جرم" برای الکترون‌ها، یون‌ها و همچنین "معادله بقای انرژی" برای الکترون‌ها است. علاوه بر این، "معادله پواسون" برای محاسبه توزیع پتانسیل الکتریکی در فضای تخلیه حل می‌شود.

توان ورودی به دستگاه در فرکانس ۱۳.۵۶ مگاهرتز، برابر با ۲۰۰ وات و فشار عملیاتی ۰.۱ اتمسفر تعریف شده است. واکنش‌های برخورد الکترون که نقش کلیدی در تشکیل و حفظ پلاسما دارند، شامل برخوردهای الاستیک، برانگیختگی و یونیزاسیون مستقیم می‌باشند. علاوه بر این، واکنش‌های بین گونه‌های سنگین مانند بازترکیب یون‌ها بر روی سطوح و واپاشی گونه‌های برانگیخته نیز در نظر گرفته شده‌اند که در جدول ۱ مشاهده می شوند.

جدول (۱) واکنش های سطحی و برخوردی الکترون و آرگون

واکنش	رابطه	نوع واکنش
۱	e+Ar=>e+Ar	کشسان
۲	e+Ar=>e+Ar*	برانگیزش
۳	e+Ar=>2e+Ar$^+$	یونش
۴	e+Ar*=>2e+Ar$^+$	یونش
۵	Ar*=>Ar	واکنش سطحی
۶	Ar$^+$=>Ar	واکنش سطحی

الکترود متصل به منبع تغذیه با یک سیگنال ولتاژ فرکانس رادیویی (Vrf) به صورت

$$V_{rf} = V_0 \sin \omega t$$

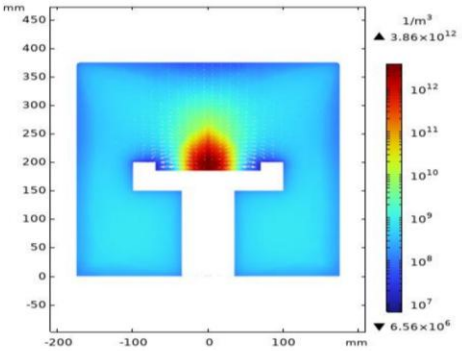
اعمال می‌شود، که V_0 ولتاژ دامنه و ω فرکانس زاویه‌ای است. برای دیواره‌های عایق و سایر سطوح، شرایط مرزی مناسب برای الکترون‌ها و یون‌ها اعمال شده است که شامل ضرایب گسیل الکترون ثانویه و نرخ‌های بازترکیب سطحی می‌باشد.

مش‌بندی هندسه مدل با استفاده از مش مثلثی آزاد انجام شده است. برای اطمینان از دقت محاسبات، مش‌بندی در نواحی مختلف دستگاه به صورت تطبیقی تنظیم شده است. به عنوان مثال، در نزدیکی مرزها و الکترودها که گرادیان‌های تندی در پارامترهای پلاسما انتظار می‌رود، از مش‌های ریزتر استفاده شده است.

نتایج و بحث

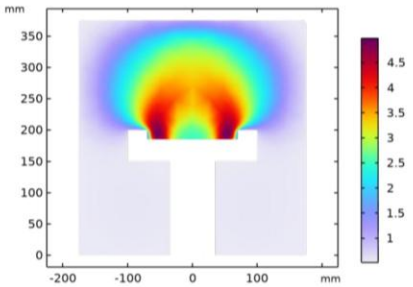
در این بخش، نتایج شبیه‌سازی پلاسمای فرکانس رادیویی آرگون در دستگاه PECVD مورد تحلیل و بررسی قرار می‌گیرد. شکل ۲، توزیع فضایی چگالی الکترون در دستگاه PECVD را نشان می‌دهد. همانطور که در این شکل مشاهده می‌شود، چگالی الکترون قسمت مرکزی الکترون به بیشینه مقدار خود می‌رسد. این تمرکز بالای چگالی الکترون در مرکز الکترود، نشان‌دهنده ناحیه اصلی یونیزاسیون در پلاسما است که در آن، الکترون‌ها انرژی کافی برای برخورد با اتم‌های آرگون و تولید جفت‌های الکترون-یون را کسب می‌کنند. با دور شدن از این ناحیه‌ی مرکزی و نزدیک شدن به مرزها و دیواره‌های دستگاه، چگالی الکترون به دلیل بازترکیب سطحی و تشکیل غلاف پلاسمایی، به سرعت کاهش می‌یابد. این توزیع متقارن، منعکس‌کننده ماهیت تقارن محوری هندسه مدل است. توزیع چگالی الکترون، نقش مهمی در تعیین نرخ‌های واکنش‌های شیمیایی حجمی و همچنین شار گونه‌ها به سطح زیرلایه در فرآیندهای لایه‌نشانی ایفا می‌کند.

شکل ۳، توزیع فضایی دمای الکترون را در دستگاه PECVD نمایش می‌دهد. برخلاف چگالی الکترون که در ناحیه‌ی مرکزی الکترود به مقدار بیشینه‌ی خود می‌رسد، دمای الکترون بالاترین مقادیر خود را در نواحی کناری الکترود دارد. این پدیده به دلیل شتاب‌گیری الکترون‌ها در میدان‌های الکتریکی قوی(غلاف) موجود در این نواحی رخ می‌دهد. الکترون‌ها در غلاف انرژی زیادی از میدان RF دریافت کرده و به سرعت شتاب می‌گیرند که منجر به افزایش دمای آن‌ها می‌شود. دمای الکترون در ناحیه مرکزی پلاسما، جایی که چگالی الکترون بالاست، به دلیل برخوردهای بیشتر و انتقال انرژی، نسبتاً پایین‌تر است.



شکل ۲: توزیع فضایی چگالی الکترون در دستگاه PECVDو بردارهای میدان الکتریکی.

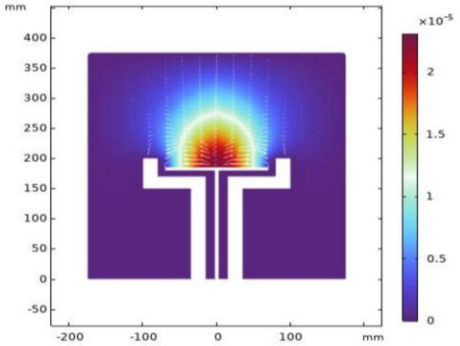
حداکثر دمای الکترون مشاهده شده در حدود ۴.۵ الکترون ولت است. دمای الکترون، پارامتری حیاتی است که بر نرخ واکنش‌های برخورد الکترون-خنثی (مانند یونیزاسیون و برانگیختگی) تأثیر مستقیم دارد و در نتیجه، نقش مهمی در کنترل چگالی گونه‌های فعال و خواص لایه‌های رسوب‌یافته در فرآیندهای PECVD ایفا می‌کند.



شکل ۳: توزیع فضایی دمای الکترون در دستگاه PECVD

شکل ۴، توزیع فضایی پتانسیل الکتریکی در دستگاه PECVD را به همراه بردارهای میدان الکتریکی نشان می‌دهد. همانطور که در این شکل مشاهده می‌شود، پتانسیل الکتریکی در ناحیه مرکزی پلاسما نسبتاً یکنواخت و در بالاترین مقدار خود قرار دارد. با نزدیک شدن به الکترودها و دیواره‌های دستگاه، پتانسیل به سرعت کاهش می‌یابد و منجر به تشکیل لایه‌های نازکی به نام غلاف می‌شود. این نواحی، مناطقی با افت پتانسیل قابل توجه هستند که در آن‌ها،

یون‌ها تحت تأثیر میدان الکتریکی قوی شتاب گرفته و به سمت سطوح حرکت می‌کنند، در حالی که الکترون‌ها توسط میدان الکتریکی به سمت ناحیه مرکزی پلاسما رانده می‌شوند. این افت پتانسیل در غلاف، نقش حیاتی در کنترل شار یون‌ها به سطح و همچنین تعیین انرژی بمباران یون‌ها بر زیرلایه در فرآیندهای PECVD ایفا می‌کند. بردارهای میدان الکتریکی نیز که عمود بر خطوط هم‌پتانسیل هستند، در نواحی غلاف به حداکثر خود می‌رسند و مسئول شتاب‌دهی الکترون‌ها و یون‌ها در این مناطق می‌باشند. ولتاژ دامنه، نشان‌دهنده حداکثر ولتاژ RF اعمال شده به الکترود متصل به منبع تغذیه است که منجر به تشکیل پلاسما می‌شود. ولتاژ بایاس DC منفی، که به صورت خودکار در پلاسمای CCP نامتقارن ایجاد می‌شود، نقش مهمی در شتاب‌دهی یون‌ها به سمت الکترود فعال ایفا می‌کند. این بایاس منفی، انرژی بمباران یون‌ها بر سطح زیرلایه را کنترل می‌کند که پارامتری کلیدی در تعیین نرخ لایه‌نشانی و اچینگ، و همچنین خواص فیزیکی و شیمیایی لایه‌های رسوب‌یافته می‌باشد.



شکل ۴: توزیع فضایی پتانسیل الکتریکی در دستگاه PECVD و بردارهای میدان الکتریکی.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، یک مدل شبیه‌سازی جامع برای پلاسمای فرکانس رادیویی آرگون در یک دستگاه PECVD با استفاده از نرم‌افزار COMSOL Multiphysics توسعه یافت .این مدل، امکان تحلیل دقیق ویژگی‌های تخلیه پلاسما را در شرایط عملیاتی مشخص فراهم آورد. نتایج شبیه‌سازی، توزیع‌های فضایی کلیدی شامل چگالی الکترون، دمای الکترون و پتانسیل الکتریکی را به وضوح نشان داد که از جنبه‌های مهم دینامیک پلاسما در تخلیه‌های خازنی به شمار می‌روند. این توزیع‌ها، درک عمیق‌تری از مکانیزم‌های غالب در پلاسما، مانند مناطق یونیزاسیون و شتاب‌گیری الکترون‌ها، ارائه می‌دهند .مدل توسعه‌یافته در این مطالعه، به عنوان یک بستر قدرتمند و قابل اعتماد برای پژوهش‌های آتی در زمینه پلاسما و فرآیندهای مرتبط با آن عمل خواهد کرد. در آینده، این مدل می‌تواند برای شبیه‌سازی پلاسما با گازهای مولکولی مختلف و همچنین بررسی فرآیندهای پیچیده لایه‌نشانی و اچینگ بر روی زیرلایه‌ها توسعه یابد. این گام‌ها، به بهینه‌سازی پارامترهای فرآیندی جهت دستیابی به خواص مطلوب در لایه‌های نازک PECVD کمک شایانی خواهد کرد.

منابع

[1] Chen, W.-C., et al., *The implementation of neural network for semiconductor PECVD process.* Expert Systems with Applications, 2007. **32**(4): p. 1148-1153.

[2] Sugiura, H., et al., *Effects of ion bombardment energy flux on chemical compositions and structures of hydrogenated amorphous carbon films grown by a radical-injection plasma-enhanced chemical vapor deposition.* C, 2019. **5**(1): p. 8.

[3] Kozak, A., et al., *Structural, optoelectronic and mechanical properties of PECVD Si-CN films: An effect of substrate bias.* Materials science in semiconductor processing, 2018. **88**: p. 65-72.

[4] Hamedani, Y., et al., *Plasma-enhanced chemical vapor deposition: where we are and the outlook for the future*, in *Chemical Vapor Deposition-Recent Advances and Applications in Optical, Solar Cells and Solid State Devices*. 2016, IntechOpen.

[5] Mandracci, P., *Simulation of the First Two Microseconds of an Ar CCP Cold Plasma Discharge by the PIC-MCC Method.* Plasma, 2022. **5**(3): p. 366-383.

[6] Boeuf, J. and L. Pitchford, *Two-dimensional model of a capacitively coupled rf discharge and comparisons with experiments in the Gaseous Electronics Conference reference reactor.* Physical Review E, 1995. **51**(2): p. 1376.

[7] Datta, S., et al., *Experimental studies and COMSOL 1-D simulation in Ar capacitively coupled plasmas.* AIP Advances, 2024. **14**.(۱)

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-31

مطالعه تطبیقی تأثیر پیکربندی الکترود بر میزان تولید ازن به روش تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی برای استریلیزاسیون پلاسمایی در بسته‌بندی

امیرحسین نویدیان[1]، سیدایمان حسینی[1]*
[1]دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای، دانشگاه صنعتی شاهرود
imanhosseini@shahroodut.ac.ir

چکیده

این پژوهش به بررسی تأثیر پیکربندی الکترود (شش‌ضلعی، شانه‌ای و نردبانی) و جنس بسته‌بندی (پلی‌استایرن و شیشه) بر تولید ازن، دمای سطحی پلاسما و اکسیدهای نیتروژن (NOx) در سیستم تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی (SDBD) برای استریلیزاسیون غیرحرارتی در صنایع غذایی پرداخته است. آزمایش‌ها با استفاده از منبع تغذیه سینوسی با ولتاژ 4.2 کیلوولت پیک تو پیک و فرکانس 7.4 کیلوهرتز انجام گرفت. غلظت ازن و دمای سطحی پلاسما طی بازه 10 دقیقه‌ای ثبت شد. نتایج نشان داد که الکترود شانه‌ای در بسته‌بندی پلی‌استایرن، بالاترین غلظت ازن (104.07 ppm) را با دمای سطحی مناسب (57.47 °C) و تولید ناچیز NOx ارائه می‌دهد. این پیکربندی به دلیل توزیع یکنواخت میدان الکتریکی، تولید ازن را بهینه کرده و دمای پایین‌تر از آسیب به مواد غذایی حساس جلوگیری می‌کند. پلی‌استایرن نیز به دلیل هزینه کمتر و قابلیت بازیافت، از نظر اقتصادی و زیست‌محیطی بر شیشه برتری دارد. این ترکیب برای استریلیزاسیون مواد غذایی با حفظ کیفیت، گزینه‌ای کارآمد و پایدار است.

کلیدواژه‌ها :استریلیزاسیون پلاسمایی، تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی، صنایع غذایی

Comparative Study on the Effect of Electrode Configuration on Ozone Production Using Surface Dielectric Barrier Discharge (SDBD) for Plasma Sterilization in Packaging

Amirhosein Navidian[1], Seyed Iman Hosseini[1]*
[1]Department of Physics and Nuclear Engineering, Shahrood University of Technology
imanhosseini@shahroodut.ac.ir

Abstract

This study investigates the effects of electrode configuration (hexagonal, E, and ladder) and packaging material (polystyrene and glass) on ozone production, plasma surface temperature, and nitrogen oxides (NOx) generation in a surface dielectric barrier discharge (SDBD) system for non-thermal sterilization in the food industry. Experiments were conducted using a sinusoidal power supply with a peak-to-peak voltage of 4.2 kV and a frequency of 7.4 kHz. Ozone concentration and plasma surface temperature were recorded over a 10-minute period. The results revealed that the E electrode configuration with polystyrene packaging achieved the highest ozone concentration (104.07 ppm) with an appropriate surface temperature (57.47 °C) and minimal NOx production. This configuration optimized ozone production due to uniform electric field distribution while maintaining a lower temperature to prevent damage to sensitive food materials. Polystyrene also outperformed glass in terms of cost-effectiveness and recyclability, offering economic and environmental advantages. This combination presents an efficient and sustainable solution for food sterilization while preserving quality.

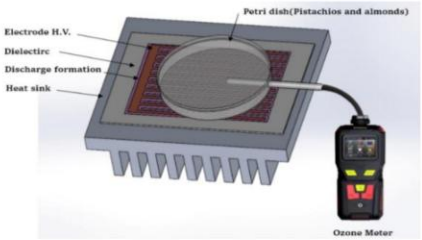
Keywords: Food industry, SDBD plasma, Sterilization

مقدمه

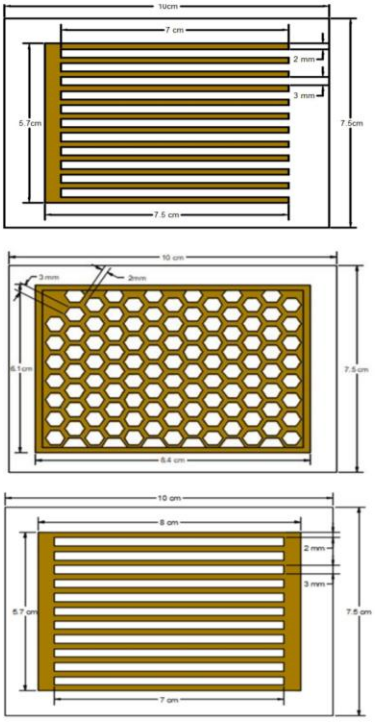
فناوری پلاسمای سرد، به‌ویژه روش تخلیه سد دی‌الکتریک(DBD) ، به دلیل مصرف انرژی پایین و توانایی غیرفعال‌سازی میکروارگانیسم‌ها بدون افزایش دما، در سال‌های اخیر در صنایع غذایی توجه زیادی را به خود جلب کرده است. پلاسمای سرد در فشار اتمسفری، گونه‌های واکنش‌پذیر اکسیژن (ROS) مانند ازن (O_3) و گونه‌های نیتروژنی (RNS) مانند NO و NO_2 تولید می‌کند که در استریلیزاسیون و افزایش ایمنی مواد غذایی نقش کلیدی دارند [1, 2]. ازن به‌عنوان یک اکسیدکننده قوی شناخته شده و توانایی آن در تخریب دیواره سلولی و DNA میکروارگانیسم‌ها به‌خوبی اثبات شده است [1]. روش تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی (SDBD) به دلیل طراحی ساده، عملکرد در فشار اتمسفری و ایمنی بالا، یکی از کارآمدترین روش‌ها برای تولید ازن در کاربردهای غذایی است [3]. با این حال، عواملی مانند پیکربندی الکترود، جنس بسته‌بندی و مشخصات منبع تغذیه بر کارایی تولید ازن و گونه‌های فعال تأثیر مستقیم دارند. کنترل دمای سطحی پلاسما نیز برای جلوگیری از آسیب به محصولات غذایی حساس و کاهش تولید مواد مضر مانند NOx ضروری است [1, 2].

چیدمان آزمایشگاهی

در این مطالعه، از منبع تغذیه PSAC-1000 (شرکت ساتیا، دانشگاه صنعتی شاهرود) با ولتاژ سینوسی 4.2 کیلوولت پیک تو پیک و فرکانس 7.4 کیلوهرتز برای ایجاد تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی (SDBD) استفاده شد. الکترودها از جنس مس با ضخامت 0.35 میلی‌متر بر روی بردهای الکترونیکی (PCB) ساخته شدند. برد الکترونیکی FR4 به عنوان دی‌الکتریک مورد استفاده قرار گرفت. سه پیکربندی الکترود شامل شش‌ضلعی، شانه‌ای و نردبانی طراحی و آزمایش شدند. بسته‌بندی‌های پلی‌استایرن و شیشه‌ای به‌عنوان بسته‌بندی های مختلف روی الکترودها قرار گرفتند. غلظت ازن و NOx با استفاده از ازن‌سنج و حسگر گازی دقیق MS-400-2 (شرکت Zetron) و دمای سطحی پلاسما با ترموکوپل لیزری اندازه‌گیری شد. آزمایش‌ها در شرایط محیطی ثابت (دمای 25 درجه سانتی‌گراد و رطوبت نسبی 30%) انجام گرفت. داده‌برداری هر 30 ثانیه در بازه زمانی 10 دقیقه صورت پذیرفت و هر آزمایش سه بار تکرار شد تا میانگین مقادیر برای تحلیل استفاده شود.



شکل1 چیدمان ستاپ SDBD روشن



شکل2 شکل الکترودها الف) شانه‌ای ب) شش ضلعی ج)نردبانی

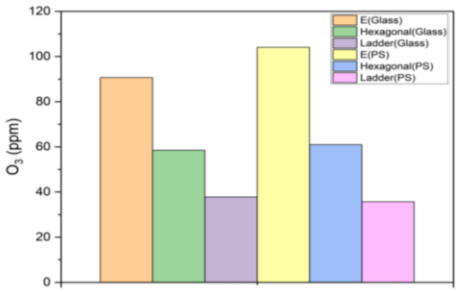
نتایج

تأثیر پیکربندی الکترود و جنس بسته‌بندی بر تولید ازن، دمای سطحی پلاسما و غلظت NOx بررسی شد. نتایج میانگین غلظت ازن و بیشینه دمای سطحی در جدول زیر ارائه شده است. به دلیل غلظت ناچیز NOx ، از ارائه نمودار آن صرف‌نظر شد.

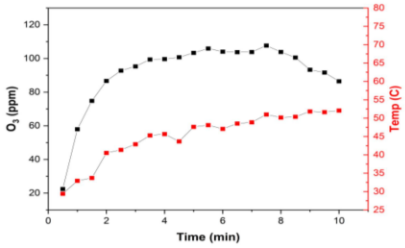
الکترود شانه‌ای در بسته‌بندی پلی‌استایرن بالاترین میانگین غلظت ازن (104.07 ppm) را با دمای سطحی مناسب (57.47 °C) تولید کرد. در مقابل، الکترود نردبانی در بسته‌بندی شیشه‌ای کمترین غلظت ازن (37.79 ppm) و بالاترین دمای سطحی (80.93 °C) را نشان داد.

جدول 1: میانگین غلظت ازن و بیشینه دمای سطحی برای پیکربندی‌های مختلف

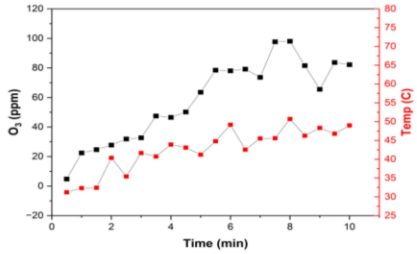
بسته‌بندی	شکل‌الکترود	ازن (ppm)	دما (°C)
شیشه	شانه‌ای	90.66	52.7
	شش ضلعی	58.47	50.7
	نردبانی	37.79	80.93
پلی‌استایرن	شانه‌ای	104.07	57.47
	شش ضلعی	60.94	65.3
	نردبانی	35.70	39.47



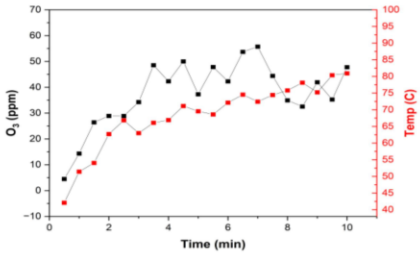
شکل 3 نمودار مقایسه میزان تولید ازن در شکل الکترود و جنس بسته‌بندی متفاوت



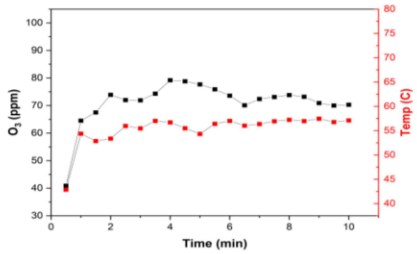
شکل 4 نمودار میزان ازن و دما در الکترود شانه‌ای با جنس بسته شیشه‌ای



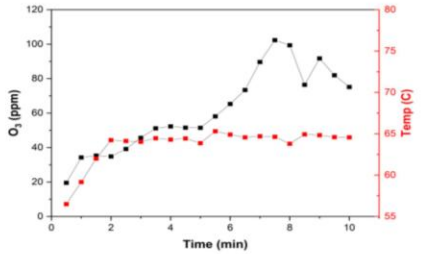
شکل 5 نمودار میزان ازن و دما در الکترود شش ضلعی با جنس بسته شیشه‌ای



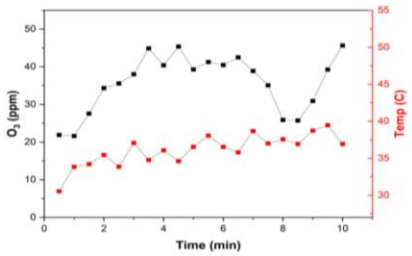
شکل 6 نمودار میزان ازن و دما در الکترود نردبانی با جنس بسته شیشه‌ای



شکل 7 نمودار میزان ازن و دما در الکترود شانه‌ای با جنس بسته پلی استایرن



شکل8 نمودار میزان ازن و دما در الکترود شش ضلعی با جنس بسته پلی استایرن



شکل 9 نمودار میزان ازن و دما در الکترود نردبانی با جنس بسته پلی استایرن

نتیجه‌گیری

نتایج این پژوهش نشان می‌دهد که پیکربندی الکترود شانه‌ای با بسته‌بندی پلی‌استایرن، به دلیل تولید بالاترین غلظت ازن(104.07 ppm) ، دمای سطحی مناسب 57.47 (°C)و تولید ناچیزNOx، بهترین گزینه برای استریلیزاسیون پلاسمایی در صنایع غذایی است. طراحی دندانه‌دار الکترود شانه‌ای، میدان الکتریکی یکنواخت‌تری ایجاد می‌کند که منجر به تخلیه پلاسمایی پایدار و تولید کارآمد ازن می‌شود. در مقابل، الکترود شش‌ضلعی به دلیل سطح تماس کمتر و الکترود نردبانی به دلیل تخلیه غیریکنواخت، کارایی پایین‌تری دارند. پلی‌استایرن با نفوذپذیری بالاتر برای ازن و خواص عایق حرارتی مناسب، انتقال ازن را تسهیل کرده و دمای سطحی را در محدوده‌ای ایمن برای مواد غذایی حساس نگه می‌دارد. شیشه، به دلیل نفوذپذیری پایین‌تر و دمای بالاتر مناسب (80.93 °C)، برای کاربردهایی که نیاز به نفوذ بالای ازن دارند، کمتر مناسب است.

از منظر اقتصادی، الکترود شانه‌ای و پلی‌استایرن به دلیل طراحی ساده و وزن سبک‌تر، هزینه‌های تولید و نگهداری را کاهش می‌دهند. از نظر زیست‌محیطی، پلی‌استایرن قابل‌بازیافت و تولید ناچیز NOx اثرات زیست‌محیطی را به حداقل می‌رساند، در حالی که شیشه به دلیل فرآیند تولید انرژی‌بر، تأثیر زیست‌محیطی بیشتری دارد. پیکربندی الکترود شانه‌ای به همراه بسته‌بندی پلی‌استایرن برای کاربردهای صنعتی مقیاس‌پذیر در استریلیزاسیون مواد غذایی توصیه می‌شود و راه‌حلی کارآمد، پایدار و مقرون‌به‌صرفه ارائه می‌دهد.

مرجع‌ها

[1] Liu, M., Feng, J., Yang, X., Yu, B., Zhuang, J., Xu, H.,... & Jiao, Z. (2024). Recent advances in the degradation efficacy and mechanisms of mycotoxins in food by atmospheric cold plasma. Ecotoxicology and Environmental Safety, 270, 115944.

[2] Anuntagool, J., Srangsomjit, N., Thaweewong, P., & Alvarez, G. (2023). A review on dielectric barrier discharge nonthermal plasma generation, factors affecting reactive species, and microbial inactivation. Food Control, 153, 109913.

[3] Makari, M., Hojjati, M., Shahbazi, S., & Askari, H. (2021). Elimination of Aspergillus flavus from pistachio nuts with dielectric barrier discharge (DBD) cold plasma and its impacts on biochemical indices. Journal of Food Quality, 2021(1), 9968711.

Paper ID: P4-32

مدلسازی و ارزیابی عملکرد نانوحسگرهای مادون‌قرمز مبتنی بر پلاریتون‌های پلاسمای سطحی

مریم ترکاشوند[۱]، علیرضا عبدی کیان[۱و*] و مسعود رضوانی جلال[۱]
[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ملایر، ملایر، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: abdykian@gmail.com

چکیده

در این مطالعه، طراحی و تحلیل یک حسگر زیستی مبتنی بر پدیده‌ی تشدید پلاسمون سطحی با استفاده از فیبر کریستالی فوتونی، پوشش‌داده‌شده با لایه‌ای از طلا و لایه آنالیت، و با بهره‌گیری از روش اجزای محدود در نرم‌افزار کامپسول ارائه شده است. ساختار حسگر شامل چهار حفره هوای دایره‌ای است که در گوشه‌های یک مربع قرار گرفته‌اند. به‌منظور افزایش حساسیت، تقارن ساختار در راستای محور y شکسته شده است. مد قطبیده در جهت به‌دلیل برهم‌کنش قوی‌تر با مد پلاسمون پلاریتون سطحی، حساسیت بالاتری نشان داد .مطابق تحلیل‌های انجام‌شده، انطباق فاز بین مد هدایت‌شونده و مد SPP در طول موج تقریبی ۰/۵۸ میکرومتر برای ضریب شکست آنالیت ۱/۳۳ اتفاق افتاده است، که با افزایش ضریب شکست آنالیت تا ۱/۳۷، جابجایی تشدید به سمت طول موج‌های بلندتر (جابجایی قرمز) مشاهده می‌شود. این طراحی باعث افزایش قابل‌توجه تلفات محصورسازی شده است، به‌طوری‌که مقدار آن در برخی شرایط تا ۲۸۴/۷ دسی‌بل بر سانتی‌متر می‌رسد. همچنین، با افزایش ضریب شکست آنالیت از ۱/۳۳ به ۱/۳۷، حساسیت طول‌موجی نیز افزایش یافته و برای ساختار پیشنهادی مقادیر به‌ترتیب برابر با ۸۰/۶۵، ۱۵۵/۳۸، ۲۵۳/۳۴ و ۳۲۲/۴۵ گزارش شده است. در نهایت، دقت (تفکیک‌پذیری) حسگر برابر با 4.68×10^{-6} RIU به‌دست آمده که نشان‌دهنده عملکرد بسیار دقیق ساختار پیشنهادی است.

کلید واژه: پلاریتون پلاسما، لایه های نازک، نانو حسگرهای زیستی

Modeling and Performance Evaluation of Surface Plasmon Polariton-Based Infrared Nano-Biosensors

Mariyam Torkashvand[1], Alireza Abdikian[1,*] and Masoud Rezvanijalal[1]
[1]Department of Physics, Malayer University, Malayer 65719-95863, Iran
*Corresponding e-mail: abdykian@gmail.com

Abstract

This study presents the design and analysis of a surface plasmon resonance-based biosensor using a photonic crystal fiber coated with a gold layer, employing the finite element method in COMSOL software. The sensor structure consists of four circular air holes positioned at the corners of a square. The y-polarized mode exhibited higher sensitivity due to stronger coupling with the surface plasmon polariton mode. Phase matching occurred at an approximate wavelength of 0.655 μm for an analyte refractive index of 1.37. The design demonstrated a high confinement loss of 284.7 dB/cm. As the analyte refractive index increased from 1.33 to 1.37, both confinement loss and wavelength sensitivity increased, with a red shift observed in the resonance wavelength. The final sensor resolutions were reported as 5.77×10^{-6} RIU and 4.68×10^{-6} RIU, respectively.

Keywords: Plasma Polaritons, Thin Films and nano Biosensor

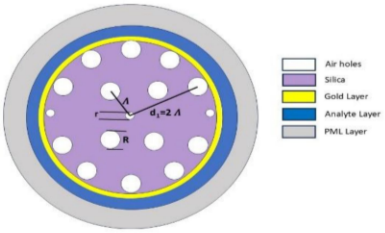
مقدمه

در سال‌های اخیر، پیشرفت فناوری نانو زمینه‌ساز توسعه حسگرهای زیستی پیشرفته شده است. این حسگرها با شناسایی اختصاصی مولکولی و تبدیل آن به سیگنال قابل اندازه‌گیری، ابزار مؤثری در تشخیص آنالیت‌ها در محیط‌های زیستی محسوب می‌شوند [۱]. در میان روش‌های مختلف، حسگرهای فیبر کریستال فوتونی (PCF) به‌دلیل حساسیت بالا، پاسخ سریع و عملکرد بدون تماس، توجه ویژه‌ای یافته‌اند [۲]. یکی از موفق‌ترین روش‌های نوری، تشدید پلاسمون سطحی (SPR) است که با تحریک نوسانات الکترون‌ها در مرز فلز-دی‌الکتریک، قادر به شناسایی دقیق تغییرات محیطی بدون نیاز به برچسب‌زنی است [۳،۴]. ترکیب نانوذرات طلا با SPR باعث افزایش حساسیت و کاهش حد تشخیص شده، زیرا این نانوذرات باعث تقویت میدان الکترومغناطیسی در سطح حسگر می‌شوند [۴]. همچنین، بهره‌گیری از پلاریتون‌های پلاسمای سطحی (SPPs) به‌عنوان امواج ترکیبی نور-پلاسمون، موجب بهبود عملکرد حسگر در ناحیه مادون‌قرمز نزدیک شده است. با وجود این پیشرفت‌ها، چالش‌هایی همچون کاهش نویز، افزایش دقت و پایداری همچنان باقی است و نیاز به طراحی و شبیه‌سازی ساختارهای نانوفوتونیکی جدید را برجسته می‌سازد.

در این تحقیق، تمرکز بر مدلسازی و تحلیل عملکرد یک نانوحسگر زیستی مبتنی بر SPR و تحریک پلاریتون‌های سطحی در ناحیه طیفی مادون‌قرمز است. با استفاده از روش اجزای محدود در محیط نرم‌افزار کامپسول، پاسخ نوری این ساختار در برابر تغییرات ضریب شکست محیط آنالیت بررسی و تحلیل شده است. هدف نهایی این پژوهش، ارائه ساختاری با حساسیت بالا، عملکرد پایدار و قابلیت کاربرد در تشخیص سریع و غیرتهاجمی زیست‌مولکول‌هاست.

محاسبات و معادلات حاکم

ساختار پیشنهادی، مطابق شکل ۱، شامل یک PCF با بستری از جنس سیلیس گداخته (Fused Silica) است که چهار حفره هوای دایره‌ای به‌صورت مربعی در اطراف هسته قرار دارد. هندسه ساختار به‌صورت نامتقارن در راستای محور y طراحی شده تا برهم‌کنش میان مدهای قطبیده هسته و مد پلاسمون سطحی را تقویت کرده و حساسیت حسگر را افزایش دهد. این ساختار با لایه‌ای از طلا و سپس محیط آنالیت به‌عنوان لایه حساسگر پوشیده شده و درون لایه مرزی جذب‌گر (PML) برای حذف بازتاب ناخواسته امواج در مرزهای ساختار محصور شده است. شبیه‌سازی عددی با روش المان محدود و در نرم‌افزار کامپسول، همراه با مش‌بندی مبتنی بر ویژگی‌های فیزیکی انجام شده است. در طراحی ساختار حسگر، پارامترهای هندسی طوری انتخاب شده‌اند که بهینه‌ترین برهم‌کنش بین مدهای هدایت‌شونده و مد SPP حاصل شود. فاصله مرکز تا حفره‌های حلقه اول برابر با $\Lambda = 2\mu m$ و با حلقه دوم برابر با $d_1 = 2\Lambda$ در نظر گرفته شده است. قطر حفره‌های کوچک هوا $r = 0.18\Lambda$ و بزرگ $R = 0.7\Lambda$ انتخاب شده‌اند. همچنین، ضخامت لایه‌های طلا، آنالیت و مرزی جذب‌گر به ترتیب برابر با $t_g = 40nm$، $t_a = 0.8\mu m$ و $t_p = 1.6\mu m$ تعیین شده‌اند.



شکل ۱ : سطح مقطع حسگر

در مرحله تحلیل مدهای نوری، تأکید اصلی بر بررسی برهم‌کنش میان مد هدایت‌شونده در فیبر و مد پلاسمون سطحی است. این برهم‌کنش زمانی بیشینه می‌شود که مؤلفه‌های طول‌موجی دو مد با هم تلاقی داشته باشند؛ به بیان دیگر، تشدید پلاسمون سطحی زمانی رخ می‌دهد که انرژی نور هدایت‌شده به‌صورت مؤثر به مد SPP منتقل شود. این پدیده به شدت تحت تأثیر میدان الکتریکی فرار و ساختار هندسی نامتقارن فیبر است. در این ساختار، وجود دوشکستی ناشی از حذف یک حفره در حلقه اول موجب تفکیک بین مدهای

قطبیده x و y شده و به اختلاف در مقدار قسمت موهومی ضریب شکست مؤثر $\mathrm{Im}(n_{\mathrm{eff}})$ منجر می‌شود.

برای ارزیابی میزان جذب و تلفات نوری در ساختار، از رابطه‌ی افت محدودشده (confinement loss) استفاده می‌شود

$$\alpha_{loss}\left(\frac{dB}{cm}\right) = 8.856 \times 10^4 \times \frac{2\pi}{\lambda}\mathrm{Im}(n_{\mathrm{eff}}), \qquad (1)$$

که λ طول موج نور (بر حسب میکرومتر) است. مقدار α_{loss} بیانگر شدت تلفات نوری در طول مسیر انتشار است و نشان‌دهنده‌ی میزان جفت‌شدگی انرژی به مد SPP در نزدیکی طول‌موج تشدید می‌باشد. این کمیت یکی از معیارهای کلیدی در ارزیابی عملکرد حسگرهای پلاسمونیکی به شمار می‌رود. برای شبیه‌سازی دقیق رفتار نوری ساختار حسگر، ویژگی‌های اپتیکی مواد به‌کاررفته بر اساس مدل‌های تجربی معتبر تعیین شده‌اند. ماده زمینه‌ای ساختار با استفاده از رابطه‌ی پراکندگی سلمیر (Sellmeier) مدل‌سازی می‌شود که برای بازه طول موجی $0.37\mu m$ و $2.2\mu m$ معتبر است. این رابطه، ضریب شکست سیلیکا را به‌صورت تابعی از طول موج نور ارائه می‌دهد [۵]

$$n = \sqrt{1 + \frac{0.692\lambda^2}{\lambda^2 - 0.0047} + \frac{0.408\lambda^2}{\lambda^2 - 0.014} + \frac{0.897\lambda^2}{\lambda^2 - 97.934}}, \qquad (2)$$

این معادله به‌خوبی رفتار پراکندگی نوری سیلیکا را در ناحیه مرئی تا فروسرخ نزدیک توصیف می‌کند. از سوی دیگر، برای مدل‌سازی ویژگی‌های نوری طلا که به‌عنوان لایه‌ی حساسگر استفاده شده است، از مدل درود-لورنتس استفاده می‌شود. این مدل، ضریب گذردهی مختلط طلا را به‌شکل زیر تعریف می‌کند [۶]

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty - \frac{\omega_D^2}{\omega(\omega + j\gamma_D)} + \frac{\Delta_\varepsilon \Omega_L^2}{(\omega^2 - \Omega_L^2) - j\Gamma_L\omega}, \qquad (3)$$

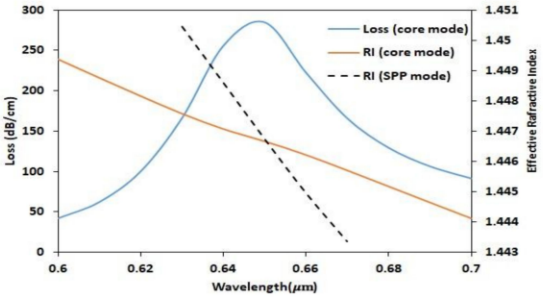
که در آن $\varepsilon_\infty = 5.9673$ گذردهی طلا، $\Delta_\varepsilon = 1.09$ بردار وزن، ω بسامد زاویه‌ای نور هدایت شده، ω_D، γ_D، Ω_L و Γ_L به ترتیب فرکانس پلاسمایی، فرکانس میرایی، فرکانس و عرض طیفی نوسانگر لورنتس بوده که مقادیر عددی $\omega_D/2\pi = 2113.6\mathrm{THz}$، $\gamma_D/2\pi = 15.92\mathrm{THz}$، $\Omega_L/2\pi = 650.07\mathrm{THz}$ و $\Gamma_L/2\pi = 104.86\mathrm{THz}$ را دارند. این مدل‌ها امکان محاسبه دقیق ضرایب گذردهی و در نتیجه ضریب شکست مؤثر را در محدوده گسترده‌ای از طول‌موج‌ها فراهم می‌کنند. این موضوع برای تحلیل تشدید پلاسمون سطحی، جفت‌شدگی مدها، و ارزیابی حساسیت حسگر از اهمیت حیاتی برخوردار است. در روش بررسی دامنه، تغییرات شدت نور در یک طول موج ثابت نسبت به تغییر ضریب شکست آنالیت بررسی می‌شود. حساسیت دامنه‌ای از رابطه

$$S_A(\mathrm{RIU}^{-1}) = -\frac{1}{\alpha(\lambda, n_a)}\frac{\partial\alpha(\lambda, n_a)}{\partial n_a}, \qquad (4)$$

که در آن $\alpha(\lambda, n_a)$ افت محدودشده نوری در ضریب شکست n_a و مشتق آن نسبت به n_a تغییرات دامنه ناشی از تغییرات ضریب شکست آنالیت است. این روش، به‌دلیل سادگی و امکان اندازه‌گیری سریع شدت نور خروجی، برای کاربردهای بلادرنگ بسیار مناسب و کارآمد تلقی می‌شود.

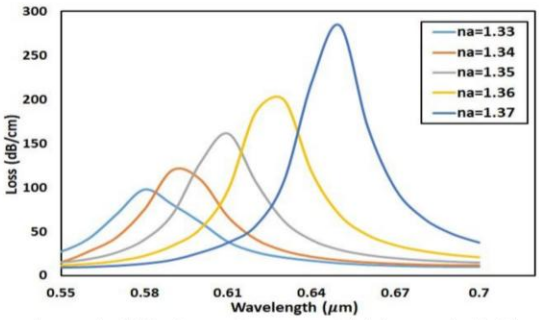
نتایج شبیه سازی و عملکرد حسگر

با در نظر گرفتن کلیه مواد مورد استفاده در طراحی، از جمله سیلیکا، طلا و لایه آنالیت خارجی، نمودار پاشندگی مواد در شکل ۲ ارائه شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، ضریب شکست مؤثر مد اصلی $\mathrm{Im}(n_{\mathrm{eff}})$ و مد SPP در طول موج حدود $0.65\mu m$ با یکدیگر تلاقی دارند، که نشان‌دهنده وقوع تشدید پلاسمونی است. این پدیده زمانی اتفاق می‌افتد که بیشترین انتقال انرژی از مد هدایت‌شونده به مد SPP صورت گیرد. میزان جفت‌شدگی وابسته به مدی است که تعامل قوی‌تری با میدان پلاسمونی دارد.



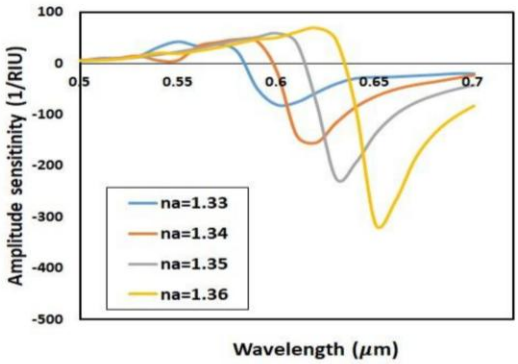
شکل ۲. طیف نمودار اتلاف محصورشدگی و پراکندگی مدهای اساسی و مدهای SPP

مد SPP نسبت به تغییرات ضریب شکست آنالیت بسیار حساس است، به‌طوری‌که حتی تغییرات جزئی در n_a تأثیر قابل‌توجهی بر مقدار n_{eff} می‌گذارد. در نتیجه، محل و اندازه قله افت نیز جابه‌جا می‌شود. در شکل ۳، تغییرات عمق افت با افزایش n_a با گام ۰/۰۱ رسم شده است. نقطه انطباق فازی برای آنالیت ۱/۳۳ نقطه انطباق فازی در طول موج $0.58\mu m$ رخ می‌دهد اتفاق می‌افتد. این روند افزایشی یکنواخت در عمق میرایی ناشی از کاهش تدریجی اختلاف ضریب شکست بین هسته فیبر و مد SPP است. همچنین، با افزایش n_a، قله به سمت λهای بلندتر (جابجایی به سمت قرمز) منتقل می‌شود، یعنی تغییر مکان نقطه انطباق فازی به ناحیه‌ای با فرکانس پایین‌تر است.



شکل ۳. طیف نمودار اتلاف محصورشدگی مدهای SPP برای n_aهای مختلف

شکل ۴ تغییرات دامنه حساسیت حسگر در مد قطبیده y را برای ضرایب شکست مختلف آنالیت نشان می‌دهد. مطابق معادله (۴)، با افزایش ضریب شکست ماده آنالیت از ۱/۳۳ تا ۱/۳۷، دامنه حساسیت طول‌موجی به‌طور یکنواخت افزایش می‌یابد. برای این ساختار، مقادیر حساسیت به‌ترتیب برابر با ۸۰/۶۵، ۱۵۵/۳۸، ۲۵۳/۳۴ و ۳۲۲/۴۵ می‌باشند.



شکل ۴. طیف نمودار دامنه حساسیت برای ضرایب شکست ماده آنالیت

یکی از پارامترهای کلیدی در ارزیابی عملکرد حسگر، تفکیک‌پذیری است که نشان‌دهنده توانایی حسگر در تشخیص تغییرات جزئی ضریب شکست آنالیت می‌باشد. که مقدار آن برای ساختار پیشنهادی در این تحقیق، 4.68×10^{-6} RIU بدست آمد.

نتیجه گیری

در این پژوهش، یک حسگر زیستی مبتنی بر پدیده تشدید پلاسمون سطحی (SPR) با استفاده از فیبر کریستالی فوتونی پوشش‌داده‌شده با لایه طلا و آنالیت طراحی و با بهره‌گیری از روش اجزای محدود در نرم‌افزار کامپسول تحلیل شد. ساختار حسگر شامل چهار حفره هوای دایره‌ای در گوشه‌های یک مربع بوده که با ایجاد عدم تقارن در راستای محور y، برهم‌کنش بین مدهای قطبیده و مد SPP تقویت شده است. نتایج شبیه‌سازی نشان داد که انطباق فازی بین مد هدایت‌شونده و مد SPP در طول موج حدود ۰/۵۸ میکرومتر برای ضریب شکست آنالیت ۱/۳۳ رخ داده و با افزایش ضریب شکست آنالیت تا ۱/۳۷، پدیده جابجایی به سمت طول موج‌های بلندتر (جابجایی قرمز) مشاهده می‌شود. این طراحی موجب افزایش قابل توجه تلفات محصورسازی شد، به‌طوری‌که مقدار آن در برخی شرایط تا ۲۸۴/۷ دسی‌بل بر سانتی‌متر رسید. همچنین، حساسیت طول‌موجی برای ساختار پیشنهادی با افزایش ضریب شکست آنالیت به ترتیب برابر با ۸۰/۶۵، ۱۵۵/۳۸، ۲۵۳/۳۴ و ۳۲۲/۴۵ گزارش شد که نشان‌دهنده توان بالای این ساختار در تشخیص تغییرات بسیار کوچک ضریب شکست بوده و آن را گزینه‌ای مناسب برای کاربردهای زیستی دقیق و سریع معرفی می‌کند.

مرجع‌ها

[1] Clark, L.C. & Lyons, C. (1962). Electrode systems for continuous monitoring in cardiovascular surgery. *Annals of the New York Academy of sciences*, 102, 29-45.

[2] Narayanaswamy, R. & Wolfbeis, O. S. (2003). *Optical sensors: industrial environmental diagnostic applications* (Vol. 1). Springer Science & Business Media.

[3] Bakhtiar, R. (2012). Surface plasmon resonance spectroscopy: a versatile technique in a biochemist's toolbox. *Journal of Chemical Education*. 90, 203-9.

[4] Moerner, W. (2007). New directions in single-mole cule imaging analysis. *Proceedings of the 8. National Academy of Sciences*, 104, 12596-602.

[5] Guowen, A. Xiaopeng, H. Shuguang, L. Xin Y. & Xuenan, Z. (2017). D-Shaped Photonic Crystal Fiber Refractive Index Sensor Based on Surface Plasmon Resonance. *Applied optics* 56, 6988-6998.

[6] Sazio, P. Amezcua-Correa, A. Finlayson, C. & Margine, R. (2006). Microstructured Optical Fibers as High-Pressure Microfluidic Reactors. *Science* 311, 1583-1595.

Paper ID: P5-04

اصلاح سطح فیلم‌های پلی لاکتیک اسید با پلیمریزاسیون پلاسمایی مونومر آکریلیک اسید با غلظت‌های مختلف مونومر

عسل پاشابیکی زاده[۱و*] ، وحید سیاهپوش[۱و*]

[۱] دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : v_siahpoush@tabrizu.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، اصلاح سطحی فیلم‌های نازک پلی‌لاکتیک اسید (PLA) با استفاده از پلیمریزاسیون پلاسمایی آکریلیک اسید (AA) به‌منظور بهبود ویژگی‌های سطح، مورد بررسی قرار گرفت. فرآیند شامل تیمار پلاسما با گاز آرگون و پلیمریزاسیون پلاسمایی مونومر آکریلیک اسید با درصدهای مختلف (۱۰ تا ۷۰ درصد حجمی/حجمی) بود. نتایج آزمون تولوئیدین بلو نشان داد که غلظت ۳۰٪ آکریلیک اسید بیشترین گروه‌های عاملی کربوکسیلیک را ایجاد کرده و به‌عنوان شرایط بهینه معرفی شد. طیف‌های ATR-FTIR افزایش گروه‌های عاملی مانند هیدروکسیل و کربونیل را تأیید کردند و نشان دادند این گروه‌ها پس از انجام شست‌وشوی چهار ساعته با سوکسیله، باقی مانده‌اند که بیانگر پیوند شیمیایی پایدار است. تصاویر AFM نیز افزایش زبری سطح و ایجاد ساختارهای نانومقیاس را نسبت به نمونه شاهد نشان داد. مجموعه این نتایج نشان می‌دهد که با این روش می‌توان خواص سطح پلیمر PLA را برای کاربرد در زمینه بسته‌بندی فعال به طور چشم گیری بهبود بخشید.

کلید واژه: تخلیه سد دی اکتریک، پلیمریزاسیون پلاسمایی، اصلاح سطح

Surface Modification of Polylactic acid Films via Plasma Polymerization of Acrylic Acid Monomer with Monomer Concentration Variations

Asal Pashabeiki Zadeh[1], Vahid Siahpoush[1,*]
[1]Faculty of Physics, University of Tabriz
*Corresponding e-mail: v_siahpoush@tabrizu.ac.ir

Abstract

In this study, the surface modification of polylactic acid (PLA) thin films was investigated using plasma polymerization of acrylic acid (AA) was investigated to improve surface properties. The process involved plasma treatment with argon gas followed by plasma polymerization of acrylic acid monomer at various concentrations (10 to 70% V/V). Toluidine blue assay results showed that a 30% concentration of acrylic acid generated the highest amount of carboxylic functional groups and was identified as the optimal condition. ATR-FTIR spectra confirmed the increase in functional groups such as hydroxyl and carbonyl, and showed that these groups remained on the surface after a four- hour Soxhlet washing process, indicating stable chemical bonding. AFM images also revealed increased surface roughness and the formation of nanoscale structures compared to the untreated sample. Although, these results demonstrate that this method can significantly enhance the surface properties of PLA for applications in active packaging.

Keywords: Dielectric Barrier Discharge, Plasma Polymerization, Surface Modification

مقدمه

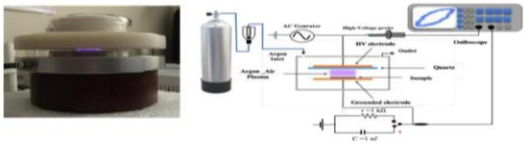
پلی‌لاکتیک اسید (PLA) به‌عنوان یک پلیمر زیست‌تخریب‌پذیر و زیست‌سازگار، در سال‌های اخیر توجه زیادی را به خود جلب کرده است و در صنایع مختلفی مانند بسته‌بندی و پزشکی کاربرد دارد. با این حال، یکی از چالش‌های اصلی در استفاده از PLA در کاربردهایی که نیاز به چسبندگی سطحی و واکنش‌پذیری شیمیایی دارند، ویژگی‌های سطحی آب‌گریز و کمبود گروه‌های عاملی فعال است. این ویژگی‌ها موجب می‌شود که تعامل سطحی این پلیمر با سایر مواد و مولکول‌ها محدود شود و عملکرد آن در کاربردهای صنعتی تحت‌تأثیر قرار گیرد. اصلاح سطح PLA به‌منظور بهبود خواص چسبندگی، زیست‌فعال‌سازی و واکنش‌پذیری آن می‌تواند با استفاده از روش‌های مختلفی انجام شود. در این میان، پلیمریزاسیون پلاسمایی مونومرهایی مانند آکریلیک اسید، روشی مؤثر به‌شمار می‌رود که با بهره‌گیری از پلاسما، لایه‌ای حاوی گروه‌های عاملی فعال و پایدار بر سطح PLA ایجاد می‌کند[۱].

در این پژوهش، فرآیند پلیمریزاسیون پلاسمایی مونومر آکریلیک اسید بر سطح پلی‌لاکتیک اسید با هدف ایجاد لایه‌ای از پلی‌آکریلیک اسید (PAA) و بهبود ویژگی‌های سطحی این پلیمر مورد بررسی قرار گرفته است. هدف اصلی مطالعه، ارزیابی تأثیر غلظت‌های مختلف آکریلیک اسید بر کارایی فرآیند پلیمریزاسیون پلاسمایی و بررسی پیامدهای آن بر خواص فیزیکی و شیمیایی سطح PLA است. بدین این منظور، از آزمون تولوئیدین بلو جهت سنجش میزان گروه‌های کربوکسیلیک، از طیف‌سنجی ATR-FTIR برای شناسایی تغییرات در گروه‌های عاملی، و از میکروسکوپ نیروی اتمی AFM به‌منظور تحلیل مورفولوژی سطح استفاده شده است. نتایج حاصل از این تحقیق می‌تواند بستر مناسبی برای توسعه سطوح اصلاح‌شده در کاربردهای صنعتی، به‌ویژه در زمینه بسته‌بندی فعال فراهم آورد.

مواد و روش ها

برای این تحقیق، از پلی‌لاکتیک اسید به‌عنوان بستر و همچنین از مونومر آکریلیک اسید تهیه شده از شرکت مرک برای پلیمریزاسیون پلاسمایی استفاده شد. فیلم‌های نازک PLA با استفاده از محلول ۱۵ درصد پلی‌لاکتیک اسید در کلروفرم تهیه شدند. ابتدا، پلی‌لاکتیک اسید به مدت ۲۴ ساعت در کلروفرم حل شد و سپس با استفاده از روش اسپین کوتینگ، فیلم‌های نازک به ضخامت حدودا ۱۰۰ میکرومتر بر روی بستر شیشه‌ای قرار گرفتند. در این روش، محلول پلی‌لاکتیک اسید کلروفرم با سرعت ۳۰۰۰ دور در دقیقه به مدت ۶۰ ثانیه روی سطح شیشه‌ای پخش شد و پس از خشک شدن در دمای اتاق، فیلم‌های نازک پلی‌لاکتیک اسید آماده شدند[۲].

سیستم مورد استفاده در این پژوهش سیستم پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک استوانه ای (شکل ۱) و برای گاز مصرفی، آرگون در فشار اتمسفری به کار گرفته شد. منبع تغذیه مورد استفاده منبع AC سینوسی با توان حدود ۱۰ وات است. در این مرحله، نمونه‌های PLA در دستگاه پلاسما DBD به مدت ۶۰ ثانیه تحت فرآیند تیمار پلاسمایی قرار گرفتند. نمونه‌های پلاسمادهی شده به مدت ۱۵ دقیقه در معرض هوا نگهداری شدند تا امکان جذب پروکسید برای جذب بهتر مونومر آکریلیک اسید فراهم شود.



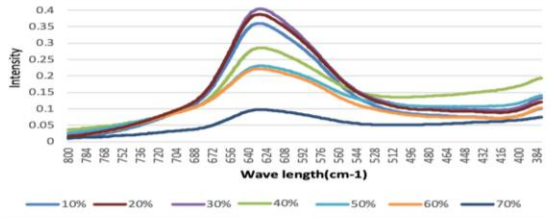
شکل ۱: تصویر و شکل شماتیکی سیستم تخلیه سد دی الکتریک

سپس، نمونه‌ها به مدت ۳۰ دقیقه در محلول آکریلیک اسید با غلظت‌های متفاوت غوطه‌ور گردیدند و به مدت ۴ ساعت در سوکسیله شسته شدند و سپس در دمای ۴۰ درجه خشک شدند. نمونه‌های فیلم پلی‌لاکتیک اسید پس از تیمار پلاسما و غوطه وری در محلول آکریلیک اسید، جهت ارزیابی حضور گروه‌های کربوکسیلی، در

محلول تولوئیدین بلو ۰/۰۵ میلی مولار به مدت ۶ ساعت قرار گرفتند. سپس نمونه‌ها به منظور حذف رنگ اضافی و تثبیت رنگ پایدار، در محلول سود سوزآور ۰/۱ میلی مولار به مدت ۲۰ دقیقه شسته شدند و به مدت ۱۰ دقیقه در محلول استیک اسید ۵۰٪ حجمی/حجمی غوطه ور شدند. سپس محلول استیک اسید باقی مانده، تحت طیف‌سنجی UV-Vis در طول موج ۶۳۰ نانومتر قرار گرفت تا میزان جذب رنگ و در نتیجه غلظت گروه‌های کربوکسیلی روی سطح نمونه‌ها تعیین گردد. پس از انتخاب شرایط بهینه بر اساس نتایج رنگ‌آمیزی تولوئیدین بلو، نمونه‌های پلیمریزه شده با آکریلیک اسید تحت این شرایط به همراه نمونه‌های پلی‌لاکتیک اسید خالص، برای انجام آزمون‌های ATR-FTIR جهت بررسی تغییرات شیمیایی سطح و همچنین تحلیل مورفولوژی با میکروسکوپ AFM آماده شدند. این مقایسه به منظور ارزیابی تأثیر فرآیند پلیمریزاسیون آکریلیک اسید بر ویژگی های سطحی فیلم ها انجام گرفت.

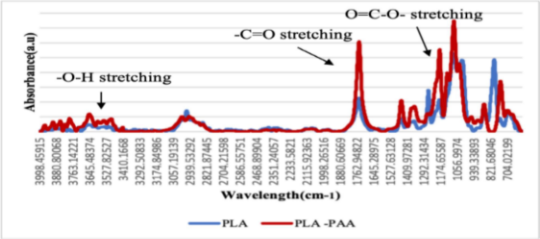
نتایج و بحث

در شکل ۲، نمودار جذب نوری نمونه‌ها با درصدهای مختلف آکریلیک اسید در طول موج ۶۳۰ نانومتر ارائه شده است. همانطور که مشاهده می‌شود، با افزایش غلظت آکریلیک اسید از ۱۰٪ تا ۳۰٪، میزان جذب رنگ تولوئیدین بلو به طور چشم‌گیری افزایش می‌یابد که نشان‌دهنده افزایش تدریجی گروه‌های عاملی کربوکسیل بر سطح نمونه‌ها به واسطه پلیمریزاسیون پلاسمایی آکریلیک اسید است. با این وجود، افزایش غلظت آکریلیک اسید فراتر از ۳۰ ٪ (شامل ۴۰٪، ۵۰٪، ۶۰٪ و ۷۰٪ حجمی/حجمی) منجر به کاهش تدریجی شدت جذب نوری می‌شود. این کاهش می‌تواند به دلیل اشباع شدن سطح، تشکیل لایه‌های ضخیم‌تر پلی‌آکریلیک اسید که مانع نفوذ مؤثر پلاسما می‌گردد، در غلظت‌های بالا باشد که همگی موجب کاهش کارایی پلیمریزاسیون سطحی می‌شوند.



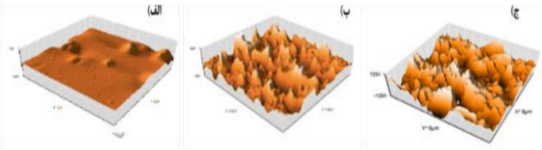
شکل ۲: نمودار جذب نوری در طول موج ۶۳۰ نانومتر برای نمونه‌های فیلم پلی لاکتیک اسید/پلی آکریلیک اسید با غلظت مختلف مونومر

شکل ۳ طیف‌های فروسرخ بازتاب کلی ATR-FTIR مربوط به فیلم‌های پلی‌لاکتیک اسید خالص و فیلم اصلاح‌شده با پلی‌آکریلیک اسید را تحت شرایط بهینه پلیمریزاسیون پلاسمایی آکریلیک اسید، نشان می‌دهد. در نمونه فیلم های پلی لاکتیک اسید اصلاح شده با پلی آکریلیک اسید، باندهای مشخصی در نواحی مختلف مشاهده می‌شود؛ از جمله باند پهن در حوالی cm^{-1} ۳۴۸۱ مربوط به گروه‌های هیدروکسیل (–OH)، که نسبت به نمونه‌ی پلی لاکتیک اسید خالص افزایش یافته و نشان‌دهنده‌ی تمایل بیشتر سطح به جذب رطوبت و افزایش گروه‌های قطبی است. باندهای cm^{-1} ۲۹۶۶ و ۲۹۴۳ مربوط به ارتعاشات کششی پیوندهای کربن–هیدروژن (C–H) و باند cm^{-1} ۱۷۶۴ که به ارتعاش کششی پیوند دوگانه کربونیل (C=O) اختصاص دارد، این پیک در هر دو نمونه مشاهده شده اما در نمونه‌ی اصلاح‌شده شدت بیشتری دارد. همچنین باندهای ۱۴۲۱ و ۱۳۶۳ cm^{-1} مربوط به ارتعاشات خمشی پیوندهای C–H و باند های cm^{-1} ۱۲۱۵ و ۱۰۷۸ که به پیوندهای یگانه کربن–اکسیژن (C–O) مربوط می‌شوند و نیز پیک cm^{-1} ۱۲۴۹ که مربوط به گروه عاملی (O=C-O-) است، در نمونه‌ی اصلاح شده توسط پلی آکریلیک اسید با شدت بیشتری ظاهر می‌شود. پیک cm^{-1} ۷۳۴ نیز به پیوندهای دوگانه کربن–کربن (C=C) مربوط است. باقی‌ماندن این باندها پس از شست‌وشو با سوکسیله به مدت ۴ ساعت، دلالت بر وجود پیوندهای شیمیایی پایدار میان لایه‌ی پلیمریزه‌شده و سطح پلی‌لاکتیک اسید دارد[۳].



شکل۳ : طیف‌های ATR-FTIR مربوط به فیلم پلی لاکتیک اسید و پلی لاکتیک اسید/ پلی آکریلیک اسید با غلظت بهینه

برای بررسی مورفولوژی سطوح نمونه‌ها، از تصویر برداری AFM استفاده شد. در شکل ۴ تصاویر سطوح نمونه‌های شاهد و اصلاح شده در ابعاد میکرومتری نشان داده شده‌اند. بدین منظور، نمونه شاهد پلی لاکتیک اسید و نمونه اصلاح شده پلی لاکتیک اسید توسط پلی آکریلیک اسید با غلظت ۳۰٪، مورد بررسی قرار گرفتند. با توجه به تصاویر، پرزهای در ابعاد نانومتری در سطوح نمونه‌های پلی لاکتیک اسید و پلی آکریلیک اسید بسیار بیشتر از نمونه پلاسمادهی شده و نیز زبری نمونه پلاسمادهی شده بیشتر از نمونه شاهد است. میزان زبری و ناهمواری سطوح، برای نمونه پلی لاکتیک اسید اصلاح شده با پلی آکریلیک اسید نسبت به سایر نمونه‌ها مقدار بیشتری را از خود نشان می‌دهد.



شکل۴: تصاویرAFM الف) نمونه شاهد و ب) نمونه پلاسمادهی شده ج) نمونه اصلاح شده با پلی آکریلیک اسید برای غلظت بهینه

نتیجه گیری

در این پژوهش، اصلاح سطح فیلم‌های پلی‌لاکتیک اسید با استفاده از پلیمریزاسیون پلاسمایی آکریلیک اسید به‌منظور بهبود ویژگی‌های سطحی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج حاصل از آزمون رنگ‌سنجی با تولوئیدین بلو نشان داد که استفاده از مونومر آکریلیک اسید با غلظت ۳۰٪ در فرآیند پلیمریزاسیون پلاسمایی، بیشترین تراکم گروه‌های کربوکسیلیک را روی سطح ایجاد می‌کند. این موضوع از طریق افزایش جذب رنگ و همچنین شناسایی باندهای مشخصه در طیف‌های ATR-FTIR تأیید شد. افزایش شدت باندهای مربوط به گروه‌های هیدروکسیل و کربونیل، نشان‌دهنده ایجاد پوشش پلی‌آکریلیک اسید به صورت موفقیت آمیز و بهبود واکنش‌پذیری سطح بود. تصاویر AFM نیز افزایش زبری سطح و تشکیل ساختارهای نانومقیاس را در نمونه‌های اصلاح‌شده نسبت به نمونه‌های شاهد نشان دادند که مؤید تغییرات مورفولوژیکی ناشی از اصلاح سطح است. در مجموع، استفاده از پلیمریزاسیون پلاسمایی آکریلیک اسید با شرایط بهینه می‌تواند راهکاری مؤثر برای بهبود خواص سطحی پلی لاکتیک اسید و ارتقاء عملکرد آن در کاربردهایی چون بسته‌بندی فعال و پزشکی باشد.

مرجع ها

[۱] Morent, R., De Geyter, N., Desmet, T., Dubruel, P., & Leys, C. (۲۰۱۱). *Plasma surface modification of biodegradable polymers: a review*. Plasma Processes and Polymers, ۸(۳), ۱۷۱–۱۹۰.

[۲] Pashabeiki Zadeh, A., Siahpoush, V., & Arsalani, N. (۲۰۲۵). Investigation of the effect of DBD plasma treatment on the surface properties of polylactic acid layers prepared with different mass percentage of polylactic acid/chloroform solution. *Polymer Engineering & Science, 65*(٤), e۲۷۲۲۵.

[۳] Zhang, Z., & Chu, P. K. (۲۰۲۰). *Surface modification of biodegradable biomaterials for improved biocompatibility*. Acta Biomaterialia, ۱۰۳, ۱–۲۲.

Paper ID: P5-05

بررسی تاثیرات چشمه یونی/الکترونی و تعداد شات دستگاه پلاسمای کانونی بر خواص مکانیکی لایه نازک آهن-تانتالوم

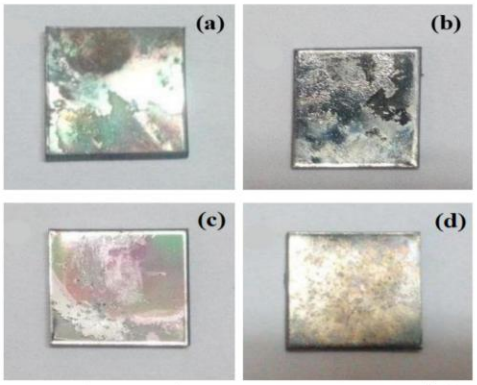
آرزو سادات ابن‌الرسول [1]، شقایق ادیب امینی [2] و امیرحسین ساری [3*]
[1,2,3] مرکز تحقیقات فیزیک پلاسما، دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات، تهران، ایران.
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: amirsari@gmail.com

چکیده هدف این پژوهش، سنتز لایه نازک Fe-Ta با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی بدون کاهش مقادیر آهن است. تعداد شات و نوع منبع (یونی یا الکترونی) به‌عنوان پارامترهای متغیر بررسی شدند. قرار دادن زیرلایه آهنی درون آند توخالی، نوآوری این کار است. آنالیزهای پراش پرتوی ایکس، طیف سنجی پراکندگی انرژی پرتوی ایکس و آزمون سختی سنجی ویکرز در این پژوهش به کار رفته اند. نتایج پراش پرتوی ایکس نشان داد تنش‌ها و ترک‌ها در ساختار لایه نازک قابل چشم‌پوشی‌اند. فازهای FeTa و Fe_2Ta ایجاد شدند و با افزایش شات، ساختار FeTa در نمونه ها بیشتر شکل گرفت. طیف سنجی پراکندگی انرژی پرتوی ایکس و آزمون سختی سنجی ویکرز نشان داد اکسیژن باعث افزایش سختی شده و این افزایش سختی تنها در نمونه‌هایی که با تابش یونی سنتز شده اند رخ داده است. در نهایت، ساختارهای سنتز شده با تابش یونی سخت‌تر و نمونه‌های سنتز شده با تابش الکترونی، دارای خواص مغناطیسی بهتری بودند.
کلید واژه: پلاسمای کانونی، سختی، لایه نازک آهن-تانتالوم.

Effect of Ion/Electron Sources and Number of Plasma Focus Shots on The Mechanical Properties of Fe-Ta Thin Films

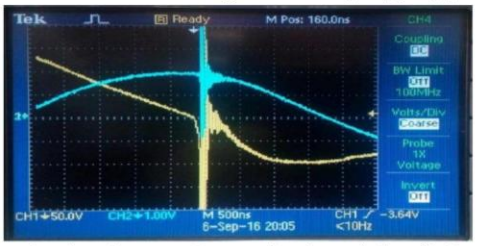
ArezooSadat EbneRasool [1], Shaghayegh AdibAmini [2] and Amir Hossein Sari [3*]
[1,2,3] Plasma Physics Research Center, Science and Research Branch Islamic Azad University, Tehran, 1477893855, Iran.
*Corresponding e-mail: amirsari@gmail.com

Abstract The primary goal of this study is to use the plasma focus approach to create iron-tantalum (Fe-Ta) thin films without reducing the iron content. The variable parameters investigated are the number of plasma focus shots and the type of radiation source (electron or ion). A key innovation in this study is the positioning of the iron substrate inside the hollow anode, which differs from previous experimental setups. Characterization of the synthesized thin films was performed using X-ray diffraction (XRD), energy dispersive X-ray spectroscopy (EDS) and Vickers hardness testing (VHT). XRD results show that stress/strain effects and microcracks are negligible and can be disregarded as the number of shots from the electron source increases. Moreover, two distinct structural phases—FeTa and Fe_2Ta—were formed during synthesis. The FeTa phase becomes increasingly dominant with higher numbers of plasma shots. EDS and VHT studies confirm that the presence of oxygen enhances the hardness of the samples. Interestingly, an increase in hardness with the number of shots is observed only in ion-irradiated samples. Ultimately, it can be concluded that placing the iron substrate within the hollow anode leads to ion-irradiated structures with enhanced hardness, while the high iron content in electron-irradiated samples contributes to improved magnetic properties.
Keywords: Plasma focus (PF), Fe-Ta thin film, Hardness



شکل1. نمونه های سنتز شده توسط چشمه های یونی و الکترونی: a) (s3) چشمه یونی n=1، b) (s4) چشمه یونی n=5، c) (s1) چشمه الکترونی n=1 و d) (s2) چشمه الکترونی n=5.

به وسیله میدان مغناطیسی شدید ایجاد شده و عبور جریان شدید مابین الکترودها، نانوذرات به صورت لایه های نازک بر روی سطح می نشینند. در ادامه، میدان مغناطیسی سریعا از بین رفته و میدان الکتریکی بوجود آمده منجر به ایجاد باریکه الکترونی در یک جهت و باریکه یونی در جهت دیگر می شود. باریکه های ایجاد شده انرژی بسیار زیادی دارند و درنتیجه منجر به ثبت پیک ولتاژ شدیدی توسط اسیلوسکوپ خواهند شد (شکل 2).



شکل2. سیگنال جریان (آبی) و ولتاژ (زرد) ناشی از تنگش پلاسمایی.

بحث

آنالیز پراش پرتوی ایکس (XRD)

از نتایج حاصل می توان دریافت که حضور تانتالوم و آهن در کنار هم تحت تابش الکترونی، از اکسید شدن لایه نازک ها جلوگیری کرده و منجر به عدم کاهش مقادیر آهن در نمونه ها می‌گردد. در ادامه می توان دریافت به دلیل وجود اکسیژن بالا در برخی نمونه ها (نمونه های سنتز شده با پرتوی یونی، s1 و s2)، سختی نمونه‌ها بیشتر شده است که بر اساس آنالیزهای طیف سنجی پراکندگی انرژی پرتوی

مقدمه

در سال های اخیر استفاده از سیستم پلاسمای کانونی به روشی موثر جهت سنتز لایه های نازک تبدیل شده است. آهن به دلیل داشتن لایه های الکترونی سه بعدی که به صورت جزئی پر می شوند، قادر به تشکیل ساختارهای پیچیده تری نسبت به سایر عناصر است. از طرفی، تانتالوم دارای اوربیتا نیمه پر 5d است ک به عنوان یک فلز واسط جامد، دارای رسانایی الکتریکی، حرارتی و مقاومت در برابر خوردگی بالایی است. مطالعه آلیاژ آهن-تانتالوم در حال حاضر ضروری به نظر می رسد. به طورکلی، پیکربندی الکترونی عناصر آهن و تانتالوم به عنوان عناصری با اوربیتال پر d به شکل $(n-1)d^{1-10}ns^2$ است. چنین ساختارهای هیبریدی به دلیل پر شدن تدریجی اوربیتال d فلزات واسطه، دامنه وسیعی از کاربردها را در صنایع مختلف دارا می باشند [1].

مواد و روش ها

قبل از مانت نمونه ها، شش زیرلایه آهنی (استیل 304) باید توسط دستگاه برش به شکل مربع با قطر 1 سانتیمتر مربع و ضخامت 1 میلیمتر بریده شده و توسط سمباده با شماره 240، 320، 600، 800، 1000، 2000 و 3000 صیقل داده می شوند. در ادامه، زیرلایه های برش داده شده در طی روند آلودگی زدایی توسط اسیتن، الکل و آب مقطر طی زمان پانزده دقیقه، اولتراسونیک شده و خشک می گردند. زیرلایه های آماده شده توسط دستگاه Direct current magnetron sputtering لایه نشانی شده تا آماده مرحله اصلی شوند. در پایان، نمونه ها را داخل آند تو خالی به فاصله ده سانتی متری از سر آند قرار می دهیم و آن را تحت تابش های n=1, 5 چشمه یونی و الکترونی قرار می دهیم (شکل 1). قرارگیری زیرلایه ها داخل آند توخالی، نوآوری پژوهش اخیر محسوب می گردد.

سیستم پلاسمای کانونی به کار رفته در مطالعه اخیر شامل دو الکترود مسی استوانه ای است که داخل هم قرار دارند. از طرفی، آند توسط عایقی از کاتد جدا شده است. تمامی الکترودها در محفظه خلا قرار گرفته اند که پس از پمپاژ اولیه توسط گاز عامل (مانند هیدروژن) تحت فشار 10 Torr احاطه می شوند. بانک خازنی به عنوان منبع تغذیه ظرفیت 10 میکروفاراد را داشته که توان دستگاه را به 18 کیلووات می رساند. در ادامه، پمپ روتاری فشار محفظه را به اندازه 4.4×10^{-2} میلی بار می رساند تا پالس الکتریکی توسط خازن بین الکترودها تخلیه شود [1].

طیف سنجی پراکندگی انرژی پرتوی ایکس (EDX)

طیف سنج پراکندگی انرژی پرتوی ایکس نشان می دهد که در نمونه‌های سنتزشده با پرتو الکترونی (s1 و s2)، آلودگی کمتر بوده و درصد آهن و تانتالوم بیشتر از ناخالصی‌هاست (جدول3). به‌دلیل تفاوت در نقطه ذوب آهن و تانتالوم، آهن بیشتر از تانتالوم در بیشتر نمونه‌ها دیده می‌شود (به جز s3). در نمونه‌های s3 و s4 میزان اکسیژن بالا بوده که احتمالاً ناشی از آلودگی محیط یا اکسید شدن سطحی است (جدول3). ترکیب عناصر آهن و تانتالوم در لایه‌ها با پارامترهای طراحی‌شده مطابقت داشته و نشان‌دهنده موفقیت روش پلاسمای کانونی در کنترل ترکیب شیمیایی است [2و3]. این نتایج در ساخت حسگرهای مغناطیسی اهمیت دارند. همچنین، نمونه‌های پرتوی یونی ساختار یکنواخت‌تری داشته؛ ولی، درصد کمتری از عناصر آهن و تانتالوم نسبت به نمونه‌های پرتوی الکترونی دارند.

جدول3. درصدهای مرتبط با عناصر شناسایی شده در نمونه های سنتز شده توسط پرتوی الکترونی و یونی.

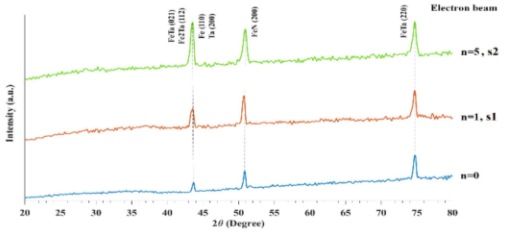
Sample(no.)	Beam Sources (electron/ion)	Number of shots(u.)	Ta(%)	Fe(%)	Ni(%)	Cr(%)	Ni(%)	Cu(%)	O(%)
s1	Electron	1	21.26±1	56.62±6	0.52±1	1.26±1	21.26±1	-	3.96±6
s2	Electron	5	17.75±1	67.68±12	2.65±1	0.63±1	4.16±12	0.45±1	6.68±1
s3	Ion	1	14.02±1	4.76±1	0.57±1	1.89±1	7.29±27	0.68±1	70.79±27
s4	Ion	5	6.68±1	27.75±1	2.65±1	10.63±1	8.41±16	0.45±1	47.68±16

آزمون سختی سنجی ویکرز (VHT)

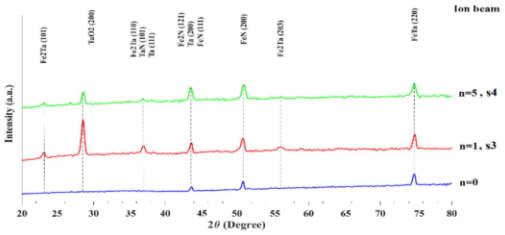
آزمون سختی‌سنجی ویکرز جهت ارزیابی خواص مکانیکی لایه‌های نازک مانند Fe-Ta به کار می‌رود و اطلاعات مهمی درباره مقاومت در برابر تغییر شکل ارائه می‌دهد. سختی این لایه‌ها تحت تأثیر انرژی و چگالی پلاسما، تعامل عناصر آهن و تانتالوم و ویژگی‌های ریزساختاری قرار دارد. طبق بررسی های به عمل آمده، نمونه‌های s3 و s2 بیشترین سختی را داشتند (به ترتیب ۲۸۰ و ۲۲۰ واحد ویکرز). s2 با پرتو الکترونی و تحت تاثیر درصد اکسیژن کمتری سنتز شده، در حالی که s3 با پرتو یونی سنتز شده و بالاترین مقدار اکسیژن (~70%) را دارد.

نتایج نشان دادند که برای تمامی نمونه ها، بیشترین سختی در وزن ۲۵ گرم به‌دست آمده است و با افزایش وزن و عمق نفوذ، ابتدا سختی افزایش و سپس کاهش می‌یابد. همچنین با افزایش تعداد شات در پرتو یونی s3 و s4، عمق نفوذ بیشتر شده و سختی افزایش یافته است. این تغییرات به انرژی یون‌ها و ایجاد تنش‌های باقی‌مانده در نمونه مربوط می‌شود.

ایکس و آزمون سختی سنجی ویکرز قابل تایید است. همچنین، با افزایش تعداد شات‌ها، درصد آهن در s1 و s2 افزایش یافته و ویژگی‌های مغناطیسی بهتری ایجاد می‌شود. در این پژوهش، با انتخاب مناسب تعداد شات، نوع منبع و موقعیت هدف، سنتز لایه‌های نازک آهن-تانتالوم توسط به‌گونه‌ای انجام شده که از اکسید شدن جلوگیری و خواص مکانیکی/مغناطیسی بهبود یافته است (شکل3و4).



شکل3. پراش پرتوی ایکس برای نمونه های سنتز شده با تابش الکترونی.



شکل4. پراش پرتوی ایکس برای نمونه های سنتز شده با تابش یونی.

همچنین می توان پارامترهای Crystallite size (D) و Micro-strain (ε) و Dislocation density (δ) را به ترتیب از طریق معادلات زیر بدست آورد (جدول 1و2):

معادله 1 $$D = \frac{K\lambda}{\beta \cos\theta}$$

معادله 2 $$\varepsilon = \frac{\beta}{4\tan\theta}$$

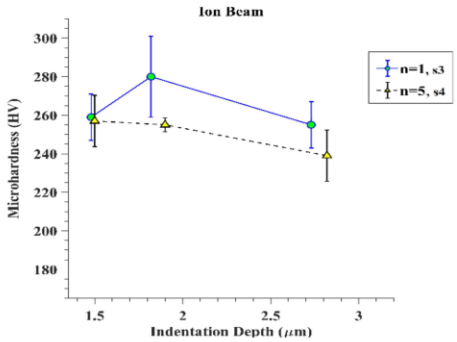
معادله 3 $$\delta = \frac{1}{D^2}$$

جدول1. محاسبه مقادیر D،ε و δ مرتبط با نمونه های سنتز شده توسط تابش الکترونی.

Sample (no.)	Number of shots(u.)	FWHM	2θ	D(nm)	ε(u.)	δ(nm^{-2})	Reference pattern
s1	1	0.2755	43.66	33.82	0.00300	0.00087	001-021-0433 (FeTa) 03-065-1999 (Fe_2Ta)
s2	5	0.2516	44.94	37.21	0.00265	0.00072	001-021-0433 (FeTa) 03-065-1999 (Fe_2Ta)

جدول2. محاسبه مقادیر D،ε و δ مرتبط با نمونه های سنتز شده توسط تابش یونی.

Sample (no.)	Number of shots(u.)	FWHM	2θ	D(nm)	ε(u.)	δ(nm^{-2})	Reference pattern
s3	1	0.4723	43.72	19.73	0.00514	0.00256	001-021-0433 (FeTa) 03-065-1999 (Fe_2Ta)
s4	5	0.5117	43.66	18.21	0.00557	0.00301	001-021-0433 (FeTa) 03-065-1999 (Fe_2Ta)



شکل6. توزیع سختی برای نمونه های سنتز شده توسط پرتوی یونی.

نتیجه گیری

نتایج XRD نشان می‌دهد که تعداد شات و نوع پرتو (الکترونی/یونی) بر ریزساختار (اندازه کریستالیت، کرنش و چگالی نابجایی) تأثیر دارد. نمونه‌های s1 و s2 (پرتو الکترونی) اندازه کریستالیت بزرگ‌تر و کرنش کمتر دارند، در حالی که s3 و s4 کرنش بیشتری دارند و اکسید شده‌اند. EDX نیز تأیید می‌کند که s1 و s2 آهن بیشتری دارند. نمونه s3 سختی بالاتر و نمونه s2 خواص مغناطیسی بهتری دارد.

سپاسگزاری

نویسندگان از مرکز تحقیقات فیزیک پلاسما بخصوص مسئول آزمایشگاه پلاسمای کانونی کمال تشکر را دارند.

مرجع ها

[1]:EbneRasool, A., AdibAmini, S. and Sari, A.H. (2024) Investigation of effective parameters on Fe/Ta thin films by plasma focus device: number of shots and distance from tip anode. Discov Mater 4, 34.

[2]:Arapan. S., Nieves. P., Herper. H. C., et, al., (2020) Computational screening of Fe-Ta hard magnetic phases. Phys. Rev. B 101, 014426.

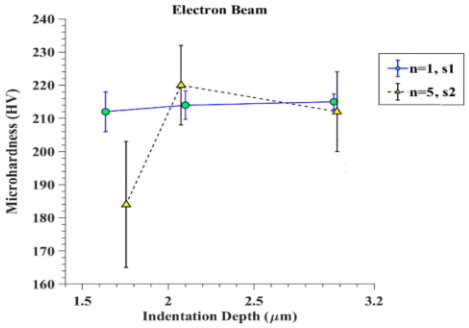
[3]:Bannenberg L. J., Veeneman I. M., Straus. F. I. B., et. al., (2024) Thin Film TaFe, TaCo, and TaNi as Potential Optical Hydrogen Sensing Materials. ACS Omega. 9, 41978-41989.

[4]:Ghader F., Hyoung S. K., Hessam. T. K., (2018) Book chapter: Mechanical Properties of Ultrafine-Grained and Nanostructured Metals. Severe Plastic Deformation. Methods, Processing and Properties. 223-25.

بر اساس رابطه هال-پچ (Hall–Petch)، هرچه اندازه بلور (D) کاهش یابد، سختی بیشتر می‌شود؛ بنابراین، در نمونه‌های s3 و s4 که D کمتر از ۲۰ نانومتر است، سختی بیشتر از s1 و s2 است [4]. همچنین، درصد بالای اکسیژن نیز باعث افزایش سختی در s3 و s4 شده است.

در شکل 5، رفتار لایه‌های نازک تحت تأثیر پرتوهای الکترونی/یونی و مقادیر مختلف اکسیژن بررسی شده است. در شکل 5 نمونه‌های s1 و s2 که با پرتو الکترونی ساخته شده‌اند، سختی‌های متفاوتی تحت بارهای مختلف نشان می‌دهند. این تفاوت به دلیل توزیع ناهمگون آهن و تانتالوم است که به‌دلیل اختلاف نقطه ذوب، به‌طور یکنواخت پخش نشده‌اند. ساختار s2 به دلیل درصد اکسیژن بالاتر، سخت‌تر از s1 است، اما یکنواختی سطحی کمتری دارد و زبری سطحی بیشتری نشان می‌دهد. در مقابل s1 با وجود سختی کمتر، ساختار یکنواخت‌تری دارد.

در شکل 6، نمونه s3 با اکسیژن بسیار بالا (~70%) طبق رابطه Hall-Petch سختی بالایی دارد، اما وجود ترک‌های ریز یکنواختی سختی را کاهش می‌دهد [4]. با این حال، سختی آن نسبتاً یکنواخت است و کیفیت لایه نازک خوب گزارش شده است. نمونه s4 که اکسیژن کمتری نسبت به s3 دارد (~48%)، سطحی صاف و بدون ترک دارد؛ بنابراین، ساختار پایدارتری داشته و زبری سطحی کمتر است. توزیع سختی در s4 متعادل‌تر ولی با مقدار عددی کمتر از s3 است.



شکل5. توزیع سختی برای نمونه های سنتز شده توسط پرتوی الکترونی.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P5-08

بررسی خواص کامپوزیت‌های پلیمری بهبودیافته به روش پلاسمایی

محدثه موسوی[۱*]، فاطمه بهارلونژاد[۱]، محمد علی محمدی[۱و۲] و محمد صادق ذاکر حمیدی[۱]
[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران
[۲] پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : mohaddeseh13237@gmail.com

چکیده

روش‌های اصلاح سطح، با هدف افزایش سازگاری نانولوله‌ها با پلیمرها و بهبود توزیع یکنواخت آن‌ها در ماتریس پلیمری به کار می‌روند. در این پژوهش با هدف بهبود خواص کامپوزیت‌های پلیمری، به اصلاح سطح نانولوله‌های کربنی با استفاده از روش پلاسمایی پرداخته شده است. تاثیر اصلاح سطح نانولوله‌های کربنی با پلاسماهای اکسیژن و خلاء بر خواص ساختاری و مکانیکی کامپوزیت‌ها مورد ارزیابی قرار گرفتند. نتایج حاصل از این تحقیق نشان داد که اصلاح سطح با پلاسمای اکسیژن نسبت به خلاء منجر به افزایش کسر جرمی اکسیژن، نظم بلوری، بهبود چسبندگی، برهمکنش میان نانولوله‌ها و پلیمرها و در نتیجه خواص مکانیکی کامپوزیت‌های نهایی بهبود یافتند.

واژه های کلیدی: پلاسما، پلیمر، کامپوزیت

Investigating the Properties of Polymer Composites Improved by Plasma Method

Mohaddeseh Mousavi [1], Fatemeh Baharlounezhad [1], Mohammad Ali Mohammadi [1,2] and Mohammad Sadegh Zakerhamidi [1]
[1] Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran
[2] Research Institute of Applied Physics and Astronomy, University of Tabriz, Tabriz, Iran
*corresponding e-mail: mohaddeseh13237@gmail.com

Abstract

Surface modification methods are employed to enhance the compatibility of nanotubes with polymers and promote their uniform distribution within the polymer matrix. In this study, with the aim of improving the properties of polymer composites, the surface modification of carbon nanotubes using the plasma method was studied. The effect of surface modification of carbon nanotubes with oxygen plasma and vacuum on the structural and mechanical properties of nanocomposites was evaluated. The results of this study showed that surface modification with oxygen plasma, compared to vacuum, led to an increase in the oxygen mass fraction, improved crystal order, enhanced adhesion, and increased interaction between nanotubes and polymers, resulting in improved mechanical properties of the final composites.

Keywords: Plasma, Polymer, Composite

مقدمه

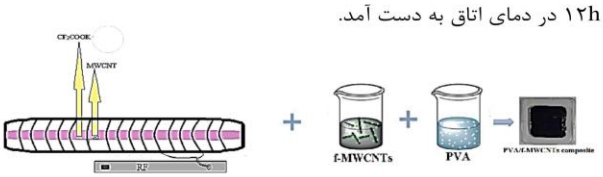
اخیراً کامپوزیت‌های حاوی نانولوله‌های کربنی چندجداره (MWCNTs) توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند[۱]. این کامپوزیت‌ها بر اساس ابعاد پرکننده (MWCNTs) و قابلیت

پراکندگی ماتریس پلیمری، خواص حرارتی، مکانیکی و الکتریکی بهبود یافته‌ای را نشان می‌دهند. با این حال حلالیت و پراکندگی خوب MWCNTs در آب یا حلال‌های آلی، به دلیل خاصیت ذاتی آن‌ها برای تجمع و درهم تنیدگی جهت تشکیل شبکه و به دلیل ساختارهای بسته مانند آن‌ها ناشی از فعل و انفعالات واندروالسی، مهار می‌شود، که در نتیجه استفاده عملی از کامپوزیت‌های حاوی نانولوله‌های کربنی چندجداره را محدود می سازد. برای پراکندگی و حلالیت بهتر، نانولوله‌های کربنی چندجداره اصلاح شده (f-MWCNTs) برای ساخت کامپوزیت پلیمری استفاده می‌شوند که در آن میزان برهمکنش میان f-MWCNTs و ماتریس پلیمری افزایش یافته و در نتیجه منجر به بهبود خواص دیگر می‌شود [۳]. کامپوزیت‌های پلیمر/MWCNTs در حسگرها، محافظ تداخل الکترومغناطیسی، دستگاه‌های زیست‌پزشکی، ذخیره‌سازی انرژی، الکتروشیمیایی و کاربردهای هوافضا استفاده می‌شوند[۲].

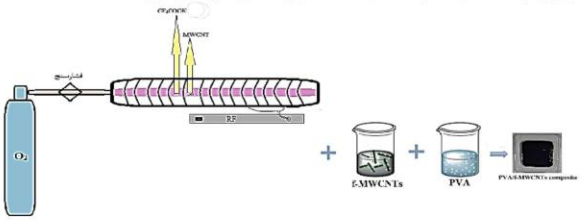
برای بهبود پراکندگی و سازگاری MWCNTs در ماتریس پلیمری، اصلاح سطح آن‌ها ضروری است. اصلاح سطوح MWCNTs به عنوان معرفی بر گروه‌های مختلف عاملی همانند کربوکسیل (-COOH)، آمین (-NH) و هیدروکسیل (-OH) بر روی سطح MWCNTs می‌باشد [۳]. این امر را می‌توان با روش‌های مختلفی از جمله روش‌های پلاسمایی، شیمیایی، الکتروشیمیایی و مکانیکی به دست آورد. مطلوب ترین روش، استفاده از فرایند پلاسمایی است که عاری از ضایعات شیمیایی و پسماندها بوده و روشی خشک، غیرمخرب و سریع می‌باشد [۴].

مواد و روش‌ها

پلی وینیل الکل دارای فرمول شیمیایی $-(C_2H_4O)-$ و نانولوله‌های‌کربنی چندجداره برای تهیه فیلم‌های کامپوزیتی PVA/MWCNTs تهیه شدند که روش ساخت به شرح زیر می‌باشد. در روش پلاسمایی مطابق شکل ۱، ۰/۰۳gr نمونه پلیمر PVA در ۰/۳ ml آب مقطر حل شد تا محلول PVA به دست آید. مقدار ۰/۰۴gr از MWCNTs بر روی یک لام میکروسکوپ و ۰/۲gr از محلول نمک تری فلوئورواستات پتاسیم (CF_3COOK) بر روی لام دیگری در داخل محفظه خلاء راکتور پلاسمای رادیو فرکانسی RF القائی قرارداده شدند و تخلیه در داخل راکتور به دو صورت انجام گرفت. مطابق شکل ۱، در آزمایش اول با پلاسمای RF بدون اعمال گاز خارجی(خلاء) و مطابق شکل۲، در آزمایش دوم با پلاسمای RF با اعمال گاز اکسیژن، MWCNTs اصلاح شدند. در هر نوبت، مقدار ۰/۰۳gr از MWCNTs اصلاح شده به محلول PVA اضافه شده و بر روی یک همزن مغناطیسی در دمای ۲۰°C در داخل یک بشر با یکدیگر مخلوط شدند. محلول حاصل در داخل یک قالب پلاستیکی ریخته شده و فیلم کامپوزیتی پس از خشک شدن محلول به مدت ۱۲h در دمای اتاق به دست آمد.



شکل ۱. روند تهیه کامپوزیت حاصل از پلیمر پلی وینیل الکل و نانولوله‌های کربنی چند جداره با پلاسمای RF بدون اعمال گاز خارجی.



شکل ۲. روند تهیه کامپوزیت حاصل از پلیمر پلی وینیل الکل و نانولوله‌های کربنی چند جداره با پلاسمای RF با اعمال گاز اکسیژن.

بحث

جدول ۱ نتایج آنالیز طیف سنجی پراش انرژی پرتو ایکس(EDX) و درصد وزنی عناصر موجود در نانولوله‌های کربنی خالص، نانولوله‌های کربنی اصلاح شده با پلاسماهای اکسیژن و خلاء را نشان می‌دهد. مقادیر درصد وزنی عناصر موجود در جدول ۱ حاکی از آن است که

درصد وزنی عنصر کربن (C) در MWCNTs خالص برابر با ٪ ۹۵/۱۸ بود. همان‌گونه که از نتایج بعد از اصلاح پلاسمایی مشخص است، در اصلاح سطح با پلاسمای اکسیژن نسبت به خلاء، درصد وزنی عنصرC کاهش پیدا کرده و عنصر اکسیژن (O) و عناصر مربوط به نمک شامل فولوئور (F) و پتاسیم (K) افزایش پیداکرده است. از بین این عناصر، عنصر F بیشترین مقدار را در اصلاح سطح توسط پلاسمای اکسیژن به خود اختصاص داد. نتایج درصدهای وزنی حاصل با محاسبات درصد وزن اتمی و فرمول شیمیایی مربوط به نمک مطابقت داشته و ناخالصی ناشی از اتم‌های دیگر در نمونه‌ها مشاهده نشد.

جدول ۱. درصد وزنی عناصر موجود در (الف) MWCNTs خالص، اصلاح شده با پلاسماهای (ب) اکسیژن و (پ) خلاء.

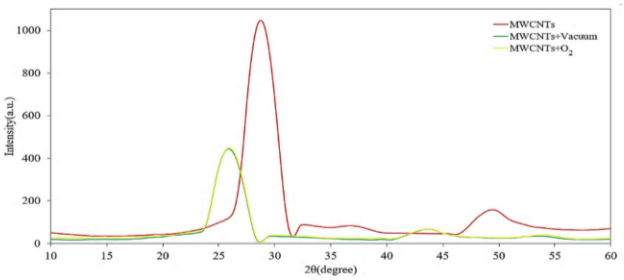
نمونه	C	O	F	K
(الف)	۹۵/۱۸	۴/۸۲	-	-
(ب)	۹۱/۷۳	۶/۴۰	۱/۸۰	۰/۰۷
(پ)	۹۳/۹۶	۵/۲۶	۰/۱۷	۰/۰۸

جدول۲ نتایج آنالیز EDX کامپوزیت‌های حاصل از پلیمر پلی وینیل الکل و نانولوله‌های کربنی قبل و پس ازاصلاح را نمایش می‌دهد. مطابق با جدول۲، درصد وزنی عنصرC در PVA خالص برابر با ٪۶۴/۹۰ بود. در کامپوزیت‌های حاوی نانولوله‌های کربنی اصلاح شده با پلاسمای اکسیژن نسبت به خلاء افزایش درصد وزنی عناصرO، F و K و کاهش درصد وزنی عنصر C نسبت به کامپوزیت‌های حاوی نانولوله‌های کربنی خالص مشاهده شد.

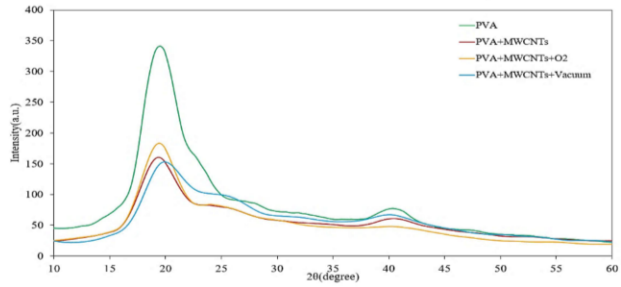
جدول۲. درصد وزنی عناصر موجود در (الف) PVA خالص، (ب)کامپوزیت‌های حاصل از PVA و MWCNTs قبل از اصلاح، پس از اصلاح با پلاسماهای (پ) اکسیژن و (ت) خلاء.

نمونه	C	O	F	K
(الف)	۶۴/۹۰	۳۵/۱۰	-	-
(ب)	۶۷/۳۱	۳۲/۶۹	-	-
(پ)	۵۴/۳۳	۴۳/۹۴	۱/۶۲	۰/۱۱
(ت)	۶۰/۵۰	۳۸/۱۸	۱/۱۸	۰/۱۴

تصاویر۳ و ۴ به ترتیب مربوط به آنالیز XRD نانولوله‌های کربنی خالص و اصلاح شده و کامپوزیت‌های حاصل از پلیمر پلی وینیل الکل و نانولوله‌های کربنی خالص و اصلاح شده را نمایش می‌دهند.



شکل۳. تصاویرXRD نانو لوله‌های کربنی خالص و اصلاح شده با پلاسماهای اکسیژن و خلاء.

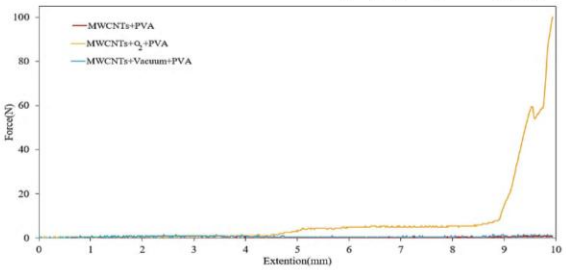


شکل ۴. تصاویر PVA XRDخالص، کامپوزیت‌های حاصل از PVA و MWCNTs قبل از اصلاح و پس از اصلاح با پلاسماهای اکسیژن و خلاء.

نتایج XRD در شکل۳ حاکی از آن است پیک پراش نانولوله‌های کربنی خالص با بیشترین شدت در۲θ=۲۸/۷۶، مشخصه C(۰۰۲) درگرافیت است. با انجام فرایند اصلاح سطح به روش پلاسمایی، پیک‌هایXRD اصلاح شده پهن‌تر شده و پراش C(۰۰۲) به سمت زاویه‌های کمتر رفته که باعث کاهش اندازه بلورک‌ها و افزایش فاصله بین لایه‌ای می‌شود. با این وجود تیزبودن این پیک در نانولوله‌های کربنی اصلاح شده نشان‌دهنده حفظ نظم ساختار گرافیتی نمونه‌های اصلاح شده و عدم حضور عیوب ساختاری قابل توجه می‌باشد.

نتایج XRD در شکل۴ نشان‌دهنده بیشترین شدت پیک پراش PVA خالص در۱۹/۶۶=۲θ بوده که با افزودن MWCNTs خالص اصلاح شده به روش پلاسمایی، پیک هایXRD پهن‌تر شده و به طور قابل توجهی کاهش یافتند که به برهم کنش بین مخلوط و پرکننده مربوط می‌شود و همچنین باعث افزایش بلورینگی PVA می‌گردد [۵]. ناپدیدشدن پیک مربوط به MWCNTs پس از پرشدن با پلیمر ممکن است به پراکندگی خوب پرکننده در ماتریس پلیمری نسبت داده شود.

شکل ۵ مربوط به آنالیز خمش کامپوزیت‌های حاصل از پلیمر پلی وینیل الکل و MWCNTs خالص و اصلاح شده با پلاسماهای اکسیژن و خلاء را نمایش می‌دهد.



شکل ۵. تصاویر آنالیز خمش مربوط به کامپوزیت‌های حاصل از پلیمر و نانولوله‌های کربنی چند جداره خالص و اصلاح شده با پلاسماهای اکسیژن و خلاء.

نتایج حاصل از شیب نمودار خمش نشان می‌دهد که مدول الاستیسیته مربوط به کامپوزیت‌های حاصل از پلیمرPVA و نانولوله‌های کربنی خالص و اصلاح شده با پلاسماهای اکسیژن و خلاء به ترتیب برابر ۱/۱۴۷ MPa ، ۳/۷۳۱ MPa و ۰/۰۰۸ MPa می‌باشد. کامپوزیت‌های حاصل از پلیمر و نانولوله‌های کربنی اصلاح شده با پلاسمای اکسیژن نسبت به خالص و خلاء دارای مدول الاستیسیته بالایی بودند که نشان دهنده بهبود اتصال بین نانولوله‌های کربنی و ماتریس پلیمری و افزایش گروه‌های عاملی قطبی شده بهبود دهنده چسبندگی میان فاز تقویت‌کننده و زمینه می‌باشد. این افزایش چسبندگی، باعث افزایش سختی و سفتی کامپوزیت‌ها می‌شود.

نتیجه‌گیری

نتایج حاصل از آنالیزهای EDX، XRD و خمش نشان داد که ایجاد گروه‌های عاملی در اصلاح سطح نانولوله‌های کربنی با پلاسمای اکسیژن نسبت به نمونه‌های خالص و اصلاح شده باپلاسمای خلاء، بیشترین تاثیر در بهبود برهم کنش نانولوله‌ها و ماتریس پلیمری را داشتند که منجر به بالاترین چسبندگی و سختی کامپوزیت‌های اصلاح شده گردید .

مرجع‌ها

[1] Ahmad, A. A., Al-Bataineh, Q. M., Bani-Salameh, A. A., & Telfah, A. D. (2022). Optical, optoelectronic, structural, and chemical characterizations of (PEO-PVA)/MWCNT nanocomposite films. *Surfaces and Interfaces*, *33*, 102202.

[2] Ghobadi, S., Sadighikia, S., Papila, M., Cebeci, F. Ç., & Gürsel, S. A. (2015). Graphene-reinforced poly (vinyl alcohol) electrospun fibers as building blocks for high performance nanocomposites. *RSC advances*, *5*(103), 85009-85018.

[3] Rahman Khan, M. M., Pal, S., Hoque, M. M., Alam, M. R., Younus, M., & Kobayashi, H. (2019). Simple fabrication of PVA–ZnS composite films with superior photocatalytic performance: enhanced luminescence property, morphology, and thermal stability. *ACS omega*, *4*(4), 6144-6153.

[4] Kong, J., Franklin, N. R., Zhou, C., Chapline, M. G., Peng, S., Cho, K., & Dai, H. (2000). Nanotube molecular wires as chemical sensors. *science*, *287*(5453), 622-625.

[5] Meikhail, M. S., Hezma, A., & Adel, B. (2018). Characterization and physical studies of Poly (vinyl alcohol)/Sodium alginate/multiwall carbon nanotube biocomposites. *Journal of Textiles, Coloration and Polymer Science*, *15*(1), 95-108.

سنتز فوق‌سریع نانو صفحات دوفلزی MOF با کمک پلاسمای سرد جهت استفاده در آند باتری‌های لیتیوم - یون با کارایی بالا

زینب کریم زاده۱و* ، بابک شکری۱و۲
۱ دانشگاه شهید بهشتی، پژوهشکده لیزر و پلاسما
۲ دانشگاه شهید بهشتی، دانشکده فیزیک
* zei.karimzadeh@gmail.com

چکیده

تقاضای روزافزون برای باتری‌های لیتیوم - یون (LIBs) با چگالی انرژی بالا، نیاز به توسعه مواد آندی با عملکردی بهتر را افزایش داده است. چارچوب‌های فلزی - آلی (MOF) به دلیل تخلخل و ظرفیت نظری بالا به‌عنوان موادی امیدوارکننده در این امر معرفی شده‌اند، اما کاربرد آنها به دلیل رسانایی الکتریکی ضعیف و فرایند سنتز طولانی و پرهزینه با محدودیت مواجه است. در این پژوهش، با استفاده از یک سنتز تک‌مرحله نانوصفحات MOF دوفلزی کبالت/نیکل/ترفتالات (CoNi-BDC) به کمک پلاسمای سرد در زمان بسیار کوتاه و در دمای اتاق و فشار اتمسفر گزارش شده است. ماده حاصل دارای ساختاری سلسله‌مراتبی منحصربه‌فرد از نانو ورق‌های خودآرا است که جایگاه‌های فعال فراوان و یکپارچگی ساختاری مستحکمی را فراهم می‌کند. استفاده از این ماده به‌عنوان آند باتری لیتیوم - یون منجر به ظرفیت برگشت‌پذیر استثنایی ۱۷۹۵ mAh/g و پایداری چرخه‌ای طولانی‌مدت قابل‌قبولی شده است. این عملکرد الکتروشیمیایی قابل‌توجه به اثر هم‌افزایی مراکز ردوکس دوفلزی کبالت/نیکل و نانوساختار منحصربه‌فرد ناشی از پلاسما نسبت داده می‌شود که انتقال سریع یون را تسهیل کرده و به طور مؤثری انبساط حجمی را مهار می‌کند. این کار، سنتز به کمک پلاسما را به‌عنوان یک روش کارآمد و مقیاس‌پذیر برای مهندسی مواد پیشرفته برای نسل بعدی ذخیره‌سازی انرژی پیشنهاد می‌کند..

کلید واژه: پلاسمای سرد، چارچوب‌های فلزی آلی، باتری لیتیوم - یون

Ultrafast Room-Temperature Plasma Synthesis of Bimetallic MOF Nanosheets for High-Performance Lithium-Ion Battery Anodes

Zeinab Karimzadeh1*, Babak Shokri 1,2
1 Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University
2 Department of Physics, Shahid Beheshti University
*corresponding e-mail: zei.karimzadeh@gmail.com

Abstract

The increasing demand for lithium-ion batteries (LIBs) with high energy density has increased the need to develop anode materials with better performance. Metal-organic frameworks (MOFs) have been introduced as promising materials due to their porosity and high theoretical capacity, but their application is limited because of poor electrical conductivity and expensive synthesis process. In this study, cobalt/nickel/terephthalate bimetallic MOF nanosheets (CoNi-BDC) were produced using a one-step cold plasma-assisted synthesis in a very short time at room temperature and atmospheric pressure. The resulting material has a unique hierarchical structure of self-assembled nanosheets that provides abundant active sites and robust structural

integrity. The use of this material as a lithium-ion battery anode has resulted in an exceptional reversible capacity of 1795 mAh/g and acceptable long-term cycling stability. This remarkable electrochemical performance is attributed to the synergistic effect of the cobalt/nickel bimetallic redox centers and the unique plasma-induced nanostructure that facilitates rapid ion transport and effectively suppresses volume expansion. This work suggests plasma-assisted synthesis as an efficient and scalable method for engineering advanced materials for the next generation of energy storage.
Keywords: Cold plasma, Metal organic frame work, Li-ion battery

مقدمه

گذار جهانی به سمت سیستم‌های انرژی پایدار که ناشی از گسترش وسایل الکترونیکی قابل‌حمل و برقی‌سازی حمل‌ونقل است، به طور حیاتی به پیشرفت در فناوری‌های ذخیره‌سازی انرژی الکتروشیمیایی از جمله باتری‌های لیتیوم - یون (LIBs) وابسته است، اما چگالی انرژی آن‌ها به طور فزاینده‌ای توسط ماده آند محدود می‌شود؛ بنابراین یافتن مواد مناسب و ایده‌آل امری ضروری است. چارچوب‌های فلزی - آلی (MOF) به دلیل ویژگی‌های تخلخل و تطبیق‌پذیری ذاتی ساختاری و وجود مراکز فعال فراوان، توجه زیادی را جلب کرده‌اند. بااین‌حال، MOFها هنوز نیاز به مهندسی دقیق و بهبود بیشتر در کاربردهای خود به‌عنوان اجزای الکترود دارند. این امر به‌ویژه باهدف افزایش هدایت الکترونیکی، تسریع انتقال یون و الکترون‌ها، دستیابی به راندمان بالاتر و چرخه‌پذیری طولانی‌تر اهمیت دارد. ازآنجایی‌که MOFها معمولاً پایداری محدودی در محلول‌های الکترولیت دارند که می‌توانند باعث کاهش عملکرد الکتروشیمیایی آن‌ها در طول زمان شود، طراحی ساختار و کامپوزیت‌های جدید که دارای پایداری ساختاری، مکانیکی و الکتروشیمیایی بهبودیافته‌ای در محیط‌های خنثی، قلیایی و اسیدی باشند، یک ضرورت بسیار مهم است[۱].

یک راهبُرد امیدوارکننده برای غلبه بر این محدودیت‌ها، طراحی MOFهای دوفلزی است. با ترکیب دو کاتیون فلزی متمایز، مانند کبالت (Co) و نیکل (Ni)، در یک چارچوب واحد، می‌توان از اثرات هم‌افزایی که در همتاهای تک‌فازی آن‌ها وجود ندارد، بهره‌برداری کرد. تعامل بین کبالت و نیکل می‌تواند رسانایی الکترونیکی را افزایش دهد، شیمی ردوکس غنی‌تری را از طریق واکنش‌های تبدیلی چندگلنه فراهم کند و پایداری کلی ساختاری را بهبود بخشد که منجر به عملکرد الکتروشیمیایی بهتر می‌شود[۲]. در واقع، MOFهای مبتنی بر کبالت - نیکل پتانسیل قابل‌توجهی به‌عنوان مواد آند با ظرفیت بالا نشان داده‌اند.

باوجود این پیشرفت‌ها، سنتز MOFهای با کارایی بالا همچنان دارای یک مانع مهم در پذیرش گسترده آن‌ها است. روش‌های متداول هیدروترمال معمولاً به دما و فشار بالا (بیش از ۱۲۰ درجه سانتی‌گراد) و زمان واکنش طولانی (۲۴-۴۸ ساعت) نیاز دارند که مقیاس‌پذیری آن‌ها را از نظر هزینه و مصرف انرژی دشوار می‌کند[۳]. این گلوگاه مهم، انگیزه جستجو برای مسیرهای تولید جایگزین و پایدارتر را فراهم می‌کند. فناوری پلاسمای سرد، به‌ویژه تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) در فشار اتمسفر، رویکردی تحول‌آفرین برای سنتز مواد ارائه می‌دهد. پلاسما با ایجاد یک حالت غیرتعادلی غنی از الکترون‌های پرانرژی، یون‌ها و رادیکال‌های واکنشی در دمای اتاق، می‌تواند واکنش‌های شیمیایی را که تحت شرایط متداول از نظر ترمودینامیکی یا سینتیکی چالش‌برانگیز هستند، به‌سادگی ممکن سازد. ماهیت غیرتعادلی بر همکنش پلاسما - مایع می‌تواند هسته‌زایی را تسریع کرده و رشد بلور ناهمسان‌گرد را گسترش دهد و نانوساختارهایی را تولید کند که از طریق روش‌های سنتی مبتنی بر تعادل قابل‌دسترسی نیستند[۳].

در این پژوهش، سنتز موفقیت‌آمیز نانو ورق‌های MOF دوفلزی CoNi-BDC (۱,۴BDC-بنزن‌دی‌کربوکسیلات) را از طریق روش پلاسمای سرد DBD در دمای اتاق گزارش شده است. این مسیر سنتز سریع و سبز، ماده‌ای با نانوساختار سلسله‌مراتبی منحصربه‌فرد تولید خواهد کرد که یکپارچگی ساختاری و عملکرد الکتروشیمیایی برتری به‌عنوان آند باتری لیتیوم - یون فراهم می‌کند.

مواد و روش‌ها

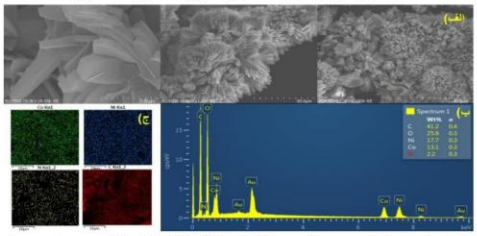
ماده CoNi- MOF با سنتز پلاسمایی ساده و تک‌مرحله‌ای توسط یک رآکتور DBD تولید شد. برای این منظور، نیم میلی‌مولار $Co(NO_3)_2.6H_2O$ و نیم میلی‌مولار $Ni(NO_3)_2.6H_2O$ و یک میلی‌مولار ترفتالیک اسید در ۱۵ میلی‌لیتر دی متیل فرآمید

(DMF) به مدت ۱۵ دقیقه مخلوط شدند تا یک محلول همگن ایجاد شود. سپس محلول به رآکتور پلاسما DBD استوانه ای با کپ ۴ میلی متر، منتقل شد و برای مدت ۴۰ دقیقه تحت تخلیه با ولتاژ ۷ کیلوولت قرار گرفت. پس از انجام فرایند، ماده باقیمانده سه بار با DMF و اتانول شسته شد و به مدت ۱۲ ساعت در دمای ۱۰۰ درجه سلسیوس خشک شد.

آماده‌سازی آند و انجام آزمون‌های الکتروشیمیایی در نیم سل CR2032 طبق روش گزارش شده توسط رموس و همکاران انجام شد[۱].

بحث

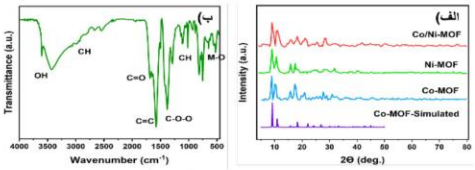
سنتز MOF دوفلزی CoNi-BDC از طریق یک فرایند پلاسمای سرد نوین و سریع انجام شد. همان‌طور که در تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) (شکل ۱الف) دیده می‌شود، مورفولوژی ساختار سنتز شده میکرو کره‌های گل مانند است که در بزرگ‌نمایی بالاتر به‌صورت سلسله‌مراتبی از تعداد زیادی نانو صفحات نازک و خودآرا تشکیل شده است. این معماری متخلخل برای کاربردهای الکتروشیمیایی بخصوص باتری‌های لیتیومی بسیار مطلوب هستند. وجود عناصر کبالت و نیکل به‌خوبی توسط آنالیز طیف‌سنجی پراش انرژی پرتو ایکس (EDX) مشهود است(۱ب) و ترکیب همگن این عناصر در سراسر ساختار با نقشه‌برداری (شکل ۱ ج) تأیید می‌شود.



شکل 1. موفولوژی سطح ساختار CoNi-MOF سنتز شده با پلاسما. ب)ترکیب و توزیع عناصر در طیف EDX نمونه سنتز شده و ج) تصاویر نقشه‌برداری نمونه سنتز شده

للگوی پراش پرتولیکس (XRD) نمونه مجموعه‌ای از پیک‌های پراش تیز را نشان می‌دهد که بیانگر ساختار بلوری محصول سنتز شده با پلاسما تحت شرایط سنتز سریع و غیرتعادلی است(شکل۲ الف). مکان پیک‌ها مشابه موارد گزارش شده برای چارچوب‌های هم ساختار Co-MOF و Ni-MOF است که تأییدی بر سنتز موفقیت‌آمیز این ساختار است[۴]. تفاوت اندکی که در جابه‌جایی و شدت پیک‌ها مشاهده می‌شود یک شاخص کلیدی از وجود هر دو یون Co^{2+} و Ni^{2+} در یک شبکه بلوری واحد MOF دوفلزی است.

در طیف مادون قرمز تبدیل فوریه (FTIR) نمونه سنتز شده با پلاسما، باندهای اصلی CoNi-MOF شامل باند پهن کششی OH، CH، C=O، C=C، C-O-O و CH که مشخصه حلقه آروماتیک هستند و همچنین ظهور قله‌های Ni-O/Co-O ، (M-O) مربوط به پیوندهای فلزی بین اتم‌های فلزی و گروه کربوکسیلیک لیگاند BDC در ساختار MOF به خوبی مشهود هستند.

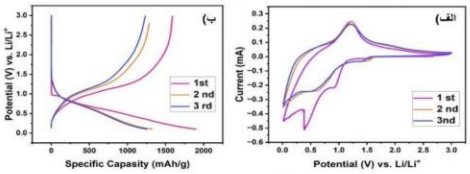


شکل ۲. الف) الگوی XRD نمونه CoNi-MOF سنتز شده با پلاسما. ب) طیف FTIR نمونه سنتز شده با پلاسما

عملکرد الکتروشیمیایی نانو صفحات CoNi-MOF سنتز شده با پلاسما نتیجه مستقیم هم‌افزایی بین ترکیب دوفلزی و ساختار سلسله‌مراتبی منحصربه‌فرد آن است. وجود هم‌زمان فلزات کبالت و نیکل، زوج‌های ردوکس برگشت‌پذیر متعددی را فراهم می‌کند که امکان انتقال الکترون‌های بیشتری به‌ازای واحد مولکولی می‌دهد و منجر به افزایش ظرفیت نظری نسبت به MOFهای تک فلزی می‌شود. همچنین معماری سلسله‌مراتبی نانو صفحات که توسط فرایند پلاسما مهندسی شده است، مزایای ساختاری و سینتیکی قابل‌توجهی را به همراه دارد. ماهیت بسیار نازک نانو صفحات به‌شدت طول مسیر نفوذ یون‌های Li^{+} را کوتاه می‌کند، درحالی‌که مساحت سطح بالا، سطح مشترک گسترده‌ای بین الکترود و الکترولیت را تضمین می‌کند که هر دو برای دستیابی به سینتیک سریع و قابلیت نرخ‌پذیری بالا حیاتی هستند. علاوه بر این، ساختار متخلخل و به‌هم‌پیوسته می‌تواند به طور مؤثری تغییرات حجمی بزرگ مرتبط با سازوکار واکنش تبدیلی را در خود جای دهد و از تخریب الکترود که معمولاً منجر به افت ظرفیت در بسیاری از مواد آند با ظرفیت بالا می‌شود، جلوگیری کند.

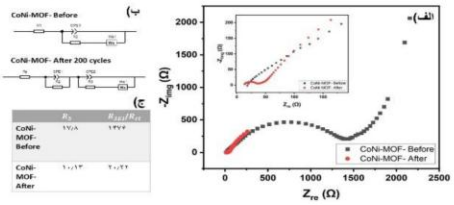
همان‌طور که در منحنی ولتامتری چرخه‌ای (CV) آند CoNi-BDC در شکل ۳ الف دیده می‌شود، روبش کاتدی اولیه یک پیک کاهشی مشخص در حدود ۰.۴ ولت را نشان می‌دهد که به تشکیل لایه بین فازی الکترولیت

جامد (SEI) بروی سطح کاتد نسبت داده می‌شود. این پیک در چرخه‌های بعدی ناپدید می‌شود و با دو جفت پیک ردوکس برگشت‌پذیر در حدود ۰.۶۳ و ۱.۴ ولت جایگزین می‌شود. این پیک‌ها به واکنش‌های تبدیلی Co^{2+}/Co^{+} و Ni^{2+}/Ni^{+} مربوط می‌شوند و فعالیت الکتروشیمیایی مراکز فلزی را در چارچوب تأیید می‌کنند. پایداری این منحنی در چرخه‌های بعدی بیانگر برگشت‌پذیری الکتروشیمیایی خوب آن است.



شکل ۳. الف) نمودار CV ب) نمودار شارژ/دشارژ نمونه سنتز شده با پلاسما در سه چرخه اول

طبق پروفایل شارژ و دشارژ گالوانواستاتیک (GCD) آند مبتنی بر CoNi-MOF در چگالی جریان ۲۰۰ mA ظرفیت شارژ و دشارژ اولیه به ترتیب ۱۵۹۰ mA/g و ۱۹۰۰ اندازه‌گیری شد که بیانگر بازده کولمبی حدود ۸۴٪ است. این ظرفیت برگشت‌پذیر کم در چرخه اول، مشخصه مواد آندی تبدیلی است و عمدتاً به تشکیل لایه فصل مشترک جامد (SEI) مرتبط است(شکل ۳ ب).



شکل ۴. الف) نمودار نایکویست نمونه سنتز شده، ب) مدار معادل شبیه سازی شده، ج مقایسه مقاومت‌ها قبل و بعد از ۲۰۰ چرخه

برای درک بهتر عملکرد نمونه، سینتیک الکتروشیمیایی با استفاده از طیف‌سنج امپدانس الکتروشیمیایی (EIS) تحلیل شد. شکل ۴ الف نمودارهای نایکویست الکترود CoNi-MOF را قبل از چرخه و پس از ۲۰۰ چرخه نشان می‌دهد. نیم سل قبل از شارژ/دشارژ، مقاومت انتقال بار (R_{ct})، نسبتاً بزرگ را نشان می‌دهد که بیانگر سینتیک انتقال بار آن است؛ اما پس از شارژ/دشارژهای متوالی قطر نیم‌دایره به طور قابل‌توجهی کاهش می‌یابد که بیانگر فعال‌سازی ماده الکترود و بهبود ترشوندگی توسط الکترولیت در طول چرخه‌های متوالی است و انتقال بار را در سطح مشترک الکترود/الکترولیت تسهیل می‌کند.

نتیجه‌گیری

در این پژوهش با ورود یون‌های نیکل به ساختار چارچوب فلزی آلی، یک MOF دوفلزی CoNi-BDC با معماری سلسله‌مراتبی نانو صفحه‌ای با کمک فناوری پلاسمای سرد در زمان بسیار کوتاه و در دمای اتاق سنتز شد. این راهبُرد سنتز سبز و مؤثر، به‌صورت مقیاس‌پذیر، محدودیت‌های اصلی روش‌های سل - گرمایی را برطرف می‌کند. کاربرد این ماده سنتز شده به‌عنوان ماده فعال در آند باتری لیتیوم - یون، عملکرد الکتروشیمیایی برجسته از جمله ظرفیت برگشت‌پذیر بالای ۱۷۹۵ mAh/g در ۲۰۰ mAh و سنتیک قابل توجهی را نشان می‌دهد که نسبت به گزارشات پیشین بسیار بهتر است. این عملکرد الکتروشیمیایی استثنایی به اثر هم‌افزایی قدرتمند مراکز فلزی کبالت/نیکل که شیمی ردوکس غنی برای ظرفیت بالای فراهم می‌کنند، همچنین ساختار سلسله‌مراتبی منحصربه‌فرد ناشی از پلاسما نسبت داده می‌شود که مساحت سطح بالا و مسیرهای نفوذ کوتاه‌تری برای سینتیک سریع و استحکام مکانیکی قابل‌توجهی برای مهار تغییرات حجمی ذاتی در طول چرخه‌های متوالی ارائه می‌دهد.

مرجع ها

[1] Ciria-Ramos, I., Garc´ıa-Fernandez, A., Mayoral, A., & Haro, M. (2024) Electrochemical performance of M(dca)2pyz (M = Fe, Co and Ni) MOFs as sustainable anodes in lithium-ion batteries. *Materials Chemistry A*, 12, 20215–20228.

[2] Shin, S., Yoon, Y., & Whan, M. (2022). Co/Zn-based bimetallic MOF-derived hierarchical porous Co/C composite as cathode material for high-performance lithium-air batteries. *Energy Research*, 46, 9900–9910.

[3] Jiang, X., Lin, Z., Zeng, X., & Long, Z. (2013). Plasma-catalysed reaction Mn+ + L-H→ MOFs: facile and tunable construction of metal-organic frameworks in dielectric barrier discharge. *The Royal Society of Chemistry*,1-3.

[4] Rosi, N., Kim, J., Eddaoudi, M., & M. Yaghi, O. (2005). Rod Packings and Metal-Organic Frameworks Constructed from Rod-Shaped Secondary Building Units. *American Chemical Society*, 127, 1504-1518.

Paper ID: P5-15

مهندسی سطح پیشرفته جداکننده پلی پروپیلن با پلاسما به جهت سرکوب اثر شاتل پلی‌سولفید و افزایش چرخه‌پذیری در باتری‌های لیتیوم-گوگرد

سید محمدرضا حسینی نیشابوری*[۱]، بابک شکری[۱و۲]
پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران[۱]
دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران[۲]
m.neyshaburi@mail.sbu.ac.ir

چکیده

باتری‌های لیتیوم-سولفور (Li-S) به دلیل چگالی انرژی تئوری فوق‌العاده بالا، به عنوان یکی از امیدوارکننده‌ترین سیستم‌های ذخیره‌سازی انرژی نسل بعدی شناخته می‌شوند. با این حال، تجاری‌سازی آن‌ها با چالش‌های قابل توجهی، به ویژه اثر شاتل پلی‌سولفیدهای لیتیوم محلول(LiPSs) ، مواجه است که منجر به کاهش سریع ظرفیت و راندمان کولمبی پایین می‌شود. در این مطالعه، ما یک استراتژی نوآورانه را برای کاهش این مشکل از طریق طراحی و ساخت یک جداکننده (Separator) اصلاح‌شده پیشنهاد می‌کنیم. این جداکننده با استفاده از یک فرآیند رسوب‌دهی شیمیایی با کمک پلاسمای تک مرحله‌ای و مقیاس‌پذیر (PECVD) ساخته می‌شود. در این پیکربندی، یک لایه کربن آمورف دوپ‌شده با نیتروژن بر روی یک طرف جداکننده متخلخل پلی‌پروپیلن (PP) رسوب داده می‌شود. بررسی‌های جامع نشان می‌دهد که این جداکننده از یک مکانیسم دفاعی چندلایه و هم‌افزا استفاده می‌کند: (۱) یک مانع فیزیکی با منافذ در مقیاس نانومتر که مهاجرت LiPSs را محدود می‌کند، و (۲) یک لایه اصلاح‌شده با مکان‌های فعال نیتروژن که به صورت شیمیایی LiPSs را به دام می‌اندازد و تبدیل الکتروکاتالیستی آن‌ها را تسریع می‌بخشد. در نتیجه این طراحی منطقی، سلول‌های Li-S که با جداکننده اصلاح‌شده مونتاژ شده‌اند، عملکرد الکتروشیمیایی برجسته‌ای از خود نشان می‌دهند، از جمله ظرفیت اولیه بالا $675\ mAhg^{-1}$ در نرخ 1C، پایداری چرخه‌ای عالی (۰.۱۴٪ کاهش ظرفیت در هر چرخه در طی ۱۵۰ چرخه)، و قابلیت نرخ بهبود یافته. این یافته‌ها یک مسیر عملی برای توسعه جداکننده‌های چندمنظوره پیشرفته برای دستیابی به باتری‌های Li-S با عمر طولانی و چگالی انرژی بالا ارائه می‌دهند.

کلمات کلیدی : اثر شاتل، پلاسما، جداکننده اصلاح‌شده

Plasma-Enhanced Surface Engineering of Polypropylene Separator to Suppress Polysulfide Shuttle and Enhance Cyclability in Lithium-Sulfur Batteries

Seyed Mohammadreza Hosseini Neyshaburi [1*], Babak Shokri [1,2]
Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran[1]
Faculty of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran[2]
m.neyshaburi@mail.sbu.ac.ir

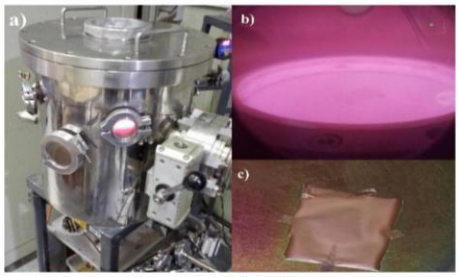
Abstract

Lithium-sulfur (Li-S) batteries are recognized as one of the most promising next-generation energy storage systems due to their exceptionally high theoretical energy density. However, their commercialization faces significant challenges, particularly the shuttle effect of soluble lithium polysulfides (LiPSs), which leads to rapid capacity degradation and low Coulombic efficiency. In this study, we propose an innovative strategy to mitigate this issue through the design and fabrication of a modified separator. This separator is fabricated using a scalable, single-step plasma-enhanced chemical vapor deposition (PECVD) process. In this configuration, a nitrogen-doped amorphous carbon layer is deposited onto one side of a porous polypropylene (PP) separator. Comprehensive characterizations reveal that this separator employs a synergistic, multi-layered defense mechanism: (1) a nanometer-porous physical barrier that restricts LiPS migration, and (2) a modified layer with active nitrogen sites that chemically trap LiPSs and accelerate their electrocatalytic conversion. As a result of this rational design, Li-

S cells assembled with the Modified separator exhibit outstanding electrochemical performance, including a high initial capacity (675 mAh/g at 1C rate), excellent cycling stability (0.14 % capacity decay per cycle over 150 cycles), and improved rate capability. These findings present a practical pathway for the development of advanced multifunctional separators to realize long-lifetime, high-energy-density Li-S batteries.
Keywords: Modified separator, PECVD, Shuttle effect

۱. مقدمه

تقاضای فزاینده برای سیستم‌های ذخیره‌سازی با چگالی انرژی بالا، به ویژه برای کاربردهایی مانند وسایل نقلیه الکتریکی و ذخیره‌سازی انرژی در مقیاس شبکه، تحقیقات گسترده‌ای را به سمت فناوری‌های باتری فراتر از لیتیوم-یون سوق داده است. در میان این فناوری‌ها، باتری‌های لیتیوم-سولفور دلیل چگالی انرژی تئوری فوق‌العاده بالا (۲۶۰۰ وات ساعت بر کیلوگرم)، هزینه کم و فراوانی طبیعی گوگرد، به عنوان یک جایگزین بسیار امیدوارکننده شناخته می‌شوند. با این حال، چندین محدودیت ذاتی مانع از تجاری‌سازی گسترده این فناوری شده است. چالش اصلی "اثر شاتل" است، جایی که پلی‌سولفیدهای لیتیوم با زنجیره میانی(Li_2S_n, $4 \leq n \leq 8$) ، که در طول شارژ و دشارژ تشکیل می‌شوند، در الکترولیت‌های آلی محلول بوده و بین کاتد و آند مهاجرت می‌کنند. این مهاجرت نامطلوب منجر به از دست رفتن ماده فعال، خوردگی آند لیتیوم فلزی، راندمان کولمبی پایین و تخریب سریع ظرفیت سلول می‌شود. برای غلبه بر این مشکل، استراتژی‌های مختلفی توسعه یافته‌اند که عمدتاً بر به دام انداختن فیزیکی و/یا شیمیایی LiPSs در سمت کاتد تمرکز دارند. استفاده از مواد کربنی متخلخل به عنوان میزبان گوگرد و ایجاد لایه‌های میانی بین کاتد و جداکننده، رویکردهای رایجی بوده‌اند. علاوه بر این، اصلاح سطح جداکننده‌های تجاری(Celgard-2400) نیز یک راه حل جذاب دیگر ارائه می‌دهد. دوپینگ هتروواتم‌هایی مانند نیتروژن (N) در ساختار کربن می‌تواند قطبیت سطح را افزایش داده و تعاملات شیمیایی با LiPSs را به طور قابل توجهی بهبود بخشد. نشان داده شده است که گروه‌های عاملی نیتروژن، مکان‌های فعالی قوی برای جذب شیمیایی LiPSs فراهم کرده و سینتیک واکنش‌های ردوکس گوگرد را بهبود می‌بخشند. با این حال، روش‌های مرسوم اصلاح سطح، مانند عملیات پلاسمایی، اغلب منجر به تشکیل گروه‌های عاملی ناپایدار و آسیب به ساختار مکانیکی جداکننده می‌شوند. در این کار، ما یک رویکرد منطقی و نوآورانه را برای طراحی یک جداکننده چندمنظوره اصلاح‌شده با استفاده از فرآیند رسوب‌دهی شیمیایی با کمک پلاسما (PECVD) ارائه می‌دهیم. این روش، امکان رسوب‌دهی یک لایه کربنی نازک، سبک وزن و یکنواخت را فراهم می‌کند که در آن هتروواتم‌ها به طور پایدار در حجم لایه گنجانده می‌شوند. [۱]، [۲]، [3]



شکل ۱. (a) دستگاه PECVD، (b) لایه نشانی پلاسما با گاز های$C_2H_2/NH_3/Ar$، (c) و جداکننده اصلاح‌شده .

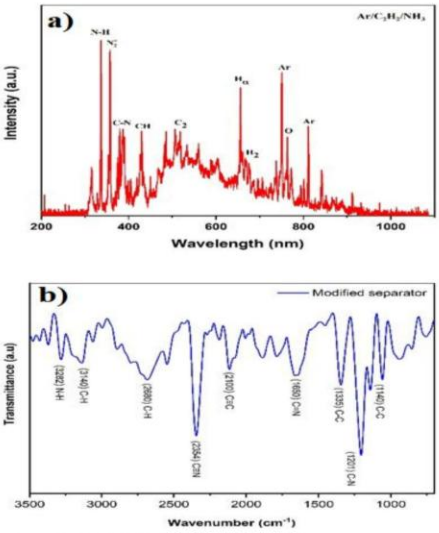
۲. مواد و روش ها

ما کاتدهای گوگرد را از طریق یک سنتز مبتنی بر محلول با آماده‌سازی یک دوغاب از ترکیب پودر گوگرد، کربن سیاه و چسب PVDF در حلال NMP با نسبت ۴:۴:۲ ساختیم. سپس کاتدها به دیسک‌هایی به قطر ۱۵ میلی‌متر برش داده شدند که هر کدام دارای بارگذاری گوگرد ۱ میلی‌گرم بر سانتی‌متر مربع بودند. برای آند، از قرص‌های لیتیوم تجاری با ضخامت ۴۰۰ میکرومتر استفاده کردیم. یک غشای تک‌لایه پلی‌پروپیلن تجاری (Celgard 2400) به عنوان جداکننده استفاده شد. پس از یک پیش‌درمان، جداکننده با استفاده از فرآیند رسوب‌دهی شیمیایی با کمک پلاسما (PECVD) در یک محفظه فولاد ضد زنگ اصلاح شد(شکل 1a). در ابتدا، محفظه با استفاده از پمپ‌های روتاری و روتس به فشار پایه ۱ میلی‌تور تخلیه شد. پس از پایدار شدن، گازهای استیلن (15 sccm)، آمونیاک (15 sccm) و آرگون (5 sccm) وارد شدند و فشار را به ۷۰ میلی‌تور رساندند. سپس یک پلاسمای پالسی در توان ۱۲۰ وات با استفاده از منبع تغذیه RF (۱۳.۵۶ مگاهرتز) و اعمال ولتاژ در سراسر الکترودها تولید شد. فرآیند رسوب‌دهی بر روی یک طرف زیرلایه پلی‌پروپیلن

خالص به مدت ۵ دقیقه انجام شد (شکل 1b). عملکرد الکتروشیمیایی با استفاده از سلول‌های سکه‌ای CR2032 ارزیابی شد که در یک محفظه پر شده با آرگون با خلوص بالا (محتوای اکسیژن زیر ۱٪، محتوای آب زیر ۱ ppm) مونتاژ شدند. الکترولیت شامل مخلوطی از ۱ مولار LiTFSI و ۰.۴ مولار $LiNO_3$ (به عنوان یک افزودنی) در ۱,۲-دی‌متوکسی‌اتان (DME) و ۱,۳-دی‌اکسولان (DOL) بود، که ۳۰ میکرولیتر از این محلول در هر سلول استفاده شد. در نهایت، باتری‌های مونتاژ شده فشرده شدند و عملکرد آن‌ها با استفاده از یک گالوانواستات-پتانسیواستات ارزیابی شد.

۳. نتایج و بحث

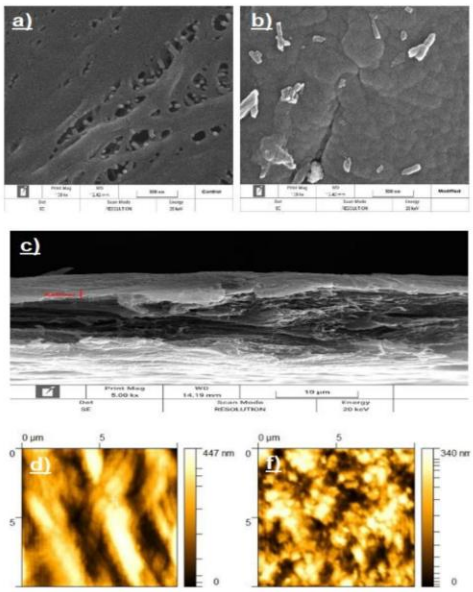
نتایج OES (شکل 2a) به وضوح نشان می‌دهد که تجزیه موفق گازهای پیش‌ساز و تشکیل رادیکال‌های لازم برای رشد لایه انجام شده است. برای لایه اصلاح‌شده که با استفاده از گازهای استیلن (C2H2) و آمونیاک (NH3) سنتز شده است، طیف OES وجود پیک‌های مشخص مربوط به یون نیتروژن مولکولی +N2) در ۳۵۸ نانومتر (، رادیکال آمین-N) Hدر ۳۳۶ نانومتر (، و به خصوص، رادیکال‌های سیانوژن-C) Nدر طول موج‌های ۳۸۶ تا ۴۲۲ نانومتر (را تأیید می‌کند. وجود رادیکال‌های C-N شواهد مستقیمی از وجود گونه‌های حاوی نیتروژن برای دوپینگ در شبکه کربنی در حال رشد فراهم می‌کند. علاوه بر این، پیک‌های مربوط به C2 (۶۱۵ نانومتر) و Hα (۷۵۶ نانومتر) تجزیه پیش‌ساز استیلن را تأیید می‌کنند. وجود رادیکال‌های پلیمری‌شونده مانندC2 ، C-N و C-H نشان‌دهنده یک فرآیند رسوب‌دهی موفق به جای صرفاً یک عملیات سطحی است. این امر به طور قابل توجهی به پایداری گروه‌های عاملی کمک می‌کند، زیرا هترواتم‌ها در طول رشد لایه در ساختار حجیم گنجانده می‌شوند، که یک مزیت کلیدی نسبت به روش‌های اصلاح سطحی است که اغلب گروه‌های عاملی ناپایدار تولید می‌کنند. [۴]، [۵] طیف‌سنجی FTIR-ATR برای شناسایی گروه‌های عاملی تشکیل شده روی جداکننده اصلاح‌شده به کار گرفته شد (شکل 2b) سمت اصلاح‌شده پیک‌های مشخصی مربوط به پیوندهای C-N ، C=N ،C≡N ،C-C ،C≡C ،C-H وN- Hرا نشان داد که به طور غیرقابل انکاری نشان‌دهنده گنجاندن موفق گروه‌های عاملی حاوی نیتروژن در ماتریس کربن است. این نتایج FTIR مستقیماً یافته‌های OES را تأیید می‌کنند و معرفی مؤثر عملکردهای نیتروژنی در طول فرآیند PECVD را بیشتر تأیید می‌کنند. وجود این گروه‌های عاملی خاص حاوی نیتروژن در سمت اصلاح‌شده بسیار حیاتی است، زیرا طبق مطالعات قبلی، این گروه‌ها به بهبود سینتیک ردوکس و کاهش قابل توجه مهاجرت گونه‌های مضر پلی‌سولفید لیتیوم به سمت آند کمک می‌کنند. [۶]، [7].



شکل ۲. (a) طیف OES پلاسمای C2H2/NH3/Ar و (b) منحنی FTIR برای جداکننده اصلاح‌شده.

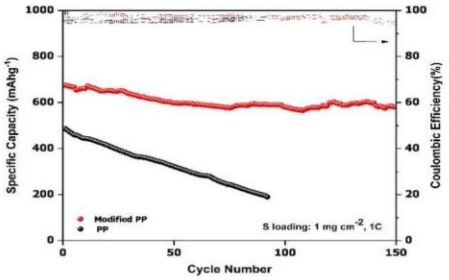
برای ارزیابی تغییرات مورفولوژیکی ناشی از فرآیند رسوب‌دهی، از FE-SEM و AFM استفاده شد. نتایج به وضوح نشان می‌دهد که فرآیند PECVD به طور مؤثری ساختار سطح جداکننده را مهندسی کرده است. تصاویر FE-SEM نشان می‌دهند که جداکننده پلی‌پروپیلن (PP) خالص(شکل 3a) دارای ساختار ریزمتخلخل با منافذ بزرگ و نامنظم در محدوده ۲۰۰ نانومتر است. این منافذ به طور قابل توجهی بزرگتر از ابعاد مولکول‌های LiPS هستند و بنابراین نمی‌توانند به عنوان یک مانع مؤثر در برابر عبور آن‌ها عمل کنند. در مقابل، سطح جداکننده اصلاح شده (شکل 3b) به طور یکنواخت پوشش داده شده و منافذ بزرگ به کانال‌های در مقیاس نانو تبدیل شده یا به طور کامل پوشانده شده‌اند. این تغییر مورفولوژیکی اولین خط دفاعی را در برابر اثر شاتل ایجاد می‌کند: یک مانع فیزیکی که به صورت مکانیکی از انتشار LiPSs جلوگیری می‌کند و در عین حال به یون‌های لیتیوم کوچک (Li+) اجازه عبور می‌دهد. تصویر برش عرضی (شکل 3c) نشان می‌دهد که ضخامت لایه‌های رسوب‌داده شده در محدوده ۶۰۰ نانومتر است. این ضخامت به اندازه کافی نازک است که از افزایش قابل توجه مقاومت داخلی باتری جلوگیری می‌کند، که یک مزیت حیاتی نسبت به

لایه‌های ضخیم ریخته‌گری شده با دوغاب است. تحلیل AFMاطلاعاتی در مورد توپوگرافی سطح ارائه می‌دهد. جداکننده PP خالص (شکل 3d) سطحی بسیار ناهموار با نوسانات قابل توجه را نشان می‌دهد که با مقدار زبری RMS 70نانومتر مشخص می‌شود. پس از رسوب‌دهی، لایه سنتز شده(شکل 3f) سطحی صاف‌تر با مقدار RMS 45 نانومتر را نشان می‌دهد. این کاهش در زبری نه تنها پوشش کامل و پر شدن منافذ را تأیید می‌کند، بلکه مزایای الکتروشیمیایی قابل توجهی نیز ارائه می‌دهد. سطح صاف‌تر در رابط الکترود/جداکننده توزیع یکنواخت‌تری از میدان الکتریکی و شار یون لیتیوم را ترویج می‌کند[7] .



شکل ۳. مقایسه تصاویر FE-SEM در بزرگنمایی 100 kx از (a)جداکننده‌های خالص و (b) اصلاح‌شده. تصویر FE-SEM مقطع عرضی (c) از جداکننده اصلاح‌شده در بزرگنمایی 5 kx . تصاویر AFM دوبعدی از سطوح جداکننده خالص (d) و جداکننده اصلاح‌شده (f).

نمودارهای شارژ-دشارژ به وضوح نشان می‌دهند که باتری حاوی جداکننده اصلاح‌شده ظرفیت بسیار بالاتر و قابلیت چرخه‌پذیری بهبود یافته‌ای را در مقایسه با باتری کنترل نشان می‌دهد. این بهبود به توانایی جداکننده اصلاح‌شده در سرکوب انحلال پلی‌سولفیدها و تسریع واکنش‌های ردوکس گونه‌های گوگرد نسبت داده می‌شود، در نتیجه استفاده کارآمدتری از ماده فعال گوگرد را ترویج می‌کند. در نرخ جریان ۱ میلی‌آمپر، باتری اصلاح‌شده ظرفیت ۶۷۵ میلی‌آمپر ساعت بر گرم را نشان داد، در حالی که باتری کنترل به ۴۸۶ میلی‌آمپر ساعت بر گرم دست یافت. علاوه بر این، تأثیر مثبت اصلاح بر پایداری بلندمدت مشهود بود: باتری با جداکننده اصلاح‌شده پس از ۱۵۰ چرخه در ۱ میلی‌آمپر، ظرفیت ۵۸۱ میلی‌آمپر ساعت بر گرم را حفظ کرد، با نرخ از دست دادن ظرفیت ۰.۱۴٪ در هر چرخه. در مقابل، ظرفیت باتری معمول پس از تنها ۹۰ چرخه به ۱۹۰ میلی‌آمپر ساعت بر گرم کاهش یافت و نرخ از دست دادن ظرفیت بسیار بالاتری معادل ۰.۶٪ در هر چرخه را تجربه کرد (برای نمایش بصری به شکل ۳ مراجعه کنید). [۸]



شکل ۴. مقایسه منحنی تخلیه باتری با جداکننده اصلاح‌شده و خالص با جریان ۱ میلی‌آمپر.

٤. نتیجه‌گیری

این مطالعه با موفقیت یک استراتژی مؤثر برای مقابله با اثر شاتل در باتری‌های لیتیوم-سولفور را از طریق توسعه یک جداکننده جدید و چندمنظوره نشان داد. با استفاده از یک فرآیند PECVD مقیاس‌پذیر و تک مرحله‌ای، یک لایه نازک از کربن آمورف دوپ‌شده با نیتروژن بر روی یک جداکننده پلی‌پروپیلن استاندارد رسوب داده شد. این اصلاح یک مکانیسم دفاعی دوگانه قدرتمند در برابر مهاجرت پلی‌سولفیدها ایجاد کرد: یک مانع فیزیکی از طریق منافذ مهندسی‌شده در مقیاس نانو و یک تله شیمیایی از طریق مکان‌های فعال نیتروژن (گروه‌های پیریدینیک و پیرولیک). در نتیجه، باتری‌های مجهز به این جداکننده اصلاح‌شده عملکرد الکتروشیمیایی استثنایی از خود نشان دادند، از جمله ظرفیت اولیه بالا ۶۷۵ میلی‌آمپر ساعت بر گرم، پایداری چرخه‌ای برتر با نرخ کاهش ظرفیت ۰.۱۴٪ در هر چرخه در طول ۱۵۰ چرخه، و قابلیت چرخه‌پذیری بلندمدت بهبود یافته در مقایسه با یک باتری کنترل. این یافته‌ها یک مسیر امیدوارکننده و عملی را به سمت طراحی جداکننده‌های نسل بعدی برای باتری‌های لیتیوم-سولفور با عملکرد بالا و بادوام برجسته می‌کنند.

۵. منابع

[1] C. Li, R. Liu, Y. Xiao, F. Cao, and H. Zhang, "Recent progress of separators in lithium-sulfur batteries," Energy Storage Mater., vol. 40, pp. 439–460, 2021.

[2] S. Huang et al., "Recent advances in heterostructure engineering for lithium–sulfur batteries," Adv. Energy Mater., vol. 11, no. 10, p. 2003689, 2021.

[3] Z.-J. Zheng, H. Ye, and Z.-P. Guo, "Recent progress on pristine metal/covalent-organic frameworks and their composites for lithium–sulfur batteries," Energy Environ. Sci., vol. 14, no. 4, pp. 1835–1853, 2021.

[4] H. M. Abourayana and D. P. Dowling, "Plasma processing for tailoring the surface properties of polymers," Surf. energy, vol. 123, p. 123, 2015.

[5] J. F. Friedrich, R. Mix, and G. Kühn, "Adhesion of metals to plasma-induced functional groups at polymer surfaces," Surf. Coatings Technol., vol. 200, no. 1–4, pp. 565–568, 2005.

[6] J. Zhang, Y. Shi, Y. Ding, L. Peng, W. Zhang, and G. Yu, "A conductive molecular framework derived Li2S/N, P-codoped carbon cathode for advanced lithium–sulfur batteries," Adv. Energy Mater., vol. 7, no. 14, p. 1602876, 2017.

[7] Y. Song et al., "Enhanced sulfur redox and polysulfide regulation via porous VN-modified separator for Li–S batteries," ACS Appl. Mater. Interfaces, vol. 11, no. 6, pp. 5687–5694, 2019.

[8] Y. Qiu et al., "High-rate, ultralong cycle-life lithium/sulfur batteries enabled by nitrogen-doped graphene," Nano Lett., vol. 14, no. 8, pp. 4821–4827, 2014.

Paper ID: P5-16

بررسی اثر تیمار پلاسمای گلایدینگ آرک بر بهبود چسبندگی و خواص سطحی فیلم‌های دو لایه BOPE برای کاربرد در بسته‌بندی فعال

ویدا آرایی 1، محسن امین‌آبادی 2، بابک شکری 3 و محمدرضا خانی 4
1 دانشجوی کارشناسی ارشد، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
2 دانشجوی کارشناسی ارشد، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
3 پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
4 پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : Vida.araei9059@gmail.com

چکیده

این پژوهش به توسعه فیلم‌های دو لایه فعال بر پایه پلی‌اتیلن خطی کم‌چگال (BOPE) پرداخته است. از پلاسمای گلایدینگ آرک به منظور بهبود چسبندگی بین لایه‌ها و اصلاح ویژگی‌های سطحی استفاده گردید. تیمار پلاسمایی منجر به کاهش قابل توجه زاویه تماس آب از ۷۹ درجه به 25 درجه و افزایش چشمگیر آبدوستی سطح شد. بررسی‌های اولیه وجود گروه‌های عاملی قطبی از جمله هیدروکسیل و کربوکسیل را روی سطح نمونه‌ها تأیید نمود. با این حال، با گذشت زمان کاهش معنادار در میزان قطبیت سطح و افزایش همزمان در انرژی پراکندگی مشاهده گردید. این پدیده را می‌توان به بازآرایی گروه‌های عاملی در ساختار پلیمری و تغییرات ساختاری سطح نسبت داد. فیلم‌های تولید شده در این تحقیق با تلفیق خواص مکانیکی مطلوب و ویژگی‌های سطحی بهبود یافته، گزینه مناسبی برای بسته‌بندی مواد غذایی به ویژه محصولات پروتئینی فاسدشدنی محسوب شده و می‌توانند جایگزین مناسبی برای فیلم‌های پتروشیمیایی متعارف باشند.

1. کلید واژه: کربوکسی متیل سلولز، پلاسمای گلایدینگ آرک،

Investigating the effect of gliding arc plasma treatment on improving adhesion and surface properties of two-layer BOPE films for use in active packaging

1. Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
2. Faculty of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

*corresponding e-mail: pep2025@sbu.ac.ir

Abstract

This research focused on the development of two-layer active films based on linear low-density polyethylene (BOPE). Gliding arc plasma was employed to enhance interlayer adhesion and modify surface characteristics. Plasma treatment resulted in a significant reduction of water contact angle from 79° to 25° and a remarkable improvement in surface hydrophilicity. Initial analyses confirmed the presence of polar functional groups including hydroxyl and carboxyl groups on the surface. However, over time, a significant decrease in surface polarity and a simultaneous increase in dispersion energy were observed. This phenomenon can be attributed to the reorganization of functional groups within the polymer structure and surface morphological changes. The produced films, combining favorable mechanical properties and enhanced surface characteristics, present a suitable option for food packaging applications, particularly for perishable protein products, and can serve as an appropriate alternative to conventional petrochemical films.

Keywords: Carboxymethyl cellulose, Gliding Arc plasma, Khuzestani savory essential oil..

مقدمه

استفاده از بسته‌بندی‌های خوراکی که از ترکیبات طبیعی و قابل‌مصرف تهیه می‌شوند، در سال‌های اخیر رشد چشمگیری داشته است. این نوع بسته‌بندی‌ها به‌عنوان بخشی از محصول غذایی محسوب شده و امکان مصرف هم‌زمان آن‌ها با ماده غذایی وجود دارد. به همین دلیل، ضروری است که چنین موادی کاملاً سازگاربامحیط‌زیست و قابل‌تجزیه توسط طبیعت باشند[1]. بسته‌بندی مواد غذایی عموماً از انواع فیلم‌های خوراکی، پوشش‌های محافظ و کیسه‌های مخصوص تشکیل می‌شود. ضخامت این فیلم‌های خوراکی معمولاً زیر ۲۵۴ میکرون قرار دارد، درحالی‌که ورق‌های بسته‌بندی ضخیم‌تر از این مقدار هستند. این محصولات بسته‌بندی به‌صورت مستقل از مواد خوراکی تولیدشده و سپس برای پوشاندن محصولات غذایی مورداستفاده قرار می‌گیرند یا به شکل کیسه‌های دربسته آماده می‌شوند. پوشش‌های خوراکی عمدتاً شامل لایه‌های نازکی از مواد مجاز خوراکی هستند که مستقیماً روی سطح مواد غذایی اعمال می‌گردند[2]. انواع گوناگونی از سیستم‌های بسته‌بندی خوراکی وجود دارند که می‌توان به پوشش‌های قرص، ریز پوشانه‌های تولیدشده از ترکیبات خوراکی، کپسول‌های نرم و سخت ژلاتینی و موارد مشابه اشاره کرد. با توجه به خواست روزافزون مصرف‌کنندگان برای دستیابی به محصولات غذایی سالم‌تر و مطمئن‌تر همراه با ماندگاری بالاتر، پژوهش‌های گسترده‌ای در این زمینه در حال انجام است. این نوع بسته‌بندی‌ها به دلیل دارا بودن خصوصیات ویژه مانند توانایی محافظت از مواد خوراکی به‌واسطه ویژگی‌های مکانیکی و ممانعتی، بهبود کیفیت ظاهری و طعمی، انتقال تنظیم‌شده مواد بین اجزای ناهمگن غذایی و رهایش کنترل‌شده ترکیبات مؤثر، به‌عنوان گزینه‌ای ایده‌آل برای مصارف متنوع شناخته می‌شوند. اگرچه نمی‌توان بسته‌بندی‌های سنتی را به‌طور کامل با نمونه‌های خوراکی جایگزین کرد، اما این فناوری می‌تواند به‌طور چشمگیری کیفیت نگهداری مواد غذایی را ارتقا دهد، به‌ویژه زمانی که همراه با بسته‌بندی‌های غیرخوراکی به‌عنوان پوشش ثانویه به کار رود. این ترکیب دوگانه نه‌تنها از محصول غذایی در برابر عوامل محیطی و آلودگی‌های خارجی محافظت می‌کند، بلکه موجب کاهش مصرف مواد بسته‌بندی، بهبود قابلیت بازیافت و افزایش کارایی عملکردهای حفاظتی می‌شود[1]. این بسته‌بندی‌های غذایی قابلیت استفاده در محصولات غیرخوراکی را نیز دارند، به‌ویژه در مواردی که نیاز به ایجاد سد محکمی در برابر نفوذ اکسیژن و سایر گازها وجود دارد. چنین کاربردی نه‌تنها عملکرد محافظتی سیستم بسته‌بندی را بهبود می‌بخشد، بلکه ویژگی تجزیه‌پذیری مواد مورداستفاده را نیز حفظ می‌کند[3و4].

بسته‌بندی‌های خوراکی ویژگی‌های منحصربه‌فردی دارند که آن‌ها را به گزینه‌ای ایده‌آل تبدیل می‌کند. این مواد نه‌تنها به حفظ کیفیت و افزایش ماندگاری محصول کمک می‌کنند، بلکه تنوع کاربردی بالایی نیز ارائه می‌دهند. از سوی دیگر، ایمنی بالاتر و سهولت استفاده ازجمله مزایای کلیدی این نوع بسته‌بندی‌ها محسوب می‌شود که رضایت مصرف‌کنندگان را به همراه دارد.

در این پژوهش، به منظور توسعه فیلم‌های بسته‌بندی فعال بر پایه پلی‌اتیلن خطی کم‌چگال (BOPE)، از یک ترکیب

فعال طبیعی بهره گرفته شد. نوآوری این تحقیق در دو بخش اصلی قابل توجه است:

1- به‌کارگیری یک ماده مؤثر طبیعی با ویژگی‌های عملکردی منحصر به فرد

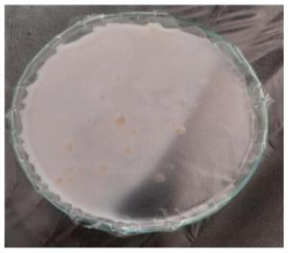
2- استفاده از سیستم پلاسمای گلایدینگ آرک (Gliding Arc) به عنوان روشی نوین در اصلاح سطح پلیمر که برای نخستین بار در این زمینه مورد استفاده قرار گرفته است.

این دو رویکرد مکمل، امکان دستیابی به فیلم‌های بسته‌بندی با عملکرد بهینه و ویژگی‌های سطحی بهبود یافته را فراهم آورده است.- برای نخستین بار در این نوع کامپوزیت‌های بسته‌بندی.

1. مواد و روش‌ها

1-1. سنتز مواد

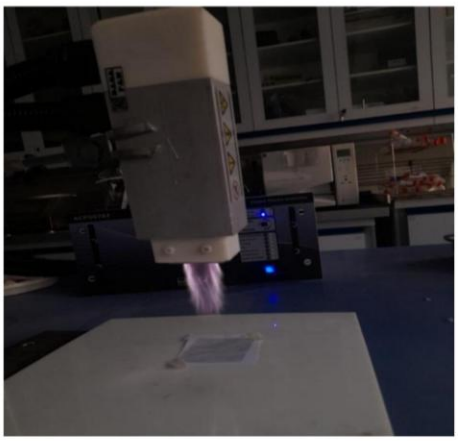
در این پژوهش، فیلم‌های پایه کربوکسی متیل سلولز (CMC) با استفاده از یک پروتکل بهینه‌سازی شده و چندمرحله‌ای تولید شدند. ابتدا محلول پایه با 2 گرم CMC و عوامل کمکی در شرایط دمایی کنترل شده تهیه گردید. به منظور بهبود خواص مکانیکی و انعطاف‌پذیری فیلم‌ها، از یک سیستم پلاستی‌سایزری اختصاصی استفاده شد. در ادامه، نمونه‌های تهیه شده تحت تیمار پلاسمای گلایدینگ آرک با توان ثابت ۶۰۰ وات و در فاصله استاندارد ۴ سانتی‌متری از منبع پلاسما قرار گرفتند. مدت زمان تابش پلاسما برای نمونه‌های مختلف به صورت سیستماتیک و در بازه‌های زمانی مشخص (از جمله ۳۰ ثانیه) اعمال گردید تا اثر پارامتر زمانی بر ویژگی‌های سطحی به دقت بررسی شود. فرآیند نهایی‌سازی فیلم‌ها شامل مراحل کنترل شده خشک‌کردن در شرایط دمایی و رطوبتی خاص بود که با دقت بالا انجام پذیرفت. تمامی مراحل تولید تحت پارامترهای بهینه‌شده و با استفاده از تجهیزات پیشرفته مانند سیستم‌های پراکنده‌ساز اولتراسونیک با مشخصات فنی خاص اجرا شدند.



شکل 1) ماده اولیه سنتز شده

1-2. دستگاه گلایدینگ آرک

دستگاه پلاسمای گلایدینگ آرک یکی از سیستم‌های تولید پلاسمای غیرحرارتی است که با ایجاد یک قوس الکتریکی متحرک بین دو الکترود، پلاسمای پایداری تولید می‌کند. این دستگاه به دلیل توانایی ایجاد پلاسمای با دانسیته انرژی بالا و دمای نسبتاً پایین، برای اصلاح سطح مواد پلیمری بدون آسیب حرارتی بهینه است. مکانیسم عمل آن مبتنی بر ایجاد گروه‌های عاملی قطبی (مانند گروه‌های کربونیل و هیدروکسیل) و افزایش زبری سطح از طریق بمباران یونی است[5].



شکل 2) دستگاه پلاسمای گلایدینگ آرک

3-1. زاویه تماس(Contact Angle)

زاویه تماس معیاری برای ارزیابی ترشوندگی سطح است که از طریق اندازه‌گیری زاویه بین سطح جامد و مماس بر قطره مایع (معمولاً آب) تعیین می‌شود. زاویه کوچک‌تر (کمتر از °۹۰) نشان‌دهنده سطح آبدوست و زاویه بزرگ‌تر (بیشتر از °۹۰) نشان‌دهنده سطح آبگریز است. این پارامتر نقش کلیدی در ارزیابی قابلیت چسبندگی و پوشش‌دهی سطوح دارد[6].

4-1. انرژی سطحی

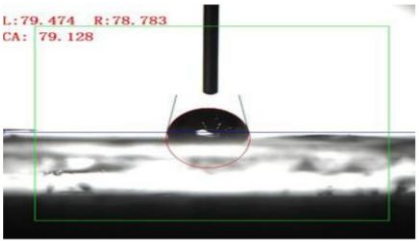
انرژی سطحی به عنوان معیاری از انرژی موجود در پیوندهای سطحی یک ماده تعریف می‌شود که تمایل سطح برای ایجاد پیوند با مواد دیگر را نشان می‌دهد. این پارامتر با استفاده از اندازه‌گیری زاویه تماس با دو مایع مرجع (مانند آب و دی‌یدومتان) و با به کارگیری مدل‌های ترمودینامیکی مانند معادله *Owens-Wendt* محاسبه می‌گردد. انرژی سطحی بالا معمولاً با بهبود چسبندگی و قابلیت ترشوندگی همراه است[7].

5-1. میکروسکوپ نیروی اتمی(Atomic Force Microscopy -AFM)

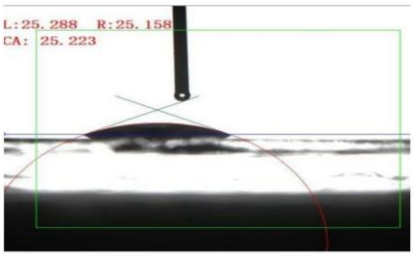
میکروسکوپ نیروی اتمی یک تکنیک تصویربرداری با وضوح نانومتری است که برای بررسی توپوگرافی سطح و اندازه‌گیری خواص مکانیکی موضعی به کار می‌رود. این دستگاه با اسکن سطح نمونه به وسیله یک سوزن بسیار ظریف (پروب)، قادر به ارائه تصاویر سه‌بعدی با دقت اتمی است. از AFM برای مطالعه زبری سطح، اندازه‌گیری نیروهای سطحی و تعیین خواص نانومکانیکی مواد استفاده می‌شود[8].

2. تحلیل نتایج

مطالعه ویژگی‌های سطحی فیلم‌های تولید شده از طریق دو آزمون کلیدی انجام پذیرفت. آنالیز زاویه تماس آب نشان داد که فرآیندهای اصلاح سطح تأثیر قابل توجهی بر رفتار آبدوستی نمونه‌ها داشته است. مقایسه داده‌ها حاکی از کاهش معنادار زاویه تماس از مقدار اولیه °79 به °25 پس از اعمال تیمار پلاسما بود که نشان‌دهنده بهبود چشمگیر خاصیت آبدوستی سطح می‌باشد. کاهش قابل ملاحظه زاویه تماس تأثیر مستقیمی بر بهبود چسبندگی بین لایه‌ها و کارایی نهایی فیلم‌های بسته‌بندی خواهد داشت. این بهبود قابلیت ترشوندگی ناشی از تشکیل گروه‌های عاملی قطبی نظیر هیدروکسیل و کربوکسیل بر سطح پلیمر است که با مولکول‌های آب برهمکنش مؤثرتری ایجاد می‌کنند. همچنین افزایش زبری سطح ناشی از بمباران یونی پلاسما موجب گسترش بهتر قطره آب بر روی سطح شده است. این تغییرات سطحی منجر به افزایش انرژی سطحی شده که بهبود چسبندگی بین لایه‌ها و کارایی عملکردی فیلم را در پی داشته است.



شکل 3) زاویه تماس در حالت کنترل آب



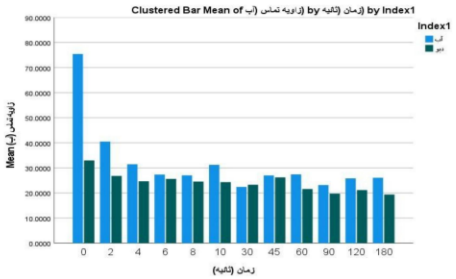
شکل 4) زاویه تماس پس از استفاده از گلایدینگ آرک

نتایج آنالیز زاویه تماس ماده سنتز شده با آب و دی‌یدومتان در بازه‌های زمانی مختلف نشان‌دهنده تأثیر چشمگیر تیمار پلاسما بر ویژگی‌های سطحی ماده است. همان‌طور که نمودار نشان می‌دهد، با گذشت زمان زاویه تماس هر دو مایع به صورت معناداری کاهش یافته که حاکی از بهبود قابل توجه ترشوندگی سطح است. بیشترین نرخ کاهش در ۳۰ ثانیه اول مشاهده می‌شود که نشان‌دهنده اثر سریع و مؤثر تیمار پلاسما در ایجاد گروه‌های عاملی قطبی روی سطح است.

زاویه تماس با آب از مقدار اولیه نسبتاً بالا به تدریج کاهش یافته و در زمان ۱۸۰ ثانیه به مقادیر بسیار پایین می‌رسد که حاکی از تبدیل سطح به حالت آبدوست است. رفتار

مشابه اما با شیب ملایم‌تر در مورد دی‌یدومتان نیز مشاهده می‌شود که به دلیل کشش سطحی پایین‌تر این مایع است. کاهش همزمان زاویه تماس هر دو مایع نشان‌دهنده افزایش قابل توجه انرژی سطحی ماده است که عمدتاً ناشی ایجاد گروه‌های عاملی قطبی مانند هیدروکسیل و کربوکسیل روی سطح در اثر تیمار پلاسما می‌باشد.

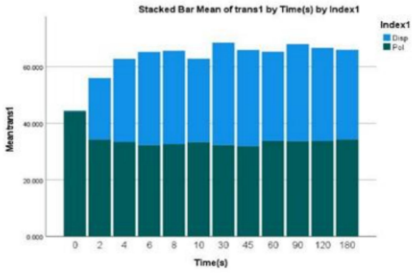
بر اساس این داده‌ها، به نظر می‌رسد بازه زمانی ۶۰ تا ۱۲۰ ثانیه برای دستیابی به نتایج مطلوب کافی باشد، چرا که پس از ۱۲۰ ثانیه تغییرات محسوس کاهش می‌یابد. این نتایج به وضوح نشان می‌دهد که تیمار پلاسما به طور مؤثری توانسته است سطح ماده را از حالت آبگریز به آبدوست تبدیل کند. موفقیت‌آمیز بودن فرآیند اصلاح سطح با پلاسما در این پژوهش به خوبی به اثبات رسیده است.



شکل 5) زاویه تماس در حضور آب و دیومتان

در بخش سوم پژوهش، بررسی‌های مربوط به قطبیت سطح (Pol) نشان داد که در لحظه اولیه اندازه‌گیری، مقدار Pol بیش از 40 بود که بیانگر حضور قلبل توجه گروه‌های قطبی مانند هیدروکسیل و کربوکسیل بر روی سطح نمونه‌ها می‌باشد. با این حال، با گذشت زمان، روند کاهشی در مقدار Pol و افزایش همزمان در جزء پراکندگی مشاهده گردید. این پدیده می‌تولند به دلایل مختلفی از جمله مهاجرت گروه‌های قطبی به داخل ماتریکس پلیمری، جذب گونه‌های غیرقطبی از محیط اطراف و یا تغییرات ساختاری در سطح فیلم رخ داده باشد.

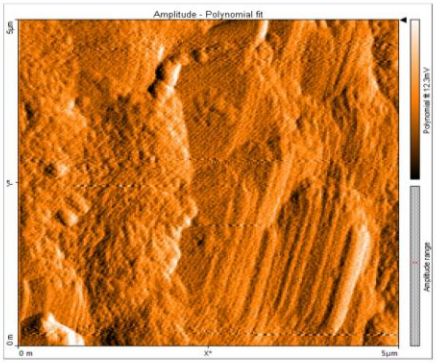
ترکیب نتایج حاصل از این دو آزمون نشان می‌دهد که سطح فیلم‌های تولید شده دارای رفتار دینامیکی است و خواص آن در طول زمان دستخوش تغییرات می‌شود. کاهش زاویه تماس و تغییرات قطبیت سطح می‌تواند تأثیر مستقیمی بر کاربردهای عملی این فیلم‌ها در بسته‌بندی مواد غذایی داشته باشد. این ویژگی‌های سطحی بهبودیافته می‌توانند منجر به افزایش چسبندگی بین لایه‌ها، بهبود خاصیت ممانعت‌کنندگی و در نهایت افزایش کارایی فیلم‌های بسته‌بندی شوند.



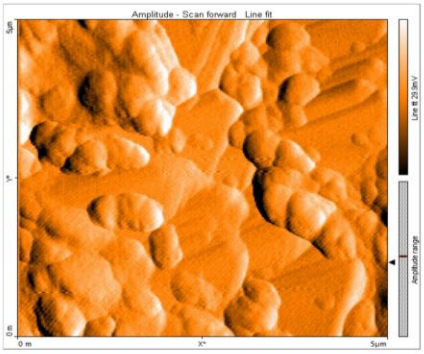
شکل 6) بررسی میزان قطبیت

نتایج آنالیز AFM نشان می‌دهد که تیمار پلاسمای گلایدینگ آرک تأثیر قابل توجهی بر ساختار سطح فیلم داشته است. میزان زبری سطح از حدود ۱۹۰ نانومتر در نمونه کنترل به ۲۶۷ نانومتر پس از اعمال پلاسما افزایش یافته که نشان‌دهنده رشد تقریبی ۴۱ درصدی زبری سطح است. این تغییرات با ایجاد جهت‌مندی مشخص در بافت سطح همراه بوده به طوری که رگه‌ها و شیارهای پیوسته در مقیاس زیرمیکرون تا چند میکرون در سطح تشکیل شده‌اند. مکانیسم این تغییرات را می‌توان به حذف ترجیحی نواحی آمورف تحت بمباران گونه‌های فعال و یون‌ها و تابش فرابنفش در پلاسمای گلایدینگ آرک نسبت داد. این پدیده منجر به جهت‌مندی در سطح شده که مساحت مؤثر سطح و نقاط لنگر مکانیکی را برای لایه‌های پوششی و مواد فعال افزایش می‌دهد. این تغییرات مورفولوژیکی به صورت همزمان با افزایش انرژی سطحی و بهبود چسبندگی بین لایه‌ای همراه بوده که با کاهش قابل ملاحظه زاویه تماس که در نتایج آزمایشگاهی مشاهده شد، کاملاً مطابقت دارد. ترکیب این اثرات فیزیکی و شیمیایی ناشی از تیمار پلاسما، شرایط بهینه‌ای را برای کاربردهای بسته‌بندی پیشرفته فراهم می‌کند که هم بهبود خواص مکانیکی و هم افزایش عملکرد محافظتی را به دنبال خواهد داشت. این تغییرات به وضوح نشان می‌دهد که پلاسمای گلایدینگ آرک به عنوان یک روش اصلاح سطحی کارآمد، قادر به ایجاد

بهبودهای همزمان در ویژگی‌های فیزیکی و شیمیایی سطح فیلم‌های پلیمری است..



شکل 7) بررسی سطح در حالت کنترل آب



شکل 8) بررسی سطح پس از اعمال پلاسما

3. نتیجه‌گیری

نتایج این مطالعه به‌وضوح نشان می‌دهد که تیمار پلاسمای گلایدینگ آرک به‌عنوان یک روش اصلاح سطحی کارآمد، تأثیر چشمگیری بر بهبود ویژگی‌های سطحی فیلم‌های پلیمری داشته است. کاهش قابل‌توجه زاویه تماس از ۷۹ درجه به ۱۹ درجه و تغییرات پویای قطبیت سطح، گواه بر ایجاد گروه‌های عاملی قطبی و تغییرات مطلوب مورفولوژیکی در سطح است. بر اساس داده‌های حاصل از آنالیز زاویه تماس در بازه‌های زمانی مختلف، مشخص شد که بیشترین نرخ بهبود ویژگی‌های سطحی در ۳۰ ثانیه اول تیمار رخ داده و بازه زمانی ۶۰ تا ۱۲۰ ثانیه برای دستیابی به نتایج مطلوب کافی است. این بهبود ویژگی‌های سطحی نه تنها منجر به افزایش چسبندگی بین لایه‌ها شده، بلکه پتانسیل کاربرد این فیلم‌ها را در صنایع بسته‌بندی مواد غذایی، به‌ویژه برای محصولات پروتئینی فاسدشدنی، به‌طور قابل‌توجهی ارتقاء داده است. نتایج آنالیزهای سطحی نشان داد که تیمار پلاسما به طور مؤثری توانسته است سطح ماده را از حالت آبگریز به آبدوست تبدیل کند. این فناوری می‌تواند به‌عنوان جایگزین سازگار با محیط‌زیست برای فیلم‌های پتروشیمیایی مرسوم مورد استفاده قرار گیرد. موفقیت‌آمیز بودن فرآیند اصلاح سطح با پلاسما در این پژوهش به خوبی به اثبات رسیده و گامی مهم در جهت توسعه بسته‌بندی‌های فعال با عملکرد عالی است. همچنین نتایج AFM به وضوح نشان‌دهنده تأثیر چشمگیر پلاسمای گلایدینگ آرک در بهبود ویژگی‌های سطحی فیلم‌های پلیمری است. افزایش ۴۱ درصدی زبری سطح، ایجاد جهت‌مندی در مورفولوژی سطح و کاهش قابل‌توجه زاویه تماس، همگی گواه بر موفقیت این روش در اصلاح سطح هستند.

مراجع

[1] Krochta, John M. "Proteins as raw materials for films and coatings: definitions, current status, and opportunities." *Protein-based films and coatings* 1 (2002): 1-40.

[2] Krochta, John M., and C. de Mulder-Johnston. "Edible and biodegradable polymer films: challenges and opportunities." (1997): 61-74.

[3] Hong, S-I., and J. M. Krochta. "Oxygen barrier properties of whey protein isolate coatings on polypropylene films." *Journal of Food Science* 68.1 (2003): 224-228.

[4] Han, Jung H., and John M. Krochta. "Physical properties and oil absorption of

whey-protein-coated paper." *Journal of food science* 66.2 (2001): 294-299.

[5] Fridman, Alexander, et al. "Gliding arc gas discharge." *Progress in energy and combustion science* 25.2 (1999): 211-231.

[6] Hebbar, R. S., A. M. Isloor, and A. F. Ismail. "Contact angle measurements." *Membrane characterization*. Elsevier, 2017. 219-255.

[7] Packham, David E. "Surface energy, surface topography and adhesion." *International journal of adhesion and adhesives* 23.6 (2003): 437-448.

[8] Eaton, Peter, and Paul West. *Atomic force microscopy*. Oxford university press, 2010.

Paper ID: P5-17

لایه نشانی کربن آمورف هیدروژنه (a-C:H) با استفاده از ان-هگزان مایع در شرایط خلاء

صبا طا لبیان، فرشاد صحبت زاد*، مجید عشق آبادی، تقی محسن پور
گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر f.sohbat@umz.ac.ir
Sabatalebiand@gmail.com
eshghabadi@gmail.com
Mohsenpour@umz.ac.ir
* آدرس رایانامه نویسنده مسئول: Sabatalebiand@gmail.com

چکیده

در این پژوهش به بررسی و تولید پلاسما در پیش ماده ان-هگزان مایع تحت خلاء معمولی و بکارگیری آن در لایه‌نشانی فیلم‌های نازک کربن آمورف هیدروژنه بر روی زیر لایه استیل 316 می پردازیم. ویژگی های لایه تولید شده با استفاده از آنالیزهای FTIR, Raman, FESEM و زاویه تماس آب مورد بررسی قرا گرفت. نتایج آنالیز ها نشان داد که باند های C=C, C-H و C-OH بر روی زیر لایه شکل گرفته است، که زاویه تماس متناظر با آن 158 درجه است.

کلید واژه: کربن آمورف هیدروژنه ، ان-هگزان، پلاسما

Deposition of Hydrogenated Amorphous Carbon (a-C:H) using Liquid n-Hexane under Vacuum Conditions

Saba Talebian, Farshad Sohbatzadeh, Majid Eshghabadi, Taghi Mohsanpor
[1] Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Science, University of Mazandaran, Babolsar, Iran
*Corresponding e-mail: Sabatalebiand@gmail.com

Abstract

In This research focuses on the generation and investigation of plasma in liquid n-hexane precursor under a conventional vacuum and its application for the deposition of hydrogenated amorphous carbon (a-C:H) thin films on a 316 stainless steel substrate. The properties of the deposited layer were characterized using FTIR, Raman, FESEM, and water contact angle analyses. The results indicated the formation of C=C, C-H, and C-OH bonds on the substrate, which corresponds to a water contact angle of 158 degrees

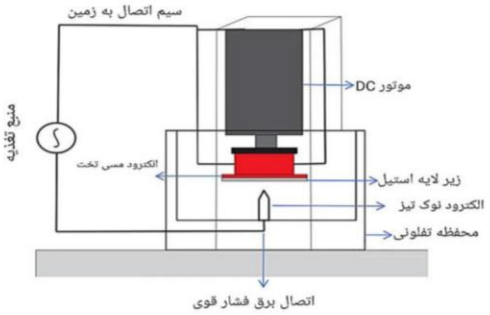
Keywords: Hydrogenated amorphous carbon, n-hexane, Plasma

مقدمه

کربن آمورف هیدروژنه به‌عنوان یکی از مهم‌ترین دسته‌های فیلم‌های کربن پایه نانوساختار می‌باشد که ترکیبی از پیوندهای هیبریداسیون sp^2 و sp^3 همراه با هیدروژن است و به آن خواص منحصربه‌فردی می‌بخشد. این ساختار ناهمگن با کنترل درصد پیوند های هیبریداسیون اوربیتالی sp^3 و sp^2 سبب ایجاد سختی بالا، ضریب اصطکاک پایین، پایداری شیمیایی و زیست‌سازگاری مطلوب می‌شود. از این رو، لایه‌های a-C:H به‌طور گسترده در حوزه‌های پزشکی، خودروسازی، میکروالکترونیک و صنایع اپتیکی به‌عنوان پوشش‌های محافظتی به کار می‌روند. لایه نشانی به وسیله پلاسما مایع تحت خلاء به دلیل امکان کنترل تبخیر ماده، تغییر درصد پیوندهای کربنی و مسافت آزاد میانگین رویکردی مؤثر جهت لایه نشانی این فیلم‌ها محسوب می‌شوند. در این پژوهش، تولید پلاسما در پیش‌ماده مایع ان-هگزان تحت خلأ و اثر آن بر ویژگی‌های لایه a-C:H مورد بررسی قرار گرفته است [1-4].

مواد و روش ها

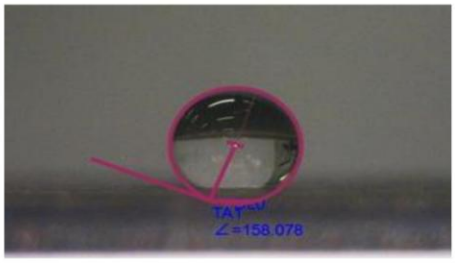
پیکربندی سامانه لایه‌نشانی شامل یک محفظه شیشه‌ای دسیکاتور به عنوان محفظه اصلی واکنش می باشد. مطابق شکل۱الکترود اول نوک‌تیز از جنس تنگستن می باشد و در انتهای محفظه شیشه‌ای، مایع ان-هگزان قرار دارد و الکترود دوم تخت و از جنس مس با ابعاد 2*2 سانتی متر در نظر گرفته شد. در این کار از یک منبع تغذیه ولتاژ بالای متناوب با فرکانس 12 کیلوهرتز استفاده شد. توان تزریقی به داخل محفظه خلاء 10 وات اندازه گیری گردید. لایه نشانی در دو فاصله الکترودی 3 و 6/5 میلیمتر انجام گرفت. ان-هگزان در فشار پایین تبخیر و یک پلاسمای تابان در داخل محفظه به کمک گاز آرگون تشکیل شد. فشار محیط واکنش با پمپ خلأ روتاری و گیج‌های فشار، کنترل شده و نرخ تزریق گاز آرگون 99/99% برای شست‌وشوی محیط با شیرکنترل دقیق تنظیم گردید. در ابتدای فرآیند، پمپ خلأ فعال شده و بعد از چندین بار شست و شو فشار از حدود 1 mTorr به 280 mTorr با گاز آرگون افزایش می دهیم. پس از تثبیت شدن این شرایط، پلاسما تشکیل و لایه نشانی در زمان های 1 تا 8 دقیقه مطالعه گردید.



شکل۱ پیکربندی سامانه لایه نشانی

نتایج

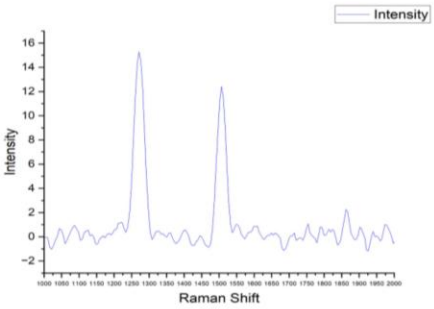
پس از انجام لایه‌نشانی، نمونه‌ها تحت بررسی‌های تجربی زاویه تماس و ماندگاری آن بر حسب زمان قرار گرفت. زاویه تماس قطره آب برای ارزیابی خواص آبگریزی سطح مورد استفاده قرار گرفت. مطابق شکل 2 بیشترین زاویه تماس اندازه گیری شده 158/08 که نشان دهنده خواص فوق آب گریز پوشش لایه نشانی شده می‌باشد.



شکل ۲ زاویه تماس اندازه گیری شده قطره آب روی لایه نازک کربن آمورف هیدروژنه

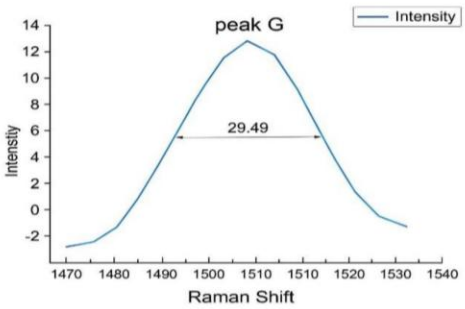
طیف‌سنجی رامان جهت تعیین نسبت sp^2/sp^3 ، بررسی نظم ساختاری لایه، و اندازه نانو صفحات گرافیتی مورد استفاده قرار گرفت. مطابق نتایج شکل 3 نسبت I_D/I_G=1.14 می‌باشد که این نسبت نشان دهنده

غالب بودن ساختار های بی نظم و کوتاه برد در لایه می‌باشد.



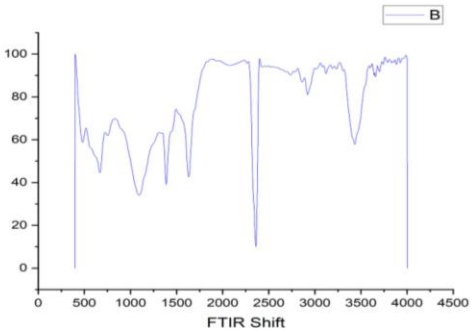
شکل ۳ طیف رامان کربن آمورف هیدروژنه

چنانچه در در شکل 4 نشان داده شده است، نیم پهنای قله سیگنال G برابر با 29/48 می باشد که نشان می‌دهد اندازه صفحات گرافیتی بیشتر از یک نانومتر می باشد.



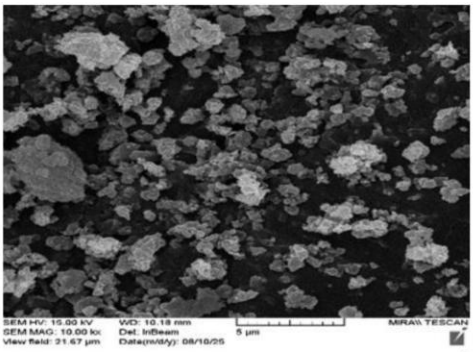
شکل ۴ نیم پهنای قله سیگنال G

طیف‌سنجی FTIR برای شناسایی پیوندهای کربنی و پیوندهای هیدروژن‌دار انجام شد. مطابق شکل5 باند جذبی پهن در حوالی $3432\ cm^{-1}$ مربوط به ارتعاش کششی گروه O–H مشاهده گردید. این باند معمولاً ناشی از جذب مولکول‌های آب یا اکسیژن از محیط اطراف بر روی سطح فیلم است. در محدوده‌ی $2921\ cm^{-1}$ یک پیک مشاهده می‌شود که به ارتعاش کششی پیوندهای C–H نسبت داده می‌شود. این پیک عمدتاً به گروه‌های sp^3–C–H مانند CH_2 و CH_3 مربوط است. حضور این پیک، وجود پیوندهای کربن-کربن اشباع را تأیید کرده و نشانه‌ای از بخش شبه‌الماسی در ساختار a-C:H است. این بخش‌ها معمولاً عامل افزایش سختی و مقاومت سایشی لایه هستند.سیگنال ثبت‌شده در $2360\ cm^{-1}$ غالباً به دلیل وجود گاز CO_2 در مسیر اپتیکی دستگاه FTIR ظاهر می‌شود و ارتباط مستقیمی با فیلم ندارد. پیک برجسته‌ی $1631\ cm^{-1}$ نشان‌دهنده‌ی ارتعاش کششی پیوندهای دوگانه C=C است. این پیک بیانگر حضور ساختارهای گرافیتی sp^2 در فیلم بوده و سهم قابل توجهی از فاز کربنی را مشخص می‌کند. وجود این گروه‌ها معمولاً باعث افزایش رسانایی الکتریکی و در عین حال کاهش سختی می‌شود. سیگنال $1388\ cm^{-1}$ نیز ظاهر شده که به ارتعاش خمشی گروه‌های متیل CH_3 نسبت داده می‌شود و حضور آن بار دیگر نشان می‌دهد که پیوندهای sp^3 نیز در شبکه وجود دارند. باند $1095cm^{-1}$ به ارتعاش کششی پیوندهای C–O مربوط است که می‌تواند حاصل فرآیند اکسیداسیون سطح یا برهم‌کنش سطح پوشش با اکسیژن و رطوبت محیط باشد. چنین گروه‌هایی در خواص سطحی مانند چسبندگی یا انرژی سطحی تاثیر دارند. در محدوده‌ی پایین‌تر از طیف، پیک $669cm^{-1}$ مشاهده می‌شود که اغلب به ارتعاش خمشی C–H در حلقه‌های آروماتیک sp^2 نسبت داده می‌شود. این پیک می‌تواند نشانه‌ای از وجود بخش‌های آروماتیکی در شبکه‌ی گرافیتی فیلم باشد. البته با توجه به استفاده از زیرلایه‌ی استیل، سهمی از این پیک ممکن است به ارتعاشات مربوط به اکسیدهای آهن اختصاص یابد. در نهایت، باند $481cm^{-1}$ حضور پیوندهای Fe–O را تأیید می‌کند که مستقیماً به لایه‌های اکسیدی سطحی روی زیرلایه‌ی فلزی استیل زیر لایه مربوط است. تحلیل این نتایج نشان می‌دهد که در این لایه نازک، نسبت پیوندهای sp^2 به sp^3 بالا است. شدت پیک مربوط به C=C در $1631\ cm^{-1}$ در مقایسه با پیک C–H در $2921\ cm^{-1}$ نشان می‌دهد که فاز گرافیتی غالب است[3].



شکل ۵ طیف FTIR کربن آمورف هیدوژنه

از میکروسکوپ الکترونی روبشی (FE-SEM) جهت ریخت‌شناسی سطح و تعیین اندازه گرانول ها استفاده شد. این تصاویر نشان دهنده رشد خوشه های کروی شکل روی زیر لایه استیل است. نتایج این آنالیز را میتوان در شکل 6 مشاهده کرد.



شکل ۶ تصویر FESEM کربن آمورف هیدورژنه

ترکیب این روش‌ها امکان تحلیل جامع اثرات ساختاری، شیمیایی و فیزیکی و خواص آبگریزی لایه نشانی این پوشش را فراهم می‌کند[5].

نتیجه‌گیری

این پژوهش نشان می‌دهد که روش لایه نشانی مورد استفاده می‌تواند پوشش a-C:H با هیبریداسیون ساختاری کنترل‌شده، sp^2/sp^3 و خواص سطحی برتر ایجاد کند، فرآیند لایه‌نشانی کربن آمورف هیدروژنه با استفاده از پیش‌ماده‌ی مایع ان- هگزان در شرایط خلأ معمولی مورد بررسی قرار گرفت. طراحی و به‌کارگیری این سامانه امکان تولید لایه‌های کربنی با ساختار آمورف را فراهم آورد که تأیید آن از طریق آنالیزهای مرتبط صورت گرفت.

بر اساس نتایج طیف‌سنجی رامان، حضور دو پیک مشخص D و G شناسایی شد که در آن شدت پیک D نسبت به G غالب بود. این نسبت بیانگر غالب بودن ساختارهای بی‌نظم و درهم‌ریخته‌ی کربنی و در نتیجه تأیید ماهیت آمورف این پوشش‌ها است. از سوی دیگر، طیف‌سنجی FTIR وجود پیوندهای C–H را در ساختار نشان داد که بیانگر حضور هیدروژن در شبکه‌ی کربنی است. بدین ترتیب می‌توان نتیجه گرفت که شرایط مورد استفاده در این پژوهش، امکان تولید موفقیت‌آمیز فیلم‌های a-C:H را از پیش‌ماده‌ی مایع در شرایط خلاء فراهم ساخته است.

مرجع ها

[1] Ferrari, A. C., & Robertson, J. (2000). Interpretation of Raman spectra of disordered and amorphous carbon. Physical Review B, 61(20), 14095–1410

[2] Lucchese, M. M., et al. (2010). Quantifying ion-induced defects and Raman relaxation length in graphene. Carbon, 48(5), 1592–1597

[3] Yadav, V., Ali, D., Khan, S., Gnanamoorthy, G., Choudhary, N., Yadav, K., Thai, V., Hussain, S., & Manhrdas, S. (2020). Synthesis and characterization of amorphous iron oxide nanoparticles by the sonochemical method and their application for the remediation of heavy metals from wastewater. Nanomaterials, 10(8), 1551

[4] Wiley Book, Chapter 10 Hoboken N J and Sons J W 2025 Diamond-Like Carbon Coatings: Technology and Applications (John Wiley & Sons)

[5] Shakerinasab, E., Sohbatzadeh, F., Shafei, F., & et al. (2021). Roll to roll treatment of silk thread by a compact, single step cold atmospheric plasma: Hydrophobicity and mechanical properties. Applied Physics A, 127(5), 1–

Paper ID: P5-18

بررسی اثرات گاز پلاسمای غیرحرارتی آرگون/اکسیژن بر مورفولوژی $TiO_2/CoFe_2O_4$: سنتز، شناسایی و خواص فوتوکاتالیستی

پادنا حبیبی مقدم [۱و*]، ساعد جعفری[۱]، ناز چائی بخش[۲]، طیبه بیک محمدی[۲]

[1] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه گیلان، رشت

[2] گروه شیمی کاربردی ، دانشکده شیمی ، دانشگاه گیلان ، رشت

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : habibipadena@gmail.com

چکیده

کاتالیزورها از گذشته تاکنون نقش کلیدی در بهبود و تسریع فرآیندهای شیمیایی، صنعتی و زیست محیطی ایفا کرده‌اند. در سالهای اخیر، سنتز فوتوکاتالیست های نانوساختار به دلیل توانایی آنها در جذب نور، تولید رادیکال های فعال و تسریع واکنش های اکسیداسیون و احیا، توجه گسترده ای را به خود جلب کرده است. یکی از این مواد، کامپوزیت $TiO_2/CoFe_2O_4$ است که با ترکیب خواص نوری TiO_2 و خواص مغناطیسی $CoFe_2O_4$، امکان عملکرد فوتوکاتالیزوری بالا و جداسازی آسان پس از واکنش را فراهم میکند. تیمار سطحی با پلاسما غیرحرارتی باعث ایجاد نقص های اکسیژنی و تغییر حالت های اکسیداسیونی فلزات می شود. این تغییرات منجر به کاهش باندگپ، افزایش جذب نور مرئی و تسهیل انتقال الکترون–حفره میشود، که در نهایت فعالیت فوتوکاتالیزوری کامپوزیت در تخریب آلاینده های آلی را به طور چشمگیری افزایش میدهد.

کلید واژه: تخلیه سد دی الکتریک،پلاسمای غیرحرارتی، فوتوکاتالیست

Investigation of the effects of Non-thermal argon/oxygen plasma gas on the Morphology of $TiO_2/CoFe_2O_4$: Synthesis, Characterization and photocatalytic properties

Padena Habibi Moghadam[1*], Saed Jafari[1], Naz Chaibakhsh[2], Tayebeh Baykmohammadi[2]

[1]Department of Physics, Faculty of science, University of Guilan

[2]Department of Chemistry, Faculty of Chemistry, University of Guilan

*Corresponding e-mail: habibipadena@@gmail.com

Abstract

Catalysts have historically played a crucial role in enhancing and accelerating chemical, industrial, and environmental processes. Recently, the synthesis of nanostructured photocatalysts has attracted significant attention due to their ability to absorb light, generate reactive radicals, and accelerate oxidation–reduction reactions. Among them, the $TiO_2/CoFe_2O_4$ composite combines the optical properties of TiO_2 with the magnetic functionality of $CoFe_2O_4$, providing high photocatalytic activity as well as easy separation after reaction. Non-thermal plasma surface treatment introduces oxygen vacancies and modifies metal oxidation states. These modifications result in band gap reduction, enhanced visible-light absorption, and improved electron–hole separation, ultimately leading to significantly enhanced photocatalytic activity in the degradation of organic pollutants.

Keywords: Dielectric Discharge Barrier (DBD), Non-thermal plasma, Photocatalyst

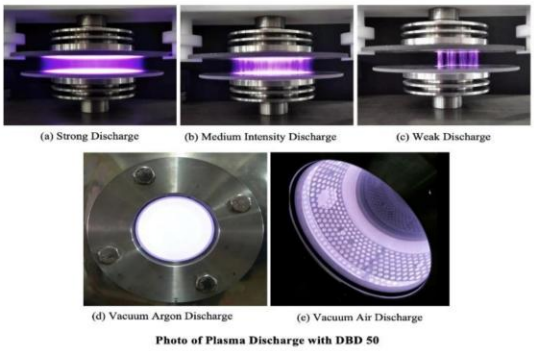
مقدمه

کاتالیزورها یکی از ستون های اصلی فناوری های شیمیایی و صنعتی هستند که در طیف وسیعی از فرآیندها، مانند سنتز مواد پایه تا تصفیه محیط زیست و تولید انرژی، رنگرزی، تولید کودهای شیمیایی و کشاورزی، پالایش نفت، صنایع دارویی و غذایی، تجزیه آلاینده ها و تولید هیدروژن از آب، سنتز سبز مواد شیمیایی، انرژی پاک و پتروشیمی کاربرد دارند. علت روی آوردن به کاتالیزورها، توانایی ویژه آنها در کاهش انرژی فعال سازی واکنش ها، افزایش سرعت واکنش، ارتقای گزینش پذیری و کنترل محصولات جانبی است. با این حال چالش هایی نظیر تجمع ذرات، پایداری پایین و محدودیت در دسترسی به سطح فعال، محققان را مجبور به یافتن روش های نوین برای بهبود عملکرد آنها واداشته است. تیمار سطحی با پلاسما یکی از راه های نوین در این راستا محسوب می شود. پلاسما به عنوان حالت چهارم ماده، شامل گونه های فعال مانند یون ها، الکترون ها، رادیکال ها و فوتون های پر انرژی است. وقتی پلاسما به سطح کاتالیزور اعمال می شود، این گونه های فعال می توانند به سرعت، با دمای پائین و به صورت زیست سازگار ساختار سطحی کاتالیزور را اصلاح کنند، حفره های اکسیژن تولید کنند، به حذف ناخالصی ها بپردازند و ضخامت یا مورفولوژی سطح را تغییر دهند. **[1,2]** پلاسما همچنین می تواند با کاهش باند گپ کاتالیزور، باعث انتقال ناحیه جذب از طیف فرابنفش به طیف مرئی بشود. این تغییر باعث می شود که کاتالیزورها (مانند $TiO_2/CoFe_2O_4$) بتوانند از طیف وسیع تری از نور خورشید استفاده کنند و فعالیت فوتوکاتالیزوری آنها در تجزیه آلاینده ها یا واکنش های انرژی زا به طور چشمگیری افزایش یابد . **[1,2]**

مواد و روش ها

در این تحقیق ، برای سنتز کاتالیزور، ۱ گرم تیتانیوم دی اکسید ، ۷،۵ گرم کلرید آهن (|||) و ۳،۳۳ گرم کبالت کلرید را همراه با ۳۰۰ میلی لیتر آب مقطر به مدت یک ساعت بر روی استیرر بدون دما قرار می دهیم تا محلولی یکدست بدست آید . سپس برای تنظیم pH، 12 گرم از قرص سدیم هیدروکسید را در ۱۰۰ میلی لیتر آب حل کرده و ۱۵ میلی لیتر از محلول سود بدست آمده را به آرامی، به ماده ، اضافه می کنیم تا به محیط بازی (pH = 11-12) برسیم . سپس حدود ۲ الی ۳ قطره محلول اولئیک اسید به ماده اضافه می کنیم . (اولئیک اسید به عنوان یک عامل پایدار کننده در سنتز نانوذرات مورد استفاده قرار می گیرد . این ماده به کنترل اندازه و ساختار ذرات کمک می کند .) محلول را به مدت یک ساعت روی استیرر با دمای ۸۰ درجه‌ی سانتیگراد قرار داده، سپس محلول بدست آمده را سانتریفیوژ کرده و با آب مقطر شستشو می دهیم . پس از آن ماده ی به دست آمده را به مدت ۳ ساعت درون آون با دمای ۲۰۰ درجه‌ی سانتیگراد می‌گذاریم تا کاتالیزور به صورت کامل و یکدست خشک شود.

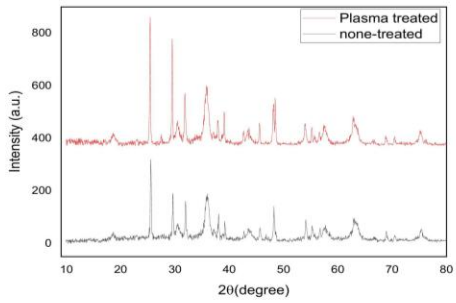
با به کار بردن راکتور پلاسما تخلیه سد دی الکتریک (**DBD**) تحت فشار اتمسفر، گاز پلاسمای غیر حرارتی آرگون-اکسیژن را به مدت زمان ۱۵ دقیقه با ولتاژ ۷ کیلو ولت و فشار ۱۰۰ میلی آمپر به کاتالیزور پودری اعمال کرده و به بررسی تغیرات سطح کاتالیزور اصلاح شده با پلاسمای غیر حرارتی می‌پردازیم. در شکل ۱ دستگاه سد دی الکتریک نشان داده شده است. **[3]**



شکل ۱. دستگاه سد دی الکتریک

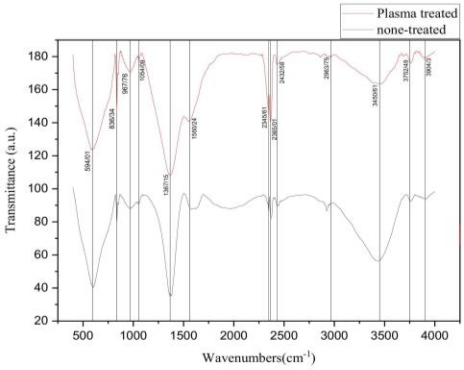
بحث و نتایج:

برای تعیین خصوصیات کریستالی، شناسایی ترکیب و فاز ، اندازه گیری خلوص، تعیین ابعاد سلول واحد و مطالعه ساختار اتمی کاتالیست از آنالیز **XRD** (پراش پرتو ایکس) استفاده شد. مطابق الگوی **XRD** (برای کاتالیزور قبل از تیمار پلاسما) حضور صفحات **(101, 004, 200, 105, 211)** در زوایای **(25.2, 37.7, 48.1, 53.8, 55)** نشان دهنده ی حضور TiO_2 و حضور صفحات **(220, 311, 422, 511, 440)** درزوایای **(30, 35.6, 53.6, 57.1, 62.8)** نشان دهنده حضور $CoFe_2O_2$ است. حضور همزمان پیک های ذکر شده در الگوی پراش نشان دهنده ی سنتز موفق و حضور هر دو فاز بلوری است. پس از تیمار پلاسما افزایش نسبی شدت برخی پیک ها مشاهده می شود که این امر نشان دهنده ی بهبود تبلور ذرات تحت تیمار پلاسما است (شکل۲). **[4,5]**



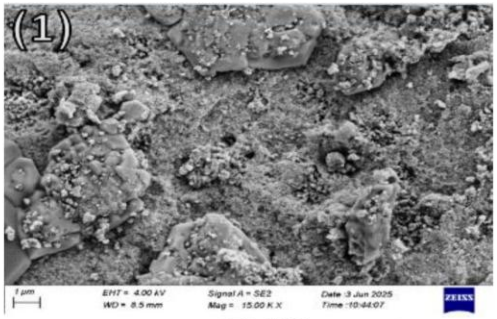
شکل ۲. طیف **XRD** از کاتالیزور سنتز شده **$TiO_2/CoFe_2O_4$** اصلاح شده با گاز پلاسمای غیر حرارتی آرگون_اکسیژن. طیف **XRD** از کاتالیزور سنتز شده **$TiO_2/CoFe_2O_4$**

همچنین برای شناسایی ترکیبات و تعیین ساختار، و شناسایی گروه های عاملی و پیوند های شیمیایی، قبل و بعد از اصلاح، از آنالیز **FT-IR** (طیف سنجی مادون قرمز تبدیل فوریه) استفاده شد. مطابق طیف **FT-IR** پیک **594.01** نشان دهنده ارتعاشات **Fe-O** و **Co-O** است. پیک **838.34** مربوط به ارتعاشات شبکه ای **Ti-O-Ti** و پیک **3450.61** مربوط به پیوندهای هیدروکسیل می باشد. (شکل ۳). **[4,5]**

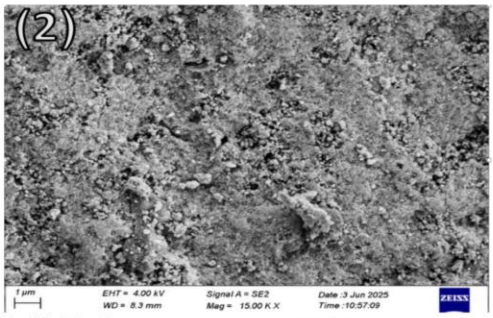


شکل ۳. طیف **FTIR** از کاتالیزور سنتز شده **$TiO_2/CoFe_2O_4$**.

از آنالیز **FE-SEM** (میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی) برای تصویربرداری با وضوح بالا از سطح و مطالعه مورفولوژی و ساختار کاتالیست سنتز شده در مقیاس نانومتری استفاده شد (شکل ۴). **[4,5]**

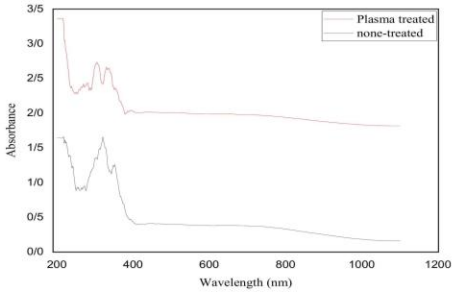


شکل ۴. (۱)تصویر **FE-SEM** از کاتالیزور سنتز شده **$TiO_2/CoFe_2O_4$**.



شکل ۴.(۲) تصویر **FE-SEM** از کاتالیزور سنتز شده **$TiO_2/CoFe_2O_4$** اصلاح شده با گازپلاسمای غیر حرارتی آرگون-اکسیژن.

به منظور بررسی جا به جایی لبه جذب، اندازه گیری باند گپ نوری و تعیین قابلیت جذب در ناحیه فرابنفش و مرئی آنالیز **DRS** (طیف سنجی بازتابی پخشی) تهیه شد. حضور پیک های نوک تیز در طول موج ۴۰۰-۳۰۰ (برای نمونه ی تیمار نشده) حاکی از آن است که این کاتالیزور تنها قادر به جذب طیف فرابنفش می باشد. در نمونه ی تحت تیمار پلاسما، پیک پهن تر شده (در محدوده ۴۰۰-۳۰۰) که این امر حاکی از کاهش باند گپ است و نشان می دهد که کارایی فوتوکاتالیزور در نور مرئی افزایش یافته است. (شکل ۵). **[4,5]**



شکل ۵. طیف **DRS** از کاتالیزور سنتز شده **$TiO_2/CoFe_2O_4$**.

نتیجه گیری:

نتایج به دست آمده از آنالیزهای تهیه شده به خوبی تاثیر تیمار پلاسما بر سطح کاتالیزور و کارآمد بودن آن در بهبود فرآیندهای مورد استفاده از آن ها را نشان می دهد. نتایج به دست آمده، اصلاح سطح کاتالیزور ها به کمک پلاسما را روشی امید بخش برای کارهای آتی نشان می دهند.

مراجع :

[1] Di, L., Zhang, J., Zhang, X., Wang, H., Li, H., Li, Y., & Bu, D. (2021). Cold plasma treatment of catalytic materials: a review. Journal of Physics D: Applied Physics, 54(33), 333001.

[2] Chen, Q., Song, B., Li, X., Wang, R., Wang, S., Xu, S., ... & Lam, C. H. (2021). Enhancing the properties of photocatalysts via nonthermal plasma modification: Recent advances, treatment variables, mechanisms, and perspectives. Industrial & Engineering Chemistry Research, 60(47), 16813-16826.

[3] Ershadi Afshar, L., Chaibakhsh, N., & Moradi-Shoeili, Z. (2018). Treatment of wastewater containing cytotoxic drugs by CoFe2O4 nanoparticles in Fenton/ozone oxidation process. *Separation Science and Technology*, *53*(16), 2671-2682.

[4] Nimshi, R. E., Vijaya, J. J., Kennedy, L. J., Selvamani, P. S., Bououdina, M., & Sophia, P. J. (2023). Effective microwave assisted synthesis of CoFe2O4@ TiO2@ rGO ternary nanocomposites for the synergic sonophotocatalytic degradation of tetracycline and c antibiotics. Ceramics International, 49(9), 13762-13773.

[5] Ibrahim, I., Belessiotis, G. V., Elseman, A. M., Mohamed, M. M., Ren, Y., Salama, T. M., & Mohamed, M. B. I. (2022). Magnetic TiO2/CoFe2O4 photocatalysts for degradation of organic dyes and pharmaceuticals without oxidants. Nanomaterials, 12(19), 3290.

Paper ID: P5-19

تأثیر آرایش الکترودهای پلاسما بر ریفورمینگ متان و کنترل اندازه نانوکربن

حامد اسدی*[۱،۲]، سید علی موذن[۱]، فاطمه یاری[۱و۳]، سیما ایلانلو[۱و۴] و مجید واعظ زاده[۱و۵]

۱ شرکت صدرا آتیه ماهور، سازمان پژوهش ها، تهران، ایران
۲ دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
۳ دانشگاه خوارزمی، تهران، ایران
۴ دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، ایران
۵ دانشگاه خواجه نصیر الدین طوسی، تهران، ایران

آدرس رایانامه نویسنده مسئول : h.asadi@samhightech.co

چکیده

در این پژوهش، تأثیر آرایش الکترودهای پلاسما بر فرایند ریفورمینگ متان و تشکیل کنترل‌شده‌ی ذرات نانوکربن بررسی شده است. سه پیکربندی متفاوت الکترودی شامل آرایش تک‌ردیفه، سه‌ردیفه و پنج‌ردیفه مورد مطالعه قرار گرفت تا اثر آن بر یکنواختی میدان الکتریکی و اندازه ذرات مشخص شود. شبیه‌سازی به روش المان محدود (FEM) نشان داد که افزایش تراکم الکترودها موجب ایجاد میدان الکتریکی یکنواخت‌تر در داخل راکتور می‌شود. همچنین، نتایج میکروسکوپ الکترونی عبوری (TEM) نشان داد که با افزایش تعداد الکترودها، اندازه‌ی ذرات از حدود ۱۰ نانومتر به ۲ نانومتر کاهش یافته و ورقه‌های نانوکربنی بسیار یکنواخت حاصل می‌شوند. این نتایج نشان‌دهنده‌ی ارتباط قوی میان توزیع میدان پلاسما و یکنواختی ساختاری مواد کربنی سنتزشده است.

کلید واژه: پلاسما الکترود، ریفورمینگ متان، نانو کربن

Effect of Plasma Electrode Array on Methane Reforming and Nano-Carbon Size

Hamed Asadi *[1,2], SeyedAli Moazen [1], Fatemeh Yari [1,3], Sima Ealanloo [1,4], Majid Vaezzadeh [1,5]

[۱] Plasma Laboratory and R&D, SAM HIGH-TECH LTD., Tehran, Iran
[۲] Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
[۳] Kharazmi University, Tehran, Iran
[٤] Amirkabir University of Technology, Tehran, Iran
[٥] K. N. Toosi University of Technology, Tehran, Iran

*corresponding e-mail: **h.asadi@samhightech.co**

Abstract

This paper investigates the influence of plasma electrode arrangement on methane reforming and the controlled formation of nano-carbon particles. Three electrode configurations—single-row, three-row, and five-row—were examined to evaluate their effect on the uniformity of the plasma field and particle size. Finite Element Method (FEM) simulations demonstrate that denser electrode arrays create more uniform electric fields inside the reactor. Transmission Electron Microscopy (TEM) confirms that increasing electrode, reduces the particle size from about 10 nm to 2 nm, yielding highly uniform nano-carbon sheets. These findings highlight the strong correlation between plasma field distribution and the structural uniformity of synthesized carbon nanomaterials.

Keywords: Electrode-Plasma, Methane

مقدمه

ریفورمینگ متان به‌وسیله‌ی پلاسما یکی از کارآمدترین و سازگارترین روش‌ها برای تولید هم‌زمان نانومواد کربنی و گاز هیدروژن محسوب می‌شود. برخلاف فرایندهای کاتالیستی سنتی، ریفورمینگ پلاسمایی تحت شرایط غیرتعادلی انجام می‌گیرد که در آن، الکترون‌های پرانرژی موجب فعال‌سازی و شکستن پیوندهای مولکول متان در دماهای پایین‌تر می‌شوند. این ویژگی منحصربه‌فرد، محدودیت‌های ترمودینامیکی را کنار گذاشته و این روش را به گزینه‌ای پایدار برای تولید هم‌زمان کربن و هیدروژن تبدیل می‌کند. [۲-۱]

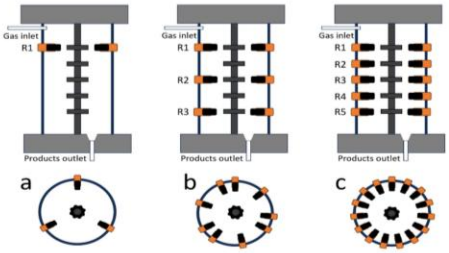
در سال‌های اخیر، فناوری‌های پلاسما سرد به دلیل واکنش‌پذیری بالا، قابلیت کنترل زیاد و توانایی در تولید رادیکال‌ها و یون‌های فعال، توجه گسترده‌ای را به خود جلب کرده‌اند. در محیط پلاسما، مولکول‌های متان (CH_4)از طریق برخوردهای الکترونی به گونه‌های کربنی و هیدروژن تجزیه می‌شوند. سپس این گونه‌های کربنی به‌صورت نانوساختارهایی مانند کربن آمورف، نانوکره‌های کربنی یا لایه‌های دوبعدی رشد می‌کنند. بنابراین، کنترل شرایط پلاسما برای تنظیم مورفولوژی و توزیع اندازه‌ی ذرات بسیار حیاتی است. [۴-۳]

در میان پارامترهای طراحی راکتورهای پلاسما، هندسه و آرایش الکترودها نقشی تعیین‌کننده در یکنواختی پلاسما و توزیع انرژی دارند. میدان الکتریکی حاصل از الکترودها حرکت گونه‌های باردار، پایداری تخلیه و چگالی پلاسما را کنترل می‌کند. در حالی‌که پیکربندی‌های متقارن چندالکترودی باعث افزایش همگنی پلاسما و بهبود بازده ریفورمینگ می‌شوند، آرایش‌های نامتقارن یا با فاصله زیاد منجر به تخلیه‌ی غیریکنواخت و تولید ذرات ناهمسان می‌گردند.

در این تحقیق، اثر چیدمان آرایه‌های الکترودی بر یکنواختی پلاسما و شکل‌گیری ذرات نانوکربن در فرایند ریفورمینگ متان بررسی شده است. سه آرایش مختلف شامل تک‌ردیفه، سه‌ردیفه و پنج‌ردیفه به‌کار گرفته شد. برای تحلیل میدان از روش FEM و برای تعیین اندازه و مورفولوژی از TEM استفاده گردید. نتایج، دیدگاه تازه‌ای در زمینه‌ی مهندسی الکترود برای سنتز کنترل‌پذیر نانوکربن ارائه می‌دهد.

مواد، روش ها و معادلات حاکم

آزمایش‌ها در یک راکتور استوانه‌ای شفاف از جنس پلکسی با الکترودهای گرافیتی انجام شد. سه آرایش مختلف (تک‌ردیفه، سه‌ردیفه و پنج‌ردیفه) مورد بررسی قرار گرفت. در هر ردیف سه الکترود با زاویه‌ی ۱۲۰ درجه نسبت به محور مرکزی قرار داشتند و هر ردیف نسبت به ردیف قبلی ۲۴ درجه چرخش داشت. منبع ولتاژ بالا با مشخصات ۱۵ کیلوولت، ۴۰ میلی‌آمپر، ۳۰ کیلوهرتز به الکترودها متصل و الکترود مرکزی زمین شد.



شکل ۱. آرایش الکترود ها در راکتور پلاسما

گازهای آرگون و نیتروژن به‌عنوان گاز حامل پلاسما و متان به‌عنوان منبع کربن به کار رفتند. فشار راکتور حدود 10^{-2} بار نگه‌داشته شد و جریان گازها با دقت ۷ لیتر بر دقیقه تنظیم گردید. هر چرخه‌ی پلاسما به مدت ۳۶۰ ثانیه فعال و پس از آن ۱۸۰ ثانیه تخلیه‌ی خلأ انجام شد. تحلیل میدان الکتریکی با استفاده از روش المان محدود (FEM)انجام شد. افزایش تعداد ردیف‌های الکترودی موجب یکنواختی بیشتر میدان درون راکتور و کاهش نواحی با شدت بالا گردید.

پدیده‌ی شکست الکتریکی در گاز به‌وسیله‌ی قانون پاشن[1] توصیف می‌شود که ولتاژ شکست را تابعی از حاصل‌ضرب فشار و فاصله‌ی بین الکترودها می‌داند. فرم عمومی آن به صورت زیر است:

$$V_{bd} = \frac{B(pd)}{\ln(Apd) - \ln(\ln(1 + 1/\gamma))} \quad (1)$$

که در آن A و B ضرایب تجربی وابسته به گاز و γ ضریب نشر ثانویه‌ی الکترون از کاتد است. [۷-۵]

برای فواصل بین ۱۰ تا ۲۵ میلی‌متر، ولتاژ شکست بر اساس قانون پاشن محاسبه و در جدول ۱ آورده شده است. این مقادیر، حداقل ولتاژ لازم برای شروع تخلیه را

[1] Paschen law

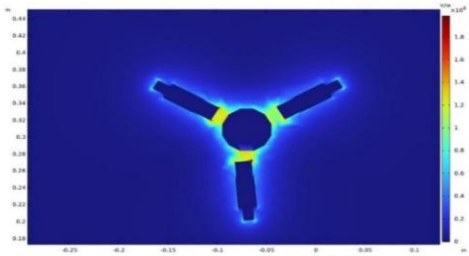
نشـان می‌دهند، اما برای اطمینان از عملکرد پایدار راکتور، از منبع ۱۵ کیلوولت استفاده شد.

جدول ۱. مقایسه فواصل گپ و ولتاژ شکست پاشن در فشار 0.01 bar

Gap (mm)	P. d (Torr·cm)	ln(A.p.d)	$V_{bd}(p,d)$ (kV)
10	75.01	6.620	5.2
15	112.51	7.429	6.8
20	150.01	7.912	8.4
25	187.52	8.236	10.0

علاوه براین، افزایش تعداد ردیف‌های الکترودی موجب همپوشانی میدان‌ها و در نتیجه ایجاد تخلیه‌ای یکنواخت‌تر در سراسر حجم راکتور می‌شود که به کنترل بهتر رشد و هسته‌زایی ذرات کمک می‌کند.

با روش المان محدود، میدان در اطراف الکترود ها محاسبه و ترسیم شد که بیانگر میدان نسبتا یکنواخت و خوبی در اطراف الکترودها بود.



شکل ۲. میدان در اطراف الکترودها

بحث

در شرایط اعمال تخلیه‌ی الکتریکی با فرکانس بالا (۳۰ کیلوهرتز) و ولتاژ بالا (۱۵ کیلوولت) در فشار زیر اتمسفری (۰٫۰۱ بار)، ناحیه‌ی پلاسما بین الکترودهای گرافیتی شامل الکترون‌های پرانرژی با انرژی میانگین در محدوده‌ی ۳ تا ۱۵ الکترون‌ولت است که مقدار آن به نسبت میدان الکتریکی به چگالی گاز (E/N) بستگی دارد.

این الکترون‌ها عمدتاً از طریق مسیرهای برانگیختگی تفکیکی (dissociative excitation) و یونیزاسیون، مولکول‌های متان را فعال کرده و شبکه‌ای پیچیده از واکنش‌های شیمیایی را آغاز می‌کنند که در نهایت به تشکیل کربن جامد و تولید هیدروژن منجر می‌شود. [۸]

واکنش‌های اولیه‌ی غالب در پلاسما عبارت‌اند از:

$$CH_4 + e^- \rightarrow CH_2 + H_2 + e^-,$$
$$CH_4 + e^- \rightarrow CH_3^+ + 2e^-,$$
$$CH_4 + e^- \rightarrow CH_2^+ + H_2 + 2e^-.$$

رادیکال‌ها و یون‌های حاصل از این فرآیندها در واکنش‌های ثانویه شرکت می‌کنند که منجر به پلیمریزاسیون و تشکیل کربن جامد می‌شود:

$$CH_3 + CH_3 \rightarrow C_2H_6,$$
$$C_2H_6 \rightarrow C_2H_4 + H_2,$$
$$C_2H_4 \rightarrow 2C(s) + 2H_2.$$

گازهای آرگون و نیتروژن در تخلیه عمدتاً به‌عنوان گازهای بافر و انتقال‌دهنده‌ی انرژی برانگیختگی عمل می‌کنند.

گونه‌های شبه‌پایدار Ar^* و $N_2^*(A^3\Sigma^+u)$ انرژی خود را از طریق یونیزاسیون پنینگ[2] و برانگیختگی ارتعاشی[3] به مولکول‌های متان منتقل کرده و بدین ترتیب بازده تجزیه‌ی متان را حتی در مقادیر متوسط E/N به طور قابل توجهی افزایش می‌دهند.

در نتیجه، کل فرآیند تبدیل متان در پلاسما را می‌توان به‌صورت زنجیره‌ای از سه مرحله‌ی اصلی توصیف کرد:

۱) برخورد الکترون و شکست مولکولی،

۲) بازترکیب رادیکال‌ها، و

۳) رشد سطحی کربن بر روی دیواره‌ی راکتور یا ذرات معلق.

واکنش کلی و نماینده‌ی فرآیند به صورت زیر بیان می‌شود:

$$CH_4 \rightarrow C(s) + 2H_2$$

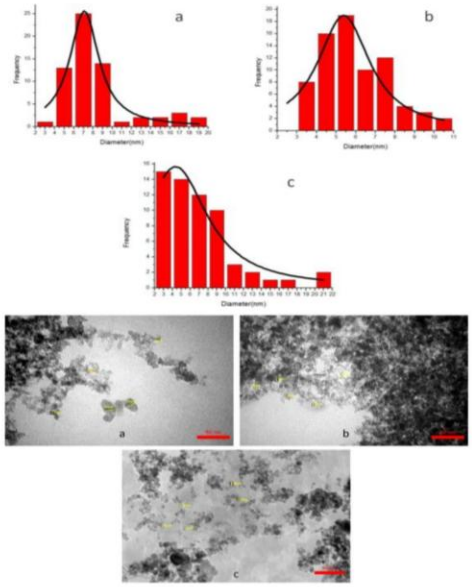
آرایش الکترودها تأثیر چشمگیری بر یکنواختی پلاسما و مورفولوژی محصولات نهایی داشت. در آرایش تک‌ردیفه، ناحیه‌ی تخلیه محدود و متمرکز بود؛ در حالی‌که آرایش‌های سه‌ردیفه و پنج‌ردیفه چندین ناحیه‌ی پلاسما ایجاد کردند که از یکنواختی و پایداری بالاتری برخوردار بودند. این ساختار چندتخلیه‌ای باعث افزایش چگالی مؤثر پلاسما و بهبود بازده تجزیه‌ی متان گردید.

برای شناسایی و بررسی ساختار محصولات حاصل از فرآیند، از میکروسکوپ الکترونی عبوری[4] مدل CM120 ساخت کشور هلند با ولتاژ شتاب‌دهنده‌ی ۱۰۰ کیلوولت استفاده شد. نمونه‌ها بر روی صفحات مخصوص TEM قرار گرفتند. مقدار حداقل نمونه‌ی مورد نیاز برای این آنالیز حدود ۰٫۰۵ گرم بود که کاملاً یکنواخت و همگن انتخاب شد. جهت

[2] Penning ionization
[3] vibrational excitation
[4] TEM

پراکندگی مناسب ذرات، نمونه در محلول اتانول حل و سپس به‌مدت تقریباً ۱۵ دقیقه تحت امواج فراصوت (اولتراسونیک) قرار گرفت. حداکثر بزرگ‌نمایی تصاویر ثبت‌شده در حدود ۱۸۰،۰۰۰ برابر بود.

نتایج به‌دست‌آمده از تصاویر شکل‌های ۴ و ۵ روندی جالب و معنی‌دار را با افزایش تراکم الکترودها نشان دادند. با افزایش تعداد الکترودها، اندازه‌ی ذرات کاهش یافته و توزیع اندازه‌ی ذرات به شکل قابل توجهی یکنواخت‌تر شد. این یکنواختی در اندازه‌ی ذرات، نشانه‌ی واضحی از ساختار منظم و منسجم ماده است.



شکل ۳. هیستوگرام توزیع ذرات و تصویر TEM ذرات

علاوه بر این، مشاهده شد که ساختارهای دوبعدی در نمونه غالب هستند و بخش عمده‌ای از ذرات به صورت صفحات نازک و مسطح تشکیل شده‌اند. وجود این صفحات دوبعدی همراه با توزیع اندازه‌ی یکنواخت، به‌طور قوی دلالت بر حضور ذرات نانوکربن دارد [۱۰-۹]

نتیجه‌گیری

نتایج نشان داد که افزایش تعداد و چگالی الکترودها موجب بهبود یکنواختی میدان الکتریکی، پایداری تخلیه‌ی پلاسما و تولید ذرات نانوکربن با اندازه‌ی کوچکتر و توزیع یکنواخت‌تر می‌شود. بنابراین، استفاده از آرایه‌های چندالکترودی در راکتورهای پلاسما می‌تواند مسیر مؤثری برای تولید نانوکربن‌های باکیفیت و مقیاس‌پذیر باشد.

سپاسگزاری

نویسندگان بدین‌وسیله مراتب سپاس و قدردانی خود را از شرکت دانش بنیان **صدرا آتیه ماهور** با برند تجاری **SAM High-Tech** به‌دلیل پشتیبانی فنی، تأمین تجهیزات آزمایشگاهی و همکاری مؤثر در اجرای این پژوهش ابراز می‌دارند. حمایت‌های ارزشمند این مجموعه نقش تعیین‌کننده‌ای در پیشبرد مطالعات و دستیابی به نتایج این تحقیق داشته است.

مرجع ها

[1] Zhu, T., Li, C., Zhang, X., Yuan, B., Wang, M., Zhang, X., ... & Sun, Q. (2025). Research Progress on Plasma-Assisted Catalytic Dry Reforming of Methane. *Atmosphere*, *16*(4), 376.
[2] Chen, X., Bella, B., Yue, Y., Kosari, M., Liu, L., Hu, F., ... & Kawi, S. (2025). Plasma induced methane conversion: a review on COx-free production of hydrogen, valuable chemicals, and functional carbon materials. *EES Catalysis*.
[3] Girshevich, S., Bajec, D., Yakushkin, S., Teržan, J., & Likozar, B. (2025). Electrification of catalytic methane decomposition to hydrogen and nanostructured carbonaceous materials. *International Journal of Hydrogen Energy*, *160*, 150466.
[4] Mahmoud, R., Gitzhofer, F., & Abatzoglou, N. (2025). Micron size graphene sheets synthesis by methane pyrolysis in an RF-ICP thermal plasma reactor. *Nanotechnology*, *36*(19), 195601.
[5] Maves, J., Hewitt, B., Campbell, K., & O'Keefe, E. (2021). Paschen's law in different gases.
[6] Babrauskas, V. (2013, January). Arc breakdown in air over very small gap distances. In *Conference: Interflam* (Vol. 2, pp. 1489-1498).
[7] Boyle, W. S., & Kisliuk, P. (1955). Departure from Paschen's law of breakdown in gases. *Physical Review*, *97*(2), 255.
[8] Rahim, I., Nomura, S., Mukasa, S., & Toyota, H. (2015). Decomposition of methane hydrate for hydrogen production using microwave and radio frequency in-liquid plasma methods. *Applied Thermal Engineering*, *90*, 120-126.
[9] Yuan, X., Sun, J., Ma, Y., Wang, Y., Liu, B., Cai, Y., ... & Tu, X. (2024). A kinetic study of nonthermal plasma pyrolysis of methane: Insights into hydrogen and carbon material production. *Chemical Engineering Journal*, *499*, 156396.
[10] Fulcheri, L., Rohani, V. J., Wyse, E., Hardman, N., & Dames, E. (2023). An energy-efficient plasma methane pyrolysis process for high yields of carbon black and hydrogen. International Journal of Hydrogen Energy, 48(8), 2920-2928.

Paper ID: P6-01

بررسی اثربخشی پلاسمای سرد در کاهش بار باکتریایی و مقاومت ضد میکروبی در پساب پرورش میگو

مهدیه بختیاری رمضانی[۱*]، فاطمه محمدی[۲]، نرگس زیوهء[۲]، هانیه افتخاری[۳]
۱ سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای
۲ شرکت دانش‌بنیان توسعه فناوری پلاسما، گروه محیط زیست
۳ شرکت دانش‌بنیان توسعه فناوری پلاسما، گروه بیولوژی
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: Mahdiyeh.Bakhtiyari@gmail.com

چکیده

این مطالعه اثربخشی پلاسمای سرد را به عنوان یک رویکرد نوین به منظور کاهش بار باکتریایی و مقاومت ضد میکروبی در پساب پرورش میگو مورد بررسی قرار داده است. تیمار پلاسمایی تحت تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) با مدت زمان‌های مختلف تا ۶۰ دقیقه بر روی نمونه‌ها اعمال شد. نتایج نشان داد که پلاسمای سرد جمعیت برخی از باکتریای‌ها، نظیر اکتینوباکتریا و پاراکوکوس را به طور مؤثر کاهش داد، به طوری که جمعیت پاراکوکوس در ۴۵ دقیقه به حذف کامل رسید. با این حال، جنس‌های دیگر مانند فلاوباکتریوم و سودوموناس مقاومت بالاتری نسبت به این تیمار نشان دادند. علاوه بر این، تیمار با پلاسما حساسیت باکتری‌های مقاوم به آنتی‌بیوتیک را افزایش داد، که نشان‌دهنده یک اثر هم‌افزایی در مبارزه با مقاومت ضد میکروبی است.

کلید واژه: پلاسمای سرد، آبزی پروری، بار باکتریایی.

Investigation of the Efficacy of Cold Plasma in Reducing Bacterial Load and Antimicrobial Resistance in Shrimp Aquaculture Wastewater

Mahdiyeh Bakhtiyari-Ramezani[1]*, Fatemeh Mohammadi[2], Narges Ziveh[2], Hanieh Eftekhari[3]
1 Atomic Energy Organization of Iran, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Plasma Physics and Nuclear Fusion Research School
2 Knowledge-Intensive Plasma Technology Development Company, Environment Department
3 Knowledge-Intensive Plasma Technology Development Company, Biology Department

***Corresponding e-mail:** Mahdiyeh.Bakhtiyari@gmail.com

Abstract

This study investigated the effectiveness of cold plasma as a novel approach for reducing bacterial load and addressing antimicrobial resistance in shrimp farm effluent. Samples were subjected to Dielectric Barrier Discharge (DBD) plasma treatment for various durations, up to 60 minutes. The results demonstrated that cold plasma effectively reduced the populations of certain bacteria, including *Actinobacteria* and *Paracoccus*. Complete elimination of *Paracoccus* was observed within 45 minutes. Conversely, other genera such as *Flavobacterium* and *Pseudomonas* exhibited greater resistance to this treatment. Furthermore, plasma treatment enhanced the sensitivity of antibiotic-resistant bacteria, suggesting a synergistic effect in combating antimicrobial resistance.

Keywords: Aquaculture, Bacterial load, Cold plasma.

مقدمه

مقاومت ضد میکروبی (AMR)[1] یک تهدید قابل توجه برای سلامت جهانی و محیط زیست محسوب می‌شود. استفاده گسترده از آنتی‌بیوتیک‌ها در آبزی‌پروری، به‌ویژه در پرورش میگو، به ظهور باکتری‌های مقاوم به آنتی‌بیوتیک در محیط‌های آبی کمک کرده است [۷; ۱۶]. این باکتری‌های مقاوم می‌توانند منابع آبی را آلوده کرده و خطراتی را برای سلامت انسان و اکوسیستم‌ها ایجاد کنند [۱۱]. روش‌های متداول تصفیه پساب، مانند کلرزنی، ممکن است باکتری‌های مقاوم به آنتی‌بیوتیک را به‌طور مؤثر حذف نکرده و می‌توانند محصولات جانبی ضدعفونی‌کننده مضر تولید کنند. بنابراین، نیاز مبرمی به فن‌آوری‌های جدید و سازگار با محیط زیست برای حل این مشکل وجود دارد [۳; ۱۳].

پلاسمای سرد، گازی تا حدی یونیزه شده حاوی غلظت بالایی از گونه‌های واکنش‌گر، به عنوان یک فن‌آوری امیدوارکننده برای ضدعفونی آب و غیرفعال کردن میکروارگانیسم‌ها ظاهر شده است. خواص منحصربه‌فرد پلاسمای سرد، از جمله توانایی آن در تولید گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن (RONS)، آن را در غیرفعال کردن طیف وسیعی از میکروارگانیسم‌ها مؤثر می‌سازد. علاوه بر این، تصفیه با پلاسمای سرد در مقایسه با روش‌های ضدعفونی سنتی، ضرر کمتری برای محیط زیست دارد [۴; ۸; ۱۵].

در حالی که مطالعات قبلی اثربخشی پلاسمای سرد را در غیرفعال کردن باکتری‌ها در محیط‌های مختلف نشان داده‌اند، کاربرد آن در پساب پرورش میگو نسبتاً ناشناخته باقی مانده است. این مطالعه با هدف بررسی اثربخشی پلاسمای تخلیه مانع دی‌الکتریک (DBD)[2] در کاهش بار باکتریایی و مقاومت ضد میکروبی در پساب مزارع میگو انجام می‌شود. به‌طور خاص، اثرات زمان‌های مختلف تیمار با پلاسمای سرد بر روی غیرفعال کردن گونه‌های فلاوباکتریوم (Flavobacterium)، اکتینوباکتریا (Actinobacteria)، پروتئوباکتریا (Proteobacteria)، پاراکوکوس (Paracoccus) و سودوموناس (Pseudomonas) مورد ارزیابی خواهد گرفت. با درک مکانیسم‌های عمل و بهینه‌سازی شرایط تیمار، این پژوهش به توسعه راهبردهای پایدار و مؤثر برای کنترل مقاومت ضد میکروبی در آبزی‌پروری کمک خواهد کرد.

مواد و روش‌ها / محاسبات /معادلات حاکم

در این مطالعه نمونه پساب، از یک مرکز تکثیر میگو در جاسک، ایران تهیه شد. نمونه‌ها برای مدت زمان‌های مختلف (۱۵، ۳۰، ۴۵ و ۶۰ دقیقه) در معرض پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) با ولتاژ ۱۶ کیلوولت و فرکانس ۱۱ کیلوهرتز قرار گرفتند. اثرات زمان‌های مختلف اعمال پلاسما بر کاهش فلاوباکتریوم (Flavobacterium)، اکتینوباکتریا (Actinobacteria)، پروتئوباکتریا (Proteobacteria)، پاراکوکوس (Paracoccus) و سودوموناس (Pseudomonas) مورد بررسی قرار گفت. باکتری‌های ذکر شده به ترتیب بر روی محیط‌های کشت R2A، استارچ کازئین آگار (Starch Casein Agar)، مک‌کانکی آگار (MacConkey Agar)، نیترات براث (Nitrate Broth) و سودوموناس ایزولیشن آگار (Pseudomonas Isolation Agar) کشت شدند. شناسایی باکتریایی با استفاده از آزمون‌های اکسیداز، کاتالاز، کاهش نیترات و تولید رنگدانه فلورسنت تأیید شد. شمارش باکتریایی با استفاده از رقت‌سازی سریالی و شمارش کلنی انجام شد. برای ارزیابی تأثیر تیمار پلاسما بر مقاومت آنتی‌بیوتیکی، آزمون حساسیت آنتی‌بیوتیکی با استفاده از دیسک‌های تتراسایکلین، استرپتومایسین، پنی‌سیلین، آزیترومایسین، سیپروفلوکساسین، سفالوسپورین و پیپتازید انجام گرفت.

نتایج و بحث

جدول ۱ پروفایل بیوشیمیایی جامعه باکتریایی در پساب پرورش میگو را ارائه می‌دهد. نتایج نشان‌دهنده جمعیت باکتریایی متنوعی با قابلیت‌های متابولیکی متفاوت است. غالب بودن باکتری‌های اکسیداز-مثبت نشان‌دهنده فعالیت تنفسی بالاست، در حالی که وجود باکتری‌های کاهش‌دهنده نیترات، مانند پاراکوکوس، نقش‌های بالقوه در چرخه نیتروژن را برجسته می‌کند [۹]. شناسایی سودوموناس با توانایی آن در تولید رنگدانه‌های فلورسنت، نقش بالقوه آن را در فرآیندهای زیست‌پالایی[3] پیشنهاد می‌کند. این تنوع در جوامع باکتریایی ممکن است کیفیت آب و سلامت کلی اکوسیستم را در سیستم‌های پرورش میگو تحت تأثیر قرار دهد [۵].

جدول ۱. پروفایل بیوشیمیایی جامعه باکتریایی در پساب پرورش میگو

	Identification Test			
Bacteria	oxidase	catalase	nitrate reduction	fluorescent pigment production

[1] Antimicrobial Resistance
[2] Dielectric barrier discharge
[3] Bioremediation

Flavobacterium	+			
Actinobacteria		+		
Proteobacteria		+		
Paracoccus	+	+	+	
Pseudomonas	+	+		+

جدول ۲ تجزیه و تحلیل جامعی از الگوهای حساسیت ضد میکروبی در میان ایزوله‌های باکتریایی از پساب پرورش میگو را ارائه می‌دهد. به‌طور قابل توجهی، شیوع بالایی از مقاومت به تتراسایکلین در چندین جنس باکتریایی مشاهده شد که نشان‌دهنده استفاده گسترده یا نادرست از آنتی‌بیوتیک در صنعت آبزی‌پروری است. علاوه بر این، داده‌ها مواردی از مقاومت چند دارویی را آشکار کردند، به‌ویژه در سودوموناس، که توسعه مکانیسم‌های مقاومت پیچیده را برجسته می‌کند. این یافته‌ها بر نیاز حیاتی به راهبردهای چند وجهی برای مبارزه با مقاومت آنتی‌بیوتیکی در آبزی‌پروری، از جمله مقررات سخت‌تر در مورد استفاده از آنتی‌بیوتیک، بررسی گزینه‌های درمانی جایگزین، و نظارت پیشرفته بر روندهای مقاومت آنتی‌بیوتیکی در محیط‌های آبی تأکید می‌کنند.

اثربخشی تیمار با پلاسمای سرد در کاهش بار باکتریایی در پساب پرورش میگو با شمارش واحدهای تشکیل‌دهنده کلنی (CFU) پس از قرار گرفتن در معرض مدت زمان‌های مختلف تیمار ارزیابی شد (جدول ۳). نتایج نشان داد که پلاسمای سرد به طور مؤثر جمعیت‌های برخی از جنس‌های باکتریایی، مانند اکتینوباکتریا و

جدول ۲. تجزیه و تحلیل جامع الگوهای حساسیت ضد میکروبی در میان ایزوله‌های باکتریایی از پساب پرورش میگو

	Bacteria				
Antibiotic	Fla	Act	Pro	Par	Pse
Tetracycline	S		R	S	R
Penicillin					
Streptomycin		S			
Azithromycin		R			
Ciprofloxacin			S		
Cephalosporin				R	
Peptazide					S
Abbreviations	Fla: Flavobacterium, Act: Actinobacteria Pro: Proteobacteria, Para: Paracoccus, Pse: Pseudomonas, S: Sensitive, R: Resistance				

پاراکوکوس، را کاهش داد، در حالی که برخی دیگر، مانند پروتئوباکتریا و سودوموناس، مقاومت بالاتری از خود نشان دادند. این تفاوت‌ها در حساسیت باکتریایی نسبت به پلاسمای سرد را می‌توان به ویژگی‌های ساختاری و فیزیولوژیکی آن‌ها نسبت داد [۶].

باکتری‌های گرم-مثبت، مانند اکتینوباکتریا و پاراکوکوس، به دلیل دیواره سلولی ضخیم پپتیدوگلیکانی خود، نسبت به عوامل خارجی حساس‌تر هستند. پلاسمای سرد با تولید گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن، به این دیواره سلولی آسیب می‌زند که منجر به تخریب آن می‌شود. در مقابل، باکتری‌های گرم-منفی مانند پروتئوباکتریا و سودوموناس دارای غشای بیرونی لیپوپلی‌ساکاریدی هستند که به عنوان یک سد محافظ در برابر عوامل خارجی عمل می‌کند. علاوه بر این، برخی باکتری‌ها دارای مکانیسم‌های ترمیم DNA و پروتئین هستند که به آن‌ها اجازه می‌دهد آسیب‌های ناشی از پلاسمای سرد را ترمیم کنند [۱۴].

بیوفیلم‌ها نیز نقش مهمی در افزایش مقاومت باکتریایی نسبت به پلاسمای سرد ایفا می‌کنند. بیوفیلم‌ها ساختارهای پیچیده‌ای هستند که از تجمع سلول‌های باکتریایی و مواد خارج سلولی تشکیل می‌شوند. این ساختارها به عنوان یک سد فیزیکی عمل کرده و از سلول‌های باکتریایی در برابر ضدعفونی‌کننده‌ها محافظت می‌کنند. علاوه بر این، بیوفیلم‌ها می‌توانند محیط محلی را تغییر داده و مقاومت باکتریایی را نسبت به عوامل استرس‌زا افزایش دهند [۲; ۱۲].

فعالیت متابولیکی باکتریایی نیز بر حساسیت آن‌ها نسبت به پلاسمای سرد تأثیر می‌گذارد. باکتری‌هایی با فعالیت متابولیکی بالا ممکن است نسبت به آسیب ناشی از پلاسمای سرد حساس‌تر باشند، زیرا پلاسما می‌تواند فرآیندهای متابولیکی را مختل کند [۱۰].

در نتیجه، مقاومت باکتریایی نسبت به پلاسمای سرد تعاملی پیچیده از عوامل مختلف از جمله ساختار سلولی، فعالیت متابولیکی، تشکیل بیوفیلم و مکانیسم‌های ترمیم است. برای غلبه بر این مقاومت، می‌توان ترکیبی از روش‌های ضدعفونی یا بهینه‌سازی پارامترهای تیمار با پلاسمای سرد را به کار گرفت. پلاسمای سرد، به عنوان یک فن‌آوری نوظهور، پتانسیل بالایی برای کاهش آلودگی میکروبی در صنایع مختلف از جمله آبزی‌پروری دارد. با این حال، درک کامل از مکانیسم‌های مقاومت باکتریایی و بهینه‌سازی پارامترهای تیمار برای کاربرد مؤثر آن حیاتی هستند [۱].

جدول ۳. اثربخشی تیمار با پلاسمای سرد در کاهش بار باکتریایی در پساب پرورش میگو

Bacteria	Plasma treatment time			
	15 minutes	30 minutes	45 minutes	60 minutes
Flavobacterium	10^6	10^6	10^5	10^5
Actinobacteria	10^6	10^3	768	0
Proteobacteria	10^6	10^5	10^4	10^4
Paracoccus	10^6	10^2	0	0
Pseudomonas	10^6	10^6	10^6	10^6

در حالی که تیمار با پلاسمای سرد به طور مؤثر جمعیت‌های برخی از جنس‌های باکتریایی، مانند اکتینوباکتریا و پاراکوکوس، را کاهش داد، برخی گونه‌ها مانند سودوموناس و فلاوباکتریوم مقاومت بالاتری نشان دادند. با این حال، آزمون حساسیت آنتی‌بیوتیکی بعدی، افزایش قابل توجهی در حساسیت آنتی‌بیوتیکی در میان تمام ایزوله‌های باکتریایی، از جمله آن‌هایی که قبلاً مقاوم بودند، را آشکار کرد. این اثر هم‌افزایی (سینرژیک) نشان می‌دهد که تیمار با پلاسمای سرد می‌تواند باکتری‌های مقاوم را نسبت به آنتی‌بیوتیک‌ها حساس کند، که به طور بالقوه اثربخشی درمان‌های ضد میکروبی سنتی را در تصفیه پساب پرورش میگو افزایش می‌دهد. تحقیقات بیشتری برای روشن شدن مکانیسم‌های اساسی این پدیده و برای بهینه‌سازی ترکیب پلاسمای سرد و آنتی‌بیوتیک‌ها جهت غیرفعال‌سازی مؤثر باکتریایی لازم است.

نتیجه‌گیری

این مطالعه پتانسیل پلاسمای سرد را به عنوان یک رویکرد نوین برای کنترل باکتریایی و مقابله با مقاومت آنتی‌بیوتیکی در پساب پرورش میگو بررسی کرد. یافته‌ها تأیید می‌کنند که تیمار با پلاسمای سرد به طور مؤثری جمعیت باکتری‌های خاصی را کاهش می‌دهد و پتانسیل آن را به عنوان یک روش ضدعفونی امیدوارکننده نشان می‌دهد. از نظر کمی، کاهش قابل توجه ۳-لگاریتمی برای پاراکوکوس در مدت تنها ۳۰ دقیقه حاصل شد که منجر به حذف کامل تا ۴۵ دقیقه شد. جمعیت اکتینوباکتریا نیز پس از ۶۰ دقیقه تیمار حذف شد. با این حال، فلاوباکتریوم (CFU ۱۰۵ باقی‌مانده) و سودوموناس (CFU ۱۰۶ باقی‌مانده) پس از ۶۰ دقیقه مقاومت بالاتری نشان دادند (کاهش ۱-لگاریتمی برای فلاوباکتریوم) ، که ناشی از حساسیت متغیر باکتری‌ها احتمالاً به دلیل ساختار سلولی، فعالیت متابولیکی و تشکیل بیوفیلم است. نکته مهم این است که این مطالعه یک اثر هم‌افزایی را نشان داد: تیمار با پلاسما حساسیت باکتری‌هایی که قبلاً نسبت به آنتی‌بیوتیک‌ها (مانند تتراسایکلین، سفالوسپورین) مقاوم بودند را افزایش داد، که نشان می‌دهد ترکیب پلاسمای سرد و آنتی‌بیوتیک‌ها می‌تواند یک راهبرد قدرتمند باشد. در حالی که پلاسمای سرد جایگزینی دوستدار محیط زیست برای ضدعفونی‌کننده‌های شیمیایی سنتی ارائه می‌دهد، بهینه‌سازی پارامترها و درک مکانیسم‌های مقاومت برای کاربرد مؤثر آن در محیط‌های آبزی‌پروری حیاتی است.

مرجع‌ها

[1] Bourke, P., Ziuzina, D., Han, L., Cullen, P., & Gilmore, B. F. (2017). Microbiological interactions with cold plasma. *Journal of applied microbiology, 123*(2), 308-324.

[2] Gilmore, B. F., Flynn, P. B., O'Brien, S., Hickok, N., Freeman, T., & Bourke, P. (2018). Cold plasmas for biofilm control: opportunities and challenges. *Trends in biotechnology, 36*(6), 627-638.

[3] Huang, J.-J., Hu, H.-Y., Wu, Y.-H., Wei, B., & Lu, Y. (2013). Effect of chlorination and ultraviolet disinfection on tetA-mediated

bacterial contaminants relevant to cereal grain production. *Innovative Food Science & Emerging Technologies, 44*, 36-45.

[11] Mosaka, T. B., Unuofin, J. O., Daramola, M. O., Tizaoui, C., & Iwarere, S. A. (2023). Inactivation of antibiotic-resistant bacteria and antibiotic-resistance genes in wastewater streams: Current challenges and future perspectives. *Frontiers in Microbiology, 13*, 1100102.

[12] Stewart, P. S. (2002). Mechanisms of antibiotic resistance in bacterial biofilms. *International journal of medical microbiology, 292*(2), 107-113.

[13] Umar, M. (2022). From conventional disinfection to antibiotic resistance control—status of the use of chlorine and UV irradiation during wastewater

treatment. *International Journal of Environmental Research and Public Health, 19*(3), 1636.

[14] Varalakshmi, B., Shanmugapriya, A., Karpagam, T., Suganya, V., Firdous, J., Arumugam, V. A., . . . Saradhasri, V. (2022). Bacterial Fish Diseases and Treatment. In *Aquaculture Science and Engineering* (pp. 517-572): Springer.

[15] Xu, H., Ma, R., Zhu, Y., Du, M., Zhang, H., & Jiao, Z. (2020). A systematic study of the antimicrobial mechanisms of cold atmospheric-pressure plasma for water disinfection. *Science of the Total Environment, 703*, 134965.

[16] Yang, Y., Wan, K., Yang, Z., Li, D., Li, G., Zhang, S., . . . Yu, X. (2020). Inactivation of antibiotic resistant Escherichia coli and degradation of its resistance genes by glow discharge plasma in an aqueous solution. *Chemosphere, 252*, 126476.

tetracycline resistance of Escherichia coli. *Chemosphere, 90*(8), 2247-2253.

[4] Kaushik, N., Mitra, S., Baek, E. J., Nguyen, L. N., Bhartiya, P., Kim, J. H., . . . Kaushik, N. K. (2023). The inactivation and destruction of viruses by reactive oxygen species generated through physical and cold atmospheric plasma techniques: Current status and perspectives. *Journal of Advanced Research, 43*, 59-71.

[5] Kemp, P. F., Cole, J. J., Sherr, B. F., & Sherr, E. B. (1993). *Handbook of methods in aquatic microbial ecology*: CRC press.

[6] Laroussi, M., Bekeschus, S., Keidar, M., Bogaerts, A., Fridman, A., Lu, X., . . . Miller, V. (2021). Low-temperature plasma for biology, hygiene, and medicine: Perspective and roadmap. *IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences, 6*(2), 127-157.

[7] Li, H., Song, R., Wang, Y., Zhong, R., Zhang, Y., Zhou, J., . . . Zhu, L. (2021). Inhibited conjugative transfer of antibiotic resistance genes in antibiotic resistant bacteria by surface plasma. *Water research, 204*, 117630.

[8] Liao, X., Su, Y., Liu, D., Chen, S., Hu, Y., Ye, X., . . . Ding, T. (2018). Application of atmospheric cold plasma-activated water (PAW) ice for preservation of shrimps (Metapenaeus ensis). *Food Control, 94*, 307-314.

[9] Liu, Y., Saitoh, S.-I., Radiarta, I. N., Igarashi, H., & Hirawake, T. (2014). Spatiotemporal variations in suitable areas for Japanese scallop aquaculture in the Dalian coastal area from 2003 to 2012. *Aquaculture, 422*, 172-183.

[10] Los, A., Ziuzina, D., Boehm, D., Cullen, P. J., & Bourke, P. (2017). The potential of atmospheric air cold plasma for control of

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P6-03

مقایسه ویژگی‌های پلاسمای اتمسفری انتقالی هلیوم و آرگون با تحریک AC

سینا لطفیان سورکی [۱] ، فرشاد صحبت زاده [۱و*] ، فاطمه جمشیدی آلاشتی[۱]
[۱] گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران،بابلسر sinalotfian.umz@gmail.com
fatemeh.jamshidi.alashti.1997@gmail.come
* آدرس رایانامه نویسنده مسئول: f.sohbat@umz.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، با بهره‌گیری از برانگیزش متناوب منبع تغذیه و گازهای هلیوم و آرگون با خلوص‌های ۹۹.۹۹۹٪ و ۹۹.۹۹٪، ساختار جت پلاسمای انتقالی به منظور اندازه‌گیری ولتاژ-جریان، میدان الکتریکی، توان، دما و فعالیت ضدمیکروبی مورد بررسی قرار گرفت. با استفاده از تیوب انعطاف‌پذیر و سیم مسی کمکی، تاثیر این نوع پلاسما بر پارامترهای فیزیکی و الکتریکی تحلیل شد. نتایج نشان داد که این روش می‌تواند در توسعه کاربردهای پزشکی و درمانی پلاسما مؤثر باشد. خاصیت‌های بیولوژیکی این نوع پلاسما، از قبیل توانایی در از بین بردن آفت‌های دهانی، جلوگیری از رشد سلول‌های سرطانی و بی‌اثرسازی میکروارگانیسم‌های مضر در داخل بافت‌های بدن، نشان‌دهنده پتانسیل بالای آن در حوزه پلاسماپزشکی است. این مطالعه چشم‌اندازی جدید جهت بهره‌برداری بالینی از فناوری‌های پلاسما در درمان‌های موضعی و بهبود سلامت عمومی ارائه می‌دهد.

کلید واژه: پلاسمای انتقالی، پلاسمای سرد، جت پلاسمای فشار اتمسفری

Comparison of the Characteristics of Helium and Argon Transporting Atmospheric Plasma with AC Excitation

Sina lotfian [1] , Farshad sohbatzadeh [1,*] and Fatemeh Jamshidi [1]
[1] Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Science, University of Mazandaran, Babolsar, Iran
*Corresponding e-mail: **f.sohbat@umz.ac.ir**

Abstract

In this study, using alternating excitation of the power supply and helium and argon gases with purity of 99.99% and 99.9%, the structure of the transmitted plasma jet was investigated to measure the voltage-current, electric field, power, temperature and antimicrobial activity. Using a flexible tube and an auxiliary copper wire, the effect of this type of plasma on physical and electrical parameters was analyzed. The results showed that this method can be effective in the development of medical and therapeutic applications of plasma. The biological properties of this type of plasma, such as the ability to eliminate oral ulcers, inhibit the growth of cancer cells and neutralize harmful microorganisms inside body tissues, indicate its high potential in the field of plasma medicine. This study provides a new perspective for the clinical use of plasma technologies in local treatments and improving public health.

Keywords: Transporting plasma, cold plasma, Atmospheric pressure plasma jet

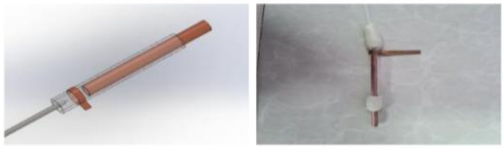
مقدمه

پلاسمای انتقالی اصطلاحا به پلاسمایی گفته می‌شود که ذرات در حال جابجایی یا انتقال از نقطه‌ای به نقطه‌ی دیگر می‌باشد. این انتقال می‌تواند به وسیله‌ی میدان الکتریکی یا مغناطیسی، تغییرات دمایی و یا فشار رخ دهد و یا به وسیله‌ی ابزار دیگر مانند سیم کمکی صورت گیرد. از کاربردهای این نوع پلاسما می‌توان به فناوری‌های فضایی و مهندسی سطوح، صنعت نساجی، الکترونیک و غیره نام برد. در زمینه پزشکی، از پلاسمای انتقالی می توان برای درمان

زخم‌ها و بیماری‌های پوستی، ضد عفونی کردن زخم‌ها، انعقاد خون و و بازسازی بافت، درمان سرطان، از بین بردن باکتری، استریلیزه کردن ابزار و موارد دیگر استفاده کرد. در سال ۲۰۲۲ هنری و همکاران[۱] به بررسی اثر پلاسمای انتقالی با گاز هلیوم در مجاری صفرای مصنوعی پرداختند و نتایج تاثیرگذاری مثبت این روش استفاده از پلاسما را گزارش دادند. در سال ۲۰۱۵ نیز کوستو و همکاران[۲] پلاسمای انتقالی را برای مصارف پزشکی مورد بررسی قرار دادند. آنها در پیکربندی خود از تیوب انعطاف‌پذیر به طول ۴ متر و سیم کمکی درون آن استفاده کردند که گاز مصرفی نیز آرگون بوده است. ما در این مطالعه، پلاسمای انتقالی را با استفاده از الکترود کمکی به طول ۹۰ سانتی‌متر درون یک تیوب انعطاف‌پذیر تولید کرده و ویژگی‌های الکتریکی این پلاسما و همچنین بی‌اثرسازی باکتری در استفاده از پلاسمای آرگون و هلیوم را مورد بررسی قرار دادیم.

مواد و روش ها

پیکربندی سیستم پلاسمای انتقالی در این مطالعه، شامل یک شیشه کوارتز استوانه‌ای شکل، به طول ۱۰ سانتی‌متر و قطر داخلی ۵ و خارجی ۷ میلی‌متر است که یک تیوب مویین سیلیکونی به یک انتهای آن متصل شده است. درون این تیوب مویین یک سیم مسی به عنوان سیم کمکی آزادانه قرار دارد. نقش این سیم کمکی، کمک به یونیزاسیون بهتر و انتشار پلاسما در نقطه دورتر است. در انتهای دیگر این شیشه کوارتز، یک استوانه ی توخالی از جنس مس قرار دارد، که گاز مورد استفاده در این مطالعه (هلیوم و آرگون) از طریق آن وارد شیشه می‌شود. همچنین این استوانه نقش الکترود ولتاژ بالا را نیز دارد. بر روی این استوانه کوارتز، یک ورقه مس به صورت حلقه‌ای نیز به عنوان الکترود زمین مورد استفاده قرار می‌گیرد. نمره‌ی این سیم کمکی مسی ۰/۲ میلی‌متر بوده و تا ۵ میلی‌متر از انتهای تیوب انعطاف‌پذیر ادامه دارد و از آن خارج نمی‌شود.



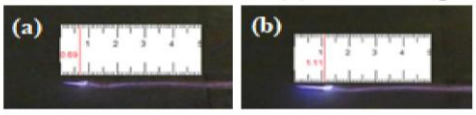
شکل ۱. شماتیک و تصویر واقعی پیکربندی استفاده شده برای پلاسمای انتقالی

پلاسما در سه ناحیه‌ی درون شیشه، در طول تیوب و از نوک انتهایی سیم کمکی به طرف خارج تشکیل می‌شود.

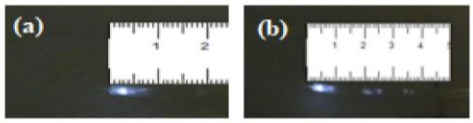
از یک تیوب انعطاف‌پذیر سیلیکونی با قطر خارجی ۴ و داخلی ۲ میلی‌متر به طول ۹۰ سانتی‌متر جهت انتقال گاز هلیوم و آرگون استفاده شد. در این مطالعه، مشخصات فیزیکی جت پلاسمای انتقالی اندازه گیری شد که شامل اندازه گیری طول جت، ولتاژ-جریان، میدان‌های طولی و عرضی،دما و فعالیت ضد میکروبی بوده است.

بحث

ابتدا از طول جت پلاسمای انتقالی گاز هلیوم با شار ۱۰ لیتر بر دقیقه در دو جریان مصرفی منبع تغذیه ۱ و ۱.۲ آمپر عکس برداری شد و سپس از طول جت پلاسمای انتقالی گاز آرگون با شار ۳ لیتر بر دقیقه با همان جریان‌های قبلی، تصاویر ثبت شدند.



شکل ۲. تصاویر طول جت پلاسما با گاز هلیوم و شار ۱۰ لیتر بر دقیقه و جریان مصرفی منبع تغذیه ۱ آمپر (a) و ۱.۲ آمپر (b)

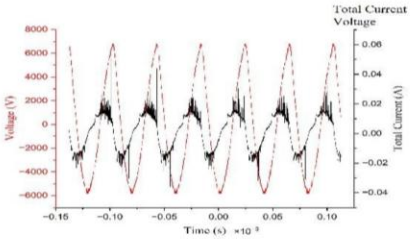


شکل ۳. تصاویر طول جت پلاسما با گاز آرگون و شار ۳ لیتر بر دقیقه و جریان مصرفی منبع تغذیه ۱ آمپر (a) و ۱.۲ آمپر (b).

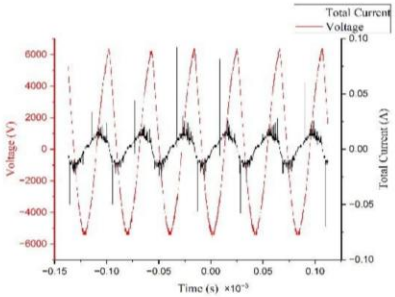
همان طور که مشاهده می شود بر اساس نتایج حاصل از اندازه گیری ها، جت پلاسمای انتقالی گاز هلیوم، بسیار واضح‌تر و پایدارتر بوده است. تصاویر طول جت اندازه گیری شده نشان می‌دهند که طول نازل پلاسمای گاز آرگون نسبت به گاز هلیوم به طور قابل‌توجهی کوتاه‌تر است. همچنین، گاز هلیوم در جریان ۱.۲ آمپر دارای بلند ترین طول نازل (۱.۱۱ سانتی‌متر)، نسبت به سایرین بوده است. قابل ذکر است که افزایش شار گاز، منجر به افزایش طول جت پلاسما شده است، که این تغییرات می‌تواند به چگالی الکترون‌های مرتبط باشد. حرکت گلوله پلاسمایی و در نتیجه طول نازل پلاسمای، تحت تاثیر شدت و توزیع زمانی و فضایی چگالی الکترون‌ها قرار دارد. با افزایش جریان ،

می‌توان توزیع چگالی الکترون‌ها را بهبود داد، که منجر به طولانی‌تر شدن نازل پلاسمای می‌شود[۳].

در این مطالعه، برای اندازه‌گیری منحنی مشخصه ولتاژ-جریان از دو پروب P6015A Tektronix استفاده شده است که یکی به الکترود ولتاژ بالا و دیگری به الکترود زمین متصل بود. با کم کردن این دو مقدار از هم، مقادیر اختلاف ولتاژ دو الکترود بدست آمد. سپس با استفاده از نرم‌افزار اوریجین، قسمت سینوسی جریان خازنی را از جریان کل کم کرده تا جریان تخلیه پلاسما به دست آید. در ادامه، مقیاس زمانی را تا ۲ الی ۳ قله کوچکتر کرده که می توان نمودار های رسم شده با جریان خازنی برازش شده سینوسی و جریان تخلیه را برای مقایسه مشاهده کرد.



شکل ۴. نمودار اختلاف ولتاژ دو الکترود و جریان کل گذرنده از الکترودها بر حسب زمان گاز هلیوم با تیوب قطر داخلی ۲ و خارجی ۴ میلی‌متر و شار ۱۰ لیتر بر دقیقه.



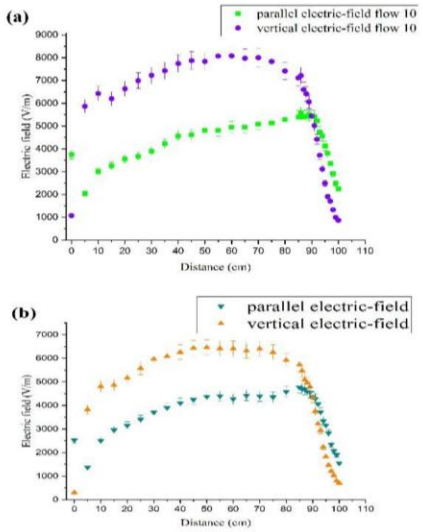
شکل ۵. نمودار اختلاف ولتاژ دو الکترود و جریان کل گذرنده از الکترودها بر حسب زمان گاز آرگون با تیوب قطر داخلی ۲ و خارجی ۴ میلی‌متر و شار ۳ لیتر بر دقیقه.

هم چنین برای دو گاز هلیوم و آرگون، توان پلاسما را با برانگیزش AC محاسبه و مورد بررسی قرار گرفته شد. توان ایجاد پلاسما را، با ضرب اختلاف ولتاژ دو الکترود و جریان تخلیه بدست آورده و توان مصرفی کل را، با ضرب اختلاف ولتاژ دو الکترود و جریان کل اندازه‌گیری شده، محاسبه شده است. نتایج حاصل از محاسبه و اندازه گیری توان در جدول زیر نمایش داده شده است.

نوع گاز	توان منبع تغذیه (W)	توان تزریق شده به پلاسما (W)
گاز هلیوم با شار ۱۰ لیتر بر دقیقه	۳۸.۵۱	۱۰.۱۴
گاز آرگون با شار ۳ لیتر بر دقیقه	۲۷.۹	۹.۴۴

طبق توان‌های اندازه‌گیری شده می‌توان گفت که به علت پایین بودن توان، پلاسما داغ نبوده و برای مصارف پزشکی می‌توان از آن استفاده کرد و خطری از بابت ایمنی بیمار را تهدید نمی‌کند.

از دستگاه AC ELECTRIC FIELD METER شرکت AlphaLab Inc. برای اندازه‌گیری میدان الکتریکی استفاده شد. نتایج حاصل از اندازه‌گیری میدان‌های الکتریکی عرضی و طولی جت پلاسمای انتقالی هلیوم و آرگون در شکل ۶ نشان داده شده است.

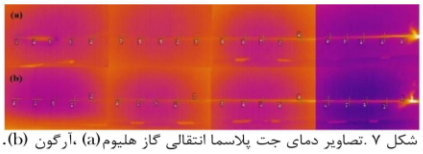


شکل۶. نمودارهای مربوط به میدان الکتریکی موازی و عمود پلاسما با گازهای هلیوم (a) و آرگون (b).

میدان الکتریکی عمودی و موازی ، از نظر رفتار به مانند یکدیگر عمل کرده و در طول تیوب روند افزایش پیدا کرده و در انتها پس از خروج جت پلاسما از تیوب، به شدت کاهش پیدا کرد. همچنین قابل اشاره است که میدان الکتریکی پلاسمای هلیوم از پلاسمای آرگون بیشتر بوده است. برای هر دو گاز، مشاهده می‌شود که میدان عمودی

چندین مرتبه بزرگتر از میدان موازی است. به دلایلی مختلف، نازل‌های پلاسمای در فشار اتمسفری دارای میدان الکتریکی عمودی بسیار قوی‌تر نسبت به میدان موازی هستند. در ناحیه پایین‌دست، طراحی میدان متقاطع، انتقال الکترون و شیمی پلاسمای را بهبود می‌بخشد، زیرا میدان الکتریکی عمود بر جریان گاز است[۴].

همچنین، با استفاده از دوربین حرارتی، عکس‌های مربوط دمای پلاسما در طول تیوب گرفته شد.

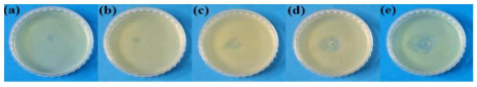


شکل ۷ .تصاویر دمای جت پلاسما انتقالی گاز هلیوم(a) ،آرگون (b).

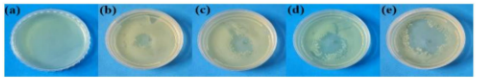
همان‌طور که مشاهده شد، در طول لوله انتقال و منطقه تشکیل نازل، تفاوت دمای قابل توجهی وجود ندارد. دما در سراسر لوله و در نوک نازل تقریباً یکسان باقی می‌ماند و تغییرات قابل ملاحظه‌ای نشان نمی‌دهد، که نشان‌دهنده عملکرد پایدار راکتور است. گونه های واکنش‌پذیر اکسیژن و نیتروژن با دماهای گازی نزدیک یا معادل دمای اتاق توسط نازل‌های پلاسمای هوای سرد در فشار اتمسفری تولید می‌شوند، که این امر آنها را برای کاربردهایی مانند پزشکی پلاسمای بسیار محبوب می‌سازد[۵].

همچنین از جت پلاسمای انتقالی تشکیل شده، برای بی‌اثرسازی باکتری‌های *E.coli* در زمان‌های مختلف با استفاده از دو گاز هلیوم و آرگون استفاده شد.

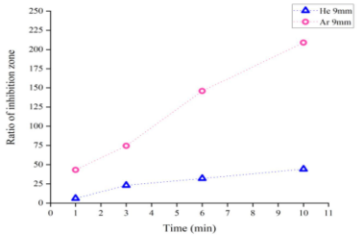
در مورد بی‌اثرسازی باکتری نیز می‌توان گفت، گاز آرگون تاثیر بسیار بیشتری در از بین بردن باکتری داشته و مساحت بیشتری را پاکسازی کرده است. همچنین به وضوح تاثیرگذاری پلاسما در بی‌اثر کردن باکتری قابل مشاهده است.



شکل ۶. نمونه باکتری پس از (a)۱ دقیقه، (b) ۳ دقیقه، (c) ۶ دقیقه و (d)۱۰دقیقه پردازش با جت پلاسمای هلیوم با شار ۱۵ لیتر بر دقیقه.



شکل۷. نمونه باکتری پس از (a) ۱ دقیقه، (b) ۳ دقیقه، (c) ۶ دقیقه و (d) ۱۰ دقیقه پردازش با جت پلاسمای آرگون با شار ۳ لیتر بر دقیقه.



شکل ۸. هاله عدم رشد باکتری E.coli برای گاز های هلیوم و آرگون در فاصله ۹ میلی متر بر حسب زمان.

نتیجه‌گیری

بر اساس داده‌ها و نمودارهایی که مشاهده شد، عدم وجود خطرات الکتریکی و حرارتی در این سیستم جت پلاسمای انتقالی، می‌توان نتیجه گرفت که این سیستم قابل بکارگیری در پلاسما پزشکی برای از بین بردن آفت دهان، جلوگیری از رشد سلول‌های سرطانی در داخل بافت و بی‌اثر سازی میکروارگانیسم‌های مضر از داخل بافت بدن می‌باشد.

مرجع ها

1. Decauchy, H., et al., *Cold plasma endoscopy applied to biliary ducts: Feasibility risk assessment on human-like and porcine models for the treatment of cholangiocarcinoma.* Journal of Physics D: Applied Physics, 2022. **55**(45): p. 455401.
2. Kostov, K.G., M. Machida, V. Prysiazhnyi, and R.Y. Honda, *Transfer of a cold atmospheric pressure plasma jet through a long flexible plastic tube.* Plasma Sources Science and Technology, 2015. **24**(2): p. 025038.
3. Nguyen, D.B., Q.H. Trinh, W.G. Lee, and Y.S. Mok, *Analysis of an Ar plasma jet in a dielectric barrier discharge conjugated with a microsecond pulse.* Plasma Science and Technology, 2019. **21**(9): p. 095401.
4. Walsh, J.L. and M.G. Kong, *Contrasting characteristics of linear-field and cross-field atmospheric plasma jets.* Applied Physics Letters, 2008. **93**(11).
5. Lu, X., et al., *Cold atmospheric-pressure air plasma jet: Physics and opportunities.* Physics of Plasmas, 2021. **28**(10).

توان پلاسمای اتمسفری سرد آرگون در درمان زخم پای دیابتی(گزارش موردی)

محبوبه آیت‌اللهی۱ *، مهدی شریفیان۲ ، محمدرضا خانی۳
۱ و ۲ یزد- بلوار دانشگاه- دانشگاه یزد – دانشکده فیزیک
۳ تهران- دانشگاه شهید بهشتی- پژوهشکده لیزر و پلاسما
*m.ayatollahi@stu.yazd.ac.ir

چکیده

زخم پای دیابتی یکی از پیامدهای جدی بیماری دیابت برای مبتلایان است که می‌تواند حتی به قطع عضو یا دفورمه شدن پا منجر شود که زندگی عادی بیمار را مختل می‌کند. در این مطالعه سه سو کور یک بیمار خانم ۵۶ ساله مبتلا به زخم دیابتی گرید ۴ به مقیاس وگنر تحت درمان با پلاسمای سرد اتمسفری آرگون قرار گرفت که طی هشت جلسه درمان سطح زخم کاهش ۸۵ درصدی و بار باکتریایی زخم کاهش بیش از ۵۰ درصد بدون توجه به نوع باکتری داشت.

کلید واژه: پلاسمای اتمسفری سرد، زخم پای دیابتی، پلاسمای پزشکی

The power of cold atmospheric argon plasma in treating foot ulcers (Case report)

Mahboobeh Ayatollahi 1, Mehdi Sharifiyan 2, Mohammadreza Khani 3

*m.ayatollahi@stu.yazd.ac.ir

Abstract

Foot ulcers are one of the dangerous consequences of the disease for sufferers, which can even lead to amputation or deformity, disrupting the patient's normal life. In this triple-blind study, a 56-year-old female patient with a grade 4 diabetic ulcer on the Wegener scale was treated with cold atmospheric argon plasma. Over eight treatment sessions, the wound surface area was reduced by 85% and the wound bacterial load was reduced by more than 50%, regardless of the type of bacteria.

مقدمه

حدود ۳/۹ درصد از مرگ و میرهای سالانه مربوط به بیماری‌های غیرواگیر در سراسر جهان مربوط به دیابت[1] است.. همچنین عوارض قابل‌توجهی داشته و کیفیت زندگی بیماران را مختل می‌کند. سندرم پای دیابتی[2] به طور مستقیم به دیابت مربوط است و باعث عوارض قابل توجه و همچنین بار اقتصادی و اجتماعی می‌شود. DFS یکی از عوارض عمده دیابت است و پیدایش آن در مرحله تشخیص اولیه دیابت نوع دو معمول است[۱, ۲]. به عنوان یک بیماری متابولیک معمولاً باعث زخم‌های مزمنی شده که

1.Diabet
2. Diabetic foot syndrome (DFS)

منجر به افزایش قطع اندام تحتانی می‌شود. علاوه بر این، نوروپا، ترومای جزئی، بیماری شریانی محیطی، فشار غیرطبیعی پا، تحرک محدود مفصل و بدشکلی پا نیز با دیابت مرتبط است که به عنوان یک بار سلامت ملی و جهانی در نظر گرفته می‌شود[۳]. البته در میان تمام عوارض احتمالی دیابت نوع۲، DFS دلیل اصلی بستری شدن بیمار در بیمارستان است. خطر ابتلا به زخم پای دیابتی در بین تمام بیماران دیابتی در طول زندگیشان ۲۵ درصد است که اکثریت آنها طی چهار سال از تشخیص اولیه نیاز به قطع عضو دارند. قطع عضو اصلی در بیماران مبتلا به دیابت نوع ۲ در مقایسه با افراد غیردیابتی، حدود ۳۰ تا ۴۰ برابر بیشتر است. نرخ مرگ و میر پنج ساله پس از قطع عضو بین ۳۹ تا ۶۸ درصد برآورد شده است[۲]. پلاسمای اتمسفری سرد نگاهی نو در بهبود زخم است[۴] پلاسماهای فشار اتمسفر سرد[3] دارای ترکیبی از عوامل فعال بیولوژیکی متنوع هستند که به عنوان ابزاری برای کاربردهای مختلف بیولوژیکی و پزشکی به دلیل ظرفیت آن در کاهش بار باکتریایی در زخم و شروع بهبود زخم پیشنهاد می‌شوند[۵-۷]. استفاده از پلاسمای فیزیکی دو رویکرد را ممکن می‌سازد: ۱- استفاده از روش‌های مبتنی بر پلاسما برای درمان برای پانسمان‌های خاص و ۲- کاربرد مستقیم پلاسمای فیزیکی در بدن انسان یا حیوان به منظور استفاده از آن. مزایای درمانی کاربرد آن در مقالات زیادی گزارش شده است که آن را درمانی بسیار امیدوارانه می‌دانند[۵]. اثرات بیولوژیکی CAP تا حد زیادی به گونه‌های واکنش‌دهنده تولیدشده توسط پلاسما در فاز گاز وابسته است که منتشر شده یا با آن واکنش نشان می‌دهند. انتظار می‌رود که گونه‌های فعال اکسیژن[4]، مانند ازن، رادیکال‌های هیدروکسیل، سوپراکسید و اکسیژن منفرد و گونه‌های نیتروژن فعال[5]، مانند اکسیدنیتریک یا پراکسی‌نیتریت، به عنوان ترکیبات فعال عمل کنند[۴, ۷]. از آنجایی که پلاسماهای حرارتی می‌توانند به دمای بسیار بالایی برسند، برای کاربرد ملایم برای سلول‌های زنده، بافت‌ها یا ابزار پزشکی حساس به دما مناسب نیستند. فقط پلاسماهای غیرحرارتی برای چنین کاربردهای زیست‌پزشکی، مناسب هستند.

پلاسماهای فشار اتمسفر سرد دارای ترکیبی از عوامل فعال بیولوژیکی متنوع هستند که به عنوان ابزاری برای کاربردهای مختلف بیولوژیکی و پزشکی به دلیل ظرفیت آن در کاهش بار باکتریایی در زخم و شروع بهبود زخم پیشنهاد می‌شوند[۵-۷].

پلاسما، با استفاده از انرژی، معمولاً به شکل میدان‌های الکترومغناطیسی یا گرما، برای یونیزه کردن مولکول‌های گاز در فشارها و دماهای مختلف تولید می‌شود. CAP پرکاربردترین نوع پلاسما را برای اهداف درمانی، شامل کاربرد در درمان سرطان، انعقاد خون، غیرفعال‌کننده باکتری‌های مختلف، از جمله استافیلوکوک مقاوم به متی‌سیلین با مقاومت چند دارویی قوی، و همچنین رسیدگی به عفونت‌های قارچی و تسهیل ترمیم زخم را شامل می‌شود[۸].

مواد و روش‌ها

این مطالعه دارای کد اخلاق و منطبق بر دستورالعمل‌های استاندارد در مرکز پژوهشی و آموزشی_درمانی خانی در شهرستان یزد در حال انجام است. نمونه مورد مطالعه خانمی ۵۶ ساله مبتلا به دیابت نوع دو به مدت ۱۰ سال است. برای کنترل قند خون هم از دارو و هم تزریق انسولین استفاده می‌کند. کاهش بینایی عارضه دیگر ابتلای بیمار به دیابت علاوه بر زخم پا است. بیمار دارای سابقه زخم و بستری در بیمارستان بوده و شاخص پایی بازویی بیمار اسکیمی خفیف را در هر دو پا نشان می‌دهد و سوزش و لمس پا را حس نکرده و ناهماهنگی حرکتی دارد. زخم پای او در هنگام ورود به مطالعه، گرید چهار با معیار وگنر و مساحت ۲ سانتی‌مترمربع و عمق ۲ میلی‌متر و به مرحله نکروز رسیده بود. در این پژوهش از یک عدد جت پلاسمای سرد فشار اتمسفری تک ارایه استفاده شد. گاز مصرفی این جت آرگون است که خلوص آن در حدود پنج و ولتاژ کاری این جت سینوسی، فرکانس اسمی آن ۲۳ کیلوهرتز و دامنه کلی ولتاژ آن در حدود ۵ کیلوولت است. زخم در هشت مرحله مورد تابش پلاسما قرار گرفت و در هر مرحله دبریدمان انجام گرفته تا پلاسما بر روی بافت زنده و تمیز تابانده شود. در هر مرحله فشار و قند خون بیمار سنجیده و در سه مرحله کشت میکروبی انجام شده است. به منظور سه سو کور بودن پژوهش تاباندن پلاسما توسط یک لیسانس فیزیک که کار با دستگاه را آموزش دیده و نیز با زخم دیابتی و روال درمان آشنا بود، انجام شد.

3 Cold atmospheric plasma (CAP)
4 Reactive oxygen species (ROS)
5 Reactive nitrogen species (RNS)

شکل ۱: نمای زخم هنگام ورود به مطالعه

بحث

این مطالعه اولین مطالعه‌ای است که این نمونه را بررسی کرده و داده‌ها واقعی هستند. رضایت بیمار از روال درمان و زمان بهبودی زخم بدون آنکه بداند واقعاً در کدام گروه از پلاسما یا دارونما است قابل توجه بود.. داده‌های جمع‌آوری شده طی هشت جلسه از مساحت و عمق زخم و نیز فشار خون و قند بیمار در جدول ۱ و نتایج کشت میکروبی زخم در جدول ۲ قابل مشاهده است.

جدول ۱: داده‌های سطح و عمق زخم

دفعه / پارامتر	۱	۲	۳	۴	۵	۶	۷	۸
مساحت (cm^2)	۲	۲	۱/۵	۱/۴	۱	۱	۰/۵	۰/۳
عمق (mm)	۰/۲	۰/۲	۰/۱	۰/۱	۰	۰	۰	۰
فشار	۱۴/۸	۱۳/۸	۱۳/۸	۱۳/۸	۱۳/۷	۱۳/۶	۱۲/۸	۱۳/۸
قند	۲۱۱	۱۵۱	۲۰۸	۱۷۱	۱۶۷	۱۴۹	۱۱۹	۱۰۵

جدول ۲: داده‌های کشت میکروبی

دفعه	۱	۲	۳
شماره جمعیت باکتری	>۱۰۰۰۰۰	۹۰۰۰۰	۵۰۰۰۰

با توجه به جدول یک بعد از چهار جلسه درمان و تابش پلاسما عمق زخم صفر شده و زخم به یک زخم سطحی تبدیل شد. مساحت زخم طی هشت جلسه در یک ماه ۸۵ درصد کاهش داشته و بار باکتریایی زخم بیش از ۵۰ درصد کاهش داشته است.

عکس‌های جلسه چهارم، ششم و هشتم زخم پای بیمار در شکل ۲ و ۳ قابل مشاهده است. نتایج پژوهش‌های مشابه، روند قابل توجه بهبودی این زخم را تأیید می‌کند. میرپور و همکاران در پژوهش خود نشان دادند که سطح زخم در درمان با CAP کاهش قابل توجهی (77/3%) نسبت به درمان استاندارد داشته است. [۱] کالخاس در یک پژوهش یک بیمار خانم ۸۳ ساله با زخم پای گرید ۲ را مورد درمان و مطالعه قرار داد که نتایج نشان داد که بار باکتریایی زخم کاهش یافته و سطح زخم با درمان پلاسمای هلیوم کاهش قابل توجه داشته است. [۹]

شکل۲: نمای زخم در جلسه چهارم و ششم درمان از راست به چپ

ایسباری در پژوهش خود که ۳۶ زخم عفونی را با پلاسمای سرد آرگون مورد بررسی قرار دادند که کاهش قابل توجه بار باکتریایی را نشان داد. [۱۰]

شکل۳: نمای زخم در جلسه هشتم درمان

نتیجه‌گیری

استفاده از پلاسمای سرد اتمسفری آرگون در کاهش سطح زخم دیابتی و نیز بار باکتریایی زخم مؤثر بوده و می‌تولند به عنوان یک شیوه درمان بدون عارضه و مقرون به‌صرفه مورد استفاده قرار گیرد.

سپاسگزاری

از مدیریت مرکز خانی آقای دکتر افخمی و دکتر و پرستار (درمانگر) زخم پا آقای دکتر خلیل‌زاده و سرکار خانم علیدوست برای اجرای طرح مطالعاتی و از خانم حسینی دستیارم در اجرای پژوهش سپاسگزارم.

مرجع‌ها

[1] Mirpour, S., et al., Cold atmospheric plasma as an effective method to treat diabetic foot ulcers: A randomized clinical trial. Scientific Reports, 2020. 10(1): p. 10440.

[2] Hiller, J., et al., Enhanced growth factor expression in chronic diabetic wounds treated by cold atmospheric plasma. Diabetic Medicine, 2022. 39(6): p. e14787.

[3]Volmer-Thole, M. and R. Lobmann, Neuropathy and diabetic foot syndrome. International journal of molecular sciences, 2016. 17(6): p. 917.

[4] Stratmann, B., et al., Effect of cold atmospheric plasma therapy vs standard therapy placebo on wound healing in patients with diabetic foot ulcers: a randomized clinical trial. JAMA network open, 2020. 3(7): p. e2010411-e2010411.

[5] Bolgeo, T., et al., The Role of Cold Atmospheric Plasma in Wound Healing Processes in Critically Ill Patients. Journal of Personalized Medicine, 2023. 13(5): p. 736.

[6] Bekeschus,S.,etal.,Human mononuclear cell survival and proliferation is modulated by cold atmospheric plasma jet. Plasma Processes and Polymers, 2013. 10(8): p. 70.713-6.

[7] Samsavar, S., et al., Treatment of Chronic Venous Ulcer with Cold Atmospheric Plasma Jet. Case Reports in Dermatology, 2022. 14(3): p. 344-349.

[8] Akbartehrani, P., Razvani, M., Shahbazi, S., Tehrani, M. R. M., Khani, M. R., Amini, M. R., & Shokri, B. (2024). Exploring the Therapeutic Potential of Remote Cold Atmospheric Plasma Jet in Diabetic Foot Ulcer Management: A Novel Clinical Case Report. Plasma Medicine, 14(2).

[9] Kramer, A., et al., Cold atmospheric pressure plasma for treatment of chronic wounds: drug or medical device? Journal of wound care, 2017. 26(8): p. 470-475.

[10] Isbary, G., et al., A first prospective randomized controlled trial to decrease bacterial load using cold atmospheric argon plasma on chronic wounds in patients. British Journal of Dermatology, 2010. 163(1): p. 78-82.

مقایسه عملکرد و ماندگاری پلاسما اسپارک بر جوانسازی پوست دست

نیلوفرالسادات باقران[۱]، محمدرضا وکیلیان[۲]، محمدرضا خانی[۳] و بابک شکری[۴]

[۱]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی niloofarbagheran@gmail.com

[۲]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی mohammadrezavakilian@yahoo.com

[۳]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی m_khani@sbu.ac.ir

[۴]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی b-shokri@sbu.ac.ir

چکیده

این مطالعه به ارزیابی و مقایسه تطبیقی عملکرد دو روش درمانی دستگاه پلاسما اسپارک، «دات» (نقطه‌ای) و «اسپری»، بر پارامترهای پوست دست در یک گروه ۱۳ نفری می‌پردازد. شاخص‌های کلیدی شامل الاستیسیته و اکسیژن‌رسانی بافتی (STO_2) در بازه‌های زمانی قبل و پس از درمان (بلافاصله، ۱۰ و ۳۰ روز بعد) ارزیابی شدند. نتایج نشان داد هر دو روش بهبود معناداری در پارامترهای پوستی ایجاد کردند. روش اسپری بیشترین تأثیر را بر افزایش الاستیسیته پوست با میانگین بهبود ۱۷٪ داشت. در شاخص اکسیژن‌رسانی، هر دو روش عملکردی مشابه و برجسته از خود نشان دادند و این شاخص را بلافاصله پس از درمان حدود ۲۰.۸٪ افزایش دادند که این اثر، پایداری نسبی خود را تا ۳۰ روز حفظ نمود. اگرچه هر دو روش مؤثر بودند، اما بر اساس تحلیل کلی و ماندگاری اثرات، روش پلاسما اسپارک اسپری به دلیل ایجاد تحریک متمرکز و عمیق‌تر، به عنوان رویکردی با بیشترین تأثیر و پایداری بلندمدت برای جوانسازی پوست پیشنهاد می‌گردد.

کلیدواژه‌ها :پلاسما درمانی، جوان‌سازی پوست، پلاسما اسپارک

Comparison of the performance and durability of Plasma Spark on hand skin rejuvenation

Niloofar Bagheran[۱], Mohammad Reza Vakilian[۲], Mohammad Reza Khani[۳], Babak Shokri[۴]

[4,3,2,1] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University

Abstract

This study evaluates and comparatively analyzes the performance of two treatment modalities of the Spark Plasma device "dot" (point-based) and "spray" on the parameters of hand skin in a group of 13 participants. Key indicators, including elasticity and tissue oxygenation (STO_2), were assessed at time intervals before and after treatment (immediately, 10 days, and 30 days post-treatment). The results showed that both methods produced significant improvements in skin parameters. The spray method demonstrated the greatest impact on increasing skin elasticity, with an average improvement of 17%. In terms of oxygenation, both methods showed similarly strong performance, increasing STO_2 by approximately 20.8% immediately after

treatment, an effect that remained relatively stable over 30 days. Although both approaches proved effective, based on overall analysis and durability of results, the spray mode of Spark Plasma treatment is recommended as the most impactful and long-lasting approach for skin rejuvenation due to its ability to induce more focused and deeper stimulation.

Keywords: Plasma therapy, skin rejuvenation, spark plasma

مقدمه

پوست به عنوان وسیع‌ترین عضو بدن، نقش یک سد محافظتی چندوجهی در برابر عوامل محیطی را ایفا می‌کند و همچنین در تنظیم دمای بدن، حس لامسه و زیبایی ظاهری نقشی حیاتی دارد. این عضو پیچیده از سه لایه اصلی اپیدرم، درم و هیپودرم تشکیل شده است که هر یک وظایف فیزیولوژیک مشخصی دارند. با گذشت زمان، پوست تحت تأثیر عوامل ذاتی و محیطی، به‌ویژه تابش فرابنفش ، دچار تغییرات ساختاری می‌شود که به کاهش تولید کلاژن و الاستین، از دست دادن خاصیت کشسانی و بروز چین‌وچروک منجر می‌گردد. در پاسخ به این تغییرات، روش‌های متعددی برای جوانسازی پوست توسعه یافته‌اند که از جمله آن‌ها می‌توان به لایه‌برداری شیمیایی، میکرودرم ابریژن، رادیوفرکانسی (RF) و تزریق پلاسمای غنی از پلاکت (PRP) اشاره کرد(Bernhardt et al., ۲۰۱۹).

در این میان، فناوری پلاسمای سرد (غیر حرارتی) به عنوان یک رویکرد نوین و غیرتهاجمی در حوزه پزشکی پلاسما، توجه ویژه‌ای را به خود جلب کرده است. این فناوری با یونیزه کردن گاز در فشار اتمسفری، گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن (RONS)تولید می‌کند که قادرند فرآیندهای بیولوژیکی مانند تکثیر فیبروبلاست‌ها، سنتز کلاژن و بهبود میکروسیرکولاسیون (جریان خون مویرگی) را بدون ایجاد آسیب حرارتی قابل‌توجه به بافت، تحریک کنند(Laroussi, ۲۰۲۰). دستگاه‌های مختلفی نظیر پلاسما اسپارک (با روش‌های اسپری و دات) برای این منظور طراحی شده‌اند.

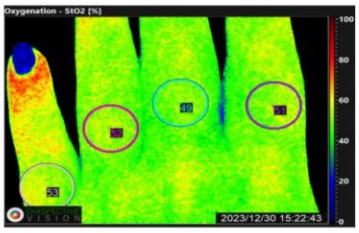
با وجود مطالعات متعدد که اثربخشی این روش‌ها را تأیید کرده‌اند، مقایسه‌ی مستقیم عملکرد و به‌ویژه ماندگاری نتایج این دستگاه با روش‌های متفاوت کمتر مورد توجه قرار گرفته است. این پژوهش با هدف پر کردن این شکاف تحقیقاتی، به ارزیابی تطبیقی و کمی عملکرد دستگاه پلاسمای مذکور بر جوانسازی پوست دست می‌پردازد. هدف اصلی، مقایسه میزان تأثیرگذاری و پایداری نتایج آن‌ها بر شاخص‌های بیوفیزیکی پوست از جمله الاستیسیته، اکسیژن‌رسانی، پرفیوژن و رطوبت در یک بازه زمانی ۳۰ روزه است تا مؤثرترین و پایدارترین رویکرد برای کاربردهای بالینی شناسایی شود.

مواد و روش‌ها

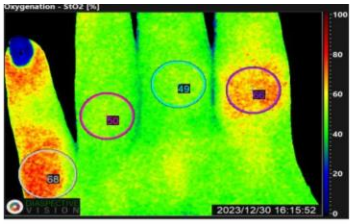
در این مطالعه، جهت ارزیابی پارامترهای فیزیولوژیکی پوست، از دستگاه الاستومتر EM 25 و دوربین تصویربرداری فراطیفی TIVITA® Tissue استفاده شد. دستگاه الاستومتر با اعمال مکش کنترل‌شده و اندازه‌گیری پاسخ مکانیکی پوست، میزان الاستیسیته را به‌صورت درصدی گزارش می‌دهد. سیستم تصویربرداریTIVITA ، با طیف‌سنجی در بازه ۵۰۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر، مقادیر اکسیژن‌رسان(StO_2)، را به روش غیرتهاجمی استخراج می‌نماید(Barberio et al., ۲۰۱۸).

در این پژوهش، دستگاه پلاسما با مکانیسم‌ها و ویژگی‌های فنی متفاوت به‌منظور بررسی اثرات بیولوژیکی بر پوست مورد استفاده قرار گرفتند.

دستگاه اسپارک پلاسما با دو حالت اسپری و دات، از تخلیه مستقیم الکتریکی برای ایجاد پلاسما غیرحرارتی با قدرت بالای تولید ROS و RNS بهره می‌برد. این دستگاه دارای ولتاژ قابل تنظیم و جریان کنترل‌شده (۳.۳ تا ۵.۹ میلی‌آمپر) است و با ایجاد آسیب‌های میکروسکوپی کنترل‌شده، به تحریک بازسازی بافت، انقباض الیاف الاستین و تولید کلاژن نوع III بدون تخریب لایه بازال پوست کمک می‌کند. طراحی این دستگاه با رعایت الزامات ایمنی و استفاده از سوزن‌های دندانی یک‌بار مصرف، آن را برای کاربردهای زیبایی، درمانی و ضدباکتری مناسب ساخته است(Lotfi et al., ۲۰۲۳). این دستگاه با دو روش به‌طور هم‌زمان در مطالعه حاضر به‌کار رفته است. تا تفاوت مکانیسم‌های عملکردی و درمانی آن‌ها بر متغیرهای پوستی مورد مقایسه و ارزیابی قرار گیرد. طراحی مطالعه به‌صورت ابتدا، دو انگشت یک دست هر شرکت‌کننده با دستگاه‌های پلاسما و با دوش مختلف پردازش شدند. دست مقابل به عنوان کنترل استفاده شد. سپس، متغیرها در چهار زمان (پیش‌درمان، بلافاصله، روز دهم و روز سی‌ام) اندازه‌گیری شدند. در مجموع، ۱۳ شرکت‌کننده سالم در پژوهش حضور داشتند.



شکل۱- عکس دست قبل از پردازش با دستگاه اسپارک



شکل۲- بلافاصله بعد از پردازش پلاسما(انگشت اشاره به روش نقطه‌ای و انگشت کوچک به روش اسپری)

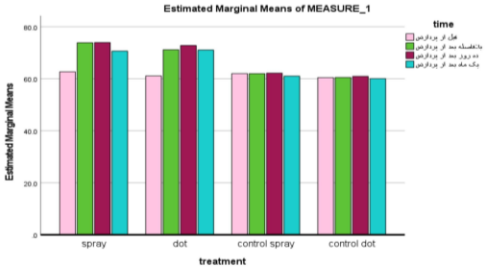
بحث

در این مطالعه، اثرات زیستی دستگاه پلاسما اسپارک (در دو حالت اسپری و دات) بر شاخص‌های فیزیولوژیک پوست شامل کشسانی و اکسیژن‌رسانی مورد ارزیابی قرار گرفت. نتایج نشان داد که هر دو روش منجر به بهبود معنادار در این شاخص‌ها شدند، اما شدت و ماندگاری این اثرات متفاوت بود.

بیشترین و پایدارترین افزایش در میزان اکسیژن‌رسانی (StO_2)در روش اسپارک دات مشاهده شد که حتی پس از ۳۰ روز نیز حدود ۳.۷۷٪ بالاتر از مقدار اولیه باقی مانده بود. این موضوع احتمالاً ناشی از تولید مؤثر گونه‌های واکنشی اکسیژن و نیتروژن (ROS/RNS) است که به تحریک فیبروبلاست‌ها، بهبود میکروسیرکولاسیون و فعال‌سازی مسیرهای ترمیمی کمک می‌کنند. در زمینه پرفیوژن نیز الگوی مشابهی دیده شد، به‌طوری‌که در روش اسپارک افزایش جریان خون تا روز سی‌ام حفظ شد.

نتایج نشان داد که تغییرات الاستیسیته در طول زمان معنادار بود ($p < 0.001$) و بلافاصله پس از درمان و تا روز دهم افزایش چشمگیری داشت. با استفاده از اصلاح گرین‌هاوس-گایسر به دلیل نقض کرویت، مشخص شد که میانگین الاستیسیته در روز اول و دهم به طور معناداری از مقادیر پایه بیشتر بود. همچنین، تعامل معناداری بین نوع درمان و زمان

وجود داشت ($p < 0.001$) که نشان می‌دهد روند بهبود در هر روش متفاوت است. در میان روش‌ها، اسپری پلاسما بیشترین اثرگذاری و پایداری را داشت (افزایش حدود ۱۸.۹٪). گروه‌های کنترل در هیچ‌یک از زمان‌ها تغییر معناداری نداشتند. این نتایج بیانگر اثربخشی قوی و وابسته به نوع دستگاه در بهبود کشسانی پوست هستند و برتری نسبی روش‌های اسپارک را تأیید می‌کنند.



شکل3-نمودار بررسی الاستومتر در ۴فاصله زمانی به مدت ۳۰روز

در مجموع، نتایج حاکی از برتری عملکردی دستگاه اسپارک بود. تفاوت در نوع گاز حامل، شدت انرژی و عمق نفوذ از عوامل کلیدی مؤثر در نتایج مشاهده‌شده بودند. این یافته‌ها، اهمیت انتخاب صحیح روش پردازش در درمان‌های پوستی با پلاسما را نشان می‌دهد و زمینه را برای مطالعات گسترده‌تر بالینی در نواحی دیگر بدن فراهم می‌سازد.

نتیجه‌گیری

در این مطالعه، اثربخشی دو تکنیک مختلف پلاسما (در دو حالت دات و اسپری) در بهبود شاخص‌های بیولوژیکی پوست ارزیابی شد. یافته‌ها نشان داد که این روش‌ها می‌توانند اثرات مثبتی بر پارامترهایی چون کشسانی، اکسیژن‌رسانی، پرفیوژن، هموگلوبین و رطوبت پوست داشته باشند. در کوتاه‌مدت، افزایش معناداری در اکسیژن‌رسانی، پرفیوژن و خاصیت ارتجاعی پوست مشاهده شد، در حالی که رطوبت سطحی کاهش یافت اما به‌تدریج به حالت اولیه بازگشت. پس از گذشت ۳۰ روز، بسیاری از این اثرات، همچنان پایدار باقی ماندند. این نتایج، پتانسیل بالای پلاسما درمانی را به‌عنوان روشی ایمن، غیرتهاجمی و مؤثر در بازسازی و بهبود کیفیت پوست تأیید می‌کنند. با وجود این نتایج مثبت، محدودیت‌هایی مانند تعداد کم شرکت‌کنندگان، مدت زمان کوتاه پیگیری و عدم همراهی کامل برخی شرکت‌کنندگان، باید در تفسیر یافته‌ها مدنظر قرار گیرد. در آینده، مطالعات گسترده‌تری با جامعه آماری بزرگ‌تر، پیگیری طولانی‌تر و بررسی دوزهای متفاوت پلاسما بر نواحی مختلف بدن، به‌ویژه صورت، می‌تواند در درک دقیق‌تر عملکرد درمانی این فناوری نوین مؤثر باشد.

سپاسگزاری

با سپاس و قدردانی فراوان از جناب آقای دکتر خانی به‌واسطه راهنمایی‌های دلسوزانه و حمایت‌های ارزشمندشان در طول این پژوهش. همچنین از جناب آقای دکتر شکری برای همراهی علمی و صمیمانه‌شان صمیمانه تشکر می‌نمایم. از دوستان عزیزم در آزمایشگاه نیز به‌خاطر همکاری و همدلی بی‌دریغ‌شان نهایت سپاس را دارم.

مرجع‌ها

Barberio, M., Maktabi, M., Gockel, I., Rayes, N., Jansen-Winkeln, B., Köhler, H., Rabe, S. M., Seidemann, L., Takoh, J. P., & Diana, M. (۲۰۱۸). Hyperspectral based discrimination of thyroid and parathyroid during surgery. *Current Directions in Biomedical Engineering*, ٤(١), ٤٠٢-٣٩٩.

Bernhardt, T., Semmler, M. L., Schäfer, M., Bekeschus, S., Emmert, S., & Boeckmann, L. (۲۰۱۹). Plasma medicine: applications of cold atmospheric pressure plasma in dermatology. *Oxidative medicine and cellular longevity*, ۲۰۱۹(١), ٣٨٧٣٩٢٨.

Laroussi, M. (۲۰۲۰). Cold plasma in medicine and healthcare: The new frontier in low temperature plasma applications. *Frontiers in Physics*, ٨, ٧٤.

Lotfi, M. R., Khani, M., Razaghiha, E., Ghasemi, E., & Shokri, B. (۲۰۲۳). Immunometric study and examination of physical and chemical characteristics of spark plasma .

Paper ID: P6-11

بررسی پارامتر مدت زمان تابش پلاسما FEDBD در خون‌رسانی و اکسیژن‌رسانی پوست

آیدا صانع حقوق[1]، الهه رزاقی‌ها[1]، محمدرضا خانی[1]، بابک شکری[1,2]
پژوهشکده لیزر و پلاسما ، دانشگاه شهید بهشتی[1]
دانشکده فیزیک ، دانشگاه شهید بهشتی[2]
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : aidasanehoghough@gmail.com

چکیده

در این پژوهش، تأثیر زمانی پلاسما سرد FEDBD بر شاخص‌های تصویربرداری هایپراسپکترال پوست انسان بررسی شده است. با اعمال پلاسما در زمان‌های مختلف (۱۰، ۱۵، ۲۰و ۱۲۰ ثانیه) و پایش متوالی تا ۶۰ دقیقه پس از تیمار، شاخص‌های StO2 (اشباع اکسیژن بافتی)، NIR(پرفیوژن ناحیه عمقی) و TWI (آب میان‌بافتی) اندازه‌گیری شدند. نتایج نشان داد که تیمارهای کوتاه‌تر از ۳۰ ثانیه تغییر محسوسی در StO2 و NIR ایجاد نمی‌کنند، در حالی که تیمار ۱۲۰ ثانیه‌ای منجر به افزایش پایدار StO2و افزایش موقتی NIR پس از تیمار شد TWI .در هیچ‌کدام از دوزها تغییر چشمگیری نداشت، که حاکی از ایمنی پلاسما در سطح بافتی است. تحلیل داده‌ها نشان داد که پاسخ‌های بیولوژیکی به پلاسما تحت تأثیر مدت زمان تیمار هستند، و تنها در صورت عبور از آستانه تحریک فیزیولوژیکی، تغییرات پایدار در میکروسیرکولاسیون و اکسیژن‌رسانی رخ می‌دهد. این نتایج می‌تواند مبنایی برای بهینه‌سازی درمان‌های غیرتهاجمی پلاسما در حوزه‌ی پوست باشد.

کلید واژه: اکسیژن رسانی بافتی، پلاسما FEDBB، تصویربرداری فراطیفی

Investigation of the Effect of Plasma FEDBD Exposure Duration on Skin Perfusion and Oxygenation

Aida Sane Hoghough[1], Elahe Razaghiha[1],Mohammad Reza Khani[1], Babak Shokri[1,2]
Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University[1]
Department of Physics, Shahid Beheshti University[2]
*corresponding e-mail: aidasanehoghough@gmail.com

Abstract

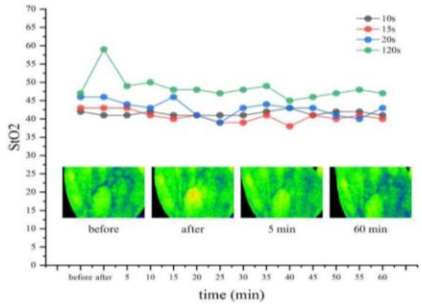
In this study, the temporal effects of cold atmospheric plasma FEDBD were investigated on human skin using hyperspectral imaging (HSI). Plasma was applied to the dorsal hand skin at different exposure times (10, 15, 20, and 120 seconds), and physiological responses were monitored over a 60-minute period using the TIVITA® Tissue System. Key tissue biomarkers including StO2 (tissue oxygen saturation), NIR (near-infrared perfusion index), and TWI (tissue water index) were quantitatively assessed. The results demonstrated that short exposures (10–20 seconds) induced no significant changes in StO2 or NIR values, whereas the 120-second exposure produced a noticeable and sustained increase in tissue oxygenation, along with a transient enhancement in deep perfusion. No considerable changes were observed in TWI across all durations, indicating the safety and non-destructive nature of the plasma treatment at the tested doses. These findings suggest that the biological response to cold plasma is dose- and time-dependent, with significant effects only emerging once a physiological stimulation

threshold is surpassed. This study highlights the potential of FEDBD plasma for safe and controlled enhancement of tissue oxygenation in non-invasive biomedical applications.
Keywords: FEDBD plasma, hyperspectral imaging, tissue oxygenation

مقدمه

در بررسی اثر پلاسمای سرد اتمسفری (CAP) با پوست یک سری برهم کنش هایی وجود دارد که باید مورد بررسی و مطالعه قرار بگیرند تا بتوانیم تاثیرات پلاسما را درک کنیم . به این منظور اولین برهم کنشی که در نظر می گیریم تحریک سیگنالینگ سلولی(Cell Signaling Pathways) می باشد. NF-κB (Nuclear Factor Kappa B) یک پروتئین مهم در سلول است که در اثر پلاسما فعال می شود با فعال شدن این پروتئین ژن های مرتبط با ترمیم بافت و التهاب نیز فعال می شوند. در واقع عملکرد به این شکل است که ابتدا پلاسما باعث آسیب خفیفی به پوست می شود در مرحله بعد NF-κB که توسط پلاسما فعال شده است، باعث ترشح موادی می شود که سلول های ایمنی را برای ترمیم به ناحیه آسیب دیده فرا می خوانند و از التهاب و استرس اکسیداتیو (Oxidative stress) جلوگیری می‌کنند[1]. رادیکال‌های آزاد یکسری مولکول‌های ناپایداری هستند که برای رسیدن به ثبات و آرایش الکترونی کامل الکترون از مولکول‌های دیگر می‌گیرند که مثال بارز آن‌ها، گونه‌های فعال اکسیژنی (ROS) مانند هیدروکسیل (OH) و گونه‌های فعال نیتروژنی (RNS) مانند نیتریک اکسید (NO) می‌باشد. این رادیکال‌های آزاد می‌توانند هم در اثر فرآیندهای طبیعی بدن مانند تنفس سلولی و هم عوامل خارجی مانند آلودگی هوا، استرس، اشعه فرابنفش و غیره به وجود بیایند. در مقابل، آنتی اکسیدان‌ها همان مولکول‌هایی هستند که الکترون به رادیکال‌های آزاد می‌دهند و باعث خنثی شدن آنها می‌شوند. در نتیجه، از آسیب سلولی جلوگیری میکنند. خود این آنتی اکسیدان‌ها نیز به دو دسته‌ی درون زا مانند SOD و برون زا مانند ویتامین C و E تقسیم می‌شوند [2].پروتئین Nrf2, –2 (Nuclear Factor Erythroid Related Factor 2)که نقش محافظت در برابر استرس اکتیداتیو را دارد با فعال شدن، آنزیم های آنتی اکسیدانی را برای خنثی کردن رادیکال های آزاد تولید می‌کند. پلاسمای FEDBD (Floating Electrode Dielectric Barrier Discharge) با تولید گونه های فعال اکسیژنی (ROS) مانند H_2O_2 به سلول های پوست سیگنال می دهد و باعث فعال شدن NF-κB و Nrf2 می شود[3]. مورد بعدی افزایش نفوذ پذیری غشای سلولی (Cell Membrane Permeability) می باشد. نفوذ پذیری که به زبان ساده به معنی سهولت در عبور مولکول ها مثل اکسیژن از غشای سلولی که یک لایه لیپیدی است ، می باشد. پلاسماس FEDBD باعث یک تغییرات موقت الکتریکی در سطح سلول می شود و منافذ کوچکی را در غشا به منظور سهولت در رساندن مواد مغذی و اکسیژن به سلول و دفع سریع تر ضایعات سلولی مثل CO_2 ایجاد می کند[4]. فرآیند سوم میکروسیرکولاسیون می باشد که به جریان خون به مویرگ ها برای رساندن اکسیژن و مواد مغذی به بافت ها گفته می شود. در اینجا پلاسما باعث ترشح نیتریک اکسید(NO) از سلول های دیواره عروق می شود که این نیتریک اکسید با پیامی که به عضلات اطراف می دهد باعث شل شدن آن ها می شود در نتیجه قطر عروق افزایش می یابد و جریان خون موضعی افزایش می یابد و این امر موجب بهبود اکسیژن رسانی به سلول ها می شود[5].

در این پژوهش ما با اعمال پلاسما در زمان‌های مختلف به بررسی اثر سه برهمکنش ذکر شده می‌پردازیم و مشاهده میکنیم که چگونه با افزایش مدت پردازش این عوامل باعث تغییر در اکسیژن‌رسانی و خون‌رسانی پوست می‌شوند.



مواد و روش ها

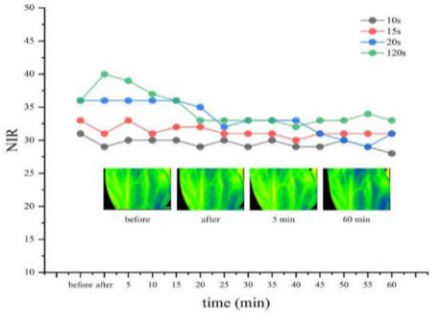
در این طرح از دستگاه پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک (FEDBD) با فرکانس ۲۱ کیلوهرتز وتوان ۳.۹ وات در زمان‌های مختلف مورد استفاده قرار گرفته است. مشخصات ساختاری این دستگاه نیز در مطالعات قبلی درباره‌ی اثر ولتاژ بر روی درمان پوست اشاره شده است[6].

همچنین برای ارزیابی غیرتهاجمی پارامترهای فیزیولوژیکی پوست از دستگاه تصویربرداری فراطیفی TIVITA® Tissue (Diaspective Vision GmbH, Germany) استفاده شده است که این دستگاه با ثبت بازتاب طیفی در محدوده ۵۰۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر و اعمال الگوریتم‌های تحلیل تصویری، اطلاعات کمی از وضعیت میکروسیرکولاسیون و ترکیب‌های بافتی را فراهم می‌سازد. داده‌ها به‌صورت زمان‌مند قبل و بعد از تیمار پلاسما ثبت ومورد تحلیل قرار گرفتند.

روش انجام آزمایش به این شکل است که قبل از پردازش با پلاسما فرد مورد آزمایش به مدت ۱۵ دقیقه در مکانی ثابت می نشیند تا اکسیژن رسانی و گردش خون به حالت پایدار برسد سپس با دوربین از موضع مورد نظر عکس برداری می شود. در این مرحله پلاسما در ناحیه ای دایره ای شکل به شعاع ۱ سانتی متر در پشت دست اعمال می شود و بلافاصله پس از پردازش، مجدد با دوربین عکس برداری صورت می گیرد همچنین برای درک بهتر و بررسی تاثیرات پلاسما تا یک ساعت پس از پردازش به مدت هر ۵ دقیقه عکس برداری تکرار می شود.

بحث

شکل۲. تغییرات StO2 بر حسب زمان

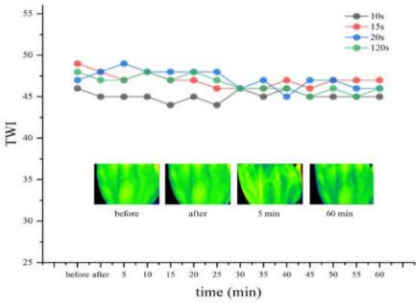


شکل ۳. تغییرات NIR بر حسب زمان

شکل ۱. پردازش با پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک(FEDBD)

StO2 به عنوان پارامتری که تحت تاثیر اکسیژن‌رسانی و میزان مصرف اکسیژن توسط سلول‌هاست می‌تواند عامل

خوبی برای بررسی اثر پلاسما بر روی اکسیژن‌رسانی در پوست باشد[7]. با توجه به شکل (۲) بعد از اعمال ۱۰



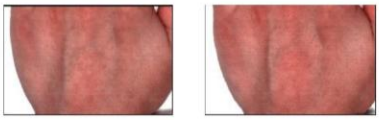
ثانیه پلاسما تغییر محسوسی در میزان StO2 دیده نمی‌شود، همچنین برای زمان‌های ۱۵ و ۲۰ ثانیه هم ما اثرمشخصی را مشاهده نمی‌کنیم. برای ۱۲۰ ثانیه همانطور که به وضوح دیده می‌شود بعد از پردازش، افزایش چشمگیری در میزان اکسیژن‌رسانی رخ میدهد که میتوان گفت این زمان نسبت به زمان‌های دیگر مطلوب‌تر است.همچنین قابل ذکر است که بعد از ۲۰ ثانیه تا ۱۲۰ ثانیه هم تفاوت حائز اهمیتی وجود نداشت و برای جلوگیری از مبهم شدن روند تغییرات در نمودار نمایش

شکل ۴. تغییرات TWI برحسب زمان

داده نشده است. به طور کلی در پردازش با زمان‌های کم به دلیل تولید کمتر و محدودتر ROS و RNS، تحریک تولید NO کمتر است و این می‌تواند دلیلی بر تغییر نکردن چشمگیر گردش خون و سطح StO2 باشد در حالیکه در زمان ۱۲۰ ثانیه به مرحله‌ای میرسیم که به نظر میرسد تولید NO افزایش یافته بنابراین اکسیژن‌رسانی و گردش خون تغییر قابل توجهی داشته است.

با کمک NIR که شاخصی برای ارزیابی خون رسانی در ناحیه عمقی بافت محسوب می‌شود، می‌توان از شکل (۳) اینگونه برداشت کرد که زمان‌های ۱۰ و ۱۵ ثانیه تاثیری در شاخص پرفیوژن نداشتند و در زمان ۲۰ ثانیه پردازش هم شاهد نوساناتی جزئی هستیم ولی در زمان ۱۲۰ ثانیه یک افزایش قابل توجهی بعد از پردازش را مشاهده می‌کنیم که با یک کاهش تدریجی تا ۲۰ الی ۳۰ دقیقه بعد از اعمال پلاسما همراه است. تیمارهای کوتاه پلاسما سرد (۱۰، ۱۵، ۲۰ ثانیه) بر شاخص NIR تأثیری ندارند، زیرا به آستانه تحریک فیزیولوژیکی برای تغییر پایدار در پرفیوژن عمقی نمی‌رسند. در مقابل، تیمار ۱۲۰ ثانیه‌ای از این آستانه عبور کرده و با فعال‌سازی مسیرهای بیوشیمیایی، سبب گشاد شدن عروق و افزایش جریان خون عمقی و در نتیجه افزایش NIR می‌شود[8].

با توجه به شکل (۴) در تمامی زمان‌ها تغییر قابل توجهی در میزان TWI که شاخصی برای میزان آب میان بافتی است [8]دیده نمی‌شود این می‌تواند بیانگر عدم آسیب رساندن جدی از طرف پلاسما به بافت باشد.



الف ب

شکل ۵. تصویر RGB قبل(الف) و بعد (ب) از اعمال ۱۲۰ ثانیه پلاسما

همانطور که از شکل (۵) مشخص است در ۱۲۰ ثانیه پردازش بلافاصله بعد از پلاسما از لحاظ ظاهری هم تغییر رنگ در پوست دیده می‌شود در حالیکه در زمان‌های کمتر تغییری نداشتیم.

نتیجه‌گیری

بررسی تجربی اثر پلاسما FEDBD بر شاخص‌های فیزیولوژیکی پوست نشان داد که تنها تیمار با دوز ۱۲۰ ثانیه‌ای توانایی عبور از آستانه بیولوژیکی تحریک را داشته و منجر به افزایش معنادار در اشباع اکسیژن بافت (StO2) و پرفیوژن ناحیه عمقی (NIR) می‌شود. در مقابل، تیمارهای کوتاه‌تر از ۳۰ ثانیه فاقد اثرگذاری قابل‌توجه بودند. عدم تغییر در TWI در تمام دوزها بیانگر ایمنی نسبی پلاسما و عدم ایجاد التهاب یا آسیب به آب بافتی است. این نتایج بر اهمیت دوزبندی دقیق و کنترل‌شده در کاربردهای بالینی پلاسما تاکید دارد و نشان می‌دهد که تنظیم بهینه زمان تیمار می‌تواند منجر به بیشینه‌سازی اثرات مفید پلاسما بر بافت هدف بدون ایجاد آسیب جانبی شود.

مرجع ها

[1] Hirasawa, I., Odagiri, H., Park, G., Sanghavi, R., Oshita, T., Togi, A., ... & Aoki, A. (2023). Anti-inflammatory effects of cold atmospheric plasma irradiation on the THP-1 human acute monocytic leukemia cell line. PLoS One, 18(10), e0292267.

[2] Chandimali, N., Bak, S. G., Park, E. H., Lim, H. J., Won, Y. S., Kim, E. K., ... & Lee, S. J. (2025). Free radicals and their impact on health and antioxidant defenses: A review. *Cell death discovery*, *11*(1), 19.

[3] Schmidt, A., & Bekeschus, S. (2018). Redox for repair: cold physical plasmas and Nrf2 signaling promoting wound healing. *Antioxidants*, *7*(10), 146.

[4] Sreedevi, P. R., & Suresh, K. (2023). Cold atmospheric plasma mediated cell membrane permeation and gene delivery-empirical interventions and pertinence. Advances in Colloid and Interface Science, 320, 102989.

[5] Duchesne, C., Banzet, S., Lataillade, J. J., Rousseau, A., & Frescaline, N. (2019). Cold atmospheric plasma modulates endothelial nitric oxide synthase signalling and enhances burn wound neovascularisation. *The Journal of pathology*, *249*(3), 368-380.

[6] Charipoor, P., Nilforoushzadeh, M. A., Ostovarpour, F., Amirkhani, M. A., Ghasemi, E., Nouri, M., ... & Khani, M. (2024). Evaluation of voltage effect on FE-DBD plasma for skin treatment: biometrics analysis and hyperspectral investigation. Plasma Processes and Polymers, 21(12), 2400148.

[7] Schmidt, A., Nießner, F., von Woedtke, T., & Bekeschus, S. (2020). Hyperspectral imaging of wounds reveals augmented tissue oxygenation following cold physical plasma treatment in vivo. *IEEE Transactions on Radiation and Plasma Medical Sciences*, *5*(3), 412-419.

[8]Schmidt, A., Liebelt, G., Striesow, J., Freund, E., von Woedtke, T., Wende, K., & Bekeschus, S. (2020). The molecular and physiological consequences of cold plasma treatment in murine skin and its barrier function. Free Radical Biology and Medicine, 161, 32-49.

ارزیابی اثربخشی پلاسمای سرد اتمسفری آرگون در کاهش مساحت و بار باکتریایی زخم پای دیابتی: یک کارآزمایی بالینی تصادفی دوسوکور

پوریا اکبر طهرانی [۱]، صمیمه شهبازی[۲]، محمد رضا امینی [۳]،ملینا رضوانی[۴]، محمد رضا مهاجر تهرانی [۵]،بابک شکری [۶]، محمد رضا خانی [۷*]

[۱] پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی تهران edu.pouria14@gmail.com

[۲] مرکز تحقیقات دیابت پژوهشگاه علوم غدد و متابولیسم تهران Shahbazisamimeh@gmail.com

[۳] مرکز تحقیقات دیابت پژوهشگاه علوم غدد و متابولیسم تهران mreza1346@gmail.com

[۴] مرکز تحقیقات دیابت پژوهشگاه علوم غدد و متابولیسم تهران melinarezvani@yahoo.com

[۵] مرکز تحقیقات دیابت پژوهشگاه علوم غدد و متابولیسم تهران mremohajeri@tums.ac.ir

[۶] پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی تهران b-shokri@sbu.ac.ir

[۷] پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی تهران m_khani@sbu.ac.ir

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول :

m_khani@sbu.ac.ir

چکیده

زخم پای دیابتی (DFU) یکی از شایع‌ترین و پرهزینه‌ترین عوارض دیابت است که با خطر بالای عفونت، گانگرن، قطع عضو و مرگ همراه است. درمان‌های رایج اگرچه به‌عنوان استاندارد طلایی شناخته می‌شوند، اما برای بهبود کامل بسیاری از زخم‌ها کافی نیستند. این مطالعه با هدف ارزیابی اثربخشی پلاسمای سرد اتمسفری (CAP) در کنار مراقبت استاندارد (SCFD) بر کاهش اندازه و بار باکتریایی DFU انجام شد. در یک کارآزمایی بالینی تصادفی دوسوکور، زخم های پای دیابتی واجد شرایط به دو گروه SCFD و SCFD+CAP تقسیم شدند. گروه مداخله به مدت پنج هفته، یک بار در هفته، هر زخم را به مدت ۳۰ ثانیه بر سانتی‌متر مربع تحت تیمار CAP قرار داد. نتایج نشان داد که گروه مداخله در پایان هفته چهارم کاهش معنی‌داری در مساحت زخم (حدود ۸۵.۹۳٪) و بار باکتریایی نسبت به گروه کنترل داشت (P < ۰.۰۰۱) همچنین درصد بیشتری از بیماران گروه CAP کاهش ≥۵۰٪ در اندازه زخم را تجربه کردند. هیچ عارضه جانبی گزارش نشد. این یافته‌ها نشان می‌دهد که استفاده از CAP همراه با مراقبت استاندارد می‌تواند یک روش ایمن، عملی و مؤثر در بهبود زخم پای دیابتی و کاهش عفونت باشد و قابلیت کاربرد وسیع‌تری در مراکز درمانی دارد.

کلید واژه: پلاسما سرد اتمسفری ارگون، جت پلاسما، درمان زخم

Evaluation of the effectiveness of cold atmospheric argon plasma in reducing the area and bacterial load of diabetic foot ulcers: A randomized, double-blind clinical trial

Pouria Akbartehrani [1*], Samimeh Shahbazi[2], Melina Razvani[3], Mohammad Reza Amini [4], Mohammmad Reza Mohajeri Tehrani [5], Babak Shokri[6] , Mohammad Reza Khani [7]

[1] Laser and Plasma Research Institute, University of Shahid Beheshti, Tehran edu.pouria14@gmail.com

[2] Diabetes Research Center, Institute of Endocrinology and Metabolism, Tehran Shahbazisamimeh@gmail.com

[3] Diabetes Research Center, Institute of Endocrinology and Metabolism, Tehran mreza1346@gmail.com

[4] Diabetes Research Center, Institute of Endocrinology and Metabolism, Tehran melinarezvani@yahoo.com

[5] Diabetes Research Center, Institute of Endocrinology and Metabolism, Tehran mremohajeri@tums.ac.ir

[6] Laser and Plasma Research Institute, University of Shahid Beheshti, Tehran b-shokri@sbu.ac.ir

[7] Laser and Plasma Research Institute, University of Shahid Beheshti, Tehran m_khani@sbu.ac.ir

*corresponding e-mail:

m_khani@sbu.ac.ir

Abstract

Diabetic foot ulcer (DFU) is one of the most common and costly complications of diabetes, associated with a high risk of infection, gangrene, amputation, and death. Conventional treatments, although considered the gold standard, are not sufficient to completely heal many wounds. This study aimed to evaluate the effectiveness of cold atmospheric plasma (CAP) in combination with standard care (SCFD) on reducing the size and bacterial load of

DFU. In a randomized, double-blind clinical trial, eligible diabetic foot ulcers were divided into two groups: SCFD and SCFD+CAP. The intervention group received CAP treatment for 30 seconds/cm2 once a week for five weeks. The results showed that the intervention group had a significant reduction in wound area (approximately 85.93%) and bacterial load compared to the control group at the end of the fourth week ($P < 0.001$). Also, a higher percentage of patients in the CAP group experienced a $\geq 50\%$ reduction in wound size. No adverse events were reported. These findings indicate that the use of CAP combined with standard care can be a safe, practical, and effective method for healing diabetic foot ulcers and reducing infection, and has the potential for wider application in healthcare centers.

Keywords: Cold Atmospheric Argon plasma, Plasma Jet, wound healing

مقدمه

زخم پای دیابتی (DFU) یکی از مخرب‌ترین و شایع‌ترین عوارض دیابت است[1]. تقریباً ۱۵٪ از بیماران دیابتی از DFUرنج می‌برند و ۲۰٪ از بیماران مبتلا به دیلبت به دلیل آن در بیمارستان بستری می‌شوند [۲]، [۳]. اگر DFUها مراقبت‌های لازم را دریافت نکنند، زخم‌ها ممکن است به طور نامحسوسی منجر به عفونت، گانگرن، قطع عضو و حتی مرگ شوند[۳]. گزارش شده است که تقریباً ۷۰% از قطع عضوهای اندام تحتانی با اینگونه زخم مرتبط هستند، به این معنی که هر ۳۰ ثانیه یک پا در سراسر جهان به دلیل آن قطع می‌شود [4]. بیماران مبتلا به DFU ممکن است علاوه بر عوارض قابل توجهی که تجربه می‌کنند، از کیفیت پایین زندگی و بار اقتصادی رنج ببرند [۵]. بنابراین، یافتن یک راه حل سریع و مؤثر برای مدیریت زخم ها از اهمیت بالایی برخوردار است. اگرچه استراتژی درمان استاندارد به عنوان استاندارد طلایی در درمان زخم‌های پای دیابتی شناخته می‌شوند، اما ممکن است برای بهبود و پیشگیری از زخم‌های پای دیابتی، به ویژه زخم‌های پیچیده، کافی نباشند، زیرا کمتر از ۳۰٪ از زخم‌های پای دیابتی ممکن است پس از ۲۰ هفته درمان بهبود یابند [۶]. بنابراین، علاوه بر مراقبت‌های استاندارد، استراتژی‌های درمانی جدید کمکی برای ارتقای روند بهبود زخم‌های پای دیابتی مورد نیاز است. و پرطرفدارترین این استراتژی‌های درمانی جدید عبارتند از: درمان زخم با فشار منفی، درمان با اکسیژن پرفشار، [۶]. علاوه بر این درمان‌های جدید، پلاسمای سرد اتمسفری (CAP) می‌تواند به طور بالقوه روند بهبود زخم‌های پای دیابتی مزمن را تسریع کند. بر اساس فیزیک، حالت چهارم ماده، پلاسما نامیده می‌شود که با استفاده از انرژی به شکل میدان الکترومغناطیسی یا گرما برای یونیزه کردن مولکول‌های گاز در فشارها و دماهای مختلف تولید می‌شود. بر اساس ماهیت آن، پلاسما نه تنها حاوی الکترون‌ها، یون‌ها و گونه‌های واکنش‌پذیر مانند گونه‌های اکسیژن واکنش‌پذیر و گونه‌های نیتروژن واکنش‌پذیر است، بلکه نور و میدان‌های الکترومغناطیسی نیز تولید می‌کند. پلاسمای اتمسفری سرد (CAP) رایج‌ترین نوع پلاسما است که برای اهداف درمانی مورد استفاده قرار می‌گیرد.[۷]

اگرچه استراتژی‌های درمانی جدید و پرطرفدار ممکن است به بهبود زخم در بیماران مبتلا به زخم پای دیابتی کمک کند، اما هنوز قطعی نیستند. از سوی دیگر، در شرایطی که همه‌گیری‌ها افزایش می‌یابد، بیمارستان‌ها ممکن است تولنایی بستری کردن اینگونه بیماران را نداشته باشند، به خصوص در کشورهای کم‌درآمد و با درآمد متوسط که یافتن درمان پزشکی مناسب به دلیل منابع کمتر ممکن است حتی چالش برانگیزتر باشد. بنابراین، یافتن یک راه حل مقرون به صرفه و موثر که قادر به مدیریت سریع زخم پای دیابتی باشد، بسیار مهم است. این تحقیق با هدف ارزیابی اثربخشی پلاسمای سرد اتمسفری در کاهش اندازه و بار باکتریایی زخم پای دیابتی با یک روش درمانی عملی و جدید انجام شد

مواد و روش ها

طراحی مطالعه: در این تحقیق، ما یک کارآزمایی بالینی تصادفی شامل دو گروه از بیمارانی که زخم پای دیابتی مزمن را تجربه کرده بودند، اجرا کردیم. بیماران به طور تصادفی با نسبت ۱:۱ برای دریافت مراقبت استاندارد برای زخم پای دیابتی (SC) یا درمان پلاسمای فشار اتمسفری سرد (CAP) در کنار مراقبت استاندارد (SC) اختصاص داده شدند. مطالعه ما مطابق با بیانیه هلسینکی، که برجسته‌ترین بیانیه سیاست انجمن جهانی پزشکی (WMA)است، انجام شد. کمیته اخلاق پژوهشگاه غدد درون ریز و متابولیسم (EMRI) پروتکل مطالعه را تأیید کرد و پروتکل کارآزمایی در ثبت کارآزمایی‌های بالینی ایران(IRCT) با کد (IRCT20080904001199N5) ثبت شد. علاوه بر

این، این مطالعه در کلینیک پای دیابتی EMRI انجام شد.

بیماران: تحقیق حاضر منحصراً بیمارانی را بررسی می‌کند که دچار آسیب‌های نوروایسکمیک و نوروپاتیک شده‌اند. شرکت‌کنندگان واجد شرایط برای این تحقیق باید معیارهای ورود خاصی را داشته باشند، از جمله حداقل ۱۸ سال سن، ابتلا به دیابت نوع ۱ یا نوع ۲، شاخص شاخه مچ پا از ۰.۶ تا ۱.۳، و داشتن زخم اندام تحتانی که طبق سیستم درجه‌بندی واگنر درجه ۱ باشد. معیارهای خروج شامل عدم تمایل به شرکت، عفونت شدید، بارداری یا شیردهی، درمان مداوم سرطان شامل شیمی‌درمانی و پرتودرمانی و درمان مداوم با داروهای سرکوب‌کننده سیستم ایمنی است. قبل از شرکت در مطالعه، از هر بیمار خواسته شد فرم رضایت‌نامه آگاهانه را بخوانند و امضا کنند، ما تقریباً ۹۰۰ زخم را در کلینیک برای ورود احتمالی به این تحقیق غربالگری کردیم. از این افراد، ۵۱۷ زخم معیارهای ورود به مطالعه را داشتند و ۱۶۳ زخم از آنها موافقت خود را برای شرکت در مطالعه اعلام کردند. با این حال، ۸۳ زخم متعاقباً به دلایل مختلف از مطالعه حذف شدند و تنها ۸۰ زخم مطالعه را به پایان رساندند.

تصادفی‌سازی: به منظور افزایش اعتبار داده‌های به‌دست‌آمده، این مطالعه با استفاده از طرح دوسوکور انجام شد که شامل استفاده از تصادفی‌سازی بلوکی با اندازه بلوک‌های مختلط ۴ و ۶ بود که توسط محققی که در جنبه‌های بالینی مطالعه دخیل نبود، ایجاد شده بود. علاوه بر این، یک پرستار آموزش‌دیده که از روش تصادفی‌سازی و گروه درمانی بی‌اطلاع بود، برای جمع‌آوری داده‌ها منصوب شد. متعاقباً، داده‌ها توسط محقق دیگری که از گروه‌های مطالعه بی‌اطلاع بود، تجزیه و تحلیل شدند. با اجرای این روش دوسوکور، توانستیم هرگونه سوگیری احتمالی را به حداقل رسانده و قابلیت اطمینان یافته‌ها را به حداکثر برسانیم.

جت پلاسما: در این مطالعه، از یک جت پلاسمای سرد فشار اتمسفری شامل دو الکترود استفاده شد. الکترود اول به یک منبع تغذیه DC ولتاژ بالا که با فرکانس ۲۳ کیلوهرتز کار می‌کرد، با ولتاژ پیک تو پیک ۵ کیلوولت و چرخه کاری ۵۰٪ متصل شد. الکترود دوم به عنوان اتصال زمین عمل می‌کرد. این چیدمان امکان تولید یک ستون پلاسمای مستقل را فراهم می‌کرد که از بدن بیمار جدا شده و در عین حال تولید گونه‌های واکنشی را افزایش می‌داد [۸]. برای به حداقل رساندن اثرات حرارتی در طول درمان، از یک پالس با زمان روشن بودن کم استفاده شد.توان خروجی جت پلاسما ۰.۷ وات تعیین شد که با اندازه‌گیری ولتاژ و جریان پلاسما [۹]، با استفاده از یک پروب ولتاژ بالا(P6015A Tektronix Co) ، یک پروب جریان (TCP202 Tektronix Co) و یک اسیلوسکوپ ؛(DPO3012 Tektronix Co) محاسبه شد. برای تولید پلاسما، گاز آرگون با خلوص ۹۹.۹۹۹٪ با سرعت استاندارد ۵ لیتر در دقیقه تأمین شد. برای اطمینان ، اپراتور از پروتکل‌های ایمنی مطلع شد.

گروه مداخله: بر اساس استراتژی درمان استاندارد زخم پای دیابتی، که شامل چهار اصل اساسی است. در این کارآزمایی بالینی، همه بیماران ثبت نام شده مراقبت‌های استاندارد برای زخم‌های پای دیابتی را طبق موارد زیر دریافت کردند: (۱) کاهش فشار، (۲) دبریدمان، (۳) مدیریت عفونت و (۴) بازسازی عروق، در صورت لزوم [۶]. پس از برداشتن پانسمان قبلی، با استفاده از تیغ جراحی و محلول نرمال سالین برای برداشتن لبه‌های زخم کالوس، بقایای خارجی، بافت نکروزه، بیوفیلم، باکتری‌ها و بستر زخم کاملاً تمیز شد. در گروه مداخله SC + CAP، در کنار مراقبت‌های استاندارد، هر زخم بر اساس اندازه آن، به مدت ۳۰ ثانیه بر سانتی‌متر مربع، یک بار در هفته و به مدت پنج هفته متوالی، با CAP درمان شد. برای اطمینان از پوشش کامل، حرکت جت CAP روی بستر زخم با یک الگوی تخصصی، در جهات مختلف، در حالی که فاصله تقریبی ۵ میلی‌متری تا بستر زخم حفظ می‌شد، انجام شد و هیچ ناحیه درمان نشده ای باقی نماند. برای بررسی بار میکروبی زخم ها ،در شروع ، پایان هفته دوم و پایان هفته چهارم مطالعه از زخم ها قبل از شستشو نمونه برداشت شد.

بحث

بر اساس جدول۱، دو گروه مداخله و کنترل از نظر متغیرهای کیفی جمعیت‌شناختی اختلاف آماری معناداری نداشته‌اند ($P > ۰.۰۵$) ؛ در نتیجه بیماران دو گروه در شروع مطالعه از نظر این متغیرهای همسان بوده‌اند.

جدول۱:مقایسه توزیع فراوانی مطلق و نسبی متغیرهای کیفی جمعیت شناختی بیماران بین گروه های مداخله و کنترل

متغیرها / گروه		مداخله (n=40) (درصد) فراوانی	کنترل (n=40) (درصد) فراوانی	شاخص‌های آماری: آماره	شاخص‌های آماری: P-value
جنسیت	زن	8 (20.0)	12 (30.0)	1.067 *	0.302 *
	مرد	32 (80.0)	28 (70.0)		
تاریخچه مصرف سیگار	بله	9 (22.5)	10 (25.0)	0.069 *	0.793 *
	خیر	31 (77.5)	30 (75.0)		
تاریخچه بستری شدن	بله	21 (52.5)	25 (62.5)	0.818 *	0.366 *
	خیر	19 (47.5)	15 (37.5)		
تاریخچه عوارض دیابت	بله	25 (62.5)	28 (70.0)	0.503 *	0.478 *
	خیر	15 (37.5)	12 (30.0)		
تاریخچه زخم پای دیابتی ترمیم‌نشده	بله	21 (52.5)	24 (60.0)	0.457 *	0.499 *
	خیر	19 (47.5)	16 (40.0)		
تاریخچه آمپوتاسیون اندام تحتانی	بله	4 (10.0)	3 (7.5)	0.157 **	1.000 **
	خیر	36 (90.0)	37 (92.5)		
شاخص ABI راست	طبیعی	13 (32.5)	5 (12.5)	*** 656.0	0.093 ***
	متوسط	23 (57.5)	31 (77.5)		
	ضعیف	4 (10.0)	4 (10.0)		
شاخص ABI چپ	طبیعی	36 (90.0)	5 (12.5)	*** 656.0	0.093 ***
	متوسط	36 (90.0)	31 (77.5)		
	ضعیف	36 (90.0)	4 (10.0)		
محل زخم پای دیابتی	Plantar	38 (95.0)	34 (85.0)	2.556 **	0.417 **
	Dorsal	1 (2.5)	2 (5.0)		
	Medial	1 (2.5)	3 (7.5)		
	Lateral	0 (00.0)	1 (2.5)		

براســـاس جدول۲، اختلاف آماری معناداری بین میانگین واحد تشـکیل کلنی دو گروه شـروع مطالعه وجود نداشـته اسـت (P = ۰.۲۶)، درحالی‌که در پایان هفته دوم و پایان هفته چهارم مطالعه ، واحد تشـکیل کلنی در گروه مداخله بـه طور معنـاداری کمتر از گروه کنترل بود (P ۰.۰۰۳ =و P <۰.۰۰۱). بنابراین، درمان با پلاسمای سرد آرگون به همراه درمان رایج در مقایســـه با درمان رایج به تنهایی بر کاهش واحد تشـــکیل کلنی بیمـاران مبتلا بـه زخم پای دیابتی ، مؤثرتر بوده است.

جدول۲: مقایسه بین‌گروهی میانگین واحد تشکیل کلنی (CFU/mL) بیماران مبتلا به زخم پای دیابتی گروه‌های مداخله و کنترل

زمان / گروه	مداخله (n=40) M±SD	کنترل (n=40) M±SD	شاخص‌های آماری: آماره*	شاخص‌های آماری: P-value*	شاخص‌های آماری: اندازه اثر
قبل از مداخله	38247.00±44397.06	52062.50±47377.17	687.00	0.260	0.300
پایان هفته دوم مداخله	22990.78±32942.97	52331.25±55296.45	495.50	0.003	0.644
پایان هفته چهارم مداخله	11720.38±19115.89	60101.25±67814.02	380.00	< 0.001	0.971

براســـاس جدول۳ ، اختلاف آماری معناداری بین میانگین مســاحت زخم دو گروه مداخله و کنترل در شـروع مطالعه وجود نداشـــته اســـت (P = ۰.۵۱۶)، درحالی‌که در پایان هفتـه دوم و پـایـان هفتـه چهـارم مطـالعـه بین دو گروه اختلاف آمـاری معنـاداری وجود داشـــت ،در هر دو مورد (P < ۰.۰۰۱). بنابراین، درمان با پلاسـمای سـرد آرگون به همراه درمان رایج در مقایســـه با درمان رایج به تنهایی بر کاهش مســـاحت زخم بیماران مبتلا به زخم پای دیابتی، مؤثرتر بوده است.

جدول۳:مقایسه بین گروهی میانگین مساحت زخم بیماران مبتلا به زخم پای دیابتی گروه های مداخله و کنترل

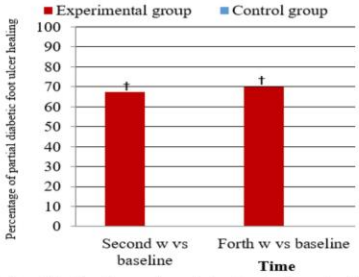
زمان / گروه	مداخله (n=40) M±SD	کنترل (n=40) M±SD	شاخص‌های آماری: آماره*	شاخص‌های آماری: P-value*	شاخص‌های آماری: اندازه اثر
قبل از مداخله	1.72±1.31	2.17±1.73	732.50	0.516	0.293
پایان هفته دوم مداخله	0.74±0.88	2.08±1.83	363.00	< 0.001	0.933
پایان هفته چهارم مداخله	0.29±0.40	1.81±1.63	183.00	< 0.001	1.280

طبق جدول۴، درمان با پلاسمای سرد اتمسفری آرگون توانسته است ۸۵.۹۳ % و درمان استاندارد ۶.۲۹ % میانگین مساحت زخم پای دیابتی را کاهش دهد.

جدول۴: مقایسه بین‌گروهی میانگین کاهش درصد مساحت زخم بیماران مبتلا به زخم پای دیابتی گروه‌های مداخله و کنترل در پایان هفته دوم مطالعه و پایان هفته چهارم مطالعه در مقایسه با شروع مطالعه

زمان / گروه	مداخله (n=40) M±SD	کنترل (n=40) M±SD	شاخص‌های آماری: آماره*	شاخص‌های آماری: P-value*	شاخص‌های آماری: اندازه اثر
هفته دوم در مقایسه با قبل از مداخله	64.56±28.98	-4.54±35.35	60.00	< 0.001	1.589
هفته چهارم در مقایسه با قبل از مداخله	85.93±16.03	6.29±41.18	5.00	< 0.001	2.543

براساس شکل۱، ۶۷.۵ % از زخم بیماران گروه مداخله در هفته دوم در مقایســـه با شـــروع مطالعه ، حداقل ۵۰ % کاهش داشته است در حالی که در گروه کنترل این میزان صفر بوده است (P < ۰.۰۰۱). همچنین در هفته چهارم در مقایســـه با شـــروع مطالعه ، زخم ۷۰ % از بیماران گروه مداخله حداقل ۵۰ % کاهش داشـته اسـت، در حالی که در گروه کنترل این میزان صفر بوده اسـت (P < ۰.۰۰۱). این نتایج به‌طورکلی نشان می‌دهد که درمان با پلاسـمای سـرد آرگون به همراه درمان رایج در مقایســـه با درمان رایج به تنهایی می‌تواند بر کاهش حداقل ۵۰ % مســـاحت زخم بیماران مبتلا به زخم پای دیابتی ، مؤثرتر باشد.



شکل۱: مقایسه بین‌گروهی درصد ترمیم نسبی زخم (حداقل ۵۰ ٪ کاهش مساحت زخم) بیماران مبتلا به زخم پای دیابتی گروه‌های مداخله و کنترل در زمان‌های مختلف {† اختلاف آماری معنادار بین دو گروه (P < ۰.۰۰۱)}

پلاسمای سرد آرگون از طریق فرآیندهای زیستی متعدد ،اثرگذاری خود را در درمان زخم پای دیابتی مزمن اعمال می‌کند. این فرآیندها شامل سیگنالینگ اکسید احیا (ریدوکس)، تنظیم التهاب، بازسازی بافت و حفاظت بافتی هستند. شواهد حاصل از مطالعات پیش‌بالینی نشان داده‌اند که تسریع روند ترمیم با بهبود باز سازی اپی‌تلیال، بهبود رگزایی، افزایش سنتز فیبرهای کلاژن، تولید کراتین و تشکیل بافت گرانوله
همراه است. علاوه بر این، اثرات مفید نیز ازجمله مهاجرت ماکروفاژها و نوتروفیل‌ها، آزادسازی کموکاین‌ها و سایتوکاین‌ها، فعال‌سازی مسیرهای آنتی‌اکسیدانی به‌ویژه مسیر Nrf2، و بروز پاسخ‌های تکثیری همراه با آپوپتوز وابسته به مرحله ترمیم زخم (از طریق مسیر سیگنالینگ p53) گزارش شده است.[۱۰]، [۱۱]، [۱۲].تغییرات مساحت از جمله مولفه های مهم در فرآیند درمان زخم ها است. طبق جدول۴، تیمار پلاسما توانسته است ۷۹.۶۴ ٪ بیشتر ، میانگین مساحت زخم های گروه پلاسما را نسبت به گروه کنترل کاهش دهد .این کاهش با توجه به مطالعات انجام شده قبل قابل توجه است درحالی‌که فرآیند اجرای پژوهش در این مطالعات قالبا بسیار فشرده‌تر از روش اجرایی ما بوده است[۱۳]
برای مثال در مقاله آقای میرپور و همکاران ،بیمار در مدت زمان سه هفته، هفته ای سه مرتبه و هر جلسه به مدت زمان ۵ دقیقه تحت تیمار پلاسما قرار گرفتند اما درصد کاهش زخم‌های گروه پلاسما نسبت به گروه کنترل در حدود ۲۰ ٪ بیشتر بوده است[۱۳] ؛ امتیاز مطالعه ما نسبت به مطالعات قبلی این است که اولا در جامعه آماری بزرگتری بررسی شده و ثانیا شرایط اجرای پژوهش ما به شرایط واقعی در مراکز درمانی نزدیک‌تر و برای بیمار قابل قبول‌تر است که همین امر باعث کاربردی تر بودن این روش میشود. و در اخر نتایج بهتری در بهبود زخم ها کسب کرده. نکته قابل توجه این است که هیچ عارضه جانبی در طول یا بعد از درمان پلاسما گزارش نشد..

نتیجه‌گیری:

در مجموع شاید با توجه به محدودیت نمونه‌ها نتوان یک نظر قطعی ارائه داد، لکن از حیث امکان‌سنجی می‌توان یافته‌های این پژوهش را تحلیل کرد. کاهش متوسط مساحت زخم‌ها در گروه پلاسما به نسبت مطالعات قبلی صورت گرفته بسیار امیدوارکننده است. سرانجام براساس یافته‌ها و بررسی‌های صورت گرفته، می‌توان تیمار پلاسما آرگون را یک روش درمانی امیدوارکننده و با ارزش سرمایه‌گذاری بالا معرفی کرد. این درمان از حیث امکان‌سنجی توانسته است حداقل امتیازات لازم را از نظر کاهش مساحت و مدیریت عفونت زخم به خود اختصاص دهد.

مرجع ها

[1] D. G. Armstrong, A. J. M. Boulton, and S. A. Bus, “Diabetic Foot Ulcers and Their Recurrence,” New England Journal of Medicine, vol. 376, no. 24, pp. 2367–2375, Jun. 2017, doi: 10.1056/NEJMra1615439.
[2] R. J. Snyder and J. R. Hanft, “Diabetic foot ulcers--effects on QOL, costs, and mortality and the role of standard wound care and advanced-care therapies.,” Ostomy Wound Manage, vol. 55, no. 11, pp. 28–38, Nov. 2009.
[3] J. L. Richard and S. Schuldiner, “Épidémiologie du pied diabétique,” Revue de Medecine Interne, vol. 29, no. SUPPL. 2, Sep. 2008, doi: 10.1016/S0248-8663(08)73949-3.
[4] J. L. Richard and S. Schuldiner, “Épidémiologie du pied diabétique,” Revue de Medecine Interne, vol. 29, no. SUPPL. 2, Sep. 2008, doi: 10.1016/S0248-8663(08)73949-3.
[5] A. Jodheea-Jutton, S. Hindocha, and A. Bhaw-Luximon, “Health economics of diabetic foot ulcer and recent trends to accelerate treatment,” The Foot, vol. 52, p. 101909, Sep. 2022, doi: 10.1016/j.foot.2022.101909.

[6] P. C. Aldana and A. Khachemoune, "Diabetic Foot Ulcers: Appraising Standard of Care and Reviewing New Trends in Management," Am J Clin Dermatol, vol. 21, no. 2, pp. 255–264, Apr. 2020, doi: 10.1007/s40257-019-00495-x.
[7] T. Von Woedtke, M. Laroussi, and M. Gherardi, "Foundations of plasmas for medical applications," Plasma Sources Sci Technol, vol. 31, no. 5, May 2022, doi: 10.1088/1361-6595/ac604f.
[8] A. M. Lietz and M. J. Kushner, "Electrode configurations in atmospheric pressure plasma jets: production of reactive species," Plasma Sources Sci Technol, vol. 27, no. 10, p. 105020, Oct. 2018, doi: 10.1088/1361-6595/AADF5B.
[9] T. Gerling, R. Brandenburg, C. Wilke, and K. Di. Weltmann, "Power measurement for an atmospheric pressure plasma jet at different frequencies: distribution in the core plasma and the effluent," The European Physical Journal Applied Physics, vol. 78, no. 1, p. 10801, Apr. 2017, doi: 10.1051/EPJAP/2017160489.
[10] A. Schmidt, G. Liebelt, F. Nießner, T. von Woedtke, and S. Bekeschus, "Gas plasma-spurred wound healing is accompanied by regulation of focal adhesion, matrix remodeling, and tissue oxygenation," Redox Biol, vol. 38, Jan. 2021, doi: 10.1016/j.redox.2020.101809.
[11] A. Schmidt, F. Niesner, T. Von Woedtke, and S. Bekeschus, "Hyperspectral Imaging of Wounds Reveals Augmented Tissue Oxygenation following Cold Physical Plasma Treatment in Vivo," IEEE Trans Radiat Plasma Med Sci, vol. 5, no. 3, pp. 412–419, May 2021, doi: 10.1109/TRPMS.2020.3009913.
[12] M. R. Amini et al., "Beneficial effects of cold atmospheric plasma on inflammatory phase of diabetic foot ulcers; a randomized clinical trial," J Diabetes Metab Disord, vol. 19, no. 2, pp. 895–905, Dec. 2020, doi: 10.1007/S40200-020-00577-2,.
[13] S. Mirpour et al., "Cold atmospheric plasma as an effective method to treat diabetic foot ulcers: A randomized clinical trial," Sci Rep, vol. 10, no. 1, p. 10440, Jun. 2020, doi: 10.1038/s41598-020-67232-x.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P6-13

رویکرد چند وجهی پلاسما جت آرگون در درمان آکنه وولگاریس

الهه رزاقی ها[1]*، محمدرضا لطفی[2]، محمدرضا خانی[3]، بابک شکری[4]، محمدعلی نیلفروش زاده[5]، شیوا علوی
[1]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی e_razaghiha@sbu.ac.ir
[2]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی m.lotfi6531@gmail.com
[3]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی m_khani@sbu.ac.ir
[4]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید b-shokri@sbu.ac.ir
[5و6]مرکز تحقیقات پوست و سلول های بنیادی، دانشگاه علوم پزشکی تهران

چکیده

این مطالعه به بررسی اثربخشی درمان با جت پلاسمای آرگون برای آکنه ولگاریس پرداخت؛ بیماری که تقریباً ۹۰ درصد از نوجوانان را تحت تأثیر قرار می‌دهد و ۵۰ درصد از آنها همچنان تا بزرگسالی علائم را تجربه می‌کنند. در یک کارآزمایی بالینی بر روی ۱۱ بیمار مبتلا به آکنه متوسط تا شدید، درمان با جت پلاسمای آرگون (۰.۶۲ وات، ۸ جلسه هفتگی) کاهش قابل توجهی در پورفیرین‌های باکتریایی، تعداد منافذ ریز نشان داد. اثرات درمانی در پیگیری دوماهه پایدار بودند. جت پلاسمای آرگون یک درمان ایمن و چندوجهی است که از طریق اثرات ضد میکروبی و تنظیم سبوم عوامل پاتوژن کلیدی آکنه را هدف قرار می‌دهد.

The multifaceted approach of argon plasma jet in the treatment of acne vulgaris

Abstract

This study investigated the efficacy of argon plasma jet treatment for acne vulgaris, a condition that affects approximately 90% of adolescents, with 50% continuing to experience symptoms into adulthood. In a clinical trial involving 11 patients with moderate to severe acne, argon plasma jet treatment (0.62 W, 8 weekly sessions) demonstrated significant reductions in bacterial porphyrins and fine pore count. The therapeutic effects remained sustained at the 2-month follow-up. Argon plasma jet represents a safe and multifaceted treatment that targets key acne pathogens through its antimicrobial effects and sebum regulation.

Keywords: Cold atmospheric plasma, Acne vulgaris, Cutibacterium acnes, sebum

مقدمه

پوست به عنوان بزرگ ترین اندام بدن، میزبان مجموعه پیچیده ای از میکروارگانیسم ها (میکروبیوم) است که برای سلامت آن حیاتی است. به هم خوردن تعادل این میکروبیوم نقش اصلی در ایجاد آکنه ولگاریس دارد[۱]. آکنه یک بیماری پوستی التهابی و بسیار شایع در سراسر جهان است که بار جهانی این بیماری به طور پیوسته در حال افزایش است [۲-۵]. عوامل اصلی ایجاد آکنه شامل تولید بیش از حد سبوم، مسدود شدن منافذ و التهاب ناشی از باکتری Cutibacterium acnes است[۶, ۷]. از طرفی، درمان های رایج موجود مانند آنتی بیوتیک ها با چالش مقاومت باکتریایی و عوارض جانبی رو به رو هستند؛ بنابر این روشی جایگزین برای درمان، امری ضروری است.

پلاسمای اتمسفری سرد یک گاز یونیزه شده در دمای نزدیک به محیط میباشد که این فناوری به دلیل اثرات ضد میکروبی و درمانی خود در حوزه پزشکی مورد مطالعه قرار گرفته است. پلاسما با تولید انواعی از گونه های فعال اکسیژن و نیتروژن عمل میکند. این گونه ها باکتری ها را از طریق مکانیسم هایی مانند آسیب به دیواره سلولی و مواد ژنتیکی، آن ها را از بین میبرد. مهم تر از همه تاثیر پلاسما بر روی باکتری های مقاوم به آنتی بیوتیک میباشد[۸-۱۳]. مطالعات نشان میدهند پلاسمای سرد میتواند پاسخ های التهابی پوست را با تنظیم مواد التهابی کاهش دهد. همچنین ثابت شده است که این فناوری تولید چربی پوست (سبوم) را مهار میکند. در واقع

پلاسما هم باعث کاهش فعالیت باکتری آکنه و کاهش تولید چربی در غدد مربوطه میشود[۱۴, ۱۵].

پژوهش حاضر یک روش درمانی نوین و غیر تهاجمی برای آکنه های مقاوم معرفی میکند. این روش به طور همزمان دو عامل مهم در ایجاد آکنه، باکتری و سبوم را مورد بررسی قرار میدهد. نتایج بدست آمده در این مطالعه اثر بخشی پایدار و طولانی مدت را در این روش درمانی نان میدهد.

مواد و روش ها

طراحی مطالعه و نحوه تیمار

این کارآزمایی بالینی با طراحی Split-face بر روی ۱۱ بیمار مبتلا به آکنه متوسط تا شدید با تایید کمیته اخلاق دانشگاه علوم پزشکی تهران (IRCT20160514027888N1) انجام شد. نیمه صورت به مدت ۳ دقیقه تحت مواجهه با پلاسما جت آرگون فعال قرار گرفت و نیمه مقابل به عنوان کنترل تنها گاز آرگون غیر فعال دریافت کرد. ارزیابی های بالینی در چهار بازه زمانی: قبل، پس از ۴ و ۸ جلسه درمانی و پیگیری دو ماهه پس از درمان انجام شد.

منبع پلاسما

در این مطالعه از یک سیستم پلاسما جت آرگون با توان بهینه شده ۰.۶۲ وات و پیکربندی تخلیه سد دی الکتریک استفاده شد. طراحی فنی این سیستم شامل نازل تفلونی عایق و الکترود پین-رینگ با جداگر کوارتزی است، که در مطالعات پیش بالینی مورد تایید قرار گرفته است. این سیستم با دارا بودن شش سطح قابل تنظیم، امکان اجرای مطالعات بالینی کنترل شده را فراهم میسازد.

شکل ۱ _ سیتم پلاسما جت آرگون (شرکت سانیا - ایران)

بررسی تغییرات منافذ پوست

برای ارزیابی عینی پارامتر های پوستی از یک سیستم تصویر برداری Visioface D1000 (شرکت Courage+Khazaka، آلمان) استفاده شد. این سیستم امکان طبقه بندی منافذ و کمی سازی لکه های پوستی را با وضوح زیر میکرونی و قابلیت تکرار پذیری بالا فراهم میسازد.

بررسی تغییرات C.acnes

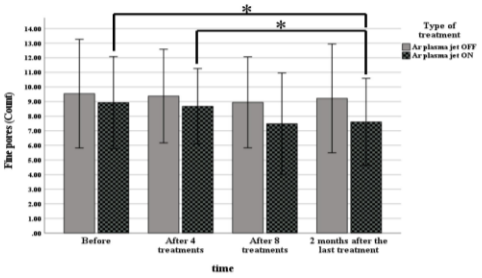
از سیستم Visiopor® PP34N برای ارزیابی کمی فلورسانس پورفیرین ناشی از C.acne در ضایعات آکنه، استفاده شد. این سیستم سه شاخص کلیدی شامل تعداد فلورسانس، سطح پوشش و شدت فلورسانس را با دقت بالا اندازه گیری میکند. کاهش معنی دار این پارامتر ها پس از درمان، به عنوان معیاری عینی و قابل تکرار برای پایش پاسخ به درمان مورد استفاده قرار گرفت.

نتایج و بحث

بررسی نتایج تغییرات منافذ پوست

منافذ پوستی، دهانه قابل مشاهده فولیکول های پیلوسبابه هستند که تحت تاثیر عوامل درونزا و برون زا متعدد دچار گشاد شدگی میشوند[۱۶, ۱۷]. در این مطالعه، منافذ به دو دسته کوچک (کمتر از ۵۰ میکرومتر) و بزرگ (بیشتر از ۵۰ میکرومتر) تقسیم و به صورت کمی ارزیابی شدند. پاتوژن منافذ کوچک عمدتا ناشی از هایپرکراتینیزاسیون مجرا، کاهش اسید لینولئیک و التهاب ناشی از C.acnes است[۱۸, ۱۹]. در مقابل، منافذ بزرگ در نتیجه انسداد مجرا، پارگی، التهاب مزمن و بازسازی بافت همبند با کلاژن بینظم تشکیل میشوند[۲۰]. هر دو نوع منافذ در نهایت منجر به تغییرات سلختاری پایدار در واحد پیلوسبابه و ماتریکس خارجی سلولی میگردند.

بر اساس مطالعه کیم و همکاران[۱۷]، اندازه منافذ صورت با ترشح سبوم همبستگی مثبت دارد. در این مطالعه، کاهش معنا دار اندازه و تراکم منافذ پس از درمنان با پلاسما جت آرگون، احتمالا ناشی از مهار فعالیت غدد سبابه بوده است.



شکل ۲ _ تجزیه و تحلیل کمی تغییرات تعداد منافذ پس از استفاده از پلاسمای آرگون فعال و غیر فعال در طول ۸ جلسه درمانی متوالی و پیگیری دو ماهه پس از آخرین درمان انجام شده. گروه پلاسمای آرگون فعال (هاشور خورده) کاهش تدریجی در تعداد منافذ را نشان داد که این بهبود در منافذ ریز از نظر آماری معنا دار بود ($P<0.05$). گروه کنترل غیر فعال(خاکستری) هیچ تغییر معنا داری را نشان نداد($P>0.05$)

طبق شکل ۲ و جدول ۱ نتایج بدست آمده نشان میدهند که، درمان با پلاسما جت آرگون فعال منجر به کاهش معنا دار در تعداد منافذ ریز (۱۶.۱٪) و درشت (۱۳٪) پس از ۸ جلسه درمان گردید. پایداری اثر درمان در منافذ ریز بیشتر بود و در پیگیری دو ماهه کمتر از ۲٪ تغییر نشان داد. در مقابل، منافذ درشت کاهش اضافی ۵.۹٪ در دوره پیگیری داشتند که احتمالا حاکی از مکانیسم های تاخیری در بازسازی پوست است. گروه کنترل غیر فعال هیچ تغییر آماری معناداری در هیچ یک از

ابعاد منافذ نشان نداد. اگر چه تفاوت بین گروهی از نظر آماری به سطح معناداری نرسید، روند واگرایی مشاهده شده بین گروه ها، اثرات تجمعی بالقوه درمان را نشان میدهد که تایید آن مستلزم مطالعات با حجم نمونه بزرگ تر است.

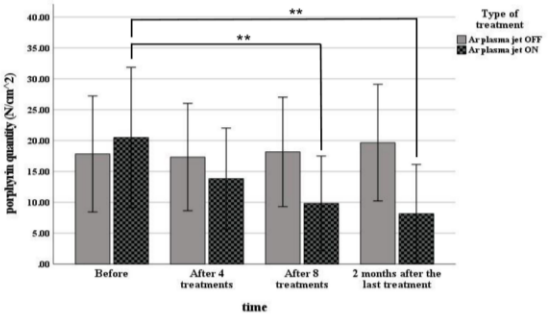
جدول1 _ مقایسه میانگین تعداد منافذ کوچک و بزرگ در دو گروه فعال و غیر فعال پلاسمای آرگون در زمان های اندازه گیری مختلف (قبل از درمان، پس از ۴ و ۸ جلسه درمان و دو ماه پس از آخرین درمان). داده ها به صورت میانگین و انحراف معیار گزارش شده‌اند. مقادیر P برای بررسی تغییرات درون گروهی و تفاوت های بین گروهی محاسبه شد. تغییرات درون گروهی در حالت پلاسمای فعال از نظر اماری در بررسی منافذ ریز معنادار بود.

	تغییرات تعداد منافذ		پلاسما جت روشن	پلاسما جت خاموش	P_Value
منافذ کوچک	زمان	قبل	8.93±3.41	9.54±4.02	0.77
		بعد از ۴ تیمار	8.68±2.80	9.38±3.47	0.68
		بعد از ۸ تیمار	7.49±3.75	8.95±3.37	0.46
		۲ ماه پس از آخرین تیمار	7.61±3.23	9.22±4.03	0.42
		P-Value	0.010*	0.777	
منافذ بزرگ	زمان	قبل	4.48±2.50	4.25±2.06	0.85
		بعد از ۴ تیمار	3.98±2.04	4.30±2.30	0.79
		بعد از ۸ تیمار	3.90±2.99	4.63±2.73	0.64
		۲ ماه پس از آخرین تیمار	3.67±2.88	4.58±3.24	0.59
		P-Value	0.420	0.741	

بررسی نتایج تغییرات C.acnes

پورفیرین های تولید شده توسط C.acnes به عنوان یک نشانگر فلورسانس در ارزیابی آکنه عمل میکنند که شدت آن با بار باکتریایی و میزان ترشح سبوم همبستگی مثبت دارد[21-24]. این ترکیبات تحت نور آبی (nm۴۱۵) واکنش فتودینامیک ایجاد کرده و با تولید رادیکال های آزاد منجر به نابودی باکتری میشوند[25, 26]. در این مطالعه، تغییرات کمی در تعداد لکه های فلورسانس نارنجی-قرمز ناشی از پورفیرین به عنوان شاخصی از فعالیت C.acnes مورد بررسی قرار گرفت. کاهش معنادار این پارامتر ها پس از درمان نشان دهنده اثربخشی درمان در کنترل کلونیزاسیون باکتریایی و التهاب وابسته به آن است.

طبق نتایج بدست آمده در شکل ۳ و جدول ۲ درمان با پلاسما جت آرگون فعال منجر به کاهش پیشرونده و معنادار سطوح پورفیرین ناشی از C.acnes در طول دوره درمان شد ($P<0.001$). اثر ضد باکتریایی این درمان پایدار بود، به طوری که در پیگیری دوماهه، کاهش اضافی ۱۶ درصدی در تعداد پورفیرین ها مشاهده گردید، در مقابل، گروه کنترل غیر فعال هیچ تغییر معناداری در سطوح پورفیرین نشان نداد. این نتایج حاکی از اثربخشی ماندگار پلاسمای آرگون فعال در کاهش بار باکتریایی برای حداقل دوماه پس از اتمام درمان میباشد.



شکل ۳ _ تجزیه و تحلیل کمی کاهش تعداد پورفیرین ها پس از درمان با پلاسمای آرگون فعال در مقابل غیر فعال. کاهش پیشرونده در تعداد پورفیرین ها در ۸ جلسه متوالی درمان با پلاسمای آرگون فعال مشاهده شد($P<0.01$) که با اثرات درمانی پایدار در پیگیری دوماهه همراه بود. همچنین درمان فعال در مقایسه با درمان غیر فعال، در مقایسه بین گروهی در پیگیری دوماهه، کارایی معناداری نشان داد.

جدول2 _ مقایسه میانگین تعداد پورفیرین ها تحت دو درمان متوالی فعال و غیر فعال پلاسما جت آرگون در زمان های اندازه گیری مختلف (قبل از درمان، پس از ۴ و ۸ جلسه درمان و ۲ ماه پس از آخرین درمان انجام شده). داده ها به صورت میانگین و انحراف نعیار گزارش شده اند. مقادیر P-Value برای بررسی تغییرات درون گروهی و تفاوت های بین گروهی محاسبه شد. تغییرات درون گروهی در حالت پلاسمای فعال از نظر اماری معنادار بود. در پیگیری ۲ ماهه، تغییرات بین گروهی برای دو شرایط درمانی فعال و غیر فعال از نظر آماری معنادار بود.

	تغییرات تعداد C.acnes	پلاسما جت روشن	پلاسما جت خاموش	P_Value
زمان	قبل	20.50±10.82	17.83±8.95	0.652
	بعد از ۴ تیمار	13.83±7.81	17.33±8.28	0.469
	بعد از ۸ تیمار	9.83±7.30	18.16±8.45	0.098
	۲ ماه پس از آخرین تیمار	8.17±7.60	19.67±9.00	0.038*
	P-Value	<0.001*	0.602	

در شکل ۴ روند درمانی یک فرد داوطبل در این مطالعه مشاهده میشود که بعد از ۸ جلسه درمانی تعداد آکنه و التهاب ها کاهش یافته است و این اثرات حداقل تا دو ماه پس از آخرین درمان انجام شده باقی مانده است و بازگشت آکنه مشاهده نشد.

نتیجه گیری

این مطالعه اثربخشی یک روش نوین و غیرتهاجمی مبتنی بر پلاسما جت آرگون را در درمان آکنه مورد بررسی قرار داد. یافته‌ها نشان داد که این درمان به طور همزمان موجب کاهش معنادار بار باکتریایی C. acnes (از طریق کاهش پورفیرین) و تعدیل ترشح سبوم (با کاهش تعداد منافذ) می‌شود. اثرات درمانی تا دو ماه پس از پایان دوره درمان پایدار باقی ماند و هیچ عارضه حرارتی یا نامطلوبی مشاهده نشد. با توجه به مکانیسم چندعاملی و پروفایل ایمنی مطلوب، جت پلاسمای آرگون می‌تواند به عنوان یک گزینه درمانی امیدبخش در مدیریت آکنه، به ویژه در موارد مقاوم به درمان مطرح باشد.

شکل ۴ _ تغییرات آکنه یکی از شرکت کننده ها در این مطالعه در طول ۸ درمان متوالی و در پیگیری دوماهه

مرجع ها:

1. Byrd, A.L., Y. Belkaid, and J.A. Segre, *The human skin microbiome.* Nature Reviews Microbiology, 2018. **16**(3): p. 143-155.
2. Zhu, Z., et al., *Global, regional and national burdens of acne vulgaris in adolescents and young adults aged 10–24 years from 1990 to 2021: a trend analysis.* British Journal of Dermatology, 2024. **192**(2): p. 228-237.
3. Network, G.B.o.D.C., *Global Burden of Disease Study 2021 (GBD 2021) Results.* 2022: Institute for Health Metrics and Evaluation (IHME), 2022. Available from https://vizhub.healthdata.org/gbd-results/.
4. Williams, H.C., R.P. Dellavalle, and S. Garner, *Acne vulgaris.* The Lancet, 2012. **379**(9813): p. 361-372.
5. Dawson, A.L. and R.P. Dellavalle, *Acne vulgaris.* Bmj, 2013. **346**.
6. Fox, L., et al., *Treatment modalities for acne.* Molecules, 2016. **21**(8): p. 1063.
7. Bhate, K. and H. Williams, *Epidemiology of acne vulgaris.* British Journal of Dermatology, 2013. **168**(3): p. 474-485.
8. O'Neill, F., L. O'Neill, and P. Bourke, *Recent Developments in the Use of Plasma in Medical Applications.* Plasma, 2024. **7**(2): p. 284-299.
9. Lu, H., et al., *Bacterial inactivation by high-voltage atmospheric cold plasma: influence of process parameters and effects on cell leakage and DNA.* Journal of applied microbiology, 2014. **116**(4): p. 784-794.
10. Bernhardt, T., et al., *Plasma medicine: Applications of cold atmospheric pressure plasma in dermatology.* Oxidative medicine and cellular longevity, 2019. **2019**(1): p. 3873928.
11. Yahaya, A.G., et al., *Direct and indirect bactericidal effects of cold atmospheric-pressure microplasma and plasma jet.* Molecules, 2021. **26**(9): p. 2523.
12. Laroussi, M., *Cold plasma in medicine and healthcare: The new frontier in low temperature plasma applications.* Frontiers in Physics, 2020. **8**: p. 74.
13. Von Woedtke, T., H.R. Metelmann, and K.D. Weltmann, *Clinical plasma medicine: state and perspectives of in vivo application of cold atmospheric plasma.* Contributions to Plasma Physics, 2014. **54**(2): p. 104-117.
14. Cho, S.B., et al., *Cold atmospheric plasma inhibits lipogenesis and proliferation of human sebocytes and decreases sebum production in human facial skin.* Dermatologic Therapy, 2023. **2023**(1): p. 2922191.
15. Zablah, A.C., T. Griffin, and P. Lio, *Cold Atmospheric Plasma in Inflammatory and Infectious Dermatology: A Scoping Review.* Journal of Integrative Dermatology, 2025.
16. Uhoda, E., et al., *The conundrum of skin pores in dermocosmetology.* Dermatology, 2004. **210**(1): p. 3-7.
17. Kim, B., et al., *Sebum, acne, skin elasticity, and gender difference–which is the major influencing factor for facial*

18. Cunliffe, W.J., D. Holland, and A. Jeremy, *Comedone formation: etiology, clinical presentation, and treatment.* Clinics in dermatology, 2004. **22**(5): p. 367-374.
19. Xie, L., et al., *The role of microcomedones in acne: Moving from a description to treatment target?* JDDG: Journal der Deutschen Dermatologischen Gesellschaft, 2024. **22**(1): p. 9-16.
20. Mizukoshi, K. and K. Takahashi, *Analysis of the skin surface and inner structure around pores on the face.* Skin Research and Technology, 2014. **20**(1): p. 23-29.
21. Barnard, E., et al., *Porphyrin production and regulation in cutaneous.* Propionibacteria.
22. Spittaels, K.-J., et al., *Porphyrins produced by acneic Cutibacterium acnes strains activate the inflammasome by inducing K+ leakage.* IScience, 2021. **24**(6).
23. Donytasari, F.M., N.K. Jusuf, and I.B. Putra, *Correlation between Sebum Level and Follicular Fluorescence in Acne Vulgaris Patients.* Open Access Macedonian Journal of Medical Sciences, 2022. **10(B)**: p. 1202-1205.
24. Putra, I.B., N.K. Jusuf, and N.K. Dewi, *The role of digital fluorescence in acne vulgaris: correlation of ultraviolet red fluorescence with the severity of acne vulgaris.* Dermatology Research and Practice, 2019. **2019**(1): p. 4702423.
25. Scott, A.M., et al., *Blue-light therapy for acne vulgaris: a systematic review and meta-analysis.* The Annals of Family Medicine, 2019. **17**(6): p. 545-553.
26. Hamilton, F., et al., *Laser and other light therapies for the treatment of acne vulgaris: systematic review.* British Journal of Dermatology, 2009. **160**(6): p. 1273-1285.
pores? Skin Research and Technology, 2013. **19**(1): p. e45-e53.

Paper ID: P7-01

بررسی اثر آب فعال پلاسمایی بر جوانه‌زنی بذر کنجد

ابوالفضل مازندرانی*[۱] و شروین گودرزی[۲]
۱. سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای
* amazandarani@aeoi.org.ir

چکیده

در این مطالعه اثر آب فعال تولید شده با پلاسمای تخلیه سددی‌الکتریک استوانه‌ای بر روی جوانه‌زنی و رشد گیاه‌چه کنجد مورد آزمایش و بررسی قرار گرفت. آب شهری در زمان‌های مختلف ۴، ۸، ۱۲، ۱۶ دقیقه، توسط پلاسما تیمار شد. بذرها توسط آب فعال پلاسمایی آبیاری شده‌اند. ویژگی‌های شیمیایی آب، مانند مقدار نیترات، سختی، هدایت الکتریکی و اسیدیته اندازه‌گیری شد. نتایج نشان داد با افزایش زمان تیمار، نیترات از ۰ در شاهد به ماکسیمم ۸۴.۳ میلی‌گرم بر لیتر در تیمار ۱۶ دقیقه رسید. همچنین هدایت الکتریکی و سختی کل آب شاهد به ترتیب 705 µS/cm و 351 ppm بود که در تیمار ۱۶ دقیقه نسبت به شاهد به ترتیب ۲۷.۱٪ و ۲۷.۵٪ افزایش یافت. اسیدیته آب فعال پلاسمایی در تمام تیمارها کاهش یافت. در بین دسته‌های مختلف، بذرهای آبیاری شده با آب فعال، برجسته‌ترین نتیجه را در جوانه‌زنی و رشد گیاه نشان دادند به طوریکه طول ساقه‌چه کنجد پس از ۱۰ روز از ۳۸.۵ میلی‌متر به ۵۳.۳ میلی‌متر برای آب فعال پلاسمایی ۱۶ دقیقه افزایش داشته است. آب فعال پلاسمایی می‌تواند روش سبز امیدوارکننده‌ای برای افزایش رشد گیاه کنجد باشد.

کلید واژه: آب فعال پلاسمایی، جوانه زنی، کنجد

Investigating the effect of plasma-activated water on sesame seed germination

Abolfazl Mazandarani[1]*, and, Shervin Goudarzi[2]
1. Atomic Energy Organization of Iran, Nuclear Science and Technology Research Institute, Plasma and Nuclear Fusion Research school

Abstract

In this study, the effect of activated water produced by cylindrical dielectric barrier discharge plasma on sesame seed germination and seedling growth was tested and investigated. Municipal water was treated with plasma for 4, 8, 12, 16 minutes. Seeds were irrigated with plasma-activated water. Chemical properties of water, such as nitrate content, total solids dissolved (TDS), electrical conductivity, and pH, were measured. The results showed that with increasing treatment time, nitrate increased from 0 in the control to a maximum of 84.3 mg/L in 16 minutes. Also, the electrical conductivity and total hardness of the control water were 705 µS/cm and 351 ppm, respectively, which increased by 27.1% and 27.5%, respectively, in the 16-minute treatment compared to the control. The acidity of plasma active water decreased in all treatments. Among the different groups, seeds irrigated with activated water showed the most outstanding results in germination and plant growth, as the length of sesame seedlings increased from 38.5 mm to 53.3 mm after 10 days for plasma-activated water for 16 minutes. Plasma-activated water can be a promising green method for increasing sesame plant growth.

Keywords: Plasma-active water, germination, sesame

مقدمه

با توجه به افزایش جمعیت زمین، تقاضای جهانی برای دریافت مواد غذایی و محصولات کشاورزی افزایش می‌یابد و برای پاسخ به این تقاضا، به رویکردهای نوآورانه برای تولید و فرآوری غذا نیاز است. در حال حاضر روش سنتی افزایش بازده محصولات کشاورزی استفاده از کودهای شیمیایی و سموم دفع آفات است. با این وجود، استفاده از کودهای شیمیایی و آفت کش‌ها در حال افزایش است و ممکن است که اکوسیستم کشاورزی به شدت مختل شود و آلودگی محیط زیست را افزایش دهد. برای حل این مشکل، محققان بسیاری از فن‌آوری‌های جدید را بررسی کرده‌اند. در سال‌های اخیر استفاده از فناوری پلاسمای غیر حرارتی در کشاورزی توجه بیشتری را به خود جلب کرده است [۱].

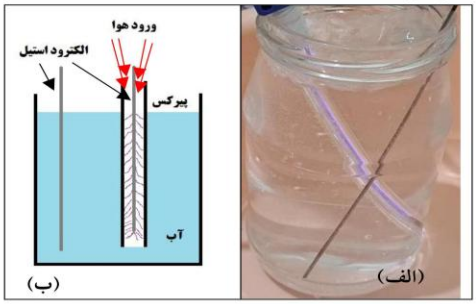
پلاسما از الکترون‌ها، یون‌ها، رادیکال‌های آزاد، ذرات بدون بار و تابش‌های الکترومغناطیسی تشکیل شده است [1, 2]. از دهه ۱۹۷۰، فناوری پلاسمای غیرحرارتی به دلیل ویژگی‌های سریع، کارآمد و بدون آلودگی آن به تدریج در جوانه‌زنی بذر، رشد گیاه، حشره کش‌های عقیم‌سازی، مهار ویروس، حفظ محصولات کشاورزی و تخریب بقایای آفت کش‌ها استفاده شده است. با این حال، فناوری پلاسمای غیرحرارتی به اندازه کافی انعطاف‌پذیر نیست تا سطح گیاه را به طور یکنواخت درمان کند و عملکرد نامناسب آن ممکن است به سطح گیاه آسیب برساند [۳, ۲]. بنابراین محققان آب را در معرض اشکال مختلف پلاسما قرار دادند تا در برخورد پلاسمای غیرحرارتی با آب، گونه‌های فعال نیتروژن و اکسیژن متنوعی چون آب اکسیژنه (H_2O_2)، نیترات (NO_3^-)، نیتریت (NO_2^-)، رادیکال‌های هیدروکسیل ($OH^\bullet$)، و ... را تولید کنند [۵, ۴]. آب حاصل شده را، آب فعال پلاسمایی (PAW[1]) می‌نامند که به دلیل خواص شیمیایی متمایزش (مانند کاهش میزان اسیدیته و افزایش نیترات) ثابت شده است که می‌تواند جوانه‌زنی بذر را تقویت کرده و رشد گیاه را تحریک کند و آب را برای گیاه به یک کود طبیعی تبدیل کند [۱- ۳ و ۶]. پژوهش‌های متعددی عملکرد PAW را بر جوانه‌زنی بررسی کردند و نشان دادند که درمان PAW به طور قابل توجهی میزان جوانه‌زنی را در انواع مختلف بذر بهبود می‌بخشد. نتایج موثر و مثبتی بر عملکرد PAW در بذرهای سویا، ماش، نخود، عدس و ... گزارش شده است [۱- ۳، ۷، ۸].

دانه‌های روغنی به جهت تغذیه انسان و همچنین تولید مواد فرعی مورد استفاده در تغذیه دام از اهمیت زیاد برخوردار هستند. دانه‌های کنجد از جمله دانه‌های روغنی مهم بوده که علاوه بر خواص آنتی اکسیدانی، به دلیل محتوای تغذیه بالا، از جمله اسیدهای آمینه ضروری، چربی‌های سالم، ویتامین ها و مواد معدنی شناخته می‌شوند. این باعث می‌شود آنها منبع عالی پروتئین گیاهی باشد که برای نیازهای مختلف غذایی و مزایای سلامتی بسیار مهم است. ریز بودن بذر کنجد ممکن است جوانه‌زدن و ظهور گیاه‌چه در مزرعه، به ویژه در شرایط کمبود رطوبت، را تحت تاثیر قرار دهد [9- 11].

تاکنون مطالعات متعددی در جوانه‌زنی بذرهای کنجد منتشر شده است ولی مطالعه‌ای برای بررسی اثر PAW بر جوانه‌زنی بذرهای کنجد ارائه نشده است. این مطالعه با هدف ارزیابی اثرات PAW بر جوانه‌زنی بذر و رشد گیاه‌چه کنجد، با تمرکز بر پتانسیل آن برای بهبود این فرآیندها انجام شد.

مواد و روش ها

تولید آب فعال: در این مطالعه، از یک منبع تغذیه ۱۵ کیلوولت و ۲۵ کیلوهرتز، الکترودهای استوانه‌ای استیل به طول ۲۰ سانتی‌متر و قطر ۲ میلی‌متر، دی‌الکتریک پیرکس با قطر خارجی ۶ میلی‌متر و قطر داخلی ۴ میلی‌متر به ارتفاع ۲۰ سانتی‌متر و پمپ هوا (۲.۵ لیتر بر دقیقه) برای تولید پلاسمای تخلیه سددی‌الکتریک استوانه‌ای استفاده شده است. شکل۱، تشکیل پلاسمای تخلیه سددی‌الکتریک (DBD[2]) درون آب (الف) و شماتیک تولید پلاسما (ب) را نشان می‌دهد.



شکل ۱- تشکیل پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک (DBD) درون آب (الف) و شماتیک تولید پلاسما (ب)

[1] Plasma Activated Water

[2] Dielectric Barrier Discharge

داخل ظرف به اندازه ۱ لیتر آب شهری ریخته شد، سپس مطابق شماتیک شکل ۱، الکترودها و دی‌الکتریک پیرکس درون ظرف قرار داده شد. پمپ هوا برای ورود هوا به پیرکس متصل گردید. سپس الکترودها به خروجی منبع تغذیه وصل شدند و پلاسمای تخلیه سددی‌الکتریک در فضای خالی بین الکترود و پیرکس تشکیل شد. آب شهری در زمان‌های ۴، ۸، ۱۲ و ۱۶ دقیقه تحت تیمار پلاسما قرار گرفت. کلیه آزمایش‌ها ۳ بار تکرار شد.

اندازه‌گیری پارامترهای آب: در این مطالعه، میزان سختی کل، هدایت الکتریکی(EC)، و میزان pH آب از دستگاه Multifunctional- EZ 9908/686 و برای اندازه‌گیری نیترات از کیت AK3020 مخصوص سنجش نیترات شرکت اراک شیمی استفاده شد. اندازه‌گیری‌ها بلافاصله بعد از تیماردهی انجام شد.

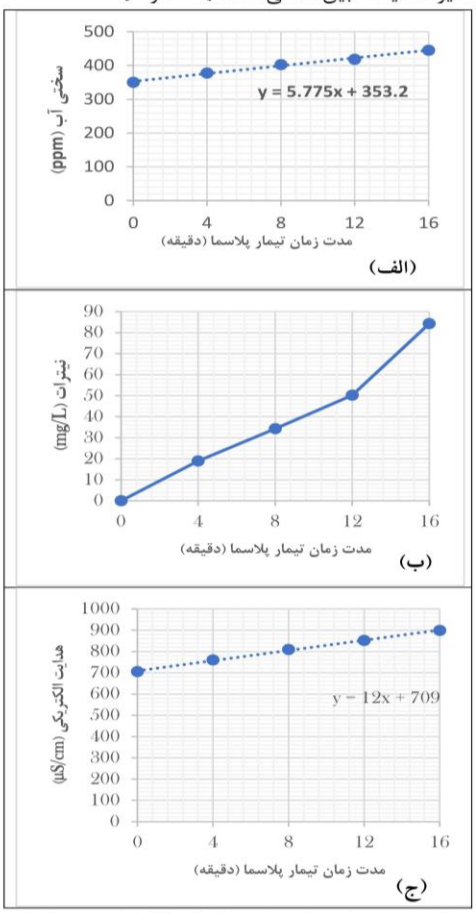
جوانه‌زنی و رشد گیاه‌چه: این آزمایش‌ها به صورت یک طرح کاملا تصادفی برای بذر کنجد با سه بار تکرار انجام شد. در این آزمایش‌ها از پتری‌دیش شیشه‌ای استفاده شد و درون پتری‌دیش‌ها کاغذ صافی و تعداد ۲۰ عدد بذر قرار گرفت. ارزیابی واکنش جوانه‌زنی در دماهای ثابت ۲۵ درجه سانتی‌گراد در اتاقک رشد تاریک با متوسط رطوبت نسبی ۵۰ درصد صورت گرفت [11 -9].

در پایان دوره ۱۰ روزه اجرای آزمایش، درصد جوانه‌زنی نهایی، طول ریشه‌چه و ساقه‌چه محاسبه شدند. طول ساقه‌چه و ریشه‌چه، به‌وسیله خط‌کشی با دقت ۱ میلی‌متر اندازه‌گیری و بر روی یک نمودار رسم شدند. درصد جوانه‌زنی به عنوان یک پارامتر مهم در تعیین کیفیت و قدرت بذر است که از معادله زیر محاسبه شد:[11]

۱۰۰ × (تعداد کل بذرها /تعداد بذرهای جوانه زده) = درصد جوانه‌زنی نهایی

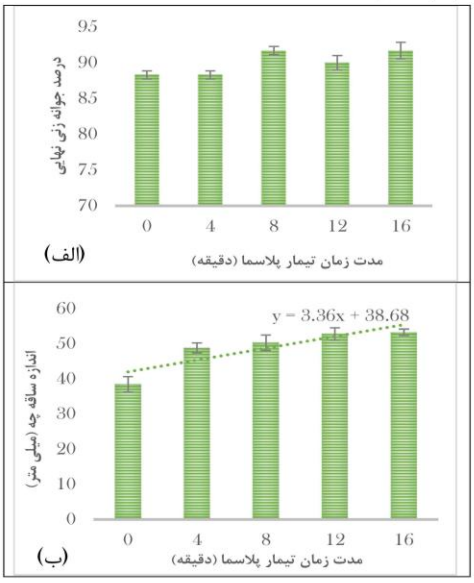
بحث و نتایج:

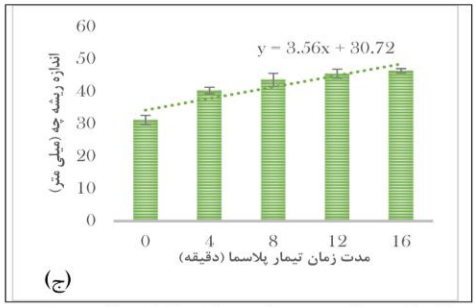
اندازه‌گیری پارامترهای آب: با توجه به شکل ۲- الف، سختی کل آب در ابتدا 351ppm بود که در زمان‌های مختلف تیمار پلاسما به صورت صعودی اندازه‌گیری شده است. علت این امر می‌تواند تشکیل یون‌های جدید در آب مانند گونه‌های آب اکسیژنه و نیترات باشد [۱- ۳ و ۶]. سختی کل PAW در زمان‌های ۴، ۸، ۱۲ و ۱۶ دقیقه به ترتیب ۷.۷، ۱۴.۸، ۱۹.۴ و ۲۷.۱ درصد نسبت به شاهد افزایش داشته است. همچنین اسیدیته آب برای زمان‌های مختلف تیمار با پلاسما اندازه‌گیری شد. اسیدیته آب شاهد ۷.۶۵ و در تیمارهای ۴، ۸، ۱۲ و ۱۶ دقیقه به ترتیب به ۷.۲۱، ۷.۰۱، ۶.۸۴ و ۶.۵۷ رسید. در قسمت (ب) شکل ۲، نیترات آب در حالت شاهد ۰ اندازه‌گیری شد که در تیمار ۴، ۸، ۱۲ و ۱۶ دقیقه به ترتیب ۱۸.۹، ۳۴.۳، ۵۰.۲ و ۸۴.۳ میلی‌گرم بر لیتر رسید. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش مدت زمان تیمار پلاسما، مقدار نیترات افزایش پیدا می‌کند که نشان دهنده تجمع گونه‌های فعال نیتروژن در PAW است. هدایت الکتریکی (EC) آب در قسمت (د) شکل ۲ نمایش داده شد. نتایج نشان می‌دهد تیمار پلاسما، هدایت الکتریکی آب را افزایش می‌دهد. هدایت الکتریکی شاهد ۷۰۵μS/cm بود که در تیمار ۴، ۸، ۱۲ و ۱۶ دقیقه به ترتیب ۷.۸، ۱۴.۸، ۲۰.۹ و ۲۷.۵ درصد نسبت به شاهد افزایش یافت. کلیه نتایج نیز حاکی از انطباق این داده‌ها با سایر تحقیقات بین المللی است [۱- ۳ و ۶].



شکل ۲- نمودار میزان سختی کل آب (الف)، اسیدیته (ب)، نیترات (ج)، و هدایت الکتریکی (د) آب معمولی (مدت زمان تیمار ۰) و PAW برای تیمارهای ۴، ۸، ۱۲ و ۱۶ دقیقه

جوانه‌زنی و رشد گیاه‌چه: نتایج درصد جوانه‌زنی نهایی بذر کنجد نشان داد که آب فعال تاثیر زیادی بر جوانه‌زنی بذر کنجد ندارد ولی در طول گیاه‌چه اثر بسیار مثبتی مشاهده شد. مطابق شکل ۳- الف، مشاهده می‌شود که درصد جوانه‌زنی بذرهای آبیاری شده با PAW، در تیمارهای ۴، ۸، ۱۲ و ۱۶ دقیقه به ترتیب ۸۸.۳، ۹۱.۷، ۹۰ و ۹۱.۷ درصد بدست آمده است. این درحالی است که درصد جوانه‌زنی بذرهای آبیاری شده با آب معمولی ۸۸.۳٪ اندازه‌گیری شد. طول ساقه‌چه کنجد پس از ۱۰ روز مطابق شکل ۳- ب، رشد خوبی نسبت به شاهد داشته است. بذرهای آبیاری شده با آب معمولی ۳۸.۵ میلی متر رشد کردند ولی میانگین بذرهای آبیاری شده با آب فعال پلاسمایی برای تیمارهای ۴، ۸، ۱۲ و ۱۶ دقیقه به ترتیب ۴۸.۸، ۵۰.۳، ۵۲.۸ و ۵۳.۳ میلی‌متر اندازه‌گیری شد. همچنین در قسمت (ج) شکل ۳، طول ریشه‌چه کنجد برای شاهد ۳۱.۲ میلی متر اندازه‌گیری شد ولی تیمارهای ۴، ۸، ۱۲ و ۱۶ دقیقه نسبت به شاهد ۲۹.۲، ۳۹.۷، ۴۵.۸ و ۴۸.۷ درصد افزایش داشته است. نتایج نشان می‌دهد حضور رادیکال‌های فعالی چون نیترات در PAW محرک جنین و مغذی مفید گیاه کنجد بوده که عملکرد مثبتی در رشد گیاه‌چه کنجد داشته است.





شکل ۳- نمودار درصد جوانه‌زنی(الف)، اندازه ساقه چه (ب) و ریشه چه (ج) کنجد

بحث و نتیجه گیری:

در این مطالعه، اثر پلاسمای سرد اتمسفری تخلیه سددی‌الکتریک استوانه‌ای در تشکیل آب فعال شده با پلاسما و عملکرد آن بر سختی، اسیدیته، هدایت الکتریکی و نیترات آب شهری تهران مورد بررسی قرار گرفت و همچنین عملکرد PAW تولید شده در زمان‌های مختلف ۴، ۸، ۱۲ و ۱۶ دقیقه بر بذرهای کنجد مورد تحقیق و پژوهش قرار گرفت. نتایج نشان داد که در تعامل آب و پلاسمای سرد اتمسفری هوا، گونه‌های فعال نیتروژن (نیترات) به عنوان عامل بهره‌وری مثبت در رشد گیاهان تولید شد. همچنین بررسی‌ها نشان داد که سختی کل PAW در زمان‌های ۴، ۸، ۱۲ و ۱۶ دقیقه به ترتیب ۷.۷، ۱۴.۸، ۱۹.۴ و ۲۷.۱ درصد نسبت به شاهد افزایش داشته است. اسیدیته آب شاهد ۷.۶۵ اندازه‌گیری شده و در تیمار ۱۶ دقیقه به عدد ۶.۵۷ کاهش یافت. هدایت الکتریکی در تیمار ۱۶ دقیقه به ماکسیمم خود رسید که نسبت به شاهد ۲۷.۵ درصد افزایش داشت. PAW تاثیر زیادی بر جوانه‌زنی بذر کنجد نشان نداد ولی در طول گیاه‌چه اثر بسیار مثبتی را ایجاد کرد. به طوریکه در طول ریشه‌چه در تیمارهای ۴، ۸، ۱۲ و ۱۶ دقیقه نسبت به شاهد ۲۹.۲، ۳۹.۷، ۴۵.۸ و ۴۸.۷ درصد افزایش مشاهده شد. با توجه به مطالعات انجام شده، این اثر بیشتر مربوط به گونه‌های فعال نیتروژن موجود در PAW است. به طور کلی هدف این مطالعه، ارائه نتایج بررسی اثر پلاسمای سرد اتمسفری تخلیه سددی‌الکتریک استوانه‌ای بر آب و عملکرد مطلوب آب فعال ایجاد شده بر بذرهای کنجد برای محققانی است که قصد دارند در حوزه PAW پژوهش انجام دهند.

مرجع‌ها

[1] Thirumdas, R., Kothakota, A., Annapure, U., Siliveru, K., Blundell, R., Gatt, R., & Valdramidis, V. P. (2018). Plasma activated water (PAW):

[7] Fan, L., Liu, X., Ma, Y., & Xiang, Q. (2020). Effects of plasma-activated water treatment on seed germination and growth of mung bean sprouts. *Journal of Taibah University for Science*, *14*(1), 823-830.
[8] Rathore, V., Tiwari, B. S., & Nema, S. K. (2022). Treatment of pea seeds with plasma activated water to enhance germination, plant growth, and plant composition. *Plasma chemistry and plasma processing*, 1-21.
[9] Abbas, S., Sharif, M. K., Sibt-e-Abbas, M., Fikre Teferra, T., Sultan, M. T., & Anwar, M. J. (2022). Nutritional and therapeutic potential of sesame seeds. *Journal of Food Quality*, *2022*(1), 6163753.
[10] El Harfi, M., Hanine, H., Rizki, H., Latrache, H., & Nabloussi, A. (2016). Effect of Drought and Salt Stresses on Germination and Early Seedling Growth of Different Color-seeds of Sesame (Sesamum indicum). *International Journal of Agriculture & Biology*, *18*(6).
[11] Ahmed, M., Kheir, A., Mehmood, M. Z., Ahmad, S., & Hasanuzzaman, M. (2022). Changes in Germination and Seedling Traits of Sesame under Simulated Drought. *Phyton (0031-9457)*, *91*(4).
Chemistry, physico-chemical properties, applications in food and agriculture. *Trends in food science & technology*, *77*, 21-31.
[2] Gao, Y., Francis, K., & Zhang, X. (2022). Review on formation of cold plasma activated water (PAW) and the applications in food and agriculture. *Food Research International*, *157*, 111246.
[3] Porto, C. L., Ziuzina, D., Los, A., Boehm, D., Palumbo, F., Favia, P., ... & Cullen, P. J. (2018). Plasma activated water and airborne ultrasound treatments for enhanced germination and growth of soybean. *Innovative Food Science & Emerging Technologies*, *49*, 13-19.
[4] Laroussi, M. (2020). Cold plasma in medicine and healthcare: The new frontier in low temperature plasma applications. *Frontiers in Physics*, *8*, 74.
[5] Zhou, R., Zhou, R., Wang, P., Xian, Y., Mai-Prochnow, A., Lu, X., ... & Bazaka, K. (2020). Plasma-activated water: Generation, origin of reactive species and biological applications. *Journal of Physics D: Applied Physics*, *53*(30), 303001.
[6] Guo, D., Liu, H., Zhou, L., Xie, J., & He, C. (2021). Plasma-activated water production and its application in agriculture. *Journal of the Science of Food and Agriculture*, *101*(12), 4891-4899.

Paper ID: P7-10

اثر تیمار پلاسما DBD بر پتانسیل جوانه‌زنی بذر جو رقم دشت و محتوای رطوبت گیاه‌چه

محمد سجاد نیکوئی فرد[۱]، مطهره منفردی[۱]، محمد حسین مهاجر زینلی[۱]، آیدین حمیدی[۲]، حمید رضا قمی مرزدشتی[۱*]

[۱]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی تهران

[۲]موسسه ثبت و گواهی بذر و نهال کرج

[*]آدرس رایانامه نویسنده مسئول: h-gmdashty@sbu.ac.ir

جو به عنوان ماده اولیه تولید مالت در صنایع تخمیری نقش کلیدی دارد. پتانسیل جوانه‌زنی بالا و یکنواخت، کیفیت مالت را بهبود می‌بخشد و بر طعم، رنگ و کارایی فرآیند تخمیر تأثیر مستقیم دارد. این پژوهش به بررسی تأثیر تیمار پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک بر پتانسیل جوانه‌زنی و محتوای رطوبت گیاهچه بذر جو رقم دشت پرداخت. تیمارها در ولتاژهای ۱۲ و ۲۴ کیلوولت و زمان‌های ۳۰، ۶۰، ۱۲۰ و ۱۸۰ ثانیه اعمال شدند. نتایج نشان داد که تیمار ۱۲ کیلوولت به مدت ۶۰ ثانیه، پتانسیل جوانه‌زنی را حدود ۷۰٪ نسبت به شاهد بهبود بخشید. محتوای رطوبت گیاهچه‌های حاصل از این تیمار نیز، ۱۶٪ بیشتر از گروه کنترل بود. همچنین تیمار باعث افزایش سطح موثر و زبری نمونه ها شد.

کلیدواژه: تخلیه سد دی الکتریک، جو، پیش‌تیمار پلاسما، کشاورزی، مالت‌سازی

The Effect of Dielectric Barrier Discharge Plasma Treatment on Enhancing the Germination Potential of Barley Seeds and the Seedling Moisture Content

Mohamad sajad Nikouei Fard[1], Motahare Monfaredi[1], Mohammad Hossein Mohajer[1], Aidin Hamidi[2], Hamid Reza Ghomi Marzdashty[1*]

[1] Shahid Beheshti University, Laser and Plasma Research Institute, 1983969411, Tehran, Iran

[2] Agriculture Research, Education and Extension Organization (AREEO), Seed and Plant Certification and Registration Institute (SPCRI), Karaj, Iran

Abstract

Barley plays a key role as a raw material for malt production in fermentation industries. High and uniform germination potential improves malt quality and directly affects flavor, color, and fermentation process efficiency. This research investigated the effect of dielectric barrier discharge plasma treatment on the germination potential and moisture content of barley seedlings (Dasht cultivar). Treatments were applied at voltages of 12 and 24 kV for durations of 30, 60, 120, and 180 seconds. The results showed that the 12 kV treatment for 60 seconds improved surface roughness and germination potential by approximately 70% compared to the control. Additionally, the moisture content of the seedlings from this treatment was 16% higher than that of the control group.

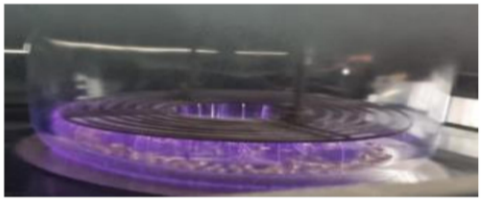
Keywords: Agriculture, Barley, Dielectric Barrier Discharge, Malting, Plasma Pretreatment

مقدمه

جو یکی از غلات استراتژیک در صنعت مالت‌سازی به‌شمار می‌رود و کیفیت آن تأثیر مستقیمی بر کارایی بیوشیمیایی مراحل بعدی فرآوری دارد. فرآیند مالت‌سازی شامل خیساندن، جوانه‌زنی و خشک‌کردن بذر است و هدف آن، فعال‌سازی آنزیم‌های هیدرولیتیک مانند آلفا-آمیلاز، بتا-آمیلاز و پروتئاز در بذر جوانه‌زده می‌باشد.(۱) یکنواختی زمان آغاز جوانه‌زنی، افزایش نرخ و پتانسیل جوانه‌زنی، از عوامل کلیدی در بهبود مرحله فرآوری و تولید مالت با کیفیت بالا هستند.(۲) در سال‌های اخیر، استفاده از فناوری‌های نوین از جمله پلاسما تخلیه سد دی‌الکتریک به‌عنوان روشی غیرحرارتی برای بهبود خواص فیزیولوژیکی بذر مورد توجه قرار گرفته است(۳). این نوع پلاسما قادر است بدون آسیب فیزیکی به بافت بذر، موجب افزایش توان و سرعت جوانه‌زنی شود که احتمالاً از طریق اصلاح سطح بذر، تسهیل جذب آب و تحریک فعالیت‌های متابولیکی اولیه صورت می‌گیرد(۴).

مواد و روش‌ها

به منظور بررسی اثر پلاسما تخلیه سد دی الکتریک بر پتانسیل جوانه‌زنی و محتوای رطوبت گیاه‌چه بذر جو، رقم دشت این بذر از موسسه تحقیقات ثبت و گواهی بذر و نهال کرج تهیه گردید ، سپس بذرهای تهیه شده تحت تیمار دستگاه پلاسما تخلیه سد دی الکتریک DBD Enhancedtech-151 ساخت شرکت کاوش یاران فن پویا قرار گرفت. تیمار پلاسمایی در ولتاژ ۱۲ و ۲۴ کیلوولت و زمان های۳۰، ۶۰، ۱۲۰ و ۱۸۰ ثانیه و در ۵ تکرار و با استفاده از گاز هوا انجام گرفت. الکترود بالایی در فاصله ۳ سانتی متری از نمونه ها قرار داشت. و حجم ظرف پردازش ۳ لیتر و جنس ماده دی الکتریک از شیشه پیرکس بود. به منظور مدولاسیون ولتاژ از دو منبع تغذیه در این دستگاه استفاده شده است. منبع تغذیه متصل به الکترود بالایی دارای خروجی ولتاژ ۰ تا ۱۰ کیلوولت و فرکانس ۶ کیلوهرتز و منبع تغذیه متصل به الکترود پایینی داری خروجی ولتاژ ۰ تا ۲۵ کیلوولت و فرکانس ۵۰ هرتز است.



تصویر ۱. تیمار پلاسمایی بذر جو

پس از تیمار، بذرها به بستر جوانه‌زنی شامل دو لایه کاغذ صافی در زیر و یک لایه بر روی بذرها منتقل شدند. به منظور رطوبت‌رسانی به بذرها، کاغذهای صافی به صورت روزانه نم‌دار می شدند. شمارش تعداد بذرهای جوانه زده در روز سوم و هفتم انجام شد. در روز هفتم آزمون، وزن تر کل گیاه اندازه گیری شد. به منظور محاسبه پتانسیل جوانه‌زنی از رابطه زیر استفاده شد. که در آن n_3 تعداد بذرهای جوانه زده در روز سوم و N تعداد کل بذرها در هر بستر جوانه‌زنی است که در این آزمون ۳۰ عدد در نظر گرفته شد.

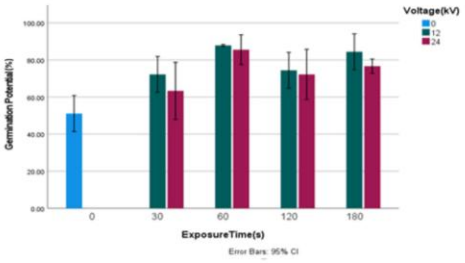
$$GPot = \frac{n_3}{N} \times 100$$

رابطه ۱. پتانسیل جوانه‌زنی

همچنین محتوای رطوبت نیز از تفاضل وزن تر گیاه‌چه در روز هفتم و وزن خشک آن پس از قرارگیری به مدت ۵ ساعت در آون با دمای ۷۰ درجه بدست آمد. به منظور بررسی اثر تیمار بر مورفولوژی سطح نیز تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی در مقیاس ۳۰ میکرومتر بدست آمد.

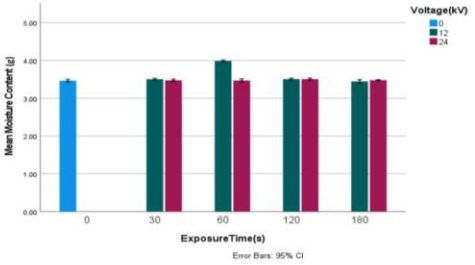
بحث

نتایج پتانسیل جوانه‌زنی بذرهای تیمار شده و کنترل در تصویر۲ نشان داده شده است. درصد پتانسیل جوانه‌زنی در نمونه بذرهای تیمار شده با ولتاژ ۱۲ کیلوولت به مدت ۱ دقیقه حدود ۸۵٪ بود در حالی که این مقدار در نمونه کنترل حدود ۵۰٪ بود. نمونه تیمارشده با ولتاژ ۲۴ کیلو ولت به مدت ۳۰ ثانیه نیز در برابر سایر نمونه های تیمار شده کمترین میزان پتانسیل جوانه زنی را با مقدار ۶۳٪ ثبت کرد.



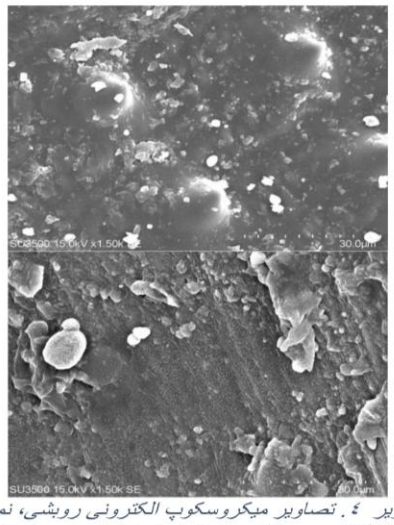
تصویر ۲. نتایج پتانسیل جوانه‌زنی

نتایج محتوای رطوبت گیاه‌چه نمونه های تیمار شده و کنترل در تصویر۳ نشان می‌دهد که تیمار یک دقیقه ای با ولتاژ ۱۲ کیلوولت باعث افزایش ۱۶ درصدی میزان رطوبت گیاه‌چه در روز هفتم آزمون در مقایسه با نمونه کنترل شده است.



تصویر ۳. محتوای رطوبت گیاه‌چه در روز هفتم

نتایج میکروسکوپ الکترونی روبشی در تصویر۴ نمایش داده شده است.



تصویر ۴. تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی، نمونه کنترل(تصویر بالا) و نمونه تیمار شده(تصویر پایین)

تفاوت‌های واضحی بین نمونه کنترل و تیمار شده مشاهده شد. نمونه‌های تیمار شده دارای سطوح زبرتر و حکاکی‌های عمیق بودند که در نهایت میتواند باعث افزایش سطح موثر و بهبود ویژگی‌های عملکردی مانند ترشوندگی و جذب آب شود.

نتیجه گیری

نتایج این پژوهش بیان می‌کند که تیمار پلاسمایی، به‌ویژه در ولتاژ ۱۲ کیلوولت و زمان ۶۰ ثانیه، پتانسیل جوانه‌زنی و جذب آب بذر جو را افزایش می‌دهد. نتایج تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی نیز نشان میدهند که این بهبود می‌تواند ناشی از تأثیر پلاسما در افزایش سطح موثر و آبدوستی سطح بذر باشد. با توجه به اهمیت جوانه‌زنی سریع و یکنواخت بذر جو در مالت‌سازی، این تیمار می‌تواند راندمان فرآیند مالت‌سازی را بالا ببرد و کیفیت محصول نهایی را بهبود بخشد.

مرجع‌ها

۱. Farzaneh V, Ghodsvali A, Bakhshabadi H, Zare Z, Carvalho IS. The impact of germination time on the some selected parameters through malting process. International journal of biological macromolecules. 2017;94:663-8.

۲. Rani H, Bhardwaj RD. Quality attributes for barley malt:"The backbone of beer". Journal of Food Science. 2021;86(8):3322-40.

۳. Mohajer MH, Monfaredi M, Rahmani M, Martami M, Razaghiha E, Mirjalili MH, et al. Impact of dielectric barrier discharge plasma and plasma-activated water on cotton seed germination and seedling growth. Heliyon. 2024;10(۱۹).

٤. Asefi N, Gone SSC, Singh RK. Application of Plasma-Activated Water on Lentil Seeds: Germination, Biochemical Changes, and Nutritional Quality Evaluation. Food and Bioprocess Technology. 20:۱۲۵-۲۲.

اصلاح بذر گندم به کمک پلاسما سرد اتمسفری به منظور بهبود فاکتورهای رشد

شادی سبزواری۱، مطهره منفردی۱، محمدحسین مهاجر۱، محمدسجاد نیکویی فرد۱، حمیدرضا قمی۱و*

۱ پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران

***آدرس رایانامه نویسنده مسئول : h-gmdashty@sbu.ac.ir**

چکیده

استفاده از فناوری‌های نوین مانند پلاسما سرد اتمسفری در اصلاح بذر، رویکردی نویدبخش برای بهبود ویژگی‌های فیزیولوژیکی و عملکرد گیاهان زراعی است. در این پژوهش، اثر تیمار پلاسما سرد از نوع تخلیه مانع دی‌الکتریک (DBD) با دستگاه Enhancedtech بر ویژگی‌های رشدی بذر گندم رقم پیشگام بررسی شد. تیمارها شامل سه سطح ولتاژ (۱۲، ۲۰ و ۲۸ کیلوولت) در سه بازه زمانی (۳۰، ۶۰ و ۱۲۰ ثانیه) و یک نمونه کنترل بودند. بذرهای تیمار شده در شرایط یکسان در خاک کاشته شده و درصد جوانه‌زنی، طول ساقه و طول ریشه مورد ارزیابی قرار گرفتند. نتایج نشان دادند که تیمارهای خاصی از پلاسما، از جمله ۲۸ کیلوولت به مدت ۶۰ ثانیه، منجر به افزایش چشمگیر در درصد جوانه‌زنی (۹۴٪) و رشد اندام‌های گیاهچه شدند. این یافته‌ها تأیید می‌کنند که پلاسما سرد می‌تواند ابزاری مؤثر برای ارتقاء کیفی بذرهای زراعی باشد.

کلید واژه: اصلاح بذر، پلاسما سرد، گندم

Wheat seed modification using atmospheric cold plasma to improve growth factors

Shadi Sabzevari۱, Motahare Monfaredi۱, MohammadHossein Mohajer۱, Mohammad Sajjad Nikoueifard۱ and HamidReza Ghomi۱

۱Tehran, Shahid Beheshti University

*corresponding e-mail: **h-gmdashty@sbu.ac.ir**

Abstract

The application of cold atmospheric plasma (CAP) is a promising approach for enhancing the physiological properties and growth performance of crop seeds. In this study, the effects of cold plasma treatment using a dielectric barrier discharge (DBD) device (Enhancedtech model) were investigated on wheat seeds (Triticum aestivum L., cv. Pishgam). Treatments included three voltage levels (۱۲, ۲۰, and ۲۸ kV) and three exposure times (۳۰, ٦۰, and ۱۲۰ seconds), along with an untreated control. Treated seeds were sown in soil under controlled conditions, and germination percentage, shoot length, and root length were measured. The results demonstrated that certain plasma conditions significantly improved germination rate and seedling growth parameters. The highest germination rate (۹٤٪) was observed at ۲۸ kV for ٦۰ seconds, while the maximum root length (۱۱,۹۵ cm) was obtained under ۲۰ kV for ٦۰ seconds. These findings highlight the high potential of atmospheric cold plasma as a non-chemical and eco-friendly method for improving seed vigor and early plant development.

Keywords:

مقدمه

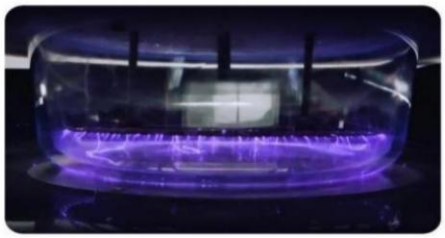
افزایش تقاضای جهانی برای مواد غذایی، نیاز به بهبود عملکرد محصولات کشاورزی را دوچندان کرده است. یکی از استراتژی‌های نوین در کشاورزی پایدار، استفاده از فناوری پلاسما سرد برای اصلاح بذر است. پلاسما سرد با تولید گونه‌های فعال اکسیژن (ROS) و نیتروژن(RNS) ، موجب تغییرات فیزیکی و شیمیایی در سطح بذر، افزایش جذب آب، تسریع جوانه‌زنی و تحریک رشد گیاه می‌شود [۱،۲].

گندم به‌عنوان یکی از غلات اصلی در تغذیه انسان، از اهمیت راهبردی برخوردار است. بهبود رشد اولیه گیاهچه، نقش مهمی در استقرار بهتر گیاه و افزایش عملکرد نهایی دارد. پژوهش‌های متعددی تأثیر مثبت پلاسما را بر ویژگی‌های جوانه‌زنی بذر در گیاهان مختلف از جمله برنج، ذرت، و نخود گزارش کرده‌اند [۳،۴]، با این حال، مطالعات میدانی بر روی گندم، خصوصاً در ایران، محدود هستند.

مواد و روش ها

مواد گیاهی و دستگاه پلاسما

در این مطالعه از بذر گندم رقم «پیشگام» استفاده شد. تیمار پلاسما توسط دستگاه DBD مدل Enhancedtech انجام گرفت. پارامترهای مورد بررسی شامل سه ولتاژ (۱۲، ۲۰ و ۲۸ کیلوولت) در سه بازه زمانی ۳۰، ۶۰ و ۱۲۰ ثانیه بود. تیمار کنترل شامل بذر بدون اعمال پلاسما بود.



شکل ۱. دستگاه پلاسما مورد استفاده در آزمایش

طراحی آزمایش

طرح کاملاً تصادفی با ۱۰ تیمار (شامل کنترل) در سه تکرار انجام شد. هر تکرار شامل ۳۰ بذر بود. بذرها بلافاصله پس از تیمار در پتری دیش های آزمایشگاهی و در کاغذ کشت گذاشته شده و در شرایط کنترل‌شده نگهداری شدند.

شکل ۲. یک نمونه از پتری دیش های کشت شده

شاخص‌های اندازه‌گیری

درصد جوانه‌زنی پس از ۷ روز محاسبه شد. همچنین، طول ساقه و طول ریشه گیاهچه‌ها با خط‌کش دقیق اندازه‌گیری گردید.

بحث

در این پژوهش، تأثیر تیمار پلاسما سرد اتمسفری بر خصوصیات فیزیولوژیکی بذر گندم رقم پیشگام مورد بررسی قرار گرفت. متغیرهای مورد ارزیابی شامل درصد جوانه‌زنی، طول ساقه و طول ریشه بودند که پس از اعمال پلاسما با ولتاژها و زمان‌های مختلف و در مقایسه با گروه کنترل اندازه‌گیری شدند. نتایج به‌وضوح نشان داد که تیمار پلاسما می‌تواند اثراتی بر رشد اولیه گیاهچه‌ها داشته باشد، که این اثرات به شدت وابسته به پارامترهای اعمالی پلاسما است.

درصد جوانه‌زنی

بر اساس داده‌های حاصل از آزمایش (شکل ۳)، بیشترین درصد جوانه‌زنی مربوط به تیمار **۲۸ کیلوولت به مدت ۶۰ ثانیه** با مقدار **٪۹۴** بود که نسبت به نمونه کنترل) **٪۸۰** (افزایش چشمگیری نشان داد.

این افزایش می‌تواند ناشی از افزایش نفوذپذیری پوشش بذر، فعال‌سازی آنزیم‌های جوانه‌زنی و تسهیل جذب آب باشد که توسط گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن (ROS و RNS) ایجادشده در جریان پلاسما رخ می‌دهد [۱،۲].

در مقابل، تیمار **۱۲ کیلوولت به مدت ۶۰ ثانیه** موجب کاهش معنادار درصد جوانه‌زنی تا **۵۶٪** گردید که احتمالاً ناشی از ایجاد تنش اکسیداتیو یا آسیب ساختاری به بافت‌های خارجی بذر در اثر زمان اعمال نامناسب با شدت پایین میدان الکتریکی بوده است. این پدیده در برخی مطالعات قبلی نیز گزارش شده است که نشان‌دهنده وجود آستانه بهینه برای تحریک بذر است.[۳]

شکل ۳. نمودار درصد جوانه زنی نمونه ها

طول ساقه

همان‌گونه که در شکل ۴ نمایش داده شده است، بیشترین طول ساقه در تیمار **۱۲ کیلوولت و ۱۲۰ ثانیه** مشاهده شد.

شکل ۴. نمودار طول ساقه نمونه ها

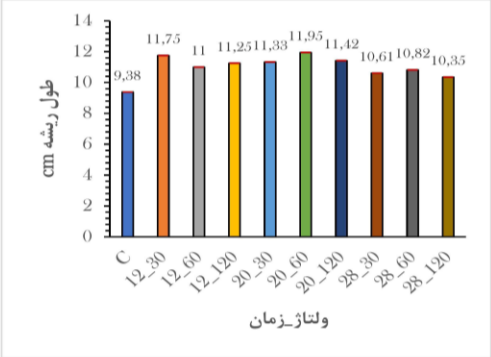
این موضوع نشان می‌دهد که افزایش زمان در ولتاژ پایین می‌تواند باعث تحریک رشد طولی ساقه شود. این پدیده می‌تواند ناشی از افزایش دسترسی بذر به آب و اکسیژن پس از حذف موانع سطحی توسط پلاسما باشد.

با این حال، تیمار **۲۸ کیلوولت و ۱۲۰ ثانیه** کمترین مقدار طول ساقه را نشان داد که حاکی از اثر منفی ولتاژ شدید پلاسما بر فرآیندهای رشدی گیاهچه است. احتمالاً انرژی بالا در مدت طولانی باعث ایجاد رادیکال‌های آزاد بیش‌ازحد شده که به سلول‌های رشد آسیب وارد کرده است [۴].

طول ریشه

شکل ۵ نشان می‌دهد که در اغلب تیمارهای پلاسما، طول ریشه نسبت به تیمار کنترل فزایش داشته است. بیشترین طول ریشه مربوط به تیمار **۲۰ کیلوولت و ۶۰ ثانیه** با مقدار **۱۱،۹۵ سانتی‌متر** بود که بیانگر اثر مثبت پلاسما در تحریک رشد ریشه است. این افزایش ممکن است ناشی از بهبود تعادل هورمونی و افزایش فعالیت سلول‌های ناحیه مریستم ریشه باشد [۵].

در مقابل، همانند طول ساقه، تیمار شدید **۲۸ کیلوولت برای ۱۲۰ ثانیه** موجب کاهش رشد ریشه گردید که احتمالاً مربوط به آسیب سلولی و ممانعت از تقسیم سلولی در ناحیه ریشه بوده است.



شکل ۵. نمودار طول ریشه نمونه ها

نتیجه‌گیری

نتایج این پژوهش نشان داد که تیمار بذر گندم با پلاسما سرد اتمسفری به‌ویژه از نوع تخلیه مانع دی‌الکتریک (DBD)، می‌تواند اثرات مثبتی بر درصد جوانه‌زنی و رشد اندام‌های هوایی و زیرزمینی گیاهچه داشته باشد. بهترین نتایج در تیمارهایی با **شدت متوسط انرژی (۲۸ کیلوولت به مدت ۶۰ ثانیه و ۲۰ کیلوولت برای ۶۰ ثانیه)** حاصل شد که با بهبود نفوذپذیری پوسته بذر و تحریک فیزیولوژیکی فرآیندهای رشدی مرتبط بودند.

در عین حال، مشخص شد که شدت بیش‌ازحد انرژی پلاسما (ولتاژ بالا با زمان طولانی) ممکن است اثرات منفی داشته و باعث ایجاد تنش اکسیداتیو و کاهش رشد شود. بنابراین، **بهینه‌سازی پارامترهای پلاسما** شامل ولتاژ و زمان اعمال برای هر رقم زراعی، حیاتی است.

با توجه به نتایج امیدوارکننده این پژوهش، پیشنهاد می‌شود مطالعات بیشتری در سطح مزرعه و در شرایط اکولوژیک متنوع انجام گیرد تا تأثیر بلندمدت این فناوری بر عملکرد نهایی گیاه، صفات فیزیولوژیکی پیشرفته‌تر و سلامت بذر بررسی شود.

مرجع ها

[۱] Laroussi, M. (۲۰۰۵). Low Temperature Plasma-Based Sterilization: Overview and State-of-the-Art. *Plasma Processes and Polymers*, ۲(۵), ۳۹۱–۴۰۰.

[۲] Randeniya, L. K., & de Groot, G. J. (۲۰۱۵). Non-thermal plasma treatment for seed germination and plant growth. *Biotechnology Advances*, ۳۳(۶), ۶۳۳-۶۴۰.

[۳] Sivachandiran, L., & Khacef, A. (۲۰۱۷). Enhanced seed germination and plant growth by atmospheric pressure cold air plasma: Combined effect of seed and water treatment. *RSC Advances*, ۷, ۱۸۲۲–۱۸۳۲.

[۴] Zahoranová, A. et al. (۲۰۱۶). Effect of cold atmospheric pressure plasma on the wheat seedlings vigor and biochemical changes. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, ۳۶(۲), ۳۹۷–۴۱۴.

[۵] Dasan, B. G. et al. (۲۰۱۶). Atmospheric plasma treatment of seed surface: Effect on seed coat structure and germination. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, ۳۶, ۵۴۵–۵۶۰.

[۶] Bormashenko, E. et al. (۲۰۱۲). Cold radiofrequency plasma treatment modifies wettability and germination speed of plant seeds. *Scientific Reports*, ۲, ۷۴۱.

[۷] Filatova, I. et al. (۲۰۱۳). Plasma seed treatment as a promising technique for seedling growth and development: Effects on physiology and biochemistry. *Biologia Plantarum*, ۵۷(۳), ۳۹۳–۴۰۰.

ارزیابی کاهش بار قارچی در مغز فندق به کمک پلاسمای سرد و بررسی خواص فیزیکوشیمیایی آن

محمدرضا وکیلیان[۱]، بهنود قریبی فر[۲]، نیلوفرالسادات باقران[۳]، محمدرضا خانی[۴]، بابک شکری[۵]

[۱] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی mohammadrezavakilian@yahoo.com

[۲] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی behnoodgharibyfar@gmail.com

[۳] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی niloofar1999bagheran@gmail.com

[۴] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی m_khani@sbu.ac.ir

[۵] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی b-shokri@sbu.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، کارایی پلاسمای سرد تحت خلأ در غیرفعال‌سازی قارچ Aspergillus flavus و اثرات آن بر کیفیت مغز فندق را بررسی شد. تیمارها در دو سطح توان (۵۰ و ۸۰ وات) و در بازه‌های زمانی ۲۰ و ۵۰ دقیقه اعمال شدند. توان ۸۰ وات در ۵۰ دقیقه، با کاهش ۲.۷۲ لگاریتمی و افزایش دما تا ۸۷ درجه سانتی‌گراد، بیشترین کارایی را در مهار قارچ نشان داد. در مقابل، توان ۵۰ وات اثربخشی محدودی داشت (کاهش ۰.۷۹ تا ۰.۸۴ لگاریتمی). تحلیل کیفی در شرایط بهینه (۸۰ وات، ۵۰ دقیقه) نشان داد پروفایل اسیدهای چرب اصلی پایدار باقی ماند، که یک نتیجه مثبت است؛ با این حال، کاهش جزئی اسید لینولئیک (PUFA) به اکسیداسیون خفیف لیپیدها اشاره داشت. آنالیز رنگ‌سنجی تغییر رنگ قابل توجهی ($\Delta E = 8.48$) به دلیل تیره‌تر شدن سطح فندق ثبت کرد که می‌تواند بر پذیرش حسی محصول تأثیرگذار باشد. این مطالعه پتانسیل پلاسمای سرد را در افزایش ایمنی میکروبی تأیید می‌کند و نشان می‌دهد که بهینه‌سازی فرآیند برای حفظ کیفیت حسی ضروری است.

واژگان کلیدی: پلاسما سرد فشار پایین، Aspergillus flavus، ایمنی غذایی

Evaluation of fungal load reduction in hazelnut kernels using cold plasma and investigation of its physicochemical properties

Mohammad Reza Vakilian[1], Behnood Gharibyfar[2], Niloofar Bagheran[3], Mohammad Reza Khani[4], Babak Shokri[5]

[5,4,3,2,1] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University

Abstract

This research assessed the efficacy of cold plasma under vacuum for inactivating *Aspergillus flavus* and its effects on hazelnut kernel quality. Treatments at 50 and 80 W were applied for 20 and 50 minutes. The 80 W, 50minute condition achieved the highest fungal inactivation (2.72 log reduction) and raised surface temperature to 87 °C. In contrast, 50 W treatments yielded lower reductions (0.79–0.84 log). Under optimal conditions, the main fatty acid profile especially oleic acid remained stable, though a slight decline in linoleic acid indicated mild lipid oxidation. Color analysis showed a significant shift ($\Delta E^* = 8.48$) due to darkening, possibly affecting sensory quality. Overall, the study demonstrates cold plasma's potential for microbial control and further process refinement is essential to preserve product quality.

Keywords: Low pressure cold plasma, Aspergillus flavus, food safety

مقدمه

آلودگی مواد غذایی به قارچ‌های سم‌زا به‌ویژه Aspergillus flavus که عامل تولید آفلاتوکسین‌ها هستند، یکی از چالش‌های اساسی در صنایع غذایی به‌شمار می‌رود. آفلاتوکسین‌ها ترکیباتی بسیار سمی، سرطان‌زا و مقاوم در برابر حرارت هستند که حضور آن‌ها حتی در مقادیر کم نیز می‌تواند سلامت انسان و حیوان را به‌شدت تهدید کند (Vrtodušić et al., ۲۰۲۲). فندق به‌عنوان یکی از محصولات کشاورزی با ارزش تغذیه‌ای بالا، به‌دلیل دارا بودن چربی، شرایط مناسبی برای رشد قارچ‌های توکسین‌زا در زمان برداشت، حمل‌ونقل و انبارداری فراهم می‌سازد. از این‌رو، توسعه روش‌هایی ایمن و مؤثر برای کنترل آلودگی قارچی و سموم قارچی در این محصول ضروری است. در سال‌های اخیر، فناوری‌های غیرحرارتی به‌ویژه پلاسما سرد، به‌عنوان روشی نوین و دوستدار محیط‌زیست برای کاهش بار میکروبی، غیرفعال‌سازی قارچ‌ها و تجزیه مایکوتوکسین‌ها معرفی شده‌اند (Sohbatzadeh et al., ۲۰۱۶). پلاسما سرد، با تولید گونه‌های واکنشی اکسیژن و نیتروژن (RNS & ROS) اشعه فرابنفش و میدان‌های الکتریکی، قادر است ساختار سلولی قارچ‌ها و سموم آن‌ها را تخریب نماید، بدون آن‌که به کیفیت تغذیه‌ای و ارگانولپتیکی ماده غذایی آسیب جدی وارد کند (Thomas et al., ۲۰۲۴). هدف این پژوهش، بررسی اثر تیمار پلاسما سرد فشار پایین بر کاهش رشد Aspergillus flavus و تخریب آفلاتوکسین در مغز فندق، با تأکید بر حفظ ویژگی‌های تغذیه‌ای و ظاهری نمونه‌ها می‌باشد.

مواد و روش‌ها

در این پژوهش، از مغز فندق تازه برداشت‌شده از منطقه الموت قزوین و سویه قارچی Aspergillus flavus استفاده شد. مغز فندق‌ها ابتدا با الکل ۹۶ درصد به مدت ۱۰ دقیقه ضدعفونی سطحی شده و سپس با سوسپانسیون اسپور قارچ با غلظت معین ($۱۰^{۶}$ اسپور بر میلی‌لیتر) که با لام هموسیتومتر تنظیم شده بود، به طور یکنواخت تلقیح گردیدند. نمونه‌های آلوده به مدت ۴۸ تا ۷۲ ساعت در انکوباتور با دمای ۲۹ درجه سانتی‌گراد نگهداری شدند تا رشد قارچ کامل شود (Standard, 1397). برای اعمال تیمار، از یک سیستم پلاسما کلینر تحت خلأ از نوع تخلیه تابان ساخت شرکت دانش پویان ساتیا استفاده شد. این دستگاه دارای یک محفظه خلأ ۵ لیتری از جنس استیل ضد زنگ و منبع تغذیه با فرکانس ۲۰ کیلوهرتز و حداکثر توان ۱۲۰ وات بود. فرآیند تیمار با گاز کاری هوا و با دو متغیر مستقل توان ورودی (در

دو سطح ۵۰ و ۸۰ وات) و زمان تیمار (در دو سطح ۲۰ و ۵۰ دقیقه) طراحی و اجرا گردید. هر آزمایش با سه تکرار انجام شد. پس از تیمار، کاهش بار قارچی از طریق روش استاندارد کشت سریالی روی محیط PDA و شمارش کلنی (CFU/g) ارزیابی شد. برای آنالیزهای کیفی، نمونه تیمار شده در شرایط بهینه (۸۰ وات، ۵۰ دقیقه) انتخاب شد. تغییرات دمای سطح نمونه‌ها با استفاده از دوربین حرارتی FLIR E۴ ثبت گردید. پروفایل اسیدهای چرب با دستگاه کروماتوگرافی گازی (GC-FID) تعیین شد. تغییرات رنگ نیز با دستگاه رنگ‌سنج HunterLab مدل ColorFlex LAV ۰/۴۵EZ تحلیل شد.

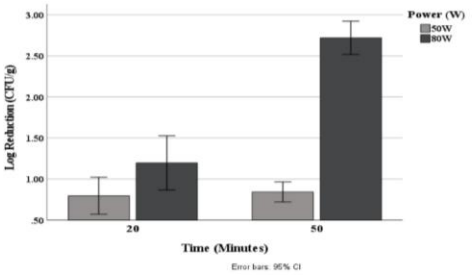
بحث

تحلیل آماری نتایج نشان داد که هر دو عامل توان و زمان تیمار، تأثیر معناداری بر کاهش بار قارچی و دمای سطح نمونه داشتند ($P<0.001$).

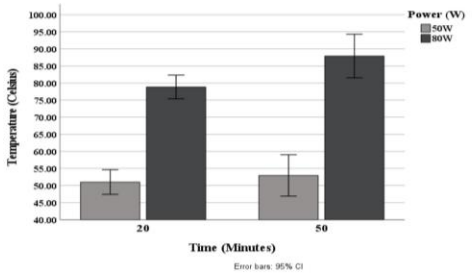
	Time(min)			
	power(W)	20	50	P_Value
Log Reduction(Mean ±SD)(CFU/g)	50	0.79±0.09	0.84±0.05	<0.001*
	80	1.19±0.13	2.72±0.08	
	P_Value	<0.001*		
Temperature(Mean ±SD)(celsius)	50	51.03±1.46	52.97±2.44	0.001*
	80	78.86±1.40	87.93±2.57	
	P_Value	<0.001*		

جدول ۱: مقدار میانگین ± انحراف معیار تغییرات کاهش لگاریتم و دما در دو سطح توان ۸۰ وات و ۵۰ وات در دو سطح زمان ۲۰ دقیقه و ۵۰ دقیقه. P-value <0.001 نشان دهنده تفاوت معنادار آماری بین دو سطح توان در مقایسه بین دو گروه و در مقایسه درون گروه در دو زمان تیمار متفاوت میباشد.

در توان ۵۰ وات، کارایی ضدقارچی در هر دو بازه زمانی پایین و تقریباً مشابه بود. کاهش لگاریتمی در زمان ۲۰ دقیقه (۰.۷۹) و ۵۰ دقیقه (۰.۸۴) تفاوت معناداری نداشت. دمای سطح نیز پایین باقی ماند و به ترتیب به ۵۱ و ۵۳ درجه سانتی‌گراد رسید.



شکل ۱: نمودار تغییرات کاهش لگاریتم بر حسب زمان



شکل ۲: نمودار تغییرات دما بر حسب زمان

این نتایج نشان می‌دهد که در توان پایین، مکانیسم‌های غیرحرارتی پلاسما به تنهایی برای غلبه بر مقاومت اسپورها کافی نبوده و با افزایش زمان، اثربخشی افزایش نمی‌یابد که می‌تواند به‌دلیل پدیده‌هایی مانند اثر دُم (Tailing effect) یا ایجاد لایه‌های محافظ روی سطح نمونه باشد (Ding et al., 2023). در مقابل، در توان ۸۰ وات، یک رابطه مستقیم و افزایشی میان زمان و کارایی مشاهده شد. کاهش لگاریتمی از ۱.۱۹ در زمان ۲۰ دقیقه به ۲.۷۲ در زمان ۵۰ دقیقه افزایش یافت که مؤید اثربخشی بسیار بالاتر این توان است. این بهبود با افزایش چشمگیر دمای سطح نمونه از ۷۹ درجه سانتی‌گراد (در ۲۰ دقیقه) به ۸۸ درجه سانتی‌گراد (در ۵۰ دقیقه) همراه بود. این همبستگی قویاً نشان‌دهنده یک اثر هم‌افزای (synergistic effect) میان مؤلفه‌های حرارتی (که باعث نرم شدن ساختار سلولی اسپور می‌شود) و مؤلفه‌های غیرحرارتی (مانند تخریب توسط گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن) در توان بالاست که به تخریب کارآمدتر ساختارهای مقاوم اسپور کمک می‌کند (Misra et al.,

۲۰۱۹). در تحلیل اسیدهای چرب، مشخص شد که پروفایل لیپیدی اصلی فندق به خوبی حفظ شده است. اسید اولئیک به عنوان اسید چرب غالب، پایدار باقی ماند که از نظر ارزش غذایی یک نتیجه مثبت است. با این حال، کاهش جزئی در میزان اسید لینولئیک (PUFA) مشاهده گردید. این کاهش می‌تواند نشانه‌ای از اکسیداسیون خفیف لیپیدها باشد، زیرا این اسیدهای چرب در برابر گونه‌های فعال پلاسما آسیب‌پذیرتر هستند. در بخش رنگ‌سنجی، تیمار پلاسما تغییر رنگ قابل توجهی ایجاد کرد. شاخص کل تغییر رنگ (ΔE) برابر با ۸.۴۸ محاسبه شد. این مقدار یک تغییر محسوس تلقی شده و ممکن است بر پذیرش محصول توسط مصرف‌کننده تأثیرگذار باشد. این تغییر عمدتاً ناشی از کاهش شدید روشنایی (L*) و زردی (b*) بود که به تیره‌تر شدن سطح فندق منجر شد.

	L*	a*	b*
plasma	12.58	37.52	21.53
control	16.81	39.13	28.83

جدول ۲: پارامترهای شاخص رنگ سنجی در آزمایش پلاسمای سرد کم فشار در توان ۸۰ وات و زمان ۵۰ دقیقه

نتیجه‌گیری

این پژوهش، کارایی پلاسمای سرد تحت خلأ را برای غیرفعال‌سازی قارچ Aspergillus flavus روی مغز فندق و تأثیرات آن بر کیفیت محصول بررسی کرد. نتایج نشان داد که تیمار با توان ۸۰ وات به مدت ۵۰ دقیقه با کاهش ۲.۷۲ لگاریتمی، مؤثرترین روش برای از بین بردن قارچ بود. این اثربخشی بالا به دلیل هم‌افزایی اثرات حرارتی (افزایش دما تا ۸۷ درجه سانتی‌گراد) و غیرحرارتی پلاسما بود. در حالی که پروفایل اسیدهای چرب اصلی فندق پایدار باقی ماند.

تیمار باعث تغییر رنگ محسوس و تیره‌تر شدن محصول شد ($\Delta E = 8.48$) که می‌تواند بر پذیرش مصرف‌کننده تأثیرگذار باشد. به طور خلاصه، پلاسمای سرد یک فناوری نوین جهت افزایش ایمنی در صنعت غذا و خشکبار است و نیازمند بررسی‌های بیشتر و آنالیزهای دقیق‌تر تاثیرات ناشی از این فناوری بر روی ویژگی‌های ارگانولیپتیکی محصول می‌باشد.

مرجع‌ها

Ding, H., Wang, T., Sun, Y., Zhang, Y., Wei, J., Cai, R., Guo, C., Yuan, Y., & Yue, T. (۲۰۲۳). Role and mechanism of cold plasma in inactivating Alicyclobacillus acidoterrestris in apple juice. *Foods*, ۱۲(۷), ۱۵۳۱.

Misra, N., Yadav, B., Roopesh, M., & Jo ,C. (۲۰۱۹). Cold plasma for effective fungal and mycotoxin control in foods: mechanisms, inactivation effects, and applications. *Comprehensive Reviews in Food Science and Food Safety*, ۱۸(۱), ۱۰۶–۱۲۰.

Sohbatzadeh, F., Mirzanejhad, S., Shokri, H., & Nikpour, M. (۲۰۱۶). Inactivation of Aspergillus flavus spores in a sealed package by cold plasma streamers. *Journal of Theoretical and Applied Physics*, ۱۰, ۹۹–۱۰۶.

Standard. (۱۳۹۷). ISO ۱:۲۰۱۷-۶۸۸۷. Microbiology of the food chain Preparation of test samples, initial suspension and decimal dilutions for microbiological examination Part ۱:General rules for the preparation of the initial suspension and decimal dilutions. In (pp. ۲۹).

Thomas, S. V., Wang, Y., & Shi, D. (۲۰۲٤). Biomedical Applications of Cold Atmospheric Plasma: Cancer Therapy and Virus Inactivation. *World*, ۲٤۳۰۰۰۳, ۲۲.

Vrtodušić, R., Ivić, D., Jemrić, T., & Vuković, M. (۲۰۲۲). Hazelnut postharvest technology: A review. *Journal of Central European Agriculture*, ۲۳(۲), ٤۲۳–٤٥٤.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P8-05

چارچوب کوانتومی روش شبیه‌سازی ذره-در-سلول برای پلاسماهای فضایی

درسا عبادی[۱و*]، سحر برزگر[۲]
[۱]دانشجوی کارشناسی ارشد رشته علوم فضایی، موسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران
[۲] استادیار گروه فیزیک فضا، موسسه ژئوفیزیک دانشگاه تهران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: dorsa_ebadi78@yahoo.com

چکیده

در این مقاله، روش عددی ذره-در-سلول (PIC) برای شبیه‌سازی پلاسماهای فضایی در چارچوب عملگرهای کوانتومی بازنویسی شده است. در این مدل، میدان‌های الکترومغناطیسی به‌صورت اپراتورهای کوانتومی و ذرات به‌صورت کلاسیکی در نظر گرفته می‌شوند. تحول زمانی میدان‌ها با استفاده از معادلات هایزنبرگ انجام می‌گیرد و نیروی لورنتس از مقدار چشمداشتی میدان‌ها محاسبه می‌شود. این ساختار، زمینه‌ساز پیاده‌سازی الگوریتم‌های ترکیبی کوانتومی–کلاسیکی برای شبیه‌سازی پلاسما روی سخت‌افزارهای کوانتومی آینده خواهد بود.

کلید واژه‌ها: الگوریتم‌های کوانتومی، پلاسماهای فضایی، روش ذره-در-سلول

Quantum Framework for Particle-in-Cell Simulation of Space Plasmas

Dorsa Ebadi[1], Sahar Barzegar[2]
*[1]MSc. Student in Space Sciences, Institute of Geophysics, University of Tehran
[2]Assistant Professor of Space Physics group, Institute of Geophysics, University of Tehran
* Corresponding e-mail: dorsa_ebadi78@yahoo.com

Abstract

In this paper, the Particle-in-Cell (PIC) numerical method is reformulated within a quantum operator framework for simulating space plasmas. In the proposed model, electromagnetic fields are treated as quantum operators, while particles retain their classical dynamics. The temporal evolution of the fields is governed by the Heisenberg equations of motion, and the Lorentz force is computed using the expected values of the quantum field operators. This hybrid structure puts the groundwork for implementing quantum–classical algorithms for plasma simulation on future quantum computing platforms.

Keywords: Particle-in-Cell, Quantum Algorithms, Space Plasm

مقدمه

روش PIC برای حل همزمان معادلات ذرات و میدان در شبیه‌سازی پلاسما کاربرد دارد؛ اما در مقیاس‌های بزرگ، اجرای این الگوریتم با هزینه‌ی محاسباتی قابل‌توجهی همراه است. رایانش کوانتومی می‌تواند با استفاده از ویژگی‌های بنیادی‌اش، اجرای شبیه‌سازی‌های عددی سنگین مانند PIC را تسریع کند.

در این پژوهش، نسخه‌ای اپراتوری از روش PIC پیشنهاد شده است که در آن، میدان‌ها به‌صورت کوانتومی و ذرات به‌صورت کلاسیکی مدل‌سازی می‌شوند؛ یک مدل ترکیبی و کارآمد برای شبیه‌سازی پلاسماهای یون‌سپهر.

روش ذره-در-سلول

روش PIC با ترکیب حرکت لاگرانژی ذرات و حل اویلری میدان‌ها روی نقاط شبکه، برای شبیه‌سازی پلاسماهای بدون برخورد (مدل ولاسوف–ماکسول) مناسب است.[۱] دینامیک ذرات با نیروی لورنتس:

$$\vec{F} = q\left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B}\right) \qquad (۱)$$

و میدان‌ها طبق معادلات ماکسول[۱و۲]:

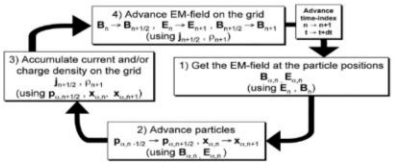
$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\,, \qquad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} + \frac{4\pi}{c}\vec{j} \qquad (۲)$$

$$-\vec{\nabla} \times \vec{E} = \frac{1}{c}\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}\,, \qquad \vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$$

چگالی بار و جریان[۱و۲]:

$$\vec{j}(\vec{x}) = \sum_{i=1}^{n} q_i v_i\ \delta(\vec{x} - \vec{x_i})$$
$$\rho(\vec{x}) = \sum_{i=1}^{n} q_i\ \delta(\vec{x} - \vec{x_i}) \qquad (۳)$$

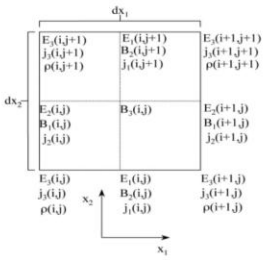
حل مستقیم این معادلات برای تعداد زیادی از ذرات عملاً امکان‌پذیر نیست.[۳] این روش با تقسیم مسئله به مجموعه‌ای از گام‌های متوالی بر روی نقاط شبکه، این چالش را حل می‌کند. الگوریتم شامل حلقه‌ای از پنج مرحله است:[۲و۳] درون‌یابی میدان‌ها به ذرات، حل حرکت، بارگذاری روی شبکه، به‌روزرسانی میدان‌ها، و پیشبرد زمان (شکل ۱)[۲]



شکل ۱. چرخه‌ی الگوریتم شبیه‌سازیPIC [۲]

روش عددی در مختصات دکارتی دوبعدی

در شبیه‌سازی دوبعدی، از شبکه Yee برای دقت و پایداری بیشتر استفاده می‌شود.[۴] مؤلفه‌های میدان و جریان به‌صورت پله‌ای روی شبکه تعریف می‌شوند (شکل ۲) تا شرایط واگرایی و چرخش رعایت شوند.



شکل ۲. آرایش پله‌ای نوع Yee در شبیه‌سازی‌های دوبعدی.[۲]

در گام نخست، مؤلفه‌های میدان مغناطیسی با استفاده از مشتقات مکانی مؤلفه‌های میدان الکتریکی به‌روزرسانی می‌شوند. به‌عنوان نمونه، رابطه‌ی زیر برای مؤلفه‌ی B_1 آورده شده است:

$$B_{1,i1,i2}^{n+\frac{1}{2}} = B_{1,i1,i2}^{n} - c \cdot \frac{dt}{2} \cdot \frac{E_{3,i1,i2+1}^{n} - E_{3,i1,i2}^{n}}{dx_2} \quad (۴)$$

سایر مؤلفه‌ها (B_2 و B_3) نیز به صورت مشابه به‌روزرسانی می‌شوند.[۲و۵] در گام دوم، مؤلفه‌های میدان الکتریکی با استفاده از چگالی جریان و مشتقات مکانی میدان مغناطیسی به‌روزرسانی می‌شوند. در ادامه، تنها رابطه‌ی مربوط به مؤلفه‌ی E_2 ذکر شده است:

$$E_{2,i1,i2}^{n+1} = E_{2,i1,i2}^{n} - 4\pi dt \cdot j_{2,i1,i2}^{n+\frac{1}{2}} - c \cdot dt \cdot \frac{B_{3,i1,i2}^{n} - B_{3,i1-1,i2}^{n}}{dx_1} \quad (۵)$$

مولفه‌های E_1 و E_3 نیز به طور مشابه محاسبه می‌شوند.[۲و۵] در گام پایانی، به‌روزرسانی نهایی مؤلفه‌های میدان مغناطیسی با استفاده از مشتقات مکانی میدان الکتریکی در زمان $n+1$ انجام می‌شود. در ادامه، رابطه‌ی مربوط به مؤلفه‌ی B_3 به‌عنوان نمونه آورده شده است[۲و۵] :

$$B_{3,i1,i2}^{n+1} = B_{3,i1,i2}^{n+\frac{1}{2}} - c \cdot \frac{dt}{2} \cdot \frac{E_{2,i1+1,i2}^{n+1} - E_{2,i1,i2}^{n+1}}{dx_1} + c \cdot \frac{dt}{2} \cdot \frac{E_{1,i1,i2+1}^{n+1} - E_{1,i1,i2}^{n+1}}{dx_2} \quad (۶)$$

بازنویسی اپراتوری روش ذره-در-سلول

در نسخه‌ی کوانتومی روش ذره-در-سلول، میدان‌های الکترومغناطیسی به‌جای توصیف کلاسیک، به‌صورت اپراتورهای کوانتومی مدل می‌شوند، در حالی که حرکت ذرات همچنان کلاسیکی باقی می‌ماند.[۶] این اپراتورها بر پایه‌ی پتانسیل‌های $\hat{\vec{A}}$ و $\hat{\phi}$ تعریف شده و طبق روابط زیر به‌دست می‌آیند:

$$\hat{\vec{E}} = -\frac{\partial \hat{\vec{A}}}{\partial t} - \nabla\hat{\phi}, \qquad \hat{\vec{B}} = \nabla \times \hat{\vec{A}} \quad (۷)$$

مقدار انرژی کل سامانه میدان از طریق همیلتونی محاسبه می‌شود[۶]:

$$\hat{H}_{\text{field}} = \frac{1}{2}\int \left(\hat{\vec{E}}^2 + \hat{\vec{B}}^2\right) d^3r \quad (۸)$$

برای مدل‌سازی برهم‌کنش میدان با ذرات باردار، اپراتور چگالی جریان و پتانسیل برداری وارد همیلتونی می‌شوند[۶]:

$$\hat{H}_{\text{int}} = \int \hat{j} \cdot \hat{\vec{A}}\, d^3r \quad (۹)$$

در نتیجه همیلتونی کل سامانه چنین خواهد بود:[6]

$$\hat{H} = \hat{H}_{\text{field}} + \hat{H}_{\text{int}} = \frac{1}{2}\int \left(\hat{\vec{E}}^2 + \hat{\vec{B}}^2\right) d^3r + \int \hat{j} \cdot \hat{\vec{A}}\, d^3r \quad (۱۰)$$

تکامل زمانی هر اپراتور طبق معادله هایزنبرگ به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\frac{d\hat{O}}{dt} = \frac{i}{\hbar}[\hat{H}, \hat{O}] \quad (۱۱)$$

این معادلات اجازه می‌دهند که میدان‌ها به‌صورت دینامیکی و بر پایه‌ی ساختار کوانتومی سامانه به‌روزرسانی شوند.[۶] این بازنویسی، چارچوبی برای اتصال شبیه‌سازی‌های کلاسیک پلاسما با سامانه‌های کوانتومی فراهم می‌سازد و برای بررسی پلاسماهای غیرخطی، پرانرژی، یا دارای پدیده‌های کوانتومی مناسب است.

گسسته‌سازی اپراتوری برای میدان‌های کوانتومی

برای پیاده‌سازی عددی تکامل زمانی اپراتورهای میدان، ابتدا معادله‌ی هایزنبرگ که قبلا معرفی شد را برای هر مؤلفه به‌صورت گسسته‌شده در زمان بازنویسی می‌کنیم،

به طوریکه اگر $\hat{O} = \hat{E}_x(\vec{r}, t)$ باشد، با تقریب مرتبه اول در گام زمانی Δt خواهیم داشت:

$$\hat{E}_x^{n+1}(\vec{r}) = \hat{E}_x^{n}(\vec{r}) + \frac{i\,\Delta t}{\hbar}\left[\hat{H}, \hat{E}_x^{n}(\vec{r})\right] \qquad (۱۲)$$

این رابطه، به‌روزرسانی عددی میدان‌های کوانتومی را در شبکه ممکن می‌سازد و با الگوریتم لیپفراگ کلاسیک قابل مقایسه است. در عمل، جابه‌جاگر اپراتورها یا به‌صورت تحلیلی محاسبه و یا با الگوریتم‌هایی مانند تروتر-سوزوکی تقریب زده می‌شود.[۷]

ارتباط با حرکت ذرات کلاسیکی از طریق مقدار چشمداشتی میدان‌ها

در این مدل ترکیبی، میدان‌ها کوانتومی و ذرات کلاسیکی هستند و نیروی وارد بر ذره از مقدار چشمداشتی میدان‌های کوانتومی در محل آن به‌دست می‌آید:

$$\vec{F_i} = q_i\left(\left\langle\hat{\vec{E}}(\vec{x}_i)\right\rangle + \frac{\vec{v}_i}{c}\times\left\langle\hat{\vec{B}}(\vec{x}_i)\right\rangle\right) \qquad (۱۳)$$

مقادیر چشمداشتی میدان‌ها، نظیر $\langle\hat{\vec{E}}\rangle$ و $\langle\hat{\vec{B}}\rangle$، از طریق شبیه‌سازی حالت کوانتومی میدان (برای مثال $\langle\psi|$) و محاسبه عبارات $\langle\psi|\hat{\mathrm{E}}_x|\psi\rangle$، یا با فرض حالت‌های خاص مانند حالت همدوس قابل استخراج هستند. این رابطه پلی میان دینامیک کلاسیکی ذرات و تکامل اپراتوری میدان‌های کوانتومی ایجاد می‌کند.[۸]

نتیجه‌گیری

در این مقاله، چارچوبی برای بازنویسی روش ذره-در-سلول در قالب اپراتوری کوانتومی ارائه شد که در آن، میدان‌ها به‌صورت اپراتورهای دینامیکی و ذرات به‌صورت کلاسیکی مدل‌سازی می‌شوند. این رویکرد، مسیر استفاده از الگوریتم‌های کوانتومی در شبیه‌سازی پلاسما را هموار کرده و امکان تحلیل دقیق‌تر پدیده‌های پیچیده‌ای چون سوسوزنی را فراهم می‌سازد. توسعه‌ی این مدل بر بستر رایانه‌های کوانتومی واقعی، گامی مؤثر در جهت افزایش دقت و کارایی شبیه‌سازی‌های فضایی خواهد بود.

مرجع‌ها

[1] Birdsall, C. K., & Langdon, A. B. (2004). *Plasma physics via computer simulation* (eBook ed.). Taylor & Francis. ISBN: 978-1-4822-6306-0

[2] Hemker, R. G. (2000). *Particle-in cell modeling of plasma-based accelerators in two and three dimensions* [Doctoral dissertation, University of California, Los Angeles]. *arXiv*, https://arxiv.org/abs/1503.00276

[3] Verboncoeur, J. P. (2005). Particle simulation of plasmas: review and advances. *Plasma Physics and Controlled Fusion, 47*(5A), A231–A260.

[4] Yee, K. S. (1966). Numerical solution of initial boundary value problems involving Maxwell's equations in isotropic media. *IEEE Transactions on Antennas and Propagation, 14*(3), 302–307.

[5] Hockney, R. W., & Eastwood, J. W. (1988). *Computer simulation using particles* (1st ed.). Taylor & Francis.

[6] Sakurai, J. J., & Napolitano, J. (2017). *Modern quantum mechanics* (2nd ed.). Cambridge University Press.

[7] Nielsen, M. A., & Chuang, I. L. (2010). *Quantum computation and quantum information* (10th anniversary ed.). Cambridge University Press.

[8] Fetter, A. L., & Walecka, J. D. (2003). *Quantum theory of many-particle systems*. Dover Publications.

Paper ID: P8-06

بهبود عملکرد ابرخازن‌های مبتنی بر نانوالیاف اکسید نیکل توسط پلاسما غیرحرارتی تخلیه سد دی‌الکتریک

مهدیه محمدی [۱ و *]، علی لطیفی [۲]
۱ و ۲ گروه فیزیک ، دانشکده علوم ، دانشگاه گیلان ، رشت
آدرس رایانامه نویسنده مسئول: mahdiyeh79m@gmail.com

چکیده

در این پژوهش، ابرخازن‌های مبتنی بر نانوالیاف اکسید نیکل (NiO) اصلاح‌شده با پلاسمای غیرحرارتی تخلیه سد دی‌الکتریک فشار-پایین، مورد بررسی قرار گرفت. هدف از این مطالعه، بهبود عملکرد ابرخازن‌ها، از طریق افزایش سطح ویژه و رسانایی الکتریکی الکترودها، با به‌کار بردن روش پلاسمای غیرحرارتی بود. نتایج حاصل از آزمون BET، افزایش قابل‌توجه سطح ویژه در نمونه نانوالیاف اصلاح‌شده با پلاسما را نشان داد. سطح ویژه نمونه نانوالیاف اکسید نیکل برابر با $143.2\ m^2\ g^{-1}$ به‌دست آمد، درحالی‌که این مقدار پس از اصلاح سطح با پلاسما اکسیژن به $225.5\ m^2\ g^{-1}$ افزایش یافت. ایجاد ساختار نانوکریستالی اکسید نیکل در نانوالیاف، توسط آزمون‌های EDS و XRD تایید شد. به منظور بررسی رفتار الکتروشیمیایی الکترودهای ساخته‌شده، آزمون‌های ولتامتری چرخه‌ای (CV)، شارژ-دشارژ گالوانواستاتیک (GCD) و طیف امپدانس الکتروشیمیایی (EIS) به‌کار برده‌شدند. نتایج به‌دست‌آمده از نمودارهای شارژ-دشارژ گالوانواستاتیک، ظرفیت ویژه بالا برابر با 446.0 F/g را در چگالی جریان 1 A/g برای الکترود نانوالیاف اکسید نیکل اصلاح شده با پلاسما اکسیژن نشان داد. این مقدار برای الکترود نانوالیاف اکسید نیکل برابر با 319.8 F/g بود. این نتایج حاکی از پتانسیل بالای مواد کامپوزیتی نانوالیاف اکسید نیکل اصلاح‌شده با پلاسمای غیرحرارتی تخلیه سد دی‌الکتریک فشار-پایین، برای کاربرد در دستگاه‌های ذخیره انرژی با چگالی توان بالا است.

کلیدواژه‌ها: ابرخازن، اصلاح سطح با پلاسما، نانوالیاف اکسید نیکل

Enhancing performance of nickel oxide nanofiber-based supercapacitors using non-thermal dielectric barrier discharge plasma

Mahdiyeh Mohammadi [1, *], Ali Latifi [2]
corresponding e-mail: mahdiyeh79m@gmail.com

Abstract

In this research, supercapacitors based on nickel oxide (NiO) nanofibers modified with low-pressure dielectric barrier discharge non-thermal plasma were investigated. The objective was to enhance supercapacitor performance by increasing the specific surface area and electrical conductivity of the electrodes using the non-thermal plasma technique. The results of the BET test showed a significant increase in the specific surface area in the O_2–plasma–treated nanofibers. The specific surface area of the NiO nanofibers were $143.2\ m^2\ g^{-1}$, which increased to $225.5\ m^2\ g^{-1}$ after O_2 plasma treatment. The formation of a nanocrystalline structure of nickel oxide in the nanofibers was confirmed by EDS and XRD tests. To examine the electrochemical behavior of the fabricated electrodes, cyclic voltammetry (CV), galvanostatic charge-discharge (GCD), and electrochemical impedance spectroscopy (EIS) analysis were conducted. The galvanostatic charge-discharge graphs showed a high specific capacitance of 446.0 F/g at a current density of 1 A/g for the O_2–plasma–treated NiO nanofiber electrode, compared to 319.8 F/g for the untreated electrode. These results indicate the high potential of the nickel oxide nanofibers composite materials modified with low-pressure dielectric barrier discharge non-thermal plasma for application in high-power density energy storage devices.

Keywords:, Plasma modification, NiO Nanofibers, Supercapacitor

۱

مقدمه

ابرخازن‌ها رایج‌ترین دستگاه‌های ذخیره انرژی هستند و به طور گسترده در دستگاه های الکترونیکی قابل‌حمل، سیستم‌های پشتیبان حافظه و شبکه‌های هوشمند استفاده می‌شوند[۱]. یکی از مواد الکترودی رایج برای ابرخازن‌ها، الکترودهای مبتنی بر نانوالیاف است [۲]. برای رفع برخی از محدویت‌های نانوالیاف، می‌توان از اکسید فلزات واسطه[1] (TMO) به صورت مواد کامپوزیت در نانوالیاف استفاده کرد. در میان اکسید فلزات واسطه، نانوکریستال‌های اکسید نیکل (NiO)، به دلیل ظرفیت ویژه بالا و دوست‌دار محیط‌زیست بودن برای اهداف ابرخازنی بسیار مورد توجه هستند [۳].

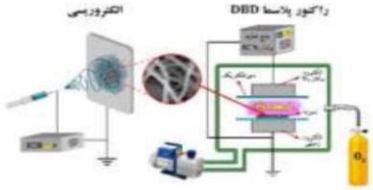
یکی از دستگاه‌های جذاب پلاسمایی در حوزه اصلاح سطوح، دستگاه تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) است [۴]. DBDها به واسطه ایجاد پلاسمای غیر حرارتی، برای اصلاح سطوح حساس به دما مناسب هستند. به‌علاوه، قابلیت تنظیم فشار محیط در دستگاه‌های DBD و امکان بهبود خواص شیمیایی و الکتروشیمیایی به واسطه حضور گونه‌های فعال و واکنش‌پذیر در محیط پلاسمایی، این سامانه پلاسمایی را بسیار پرکاربرد کرده‌است [۵].

در این پژوهش ابتدا با به کار بردن روش الکتروریسی، نمونه‌های کامپوزیت مبتنی بر نانوالیاف اکسید نیکل تهیه شدند. در مرحله بعد با استفاده از پلاسما اکسیژن در یک سامانه تخلیه سد دی‌الکتریک فشار-پایین، به اصلاح سطح نانوالیاف پرداختیم. سپس نمونه‌های نانوالیاف اکسید نیکل اصلاح شده با پلاسما، در سامانه ابرخازن مورد بررسی قرار گرفتند. الکترودهای اکسید نیکل ساخته‌شده با این روش، بهبود عملکرد الکتروشیمیایی و ویژگی‌هایی از جمله ظرفیت ویژه بالا و عملکرد چرخه‌ای مناسب را نشان دادند. از این‌رو، این روش با بهره بردن از مزایای پلاسمای سرد، راهی امیدوارکننده برای توسعه الکترودهای ابرخازن با کارایی بالا ارائه می‌دهد.

[1] Transition metal oxides

مواد و روش

در این پژوهش نانوالیاف اکسید نیکل (NiO) با به کار بردن روش الکتروریسی تهیه شد. شمای کلی مراحل آماده سازی نانوالیاف اکسید نیکل و اصلاح سطح با پلاسما اکسیژن، در شکل ۱ آورده شده است.



شکل ۱: فرآیند آماده‌سازی نانوالیاف اکسید نیکل اصلاح‌شده با پلاسما اکسیژن با استفاده از دستگاه الکتروریسی و راکتور پلاسما تخلیه سد دی‌الکتریک فشار-پایین.

نانوالیاف اکسید نیکل، با استفاده از یک محلول 10 wt.% از پلیمر پلی‌اکریلونیتریل (PAN) و استات نیکل ($Ni(CH_3CO_2)_2$) با نسبت ۱:۱، و حلال DMF[2]، تهیه شد. سپس، نانوالیاف اکسید نیکل توسط پلاسما اکسیژن و با به‌کاربردن یک راکتور DBD اصلاح شدند. فرایند اصلاح سطح در اتمسفر اکسیژن در فشار 200 mbar صورت گرفت. ولتاژ اعمالی به دو سر الکترود برابر با 15 kV در فرکانس 20 kHz منبع تغذیه، در نظر گرفته‌شد. مدت زمان اصلاح سطح ۱۵ دقیقه بود.

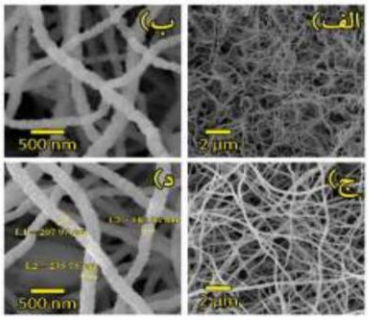
ریخت‌شناسی سطح نانوالیاف اکسید نیکل، توسط میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) مورد بررسی قرار گرفت. به‌منظور بررسی توزیع عناصر در نانوالیاف اکسید نیکل، آزمون طیف سنجی پراش انرژی پرتو ایکس (EDS) مورد استفاده قرار گرفت. به علاوه، آزمون XRD برای بررسی ویژگی کریستالی نمونه‌ها به‌کار برده شد. اندازه سطح ویژه و مؤلفه‌های تخلخل نانوالیاف اکسید نیکل با تجزیه و تحلیل نمودارهای BET و BJH تعیین شدند.

[2] Dimethylformamide

بحث و نتایج

خواص ریخت‌شناسی، ساختاری و ترکیبی نمونه‌ها:

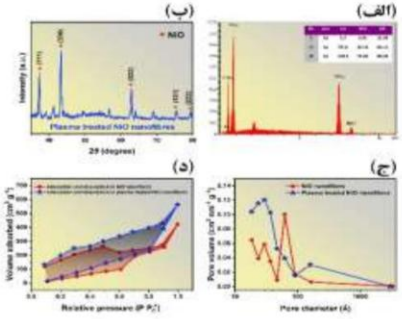
تصاویر FESEM نمونه‌های نانوالیاف اکسید نیکل و نانوالیاف اکسید نیکل اصلاح شده با پلاسما اکسیژن در مقیاس‌های مختلف، به ترتیب در شکل‌های ۲ (الف) و (ب) و شکل‌های ۲ (ج) و (د) آورده‌شده است. همان‌طور که از شکل ۲ پیداست، نانوالیاف تشکیل شده متقاطع و پیوسته هستند و هیچ‌گونه توده‌ای در تصاویر دیده نمی‌شود.



شکل ۲: تصاویر FESEM از نمونه‌های الف) و ب) نانوالیاف اکسید نیکل و ج) و د) نانوالیاف اکسید نیکل اصلاح‌شده با پلاسما اکسیژن.

از شکل ۳ (الف) مشخص است، عناصر نیکل (Ni) و اکسیژن (O) اجزای اصلی تشکیل دهنده نانوالیاف هستند. در شکل ۳ (ب) الگوهای XRD نمونه مورد نظر، پیک‌های پراش متمایز نانوکریستال‌های NiO را در زوایای 2θ برابر با °37.3، °43.5، °62.9، °75.4 و °79.5 نشان می‌دهند که به ترتیب مربوط به صفحات کریستالوگرافی (111)، (020)، (022)، (131) و (222) است. الگوهای XRD تاییدی بر آزمون EDS است.

شکل ۶ (ج) و (د) مربوط به نمودارهای BET و BJH نمونه نانوالیاف اکسید نیکل قبل و بعد از اصلاح با پلاسما اکسیژن است. نمونه‌های نانوالیاف اصلاح‌شده با پلاسما بالاترین سطح ویژه برابر با $225.5\ m^2\ g^{-1}$ را از خود نشان داد، در حالی که این مقدار برای نمونه بدون پلاسما برابر با $143.2\ m^2\ g^{-1}$ بود. این نتایج نشان می‌دهد که، اعمال پلاسما اکسیژن به سطح نانوالیاف اکسید نیکل، به طور مؤثری منجر به افزایش سطح ویژه و حجم حفرات آن می‌شود. سطح ویژه بالاتر می‌تواند منجر به انتقال بهتر و سریع‌تر عامل‌های بار در فرآیند شارژ و دشارژ خازن شود که به بالاتر رفتن ظرفیت ویژه ابرخازنی الکترودها منجر می‌شود.



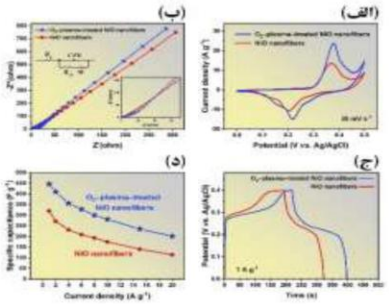
شکل ۳: الف) طیف EDS، ب) الگو XRD، ج) ایزوترم جذب-واجذب نیتروژن و د) توزیع اندازه حفرات نمونه‌های نانوالیاف اکسید نیکل اصلاح نشده و اصلاح شده با پلاسما.

خواص الکتروشیمیایی نمونه‌ها:

با توجه به شکل ۴ (الف)، سطح زیر نمودار نانوالیاف اکسید نیکل اصلاح‌شده با پلاسما اکسیژن بیشتر از سطح زیر نمودار نانوالیاف اکسید نیکل است که ظرفیت خازنی بالاتر الکترودهای اصلاح شده است. شکل ۴ (ب) نمودار نایکوئیست الکترودهای متناظر را نشان می‌دهد. نیم‌دایره کوچک تشکیل‌شده در فرکانس‌های بالا نشان از مقاومت کم انتقال بار است، به‌طوری‌که الکترود نانوالیاف اکسید نیکل اصلاح‌شده با پلاسما دارای مقاومت کمتر R_S با بزرگی 1.42 Ω نسبت به الکترود اصلاح‌نشده (1.54 Ω) است.

برای ارزیابی دقیق‌تر الکترود ساخته شده و محاسبه ظرفیت خازنی، آزمون GCD در چگالی جریان های مختلف انجام شد. با توجه به شکل ۵ (الف)، مشاهده می‌شود که زمان

دشـــارژ در نانو الیاف اکســـید نیکل اصـــلاح‌شـــده با پلاســـما اکسیژن بالاتر از نانو الیاف اکسید نیکل است که نشان‌دهنده ظرفیت خازنی بالاتر الکترود اصـــلاح‌شـــده با پلاســـما اســـت. ظرفیت ویژه الکترودها در چگالی‌های جریان مختلف ۱، ۲، ۴، ۶، ۸، ۱۰، ۱۵، ۲۰ A/g محاسبه شد که در شکل ۵ (د) نشـــان‌داده شـــده‌اســـت. مقادیر ظرفیت ویژه برای نانوالیاف اکسید نیکل اصلاح‌شده با پلاسما برای چگالی‌های جریان ۱، ۲، ۴، ۶، ۸، ۱۰، ۱۵، ۲۰ A/g به ترتیب 446.0، 459.6، 355.5، 327.7، 301.5، 280.3، 234.8، 200.8 F/g به‌دســـت آمد؛ در حالی که این مقادیر برای نانوالیاف اکســـید نیکل به تـرتـیـب 319.8، 271.3، 231.3، 208.4، 192.8، 174.5، 140.0، 114.1 F/g بود.



شکل ۴: الف) منحنی‌های CV در سرعت روبش 30 mV/s و ب) طیف امپدانس الکتروشیمیایی و ج) نمودار مقایسه‌ای GCD در چگالی جریان $1\ A\ g^{-1}$ و د) ظرفیت ویژه بر حسب چگالی‌های جریان، الکترودهای نانوالیاف اکسید نیکل و نانوالیاف اکسید نیکل اصلاح شده با پلاسما، در الکترولیت 3 mol KOH.

نتیجه‌گیری

در این مطالعه، نانوالیاف اکسید نیکل با استفاده از روش الکتروریسی تهیه و توسط دستگاه پلاسما تخلیه سد دی‌الکتریک فشار-پایین و پلاسما اکسیژن، اصلاح شدند. حضور نانوکریستال‌های اکسید نیکل توسط آزمون‌های EDS و XRD تأیید شدند. به‌علاوه، نانوالیاف اصلاح‌شده با پلاسما اکسیژن، سطح ویژه بالا برابر با $225.5\ m^2\ g^{-1}$ را از خود نشان داد، در حالی که این مقدار برای نمونه اصلاح‌نشده برابر با $143.2\ m^2\ g^{-1}$ بود. افزایش سطح ویژه در اثر اعمال پلاسما به نمونه‌ها، می‌تواند به صورت مؤثر منجر به افزایش سطح تماس الکترود و الکترولیت در سامانه‌های ابرخازن بر پایه محلول آبی شود. این امر به بهبود سرعت انتقال یون از الکترولیت به الکترود کمک می‌کند که منجر به افزایش ظرفیت خازنی نمونه‌ها می‌شود. بررسی طیف EIS در نمونه‌های نانوالیاف اصلاح‌شده با پلاسما و نمونه‌های اصلاح‌نشده این موضوع را تأیید کرد. همچنین با بررسی نمودارهای GCD، ظرفیت ویژه برای الکترود نانوالیاف اکسید نیکل اصلاح‌شده با پلاسما اکسیژن و الکترود نانولیاف اکسید نیکل به ترتیب برابر با 446.0 F/g و 319.8 F/g به دست آمد. نتایج حاصل از این پژوهش، نشان داد که اصلاح سطح با پلاسما، یک روش ساده و سریع برای افزایش عملکرد الکتروشیمیایی الکترودهای ذخیره انرژی مبتنی بر نانوالیاف است.

مرجع ها

[1] Benoy, S. M., et al. (2022). Recent trends in supercapacitor-battery ... *Journal of Energy Storage*, *52*, 104938.
[2] Wongprasod, S., et al. (2024). Porous electrospun carbon nanofibers ... *ACS Applied Nano Materials*, *7*(6), 6712-6721.
[3] Kwak, C. S., et al. (2020). Flexible transparent symmetric ... *ACS Applied Energy Materials*, *3*(3), 2394-2403.
[4] Latifi, A., Nilkar, M., & Jafari, S. (2024). Plasma-assisted surface modification of MXene/carbon nanofiber electrodes for electrochemical energy storage. *Journal of Energy Storage*, *100*, 113740.
[۵] دکتر ســـاعد جعفری، دکتر مریم نیل‌کار، دکتر حســـن مهدیان، «*فیزیک و مهندســـی پلاســـما*» مرکز نشـر دانشـگاه گیلان، ۱۴۰۱.

Paper ID: P8-10

شبیه‌سازی جایگزینی لایه قطبی ایجادشده به روش PECVD به‌جای میدان الکتریکی خارجی در میکروفلوئیدیک‌ها برای جداسازی پلاسمای خون

زهرا سلطانی[۱]، مجتبی شفیعی[۲] و بابک شکری [۱و۲و*]
۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران
۲ پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : b-shokri@sbu.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، سامانه‌ای میکروفلوئیدیک با قابلیت جداسازی پلاسما خون، مبتنی بر اعمال بار سطحی از طریق لایه ی ایجاد شده با PECVD ، به‌عنوان جایگزینی برای میدان خارجی در روشDEP ، با نرم افزار کامسول شبیه سازی شده است. شبیه‌سازی‌ها نشان داد که شدت میدان الکتریکی ناشی از بار سطحی تا حدود 10^7 V/m می‌رسد که در مقایسه با میدان 10^5 V/m حاصل از الکترودهای DEP ، از قدرت بالاتری برخوردار است. با وجود تفاوت در توزیع میدان، گرادیان ایجادشده در هر دو حالت توانایی جداسازی پلاسمای خون را دارد. ساختار بار سطحی به منبع ولتاژ خارجی نیاز ندارد در نتیجه راهکاری ساده، پایدار و قابل‌حمل برای کاربردهای تشخیصی ارائه می‌دهد.

کلید واژه: جداسازی پلاسما خون،میکروفلوئیدیک، شبیه سازی

Simulation of Replacing an External Electric Field with a PECVD-Induced Polar Layer in Microfluidic Blood Plasma Separation

Zahra Soltani[1], Mojtaba Shafiee[2], and Babak Shokri[1,2,*]
[1] Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
[2] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
*Corresponding author's email: b-shokri@sbu.ac.ir

Abstract

In this study, a microfluidic system capable of plasma separation is numerically analyzed, where a surface charge induced via a PECVD-fabricated layer replaces the need for an external electric field used in conventional dielectrophoresis (DEP). Simulations conducted in COMSOL demonstrate that the electric field intensity generated by the PECVD layer can reach up to 10^7 V/m, which is significantly higher than the ~10^5 V/m produced by conventional DEP electrodes. Despite differences in field distribution, the resulting gradient in both cases effectively enables selective particle manipulation. The PECVD-based structure, by eliminating the need for a voltage source and offering tunable zeta potential, presents a simpler, more stable, and portable alternative for diagnostic applications.

Keywords: Plasma Separation, Microfluidic, Simulation

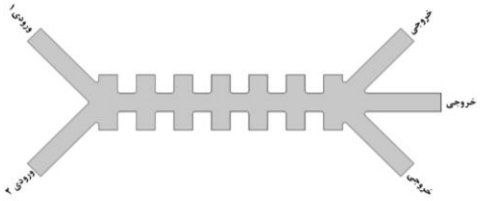
مقدمه

پلاسما ، بیش از نیمی از حجم خون را تشکیل می‌دهد و نقش مهمی در انتقال ترکیبات زیستی دارد [۱]. جداسازی پلاسما از اهمیت بالایی در تشخیص‌های بالینی و پایش بیماری‌های قلبی‌عروقی برخوردار است [۲]. فناوری میکروفلوئیدیک به دلیل مزایایی مانند کاهش حجم نمونه و قابلیت اتصال به حسگرهای زیستی، توجه ویژه‌ای در حوزه تشخیص پزشکی یافته‌است[۳].

مکانیسم‌های جداسازی پلاسما در سامانه‌های میکروفلوئیدیک به دو دسته فعال و غیرفعال تقسیم می‌شوند. روش‌های فعال مانند دی‌الکتروفورز(DEP[1]) با استفاده از میدان‌های خارجی به جداسازی دقیق کمک می‌کنند، اما نیازمند تجهیزات پیشرفته و منابع ولتاژ هستند[۴]. روش‌های غیرفعال ساده‌تر و مبتنی بر ویژگی‌های فیزیکی ذرات یا هندسه کانال‌اند، ولی معمولاً بازده کمتری دارند [۵]. در این مطالعه، به منظور کاهش پیچیدگی سامانه‌های فعال و حذف نیاز به منبع ولتاژ، مدلی مبتنی بر لایه‌نشانی شیمیایی با کمک پلاسما (PECVD[2]) ارائه شده است. این لایه‌ها با ایجاد بار سطحی پایدار، میدان الکتریکی غیر یکنواخت لازم برای جداسازی پلاسما را بدون نیاز به ولتاژ مستقیم فراهم می‌کنند. شبیه‌سازی عددی در نرم‌افزار کامسول نشان‌دهنده عملکرد قابل‌قبول این روش از نظر بازدهی جداسازی و قابل مقایسه با DEP است.

مواد و روش ها

در این مطالعه، یک سامانه میکروفلوئیدیک برای جداسازی پلاسما از سلول‌های خونی طراحی و در نرم‌افزار کامسول مدل ۶.۳ شبیه‌سازی شده است. عملکرد دو رویکرد متفاوت در جداسازی مقایسه شده است: استفاده از نیروی دی‌الکتروفورز (DEP) با الکترودهای جانبی و ولتاژ متناوب ±۵ ولت و روش مبتنی بر بار سطحی ثابت ناشی از لایه قطبی ایجادشده به روش PECVD که نیاز به منبع ولتاژ خارجی ندارد. ساختار هندسی دستگاه مطابق شکل ۱ شامل دو ورودی زاویه‌دار، ناحیه میانی جداسازی و سه خروجی برای پلاسما، سلول‌های خونی و پلاکت‌ها است. در روش بدون ولتاژ، از بار سطحی معادل پتانسیل زتای لایه‌های PECVD (در محدوده ۵۰− تا ۷۰− میلی‌ولت برای SiO_2/TiO_2 و ۲۰+ تا ۵۰+ میلی‌ولت برای Al_2O_3/سطوح آمینی) به عنوان منبع گرادیان میدان استفاده شده است [۳و۶].



شکل ۱. نمای شماتیک از ساختار میکروفلوئیدیک طراحی‌شده در کامسول

سرعت جریان در ورودی‌ها به‌ترتیب ۰.۱۳۴ و ۰.۸۵۳ میلی‌متر بر ثانیه و فشار خروجی صفر در نظر گرفته شد. برای افزایش دقت محاسبات در ناحیه بحرانی، مش‌بندی به صورت غیریکنواخت و با تراکم بالا انجام گرفته است. این مطالعه به مقایسه کارایی دو روش در جداسازی انتخابی اجزای خون پرداخته و امکان حذف منبع ولتاژ خارجی را در سیستم‌های میکروفلوئیدیک مورد بررسی قرار می‌دهد.

معادلات حاکم

حرکت سیال خون در کانال بر اساس معادله ناویر-استوکس تعریف شده است:

$$\rho \cdot u^2 = \mu \cdot \nabla^2(u) - p$$

که در آن ρ چگالی، μ ویسکوزیته، u بردار سرعت، و p فشار سیال است. توزیع میدان الکتریکی از معادله پواسون برای محیط‌های دی‌الکتریک حاصل می‌شود:

$$\nabla \cdot (\varepsilon \nabla V) = 0$$

که در آن ε گذردهی الکتریکی محیط و V پتانسیل الکتریکی است. نیروی دی‌الکتروفورز وارد بر ذرات کروی قطبش‌پذیر به‌صورت زیر بیان می‌شود:

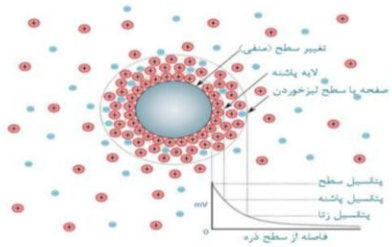
[1] Dielectrophoresis
[2] plasma-enhanced chemical vapor deposition

$$F_{DEP} = 2 \cdot \pi \cdot r^3 \cdot \varepsilon_m \cdot Re[f_{CM}] \cdot \nabla|E|^2$$

در این رابطه، r شعاع ذره، ε_m گذردهی محیط، E شدت میدان الکتریکی و f_{CM} فاکتور Clausius-Mossotti است. رابطه بین چگالی بار سطحی σ_sو پتانسیل زتا ζ مطابق با مدل دبای-هاکل به‌صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\sigma_s = \varepsilon \cdot \varepsilon_0 \cdot \kappa \cdot \zeta$$

که در آن κ ضریب دبای، ε_0 گذردهی خلأ و ζ پتانسیل زتا است.

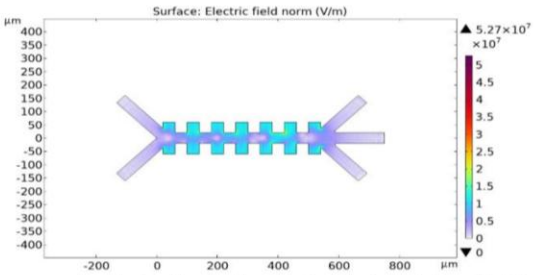


شکل ۲. شماتیکی از اثر پتانسیل زتا (ζ) در لایه دوبل الکتریکی اطراف دیواره کانال. اختلاف پتانسیل بین بار سطحی و محلول منجر به تشکیل گرادیان میدان و ایجاد نیروی شبه‌دی‌الکتروفورز می‌شود.

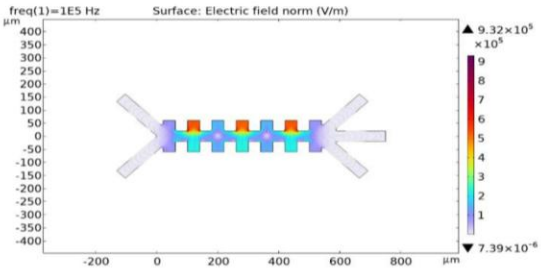
نتایج و بحث

نتایج حاصل از شبیه‌سازی میدان الکتریکی در ساختارهای مورد مطالعه نشان داد که میدان ایجادشده توسط بار سطحی اعمال‌شده از طریق PECVD (شکل ۳) دارای حداکثر شدت در حدود $10^7 V/m$ است، در حالی که در ساختار DEP با اعمال ولتاژ متناوب، میدان در مجاورت الکترودها به حدود $10^5 V/m$محدود می‌شود (شکل ۴). این تفاوت بیانگر آن است که لایه PECVD نه تنها از نظر ساختاری ساده‌تر است، بلکه توانایی ایجاد میدان قوی‌تر و یکنواخت‌تری را در ناحیه میانی کانال دارد، PECVD می‌تواند عملکردی برابر یا برتر از روش DEP ارائه دهد.

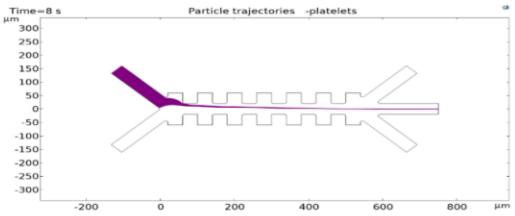
بررسی مسیر حرکت ذرات در ساختار DEP (شکل‌های ۵ تا ۸) نشان داد که جداسازی پلاسما از اجزای سلولی به‌صورت مؤثر انجام شده است. هرچند در حالت PECVD نمودار رهگیری ذرات ارائه نشده، اما بر اساس توزیع میدان، انتظار می‌رود عملکرد مشابهی حاصل شود. با این حال، شبیه‌سازی قادر به نمایش پدیده‌هایی نظیر نفوذ یون‌ها به ساختار لایه، تغییرات پتانسیل زتا و تشکیل رسوب سطحی نیست. این عوامل در محیط‌های زیستی واقعی می‌توانند منجر به کاهش پایداری عملکرد شوند [۴و۵]، و لذا ارزیابی تجربی آن‌ها در طراحی نهایی ضروری است.



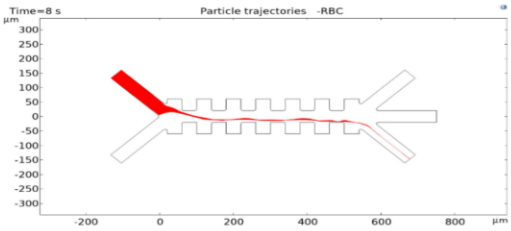
شکل ۳. پروفایل میدان الکتریکی در حالت استفاده از بار سطحی یکنواخت.



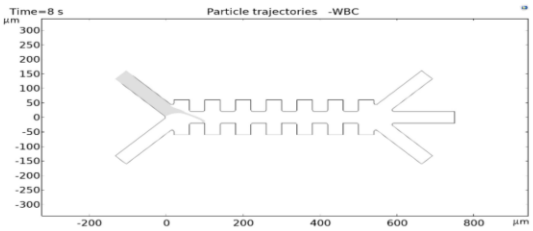
شکل ۴. توزیع شدت میدان در حالت اعمال ولتاژ متناوب.



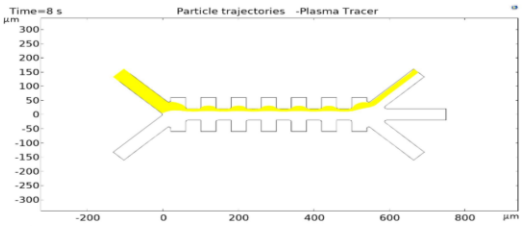
شکل ۵. مسیر حرکت ذرات پلاکت در حضور میدان خارجی(DEP).



شکل ۶. مسیر حرکت گلبول قرمز در حضور میدان خارجی(DEP).



شکل ۷. مسیر حرکت گلبول سفید در حضور میدان خارجی(DEP).



شکل ۸. مسیر حرکت پلاسما در حضور میدان خارجی(DEP).

نتیجه‌گیری

نتایج این مطالعه نشان داد که ساختار مبتنی بر PECVD با ایجاد میدان الکتریکی قوی‌تر نسبت به ساختارDEP و بدون نیاز به تجهیزات اعمال ولتاژ خارجی، می‌تواند جایگزینی مؤثر، ساده و پایدار برای طراحی سامانه‌های میکروفلوئیدیک جداسازی پلاسما باشد.

مرجع ها

[1] Prabhakar, A., Sen, A. K., & Kumar, R. (2015). Dielectrophoretic manipulation of particles in a microfluidic device integrated with curved electrodes. *Microfluidics and Nanofluidics, 18*(5–6), 1235–1247.

[2] Carmona, P., Molina, M., & Toledano, A. (2013). Alzheimer's disease diagnosis by infrared spectroscopy. *Journal of Alzheimer's Disease, 34*(3), 659–669.

[3] Tripathi, S., Kumar, Y. V., Prabhakar, A., & Agrawal, A. (2015). Review on dielectrophoretic manipulation of particles: Applications and future prospects. *Journal of Micromechanics and Microengineering, 25*(8), 083001.

[4] Chen, X., Wang, H., & Wu, X. (2016). Dielectrophoretic force on cells in a nonuniform electric field. *Journal of Applied Physics, 119*(17), 174901.

[5] Kuo, J. N., & Lin, B. Y. (2018). A microfluidic chip for rapid and efficient cell sorting using electrokinetic forces. *Microsystem Technologies, 24*, 3461–3468.

[6] Loganathan, A. K., Srivastava, S. K., & Agrawal, A. (2023). Contactless dielectrophoresis: A review. *Microfluidics and Nanofluidics, 27*, 8.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P8-11

شبیه سازی یک بعدی اثر ماده دی الکتریک بر گونه های فعال در پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک با استفاده از کامسول

امیررضا خانزاده[۱]، سمیرا تاجیک‌نژاد [۱،*]، رامین محرابی فرد[۲]، مصطفی مهدی پور[۱]

[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه گنبدکاووس، گنبدکاووس، ایران

[۲] بخش فیزیک محیط زیست، دانشکده ریاضی، فیزیک و انفورماتیک، دانشگاه کمنیوس براتیسلاوا، اسلواکی

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : Samira.tajik28@gmail.com, Samira.tajiknezhad@gonbad.ac.ir

چکیده

پلاسمای سرد فشار اتمسفری به دلیل داشتن الکترون‌ها، یون‌ها و گونه‌های فعال، در بسیاری از حوزه‌های علمی و صنعتی کاربرد دارد. یکی از مهم‌ترین انواع این پلاسماها، پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) است. در این مطالعه، با استفاده از نرم‌افزار COMSOL ، تخلیه سد دی‌الکتریک یک‌بعدی برای گاز آرگون شبیه‌سازی شد و تأثیر چهار نوع ماده دی‌الکتریک (میکا، سیلیکا، کوارتز و تفلون) بر پارامترهای کلیدی پلاسما از جمله چگالی و دمای الکترون، میدان الکتریکی و چگالی جریان یون مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد که دی‌الکتریک میکا، به‌دلیل گذردهی نسبی بالاتر، نقش مؤثری در افزایش چگالی الکترون و شدت میدان الکتریکی ایفا می‌کند. این یافته‌ها می‌توانند در بهینه‌سازی طراحی سیستم‌های پلاسما برای کاربردهای صنعتی و زیستی مفید واقع شوند.

کلید واژه: تخلیه سد دی الکتریک (DBD)، چگالی الکترون، گذردهی نسبی دی‌الکتریک

One-dimensional simulation of the effect of dielectric material on active species in DBD plasma using COMSOL Multiphysics

Amirreza Khanzadeh [1], Samira Tajiknezhad [1,*], Ramin Mehrabifard [2], Mostafa Mehdipoor [1]

[1] Department of Physics, Faculty of Science, Gonbad Kavous University, Gonbad Kavous, Iran
[2] Division of Environmental Physics, Faculty of Mathematics, Physics and Informatics, Comenius University Bratislava, Slovakia
*corresponding e-mail: Samira.tajik28@gmail.com, Samira.tajiknezhad@gonbad.ac.ir

Abstract

Cold atmospheric pressure plasma, containing electrons, ions, and reactive species, has a wide range of applications in various scientific and industrial fields. Among these, dielectric barrier discharge (DBD) plasma is one of the most widely used types. In this study, a one-dimensional DBD plasma was simulated using COMSOL Multiphysics with argon gas. The effects of different dielectric materials (mica, silica, quartz, and polytetrafluoroethylene) on key plasma parameters including electron density and temperature, electric field, and ion current density were investigated. The results demonstrate that mica, due to its relatively high permittivity, significantly enhances both electron density and electric field intensity. These findings provide valuable insight into optimizing DBD plasma systems for diverse applications.

Keywords: Dielectric Barrier Discharge (DBD), Electron Density, Relative Permittivity of Dielectric

مقدمه

پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) نوعی تخلیه الکتریکی غیرحرارتی در فشار اتمسفری است که نخستین‌بار در سال ۱۸۵۷ توسط ارنست زیمنس معرفی شد [۱]. این نوع پلاسما معمولاً از دو الکترود تشکیل می‌شود که یکی یا هر دو با لایه‌ای از ماده دی‌الکتریک پوشانده شده‌اند. با اعمال ولتاژ متناوب، بارهای الکتریکی بر سطح دی‌الکتریک تجمع می‌یابند و در نتیجه تخلیه‌های الکتریکی به‌صورت پالس‌های کوتاه در گاف بین دو الکترود ایجاد می‌شوند. وجود لایه دی‌الکتریک از وقوع قوس الکتریکی جلوگیری کرده و پایداری و ایمنی فرآیند را افزایش می‌دهد.

پلاسماهای DBD به دلیل ویژگی‌هایی نظیر بازده بالا، مصرف انرژی کم، ساختار ساده، قابلیت عملکرد در فشار اتمسفر و تولید گونه‌های فعال شیمیایی، کاربرد گسترده‌ای در حوزه‌هایی مانند کشاورزی، اصلاح سطح، صنایع غذایی، تصفیه هوا و آب،

و پزشکی یافته‌اند [۲]. از پارامترهای کلیدی که عملکرد این نوع پلاسما را تحت تأثیر قرار می‌دهند می‌توان به چگالی و دمای الکترون، شدت میدان الکتریکی، و توزیع گونه‌های باردار اشاره کرد. اندازه‌گیری این پارامترها در آزمایشگاه مستلزم تجهیزات پیشرفته و هزینه‌های بالا است؛ بنابراین، استفاده از روش‌های شبیه‌سازی عددی روشی مقرون‌به‌صرفه و کارآمد برای مطالعه رفتار پلاسما محسوب می‌شود.

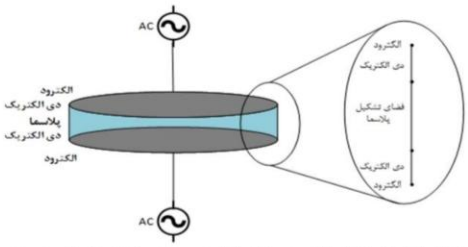
در سال‌های اخیر، شبیه‌سازی‌های متعددی به منظور بررسی پلاسماهای DBD انجام شده‌اند. برای مثال، پال و همکاران [۳] با استفاده از مدل عددی، رفتار جریان–ولتاژ در پلاسمای استوانه‌ای حاوی گاز آرگون را بررسی کردند. صحبت‌زاده و سلطانی [۴] نیز با شبیه‌سازی پلاسما در محیط نرم‌افزار کامسول، تأثیر ترکیب گازهای نیتروژن، اکسیژن و بخار آب را در یک هندسه یک‌بعدی مورد مطالعه قرار دادند. همچنین پژوهش محرابی‌فرد [۵] در زمینه رفتار دینامیکی پلاسما در حضور دی‌الکتریک‌های متفاوت، نشان داد که انتخاب ماده دی‌الکتریک می‌تواند بر نحوه توزیع میدان و پایداری پلاسما اثرگذار باشد.

با وجود پیشرفت‌های صورت‌گرفته، تأثیر خواص دی‌الکتریک‌ها بر رفتار پلاسما، به‌ویژه در هندسه‌های ساده‌سازی‌شده مانند مدل‌های یک‌بعدی، کمتر مورد توجه قرار گرفته است. از آن‌جا که نوع ماده دی‌الکتریک بر توزیع میدان الکتریکی، تولید گونه‌های فعال و در نهایت بازده عملکرد سیستم تأثیر مستقیم دارد، بررسی سیستماتیک این تأثیرات می‌تواند به بهینه‌سازی طراحی سیستم‌های پلاسما کمک شایانی کند.

در این پژوهش، با استفاده از نرم‌افزار COMSOL Multiphysics، پلاسما تخلیه سد دی‌الکتریک برای گاز آرگون به‌صورت یک‌بعدی شبیه‌سازی شد و تأثیر چهار نوع ماده دی‌الکتریک مختلف (میکا، سیلیکا، کوارتز و تفلون) بر پارامترهای کلیدی پلاسما مورد بررسی قرار گرفت. هدف این مطالعه، تحلیل نقش گذردهی نسبی مواد دی‌الکتریک بر چگالی و دمای الکترون، میدان الکتریکی، پتانسیل الکتریکی و چگالی یون‌هاست.

معادلات حاکم

در این بخش، شبیه سازی تخلیه سد دی‌الکتریک با گاز آرگون در فشار یک اتمسفر به‌صورت یک‌بعدی با استفاده از نرم‌افزار کامسول آورده شده است. در این مدل، هر دو الکترود به شکل صفحه های دایره ای به قطر ۱۵ سانتی‌متر با لایه‌ای از ماده دی‌الکتریک پوشیده شده‌اند و فاصله بین آن‌ها برابر با ۱ میلی‌متر در نظر گرفته شده است (شکل ۱). ولتاژ متناوب سینوسی با دامنه ۷۵۰ ولت و فرکانس ۵۰ کیلوهرتز به الکترودها اعمال شده و مش‌بندی با دقت بسیار بالا (Extremely fine mesh)با تعداد عناصر ۲۰۰ صورت گرفته است.



شکل (۱): شماتیک کلی دستگاه تخلیه سد دی الکتریک شبیه سازی شده

نرم افزار کامسول با استفاده از معادلات زیر نتایج این شبیه سازی را ارائه می دهد:

۱-معادلات انتشار:

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_e) + \nabla.[-n_e(\mu_e.E) - D_e.\nabla n_e] = R_e$$

$$\frac{\partial}{\partial t}(n_\varepsilon) + \nabla.[-n_\varepsilon(\mu_\varepsilon.E) - D_\varepsilon.\nabla n_\varepsilon] + E.\Gamma_e = R_\varepsilon$$

$$D_e = \mu_e T_e, \mu_\varepsilon = \frac{5}{3}\mu_e\,, \qquad D_\varepsilon = \mu_\varepsilon T_e$$

$$R_e = \sum_{j=1}^{M} x_j k_j N_n n_e, \quad R_\varepsilon = \sum_{j=1}^{P} x_j k_j N_n n_e \Delta\varepsilon_j$$

که در آن n_e چگالی الکترونی، D_e ضریب پخش الکترونی، Γ_e شار الکترون، R_e نرخ تولید الکترون، R_ε انرژی حاصل از برخورد غیر کشسان، D_e ضریب پخش الکترونی، D_ε ضریب پخش انرژی، μ_e تحرک پذیری انرژی، M تعداد واکنش ها، x_j کسر مولی گونه مورد نظر برای واکنش j، k_j ضریب تاوزندبرای واکنش jام ، N_n تعداد کل ذرات خنثی، p تعداد برخوردهای غیر کشسان الکترونی و $\Delta\varepsilon_j$ اتلاف انرژی از jامین واکنش می باشد.

۲- انتقال ذرات سنگین:

$$p\frac{\partial}{\partial t}(w_k) + p(u.\nabla)w_k = \nabla.j_k + R_k$$

که w_k چگالی یونی و دیورژانس j_k شار انرژی یون ها می باشد.

۳- معادلات الکترواستاتیک

$$\rho = -\nabla.\varepsilon_0\varepsilon_r\nabla V$$

که ε_0 گذردهی خلاء و ε_r ثابت نسبی دی الکتریک و

$$\rho = q\left(\sum_{k=1}^{N} Z_k n_k - n_e\right)$$

۴- شرایط مرزی و شار سطحی:

برای چگالی الکترون

$$n.\Gamma_e = \left(\frac{1}{2}v_{e,th}n_e\right) - \sum_p \gamma_p(\Gamma_p.n)$$

برای چگالی انرژی الکترون

$$n.\Gamma_\varepsilon = \left(\frac{5}{6}v_{e,th}n_\varepsilon\right) - \sum_p \varepsilon_p\gamma_p(\Gamma_p.n)$$

برای گونه های سنگین

$$n.j_k = M_w R_k + M_w c_k Z \mu_k (E.n)[Z_k \mu_k (E.n) > 0]$$

تجمع بار سطحی روی دی الکتریک ها از رابطه $n.(D_1 - D_2) = p_s$ و برای چگالی بار سطحی داریم:

$$\frac{dp_s}{dt} = n.J_i + n.J_e$$

همچنین ولتاژ منبع به صورت $V = V_0 \sin(\omega t)$ در نظر گرفته می شود.

۵- واکنش‌های پلاسمایی

در این شبیه‌سازی، نه واکنش گاز آرگون در نظر گرفته شده که واکنش های شیمیایی در جدول ۱ و واکنش های سطحی در جدول ۲ نشان داده شده است. همچنین جنس دی الکتریک ها در این شبیه سازی کوارتز با گذردهی نسبی ۴.۲ ، میکا با گذردهی نسبی ۶ ، سیلیکا با گذرهی نسبی ۳.۷۵ و تفلون با گذردهی نسبی ۲ در نظر گرفته شده است. ۱۱.۵

جدول (۱): واکنش های شیمیایی گاز آرگون

$\Delta\varepsilon(eV)$	نوع واکنش	فرمول	واکنش
۰	الاستیک	$e + Ar \rightarrow e + Ar$	۱
۱۱.۵	برانگیختگی	$e + Ar \rightarrow e + Ars$	۲
-۱۱.۵	سوپر الاستیک	$e + Ars \rightarrow e + Ar$	۳
۱۵.۸	یونیزاسیون	$e + Ar \rightarrow 2e + Ar^+$	۴
۴.۲۴	یونیزاسیون	$e + Ars \rightarrow 2e + Ar^+$	۵
۱.۲	یونیزاسیون پنینگ	$Ars + Ars \rightarrow e + Ar + Ar^+$	۶
۱.۲	جذب نیمه پایدار	$Ars + Ar \rightarrow Ar + Ar$	۷

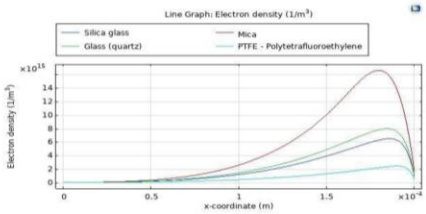
جدول (۲): واکنش های سطحی گاز آرگون

ضریب چسبندگی	فرمول	واکنش
۱	$Ars \rightarrow Ar$	۱
۱	$Ar^+ \rightarrow Ar$	۲

بحث

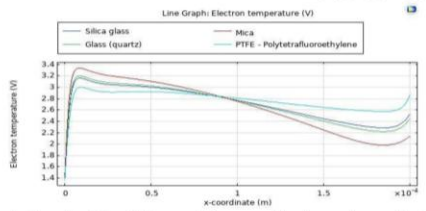
شبیه‌سازی‌ها در ولتاژ متناوب ۷۵۰ ولت (±) و فرکانس ۵۰ کیلوهرتز انجام شد. هدف از این تحلیل، بررسی تأثیر ماده دی‌الکتریک بر پارامترهای کلیدی پلاسما از جمله چگالی و دمای الکترون، میدان و پتانسیل الکتریکی، و چگالی یون‌ها در پلاسما بود.

همان‌طور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود، بیشترین چگالی الکترون مربوط به دی‌الکتریک میکا است. این نتیجه را می‌توان با در نظر گرفتن گذردهی نسبی بیشتر میکا ($\varepsilon_r = 6$) نسبت به سایر مواد توجیه کرد. گذردهی بالاتر موجب ذخیره بار بیشتر در لایه دی‌الکتریک شده و در نتیجه شدت میدان الکتریکی موضعی در گاف پلاسما افزایش می‌یابد. این افزایش میدان، احتمال برخورد یونیزه‌کننده میان الکترون‌ها و اتم‌های گاز را بالا می‌برد و در نهایت منجر به افزایش نرخ تولید الکترون می‌شود.

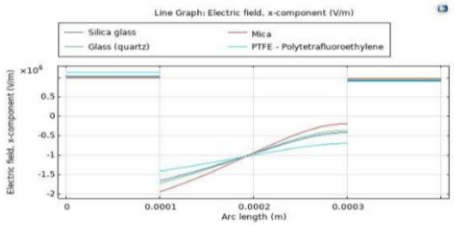


شکل ۲) نمودار چگالی الکترون به ازای سیلیکا، میکا، تفلون و کوارتز

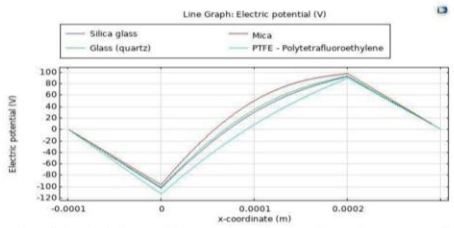
در شکل ۳، مشاهده می‌شود که دمای الکترون در حضور دی‌الکتریک تفلون بیشترین مقدار را دارد. این پدیده را می‌توان به رسانایی حرارتی پایین و ظرفیت گرمایی ویژه بالای تفلون نسبت داد. نتایج شکل‌های ۴ و ۵ نیز نقش میکا در افزایش میدان و پتانسیل الکتریکی را تأیید می‌کنند. در این حالت، به دلیل ضریب گذردهی بیشتر، پتانسیل اعمال‌شده بین الکترودها به طور مؤثرتری در ناحیه گاف توزیع می‌شود و میدان قوی‌تری ایجاد می‌کند. میدان قوی‌تر باعث شتاب‌دهی بیشتر به الکترون‌ها شده و در نتیجه منجر به افزایش نرخ برانگیختگی و یونیزاسیون می‌گردد.



شکل ۳) تغییرات دمای الکترون به ازای سیلیکا، میکا، تفلون، کوارتز

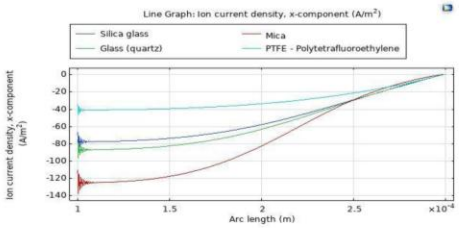


شکل ۴) تغییرات میدان الکتریکی به ازای سیلیکا، میکا، تفلون، کوارتز

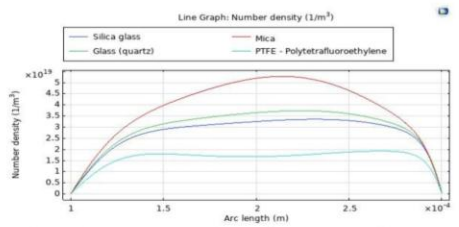


شکل ۵) تغییرات پتانسیل الکتریکی به ازای سیلیکا، میکا، تفلون، کوارتز

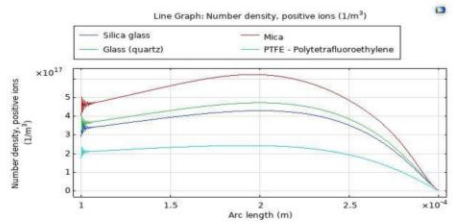
در ادامه، شـــکل‌های ۶ تا ۸ نشـــان می‌دهند که چگالی جریان یون، چگالی عددی یون آرگون و چگالی یون‌های مثبت نیز در حضور میکا بیشـینه است. این نتایج با افزایش چگالی الکترون، افزایش نرخ یونیزاسـیون و شـدت میدان الکتریکی مرتبط است. از آن‌جا که یون‌ها عمدتاً از طریق برخوردهای الکترونی با گاز زمینـه تولید می‌شـــوند، همبســـتگی میان چگالی یون‌ها و الکترون‌ها کاملاً قابل انتظار است.



شکل ۶) چگالی جریان یون ها برای سیلیکا، میکا، تفلون، کوارتز



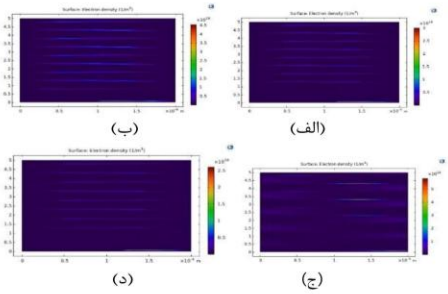
شکل ۷) چگالی عددی یون آرگون برای سیلیکا، میکا، تفلون، کوارتز



شکل ۸) چگالی عددی یون های مثبت به ازای سیلیکا، میکا، تفلون، کوارتز

در نهایت، شکل ۹ به صورت مقایسه‌ای چگالی الکترون را برای هر دی‌الکتریک به تفکیک نشـــان می‌دهد. همان‌طور که در این مقایسه مشخص است، میکا نه‌تنها بیشـترین چگالی الکترون را ایجاد می‌کند بلکه توزیع آن نیز نســـبتاً یکنواخت‌تر و متمرکزتر در مرکز گـاف اســـت کـه این ویژگی می‌توانـد در طراحی سیستم‌هایی با بازده بالاتر مورد توجه قرار گیرد.

یافته‌های این پژوهش با نتایج مطالعات پیشـــین از جمله [۵] و [۶] ســازگار اســت، که همگی بر نقش کلیدی گذردهی نســبی دی‌الکتریک در شـــکل‌گیری میدان الکتریکی و توزیع گونه‌های باردار تأکید دارند.



شکل ۹) مقایسه چگالی الکترون برای دی الکتریک های (الف) کوارتز، (ب) میکا، (ج) تفلون و (د) سیلیکا

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، اثر نوع ماده دی‌الکتریک بر رفتار پلاسما در یک سیستم تخلیه سد دی‌الکتریک یک‌بعدی حاوی گاز آرگون با استفاده از کامسول شبیه‌سازی شد. بررسی پارامترهایی نظیر چگالی و دمای الکترون، میدان الکتریکی، پتانسیل الکتریکی، و چگالی یون‌ها نشان داد که ویژگی‌های دی‌الکتریک به‌طور مستقیم بر عملکرد و کیفیت پلاسما تأثیرگذار هستند. نتایج نشان دادند که در میان چهار ماده بررسی‌شده، میکا به‌دلیل گذردهی نسبی بالاتر، باعث افزایش چگالی الکترون و یون در محیط پلاسما شده و همچنین تاثیر مثبتی بر مقدار میدان الکتریکی، پتانسیل الکتریکی دارد. بنابراین بهترین عملکرد را میان دی‌الکتریک‌های بررسی‌شده دارد. این یافته‌ها اهمیت انتخاب دقیق ماده دی‌الکتریک را در بهینه‌سازی سیستم‌های پلاسما برای کاربردهای متنوع نشان می‌دهند.

مرجع ها

[1] Kogelschatz, U., Eliasson, B., & Egli, W. (1999). Pure and Applied Chemistry, 71(10), 1819-1828.
[2] Kogelschatz, U., Eliasson, B., & Egli, W. (1997). Le Journal de Physique IV, 7(C4), C4-47.
[3] Pal, U. N., Sharma, A. K., Soni, J. S., Kr, S., Khatun, H., Kumar, M., & Frank, K. (2009). Journal of Physics D: Applied Physics, 42(4), 045213.
[4] Sohbatzadeh, F., & Soltani, H. (2018). Journal of Theoretical and Applied Physics, 12(1), 53-63.
[5] Mehrabifard, M (2023). Radiation Physics and Engineering; 4(4):43–50.
[6] Hajikhani, S., Mehrabifard, R. and Soltani Ahmadi, H. (2024). Radiation Physics and Engineering, 5(2), 51-60.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P8-12

سنتز نانوذرات اکسید منگنز با استفاده از برهمکنش جت پلاسما آرگون با مایع

امیرحسین رویگر ، مهدی شریعت ، علی پرهیزکار و سعید کریمیان
گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه ولی‌عصر(عج)، رفسنجان، ایران.
M.shariat@vru.ac.ir

چکیده:
نانوذرات اکسید منگنز به دلیل ویژگی‌های منحصربه‌فرد بسیار مورد توجه می‌باشند. در این کار نانوذرات MnO_2 با کمک جت پلاسمای آرگون که در تماس با سطح مایع است، تولید می‌شود. ساختار، ریخت‌شناسی و اندازه این نانوذرات به وسیله پراش پرتو ایکس ، میکروسکوپ الکترونی روبشی و جذب UV-Vis ارزیابی می‌شود. دریافت شد که نانوذرات سنتز شده با پلاسما ساختار بلوری بیرنسیت δ-MnO_2 را دارند و همچنین دریافت شد این نانوذرات کروی شکل و دارای اندازه متوسط ۴۰ نانومتر می‌باشند.
کلید واژه: اکسید منگنز، جت پلاسما، برهمکنش پلاسما با مایع.

Synthesis of manganese oxide nanoparticles using the interaction of an argon plasma jet with a liquid

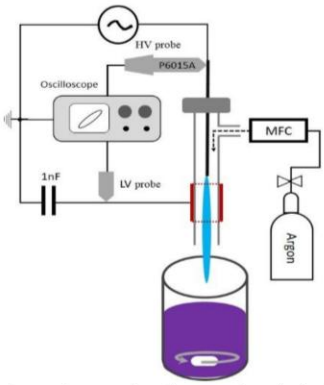
Amir Hossein Roygar, Mahdi Shariat, Ali Parhizkar and Saeed Karimian
Department of Physics, Faculty of science, Vali-e-Asr University of Rafsanjan,Iran.

Abstract:
Manganese oxide nanoparticles are highly regarded due to their unique properties. In this work, MnO_2 nanoparticles are produced by an argon plasma jet in contact with a liquid surface. The structure, morphology, and size of these nanoparticles are evaluated using X-ray diffraction, scanning electron microscopy, and UV-Vis absorption. It was found that the plasma-synthesized nanoparticles have a birnessite δ-MnO_2 crystalline structure and are spherical shape with an average size of 40nm. **Keywords: Manganese oxide, plasma jet, plasma-liquid interaction.**

مقدمه

نانوذرات اکسید منگنز (MnO_2) دارای ویژگی‌های فراوانی از جمله ارزان بودن، داشتن حالت اکسایش بالا، غیر سمی بودن، فراوانی طبیعی (۰.۱ درصد از محتوای پوسته زمین) و ظرفیت بالا است که این ویژگی‌های آن‌ها را برای کاربردهای متنوع در زمینه‌های ذخیره‌سازی انرژی، جذب مولکولی، کاتالیز و مواد مغناطیسی مناسب می‌سازد. اکسید فلزی واسطه MnO_2 به دلیل حالت‌های اکسایش متنوع و مورفولوژی‌های مربوطه، منحصربه‌فرد است. اشکال مختلف اکسید منگنز شاملMnO_2 ، MnO، Mn_2O_3و Mn_3O_4 هستند[۱].

در میان این اکسیدها، نانوساختار دی‌اکسید منگنز به دلیل پتانسیل بالا به عنوان کاتالیزور ناهمگن و فتوکاتالیزور در فرآیندهای اکسیداسیون پیشرفته برای حذف مؤثر آلاینده‌ها، توجه زیادی را به خود جلب کرده است. این ماده همچنین به دلیل هزینه پایین و سازگاری با محیط‌زیست مورد توجه می‌باشد. MnO_2 در پلی‌مورف‌های مختلفی مانند-α ، -β، -γ، -δ، -εو λ-MnO_2 وجود دارد که از نظر چیدمان اکتاهدرهای MnO_6 با یکدیگر تفاوت دارند. روش‌های سنتز نانوذرات MnO_2 شامل روش‌های هیدروترمال، رسوب‌گذاری شیمیایی، تجزیه حرارتی و سولوترمال هستند.



شکل ۱. طرح‌واره جت پلاسما در برهمکنش با مایع

این روش‌های مرسوم به دوره‌های زمانی طولانی، دمای بالا، انرژی زیاد و استفاده از معرف‌های شیمیایی سمی مانند عوامل کاهنده، سورفکتانت‌ها و عوامل پایدارکننده نیاز دارند. تمامی این روش‌ها چندین دهه قدمت دارند و نوآوری جدیدی در آن‌ها دیده نمی‌شود. اکثر آن‌ها از رویه‌های مشابه و مراحل متعددی برای سنتز استفاده می‌کنند. زمان واکنش طولانی، مصرف انرژی بالا و استفاده اضافی از مواد شیمیایی سمی از اصلی‌ترین معایب روش‌های متداول هستند. برخلاف این روش‌ها، هدف ما توسعه یک دستگاه پلاسما تک‌مرحله‌ای منحصربه‌فرد برای تولید نانوذرات با بازده بالا، مورفولوژی‌های متنوع، اندازه ذرات مختلف و سطح ویژه بالا در زمان کوتاه، بدون استفاده از مواد شیمیایی سمی و مراحل متعدد است. جت پلاسمای غیرحرارتی یک فرآیند کارآمد و پایدار برای سنتز نانوذرات مانند MnO_2 در شرایط محیطی با حداقل استفاده از معرف‌های شیمیایی و زمان پردازش کوتاه است. در پلاسما تولید رادیکال‌های با چگالی بالا به دلیل الکترون‌های پر انرژی منجر به تجزیه کارآمد پیش ماده‌ها و تولید نانوذرات می‌شود[۱].

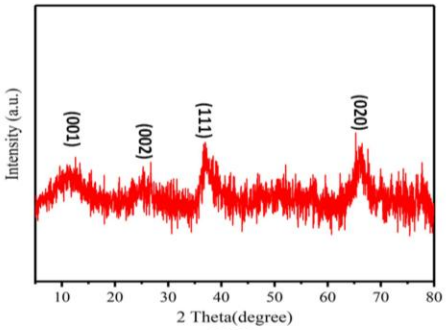
الکترون‌های پر انرژی موجود در پلاسما با تولید رادیکال‌های فعال، باعث تجزیه مولکول‌ها و ایجاد واکنش‌های ردوکس می‌شوند. بویوم و همکارانش نشان دادند که نانو کره‌های δ -MnO_2 با موفقیت از طریق اکسیداسیون پلاسمای قوس لغزنده بر روی سطح محلول دارای یون‌های Mn^{3+} تولید می‌شوند[۲]. در این مطالعه، از یک جت پلاسمای غیرحرارتی آرگون در برهمکنش با سطح مایع برای سنتز نانو کره‌های MnO_2 از محلول پیش ماده $KMnO_4$ طی یک مرحله بدون استفاده از سورفکتانت‌ها استفاده می‌شود.

مواد و روش‌ها

با توجه به شکل ۱ جت پلاسمایی شامل دو الکترود فلزی و یک لوله کوارتز به عنوان سد دی‌الکتریک است. الکترود اصلی، یک میله استیل است که در مرکز لوله کوارتز قرار دارد. در نزدیکی انتهای لوله، یک نوار مسی به عنوان الکترود زمین پیچیده شده است. یک منبع تغذیه AC با ولتاژ ۸ کیلوولت و شکل موج سینوسی با فرکانس ۲۰ کیلوهرتز برای تولید پلاسمای غیرحرارتی استفاده شد. گاز آرگون خالص با نرخ شارش ۳SLPM برای تولید پلاسمای یکنواخت و پایدار در فشار اتمسفری استفاده شد. سطح محلول آبی حاوی پیش ماده‌های MnO_2 در معرض جت پلاسما قرار گرفت. پیش ماده شامل محلول آبی از $KMnO_4$ با غلظت ۵mM است.

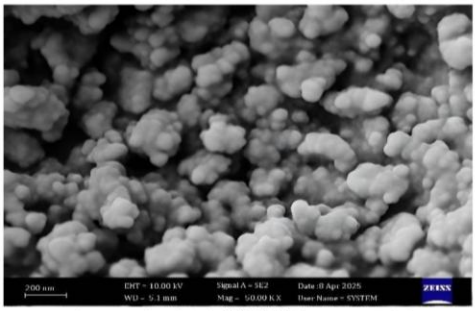
بحث

شکل ۲ آنالیز پراش پرتوی ایکس(XRD) نانو ساختارهای تولید شده با استفاده از برهمکنش جت پلاسما و مایع است. این نمودار نشان‌دهنده قله‌های پهن در زوایای2θ ۱۱/۲۶، ۲۵/۷، ۳۷/۳۳ و ۶۶/۰۳ درجه است، که با الگوی پراش ساختار بلوره‌ای بیرنسیت δ-MnO_2 منطبق است(JCPDS 80–1098) .



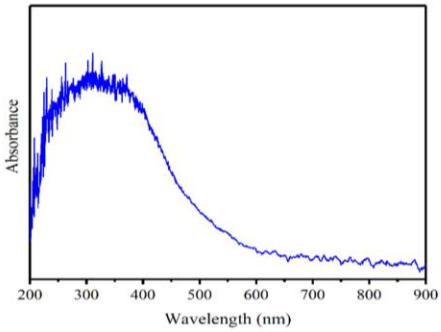
شکل ۲. طیف XRD نانوذرات اکسید منگنز

این قله‌ها به ترتیب مربوط به صفحات بلوره‌ای (۰۰۱)، (۰۰۲)، (۱۱۱) و (۰۲۰) می‌باشند. پهن بودن قله‌ها نشان‌دهنده اندازه کوچک نانو بلوره‌ها است. اندازه نانو بلوره‌ها با استفاده از رابطه دبای-شرر حدود ۳/۶ نانومتر برآورد می‌شود.



شکل ۳. تصویر FESEM نانوذرات اکسید منگنز

شکل ۳ تصویر میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) از نانو ذرات اکسید منگنز تولد شده با پلاسما را نشان می‌دهد. این تصویر نانوذرات کروی شکل با اندازه متوسط حدوداً ۴۰ نانومتر را نشان می‌دهد. اندازه نانوذرات بسیار بزرگ‌تر از اندازه نانو بلوره‌ها می‌باشند که این نشان می‌دهد این نانوذرات خود از چندین نانوبلور تشکیل شده است.



شکل ۴. طیف جذب UV-Vis نانوذرات اکسید منگنز

شکل ۴ طیف جذب نانوذرات MnO_2 را نشان می‌دهد. این طیف سنتز نانوذرات اکسید منگنز را تأیید می‌کند.

نتیجه‌گیری

با استفاده از برهمکنش جت پلاسمای غیرحرارتی با مایع نانوذرات اکسید منگنز تولید شدند. ساختار این نانوذرات بیرنسیت δ-MnO_2 می‌باشند. شکل نانوذرات تولید شده کروی شکل در اندازه متوسط ۴۰ نانومتر می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] Boyom-Tatchemo, F. W., Devred, F., Laminsi, S., & Gaigneaux, E. M. (2021). Temporal post-discharge reactions effect on the oxidative catalytic properties of plasma-synthesized α-MnO2 nanorods. *Applied Catalysis A: General*, *616*, 118109.

[2] Boyom-Tatchemo, F. W., Devred, F., Ndiffo-Yemeli, G., Laminsi, S., & Gaigneaux, E. M. (2020). Plasma-induced redox reactions synthesis of nanosized α-, γ-and δ-MnO2 catalysts for dye degradation. *Applied Catalysis B: Environmental*, *260*, 118159.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P8-13

پیوند پلاسما با نانوکلوئیدهای طلا برای بهبود سیگنال یونی در سیستم اسپکترومتری جرمی MALDI-TOF

شاهده حاجیانی[۱و*] ، بابک شکری[۲و۳] و علیرضا قاسم‌پور[۱]

[۱] پژوهشکده گیاهان و مواد اولیه دارویی، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران، ایران a-ghassempour@sbu.ac.ir
[۲] دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران، ایران b-shokri@sbu.ac.ir
[۳] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، اوین، تهران، ایران
* آدرس رایانامه نویسنده مسئول : shahedehajiani@gmail.com

چکیده

تیمار پلاسما با افزایش گیرافتادگی آنالیت درون مولکول‌های ماتریکس، انتقال پروتون بیشتر به آنالیت و افزایش گروه‌های عاملی بر روی سطح نمونه موجب افزایش سیگنال یونی آنالیت می‌شود که یکی از اهداف محققین در حوزه اسپکترومتری جرمی است. از سوی دیگر نانوساختارهای طلا که از نظر شیمیایی پایدار هستند، مساحت سطحی بالایی دارند، سمی نیستند و حساسیت و انتخاب پذیری بالایی دارند، در سیستم اسپکترومتری جرمی استفاده می‌شوند. در این مقاله اثر پیوند پلاسما و نانوکلوئیدهای طلا بر سیگنال‌های یونی اسپکترومتری جرمی MALDI-TOF مورد مطالعه قرار گرفته است. در آزمایش‌های تجربی، آنالیت و ماتریکس هر دو با پلاسما تیمار شده‌اند و نتایج حاصل بهبود شدت یونی را نشان داده است.

کلید واژه: اسپکترومتری جرمی MALDI-TOF، پلاسما، نانوکلوئید طلا

Plasma combined with gold nanocolloids to improve ion signal in MALDI-TOF mass spectrometry

Shahedeh Hajiani[1, *], Babak Shokri[2] and Alireza Ghassempour[3]

[1] Medicinal Plants and Drugs Research Institute, Shahid Beheshti University, G.C., Evin, Tehran, Iran **a-ghassempour@sbu.ac.ir**
[2] Department of Physics, Shahid Beheshti University, G.C., Evin, Tehran, Iran **b-shokri@sbu.ac.ir**
[3] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, G.C., Evin, Tehran, Iran
*Corresponding e-mail: shahedehajiani@gmail.com

Abstract

Plasma treatment, by increasing the incorporation of the analyte in the matrix molecules, enhancing proton transfer to the analyte, and increasing functional groups on the sample surface, leads to an increase in the analyte's ion signal, which is one of the goals of researchers in the field of mass spectrometry. On the other hand, gold nanostructures, which are chemically stable, have a high surface area, are non-toxic, and possess high sensitivity and selectivity, are used in mass spectrometry systems. In this article, the effect of the combination of plasma and gold nanocolloids on the ion signals of MALDI-TOF mass spectrometry has been studied. In experimental tests, both the analyte and the matrix were treated with plasma, and the results showed an improvement in ion intensity.

Keywords: Matrix-assisted laser desorption ionization time-of-flight mass spectrometry; Plasma; Gold nanocolloids

1

مقدمه

در حال حاضر اسپکترومتری جرمی روشی سریع و دقیق در شناسایی نمونه‌ها است. در سیستم مالدی، پس از مخلوط شدن و خشک شدن نمونه و ماتریکس بر روی صفحه هدف، آنالیز انجام می‌شود. بطوریکه یک پالس لیزر در مقابل نقطه هدف قرار می‌گیرد و مولکول‌های ماتریکس و آنالیت یونیزه می‌شوند و در ادامه آنالیت‌های باردار شتاب گرفته و وارد آنالیزور جرمی می‌شوند. در سیستم‌های اسپکترومتری جرمی، انتخاب ماتریکس مناسب برای آنالیز انواع مختلف آنالیت‌ها بسیار مهم است و به همین دلیل از نانومواد برای افزایش تشخیص در سیستم مالدی استفاده می‌شود زیرا بدلیل برهمکنش عالی آن‌ها با نور، راندمان جذب بالا می‌رود. سطح نانوساختار به طور مؤثر با مولکول‌های آنالیت تعامل دارد، بنابراین از تجمع مضر آن‌ها جلوگیری می‌کند [1]. ویژگی‌های شیمیایی و فیزیکی نانوکلوئید طلا، مانند پایداری شیمیایی، ابعاد کوچک (نسبت سطح به حجم بالاتر)، جاذب بالای نور لیزر و افزایش انتقال انرژی به نمونه (به دلیل تشدید پلاسمون سطحی) باعث افزایش دقت و قدرت شناسایی در سیستم‌های اسپکترومتری جرمی می‌شود [2]. در این پژوهش با کمک نانوکلوئیدهای طلا و پلاسما به دنبال بهبود شدت یونی نمونه پپتیدی هستیم. پلاسما با بهبود فرآیند یونیزاسیون، انتقال پروتون بیشتر به آنالیت و همچنین با فعال کردن سطح و افزایش گروه‌های عاملی بر روی سطح نمونه تابش‌دهی شده موجب بهبود پیوند نانوذرات با آنالیت و در نتیجه افزایش شدت می‌شود [3].

مواد و روش‌ها

برای آنالیز نمونه‌ها، از دستگاه Applied Biosystems 4800 MALDI TOF/TOF با لیزر Nd:YAG با فرکانس 200 MHz و طول موج 355 nm استفاده شده است. آتوسیبان (Atosiban: 994.19 g/mol) یک نمونه پپتیدی دارویی است. همچنین در تمامی تست‌ها از اسید سینامیک α-Cyano-4-hydroxycinnamic acid (CHCA) به عنوان ماتریکس استفاده شده است. در سیستم مالدی با استفاده از روش مخلوط کردن (Mixing Method)، آماده‌سازی نمونه‌ها انجام شده است. در گام اول آزمایش‌های تجربی، نمونه کنترل بدون حضور نانوکلوئید طلا و پلاسما، فقط با ماتریکس اصلی (organic-matrix) تست گرفته می‌شود. در این روش، یک میلی گرم از آتوسیبان در یک سی‌سی آب حل می‌شود (1000 ppm) و سپس 3 μL از آنالیت با 6 μL از ماتریکس (اسید سینامیک با ACN (500 μL) و (500 μL) آب شامل 0.1% TFA) مخلوط می‌شود (1:2)، بر روی پلیت مالدی نمونه‌گذاری شده تا خشک شود. در مرحله دوم نانوکلوئید اضافه شده است ولی همچنان تابش‌دهی پلاسما نداریم (combi-matrix). روش آماده‌سازی مشابه قبل است و تنها 3 μL از نانوکلوئید به مخلوط اضافه شده و سپس بر روی پلیت مالدی نمونه‌گذاری می‌شود (1:2:1). در مرحله آخر نمونه و ماتریکس با پلاسمای آرگون تابش‌دهی شده‌اند و سپس در مرحله آماده‌سازی، نمونه، ماتریکس و نانوکلوئید طلا وجود دارد. نانوکلوئیدهای طلا (20-30 nm) با استفاده از روش پلاسما سنتز شده‌اند. محلولی شامل 1.5 ml تتراکلرو اوریک اسید ($HAuCl_4 \cdot 3H_2O$) و 1.5 ml آب مقطر به مدت 15 min تحت تابش پلاسمای آرگون قرار گرفت که توسط جت تخلیه دی الکتریک (DBD) تولید شده است [4].

برای تیمار نمونه و ماتریکس از سیستم پلاسمای فرکانس رادیویی (13.56 MHz) با کوپل خازنی استفاده شده است. همانطور که در شکل 1 مشاهده می‌شود، نمونه در یک محفظه استیل قرار داده می‌شود و برای مدت زمان 5 min در فشار 100 mTorr و با توان 55 W با پلاسمای آرگون تابش‌دهی می‌شود.

شکل 1. پلاسمای فرکانس رادیویی با کوپل خازنی

بحث

این مطالعه با هدف امکان‌سنجی استفاده همزمان از پلاسمای سرد و نانوکلوئید طلا در گام آماده‌سازی نمونه برای بهبود سیگنال یونی در سیستم اسپکترومتری جرمی مالدی انجام گرفته است. خصوصیات نانوساختارهای فلزی از جمله مساحت سطحی بالا، جذب بالای نور، گزینش پذیری، پایداری شیمیایی بالا، قابلیت عامل‌دار شدن و زیست سازگار پذیری منجر به استفاده از آن‌ها در سیستم‌های اسپکترومتری جرمی شده است [1]. با توجه به مطالعاتی که در گذشته انجام داده‌ایم [3]، بهترین شدت یونی در سیستم مالدی برای حالتی است که آنالیت و ماتریکس پیش از مخلوط شدن، تابش‌دهی شده باشند. از این رو در مرحله سوم آزمایش‌های تجری، آتوسیبان و ماتریکس با سیستم پلاسمای فرکانس رادیویی با کوپل خازنی تابش‌دهی شده و پس از تیمار، نمونه همراه ماتریکس و نانوکلوئید طلا وارد سیستم مالدی شده و با تابش لیزر یونیزه می‌شود.

آزمایش‌های تجربی برای آتوسیبان به عنوان آنالیت در سه مرحله صورت گرفته است. نتایج بدست آمده در شکل 2 نشان داده شده است. شدت یونی در سه حالت (الف) تنها با حضور ماتریکس CHCA، (ب) حضور ماتریکس ترکیبی (نانوکلوئید و CHCA) و (ج) تیمار پلاسمایی آتوسیبان و CHCA همراه با ماتریکس ترکیبی به ترتیب برابر با 1.2×10^4 ، 1.5×10^4 و 2.1×10^4 است. مقایسه طیف‌های بدست آمده در شکل 2 (ب) و (ج) نشان می‌دهد که شدت یونی در مقایسه با حالت کنترل (الف) افزایشی در حدود 1.4 و 1.8 برابر داشته است.

بهبود شدت یونی در سیستم مالدی بدنبال پروتون‌دهی بیشتر به آنالیت اتفاق می‌افتد که یا از طریق انتقال مستقیم H^+ بیشتر به آنالیت یا جذب بیشتر H^+ توسط آنالیت از ماتریکس رخ می‌دهد. به عبارت دیگر با تیمار پلاسمایی و از طریق فرآیند فعال‌سازی، به فرآیند پروتون‌دهی در مالدی کمک می‌کنیم. پلاسما با افزایش غلظت گروه‌های عاملی از جمله OH باعث می‌شود آنالیت H^+ را راحت تر از ماتریکس بگیرد. از سوی دیگر افزایش گیرافتادگی آنالیت درون شبکه بلوری ماتریکس نیز رخ می‌دهد.

نانوذرات طلا به دلیل نسبت بالای سطح به حجم و جذب قوی نور، فرآیندهای واجذب و یونیزاسیون را با ارتقاء انتقال انرژی در مقایسه با ماتریکس‌های آلی بهبود می‌بخشند و بدین ترتیب حساسیت و انتخاب‌پذیری در شناسایی پپتیدها را افزایش می‌دهند. این تقویت به این دلیل اتفاق می‌افتد که نانوذرات طلا امکان اتصال مستقیم مولکول‌های زیستی مانند پپتیدها به سطح طلا را فراهم می‌کنند، هماهنگی قوی‌تر را تسهیل می‌کنند و راندمان یونیزاسیون را بهبود می‌بخشند که منجر به افزایش جذب (affinity) و همچنین افزایش شدت سیگنال در مالدی می‌شود.

نتیجه‌گیری

هدف این مطالعه بررسی کوپل‌شدگی پلاسما و نانوکلوئید طلا برای بهبود شدت سیگنال یونی در سیستم مالدی است. افزودن نانوکلوئیدهای طلا با سطح بزرگ و جذب نوری قوی منجر به افزایش واجذب و یونیزاسیون شده و به تقویت سیگنال‌های طیف جرمی و بهبود تشخیص

منجر می‌شود. از سوی دیگر تیمار با پلاسما از طریق فعال‌سازی و عامل‌دار کردن سطح، افزایش گیرافتادگی آنالیت در ماتریکس و انتقال پروتون بیشتر موجب افزایش شدت سیگنال و شناسایی دقیق‌تر نمونه‌ها می‌شود. برای طیف آتوسیبان مقایسه حالت نانوکلوئید به عنوان ماتریکس کمکی و همچنین پیوند تیمار پلاسمایی و نانوکلوئید طلا با حالت کنترل، بهبود را نشان می دهد.

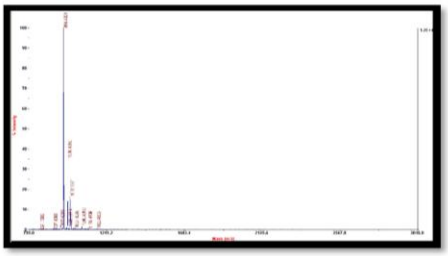
سپاسگزاری

این مطالعه با پشتیبانی صندوق حمایت از پژوهشگران و فناوران کشور (INSF) و دانشگاه شهید بهشتی (SBU) به شماره 4013141 انجام شده است.

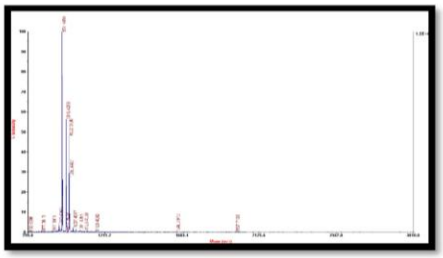
مرجع‌ها

1. Lu, M., Yang, X., Yang, Y., Qin, P., Wu, X., & Cai, Z. (2017). Nanomaterials as assisted matrix of laser desorption/ionization time-of-flight mass spectrometry for the analysis of small molecules. *Nanomaterials*; 7.
2. Pilolli, R., Palmisano, F., & Cioffi, N. (2012) Gold nanomaterials as a new tool for bioanalytical applications of laser desorption ionization mass spectrometry. *Analytical and Bioanalytical Chemistry*, 402:601–23.
3. Hajiani, S., Ghassempour, A., & Shokri, B. (2021). Protein ion yield enhancement in matrix-assisted laser desorption/ionization mass spectrometry after sample and matrix low-pressure glow discharge plasma irradiation. *Rapid Communications in Mass Spectrometry*, 35.
4. Sanavandi, M., Aalikhani, K., Shafiee, M., Rabbani, H., Fazli, G., Sadeghi, N., & Shokri, B. (2025). A One-Step Plasma Assisted Synthesis of Gold Nanoparticles and Simultaneous Linker-Free Conjugation with Nestin: An In Vitro Study of Cellular toxicity. *Nano Letters*, 25, 5:1974-1983.

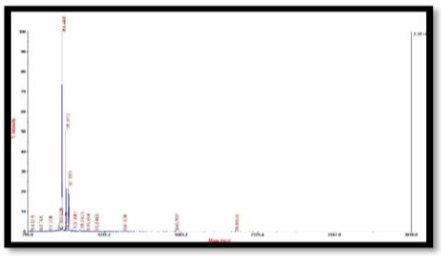
(الف)



(ب)



(ج)



شکل 2. طیف‌های مالدی بدست آمده برای آتوسیبان (الف) با حضور ماتریکس CHCA ، (ب) با حضور نانوکلوئید و ماتریکس CHCA و (ج) با حضور نانوکلوئید و ماتریکس CHCA همراه با تابش‌دهی پلاسما.

Paper ID: P8-14

تحلیل و بررسی آماری (آمارتوصیفی) مقالات پذیرفته شده دورهای اول، پنجم، هفتم، نهم و یازدهم کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما

بابک محمدحسینی[۱*]، محمدصالح نوری‌فرد[۱] ، مطهره طاهرزاده[۲]، حسین حاجی‌فتحعلی[۳]
۱.گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بین‌الملل امام خمینی(ره)، قزوین، ایران
۲.گروه آمار، دانشکده علوم پایه، دانشگاه بین‌الملل امام خمینی(ره)، قزوین، ایران
۳.پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی،تهران، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: b_m_hosseini@sci.ikiu.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، پس از جمع‌آوری اطلاعات و تعیین متغیرهای پنج دوره از مجموعه مقالات کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما، تحلیل‌های آماری توصیفی با استفاده از نرم‌افزار SPSS انجام شد. در این تحلیل‌ها، روند پیشرفت و ارتقای فیزیک پلاسما در زمینه کاربردی شدن آن و همچنین ابزارهایی که بیشترین تأثیر را در این پیشرفت داشته‌اند، مورد بررسی قرار گرفت.

کلید واژه: آمار توصیفی، فیزیک پلاسما، کنفرانس، نرم افزار SPSS.

Statistical Analysis (Descriptive Statistics) of Accepted Papers in the ۱st, ۵th, ۷th, ۹th, and ۱۱th Plasma Engineering and Physics Conferences

Babak Mohammadhosseini[۱*], Mohammadsaleh Norifard[۱], Motahare Taherzadeh[۲], Hossein Hajifathali[۳]
۱. Physics Department, Faculty of Science, Imam Khomeini International University, Qazvin, iran
۲. Department of Statistics, Faculty of Science, Imam Khomeini International University, Qazvin, iran
۳. Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, iran
***corresponding e-mail: b_m_hosseini@sci.ikiu.ac.ir**

Abstract

In this study, after collecting data and identifying the variables from five sessions of the Plasma Engineering and Physics Conference papers, descriptive statistical analyses were performed using SPSS software. These analyses examined the progress and advancement of plasma physics in terms of its practical applications, as well as the tools that have had the greatest impact on this development.

Keywords: Descriptive statistics, Plasma physics, sessions, SPSS software.

مقدمه

با گسترش تولیدات علمی در حوزه فیزیک پلاسما و افزایش چشم‌گیر تعداد مقالات ارائه‌شده در کنفرانس‌های تخصصی، نیاز به تحلیل ساختاریافته و داده‌محور این آثار بیش از پیش احساس می‌شود. بسیاری از این پژوهش‌ها نه‌تنها از لحاظ محتوایی، بلکه از نظر الگوهای نویسندگی، همکاری‌های علمی، نوع پژوهش، روش و ابزارها و حوزه‌های کاربردی، دارای اطلاعات ارزشمندی هستند که با بررسی‌هایی که انجام گرفت می‌توان گفت که تاکنون، حداقل در حوزه مورد بحث ما، این اطلاعات به‌صورت نظام‌مند استخراج و تحلیل نشده‌اند.

با هدف ایجاد یک پایگاه داده ساختاریافته و قابل تحلیل، در مرحله ابتدایی پژوهش، اطلاعات مرتبط با مقالات ارائه‌شده در پنج دوره از کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما جمع‌آوری و با توجه به تعریف متغیرها سامان‌دهی شد. تمرکز اصلی این مطالعه بر شناسایی و طبقه‌بندی نوع پژوهش، ابزارهای کاربردی و حوزه‌های اصلی کاربرد مقالات بوده است. همچنین هدف دیگر پژوهش، شناسایی و یافتن مواردی است که امکان انجام تحلیل‌های آماری و استفاده در حوزه‌های علم‌سنجی و جامعه‌شناسی علمی مرتبط با مهندسی و فیزیک پلاسما را فراهم کند.

با اجرای فرآیند مهندسی داده، اطلاعات خام اولیه به یک مجموعه داده تمیز و ساختاریافته تبدیل شد تا امکان تحلیل آماری با استفاده از نرم افزارSPSS و همچنین زبان‌های برنامه نویسی پایتون و R را فراهم سازد. در ادامه، با بهره‌گیری از روش‌های آماری توصیفی و مصورسازی داده‌ها، مطالعه بر یافتن الگوهایی موجود در متغیرهای کلیدی انجام پذیرفت. تحلیل‌های انجام‌شده شامل توصیف آماری متغیرهای کیفی، رسم نمودارهای میله‌ای، دایره‌ای و ستونی برای بررسی توزیع ویژگی‌های پژوهش، و آماده‌سازی داده‌ها برای انجام تحلیل‌های پیشرفته در مراحل بعدی پژوهش است. خروجی این مرحله از پژوهش، مجموعه‌ای ساختاریافته از اطلاعات توصیفی است که می‌تواند در ادامه برای تحلیل‌های پیشرفته‌تر مانند تحلیل همبستگی، آزمون فرض آماری و تحلیل عاملی مورد استفاده قرار گیرد.

با توجه به محدودیت‌های زمانی و برخی کاستی‌های موجود در داده‌ها، در این مرحله تمرکز پژوهش صرفاً بر تحلیل‌های آماری توصیفی پنج دوره از مجموعه کنفرانس‌های مهندسی و فیزیک پلاسما قرار گرفت. با این حال، چشم‌انداز توسعه این پروژه بسیار فراتر از سطح کنونی است؛ به‌گونه‌ای که در صورت تکمیل بانک اطلاعاتی و اصلاح ساختار داده‌ها، زمینه برای انجام تحلیل‌های پیشرفته‌تری از جمله تحلیل عاملی اکتشافی و تأییدی، مدلسازی ساختاری و در نهایت پیش‌بینی‌های معنادار در حوزه‌های شناختی و روان‌سنجی علمی فراهم خواهد شد. این روند می‌تواند به شناسایی الگوهای پنهان، تبیین روندهای علمی و پیشنهاد راهبردهای مؤثر برای سیاست‌گذاری پژوهشی در این حوزه منجر شود.

تعریف متغیرها

در این پژوهش، مجموعه‌ای از متغیرهای کیفی و اسمی مورد بررسی قرار گرفته‌اند که هرکدام نقش مشخصی در تحلیل ساختار مقالات دارند. این متغیرها از طریق استخراج دقیق اطلاعات از مقالات ارائه‌شده در پنج دوره از کنفرانس‌های مهندسی و فیزیک پلاسما گردآوری شده‌اند.

- عنوان مقاله: شامل موضوع هر مقاله که با یک کد پنج رقمی هویت‌دهی شده است.
- نوع پژوهش: شامل دسته بندی مقاله‌ها بر اساس نظری یا تجربی بودن آنها است.

- حوزه کاربردی اصلی: حوزه‌ای که پژوهش به آن مربوط می‌شود (مثلاً پزشکی، کشاورزی، صنایع غذایی، پردازش مواد، فیزیک پلاسما و...).
- ابزار کاربردی(کلی): ابزارها یا روش‌هایی که در انجام پژوهش مورد استفاده قرار گرفته‌اند که طبقه‌بندی و عناوین آن با توجه به اهداف مورد نظر در آینده انجام گرفته است(لازم به ذکر است که عناوین انتخاب شده برای این متغیر بر اساس دیدگاه اولیه نسبت به پژوهش تعیین شده‌اند و ممکن است در آینده با رویکردی جزئی‌نگر، بررسی دقیق‌تری بر روی آن‌ها صورت گیرد. این نکته برای متغیر بعدی نیز صادق است).

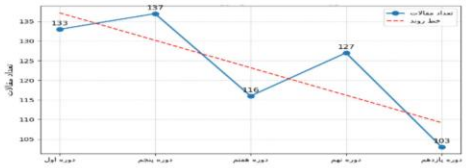
طبقه بندی عناوین به صورت زیر شرح داده می شود:

۱. ایجاد پلاسما: روش‌هایی که پلاسما با آنها ایجاد می‌شود مانند تخلیه سد دی الکتریک، پلاسمای تخلیه اسپارک، پلاسمای تخلیه تابان، پلاسمای RF و...
۲. حل عددی: محاسبه‌ی معادلات با مقادیر خاصی که در نظر گرفته می شود.
۳. شبیه‌سازی: شبیه‌سازی با استفاده از کدها ، روش ها و نرم‌افزارهای مورد استفاده در ارتباط با موضوع.
۴. حل معادلات: با در نظر گرفتن شرایط خاص و مرزی، و حل معادلات کلی، معادله‌ی خاص مورد نظر به‌دست آمده است.
۵. دستگاه‌های مرتبط: در این بخش، ارتباط مقالات با دستگاه‌های مربوط به پلاسما مانند پلاسمای کانونی، با هدف ارتقا یا بهبود عملکرد آن‌ها بررسی شده است.
۶. روش عددی: استفاده از روش‌های محاسبات عددی مانند رانج کوتا و غیره برای به دست آوردن یک حالت خاص از معادله.
۷. سایر: شامل مدل‌سازی‌ها، تحلیل داده ها، مطالعه که به دلیل کم بودن تعداد آنها به صورت مجزا در نظر گرفته نشده‌اند.

بحث

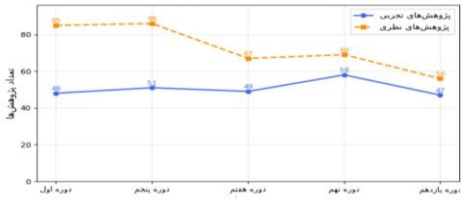
در این مرحله از فرایند پژوهش، با هدف فراهم‌سازی بنیانی مستحکم برای تحلیل‌های پیشرفته‌تر و همچنین شناسایی الگوها، روندها و ویژگی‌های اولیه موجود در داده‌ها، مجموعه‌ای از تحلیل‌های آماری توصیفی بر روی متغیرهای کلیدی تحقیق انجام شد. این تحلیل‌ها که با بهره‌گیری از نرم‌افزار آماری SPSS انجام شدند، شامل محاسبه شاخص‌هایی نظیر فراوانی، درصد توزیع، میانگین، انحراف معیار، دامنه تغییرات و سایر معیارهای مرکزی و پراکندگی بودند که درک عمیق‌تری از نحوه توزیع داده‌ها و ویژگی‌های عمومی متغیرها فراهم ساختند.

در ابتدا برای شـــروع، تحقیق از منظر متغیر نوع پژوهش صـورت گرفته اسـت. همان‌طور که در شـکل۱ مشـخص اسـت، روند تعداد کل مقالات دارای نوسـان نسـبی اسـت. خط روند تعداد مقالات در هر دوره از کنفرانس نشـــان می‌دهد که در طول زمان، در مجموع روندی کاهشـــی را تجربه کرده‌است.

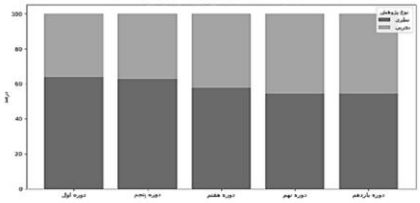


شکل ۱. نمودار روند تعداد مقالات در دوره‌های اول، پنجم، هفتم، نهم و یازدهم.

در شکل۲ دیده می‌شود که تعداد پژوهش‌ها در زمینه نظری کاهش یافته است درصورتی که روند پژوهش‌های تجربی تقریبا ثابت و یا کمی رو به افزایش نیز بوده‌است. با توجه به شکل۱ و مقایسه آن با شکل۲ اولین چیزی که می‌توان دلیل روند کاهشی تعداد مقالات دانست کم شدن پژوهشگران نظری است.

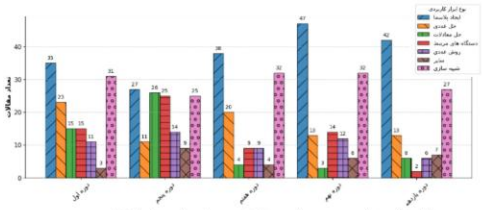


شکل ۲. نمودار تعداد نوع پژوهش‌ها در دوره‌های اول، پنجم، هفتم، نهم و یازدهم.



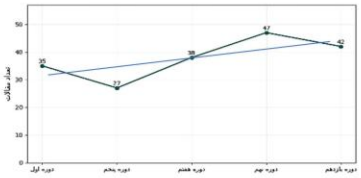
شکل۳. نمودار میله‌ای نسبی نوع پژوهش در دوره‌ها.

شکل۳ نشان می‌دهد که در هر دوره، درصد پژوهش‌های تجربی نسبت به پژوهش‌های نظری از دوره قبل خود بیشتر شده‌است. از شکل۳ در مقایسه با شکل۲و۱ این نتیجه را می‌توان گرفت که با توجه به کم شدن پژوهشگران نظری و تعداد مقالات، پژوهشگران حاضر در کنفرانس‌ها به پژوهش های تجربی سوق پیدا کرده‌اند که دلیل آن می‌تواند نیاز به کاربردی شدن پژوهش‌های نظری و ارتباط آنها با صنعت برای بهره‌بری در زندگی روزمره اشاره کرد.

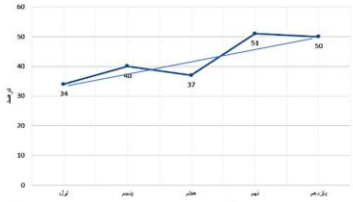


شکل۴. مقایسه تعداد مقالات بر اساس ابزارکاربردی در دوره‌های مورد بررسی.

درادامه برای تحلیل‌های بیشتر، متغییر ابزارکاربردی با استفاده از نموداری که در شکل۴ آمده، مورد بررسی قرارگرفته است. نمودار ارائه‌شده نشان می‌دهد، بیشترین شاخه استفاده شده از متغیر ابزارکاربردی، شاخه "ایجادپلاسما" است. با درنظر گرفتن نتیجه‌هایی که از شکل۳،۲و۱ نسبت به سوق پژوهش‌ها به نوع تجربی گرفته شد؛ می‌توان این نتیجه را تایید کرد. به این معنا که درحالت کلی استفاده از ابزار ایجادپلاسما ارتباط مستقیم با تجربی شدن این تحقیقات یا بلعکس دارد. بعد از فاکتور "دستگاه‌های مرتبط" سایر شاخه‌های ابزار کاربردی، به‌طور مستقیم موثر در زمینه نظری است. این چنین تعبیر می‌شود که با کاهش روند استفاده از این شاخه‌ها همچنان تعداد کلشان بیشتر بوده که خود گفته‌های قبلی ما را تصدیق می‌کند.



شکل۵ . نمودار تغیرات تعداد مقالات ابزارکاربردی در شاخه "ایجاد پلاسما" برای دوره‌های مورد بررسی.

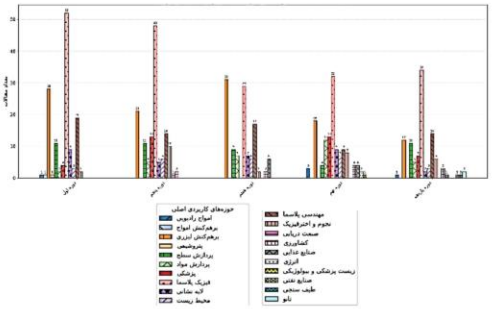


شکل۶ . درصد استفاده از "تخلیه سددی‌الکتریک(BDB)" به عنوان زیر شاخه‌ی پرکاربرد شاخه ایجادپلاسما از متغیر ابزارکاربردی

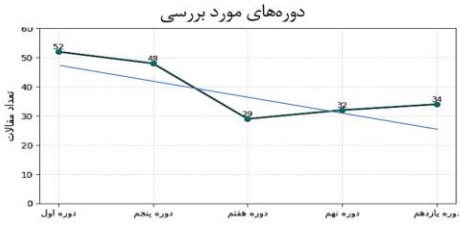
نگاه جزئی‌تر به تحلیل شکل۴، شکل۶ خواهد بود. شاخه کلی با عنوان "ایجاد پلاسما" شامل زیرشاخه‌های پلاسما تخلیه‌ی سد دی‌الکتریک (DBD)، پلاسما تخلیه‌ی

الکتریکی (DFE)، پلاسمای تخلیه اسپارک، پلاسمای تخلیه تابان، پلاسمای RF و... است. همان‌طور که در شکل۶ آورده شده؛ دیده می‌شود که میان تمام این زیر شاخه‌ها، تخلیه‌ی سد دی‌الکتریک (DBD) روشی بوده است که روند استفاده از آن روبه افزایش بوده و در دور آخر تقریبا با آمار ۵۰٪ پرکاربردترین روش از شاخه ایجاد پلاسما جهت آزمایش برای پژوهشگران بوده‌است.

علاوه بر این، در یک تحلیل سری‌زمانی از ابزارهای کاربردی در پژوهش‌ها، مشاهده می‌شود که ابزارهایی مانند ایجادپلاسما و شبیه‌سازی به‌تدریج جایگاه غالبی پیدا کرده‌اند. در مقابل، ابزارهایی مانند حل‌عددی و حل‌معادلات با نوساناتی همراه بوده‌اند. این تحلیل می‌تواند به تصمیم‌گیری بهتر در طراحی پروژه‌های آینده کمک کند.



شکل ۷. نمودار میله‌ای گروهی تعداد حوزه‌های‌کاربردی اصلی در دوره‌های مورد بررسی



شکل۸ . تغییرات تعداد مقالات در حوزه کاربردی "فیزیک‌پلاسما" برای دوره‌های مورد بررسی

در ادامه برای تکمیل پژوهش، به متغیر حوزه کاربردی پرداخته شده است. نمودار رسم‌شده در شکل۷ نشان می‌دهد که از بین حوزه‌های کاربردی که پژوهش‌ها در آن انجام گرفته است، حوزه "فیزیک‌پلاسما" و برهم‌کنش‌های لیزری بیشترین آمار را داشته است. پژوهش‌های انجام شده در حوزه فیزیک‌پلاسما، بیشتر برای زمینه‌های کاری که مستقیم به مباحث تئوری پلاسما مرتبط بوده، برچسب خورده است. با توجه به شکل۷ می‌توان گفت که همواره بیشترین تعداد مقالات را داشته و از شکل۸ این مشخص است که روند آن کاهشی بوده است. با توجه به شکل۸ و نگاهی به شکل۲، کم شدن تعداد مقالات در حوزه فیزیک‌پلاسما می‌تواند دلیلی بر کاهش تعداد مقالات در نوع پژوهش نظری باشد. همچنین برای حوزه برهم‌کنش‌های لیزری گفته شده است که در دوره اول سهم این حوزه ۲۸ مقاله بوده و به اوج ۳۱ مقاله در دوره هفتم رسیده است. سپس کاهش قابل توجهی داشته (۱۲ مقاله در دوره یازدهم) که حضور حوزه‌های جدید با وجود کاهش تعداد مقالات در دوره یازدهم را می‌توان دلیلی برکم شدن تعداد مقالات در این شاخه دانست.

مواردی در برخی از حوزه‌های کاربردی قابل بیان بوده که آنها در ادامه آمده‌است:

- حوزه کاربردی "پزشکی": این حوزه روند نسبتا ثابتی داشته و از ۴ مقاله در دوره اول به ۱۳ مقاله در دوره پنجم و نهم رسیده و سپس با کاهش نسبی همراه بوده است.
- حوزه کاربردی "پردازش سطح و مواد": همان‌طور که در شکل۷ مشخص است، با توجه به نمودارهای این دو حوزه، در دوره‌های میانی سهم قابل توجهی از مقالات را داشته‌اند و در دوره یازدهم خود را تثبیت کرده‌اند. این نشان از اهمیت این حوزه‌ها بین پژوهشگران است. زیرا این حوزه کلی بوده است و از نتایج حاصل از آن می‌توان

در صنایع بهره برد؛ از این رو قابل توجه است هرچند آمار فعالیت آن مانند سایر چشمگیر نیست.

- حوزه‌های نوظهور: این مورد شامل حوزه‌های کاربردی نانو، طیف‌سنجی، صنایع‌نفتی و زیست‌پزشکی/بیولوژیکی هستند که از دور نهم به بعد ظهور کرده‌اند. تعداد مقالات ارائه‌شده، در این حوزه‌ها در دور یازدهم به طور خیلی جزئی بیشتر شده و نوع این پژوهش‌ها تجربی بوده است. این روند نشان‌دهنده گسترش مرزهای پژوهش در زمینه‌های میان‌رشته‌ای و کاربردی است و اهمیت نوآوری در پژوهش‌های جدید را برجسته می‌کند. نیازسنجی نسبت به گره خوردن پژوهش و صنعت می‌تواند دلیلی بر بروز حوزه‌های جدید می‌باشد.

نتیجه‌گیری

ما در این مقاله از منظر نوع پژوهش، ارتباط آن را با سایر متغییرهای ابزار کاربردی و حوزه کاربردی بررسی کردیم.

بررسی روند مقالات ارائه‌شده در دوره‌های مختلف کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما نشان می‌دهد که اگرچه در سال‌های اخیر تعداد کل مقالات کاهش یافته است، اما این روند با تغییر جهت پژوهش‌ها از حوزه‌های نظری به سمت مطالعات تجربی همراه بوده است. این تحول را می‌توان نشانه‌ای از حرکت جامعه علمی به سوی کاربردی‌سازی دانش فیزیک پلاسما و افزایش تعامل میان پژوهش و صنعت دانست. افزایش استفاده از روش‌هایی تجربی، نظیر تخلیه‌ی سد دی الکتریک (DBD)، گواهی بر رشد تمایل پژوهشگران به ورود بر حوزه‌ی کاربردی پژوهش‌های نظری است. به‌طور کلی، کاهش پژوهش‌های نظری در حوزه‌ی کاربردی فیزیک‌پلاسما در کنار گسترش حوزه‌های نوظهور، میان‌رشته‌ای و تجربی، بیانگر تحولی ساختاری در جهت نوآوری و کارآمدی پژوهش‌ها در عرصه فیزیک پلاسما است.

تحلیل‌های انجام شده تا این مرحله ارزش مسیر علم‌سنجی در زمینه مهندسی و فیزیک پلاسما را نشان می‌دهد. ارتباط بین میزان عملکرد مراکز علمی در هریک از زمینه‌های تجربی یا نظری و مجهز بودن ابزار پژوهش آنها می‌تواند مسیر را برای ارتقای این رشته ارزشمند و پیوندش با سایر رشته‌ها هموار کند. در نهایت، با یافتن ارتباط نوع پژوهش به نویسندگان، مراکز علمی و میزان تجهیز بودن آنها به هریک از ابزارهای کاربردی پژوهش‌ها، می‌توان به این مهم دست پیدا کرد.

با بررسی تعداد بیشتری از دوره‌ها و تکمیل این جمع‌آوری اطلاعات می‌توان نتایج قابل استدلال‌تری گرفت. آنچه این پژوهش را متمایز می‌سازد، نه فقط تحلیل آماری داده‌ها، بلکه ایجاد زیرساختی برای تحلیل‌های آینده، تصمیم‌سازی پژوهشی و ارزیابی منصفانه نقش افراد در تولید علم در حوزه پلاسما است که گامی کوچک، اما ضروری، در مسیر هوشمندسازی ارزیابی علمی خواهد بود.

Electron Density Variations in the Martian Upper Ionosphere

Anita Mohebbi, Somaiyeh Sabri*
1,2 Institute of Geophysics, University of Tehran
*corresponding e-mail: s.sabri@ut.ac.ir

Abstract
The Martian atmosphere, as a natural plasma environment, serves as a significant laboratory for studying its evolution. Due to the strong solar radiation that impacted the Martian environment during the early formation of the solar system, Mars lost its dipole magnetic field, resulting in a very thin atmosphere. The lack of a magnetic field means there is no shield for the Martian system against intense solar irradiance, allowing solar winds and other solar phenomena to interact directly with Mars. This absence made the red planet vulnerable to strong interactions, causing dramatic variations in its plasma environment and ionosphere. Furthermore, changes in the ionosphere have predominantly been observed in the upper ionosphere (above ~200 km). This study utilizes observational measurements from Mars Atmosphere and Volatile EvolutioN (MAVEN) regarding Mars's atmosphere and simulations from the EUHFORIA model to explore ion escape at altitudes above 200 kilometers, aiming to enhance our understanding of the ionosphere's sensitivity to solar wind interactions.
Keywords: Martian Upper Ionosphere, MAVEN, Heavy Ion Escape

Introduction

In the early history of the solar system, solar winds were significantly stronger than they are today. Understanding how the parameters of the solar wind influence the escape of planetary ions is crucial for reconstructing the atmospheric evolution of terrestrial planets, particularly Mars. Unlike Earth, Mars lacks a global dipole magnetic field, a consequence of the early cessation of its internal dynamo, potentially due to intense solar radiation and internal cooling. As a result, Mars's thin atmosphere is directly exposed to the solar wind, leading to complex interactions between the solar wind and the ionospheric plasma. These continuous interactions give rise to significant variability in the Martian ionosphere, affecting the escape rates of atmospheric ions and contributing to long-term atmospheric loss. Studying these processes is key to understanding the planet's climate evolution and its potential habitability over geological timescales [1].

Close interactions between the solar wind and the Martian atmosphere led to the formation of a draped induced magnetosphere (IMF) around the planet [2]. In this configuration, the interplanetary magnetic field lines are distorted and wrapped around Mars, forming an extended magnetotail on the nightside. This induced magnetic environment plays a crucial role in facilitating the escape of planetary ions. These pathways enable ion escape primarily through processes such as pick-up ion acceleration, magnetic reconnection, and plasma instabilities, all of which contribute to the ongoing atmospheric loss from Mars [3].

Solar wind and solar irradiance are two primary external drivers that significantly influence atmospheric loss processes on Mars. These factors not only govern the rate at which atmospheric particles, particularly ions, escape into space but also play a critical role in shaping the long-term evolution of the planet's atmosphere and climate. Over geological timescales, the cumulative effect of these losses may have contributed to the depletion of Mars's early, thicker atmosphere and the reduction of its surface and subsurface water inventory, with profound implications for its past habitability [4].

MAVEN provides comprehensive observations of the interaction between the solar wind and Mars's upper atmosphere. Among these instruments, the Langmuir Probe and Waves (LPW) instrument is particularly crucial for characterizing ionospheric properties. LPW measures electron density and temperature, monitors plasma wave activity, and assesses the role of wave-particle interactions in heating the upper atmosphere. Additionally, it helps quantify the solar extreme ultraviolet (EUV) flux reaching Mars, a key driver of ionospheric variability and escape processes. These measurements are essential for understanding the dynamic response of Mars's atmosphere to solar input and for reconstructing the planet's atmospheric evolution over time [5].

We focus on comparing electron density profiles recorded by MAVEN LPW instrument on the day of the event, as well as the days immediately before and after. This comparative analysis allows us to isolate the influence of solar wind disturbances on the ionospheric structure. Our findings reveal a clear and measurable enhancement in electron density associated with the solar wind interaction, offering strong observational evidence for increased ion escape during such events. These results contribute to a deeper understanding of the dynamic coupling between solar activity and atmospheric loss at Mars, providing valuable insight into the long-term evolution of its atmosphere and climate.

Instrumentation and Methodology

1. MAVEN (Mars Atmosphere and Volatile EvolutioN)

MAVEN spacecraft, Figure 1, is a NASA-led initiative mission designed to study how the Sun has influenced the loss of Mars's atmosphere over time. As the first spacecraft specifically dedicated to investigating the planet's upper atmosphere, ionosphere, and their interactions with solar radiation and the solar wind, MAVEN plays a critical role in understanding the long-term evolution of the Martian climate. By monitoring variations in the upper atmosphere in response to solar activity, including solar wind fluctuations, coronal mass ejections (CMEs), and EUV radiation, MAVEN provides valuable insights into how Mars transitioned from a potentially habitable world with a thicker atmosphere to the cold, dry planet we observe today. Through its suite of advanced instruments, MAVEN continues to enhance our understanding of the physical mechanisms that drive atmospheric loss and their implications for planetary habitability [6].

Figure 1: The MAVEN spacecraft started its mission in September 2014, and its goal is to study the Martian upper atmosphere/ionosphere.

2. EUHFORIA (European Heliospheric FORecasting Information Asset)

EUHFORIA is a state-of-the-art space weather modeling framework designed to simulate and forecast the solar wind and heliospheric conditions throughout the inner solar system. It combines both empirical and physics-based models to capture the complex dynamics of the solar corona and solar wind propagation. The framework consists of two primary components: a coronal model and a heliospheric model. The coronal model reconstructs the large-scale solar magnetic field and derives key plasma parameters, such as solar wind speed, temperature, and mass density, at a heliocentric distance of 0.1 AU. These parameters are then used as input boundary conditions for the heliospheric model, which employs three-dimensional, time-dependent magnetohydrodynamic (MHD) simulations to track the evolution and propagation of solar wind structures, including high-speed streams and coronal mass ejections (CMEs), from the Sun to distances of up to 2 AU [7].

Discussion and Results

The EUHFORIA space weather modeling tool was employed to simulate solar wind conditions over a three-day period, capturing the day of a solar wind interaction

event as well as the days immediately before and after (Figure 2). These simulations provided a time-resolved view of the evolving solar wind environment as it approached and interacted with Mars. By analyzing these modeled parameters, such as solar wind speed, density, and magnetic field strength, we were able to pinpoint the precise timing and nature of the solar wind interaction. This temporal resolution is crucial, as it allows us to correlate specific features in the solar wind with observed variations in the Martian ionosphere. With this information, we identified key periods of ionospheric response and potential ion escape, enabling a more detailed investigation of how dynamic space weather events influence atmospheric behavior.

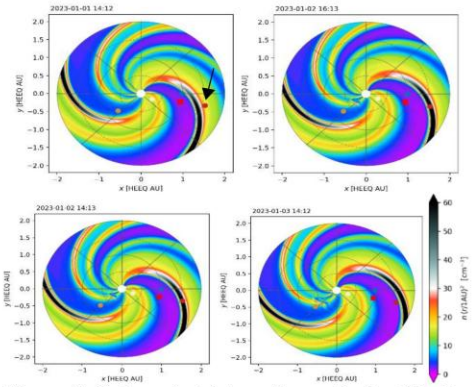


Figure 2: Solar wind interaction with the Martian environment on January 1st, 2nd, and 3rd, 2023, as simulated by the EUHFORIA space weather modeling tool. The interaction event is indicated by a black arrow in the first panel. Coordinates are presented in the Heliocentric Earth Equatorial (HEEQ) system, with distances expressed in astronomical units (AU).

Figure 3 presents three electron density profiles derived from observational measurements by MAVEN LPW. These profiles correspond to three consecutive days: the day prior to the solar wind interaction (light green curve), the interaction day itself (dark green curve), and the day following the event, when the solar wind had fully passed and the Martian ionosphere began returning to a more quiescent state. By comparing these profiles, we observe distinct differences in electron density behavior under varying solar wind conditions. On the day before the interaction, the electron density remains relatively stable, reflecting typical background ionospheric conditions. In contrast, the interaction day shows a significant enhancement in electron density, particularly in the upper ionosphere, indicating a strong ionospheric response to increased solar wind pressure and energy input. On the day after the event, the electron density begins to decline, gradually returning toward pre-event levels. This comparison highlights how solar wind disturbances can temporarily elevate electron densities and likely enhance ion escape processes, reinforcing the critical role of space weather in shaping the Martian atmosphere. The electron density profile corresponding to the solar wind interaction day exhibits significantly greater variability compared to the stable day prior to the event. This heightened variability reflects the dynamic response of the Martian ionosphere to external solar forcing. During the interaction, sharp fluctuations and localized reductions in electron density are observed, suggesting enhanced ion escape driven by increased solar wind pressure and radiation. These conditions can lead to the acceleration and removal of charged particles from the upper atmosphere, contributing to long-term atmospheric loss. In contrast, the profile from the quiet day, when no significant solar activity was affecting Mars, shows a relatively smooth and stable distribution of electron density, indicating a more balanced and undisturbed ionospheric state. This stability emphasizes that, in the absence of strong solar wind disturbances, the Martian ionosphere maintains a steady structure with minimal variation.

Another notable trend visible in the post-interaction profile is the gradual recovery of electron density. Once the solar wind event has passed, the ionospheric density begins to increase, trending back toward the pre-interaction levels. This recovery highlights the ionosphere's ability to re-stabilize after transient solar disturbances, although the exact timescale and extent of recovery may depend on the magnitude and duration of the solar event.

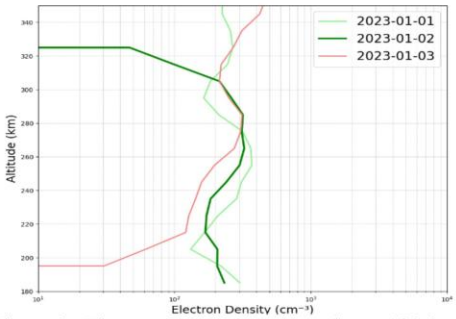


Figure 3: Electron density profiles above 180 km altitude for three consecutive days, as measured by the MAVEN LPW instrument. Each curve represents the electron density variation for a single day.

Summary and Conclusion

This study demonstrates that solar wind interactions exert a profound influence on the Martian plasma environment, particularly within the upper ionosphere, typically above 200 km, where ion escape processes are most active. Our results, based on high-resolution electron density measurements from the MAVEN LPW instrument, reveal significant day-to-day variability in response to dynamic space weather conditions. By comparing electron density profiles across three consecutive days, including before, during, and after a modeled solar wind interaction, we clearly identified a sharp enhancement and structural deformation in the ionosphere coinciding with the arrival of the solar wind.

These findings underscore the sensitivity of the Martian ionosphere to external solar forcing and highlight the key role of solar wind-driven processes in driving atmospheric escape.

Our results contribute significantly to the growing understanding of space plasma dynamics at unmagnetized planetary bodies, such as Mars. By leveraging real-time, in-situ observations from MAVEN's LPW instrument, this study provides clear evidence of how solar wind interactions modulate the structure and behavior of the Martian ionosphere, particularly in the upper regions where ion escape is most pronounced.

These findings not only enhance our knowledge of ionospheric variability under dynamic space weather conditions but also offer important constraints for models aiming to reconstruct the long-term evolution of Mars's atmosphere.

References

[1] A. Mohebbi and S. Sabri, "Study of the Interaction Between Solar wind and Mars," in *21st national geophysics conference*, 2024. [Online]. Available: https://civilica.com/doc/2158163

[2] A. Nagy *et al.*, "The Plasma Environment of Mars," *Space Sci. Rev.*, vol. 111, pp. 33–114, Jan. 2004, doi: 10.1023/B:SPAC.0000032718.47512.92.

[3] E. Dubinin *et al.*, "Ion Energization and Escape on Mars and Venus," *Space Sci. Rev.*, vol. 162, no. 1, pp. 173–211, 2011, doi: 10.1007/s11214-011-9831-7.

[4] E. Dubinin *et al.*, "The Effect of Solar Wind Variations on the Escape of Oxygen Ions From Mars Through Different Channels: MAVEN Observations," *J. Geophys. Res. Sp. Phys.*, vol. 122, no. 11, pp. 11,211-285,301, 2017, doi: https://doi.org/10.1002/2017JA024741.

[5] L. Andersson *et al.*, "The Langmuir Probe and Waves (LPW) Instrument for MAVEN," *Space Sci. Rev.*, vol. 195, no. 1, pp. 173–198, 2015, doi: 10.1007/s11214-015-0194-3.

[6] B. Jakosky *et al.*, "The Mars Atmosphere and Volatile Evolution (MAVEN) Mission," *Space Sci. Rev.*, Jan. 2015.

[7] J. Pomoell and S. Poedts, "EUHFORIA: European heliospheric forecasting information asset," *J. Sp. Weather Sp. Clim.*, vol. 8, 2018, [Online]. Available: https://doi.org/10.1051/swsc/2018020

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P3-13

اثر تصحیح کوانتومی فرکانس برخورد الکترون- یون در هدایت حرارتی غیرخطی الکترون در پلاسماهای همجوشی

علیرضا محمدیان پورطالاری

گروه فیزیک ، واحد صوفیان ، دانشگاه آزاد اسلامی ، صوفیان ، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : alirezamp56@iau.ac.ir

چکیده

جذب انرژی لیزر توسط پلاسما یکی از مکانیسم های اساسی در همجوشی محصورشدگی لختی است و برخورد الکترون- یون در این فرآیند از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. تصحیح کوانتومی فرکانس برخورد الکترون- یون ، اثر مهمی است که با در نظر گرفتن نقش فرآیند تابش ترمزی معکوس وارد محاسبات می‌گردد. در این مقاله با بررسی فرآیند تابش ترمزی معکوس و تأثیر آن در فرکانس برخورد الکترون- یون ، معادله هدایت حرارتی غیرخطی الکترون در واکنش همجوشی دوتریوم- تریتیوم حل شد و ارزیابی جدیدی از چگالی شار انرژی آستانه انجام گرفت. نتایج بدست آمده مقادیر دمای یون و انرژی آستانه گداخت را در مقایسه با مقادیر بدست آمده از محاسبات با استفاده از فرکانس کلاسیک برخورد الکترون- یون بهبود می‌بخشد.

کلید واژه: تصحیح کوانتومی، فرکانس برخورد، هدایت حرارتی، تابش ترمزی معکوس.

Effect of quantum correction of electron–ion collision frequency in nonlinear electron heat conduction in fusion plasmas

Alireza Mohammadian Pourtalari

Department of Physics, Sou.C., Islamic Azad University, Soufian, Iran
*corresponding e-mail: alirezamp56@iau.ac.ir

Abstract

Absorption of laser energy by plasma is one of the basic mechanisms in inertial confinement fusion and electron-ion collision is of special importance in this process. Quantum correction of electron-ion collision frequency is an important effect that is included in calculations by considering the role of inverse bremsstrahlung process. In this article, by examining the reverse braking radiation process and its effect on electron-ion collision frequency, the heat transfer equations in the deuterium-tritium thermonuclear reaction were rewritten and a new assessment of the threshold energy flux density was made. The achieved results improve the values of the ion temperature and the threshold energy for plasma ignition compared with the values obtained from the calculations using the classical electron–ion collision frequency.

Keywords: Quantum Correction, Collision Frequency, Heat Conduction, Inverse Bremsstrahlung.

مقدمه

در همجوشی محصورشدگی لختی ، هدف‌های حاوی سوخت هسته‌ای را توسط باریکه های پرتوان لیزری بمباران می‌کنند و به این طریق انرژی لازم برای گرمایش سوخت تا دمای همجوشی را تأمین می کنند . وقتی نور لیزر به هدف جامد برخورد می‌کند ، مادهٔ هدف از سطح آن بخار شده و در نتیجه لایه‌ای از پلاسما ایجاد می‌گردد که به آن کرونا می‌گویند. میدان الکتریکی القا شده توسط لیزر سبب نوسان الکترونهای پلاسما می‌گردد و این انرژی نوسانی در اثر برخوردهای الکترون- یون به انرژی گرمایی تبدیل می‌شود . به این فرآیند ، تابش ترمزی معکوس می گویند [۱] .

همانطوری که در تابش ترمزی ، الکترون در میدان الکتریکی یون حرکت می کند و در اثر برخورد کولنی با یون شتاب گرفته و امواج الکترومغناطیسی تابش می کند ، در تابش ترمزی معکوس نیز که فرآیند معکوسی است ، الکترون پراکنده شده در میدان یون ، یک فوتون جذب می‌کند.

سطح مقطع چنین برخورد کولنی بوسیله فرمول رادرفورد بصورت زیر داده می‌شود :

$$\frac{d\sigma_{ei}}{d\Omega} = \frac{1}{4}\left[\frac{Ze^2}{m_e v^2}\right]^2 \frac{1}{sin^4(\theta/2)} \qquad (۱)$$

که در آن θ زاویه پراکندگی و Ω زاویه فضایی دیفرانسیلی است که در مختصات کروی با تقارن سمتی توسط رابطه زیر با هم مرتبط هستند :

$$d\Omega = 2\pi \, sin\,\theta \, d\theta \qquad (۲)$$

پارامتر برخورد b نیز از رابطه زیر بدست می آید :

$$tan\,\frac{\theta}{2} = \frac{Ze^2}{m_e v^2 b} \qquad (۳)$$

سطح مقطع کل σ_{ei} برای برخوردهای الکترون- یون از طریق انتگرال‌گیری روی تمام زوایای ممکن پراکندگی بدست می‌آید. با استفاده از معادلات (۱) و (۲) داریم :

$$\sigma_{ei} = \int \frac{d\sigma_{ei}}{d\Omega} d\Omega = \frac{\pi}{2}\left[\frac{Ze^2}{m_e v^2}\right]^2 \int_0^{\pi} \frac{sin\,\theta}{sin^4(\theta/2)} d\theta \qquad (۴)$$

این انتگرال به ازای $\theta \to ۰$ تا $\theta \to \pi$ که هم ارز $b \to \infty$ و $b \to 0$ است واگرا می باشد. اما وضعیت فیزیکی موجود در یک پلاسما اجازه تعریف حدود بالا و پایین (b_{max} , b_{min}) ررا برای این انتگرال گیری می‌دهد و لذا معادله (۴) را می‌توان بصورت زیر نوشت:

$$\sigma_{ei} = \frac{\pi}{2}\left[\frac{Ze^2}{m_e v^2}\right]^2 \int_{b_{min}}^{b_{max}} \frac{sin\,\theta}{sin^4(\theta/2)} d\theta \qquad (۵)$$

حد بالای تعریف شده همان طول دبای λ_D پلاسما است که برخوردهای با فاصله زیاد را بی‌تأثیر می‌کند و حد پایین b_{min} اغلب مساوی با طول موج دوبروی $Ze^2/k_B T_e$ در نظر گرفته می‌شود.

بنابراین سطح مقطع کلی در پلاسما با معادله زیر داده می‌شود:

$$\sigma_{ei} = \frac{\pi}{2}\left[\frac{Ze^2}{m_e v^2}\right]^2 \int_{Ze^2/k_B T_e}^{\lambda_D} \frac{sin\,\theta}{sin^4(\theta/2)} d\theta \qquad (۶)$$

سطح مقطع برخورد یک کمیت مهم برای تحلیل واکنش‌های همجوشی هسته‌ای می‌باشد، زیرا میزان احتمال انجام واکنش بین زوج ذرات را بیان می‌کند [۲] . با دانستن سطح مقطع برخورد می‌توان فرکانس برخورد الکترون- یون را محاسبه نمود. فرکانس برخورد ν_{ei} به عنوان تعداد برخوردهایی در نظر گرفته می شود که یک الکترون با یونهای زمینه در واحد زمان انجام می‌دهد و به چگالی یون n_i ، سطح مقطع σ_{ei} و سرعت الکترون v_e بستگی دارد:

$$\nu_{ei} = n_i \sigma_{ei} v_e \qquad (۷)$$

در محاسبه بسامد برخورد برای برخوردهای الکترون- یون باید توزیع سرعت ذرات در محاسبه در نظر گرفته شود. از توزیع سرعت ماکسولی الکترون $f(v_e)$ و نرمالیزه کردن آن داریم :

$$f(v_e) = \frac{1}{(2\pi k_B T_e/m)^{3/2}} exp\left[-\left(\frac{m_e v_e^2}{2k_B T_e}\right)\right] \qquad (۸)$$

$$\int_0^{\infty} \frac{4\pi v_e^2}{(2\pi k_B T_e/m)^{3/2}} exp\left[-\left(\frac{m_e v_e^2}{2k_B T_e}\right)\right] = 1 \qquad (۹)$$

با استفاده از معادلات (۴) و (۹) و پس از اندکی محاسبه ، فرکانس برخورد الکترون- یون بصورت زیر بدست می آید :

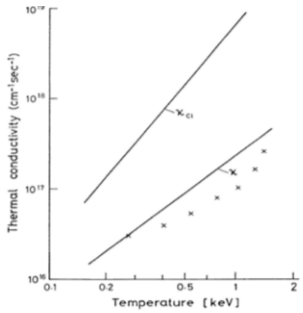
$$\nu_{ei} = \left(\frac{2\pi}{m_e}\right)^{1/2} \frac{4Z^2 e^4 n_i}{3(k_B T_e)^{3/2}} ln\,\Lambda \qquad (۱۰)$$

که در آن ضریب $ln\,\Lambda$ لگاریتم کولنی نامیده می‌شود.

تصحیح کوانتومی فرکانس برخورد الکترون-یون

یک توازن معنادار بین تحقیقات همجوشی محصورشدگی مغناطیسی و همجوشی محصورشدگی لختی ، به آزمایشات انجام شده توسط رزوموا باز می‌گردد که به اندازه‌گیری هدایت حرارتی الکترونها در توکامک پرداخته است [۳] .

اندازه‌گیری های رزوموا پیش بینی می کنند که هدایت حرارتی الکترونها در پلاسمای همجوشی محصورشدگی مغناطیسی بیست برابر کمتر از هدایت حرارتی کلاسیکی آنها است. علت این امر از طریق تصحیح کوانتومی فرکانس برخورد الکترونها با یونها توضیح داده شده است [۴] . شکل (۱) ، هدایت حرارتی اندازه‌گیری شده در مقایسه با هدایت حرارتی کلاسیکی در پلاسمای دوتریوم- تریتیوم بر حسب دما را در یک توماکاک نشان می دهد :



شکل ۱. هدایت حرارتی اندازه‌گیری شده در مقایسه با هدایت حرارتی کلاسیکی در پلاسمای دوتریوم- تریتیوم بر حسب دما

تصحیح کوانتومی فرکانس برخورد الکترون- یون به سوالی باز می‌گردد که توسط بته [۵] مطرح شده است. سوال اینست که برای برخورد یک الکترون با یک یون چه پارامتر برخوردی وجود دارد ؟ پاسخ وی این بود که فرکانس برخورد کلاسیکی ν_{ec} بایستی به صورت زیر اصلاح شود :

$$\nu_e = \begin{cases} \nu_{ec} & T < T^* \\ \nu_{ec}\frac{T}{T^*} & T > T^* \end{cases} \qquad (۱۱)$$

که در آن :

$$T^* = (\tfrac{4}{3})Z^2mc^2\alpha^2 \qquad (۱۲)$$

در این رابطه Z عدد بار الکتریکی یون ، m جرم سکون الکترون ، c سرعت نور ، $\alpha = 2\pi e^2/hc$ ثابت ساختار ریز ، e بار الکترون و h ثابت پلانک است. از معادلهٔ (۲۵) در مرجع [۶] برای هدایت حرارتی الکترونها با تصحیح کوانتومی داریم :

$$K_e = \begin{cases} K_{ec} & T < T^* \\ K_{ec}\frac{T^*}{T} & T > T^* \end{cases} \qquad (۱۳)$$

معادلات و محاسبات ریاضی

ارزیابی جدیدی از معادلات انتقال حرارت در واکنش گرما هسته‌ای دوتریوم- تریتیوم و چگالی شار انرژی آستانه انجام می گیرد. درابتدا ضریب هدایت حرارتی بکار رفته در مرجع [۷] ، به شکل زیر تغییر می یابد :

$$K_e = \frac{20(2/\pi)^{3/2}[T_e^{3/2}\times T^*]}{(m_e^{1/2}e^4\ln\Lambda)} \qquad (۱۴)$$

با توجه به اینکه توان دمای الکترون از $\frac{5}{2}$ به $\frac{3}{2}$ کاهش یافته است ، بنابراین معادله هدایت حرارتی غیرخطی الکترون بر اساس معادله (۲۹) در مرجع [۷] بایستی به صورت زیر باشد :

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = a\frac{\partial}{\partial x}(T_e^{3/2}\frac{\partial T_e}{\partial x}) \qquad (۱۵)$$

معادلات (۹) و (۱۰) و (۱۱) و (۱۲) در مرجع [۷] هم باید به صورت زیر تغییر یابند :

$$T_e = (\frac{Q^2}{at})^{2/7}f(\xi) \qquad (۱۶)$$

$$f(\xi) = \left[\frac{3}{18}(\xi_0^2 - \xi^2)\right]^{2/3} \qquad (۱۷)$$

$$\xi_0^{7/2} = \frac{(7/2)^{5/2}2^{-1/2}}{\frac{3}{2}\pi^{3/4}}\left[\frac{\Gamma(7/6)}{\Gamma(2/3)}\right]^{3/2} \qquad (۱۸)$$

$$\xi = \frac{x}{(Q^{3/2}at)^{2/7}} \qquad (۱۹)$$

معادلات هیدرودینامیکی شامل معادلهٔ پیوستگی چگالی ، معادلهٔ آهنگ واکنش ، معادلهٔ حرکت و معادلات دمای الکترون و یون می‌توانند به خوبی ساختار و رفتار یک موج واکنش همجوشی را توصیف کنند :

$$\frac{\partial\rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) = 0 \qquad (۲۰)$$

$$\frac{\partial Y}{\partial t} + u\frac{\partial Y}{\partial x} = W \qquad (۲۱)$$

که در آنها ρ چگالی جرمی، u سرعت جرمی و Y کسری از مادهٔ سوخته شده است که به صورت زیر تعریف می‌شود :

$$Y = \frac{n_\alpha + n_n}{n_D + n_T + n_\alpha + n_n} \qquad (۲۲)$$

تابع آهنگ واکنش همجوشی W نیز از رابطهٔ زیر بدست می‌آید:

$$W = \frac{1}{2}n(1-Y)^2\langle\sigma V\rangle \qquad (۲۳)$$

معادلهٔ حرکت به صورت زیر است :

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u\frac{\partial u}{\partial x} = -\rho\frac{k_b}{m_i}\frac{\partial}{\partial x}[\rho(T_i + T_e)] + \\ +\rho^{-1}\left[(\mu_i + \mu_e)\frac{\partial u}{\partial x}\right] \qquad (۲۴)$$

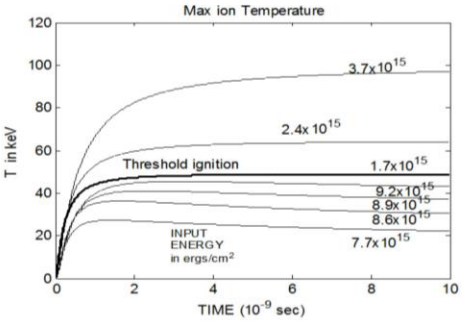
که شامل عبارتهای مربوط به فشار ، چسبندگی و دمای الکترون ها و یون ها می باشد .

نتایج و بحث

با فرض همدمایی الکترون ها و یون ها $(T_e = T_i)$ به هنگام همجوشی و صرفنظر کردن از هدایت حرارتی یون ها ، معادلهٔ نهایی انرژی به صورت زیر بدست می‌آید :

$$W_i + W_e = A\rho T_e^{1/2} + \frac{4}{3}T_e\frac{\partial u}{\partial x} - \frac{2m_i}{3k_b\rho}\frac{\partial}{\partial x}\left(K_e\frac{\partial T_e}{\partial x}\right) \qquad (۲۵)$$

که در آن ، سه عبارت مربوط به اتلاف تابش ترمزی ، انبساط و هدایت حرارتی الکترون ها لحاظ شده است . با استفاده از این معادله و پس از اندکی محاسبه ، دمای الکترون های حرارتی در پلاسمای همجوشی دوتریوم- تریتیوم بدست آمد .



شکل ۲. دمای الکترون های حرارتی در پلاسمای همجوشی دوتریوم- تریتیوم با در نظر گرفتن اثر تصحیح کوانتومی فرکانس برخورد الکترون- یون

شکل (۲) ، دمای الکترون های حرارتی را برای زمانهای قبل و بعد از حالت آستانه همجوشی ، با در نظر گرفتن اثر تصحیح کوانتومی فرکانس برخورد الکترون- یون نشان می دهد . همانطوری که مشاهده می شود ، چگالی شار انرژی برای حالت آستانه همجوشی برابر است با :

$$E^*_{threshold} \approx 1.7 \times 10^{15} erg/cm^2 \qquad (۲۶)$$

منحنی‌های پایین حالت آستانه همجوشی ، مربوط به احتراق ساده می‌باشند که بعد از رسیدن به یک مقدار بیشینه شروع به کاهش می‌کنند و منحنی‌های بالای حالت آستانه ، مربوط به همجوشی می‌باشند که همواره در حال افزایش دما هستند .

مقایسهٔ نتیجه بدست آمده با نتایج قبلی [۷] نشان میدهد که اثر تصحیح کوانتومی فرکانس برخورد الکترون-یون منجر به کاهش انرژی آستانه همجوشی از مقدار $6.9 \times 10^{15} erg/cm^2$ به مقدار $1.7 \times 10^{15} erg/cm^2$ شده است که برای بدست آوردن بهره های بالا در پلاسمای همجوشی مورد نیاز می باشد. همچنین تأثیر غیر عادی اثر تصحیح کوانتومی ، بر شتاب و گرمایش تأخیری بلوک‌های پلاسما ناشی از تبدیل مستقیم و آنی انرژی لیزر به حرکت مکانیکی بلوک‌ها توسط نیروی غیرخطی (پوندروموتیو) می باشد ، زیرا هرگونه تولید فشار حرارتی توسط فرآیند برخورد به تأخیر می‌افتد [۸].

پس از مطالعه فرکانس برخورد کلاسیک ، مشخص شد که برخورد اصلاح شدهٔ کوانتومی می تواند در انرژی‌های بالاتر منجر به اصلاح و کاهش تأخیر می‌شود . در واقع بر اساس تصحیح کوانتومی فرکانس برخورد الکترون- یون در دماهای نسبتاً بالا در پلاسمای همجوشی ، محاسبات قبلی [۹] در مورد تأخیر در گرم شدن الکترون در بلوک‌های پلاسما کاهش یافته ارزیابی شد.

مرجع ها

[1] Pfalzner, S. (2006), "*An Introduction to Inertial Confinement Fusion*", University of Cologne, Germany, CRC Press, 76.

[2] Atzeni, S., Meyer-Ter-Vehn, J., (2004), "*The physics ofinertial fusion*", Oxford University Press.

[3] Razumova, K.A., (1983), "*Results from T-7, T-10, T-11 and TM-4 Tokamaks*" Plasma Physics and Controlled Fusion, 26, 37–43.

[4] Hora, H., Nuovo Cimento, (1981), 64B, 1–8.

[5] Bethe, H. A., "*Handbuch der Physik*", vol. 24, part 1, Springer, Heidleberg, (1934), 497.

[6] Hora, H., "*Plasmas at High Temperature and Density*", Springer, Heidelberg, (2000), 85.

[7] Mohammadian Pourtalari, A., Jafarizadeh, M.A., Ghoraanneiss, M. (2013), "*Nonlinear Electron Heat Conduction Equation in the Laser Heating of Solid Density DT Fuel*", Numerical Heat Transfer, Part A., 63, 55–73.

[8] Hora, H., Sadighi, R., Yazdani, E., Afarideh, H., (2012), "*Effect of quantum correction on the acceleration and delayed heating of plasma blocks*", Phys. Rev. E85, 036404.

[9] Nafari, F., Ghoranneviss, M., (2016), "*Effect of quantum correction on nonlinear thermal wave of electrons driven by laser heating*", Physics of Plasmas, 036404.

Paper ID: P8-09

ادغام هوش مصنوعی و شبیه‌سازی چندفیزیکی در مدل‌سازی پلاسماهای غیرحرارتی برای کاربردهای میکروالکترونیک

زهره فامیلی
گروه فیزیک، واحد تویسرکان، دانشگاه آزاد اسلامی، تویسرکان، ایران
z.famili@iau.ac.ir

چکیده

پلاسماهای غیرحرارتی (پلاسماهای کم‌دما) به‌دلیل ویژگی‌های منحصربه‌فرد خود کاربردهای فراوانی در صنایع میکروالکترونیک نظیر حکاکی و لایه‌نشانی دارند. شبیه‌سازی این پلاسماها اغلب نیازمند مدل‌های چندفیزیکی پیچیده‌ای است که همزمان معادلات میدان‌های الکترومغناطیسی، سینتیک واکنش‌های شیمیایی، دینامیک سیالات و برهمکنشهای سطحی را حل می‌کنند. از سوی دیگر، پیشرفت‌های اخیر در هوش مصنوعی (به‌ویژه یادگیری ماشین و یادگیری عمیق) امکان توسعه مدل‌های جایگزین داده‌محور را فراهم کرده‌اند که می توانند شبیه‌سازی‌های سنتی را تکمیل یا جایگزین کنند. در این مقاله مروری، شواهد و پیشرفت‌های کلیدی در ترکیب هوش مصنوعی با شبیه‌سازی‌های چندفیزیکی در مدل‌سازی پلاسماهای غیرحرارتی برای صنعت میکروالکترونیک ارائه شده است. نشان داده شده که یادگیری ماشین با تولید مدل‌های سریع و فراگیرنده می‌تواند پیش‌بینی‌های پلاسما را با دقت بالا در کسری از زمان شبیه‌سازی‌های مرسوم انجام دهد. این رویکردها به مهندسان امکان می‌دهند تا دوقلوهای دیجیتال فرآیندهای پلاسما را ایجاد و بهینه‌سازی بلادرنگ انجام دهند. در عین حال، چالش‌هایی همچون نیاز به داده‌های معتبر و قابلیت تفسیر مدل‌ها همچنان پابرجا باقی مانده است. این مقاله پس از بررسی پیشینه علمی مرتبط، چشم‌انداز کاربردی آتی و موانع ادغام کامل هوش مصنوعی در شبیه‌سازی‌های پلاسما را مطرح می‌کند.

کلید واژه‌ها: پلاسماهای غیرحرارتی ،میکروالکترونیک، هوش مصنوعی

Integration of Artificial Intelligence and Multi-Physics Simulations in Non-Thermal Plasma Modeling for Microelectronics Applications

Zohreh Famili
Departmant of Physics, Tu.C., Islamic Azad University, Tuyserkan
z.famili@iau.ac.ir

Abstract

Non-thermal (low-temperature) plasmas have found widespread use in the microelectronics industry for applications such as etching and thin-film deposition due to their unique characteristics. Accurately simulating these plasmas typically requires complex multi-physics models that solve, in a coupled manner, electromagnetic field equations, chemical reaction kinetics, fluid dynamics, and surface interactions. Meanwhile, recent advances in artificial intelligence—particularly machine learning and deep learning—have enabled the development of data-driven surrogate models that can complement or replace traditional simulations. In this review, we present key evidence and advances in integrating artificial intelligence with multi-physics simulations for modeling non-thermal plasmas in microelectronics. We demonstrate that machine learning can generate fast, generalizable models capable of predicting plasma behavior with high accuracy in a fraction of the time required by conventional simulation methods. Such approaches allow

engineers to create digital twins of plasma processes and perform real-time optimization. At the same time, challenges—such as the need for high-quality training data and model interpretability—remain significant. After surveying the relevant scientific literature, this paper outlines future application prospects and the obstacles to fully integrating artificial intelligence into plasma simulation workflows.

Keywords: Artificial Intelligence, Microelectronics, Non-thermal plasmas

مقدمه

پلاسماهای غیرحرارتی، شامل مخلوطی از ذرات باردار و خنثی هستند که در حالت عدم تعادل دمایی قرار دارند و در فرآیندهای میکروالکترونیکی مانند اچ، رسوب و سنتز لایه‌های نازک کاربرد گسترده‌ای دارند. اورلین و همکاران[۱] تأکید می‌کنند که حکاکی پلاسما نقش کلیدی در تولید نیمه‌هادی‌های پیشرفته ایفا می‌کند. مدل‌سازی عددی این پلاسماها به‌دلیل پیچیده واکنش‌های شیمیایی، اثرات سطحی، و میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی متغیر، بسیار دشوار است. روش‌های سنتی شبیه‌سازی چندفیزیکی زمان‌بر بوده و بررسی جامع فضای پارامترها را محدود می‌کنند. از سوی دیگر، رشد دسترسی به داده‌های تجربی و پیشرفت الگوریتم‌های یادگیری ماشین(ML)، استفاده از روش‌های داده‌محور را در علوم پلاسما رونق داده است. ترکیب شبیه‌سازی‌های فیزیکی با الگوریتم‌های ML به شتاب‌دهی مدلسازی پلاسما و بهبود کنترل فرآیندها، کمک می‌کند. بونزانینی و همکاران[۲] اعلام کرده‌اند که کاربرد ML در پلاسماهای کم‌دما می‌تواند به‌ویژه در فرآیندهای پیچیده میکروالکترونیکی بسیار تأثیرگذار باشد. این مقاله به مرور پیشرفت‌ها در تلفیق هوش مصنوعی با شبیه‌سازی چندفیزیکی پلاسماهای غیرحرارتی می‌پردازد و چشم‌اندازهای فناورانه آتی آن را بررسی می‌کند.

پیشینه پژوهش

در سال‌های اخیر، چندین رویکرد عمده برای مدل‌سازی پلاسماهای غیرحرارتی با استفاده از ML مطرح شده‌اند. ۱) مدل‌سازی چندفیزیکی پلاسما: بسیاری از مطالعات از نرم‌افزارهای محاسباتی چندفیزیکی برای شبیه‌سازی پلاسما استفاده کرده‌اند. به‌عنوان مثال، ماس-پیرو و همکاران[۳] یک مدل دوبعدی زمانی تخلیه سد دی‌الکتریک گازی را در نرم افزار COMSOL Multiphysics پیاده‌سازی کردند. این مدل، به‌صورت هم‌زمان جریان سیال و پلاسما را شبیه‌سازی و نتایج آن شامل تراکم الکترون، غلظت یون‌ها و انرژی متوسط الکترون‌ها را با داده‌های تجربی مقایسه کرد. با این حال، چنین مدل‌هایی مستلزم محاسبات بسیار سنگینی هستند. ۲)شبکه‌های عصبی و مدل‌های داده‌محور: الگوریتم‌های ML (مانند شبکه‌های عصبی) به‌عنوان مدل‌های جایگزین برای شبیه‌سازی‌های سنگین به کار رفته‌اند. کاوون و همکاران[۴] چارچوبی از شبکه‌های عصبی مبتنی بر فیزیک برای معادلات «دبی تخلیه کل» معرفی کردند. این روش با افزودن لایه‌های پیش‌پردازش لگاریتمی و تنظیم خودکار ضرایب عملکرد، سختی محاسباتی و چندفیزیکی پلاسما را به خوبی مدیریت می‌کند. نتایج این شبیه‌سازی به خوبی با مدل‌های سنتی هم‌خوانی دارد و قادر به حل مسائل رو به جلو و معکوس در مدل‌های پلاسما است. ۳)شبیه‌سازی تقویت طولانی مدت (LTP) با ML: چندین کار تحقیقاتی، کاربردهای مشخص ML را در مدلسازی پلاسماهای کم‌دما بررسی کرده‌اند. ترایشمن و همکاران[۵] در یک مقاله مروری، بخش‌های مختلف حوزه مدل‌سازی LTP را از منظر ML بیان کرده‌اند و اشاره کرده‌اند که شیوه‌های داده‌محور می‌توانند نه تنها «ناشناخته‌های معلوم» بلکه گاهی «ناشناخته‌های ناخواسته» را در سیستم‌های پلاسما آشکار کنند. های و همکاران[۶] نیز گزارش کرده‌اند که ادغام ML با پلاسماهای فشار اتمسفری منجر به بهبود پیش‌بینی‌های پلاسما و کاهش حجم محاسبات می‌شود. پن و همکاران[۷] یک شبکه

عصبی چندلایه را برای مدل‌سازی شتاب‌دهی واکنش‌های پلاسما در حالت پالسی به کار بردند و نشان دادند که شبکه می‌تواند چگالی محصولات شیمیایی را با خطای بسیار کم ($\sim 10^{-3}$) پیش‌بینی کند. ۴)کاربردهای ویژه در میکروالکترونیک: دینگ و همکاران[۸] در مدلسازی رسوب‌گذاری لایه‌ای اتمی (ALD) اکسید هافنیم با پلاسما از یک مدل شبکه عصبی بازگشتی بهره بردند. آنها با کاهش مدل سه بعدی دینامیک سیالات محاسباتی (CFD) و جایگزینی آن با یک شبکه عصبی، ضمن حفظ دقت، امکان پیش‌بینی و بهینه‌سازی سریع پروفیل‌های لایه‌نشانی را فراهم نمودند. همچنین، مطالعه گوو و همکاران[۹] نشان می‌هد که ترکیب شبیه‌سازی سه‌بعدی دقیق فرآیند اچ (شامل واکنش‌های شیمیایی صحیح) با الگوریتم‌های ML منجر به کاهش چشمگیر زمان محاسبات از چند هزار ثانیه به کسری از ثانیه می‌شود در حالی‌که خطای پیش‌بینی در سطح پایینی باقی می‌ماند. در کار دیگری، حسین و همکاران[۱۰] با استفاده از روش‌های یادگیری نظارت‌شده نشان دادند که می‌توان دینامیک‌های تخلیه در فشار متوسط را حتی در شرایط تغییر مد پلاسما از α به γ پیش‌بینی کرد. این مطالعات نشان می‌دهند که مدل‌های ML می‌توانند فرآیندهای پلاسما و شرایط پارامتری ابزارها را به‌طور کارآمد شبیه‌سازی و کنترل کنند. به‌طور کلی، مطالعات موجود نشان دهنده موفقیت‌های اولیه در ترکیب شبیه‌سازی فیزیکی و روش‌های داده‌محور هستند. در این رویکردها، مدل‌های ML به‌عنوان جانشین یا مکمل مدل‌های فیزیکی عمل کرده و با افزایش سرعت شبیه‌سازی، امکان اکتشاف گسترده‌تر در فضای پارامترها را فراهم می‌آورند. از سوی دیگر، پژوهش‌های متعددی به بررسی اطمینان‌پذیری این مدل‌ها اختصاص یافته است؛ به‌عنوان مثال، چارچوب‌های شبکه‌های عصبی فیزیکی (PINN) تلاش می‌کنند با ایجاد تعادلی میان معادلات فیزیکی و داده‌ها، پایداری فرایند یادگیری را تضمین کنند.

بحث و نتایج

مطالعات مرور شده نشان می‌دهند که کاربرد هوش مصنوعی در مدل‌سازی پلاسماهای غیرحرارتی، مزایای چشمگیری به همراه دارد. نخست، سرعت محاسبات به‌طور قابل توجهی افزایش می‌یابد. برای مثال، مدل شبکه عصبی گوو و همکاران[۹] تا ۱۳ هزار برابر سریع‌تر از شبیه‌سازیTCAD سنتی عمل کرده است. دینگ و همکاران[۸] موفق به بازتولید دقیق پروفیل‌های لایه‌نشانی با مدل داده محور خود شده‌اند. از سوی دیگر، ML با شناسایی الگوهای پنهان در داده‌های پلاسما می‌تواند به کشف پدیده‌های ناشناخته و درک بهتر فیزیک پلاسمای سطح کمک کند. با این حال، چالش‌هایی مانند نیاز به داده‌های باکیفیت و توان محاسباتی بالا، تفسیرناپذیری مدلهایی مانند مسئله جعبه سیاه و دشواری در تعمیم فراتر از داده‌های آموزش همچنان مطرح‌اند[۶]. البته حسین و همکاران[۱۰] نشان دادند که در صورت وجود داده کافی، امکان پیش‌بینی شرایط خارج از طراحی اولیه نیز وجود دارد. در مجموع، ترکیب دانش فیزیکی با مدل‌های ML بهترین عملکرد را به همراه دارد.

ادغام هوش مصنوعی با شبیه‌سازی پلاسما مزایای مهمی دارد: ۱)افزایش سرعت شبیه‌سازی با کاهش چشمگیر زمان محاسبه با استفاده از مدل‌های ML. ۲)پیش‌بینی دقیق پلاسما حتی در شرایط گذار. ۳)کشف الگوهای پنهان و پدیده‌های ناشناخته در داده‌های پلاسما. ۴)امکان دیجیتال توئین بلادرنگ برای کنترل آنی فرآیندهای پلاسما.

چالش‌های اصلی استفاده از هوش مصنوعی در مدل‌سازی پلاسماهای غیرحرارتی عبارت‌اند از: ۱)داده‌های محدود و نویزدار که آموزش مدل‌های ML با داده‌های تجربی فراوان، دقیق و باکیفیت را دشوار می‌کند. ۲) قابلیت تفسیر ساختار و اعتماد به پیش‌بینی‌ها در مدل‌های داده‌محور پیچیده نظیر شبکه‌های عصبی، محدود است. ۳)رعایت اصول فیزیکی و تضمین انطباق مدل‌های ML با قوانین پایستگی و رفتارهای واقعی پلاسما به دلیل پیچیدگی‌های ذاتی پدیده‌های فیزیکی دشوار است.

با این حال، شواهد نشان می‌دهد که هوش مصنوعی به عنوان مکمل شبیه‌سازی‌های چندفیزیکی می‌تواند ضمن حفظ دقت، به‌طور چشمگیری کارایی شبیه‌سازی پلاسما را بهبود بخشد. این موضوع به‌ویژه در صنعت میکروالکترونیک، که نیازمند

توسعه سریع، دقیق و انعطاف‌پذیر در فرآیندهاست، از اهمیت بیشتری برخوردار است.

نتیجه‌گیری

در این بررسی نشان داده شد که ادغام هوش مصنوعی و شبیه‌سازی چندفیزیکی در مدل‌سازی پلاسماهای غیرحرارتی، چشم‌اندازهای روشنی برای صنعت میکروالکترونیک فراهم کرده است. مطالعات متعدد حاکی از آن است که شبکه‌های عصبی و روش‌های داده‌محور، می‌توانند به‌عنوان مدل‌های جانشین سریع و دقیق پلاسما عمل کنند و زمان محاسباتی را به‌طرز چشمگیری کاهش دهند. افزون بر این، توانایی ML در استخراج الگوهای پنهان از داده‌های پلاسما امکان کشف فنون و پدیده‌هایی را فراهم می‌آورد که پیشتر در دسترس نبوده‌اند. با این حال، نیاز به تحقیقات بیشتر در زمینه تضمین کیفیت داده‌ها، قابلیت تفسیر مدل‌ها و ترکیب دانش فیزیکی با تکنیک ML احساس می‌شود. در نهایت، انتظار می‌رود که با پیشرفت‌های محاسباتی و توسعه روش‌های یادگیری، رویکردهای هوش مصنوعی در مدل‌سازی پلاسما به‌طور فزاینده‌ای در فرآیندهای تولید نیمه‌رسانا و تکنولوژی‌های مرتبط با میکروالکترونیک کاربرد یابند. این تلفیق نه تنها به تسریع بهینه‌سازی فرآیندها کمک می‌کند، بلکه می‌تواند به کشف دانش جدید در فیزیک پلاسما و شناسایی پدیده‌های ناشناخته منجر شود.

مرجع‌ها

[1] Oehrlein, G. S., Brandstadter, S. M., Bruce, R. L., Chang, J. P., DeMott, J. C., Donnelly, V. M., ... & Ventzek, P. L. (2024). Future of plasma etching for microelectronics: Challenges and opportunities. *Journal of Vacuum Science & Technology B*, *42*(4).

[2] Bonzanini, A. D., Shao, K., Graves, D. B., Hamaguchi, S., & Mesbah, A. (2023). Foundations of machine learning for low-temperature plasmas: methods and case studies. *Plasma Sources Science and Technology*, *32*(2), 024003.

[3] Mas-Peiro, C., Llovell, F., & Pou, J. O. (2024). Fluid Modeling of a Non-Thermal Plasma with Dielectric Barrier Discharge and Argon as a Diluent Gas. *Processes*, *12*(7), 1405.

[4] Kwon, H., Kim, E., Cho, S., Kwon, D. C., Choe, H., & Choi, M. (2024). Plasma-Simulation Physics Informed Neural Networks (PS-PINNs) for Global Discharge Models.

[5] Trieschmann, J., Vialetto, L., & Gergs, T. (2023). Machine learning for advancing low-temperature plasma modeling and simulation. *Journal of Micro/Nanopatterning, Materials, and Metrology*, *22*(4), 041504-041504.

[6] He, M., Bai, R., Tan, S., Liu, D., & Zhang, Y. (2024). Data-driven plasma science: A new perspective on modeling, diagnostics, and applications through machine learning. *Plasma Processes and Polymers*, *21*(9), 2400020.

[7] Pan, J., Liu, Y., Zhang, S., Hu, X., Liu, Y., & Shao, T. (2023). Deep learning-assisted pulsed discharge plasma catalysis modeling. *Energy Conversion and Management*, *277*, 116620.

[8] Ding, Y., Zhang, Y., Chung, H. Y., & Christofides, P. D. (2021). Machine learning-based modeling and operation of plasma-enhanced atomic layer deposition of hafnium oxide thin films. *Computers & Chemical Engineering*, *144*, 107148.

[9] Guo, J., Geng, M., Ren, K., Ni, D., & Gao, D. (2024). Optimizing Plasma Etching: Integrating Precise Three-Dimensional Etching Simulation and Machine Learning for Multi-Objective Optimization. *IEEE Access*

[10] Hussain, S., Lary, D. J., Hara, K., Bera, K., Rauf, S., & Goeckner, M. (2024). Case study in machine learning for predicting moderate pressure plasma behavior. *Journal of Vacuum Science & Technology A*, *42*(4).

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P6-02

ارزیابی اثر ضد باکتریایی آب فعال شده با پلاسما بر روی باکتری‌های سودوموناس، شیگلا و سالمونلا

ابوالفضل مازندرانی[۱]، مجتبی جباری[۲]، محمدجواد خداشناس[۳*]

۱. سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای

۲. موسسه آموزشی فرهنگی صنعت هسته‌ای کشور، دبیرستان انرژی اتمی، واحد بندرعباس

۳. دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی، گروه مهندسی هسته‌ای

* khodashenas_j@aut.ac.ir

چکیده

آب فعال‌شده با پلاسمای هوا شامل ترکیبات فعال نظیر رادیکال‌های آزاد اکسیژن و نیتروژن است. واکنش‌های داخل آب فعال می‌تواند منجر به کاهش pH و پتانسیل بالای اکسایش-کاهش گردد که مجموع این عوامل با تخریب ساختار سلولی و ژنتیکی باکتری‌ها باعث از کار افتادن سیستم‌های حیاتی آن‌ها شده و می‌تواند نقش کلیدی در باکتری زدایی ایفا کند. در این پژوهش با استفاده پلاسمای سرد اتمسفری، آب فعال‌شده با پلاسما تولید و اثرات آن بر مهار رشد و حذف میکروبی سه گونه باکتری‌گرم‌منفی شامل سودوموناس، سالمونلا و شیگلا بررسی شده‌است. نتایج تجربی حاکی از آن است که استفاده از آب فعال‌شده با پلاسمایی که تحت تیمار بیشتر از پنج دقیقه قرار گرفته است می‌تواند این باکتری‌ها را به‌طور کامل از بین ببرد که کاربرد بالقوه و ایمن آب فعال شده با پلاسما را به‌عنوان یک روش ضدمیکروبی مؤثر در محیط‌های آلوده از جمله صنایع غذایی، بیمارستان‌ها و سامانه‌های تصفیه آب اثبات می‌کند.

کلید واژه: آب فعال شده با پلاسما، آلودگی میکروبی، سالمونلا، سودوموناس، شیگلا

Evaluation of the Antibacterial Effects of Plasma-Activated Water on Pseudomonas, Shigella, and Salmonella Bacteria

Abolfazl Mazandarani[1], Mojtaba Jabbari [2], Mohammad Javad Khodashenas[3]*

1. Atomic Energy Organization of Iran, Nuclear Science and Technology Research Institute, Plasma and Nuclear Fusion Research school

2. National Nuclear Industry Educational and Cultural Institute, Atomic Energy High School, BandarAbbas Branch

3. Amirkabir University of Technology, Faculty of Physics and Energy Engineering, Department of Nuclear Engineering

* khodashenas_j@aut.ac.ir

Abstract

Air Plasma Activated Water (PAW) contains active compounds such as ROS and RNS. Reactions within the PAW can lead to a decrease in pH and a high oxidation-reduction potential (ORP), which together destroy the cellular and genetic structure of bacteria, causing their vital systems to fail, and can play a key role in bactericidal activity. In this study, PAW was produced using cold atmospheric plasma, and its effects on growth inhibition and microbial elimination of the three warm-negative bacteria species, including Pseudomonas, Salmonella, and Shigella, were investigated. Experimental results indicate that the use of PAW treated for more than five minutes can completely destroy these bacteria, which proves the potential and safe use of PAW as an effective antimicrobial method in contaminated environments, including food industries, hospitals, and water purification systems.

Keywords: Plasma Activated Water, Microbial contamination, Salmonella, Pseudomonas, Shigella

مقدمه

پلاسما حالتی از ماده است که با افزودن انرژی به گاز ایجاد می‌شود و در آن، ترکیبی از یون‌های مثبت، الکترون‌های آزاد، ذرات خنثی و تابش‌های الکترومغناطیسی حضور دارد [1]. پلاسمای سرد اتمسفری[1] نوعی پلاسما با دمای پایین است که در فشار اتمسفری تولید می‌شود و به دلیل داشتن گونه‌های فعال بدون ایجاد آسیب حرارتی به بافت‌های زیستی، کاربردهای گسترده‌ای در پزشکی و زیست‌فناوری یافته است. مطالعات اخیر حاکی از آن است که این نوع پلاسما می‌تواند در ضدعفونی سطوح، تسریع بهبود زخم‌ها، درمان عفونت‌های پوستی و حتی مقابله با سلول‌های سرطانی مؤثر باشد و نقش مهمی در درمان بیماری‌های التهابی و عفونی پوستی ایفا می‌کند [2]. انواع روش‌ها برای تولید پلاسمای سرد وجود دارد که یکی از آنها پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک است که در اثر اعمال ولتاژ کیلوولتی متناوب بین دو الکترود در حضور دی‌الکتریک به صورت میکروتخلیه‌ها تولید می‌شود و باعث تولید انواع گونه‌های فعال شیمیایی می‌شود و نقش مهمی در بهبود فرآیندها و کنترل واکنش‌های شیمیایی دارند [3, 4]. در برخورد پلاسمای سرد با آب، گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن نظیر نیترات، نیتریت، ازون و همچنین رادیکال‌های هیدروکسیل، نیترواکسید و پیروکسی نیترات تولید می‌شود. این ترکیبات موجب ایجاد خاصیت ضدعفونی‌کنندگی، کاهش اسیدیته، افزایش پتانسیل اکسایش و کاهش و تخریب ساختار سلولی میکروارگانیسم‌ها در آب می‌شوند. به این محصول آب فعال‌شده با پلاسما[2] گفته می‌شود [5]. به‌واسطه برخورداری از ایمنی بالا و سازگاری زیستی، فناوری پلاسما توانسته است جایگاه ویژه‌ای در صنایع گوناگون از جمله صنایع غذایی، کشاورزی و حوزه‌های پزشکی به‌دست آورد و به‌عنوان روشی نوین و قابل اطمینان در فرآیندهای بهداشتی، اصلاحی و کنترل آلودگی‌های میکروبی مورد بهره‌برداری قرار گیرد [6].

برخی از عفونت‌های باکتریایی منجر به ایجاد بیماری‌های عفونی در انسان می‌شوند، ازاین‌رو مطالعه روش‌های مهار رشد و حذف کامل آن‌ها حائز اهمیت است. باکتری سودوموناس[3] به‌طور معمول در منابعی مانند آب، خاک و محیط‌های بیمارستانی حضور دارد و در افراد با سیستم ایمنی تضعیف‌شده می‌تواند به‌عنوان یک پاتوژن فرصت‌طلب، عامل بروز عفونت‌های شدید و گاه مقاوم به درمان گردد [7, 8].

شیگلا[4] یک نوع باکتری گرم منفی است که عامل اصلی عفونت‌های روده‌ای در انسان‌ها و حیوانات است که در روده‌ها رشد می‌کند و می‌تواند به شدت بیماری‌زا باشد. این باکتری باعث اسهال، تب، و درد شکمی می‌شود و اغلب از طریق آب آشامیدنی آلوده یا غذاهای ناسالم منتقل می‌گردد [9].

سالمونلا[5] نیز به‌عنوان عامل اصلی مسمومیت‌های غذایی و عفونت‌های دستگاه گوارش شناخته می‌شود و عمدتاً از طریق مصرف مواد غذایی یا آب آلوده به مدفوع حیوانات یا انسان‌ها منتقل می‌شود. این باکتری می‌تواند باعث اسهال، تب و دردهای شکمی شود و به‌خصوص در کودکان، سالمندان و افراد دارای سیستم ایمنی ضعیف، عفونت‌های شدیدتری ایجاد کند [10].

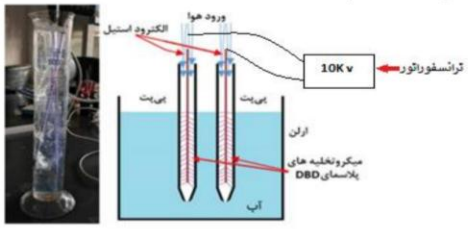
در پژوهش فعلی اثرات آب فعال‌شده با پلاسمای تخلیه سددی‌الکتریک بر روی باکتری‌های سودوموناس، شیگلا و سالمونلا که از طریق دهان و مصرف سبزیجات آلوده به انسان منتقل شده و باعث بیماری‌های مختلف عفونی می‌شوند، مورد مطالعه قرار گرفته است. در ابتدا باکتری‌ها در بستر مناسب کشت داده شد و تحت تیمار آب فعال‌شده با پلاسما قرار گرفت. شمارش کلونی‌ها حاکی از تاثیر مثبت آب فعال در از بین بردن باکتری‌های مذکور است.

مواد و روش‌ها

پلاسما: در شکل ۱ نمایی از پلاسمای تشکیل شده از دستگاه مولد پلاسمای تخلیه سددی‌الکتریک با گاز هوا متشکل از یک منبع تغذیه جریان متناوب ۱۰ کیلوولت با فرکانس ۲۰کیلوهرتز و توان 130W به همراه یک پمپ هوای آکواریومی با دبی ۴.۵ لیتر بر دقیقه و شماتیک دستگاه تولید آب فعال‌شده با پلاسما نشان داده شده است. در این سامانه، دو پیپت (از جنس پیرکس با ضخامت ۱ میلی‌متر، قطر خارجی ۱۰ میلی‌متر و ارتفاع ۳۰ سانتی‌متر) حاوی الکترودهایی از جنس استیل (به قطر ۱.۵میلی‌متر و ارتفاع ۳۰ سانتی‌متر) تعبیه شده است، به طوری که هر الکترود از طریق سیم به منبع ولتاژ متصل شده و هر پیپت نیز به یک مسیر ورودی هوا مجهز گردیده است. در این

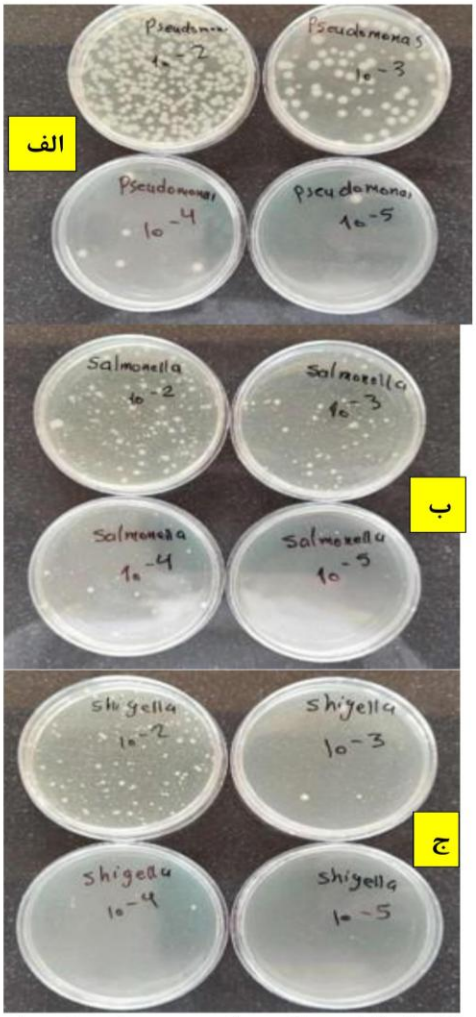
[1] Cold Atmospheric Plasma
[2] Plasma Activated Water
[3] Pseudomonas
[4] Shigella
[5] Salmonella

آزمایش به منظور سنجش گونه های فعال شده با پلاسما ، مقادیر سختی کل آب، اسیدیته آب و نیترات آب اندازه گیری شد که به ترتیب از دستگاه های TDSسنج مدل TDS-3 SMART: SMART Handheld، pH سنج مدلNP-345 و کیت Vaheb استفاده شد.



شکل ۱- شماتیک دستگاه آزمایش (سمت راست)
تشکیل ستون پلاسما درون پی‌پت‌های متصل به پمپ هوا (سمت چپ)

کشت باکتری: ابتدا سویه‌های استاندارد باکتری ها بر روی محیط نوترینت آگار کشت داده شده و به مدت ۲۴ساعت در دمای ۳۷ درجه سانتیگراد در انکوباتور نگهداری شدند. پس از رشد کلنی‌ها، آن‌ها در ۵ سی‌سی سرم فیزیولوژی حل شدند تا کدورتی معادل نیم مک فارلند حاصل شود. در مرحله بعد، ۵۰۰ سی‌سی سرم فیزیولوژی درون یک استوانه مدرج ریخته شد و ۱۰۰ میکرولیتر از سوسپانسیون باکتری به آن افزوده گردید. به منظور تعیین میزان غلظت باکتریایی در نمونه اولیه موجود در استوانه مدرج، رقت‌های متوالی به نسبت ۱:۱۰ تهیه شده و سپس از هر رقت مقدار ۱ سی سی با ۹ سی سی محیط نوترینت آگار مذاب (در دمای حدود ۴۵ درجه سانتیگراد) مخلوط شده و به روش پورپلیت[۶] کشت داده شد. محیط‌های کشت پس از انعقاد، به مدت ۲۴ ساعت در گرمخانه قرار داده شدند. شکل ۲ نمایانگر محیط کشت باکتری‌های سودوموناس، سالمونلا و شیگلا در رقت‌های متفاوت هستند.



شکل ۲- الف) محیط کشت باکتری سودوموناس، ب) محیط کشت باکتری سالمونلا و ج) محیط کشت باکتری شیگلا در رقت‌های مختلف

پس از آماده‌سازی نمونه‌ها، الکترودهای تولیدکننده پلاسما درون استوانه حاوی سوسپانسیون باکتری قرار گرفت و تحت تیمار با زمان‌های ۲.۵، ۵ و ۱۰ دقیقه گردید. پس از هر زمان‌بندی، نمونه‌گیری انجام شده و با روش پورپلیت در محیط‌های کشت جداگانه کشت داده شد و پس از انجام فرایند، کلونی‌ها مورد شمارش قرار گرفتند. برای هر بازه

[۶] Pour Plate

زمانی سه تکرار مستقل صورت گرفت تا دقت نتایج افزایش یابد.

نتایج

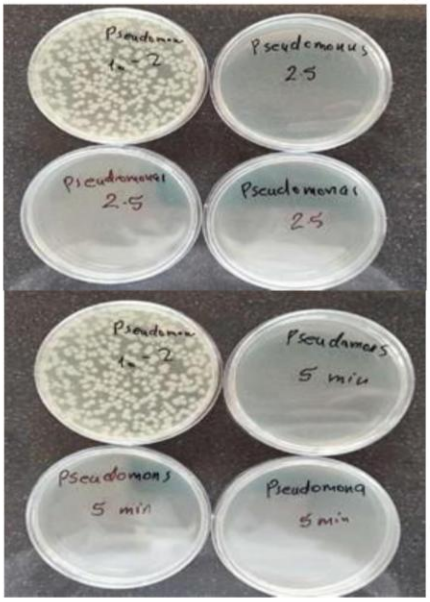
پارامترهای آب: میزان سختی و اسیدیته آب برای نمونه شاهد و آب تیماره شده با پلاسما اندازه‌گیری گردید. به منظور کاهش خطا اندازه‌گیری‌ها سه بار تکرار شد و مقادیر میانگین گزارش شده است. سختی کل آب در نمونه شاهد (پس از ریختن سرم فیزیولوژی) ۳۵۰ ppm بوده که در زمان های ۲.۵، ۵ و ۱۰ دقیقه به ترتیب به مقدار میانگین ۴۵۵۰ppm، ۵۹۰۰ ppm و ۷۱۵۰ ppm رسید. pH آب در حالت شاهد ۷.۱۷ اندازه گیری شد که در تیمارهای پلاسما با زمان های ۲.۵، ۵ و ۱۰ دقیقه به ترتیب به مقدار میانگین ۵.۲ ، ۳.۲۵ و ۲.۱۷ رسید. این کاهش شدید pH ناشی از تغییرات فیزیکوشیمیایی آب فعال‌شده توسط پلاسما است. در سرم فیزیولوژی به علت وجود یون‌های کلرید، رسانایی به‌طور قابل توجهی بالاتر از آب مقطر است[11] و تولید گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن نیز در مقادیر بیشتری رخ می‌دهد. به همین دلیل غلظت ترکیباتی مانند H_2O_2 و HNO_2 در PAW حاصل از سرم فیزیولوژی بیشتر از آب مقطر گزارش شده است[12]. بنابراین انجام آزمایش‌ها با سرم فیزیولوژی نسبت به آب مقطر موجب تغییرات شدیدتر در pH و سایر خصوصیات شیمیایی می‌شود که مطابق مطالعات انجام گرفته شده در گذشته نیز میباشد. نیترات آب نیز در حالت شاهد ۰ بوده که در زمان های ۲.۵، ۵ و ۱۰ دقیقه به ترتیب به مقدار میانگین ۲۰ ppm، ۲۲ppm و ۲۵ ppm اندازه گیری شد.

باکتری‌ها: جهت شمارش باکتری‌ها و انتخاب رقت بهینه مطابق با استاندارد CLSI وISO 7218 ،رقت هایی در نظر گرفته شدند که بین ۳۰ تا ۳۰۰ کلنی در هر پلیت موجود داشته باشند. بدین منظور پلیت مربوط به رقت 10^{-4} انتخاب شد که در حالت شاهد برای سودوموناس ۱۰۵ کلنی در آن رشد کرده بود. محاسبات به صورت زیر انجام گرفت:

تعداد کلنی‌ها (۱۰۵ عدد) ضربدر معکوس رقت10^{-4}:

۱۰,۰۰۰ × ۱۰۵ ⟵ (یعنی $۱۰^{۴}$ = ۱۰,۰۰۰)
=۱,۰۵۰,۰۰۰ CFU/mL= 1.05×10^{6} CFU/mL

تعداد اولیه باکتری سودوموناس در هر میلی‌لیتر سرم فیزیولوژی برابر با CFU ۱.۰۵×۱۰^{۶} بوده است. همانطور که در **Error! Reference source not found.** مشخص است پس از استفاده از آب پلاسمایی در زمان‌های ۲.۵ و ۵ دقیقه تمام باکتری‌ها به طور کامل حذف شدند. اندازه‌گیری مربوط به تیمار ۱۰دقیقه انجام گرفت که کلونی باکتری در این مدت زمان نیز مشاهده نشد.



شکل ۳- نتیجه تیمار باکتری سودوموناس در مدت زمان ۲.۵ و ۵ دقیقه

در جدول ۱ شمارش باکتری ها در حالت شاهد و عملکرد پلاسما بر آن گزارش شده است. نتایج نشان می دهد تمام تیمارهای پلاسما توانسته است باکتری سودوموناس را از بین ببرد. این در حالی است که سالمونلا و شیگلا مقاومت بیشتری نسبت به تیمار آب فعال از خود نشان داده‌اند.

جدول ۱. شمارش باکتری‌ها

باکتری (CFU/mL)	تیمار	شاهد	۲.۵ دقیقه	۵ دقیقه	۱۰ دقیقه
سودوموناس		1.05×10^{6}	۰	۰	۰
سالمونلا		1.47×10^{6}	۶۶	۰	۰
شیگلا		4.5×10^{5}	۸۴	۳۳	۰

مکانیسم اثر ضدباکتریایی PAW نیز ناشی از ترکیب چند عامل است ، مانند: گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن و pHپایین که با ایجاد استرس اکسیداتیو و اسیدیته شدید

به غشا، دی‌ان‌ای [۷] و پروتئین‌های سلولی آسیب می‌زنند. این شرایط باعث تغییر شکل غشا و نشت محتویات سلولی، اختلال در عملکرد آنزیم‌ها و مسیرهای متابولیکی و در نهایت مرگ کامل باکتری می‌شود[13].

بحث و نتیجه‌گیری

در این پژوهش، تأثیر آب فعال‌شده با پلاسما بر کاهش و حذف بار میکروبی سه گونه باکتری بیماری‌زا شامل سودوموناس، شیگلا و سالمونلا مورد ارزیابی قرار گرفت. نتایج به‌دست‌آمده نشان داد که آب فعال‌شده با پلاسمای تخلیه سددی‌الکتریک هوا، سختی کل آب، pH و نیترات را در ۱۰ دقیقه به ترتیب به ۷۱۵۰ ppm، ۲.۱۷ و ppm ۲۵ رساند. همچنین نتایج نشان داد آب فعال شده با پلاسمای سرد اتمسفری تخلیه سددی الکتریک قادر است در بازه زمانی کوتاه، به ویژه پس از ۲.۵ دقیقه، رشد این باکتری‌ها را به‌طور قابل توجهی مهار کرده و در برخی موارد موجب نابودی کامل آن‌ها گردد. مکانیزم اصلی اثرگذاری این روش را می‌توان به وجود گونه‌های فعال شیمیایی نظیر رادیکال‌های آزاد، ترکیبات فعال اکسیژن و نیتروژن، کاهش اسیدیته و افزایش پتانسیل اکسایش نسبت داد. این عوامل با ایجاد آسیب به دیواره و غشای سلولی و همچنین اختلال در ساختار ژنتیکی باکتری، روند نابودی آن‌ها را تسریع می‌کنند. با توجه به نتایج حاصل، آب فعال‌شده با پلاسما به عنوان روشی نوین، مؤثر، ایمن و سازگار با محیط زیست، پتانسیل بالایی در کاهش آلودگی‌های میکروبی خصوصاً در محیط‌های حساس مانند صنایع غذایی، پزشکی و بیمارستانی دارد. این فناوری می‌تواند جایگزین یا مکمل مناسبی برای ضدعفونی‌کننده‌های شیمیایی سنتی باشد و به‌طور قابل توجهی در مصرف منابع آبی صرفه‌جویی نماید. با این وجود، برای کاربردهای صنعتی و گسترده‌تر، انجام مطالعات تکمیلی در زمینه پایداری گونه‌های فعال، اثرات بلندمدت، ایمنی زیستی و بهینه‌سازی فرآیند تولید آب فعال‌شده با پلاسما ضروری است.

مراجع

[۱] Barjasteh, A., Kaushik, N., Choi, E. H., & Kaushik, N. K. (2023). Cold atmospheric pressure plasma: a growing paradigm in diabetic wound healing—mechanism and clinical significance. International Journal of Molecular Sciences, 24(23), 16657.

[۲]Zablah, A. C., Griffin, T., & Lio, P. (2025). Cold Atmospheric Plasma in Inflammatory and Infectious Dermatology: A Scoping Review. Journal of Integrative Dermatology.

[۳] Subedi, D. P., Joshi, U. M., & Wong, C. S. (2017). Dielectric barrier discharge (DBD) plasmas and their applications. Plasma science and technology for emerging economies: an AAAPT experience, 693-737.

[۴] Khoja, A. H., Mazhar, A., Saleem, F., Mehran, M. T., Naqvi, S. R., Anwar, M., ... & Sajid, M. B. (2021). Recent developments in catalyst synthesis using DBD plasma for reforming applications. International Journal of Hydrogen Energy, 46(29), 15367-15388.

[۵] Zhao, Y. M., Ojha, S., Burgess, C. M., Sun, D. W., & Tiwari, B. K. (2020). Inactivation efficacy and mechanisms of plasma activated water on bacteria in planktonic state. Journal of Applied Microbiology, 129(5), 1248-1260.

[۶]Liu, X., Sun, X., Deng, X., Lv, X., & Wang, J. (2020). Calycosin enhances the bactericidal efficacy of polymyxin B by inhibiting MCR-1 in vitro. Journal of Applied Microbiology, 129(3), 532-540.

[۷]Murray, P. R., Rosenthal, K. S., & Pfaller, M. A. (2020). Medical Microbiology. Philadelphia.

[۸]Zhao, L., Pu, J., Liu, Y., Cai, H., Han, M., Yu, Y., & Tang, J. (2025). High prevalence of carbapenem-resistant Pseudomonas aeruginosa and identification of a novel VIM-type metallo-β-lactamase, VIM-92, in clinical isolates from northern China. Frontiers in Microbiology, 16, 1543509.

[۹]Lloyd, T., Khan, S. M., Heaton, D., Shemsu, M., Varghese, V., Graham, J., ... & Trivedi, K. K. (2025). Genomic Modeling of an Outbreak of Multidrug-Resistant Shigella sonnei, California, USA, 2023–2024. Emerging Infectious Diseases, 31(Suppl 1), S98.

[۱۰]Kahsay, A. G., Dejene, T. A., & Kassaye, E. (2023). A Systematic review on Prevalence, Serotypes and Antibiotic resistance of Salmonella in Ethiopia, 2010–2022. Infection and Drug Resistance, 6703-6715.

[11] Hummert, M., Leenders, P., Mellmann, A., Becker, K., & Kuczius, T. (2023). Generation of plasma-activated fluids for successful disinfection of Pseudomonas aeruginosa in liquid

[۷] DNA

[13] Zhang, H., Wei, J., Xv, H., Khan, I., Sun, Q., Zhao, X., ... & Wei, S. (2024). Bactericidal efficacy of plasma-activated water against Vibrio parahaemolyticus on Litopenaeus vannamei. *Frontiers in Nutrition*, *11*, 1365282.

environments and determination of microbial damage. *Plasma*, *6*(4), 699-713.

[12] Sampaio, A. D. G., Chiappim, W., Milhan, N. V. M., Botan Neto, B., Pessoa, R., & Koga-Ito, C. Y. (2022). Effect of the pH on the antibacterial potential and cytotoxicity of different plasma-activated liquids. *International Journal of Molecular Sciences*, *23*(22), 13893.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P3-07

تحلیل واکنش‌پذیری گداخت در پلاسما با توزیع لورنتزی ناهمسانگرد

فهیمه خوشدون[۱]، حسین حکیمی پژوه[۲] و مهران شاه منصوری[۲]
[۱]گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه اراک، اراک
[۲]گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا، تهران
m.shahmansouri@alzahra.ac.ir

چکیده

توزیع‌های انرژی غیرماکسولی نقش کلیدی در فیزیک پلاسمای هسته‌ای و فرآیندهای گداخت ایفا می‌کنند، به‌ویژه در شرایطی که انحراف از تعادل سرعتی قابل توجه است. این مطالعه به بررسی مدل‌های مختلف توزیع غیرماکسولی مانند توزیع‌های کاپا و ناهمسانگرد پرداخته و تأثیر آن‌ها را بر نرخ واکنش‌های گداختی تحلیل می‌کند. ساختار دم‌های بلند در این توزیع‌ها منجر به افزایش تعداد ذرات با انرژی بالا شده که احتمال پدیده تونل‌زنی و در نتیجه نرخ واکنش را به‌ویژه در دماهای پایین افزایش می‌دهد. علاوه بر این، تأثیر ناهمسانگردی سرعتی ناشی از عواملی نظیر گرمایش خارجی یا میدان‌های مغناطیسی، در بهینه‌سازی بازده واکنش گداخت بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهند که در دماهای پایین، توزیع‌های ناهمسانگرد عملکرد بهتری نسبت به توزیع‌های همسانگرد دارند، در حالی که در دماهای بالا، رفتار توزیع‌های همسانگرد غالب می‌شود. این یافته‌ها می‌توانند به بهبود طراحی دستگاه‌های گداخت مانند توکامک‌ها و ارتقاء کارایی فرآیندهای گداخت کمک کنند.

کلید واژه: توزیع‌های غیرماکسولی ، توزیع‌های کاپا ، ناهمسانگردی سرعت

Fusion Reactivity of Plasma with Anisotropic Lorentzian Distribution

Fahimeh Khoshdoun[1], Hossein Hakimipajouh[2], Mehran Shahmansouri[2]
Department of Physics, Faculty of Science, Arak University, Arak, Iran
Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran
Email: m.shahmansouri@alzahra.ac.ir

Abstract

Non-Maxwellian energy distributions play a crucial role in plasma physics and nuclear fusion processes, particularly under conditions where significant deviations from velocity equilibrium occur. This study investigates various non-Maxwellian distribution models, such as kappa and anisotropic distributions, and analyzes their impact on fusion reaction rates. The extended high-energy tails in these distributions result in an increased population of high-energy particles, enhancing the likelihood of quantum tunneling phenomena and, consequently, the fusion reaction rates, especially at lower temperatures. Furthermore, the influence of velocity-space anisotropy caused by external heating or magnetic confinement on optimizing fusion efficiency is examined. Results indicate that anisotropic distributions outperform isotropic ones at lower temperatures, while isotropic distributions dominate at higher temperatures. These findings contribute to advancing the design of fusion devices such as tokamaks and improving the efficiency of fusion processes.

Key words: Non-Maxwellian Distributions, Kappa Distributions, Velocity Anisotropy

مقدمه:

امروزه بررسی توزیع‌های انرژی غیرتعادلی در فیزیک پلاسما، به‌ویژه در زمینه واکنش‌های گداخت هسته‌ای، اهمیت فزاینده‌ای یافته است. در سامانه‌های پلاسمای کلاسیک، توزیع ماکسول-بولتزمن عموماً قادر به تبیین پیچیدگی‌های پدیده‌های واقعی نیست؛ بویژه در جایی که ذرات انحراف‌های قابل‌توجهی از حالت تعادلی نشان می‌دهند. رفتار غیرتعادلی، از پلاسماهای فضایی گرفته تا آزمایش‌های گداخت کنترل‌شده، را شامل می شود. برای توصیف دقیق‌تر این سامانه‌ها، مدل‌های مختلفی از توزیع‌های غیرماکسولی از جمله توزیع‌های لورنتسی، توزیع‌های دوماکسولی و مدل‌های ابرآمار بررسی شده‌اند. این توزیع‌ها اغلب دارای دم‌های بلند انرژی هستند که نشان‌دهنده جمعیت بیشتری از ذرات پرانرژی‌اند و می‌توانند نرخ واکنش‌های گداختی را به‌طور قابل‌توجهی تحت‌تأثیر قرار دهند.

برای نمونه، افزایش نرخ واکنش در این توزیع‌ها با افزایش احتمال پدیده تونل‌زنی کوانتومی همراه است که ناشی از حضور تعداد بیشتری از ذرات پرانرژی می‌باشد. علاوه بر این، ناهمسانگردی در فضای سرعت که از طریق مکانیزم‌هایی مانند محبوس‌سازی مغناطیسی یا گرمایش خارجی ایجاد می‌شود، نقش مهمی در تغییر بازده گداخت ایفا می‌کند. برای پلاسماهایی با دماهای پایین‌تر از دمای بیشینه مقطع واکنش، توزیع‌های ناهمسانگرد در مقایسه با توزیع‌های همسانگرد با انرژی حرارتی یکسان، معمولاً بازده گداخت بالاتری دارند. با این حال، با افزایش دما، توزیع‌های همسانگرد به‌تدریج غالب می‌شوند و این موضوع تعامل پیچیده میان دما، ناهمسانگردی و بهره‌وری گداخت را برجسته می‌کند.

کلمس و همکارانش نشان دادند انحراف از تعادل، به‌ویژه در دماهای پایین، می‌تواند به‌طور قابل توجهی بازده گداخت را افزایش دهد [۱]. بر این اساس، توزیع‌های ناهمسانگرد در دماهای پایین عملکرد بهتری نسبت به توزیع‌های همسانگرد دارند، در حالی که این مزیت در دماهای بالا کاهش می‌یابد.

اورابا، نرخ واکنش در سامانه‌های نزدیک به تعادل موضعی را بررسی کرد و نشان داد که توزیع‌های غیرماکسولی می‌توانند بازده گداخت را افزایش دهند[۲] و شرایطی را شناسایی کرده است که در آن توزیع‌های غیرتعادلی تأثیر چشمگیری بر فعالیت گداخت دارند.

پژوهش حاضر، با مرور پیشرفت‌های تاریخی و مطالعات اخیر بر روی توزیع‌های غیرماکسولی و ناهمسانگرد، در پی تعمیق درک از نحوه تأثیر توزیع‌های آماری ذرات بر نرخ واکنش‌های هسته‌ای است. همچنین، افق‌های جدیدی در زمینه بهینه‌سازی فرآیندهای گداخت و درک بهتری از انتقال انرژی در سامانه‌های پلاسمای پیچیده ارائه می‌دهد

توزیع غیرتعادلی ناهمسانگرد

توزیع لورنتسی ناهمسانگرد نسخه‌ای از توزیع لورنتسی است که در شرایطی استفاده می‌شود که ویژگی‌های سامانه‌های دور از تعادل در جهت‌های فضایی مختلف به‌طور متفاوتی توزیع شده‌اند، و بیان ریاضی آن در مختصات سرعت $v = (v_\perp, v_\parallel)$ به شکل زیر است:

$$f(v) = \frac{n\Gamma(\kappa+1)}{\pi^{3/2}\theta_\perp^2\theta_\parallel\kappa^{3/2}\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})}\left[1+\frac{1}{\kappa}\left(\frac{v_\perp^2}{\theta_\perp^2}+\frac{v_\parallel^2}{\theta_\parallel^2}\right)\right]^{-(\kappa+1)} \quad (1)$$

که در آن n چگالی ذرات در واحد حجم، κ پارامتر کیفی توزیع، $\theta_\perp$، پارامتر دمای مؤثر (گرمایی) در جهت عمودی، $\theta_\parallel$ پارامتر دمای مؤثر در جهت موازی و $v_\perp$ و $v_\parallel$ به‌ترتیب مؤلفه‌های سرعت در جهت‌های عمود و موازی هستند.

تابع توزیع درفضای انرژی، به‌صورت زیر خواهد بود:

$$f(E) = \frac{\Gamma(\kappa+1)}{\kappa^{3/2}\Gamma(\kappa-\frac{1}{2})} \underbrace{\frac{n}{\pi^{3/2}\theta_\perp^2\theta_\parallel}} \left(\frac{E}{m}\right)^{\frac{3}{2}} \int_0^\pi \left[1 + \frac{1}{\kappa}\frac{E}{m\theta_\parallel^2}(p sin^2\theta + cos^2\theta)\right]^{-(\kappa+1)} sin\theta d\theta \quad (2)$$

که در آن $p = T_\parallel/T_\perp$ نمایانگر شدت ناهمسانگردی است. در ادامه تلاش می‌کنیم تا یک بیان برای واکنش پذیری در پدیده گداخت هسته‌ای، تحت شرایط ناهمسانگرد و غیرگرمایی به‌دست آوریم. در این چارچوب، سطح مقطع فرآیند تونل‌زنی در نظر گرفته می‌شود، و تابع توزیع سرعت $f(v)$ برای توزیع لورنتسی ناهمسانگرد جایگزین توزیع استاندارد می‌گردد:

$$\langle\sigma v\rangle = \int_0^\infty \int_0^\pi \left[1 + \frac{2E}{\kappa}(\beta_\perp sin^2\theta + \beta_\parallel cos^2\theta)\right]^{-(\kappa+1)} T(E)E^{-1/2}\, d\theta dE \quad (3)$$

تابع $T(E)$ معمولاً به‌صورت تابع نمایی یا تابع توانی از انرژی تعریف می‌شود.

$$T(E)\begin{cases}\left(\frac{E}{E_0}\right) & for\ E < E_0, \\ 1 & for\ E \geq E_0.\end{cases} \quad (3)$$

این فرمول‌بندی، اثر دماهای ناهمسانگرد $\beta_\perp$ و $\beta_\parallel$ را به‌صورت هم‌زمان در محاسبات واکنش‌پذیری در نظر می‌گیرد.

واکنش‌پذیری (δR_κ) در پلاسماهای غیرگرمایی ناهمسانگرد

برای سنجش میزان افزایش واکنش‌پذیری نسبت به توزیع ماکسول-بولتزمن، می‌توانیم واکنش‌پذیری را در دو چارچوب مختلف محاسبه و با یکدیگر مقایسه کنیم، به‌صورت زیر:

$$\delta R_\kappa = \langle\sigma v\rangle_\kappa - \langle\sigma v\rangle_{MB} \quad (7)$$

جایگذاری توزیع کاپای ناهمسانگرد از رابطه (۵) در (δR_κ) ، منجر به رابطه زیر می‌شود:

$$\delta R_\kappa = \int_0^\infty \int_0^\pi \left(\left[1 + \frac{2E}{\kappa}(sin^2\phi.\beta_\perp + cos^2\phi.\beta_\parallel)\right]^{-(\kappa+1)} - p_{MB}(E)\right) T(E)E^{-1/2}\, d\phi dE \quad (8)$$

که در آن:

$$p_{MB}(E) = \sqrt{\frac{\beta}{4\pi}} E^{-1/2} \exp(-\beta E) \quad (9)$$

بخش زاویه‌ای توزیع (یعنی انتگرال‌گیری نسبت به ϕ) با استفاده از الگوریتم گاوس-کرونرود برای محاسبه انتگرال‌های تک‌متغیره انجام می‌شود[۳].

تحلیل عددی

برای بررسی اثر ناهمسانگردی و انحراف از حالت تعادل، واکنش‌پذیری گداخت تحت تأثیر پارامترهای κ، α، $\beta_\perp$ و $\beta_\parallel$ به‌صورت عددی تحلیل شد. نتایج نشان می‌دهند که توزیع لورنتسی ناهمسانگرد نسبت به توزیع استاندارد تفاوت‌های قابل‌توجهی در رفتار طیفی دارد. در انرژی‌های بالا (مثلاً $E = 10^2$)، چگالی ذرات به‌طور محسوسی کاهش یافته و تا ده برابر کمتر از توزیع کای استاندارد می‌شود که به کاهش دُم‌های پرانرژی، کاهش تلفات انرژی و افزایش پایداری پلاسما منجر می‌گردد. در انرژی‌های پایین (مثلاً $E = 10^{-2}$)، چگالی ذرات در توزیع ناهمسانگرد تا ده برابر افزایش می‌یابد که شرایط را برای واکنش‌های در دماهای پایین‌تر مناسب‌تر می‌سازد. بررسی شکل ۱ نشان می‌دهد که نسبت واکنش‌پذیری $\delta R_\kappa / R_{MB}$ با افزایش پارامتر α به‌صورت یکنواخت کاهش می‌یابد. برای $\kappa = 1$، این نسبت از مقدار

اولیه ۰٫۲۵ در $\alpha = 0$به حدود ۰٫۰۵ در $\alpha = 3$ می‌رسد و برای $\kappa = 2$از ۰٫۱۵ به ۰٫۰۳ کاهش می‌یابد. روند مشابهی برای $\kappa = 5$و $\kappa = 10$مشاهده می‌شود که به‌ترتیب از ۰٫۰۸ به ۰٫۰۱۵ و از ۰٫۰۵ به ۰٫۰۱ افت می‌کنند. این نتایج نشان می‌دهند که مقادیر کوچک‌تر κ در انرژی‌های پایین واکنش‌پذیری بیشتری دارند اما حساسیت بالاتری نسبت به افزایش α نشان می‌دهند، در حالی که مقادیر بزرگ‌تر κ رفتار پایدارتری دارند. در شکل ۲، تأثیر پارامتر$\beta_{\parallel}$ بر واکنش‌پذیری نسبی بررسی شده است. برای $\beta_{\parallel} = 5$، واکنش‌پذیری برای $\kappa = 2$در $\alpha = 0$ حدود ۲٫۵ و برای $\kappa = 10$حدود ۱٫۵ است، که با افزایش α به‌ترتیب به ۰٫۵ و ۰٫۸ کاهش می‌یابد. با افزایش $\beta_{\parallel}$به ۱۰، واکنش‌پذیری افزایش یافته و به حدود ۳٫۵ برای $\kappa = 2$ و ۱٫۸ برای $\kappa = 10$در $\alpha = 0$می‌رسد که در $\alpha = 2.5$ به‌ترتیب به ۱٫۰ و ۰٫۹ کاهش می‌یابد. در حالت $\beta_{\parallel} = 20$، واکنش‌پذیری در $\alpha = 0$به حدود ۵٫۵ برای $\kappa = 2$و ۲٫۲ برای $\kappa = 10$ می‌رسد و سپس در $\alpha = 2.5$به‌ترتیب به ۱٫۵ و ۱٫۲ افت می‌کند.

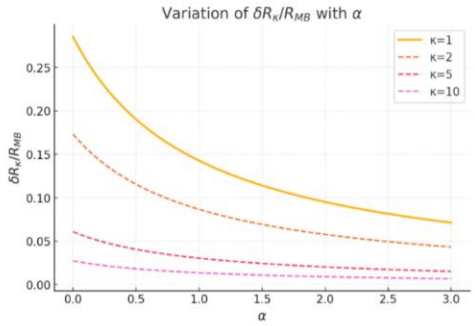
نتیجه‌گیری:

مطالعه توزیع‌های انرژی غیرماکسولی و اثر ناهمسانگردی دما در فیزیک پلاسما، به‌ویژه با تمرکز بر توزیع‌های کاپای و مقایسه آن‌ها با توزیع ماکسول–بولتزمن، چشم‌اندازهای نوینی در درک رفتار ذرات و بهینه‌سازی فرآیندهای گداخت هسته‌ای فراهم می‌سازد. نتایج به‌دست‌آمده نشان می‌دهند که حضور ناهمسانگردی در دماهای موازی و عمودی، به‌ویژه در شرایطی که $T_{\perp} > T_{\parallel}$، می‌تواند تأثیر چشمگیری بر توزیع انرژی ذرات و در نتیجه، نرخ گداخت داشته باشد.

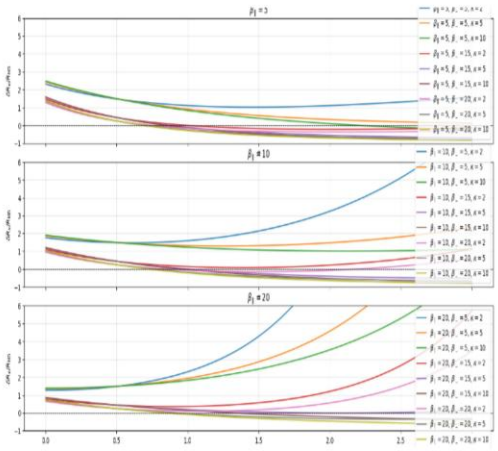
مرجع ها:

[1] Kolmes, E. J., Mlodik, M. E., & Fisch, N. J. (2021). Fusion yield of plasma with velocity-space anisotropy at constant energy. *Department of Astrophysical Sciences, Princeton University.*

[2] Ourabah, K. (2024). Reaction rates in quasiequilibrium states. *Theoretical Physics Laboratory, Faculty of Physics, University of Bab-Ezzouar, USTHB.*



شکل ۱: نمودار تغییرات نسبت $\delta R_\kappa / R_{MB}$ برحسب پارامتر α برای مقادیر مختلف κ .



شکل ۲: مقایسه نسبت تغییر نسبی $\delta R_\kappa / R_{MB}$ برای مقادیر مختلف κ و $\beta_{\perp}$در سه حالت مختلف از $\beta_{\parallel}$شامل $\beta_{\parallel} = 5$ ، $\beta_{\parallel} = 10$و $\beta_{\parallel} = 20$.

Paper ID: P7-06

تاثیر پلاسما سرد تخلیه سد دی الکتریک بر رشد دانه نخود

نوشین صمدی[۱]
فیزیک پلاسما، دانشکده علوم پایه گروه فیزیک، دانشگاه صنعتی تبریز
nooshinsamadi72@yahoo.com

اسلام قره شعبانی[۲]
فیزیک پلاسما، دانشکده علوم پایه گروه فیزیک، دانشگاه صنعتی تبریز
Shabani@sut.ac.ir

چکیده

روش‌های سنتی پیش تیمار بذر به دلیل استفاده از مواد شیمیایی مختلف باعث آلودگی ثانویه می‌شوند. این مطالعه اثر پلاسمای سرد تخلیه سدی دیالکتریک (DBD) جت پلاسما بر رشد دانه نخود را بررسی می‌کند. اثرات آب لوله کشی فعال شده با پلاسما (PAW) و بذرهای فعال شده با پلاسما (PAS) بر صفات مورفولوژی گیاهچه مقایسه شد. نتایج نشان داد که‌این پارامترهای رشد در مقایسه با گروه کنترل افزایش چشمگیری یافتند. تولید و نقش پراکسید هیدروژن، نیترات، نیتریت و آمونیوم بررسی شد. پراکسید هیدروژن و نیترات نقش مهمی‌در رشد گیاهچه دارند. تصاویر SEM نشان داد با ایجاد شکاف و فرسایش در سطح بذر، رادیکال‌های آزاد می‌توانند زاویه تماس ظاهری را کاهش داده و جذب آب بذرها را افزایش دهند. علاوه بر هزینه کم PAW و PAS در مقایسه با کودهای تجاری، DBD هیچ ماده شیمیایی اضافه نمی‌کند. بنابراین، هر دو روش PAW و PAS میتوانند جایگزینی برای بهبود تولیدات کشاورزی باشند.

واژگان کلیدی :پلاسمایDBD ، آب لوله کشی فعال شده با پلاسما(PAW) ، بذرهای فعال شده با پلاسما(PAS)

Effect of Dielectric Barrier Discharge Cold Plasma on Pea Seed Growth

Nooshin Samadi[1], Eslam Ghareh Shabani[2]
Faculty of Basic Sciences Department of Physics, Tabriz University of Technology- Iran
*corresponding e-mail: nooshinsamadi72@yahoo.com

Abstract

Traditional seed pretreatment methods cause secondary pollution due to the use of various chemicals. This study investigates the effect of Dielectric Barrier Discharge (DBD) Cold Plasma on pea seed growth. The effects of Plasma-Activated Water (PAW) and Plasma-Activated Seeds (PAS) on the morphological traits of seedlings were compared. Results showed that these growth parameters significantly increased compared to the control group. The production and role of hydrogen peroxide, nitrate, nitrite, and ammonium were investigated. Hydrogen peroxide and nitrate play a crucial role in seedling growth. SEM images revealed that through etching and erosion of the seed surface, free radicals can reduce the apparent contact angle and enhance water absorption by the seeds. In addition to the lower cost of PAW and PAS compared to commercial fertilizers, DBD does not involve the addition of chemicals. Therefore, both PAW and PAS can serve as sustainable alternatives for improving agricultural production.

Keywords: DBD Plasma, Plasma-Activated Tap Water (PAW), Plasma-Activated Seeds (PAS)

مقدمه:

افزایش تقاضای جهانی غذا و محدودیت روش‌های سنتی کشاورزی از جمله هزینه بالا، آلودگی زیست محیطی، نیاز به فناوری‌های نوین را ضروری کرده است[۱]. این پژوهش تأثیر آب فعال شده با پلاسما (PAW)[۱] و بذرهای تیمار شده (PAS)[۲] را بر رشد دانه نخود، با تمرکز برجوانه‌زنی و صفات مورفولوژی گیاهچه بررسی می‌کند. این فناوری با افزایش کارایی کشاورزی، وابستگی به روش‌های سنتی را کاهش داده و پتانسیل بالایی در تأمین امنیت غذایی دارد[۲]. مطالعه نشان داد که تیمار بذرهای کلزا با پلاسمای سرد هلیوم به مدت ۱۵ ثانیه با بهبود نفوذپذیری، جذب آب وجوانه‌زنی، رشد گیاه و عملکرد را ۲۸/۲۰٪ افزایش می‌دهد[۳]. مطالعه حاضر با تحلیل همزمان جوانه‌زنی و شاخص‌های رشدی، درک جامع‌تری از اثر پلاسما بر چرخه زندگی گیاه و توسعه راهکارهای پایدار ارائه می‌دهد.

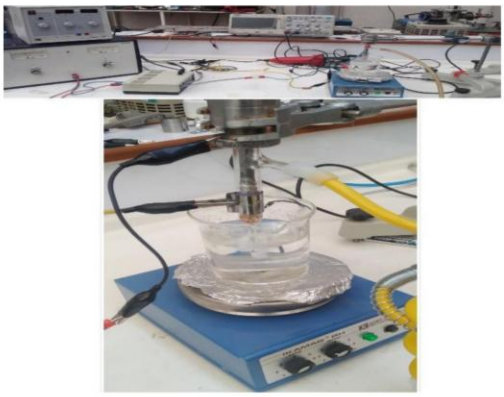
مواد و روش ها

در این پژوهش اثرات راکتورهای پلاسمای سرد تخلیه سددی‌الکتریک (DBD)[۳] جت پلاسما در دو پیکربندی مختلف، برای تیمار مستقیم و تیمار غیرمستقیم با آب فعال شده بر دانه‌ها مورد مطالعه قرار گرفت:

اولین دستگاه یک جت پلاسما است که با ایجاد تخلیه الکتریکی بین دو الکترود، گاز کاری هوا را به پلاسمای حاوی رادیکال‌های آزاد و یون‌ها تبدیل کرد. این پلاسما مستقیماً بر روی ۶۰ دانه نخود به مدت ۵ دقیقه و از فاصله ۳ سانتیمتری اعمال شد. اثرات این تیمار بر جوانه‌زنی و رشد دانه‌ها مورد بررسی و تحلیل قرار گرفت.

شکل۱ تیمار مستقیم دانه با جت پلاسما

در روش غیر مستقیم با استفاده از دستگاه دوم متشکل از لوله شیشه‌ای پیرکس و الکترودهای مخصوص، آب لوله‌کشی به مدت ۱۰ دقیقه و با فاصله ۱ سانتیمتری از نازل پلاسما تحت همزدن مداوم به آب فعال شده (PAW)تبدیل گردید. این فرآیند در فشار اتمسفر و با کنترل دما انجام شد. پارامترهای شیمیایی شامل pH، رسانایی و غلظت یون‌ها با دستگاه‌های تخصصی و کروماتوگرافی یونی بررسی شدند.



[۱] Plasma activated water
[۲] Plasma activated seed
[۳] Dielectric barrier discharge

شکل۲ فعال کردن آب با جت پلاسما

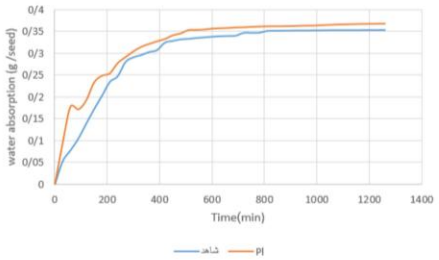
در این پژوهش، تأثیر پلاسمای سرد بر جوانه‌زنی ۱۸۰ دانه نخود (رقم نصرت) در ۱۲ ظرف پتری دیش تحت شرایط کنترل‌شده (دما، رطوبت، نور) بررسی شد. دانه‌ها به سه گروه تقسیم شدند: تیمار مستقیم پلاسما، آبیاری با آب فعال شده PAW و گروه کنترل. پس از ۷ روز رشد در دمای ۲۵ درجه سانتیگراد، پارامترهای رشدی شامل طول ریشه، طول ساقه، وزن تر و وزن خشک اندازه‌گیری شد. برای اندازه‌گیری، از هر گروه ۵ گیاهچه به‌صورت تصادفی انتخاب شد. اندازه‌گیری طول با خط‌کش و وزن با ترازوی دیجیتال انجام شد. سپس نمونه‌ها در آون ۷۰ درجه‌سانتی‌گراد خشک و داده‌ها ثبت شدند. تحلیل داده‌ها با نرم‌افزار SAS نشان‌دهنده تفاوت‌های آماری معنادار ($p<0.05$ و $p<0.01$) بین گروه‌های تیمارشده و گروه کنترل بود. این مطالعه در آزمایشگاه فیزیک دانشگاه صنعتی تبریز انجام شد و دانه‌ها از مرکز تحقیقات کشاورزی پارس آباد تهیه شده بودند.

یافته ها

برای تجزیه و تحلیل اثرات تیمار پلاسما بر روی سطح دانه‌ها، از تکنیک‌های مستقل زیر استفاده شد:

تأثیر پلاسما بر سرعت جذب آب دانه نخود

دانه‌های تیمار شده با پلاسما، پس از ۵ ساعت خیساندن، جذب آب بهتری نسبت به نمونه‌های شاهد نشان دادند. با گذشت چند ساعت، سرعت جذب آب کاهش یافته و به حالت اشباع رسید. پلاسما با تخریب ساختار مومی سطح دانه و اکسید کردن آن توسط رادیکال‌های آزاد، اپیدرم دانه را اصلاح کرد. این اصلاح، هیدراتاسیون و جوانه‌زنی سریع‌تر را تسهیل می‌کند.



نمودار ۱ جذب آب برای دانه نخود

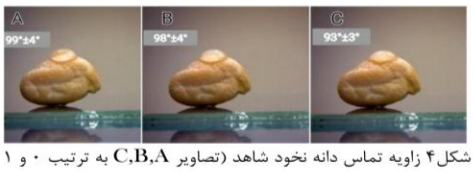
تاثیر PAS وPAW بر رشد گیاهچه

تیمار دانه‌ها با (PAW) و (PAS) رشد و جوانه‌زنی را به شدت افزایش داد.

شکل۳ گیاهچه نخود به ترتیب(C.B.A)نمونه شاهد، PAS، PAW

تاثیر تیمار پلاسما بر زاویه تماس

با تحلیل تصاویر میکروسکوپ دیجیتال توسط نرم‌افزار ImageJ مشخص شد که تیمار پلاسما موجب کاهش قابل‌توجه زاویه تماس از ۹۷±۴° به ۶۹±۴° درجه شده است. این در حالی است که در نمونه شاهد تنها کاهش جزئی از ۹۹±۴° به ۹۳±۳° درجه مشاهده شد. این کاهش شدید زاویه تماس، نشان‌دهنده افزایش چشمگیر آبدوستی سطح دانه‌های تیمارشده است که نفوذپذیری آب به درون دانه‌ها را به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای بهبود بخشیده و در نتیجه جوانه‌زنی را تسهیل می‌کند.

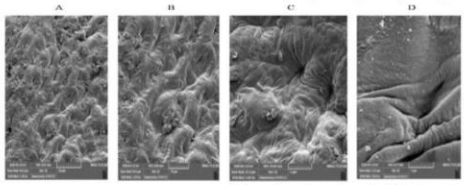


شکل۴ زاویه تماس دانه نخود شاهد (تصاویر C,B,A به ترتیب ۰ و ۱ و ۳ دقیقه را نشان می‌دهد)

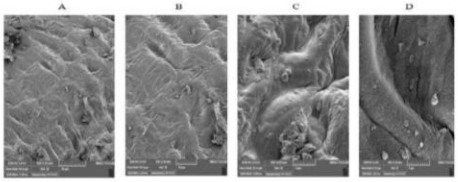
شکل۵ زاویه تماس دانه نخود تیمار شده (C,B,Aبه ترتیب ۰ و ۱ و ۳ دقیقه را نشان می‌دهد)

تجزیه و تحلیل SEM

تجزیه و تحلیل SEM نشان داد که تیمار پلاسما با حذف لایه مومی سطح دانه‌ها و ایجاد فرسایش و شکاف در پوسته، باعث افزایش چشمگیر سرعت جوانه‌زنی و تقویت رشد ریشه و ساقه شد.



شکل۶ SEM سطح دانه نخود شاهد



شکل۷ SEM سطح دانه نخودتیمار شده

ارزیابی خواص شیمیایی PAW

تحلیل شیمیایی آب فعال‌شده با پلاسما (PAW) نشان داد پس از ۱۰ دقیقه فعال‌سازی، غلظت پراکسید هیدروژن از ۰ به ۲۱/۲۴ میلی‌گرم در لیتر افزایش یافته است. میزان نیترات ۱/۷ برابر شده و pH از ۷/۶ به ۳/۸ کاهش یافته است. رسانایی الکتریکی نیز به (µS/cm) ۳۷۸ رسیده که نشان‌دهنده تجمع گونه‌های فعال است. این تغییرات شیمیایی با بهبود نفوذپذیری آب و تأمین مواد مغذی، نقش کلیدی در تحریک جوانه‌زنی و رشد گیاهان ایفا می‌کنند.

نتیجه گیری

استفاده از آب فعال شده با پلاسما (PAW) و دانه‌های تیمارشده با پلاسما (PAS) موجب افزایش سرعت جوانه‌زنی و رشد گیاهچه‌های نخود از طریق تولید گونه‌های نیتروژندار (نیترات و نیتریت) و حذف لایه‌های آبگریز سطح دانه ها شد. تغییرات مورفولوژیکی ناشی از پلاسما (شکاف ها و تخریب موم سطحی) جذب آب و مواد مغذی را تسهیل کرد و متابولیسم جوانه‌زنی را تقویت کرد. PAW به عنوان کودسبز، عملکرد محصول را بدون نیاز به کودهای شیمیایی و با مصرف آب کمتر بهبود بخشید،که نشان دهنده پتانسیل بالای فناوری پلاسما در کشاورزی پایدار و تأمین نیازهای غذایی آینده می‌باشد.

مراجع

1. Sivachandiran, L. and A. Khacef, *Enhanced seed germination and plant growth by atmospheric pressure cold air plasma: combined effect of seed and water treatment.* RSC advances, 2017. **7**(4): p. 1822-1832.
2. Karuppanapandian, T., et al., *Reactive oxygen species in plants: their generation, signal transduction, and scavenging mechanisms.* Australian Journal of Crop Science, 2011. **5**(6): p. 709-725.
3. Ling, L., et al., *Effects of low-vacuum helium cold plasma treatment on seed germination, plant growth and yield of oilseed rape.* Plasma Science and Technology, 2018. **20**(9): p. 095502.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P8-19

بررسی تأثیرات الکترودهای مختلف در سیستم تخلیه قوس دوار چندوجهی (MFRAD) در حذف رنگ متیل اورنج در پساب صنعت نساجی

فهیم شافعی[۱]، بهنام تند افشان[۲] و سید ایمان حسینی [۳و*]
Fahimshafei@shahroodut.ac.ir [۱]
Tondafshan@Shahroodut.ac.ir [۲]
Imanhosseini@shahroodut.ac.ir [۳و*]
دانشگاه صنعتی شاهرود، دانشکده فیزیک و مهندسی هسته‌ای

چکیده

در این پژوهش، سیستمی مبتنی بر تخلیه قوس دوار چندوجهی (MFRAD) طراحی و ساخته شد تا تأثیر الکترودهای مختلف بر حذف پساب‌های رنگی صنعت نساجی بررسی شود. هدف، ارزیابی کارایی الکترودهای مس، آلومینیوم و استیل در حذف رنگ متیل اورنج (۲۰ میلی‌گرم بر لیتر) در ۲۲۵ میلی‌لیتر پساب مصنوعی بود. سیستم با استفاده از منبع تغذیه AC با فرکانس ۱۰ کیلوهرتز و ولتاژ سینوسی ۶ کیلوولت قله به قله تنظیم شد. برای ایجاد گرداب و یکنواختی تیمار، از مگنت استیرر با سرعت ۱۴۰۰ دور بر دقیقه استفاده شد. دمای سیستم در فواصل زمانی مختلف با دماسنج لیزری پایش شد تا مورد تجزیه‌وتحلیل قرار گیرد. پس از تیمار، pH و رسانایی الکتریکی محلول با دستگاه‌های استاندارد اندازه‌گیری شدند تا تغییرات شیمیایی محلول بررسی شوند. غلظت رنگ متیل اورنج با اسپکتروفتومتر UV-Vis در طول‌موج ۴۶۳ نانومتر تحلیل شد تا درصد حذف رنگ برای هر الکترود محاسبه شود. نتایج نشان داد که هر سه الکترود راندمان حذف کامل را در زمان ۶۰ دقیقه دارند. نتایج این پژوهش نشان داد که سیستم تخلیه قوس دوار چندوجهی به‌عنوان یک روش اکسیداسیون پیشرفته، کارایی بالایی در حذف رنگ متیل اورنج و پساب مصنوعی نساجی داشت.

کلیدواژه: پلاسمای غیرحرارتی، حذف رنگ، پساب نساجی

Investigation of the effects of different electrodes in a Multi-Faceted Rotating Arc Discharge (MFRAD) system on the removal of methyl orange dye in textile industry wastewater

Fahim Shafei[1], Behnam Tondafshan [2] and Syed Iman Hosseini [3&*]
[1] Fahimshafei@shahroodut.ac.ir
[2] Tondafshan@Shahroodut.ac.ir
[3&*] Imanhosseini@shahroodut.ac.ir
Shahrood University of Technology, Faculty of Physics and Nuclear Engineering

Abstract

In this study, a multi-faceted rotating arc discharge (MFRAD) system was designed and constructed to investigate the effects of various electrodes on the removal of colored textile wastewater. The objective was to evaluate the efficiency of copper, aluminum, and stainless-steel electrodes in removing methyl orange (20 mg/L) from 225 mL of synthetic wastewater. The system was tuned using an AC power supply with a frequency of 10 kHz and a sinusoidal voltage of 6 kV peak-to-peak. To ensure uniform treatment and create a vortex, a magnetic stirrer operating at 1400 rpm was utilized. System temperature was monitored at regular intervals using a laser thermometer for analysis. Post-treatment, the pH and electrical conductivity of the solution were measured with standard instruments to assess chemical changes. The concentration of methyl orange was analyzed using a UV-Vis spectrophotometer at a wavelength of 463 nm to calculate the color removal percentage for each electrode. The results demonstrated that all three electrodes achieved complete removal within 60 minutes. The findings indicated that the MFRAD system, as an advanced oxidation process, exhibited high efficiency in removing methyl orange and synthetic textile wastewater.

Keywords: Non-Thermal Plasma, Dye Removal, Textile Wastewater

مقدمه

طبق گزارش سازمان جهانی بهداشت (۲۰۱۱)، سالانه حدود ۱۲ میلیون نفر به دلیل بیماری‌های ناشی از آب آلوده جان خود را از دست می‌دهند. رنگ‌های آلی در آب‌های سطحی، رسوبات و گونه‌های آبزی شناسایی می‌شوند که نشان‌دهنده اثرات زیست‌محیطی این آلاینده‌ها است. گسترش شهرنشینی و فعالیت‌های صنعتی، حجم فاضلاب را افزایش می‌دهد و بحران کمبود آب شیرین را تشدید می‌کند. روش‌های متداول تصفیه فاضلاب، مانند فرآیند لجن فعال و جذب سطحی، در حذف آلاینده‌های مقاوم، ازجمله رنگ‌های آلی که محصولات سمی تولید می‌کنند، ناکارآمد هستند. فناوری پلاسمای غیرحرارتی به‌عنوان روشی مؤثر برای تخریب و حذف این آلاینده‌ها مطرح است و با تولید گونه‌های واکنش‌پذیر مانند رادیکال‌های هیدروکسیل ($OH^{\bullet}$)، ازن (O_3) و پراکسید هیدروژن (H_2O_2) عمل می‌کند [۱-۶].

صنایع نساجی، داروسازی و چرم از منابع اصلی تخلیه رنگ‌های مقاوم به محیط‌زیست هستند که اکوسیستم‌های آبی را آلوده می‌کنند و سلامت انسان را تهدید می‌کنند. سالانه ۱۰۰۰۰ تن رنگ تجاری برای تولید ۴۰ میلیون تن منسوجات مصرف می‌شود و ۳۶۰۰ تن ضایعات رنگی به آب‌ها تخلیه می‌گردد. حذف این آلاینده‌ها به دلیل سمیت و پایداری شیمیایی چالش‌برانگیز است[۶].

پلاسمای غیرحرارتی، که از یونیزاسیون گازها تشکیل می‌شود، گونه‌های اکسیدکننده قوی تولید می‌کند. این فناوری، که ایروینگ لانگمویر در سال ۱۹۲۸ معرفی کرد، از طریق مکانیسم‌هایی مانند تفکیک و یونیزاسیون، ترکیبات آلی را تجزیه می‌کند. برخلاف روش‌های دیگر، این روش بدون نیاز به مواد شیمیایی، ازنظر زیست‌محیطی و اقتصادی مزیت دارد. کاربردهای آن شامل تصفیه فاضلاب، استریلیزاسیون، حذف رنگ‌ها و آفت‌کش‌ها است[۴]. در این پژوهش، با تمرکز بر تصفیه پساب رنگی صنعت نساجی، تأثیر پارامترهای عملیاتی پلاسمای غیرحرارتی بر راندمان حذف رنگ بررسی شد تا راهکاری پایدار برای کاهش آلودگی‌های زیست‌محیطی ارائه شود.

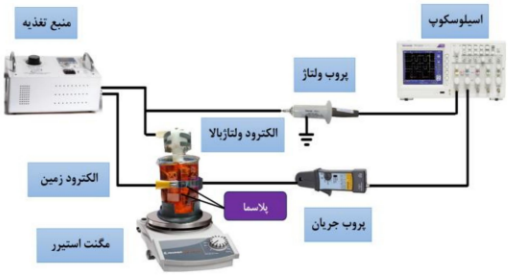
مواد و روش‌ها

مواد شیمیایی

رنگ متیل اورنج (Methyl Orange, Merck، خلوص ۹۹.۹۹٪<) به‌عنوان آلاینده مدل انتخاب شد. محلول‌های ذخیره با غلظت ۲۰ میلی‌گرم بر لیتر با حل کردن رنگ در آب دیونیزه تهیه شدند.

طراحی سیستم پلاسمایی

تیمار پساب با استفاده از سیستم تخلیه قوس دوار چندوجهی (Multi-Faceted Rotating Arc Discharge, MFRAD) انجام شد که در فشار اتمسفری قادر به تولید پلاسمای غیرحرارتی بود. این سیستم شامل الکترود ولتاژ بالا (از جنس مس، آلومینیوم و استیل، با قطر ۵ میلی‌متر و طول ۱۵ سانتی‌متر) و الکترود زمین (ورق آلومینیومی با عرض ۱ سانتی‌متر) بود که اطراف ظرف پیرکس (حجم ۲۲۵ میلی‌لیتر) قرار داشت. سیستم با استفاده از منبع تغذیه AC با فرکانس ۱۰ کیلوهرتز و ولتاژ سینوسی ۶ کیلوولت قله به قله تنظیم شد. برای یکنواختی تیمار و ایجاد گرداب، مگنت استیرر با سرعت ۱۴۰۰ دور بر دقیقه به کار رفت. یونیزاسیون هوای بین الکترودها با روشن شدن منبع تغذیه، پلاسما را تشکیل داد و تولید الکترون‌های آزاد و ذرات سنگین واکنش‌پذیر را تسهیل کرد.



شکل ۱. شماتیک سیستم تخلیه قوس دوار چندوجهی (MFRAD) برای تولید پلاسمای غیرحرارتی در تصفیه پساب رنگی.

اندازه‌گیری دما

برای اندازه‌گیری دمای فاضلاب نساجی در طول فرآیند تصفیه پلاسما با استفاده از سیستم MFRAD، از یک دماسنج مادون قرمز KIRAY 100 (Kimo Instruments، گروه Sauermann، Montpon-Ménestérol، فرانسه) استفاده شد. این دستگاه که دارای دید لیزری دوگانه برای دقت بیشتر است، در محدوده دمایی -۵۰ تا +۸۰۰ درجه سانتیگراد کار می‌کند. قبل از اندازه‌گیری‌ها، دماسنج با استفاده از یک کالیبراتور جسم سیاه کالیبره شد تا از دقت آن اطمینان حاصل شود و به دقت ±۰.۴٪ از مقدار ±۰.۳ درجه سانتیگراد دست یافت. تغییرات دما در سیستم پلاسمایی در طی فرآیند تخلیه تأثیرات زیادی در تولید گونه‌های فعال پلاسما دارد[۵]. ازاین‌رو برای اندازه‌گیری دما در طی فرآیند تخلیه پلاسمایی بروی نمونه، ما با استفاده از دماسنج لیزری اقدام به ثبت دما در هر ۱۰دقیقه نمودیم تا بنا به تغییرات دمای سیستم پلاسمایی، تجزیه‌وتحلیل را نسبت به فرآیند ارائه دهیم.

اندازه‌گیری pH و رسانایی الکتریکی

pH محلول با pH متر (JENWAY, 3510 pH Meter، دقت ±۰.۰۲) تعیین شد تا اثر تغییرات شیمیایی ناشی از تیمار پلاسمایی بررسی شود. رسانایی الکتریکی محلول‌ها با دستگاه رسانایی‌سنج (JENWAY, 4510 Conductivity Meter، دقت ±۰.۵ µS/cm) اندازه‌گیری شد تا تغییرات یونی محلول ارزیابی شود. هر دو پارامتر بلافاصله پس از تیمار ثبت شدند.

اسپکتروفوتومتری

درصد حذف رنگ محلول‌های آبی از طریق شدت جذب و رسم منحنی کالیبراسیون با استفاده از اسپکتروفتومتر UV-Vis(Shimadzu، UV-1800) اندازه‌گیری شد. راندمان حذف رنگ (R(%)) با استفاده از معادله زیر به دست آمد:

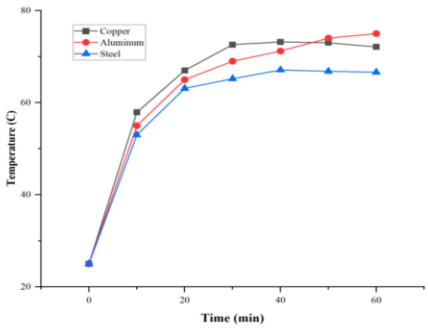
$$R(\%) = \left(1 - \frac{C_t}{C_0}\right) \times 100$$

که در آن C_t (میلی‌گرم در لیتر) غلظت رنگ پس از تیمار پلاسما در مدت‌زمان t (دقیقه) و C_0 غلظت اولیه رنگ (میلی‌گرم در لیتر) است[۷].

بحث

پایش دما

افزایش ولتاژ تا ۶ کیلوولت قله به قله در سیستم تخلیه قوس دوار چندوجهی (MFRAD) به افزایش دمای راکتور طی فرآیند تیمار منجر شد. این افزایش دما باعث تجزیه ازن تولیدشده شد و حلالیت آن در آب را کاهش داد که به تضعیف شدت میدان الکتریکی و کاهش انرژی و تعداد گونه‌های واکنش‌پذیر (مانند •OH و O_3) در ناحیه پلاسما انجامید. این امر در مقاطع زمانی مختلف تا ۶۰ دقیقه راندمان حذف متیل اورنج را در پساب کاهش داد[۵]. دمای سیستم در فواصل زمانی مختلف با دماسنج لیزری ثبت شدند و در شکل ۲ نمایش داده شدند. کنترل دما برای حفظ شرایط غیرحرارتی و بهینه‌سازی تولید گونه‌های فعال ضروری تشخیص داده شد.



شکل ۲. نمودار تغییرات دمای محلول پساب رنگی در زمان‌های مختلف تیمار.

پایش pH و رسانایی الکتریکی

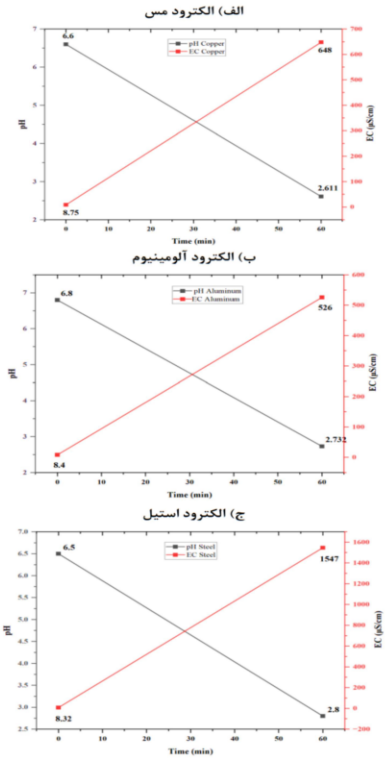
تغییرات pH و رسانایی الکتریکی محلول پساب برای الکترودهای مس، آلومینیوم و استیل در شکل ۳ ترسیم شدند. کاهش pH به‌عنوان شاخصی برای فعالیت گونه‌های واکنش‌پذیر و حذف رنگ تأیید شد. pH و رسانایی تحت تأثیر توان ورودی و زمان تیمار تغییر کردند که نشان‌دهنده تغییرات شیمیایی محلول بود.

برهم‌کنش پلاسمای غیرحرارتی (NTP) با آب به تولید یون‌های هیدروژن (H^+) و اسیدی شدن محلول منجر شد که ناشی از تشکیل نیترات (NO_3^-) و نیتریت (NO_2^-) از انحلال NO_x بود. این فرآیند با معادلات زیر توصیف شد[۴]:

$$NO_2 + NO_2 + H_2O \rightarrow NO_2^- + NO_3^- + 2H^+, k = 1.50 \times 10^2 s^{-1}$$

$$NO + NO_2 + H_2O \rightarrow 2NONO_2^- + 2H^+, k = 2.00 \times 10^2 s^{-1}$$

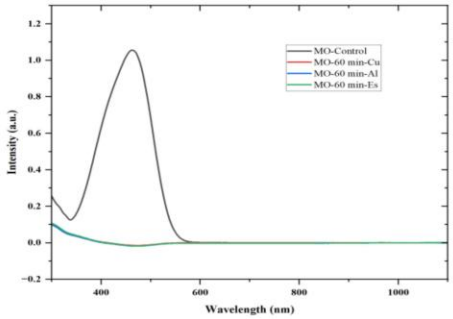
تحلیل آماری با نرم‌افزار Origin2024 نشان داد که نوع الکترود بر رسانایی الکتریکی آب تأثیر معنی‌داری داشت و در مقابل شرایط در pH تفاوت اندکی مشاهده شد.



شکل ۳. نمودار تغییرات pH و رسانایی الکتریکی محلول پساب رنگی در نمونه کنترل و پس از ۶۰ دقیقه تیمار، الف) مس، ب) آلومینیوم و ج) استیل.

تحلیل اسپکتروفتومتری

نتایج اسپکتروفتومتری UV-Vis (Shimadzu, UV-1800) در شکل ۴ تغییرات غلظت متیل اورنج را با استفاده از الکترودهای مس، آلومینیوم و استیل نشان داد که حاکی از حذف ۱۰۰ درصد رنگ در ۶۰ دقیقه بود. همچنین، شکل ۵ کارایی سیستم MFRAD را در تصفیه پساب مصنوعی نساجی تأیید کرد.



شکل ۴. نمودار تغییرات غلظت متیل اورنج (۲۰ میلی‌گرم بر لیتر) با استفاده از الکترودهای مس، آلومینیوم و استیل در سیستم تخلیه قوس دوار چندوجهی.

شکل ۵. تغییرات حاصل از تیمار با سیستم تخلیه قوس دوار چندوجهی با استفاده از الکترودهای مس، آلومینیوم و استیل در زمان ۶۰ دقیقه.

نتیجه‌گیری

روش‌های متعددی برای تصفیه پساب‌های رنگی وجود دارند، اما محدودیت‌هایی مانند ناتوانی در حذف کامل آلاینده‌های مقاوم دارند. نتایج این پژوهش نشان داد که سیستم تخلیه قوس دوار چندوجهی به‌عنوان یک روش اکسیداسیون پیشرفته، کارایی بالایی در حذف رنگ متیل اورنج و پساب مصنوعی نساجی داشت. این سیستم با تولید گونه‌های واکنش‌پذیر، امکان حذف کامل آلاینده‌ها را فراهم کرد. بااین‌حال، در این پژوهش تنها نگرانی، pH پایین پس از تصفیه پساب با پلاسمای غیر حرارتی است که می‌توان آن را با استفاده از بافر بی‌کربنات-کربنات به محدوده خنثی (۵.۵-۷.۵) مناسب برای گیاهان و استفاده در کشاورزی تنظیم کرد[۸].

در ادامه طراحی و بهینه سازی راکتورهای پلاسمایی برای دستیابی به شرایط ایده‌آل و مقیاس‌پذیری صنعتی ضروری است. پیشنهاد می‌شود که در مطالعات آینده، اثر گونه‌های فعال و مصرف انرژی سیستم بررسی شود تا پایداری و اقتصادی بودن فناوری بهبود یابد.

منابع

1. Cullen, P., et al., *A critical review on the application of non-thermal plasma bubbles for oxidation in water treatment.* Chemical Engineering Journal, 2025: p. 159667.
2. Herianto, S., et al., *Chemical decontamination of foods using non-thermal plasma-activated water.* Science of the Total Environment, 2023. **874**: p. 162235.
3. Hu, X., et al., *Diagnostic analysis of reactive species in plasma-activated water (PAW): current advances and outlooks.* Journal of Physics D: Applied Physics, 2021. **55**(2): p. 023002.
4. Kyere-Yeboah, K., I.K. Bique, and X.-c. Qiao, *Advances of non-thermal plasma discharge technology in degrading recalcitrant wastewater pollutants. A comprehensive review.* Chemosphere, 2023. **320**: p. 138061.
5. Rahimpour, M., et al., *Post-discharge DBD plasma treatment for degradation of organic dye in water: A comparison with different plasma operation methods.* Journal of Environmental Chemical Engineering, 2019. **7**(4): p. 103220.
6. Sahu, A. and J.C. Poler, *Removal and degradation of dyes from textile industry wastewater: Benchmarking recent advancements, toxicity assessment and cost analysis of treatment processes.* Journal of Environmental Chemical Engineering, 2024: p. 113754.
7. Ma, S., et al., *Purification of organic pollutants in cationic thiazine and azo dye solutions using plasma-based advanced oxidation process via submerged multi-hole dielectric barrier discharge.* Separation and Purification Technology, 2021. **255**: p. 117715.
8. Panchal, D., et al., *Integrate bubble flotation and intermittent microbubble-enhanced cold plasma activation for scalable disinfection of food processing wastewater.* Separation and Purification Technology, 2025. **362**: p. 131677.

Paper ID: P4-02

بررسی ویژگی های الکترومغناطیسی موجبر WR90 پیچ خورده پلاسمایی

محمدبهنام آب‌رحیمی[۱*]، عباس عبدلی آرانی[۲] و مهسا میکائیلی باغی [۳]
کاشان، دانشگاه کاشان، دانشکده فیزیک
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : BehnamAbrahimi@gmail.com

چکیده

این مقاله، انتشار امواج الکترومغناطیسی در یک موجبر WR90 پیچ‌خورده و پر شده با پلاسما را با استفاده از روش ماتریس انتقال در مختصات پیچ‌خورده تحلیل می‌کند. تأثیر پیچش بر فرکانس قطع و پهنای باند مُد اصلی بررسی شده، منحنی‌های پاشندگی محاسبه و پدیده امواج آهسته با شبیه‌سازی تأیید گردیده است. تحلیل پروفایل میدان‌های الکترومغناطیسی مُدهای هیبریدی نیز به درک بهتر رفتار میدان‌ها کمک کرده است. نتایج، پتانسیل این موجبرها را در قطعات مایکروویو پیشرفته و شتاب‌دهی ذرات نشان می‌دهد.

کلید واژه: امواج آهسته، موجبر پیچ خورده، پلاسما.

Investigation of the Electromagnetic Characteristics of a Plasma-Filled Twisted WR90 Waveguide

Mohammad Behnam Abrahimi [1*], Abbas Abdoli Arani [2] and Mahsa Mikaeili Baghi [3]
Kashan, University of Kashan, Physics Faculty
*Corresponding e-mail: BehnamAbrahimi@gmail.com

Abstract

This article analyzes the propagation of electromagnetic waves in a plasma-filled, twisted WR90 standard waveguide using the transfer matrix method in twisted coordinates. The effect of twist on the cutoff frequency and bandwidth of the dominant mode was investigated, dispersion curves were calculated, and the slow-wave phenomenon was confirmed through numerical simulations. Furthermore, the analysis of the electromagnetic field profiles of hybrid modes provided a deeper understanding of the field distribution and behavior. The results demonstrate the potential of these waveguides in designing advanced microwave components and in charged particle acceleration applications.

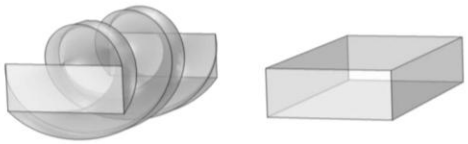
Keywords: Slow Waves, Twisted Waveguide, Plasma.

مقدمه:

موج‌برها ابزارهای حیاتی برای انتقال کارآمد امواج ریزموج هستند. در حالی که موج‌برهای مستقیم عملکرد موفقی داشتند، نیاز به کنترل بیشتر بر خواص امواج و ایجاد امواج آهسته، منجر به توسعه موج‌برهای پیچ‌خورده شد[۱]. تحقیقات اولیه بر روی این ساختارها، که از دهه ۱۹۵۰ آغاز شد، عمدتاً بر نظریه اختلال متکی بود[۲]. اما برای نرخ‌های پیچش بالا و کاربردهای موج کُند، رویکردهای تحلیلی و عددی جدیدی مورد نیاز بود. شیراکی و همکاران راهکارهای نوین مبتنی بر تبدیل مختصات را ارائه دادند که بر اساس ویژگی‌های تبدیل مختصات مورد بحث توسط نیکولت و همکاران، است[۳]. آن‌ها به‌طور مستقل تکنیک‌های مشابهی را برای حل این مشکل توسعه دادند و در تکمیل این روش که امکان تحلیل دقیق سطوح مقطع دلخواه را بدون نیاز به مش‌بندی پیچیده فراهم کرد[۴]. این پیشرفت‌ها، توسعه روش‌های عددی مانند تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) و تفاضل محدود در حوزه فرکانس (FDFD) را نیز به دنبال داشتند[۵]. برخلاف موج‌برهای مستقیم، موج‌برهای پیچ‌خورده توانایی پشتیبانی از مُدهای کُند و سریع را دارند.

پژوهش حاضر با هدفی بررسی جامع‌تر به ارزیابی خصوصیات الکترومغناطیسی موجبر مستطیلی پیچ خورده و پلاسمایی می پردازد. این مطالعه شامل شبیه سازی میدان‌ها الکترومغناطیسی، استخراج منحنی های پاشندگی و بررسی تاثیر نرخ پیچش بر رفتار الکترومغناطیسی موجبر مورد مطالعه است.

مروری بر موجبرهای پیچ خورده :



شکل ۱: نمایی از موجبر مستطیلی و موجبر مستطیلی پیچ خورده.

در سال ۱۹۸۴، هاتسو یابه معادله پاشندگی مُدهای هیبرید موجبرهای مستطیلی پیچ خورده را با استفاده از نظریه اختلال به صورت زیر پیشنهاد کرد[۲]:

$$k^2 - \beta_T^2 = \frac{\pi^2}{a^2}(1 + A_2\alpha^2 + \cdots) \qquad (۱)$$

که در آن $\alpha(\mathrm{rad/m})$ نرخ پیچش، β_T ثابت فاز اخلالی، π/a ویژه مقدار غیراختلالی مُد شبه TE_{10} و A_2 ثابت است. با کمی محاسبات و جایگذاری، او در نهایت توانست رابطه (۱) به صورت زیر تقلیل دهد :

$$\beta_T = r_2\sqrt{\left(\frac{2\pi f}{c}\right)^2 - \left(\frac{\pi}{r_1 a}\right)^2} \qquad (۲)$$

(برای آگاهی از پارامتر های r_1 و r_2 به مقاله او مراجعه کنید[۲]).

ویلسون و همکاران، متوجه شدند که معادله ای که یابه پیشنهاد داده است، فقط در نرخ های پیچش پایین با نتایج تجربی همخوانی دارد و هرچه نرخ پیچش افزایش پیدا می کند، خطای محاسبات هم بیشتر می شود[۵]. در نهایت او توانست با استفاده از تعریف ماتریس انتقال g_{ij}

$$[g_{ij}] = \begin{bmatrix} 1 & 0 & -py' \\ 0 & 1 & px' \\ -py' & px' & p^2(x'^2 + y'^2) + 1 \end{bmatrix} \quad (۳)$$

در دستگاه مختصات پیچ خورده، موجبری پیچ خورده را با استفاده از روش تفاضل محدود در دستگاه مختصات دکارتی بررسی کند که نتایج آن با نتایج تجربی همخوانی داشت. در معادله بالا، نماد های x' ، y' و z' به صورت

$$x' = x\cos pz + y\sin pz \quad (۴)$$

$$y' = y\cos pz - x\sin pz \quad (۵)$$

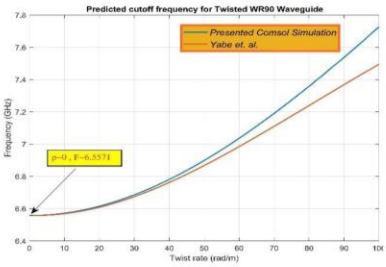
$$z' = z \quad (۶)$$

تعریف می شوند که در آن ها p نرخ پیچش است.

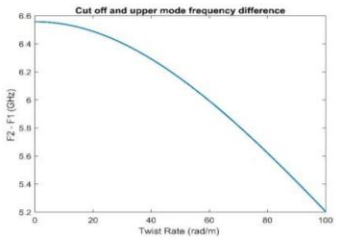
ویژگی های الکترومغناطیسی موجبر WR90 پیچ خورده :

فرکانس قطع:

در این تحقیق، با استفاده از ماتریس انتقال دستگاه مختصات پیچ خورده، موجبر WR90 پیچ خورده در شبیه ساز کامسول با استفاده از روش المان محدود مورد بررسی قرار گرفته است. شکل (۲) تغییرات فرکانس قطع موجبر WR90 را به ازای نرخ پیچش های متفاوت نشان می دهد که در آن تفاوت بین محاسبات انجام شده و آنچه که یابه پیشنهاد کرده است(معادله (۲))، به روشنی قابل مشاهده است. در هر دو نوع محاسبه، فرکانس قطع در نرخ پیچش پایین تقریبا همخوانی دارند اما با افزایش نرخ پیچش، منحنی ها از یکدیگر فاصله می گیرند.



شکل ۲: تغییرات فرکانس قطع موجبر WR90 پیچ خورده به ازای نرخ پیچش های متفاوت. منحنی آبی رنگ محاسبه شده از شبیه سازی در کامسول و منحنی نارنجی رنگ بر اساس محاسبات یابه. در $p = 0$ هر دو روش فرکانس قطع ۶.۵۵۷۱ گیگاهرتز را که فرکانس قطع موجبر WR90 است را پیش بینی کرده‌اند.

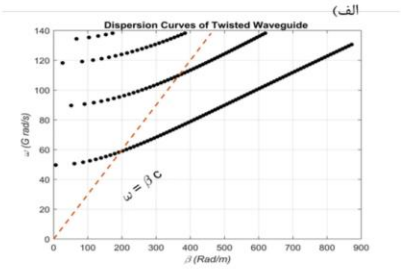


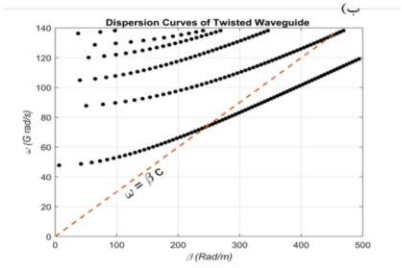
شکل ۳: اختلاف فرکانس قطع بین مُدهای اول و دوم در موجبر WR90 بر حسب نرخ پیچش.

نتایج شبیه‌سازی ما همچنین نشان می‌دهد که افزایش نرخ پیچش منجر به کاهش قابل توجه اختلاف فرکانس قطع بین مُد اول و مُد دوم می‌شود که این امر می تواند بر پهنای باند کاری تک مُدی و یا احتمال تزویج ناخواسته بین مُدها اثرگذار باشد.

منحنی های پاشندگی

در ادامه، برای بررسی منحنی های پاشندگی، موجبر WR90 حاوی پلاسمای سرد مورد بررسی قرار گرفته است. در این بررسی، منحنی های پاشندگی برای دو نوع موجبر پلاسمایی WR90(سطح مقطع $22.86\ \mathrm{mm} \times 10.16\mathrm{mm}$) با چگالی های یکسان $n_e = 1 * 10^{17} 1/m^3$ و نرخ پیچش های متفاوت (۳۱.۴۶ و ۱۲۵.۶۶ رادیان بر متر) در نظر گرفته شده اند. همانطور که در شکل (۴) مشخص است، موجبر های پیچ خورده توانایی پشتیبانی از امواج آهسته را دارند و هرچه نرخ پیچش بیشتر می شود، دسترسی به این امواج در فرکانس‌های پایین تری مهیّا می شود



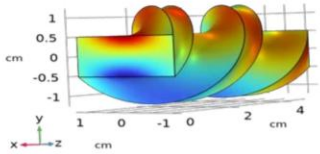


شکل۴: منحنی‌های پاشندگی برای موجبرهای WR90 پلاسمایی با چگالی $n_e = 1 * 10^{17} 1/m^3$. الف) $p = 125.66$ و ب) $p = 31.46$ رادیان بر متر. خط چین قرمز، محدوده انتشار امواج آهسته و سریع را مشخص می کند.

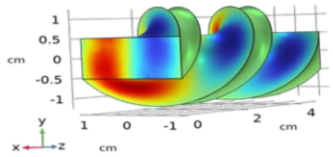
انتشار مُدهای هیبرید :

به منظور بررسی دقیق‌تر نحوه انتشار امواج و توزیع میدان‌های الکترومغناطیسی در ساختار موجبر مستطیلی پیچ‌خورده پیشنهادی، پروفایل میدان‌ها برای مُد کاری اصلی در فرکانس ۱۰گیگاهرتز و با نرخ پیچش ۱۲۵.۶۶ رادیان بر متر شبیه‌سازی و استخراج گردید. در شکل (۵)، توزیع مؤلفه میدان B_z و E_z نشان داده شده است. این توزیع میدانی با پیشروی موج در طول موجبر، متناسب با نرخ پیچش ساختار، دچار پیچش می‌شود.

الف)



ب)



شکل ۵: پروفایل میدان الکترومغناطیسی هیبریدی منتشر شده در موجبر WR90 پیچ خورده با نرخ پیچش ۱۲۵.۶۶ رادیان بر متر در فرکانس ۱۰گیگاهرتز برای مولفه های الف) B_z و ب) E_z.

این توزیع‌های میدانی سه‌بعدی ، ماهیت هیبریدی مُد منتشر شده در ساختار موجبر پیچ‌خورده را به خوبی نشان می‌دهند. وجود همزمان چنین مؤلفه‌های میدانی با ساختارهای فضایی خاص، نتیجه مستقیم شرایط مرزی است که توسط دیواره‌های فلزی پیچ‌خورده بر میدان‌های الکترومغناطیسی اعمال می‌شود. پیچش الگوی میدان همراه با پیچش ساختار، نشان‌دهنده قفل شدن فاز میدان با هندسه موجبر است که می‌تواند برای حفظ یک برهم‌کنش پایدار و مشخص (به عنوان مثال، با یک باریکه ذرات در شتاب‌دهنده‌ها) در طول ساختار ضروری باشد.

نتیجه گیری :

در این پژوهش، مشخصه‌های انتشار امواج الکترومغناطیسی در موجبر WR90 پیچ‌خورده پلاسمایی مورد بررسی قرار گرفت. تاثیر میزان پیچش بر فرکانس قطع و پهنای باند مُد اصلی در این ساختار با موفقیت و با استفاده از رویکرد ماتریس انتقال در دستگاه مختصات پیچ‌خورده تحلیل گردید. همچنین، منحنی‌های پاشندگی برای موجبر استاندارد WR90پیچ خورده حاوی پلاسما محاسبه و انتشار امواج آهسته در آن ها با شبیه سازی تایید و بررسی شد. در نهایت، با ترسیم و تحلیل پروفایل میدان‌های الکترومغناطیسی مُدهای هیبریدی، درک عمیق‌تری از توزیع و رفتار این میدان‌ها در ساختارهای مذکور حاصل گردید.

مرجع ها:

[1] Wang, W., G. Yu, and Y. Wei, *Study of the ridge-loaded helical-groove slow-wave structure.* IEEE transactions on microwave theory and techniques, 1997. **45**(10): p. 1689-1695.
[2] Yabe, H., K. Nishio, and Y. Mushiake, *Dispersion characteristics of twisted rectangular waveguides.* IEEE Transactions on microwave theory and techniques, 1984. **32**(1): p. 91-96.
[3] Nicolet, A., F. Zolla, and S. Guenneau, *Modelling of twisted optical waveguides with edge elements.* The European Physical Journal Applied Physics, 2004. **28**(2): p. 153-157.
[4] Shyroki, D.M., *Exact equivalent straight waveguide model for bent and twisted waveguides.* IEEE Transactions on microwave theory and techniques, 2008. **56**(2): p. 414-419.
[5] Wilson, J.L., et al., *Analysis of rapidly twisted hollow waveguides.* IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 2008. **57**(1): p. 130-139.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P7-13

تأثیر تیمار پلاسمای سرد بر رشد و ترکیبات فنلی میکروگرین‌های تربچه و ترب سیاه

علیرضا داسدار [1] حمیدرضا قمی [2] روزبه عباس زاده [3] طاهره موحد حقیقی [4]
پژوهشکده لیزر و پلاسما ، دانشگاه شهید بهشتی[1,2]
پژوهشکده کشاورزی ، سازمان پژوهش های علمی صنعتی ایران[3,4]
آدرس رایانامه نویسنده مسئول : alirezadasdar@yahoo.com

چکیده

امروزه با افزایش تقاضا برای محصولات غذایی سالم و غنی از مواد مغذی، روش های نوین کشاورزی و فرآوری مواد غذایی مورد توجه قرار گرفته اند. در این میان، میکروگرین ها (گیاهان جوانی که در مراحل اولیه رشد در طی ۴ الی ۱۴ روز برداشت می شوند) به دلیل تراکم بالای مواد مغذی، ویتامین ها و ترکیبات زیست فعال مانند ایزوتیوسیانات ها، به عنوان یک گزینه عالی برای تغذیه سالم شناخته شده اند.[۱] ما در این مقاله سعی داریم با استفاده از تنش پلاسمای سرد تغییرات ترکیبات فنولی و میزان رشد اندام هوایی(ساقه چه) و ریشه آن ها را در میکروگرین های ترب سیاه و تربچه بررسی کنیم.

کلید واژه: پلاسمای سرد، تخلیه سد دی الکتریک(DBD)، میکروگرین

The effect of cold plasma treatment on growth and phenolic compounds of radish and black radish microgreens

Alireza Dasdar [1] Hamidreza Ghomi [2] Roozbeh Abbaszadeh [3] Tahereh Movahed Haghighi [4]
[1,2] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University
[3,4] Agricultural Research Institute, Iranian Scientific and Industrial Research Organization

corresponding e-mail: alirezadasdar@yahoo.com

Abstract

Today, with the increasing demand for healthy and nutrient-rich food products, new methods of agriculture and food processing have been taken into consideration. In the meantime, microgreens (young plants harvested in the early stages of growth within 4 to 14 days) have been recognized as an excellent option for healthy nutrition due to their high density of nutrients, vitamins, and bioactive compounds such as isothiocyanates. In this paper, we try to investigate the changes in phenolic compounds and the growth rate of shoots (stems) and roots in black radish and radish microgreens using cold plasma stress.

Keywords: Cold plasma, Dielectric barrier discharge(DBD), Microgreens

مقدمه

امروزه با افزایش روزافزون جمعیت و گسترش نگرانی‌ها نسبت به سلامت و کیفیت تغذیه، گرایش به مصرف غذاهای طبیعی، غنی از ریزمغذی‌ها و فاقد مواد شیمیایی افزایش یافته است. در این میان، گیاهان جوانی به نام **میکروگرین‌ها** (Microgreens) به دلیل تراکم بالای ترکیبات زیست‌فعال و زمان رشد کوتاه، به‌عنوان یکی از promising یا امیدبخش‌ترین منابع غذایی نوظهور شناخته می‌شوند. این گیاهان که در بازه زمانی کوتاه (بین

۷ تا ۲۱ روز پس از جوانه‌زنی) برداشت می‌شوند، معمولاً دارای طولی بین ۲ تا ۷ سانتی‌متر بوده و حاوی برگ‌های اولیه (کوتیلدون) و در برخی موارد نخستین برگ‌های حقیقی هستند.[۲]

میکروگرین‌ها از بذر گیاهان متنوعی همچون تربچه، ترب سیاه، شاهی، شنبلیله، گشنیز، چغندر و حتی انواع کلم و کاهو تولید می‌شوند و به علت رشد سریع، فضای اشغالی کم، نیاز محدود به منابع و خواص تغذیه‌ای بالا، در تولید مواد غذایی سلامت‌محور، کاربرد گسترده‌ای پیدا کرده‌اند. این گیاهان در محیط‌هایی با کشت بدون خاک مانند سیستم‌های هیدروپونیک یا آئروپونیک پرورش می‌یابند و بسته به گونه‌ی گیاهی، نوع بستر، نور، دما و رطوبت، می‌توان بازدهی و محتوای تغذیه‌ای آن‌ها را بهینه‌سازی کرد.[۳]

از منظر تغذیه‌ای، میکروگرین‌ها حاوی مقادیر چشمگیری از ویتامین‌های C ، E وK ، مواد معدنی نظیر آهن و کلسیم، فیبر، ترکیبات فنولی، آنتوسیانین‌ها، گلوکوزینولات‌ها و ایزوتیوسیانات‌ها هستند. همین تنوع در ترکیبات مفید باعث شده است که مصرف منظم آن‌ها در مطالعات مختلف با کاهش خطر ابتلا به بیماری‌های قلبی-عروقی، سرطان، دیابت نوع دوم، التهابات مزمن و حتی چاقی در ارتباط باشد. همچنین برخی مطالعات نشان داده‌اند که ترکیبات زیست‌فعال موجود در میکروگرین‌ها می‌توانند در کاهش کلسترول LDL ، افزایش حساسیت به انسولین، بهبود عملکرد آنتی‌اکسیدانی بدن و مهار مسیرهای سرطان‌زای سلولی نقش داشته باشند.

افزون بر ارزش غذایی، خواص حسی مانند رنگ‌های جذاب، طعم تازه و بافت ترد نیز میکروگرین‌ها را به گزینه‌ای محبوب برای تزئین غذاها در رستوران‌ها و آشپزخانه‌های حرفه‌ای تبدیل کرده است. همچنین استفاده از عصاره‌ی این گیاهان در نوشیدنی‌های تخمیری، ترکیبات مکمل و حتی فرآورده‌های غنی‌شده‌ای مانند ماست، نان و آرد، به گسترش دامنه‌ی کاربرد آن‌ها در صنایع غذایی و دارویی کمک کرده است.[۴]

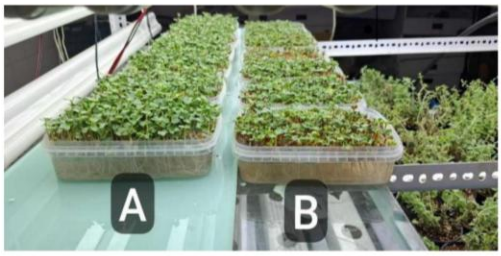
با وجود این خواص چشمگیر، یکی از چالش‌های اصلی، افزایش یا تقویت طبیعی ترکیبات مفید در گیاه بدون استفاده از مواد شیمیایی است. اینجاست که فناوری‌های نوین فیزیکی مانند پلاسمای سرد وارد عمل می‌شوند. پلاسمای سرد، نوعی محیط فعال و یونی است که در دمای پایین تولید می‌شود و حاوی یون‌ها، الکترون‌ها، رادیکال‌های آزاد، فوتون‌ها و گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن ROS و RNS است. این پدیده، بدون ایجاد آسیب حرارتی، می‌تواند مسیرهای زیستی و ژنتیکی در گیاه را تحریک کرده و باعث افزایش سنتز ترکیبات مفید شود. [۵]

مطالعات نشان داده‌اند که تیمار بذر یا گیاه با پلاسمای سرد، بسته به شدت و مدت اعمال، می‌تواند فرآیندهای فیزیولوژیکی مانند جوانه‌زنی، مقاومت به استرس، فعالیت آنزیمی و تولید متابولیت‌های ثانویه را به‌طور قابل‌توجهی تحت تأثیر قرار دهد. یکی از نتایج مهم این فرآیند، افزایش تولید ترکیبات فنولی است؛ گروهی از ترکیبات با نقش برجسته در خاصیت آنتی‌اکسیدانی، ضدسرطانی، ضد باکتریایی و ضدالتهابی. این ترکیبات همچنین درافزایش عمر ماندگاری محصولات، بهبود سلامت انسان و کاهش خطر بیماری‌های مزمن نقش کلیدی دارند.[۶]

با در نظر گرفتن تمام این ویژگی‌ها، به‌کارگیری پلاسما در تولید و فرآوری میکروگرین‌ها می‌تواند یک استراتژی کارآمد، ایمن و زیست‌پذیر برای ارتقاء کیفیت و ارزش عملکردی این گیاهان باشد. از آن‌جایی که مرحله جوانه‌زنی و رشد اولیه، حساس‌ترین دوره برای تأثیرگذاری عوامل محرک بیرونی مانند تنش‌های فیزیکی است، بررسی اثرات تنش پلاسمایی در این بازه زمانی می‌تواند نتایج بسیار قابل‌توجهی به همراه داشته باشد.[۷]

بر همین اساس، در این پژوهش تلاش شد تا با استفاده از تنش پلاسما، به‌ویژه از نوع تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) ،تغییرات محتوای ترکیبات فنولی در دو نوع میکروگرین تربچه و ترب سیاه مورد بررسی قرار گیرد. نتایج این مطالعه می‌تواند راه را برای استفاده گسترده‌تر از

فناوری‌های فیزیکی نوین دربهینه‌سازی محصولات گیاهی سلامت محور هموار سازد.



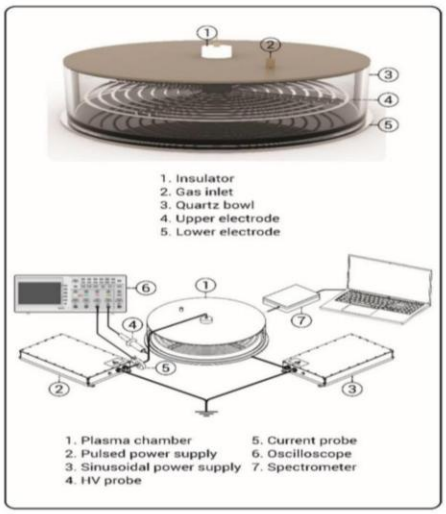
شکل ۱. A: میکروگرین های ترب سیاه در روز ۴
B: میکروگرین های تربچه در روز ۴

روش کار :

ما در این مقاله از روش تخلیه سد دی الکتریک برای تنش با میکروگرین هامون مورد بررسی قرار دادیم ولی در ابتدا باید با این روش و دستگاه آن آشنا شویم .

:(DBD) Dielectric Barrier Discharge

این دستگاه شامل یک محفظه پلاسمای شیشه‌ای کوارتز استوانه‌ای و دو الکترود موازی از جنس فولاد ضد زنگ با فاصله جداسازی قابل تنظیم است. در این دستگاه تولید پلاسما با استفاده از یک منبع تغذیه دو حالته شامل دو منبع تغذیه ولتاژ بالای مستقل انجام شد. یک منبع تغذیه DC پالسی که با فرکانس ۶ کیلوهرتز کار می‌کند به الکترود بالایی متصل شده و خروجی‌های ولتاژ از ۰ تا ۱۵ کیلوولت را ارائه می‌دهد، و یک ولتاژ ثابت ۱۲ کیلوولت در طول مراحل آزمایش به الکترود بالایی اعمال می‌شود. الکترود پایینی در معرض یک منبع تغذیه AC سینوسی با فرکانس ۵۰ هرتز و محدوده خروجی ولتاژ ۰ تا ۲۵ کیلوولت قرار گرفت.



شکل ۲. شماتیکی از دستگاه تخلیه سد دی الکتریک (DBD)

روش کار و فرآیند :

پلاسمای سرد(تخلیه سد دی الکتریک): میکروگرین ها با پلاسما در ولتاژ های مختلف (۱۵ و ۲۲ کیلوولت) به مدت زمان ۱،۲،۵ دقیقه تیمار شدند.

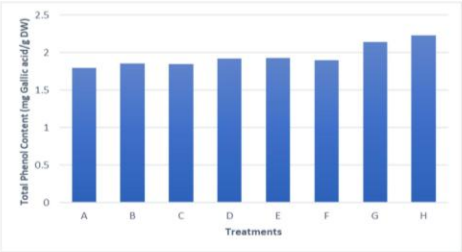
شرایط کشت: بذرها در دمای ۲۵ درجه سانتی‌گراد و با چرخه نوری ۱۶ ساعت نور و ۸ ساعت تاریکی به مدت ۷ روز کشت شدند.

شرایط برداشت: میکروگرین ها در روز ۷ برداشته شدند و طول اندام های هوایی و ریشه آن (۱۰ عدد میکروگرین از جاهای مختلف ظرف به دلخواه) اندازه گرفته شد .

عصاره گیری: با استفاده از مواد شیمیایی اتانول،فولین سیوکالتیو،گالیک اسید و سدیم کربنات عصاره میکروگرین ها را اندازه گرفتیم .

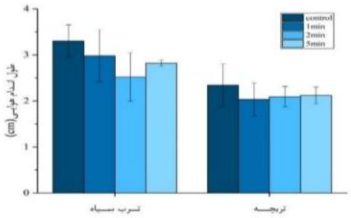
و سپس در آخرین مرحله با دستگاه اسپکتروفوتومتر ترکیبات فنولی عصاره های میکروگرین را اندازه گرفتیم

دستگاه اسپکتروفوتومتر ابزاری است که برای اندازه‌گیری مقدار جذب یا عبور نور توسط یک محلول در طول موج‌های مختلف نور استفاده می‌شود. این دستگاه معمولاً برای تعیین غلظت مواد در یک نمونه بر اساس قانون بیر-لامبرت به کار می‌رود.که نتایج آن به صورت زیر است :

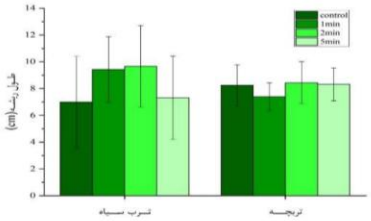


شکل ۳.نمودار ترکیبات فنولی با استفاده ازروش استاندارد
A:تربچه ۵ دقیقهkv ۲۲ B: ترب سیاه۵ دقیقهkv ۲۲
C:ترب سیاه ۲ دقیقهkv ۱۵ D : تربچه ۲ دقیقهkv ۱۵
E:ترب سیاه ۱دقیقهkv ۲۲ F:تربچه ۱دقیقهkv ۲۲
G:نمونه کنترل ترب سیاه H:نمونه کنترل تربچه

می توان از شکل (۳) این گونه برداشت کرد که تنش پلاسمایی (به‌ویژه در ولتاژ بالا و زمان طولانی) باعث کاهش شدید ترکیبات فنولی شده است. احتمالاً به‌دلیل استرس اکسیداتیو بیش‌ازحد، سنتز ترکیبات فنولی سرکوب شده است.و در ولتاژ پایین و زمان کوتاه‌تر (مثل C و D) آسیب کمتری وارد شده است، اما همچنان کاهش وجود دارد.[۳]



شکل ۴. نمودار اندازه طول اندام هوایی(ساقچه) میکروگرین های تربچه و ترب سیاه



شکل ۵. نمودار اندازه طول ریشه های میکروگرین های تربچه و ترب سیاه

با توجه به شکل (۴) پلاسما به‌طور جزئی ممکن است با تحریک مسیرهای رشد در زمان‌های کوتاه یا شدت کم باعث افزایش طول ساقه شود.ولی در بیشتر موارد، به‌خصوص تحت تیمار شدید، یا بی‌تأثیر بوده یا اثر منفی داشته است.[۶]

همانطور که در شکل (۵) مشخص است ریشه‌ها به تنش پلاسما حساس‌تر از ساقه هستند. ممکن است آسیب سلولی یا اختلال در جذب آب/مواد غذایی رخ داده باشد.کاهش رشد ریشه در این نمودار نشان‌دهنده اثر فیزیولوژیکی منفی گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن ROS و RNS است.[۶]

نتیجه‌گیری

یافته‌های این پژوهش نشان داد که تیمار میکروگرین‌های تربچه و ترب سیاه با استفاده از پلاسمای سرد تولیدشده به روش تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD)، برخلاف برخی نتایج مطالعات پیشین، موجب کاهش میزان ترکیبات فنولی کل در مقایسه با نمونه‌های کنترل شد. در اغلب تیمارها، چه در شرایط ولتاژ پایین (۱۵ کیلوولت) و چه در ولتاژ بالا (۲۲ کیلوولت) و در بازه‌های زمانی مختلف (۱، ۲ و ۵ دقیقه)، مقدار فنول کل استخراج‌شده کمتر از مقدار

مشاهده‌شده در نمونه‌های شاهد بود که نشان‌دهنده تأثیر منفی یا تنش بیش‌ازحد ناشی از پلاسما بر سنتز این ترکیبات زیست‌فعال است. از سوی دیگر، بررسی رشد اندام‌های هوایی و ریشه میکروگرین‌ها نشان داد که پلاسما در برخی شرایط توانست موجب افزایش طول ساقچه شود، به‌ویژه در تیمارهای کوتاه‌مدت یا با ولتاژ پایین، اما این تأثیر یکنواخت و معنادار در تمام شرایط مشاهده نشد. همچنین رشد ریشه‌ها نیز بسته به شدت تیمار دچار تغییراتی شد و در برخی موارد کاهش یافت که می‌تواند ناشی از اثرات فیزیولوژیکی منفی گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن موجود در پلاسما باشد. در مجموع، نتایج این تحقیق بیانگر آن است که کاربرد پلاسمای سرد در تیمار میکروگرین‌ها نیازمند بهینه‌سازی دقیق پارامترهایی نظیر زمان، ولتاژ و نوع گیاه است. بنابراین، استفاده از این فناوری نوین باید با احتیاط و بر اساس بررسی‌های بیشتر برای هر گونه گیاهی و شرایط رشد آن صورت گیرد.

مرجع ها

[1] Denis Butscher, Hanne Van Loon, Alexandra Waskow , Philipp Rudolf von Rohr, Markus Schuppler ,Plasma inactivation of microorganisms on sprout seeds in a dielectric barrier discharge International Journal of Food Microbiology 238 (2016) 222–232

[2] Mahinder Partap , Diksha Sharma, ,Deekshith HN, Meenakshi Thakur Vipasha Verma, Ujala , Bhavya Bhargava Microgreen: A tiny plant with superfood potential , Journal of Functional Foods 107 (2023) 105697

[3] Worachot Saengh , Thipphiya Karirat , Benjaporn Buranrat , Khanit Matra , Sirirat Deeseenthum and Vijitra Luang-In Plasma Technology and Abiotic Elicitor Effectively Increased Isothiocyanates, Bioactive Compounds and Cytotoxicity against Caco2Cells in Mustard Green Microgreen Extract , ResearchGate

[4] Aqeela Sehrish, Iqra Majeed, Eliasse ,Zongo, Hudda Ayub, Hamad Rasul Muhammad Abdul Rahim & Fahad AL-Asmari , A review on various extraction and detection methods of bio-functional components from microgreens: food applications and health properties, International Journal of Food Properties VOL. 26, NO. 2, 3082–3105 , 2023

[5] Iuliana Motrescu, Mihai Alexandru Ciolan , Anca Elena Calistru and Gerard Jitareanu , Germination and Growth Improvement of Some Micro-Greens under the Influence of Reactive Species Produced in a Non-Thermal Plasma (NTP) Mdpi , Agronomy 2023, 13, 150

[6] Worachot Saengha , Thipphiya Karirat , Benjaporn Buranrat , Khanit Matra , Cold Plasma Treatment on Mustard Green Seeds and its Effect on Growth, Isothiocyanates, Antioxidant Activity and Anticancer Activity of Microgreens , International Journal of Agriculture & Biology Published 25 January 2021

[7] Khanit Matra1, Worachot Saengha , Yottana Tanakaran , Thipphiya Karirat , , Effect of Pre-soaking Mustard Green Seeds Prior to Cold Plasma Treatment on Bioactive Aspects of Microgreens , Tropical Journal of Natural Product Research , Trop J Nat Prod Res, August 2021; 5(8):1422-1426

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P3-14

توزیع زمان انتظار برای انتقال دمای الکترون در همجوشی محصورشدگی لختی

علیرضا محمدیان پورطالاری

گروه فیزیک ، واحد صوفیان ، دانشگاه آزاد اسلامی ، صوفیان ، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : alirezamp56@iau.ac.ir

چکیده

انتقال حرارت در پلاسما های تولید شده توسط لیزر نقش مهمی در همجوشی محصور شدگی لختی دارد. با آزاد شدن انرژی پالس های لیزری پرتوان در درون پلاسما و گرمایش غیر یکنواخت آن ، شار حرارتی ایجاد شده و از طریق هدایت حرارتی الکترون ها انتقال می یابد. چون هدایت حرارتی الکترون تابعی غیرخطی از دما است ، از یک معادله هدایت حرارتی غیرخطی برای بررسی انتشار امواج حرارتی در پلاسمای همجوشی استفاده می‌شود. در این مقاله با حل معادلهٔ هدایت حرارتی غیر خطی الکترون در فرآیند انتقال حرارت از لکه داغ مرکزی ، تابع دمای الکترون ، زمان انتظار و انرژی آزاد شده در جبهه موج حرارتی بدست آمده است.

کلید واژه: لکه داغ ، هدایت حرارتی ، همجوشی محصور شدگی لختی.

Waiting Time Distribution for Electron Temperature Transport in Inertial Confinement Fusion

Alireza Mohammadian Pourtalari

Department of Physics, Sou.C., Islamic Azad University, Soufian, Iran
*corresponding e-mail: alirezamp56@iau.ac.ir

Abstract

Heat transfer in laser-generated plasmas play an important role in the inertial confinement fusion. By releasing the energy of high-power laser pulses in the plasma and its non-uniform heating, heat flux is created and transferred through the thermal conduction of electrons. Since the electron heat conductivity is a nonlinear function of temperature, a nonlinear heat conduction equation is used to investigate the propagation of thermal waves in the fusion plasma. In this article, by solving the nonlinear heat conduction equation of electrons in the heat transfer process from the central hot spot, the function of electron temperature, waiting time and released energy at the heat wave front are obtained.

Keywords: hot spot, heat conduction, inertial confinement fusion.

مقدمه

در اثر اندرکنش پالس های لیزری پرتوان با سطح هدف جامد حاوی مواد قابل گداخت ، پلاسماهای داغ و چگال از طریق آزاد شدن انرژی در درون هدف تولید می‌شوند و امواج حرارتی ناشی از آنها نقش بسیار مهمی در همجوشی محصور شدگی لختی ایفا می‌کنند. در این نوع همجوشی ، انرژی آزاد شده توسط لیزر باعث گرمایش پلاسما تا دماهای بالا می شود و در نتیجه یک شار حرارتی از الکترونهای داغ ایجاد شده و از طریق هدایت حرارتی انتقال می یابد [۱]. هدایت حرارتی عمدتاً توسط الکترونها که سبکتر و سریعتر از یونها هستند ، انجام می‌شود [۲]. ضریب هدایت حرارتی به شدت وابسته به دما بوده و معادلهٔ هدایت حرارتی الکترون غیرخطی می‌باشد [۳]. در این مقاله با حل معادلهٔ هدایت حرارتی غیرخطی الکترون ، انتشار جبهه موج حرارتی ناشی از لکهٔ داغ مرکزی بررسی شده و توزیع زمان انتظار برای انتقال دمای الکترون در پلاسمای همجوشی بدست آمده است.

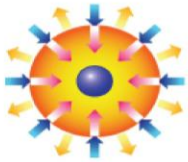
سازوکار فیزیکی انتقال حرارت

مراحل مختلف سازوکار انتقال حرارت در تابش دهی مستقیم هدف با لیزر و پلاسماهای همجوشی عبارتند از [۴] :

۱- مرحلهٔ بر هم کنش : پالس های لیزری پرتوان از جهت های مختلف به طور مستقیم بر روی سطح خارجی یک هدف حاوی سوخت هسته‌ای متمرکز می‌شوند و در اثر جذب انرژی فوتونهای نور لیزر ، سطح خارجی هدف تبخیر و پلاسمای ایجاد شده به سرعت به سمت خارج این سطح انبساط می‌یابد :

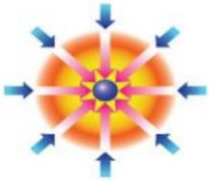
شکل ۱. مرحلهٔ بر هم کنش

۲- مرحلهٔ فشردگی : هر چه جفت شدگی مؤثری بین پالس های لیزری با هدف انجام شود ، در اینصورت فشردگی بیشتر و بهتری اتفاق می‌افتد :



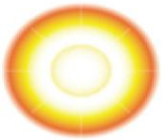
شکل ۲. مرحلهٔ فشردگی

۳- مرحلهٔ کاهش سرعت : این مرحله زمانی آغاز می‌شود که قسمت داخلی سوخت به مرکز هدف می‌رسد. زمان بندی ضربه های ناشی از پالس‌های لیزری متوالی برای موفقیت‌آمیز بودن این مرحله ضروری می‌باشد :



شکل ۳. مرحلهٔ کاهش سرعت

۴- مرحلهٔ افروزش و سوختن : این مرحله زمانی اتفاق می‌افتد که شرایط برای چگالی و دما در ناحیهٔ لکهٔ داغ مناسب باشد. در این مرحله، ذرات آلفای تولید شده انرژی خودشان را در ناحیهٔ مرکزی هدف تخلیه می‌کنند وسریعاً این ناحیه را داغ می‌کنند. ولی در اثر فرار نوترون های ناشی از همجوشی و هدایت حرارتی الکترونها ، انرژی حرارتی از ناحیهٔ لکهٔ داغ به ناحیهٔ بیرونی سوخت منتقل می‌شود و در نتیجه دمای نواحی بیرونی افزایش یافته و افروزش به سمت بیرون انتشار می‌یابد و این انتهای فرآیند همجوشی است.



شکل ۴ . مرحلهٔ افروزش و سوختن

معادلات و محاسبات ریاضی

معادله هدایت حرارتی غیر خطی الکترون در انتشار حرارت از لکه داغ مرکزی به صورت زیر است :

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2 a {T_e}^{5/2}\frac{\partial T_e}{\partial r}\right) \qquad (۱)$$

حل معادله غیر خطی (۱) برای بدست آوردن جواب تحلیلی دقیق ، با استفاده از روش جدا سازی متغیرها که یک روش مرسوم در حل معادلات دیفرانسیل است ، به دلیل وجود تعداد زیادی از متغیرهای وابسته و پارامترهای فیزیکی تاثیرگذار در مسئله ، بسیار دشوار و تقریبا غیر ممکن است ، لذا در این مقاله از روش دیگری استفاده می شود که بر اساس تحلیل ابعادی و مقیاس‌بندی متغیرها بوده و به عنوان روش خودهمانندی شناخته می شود . در این روش که در مطالعهٔ معادلات دیفرانسیل جزئی ، به ویژه در دینامیک سیالات مورد استفاده قرار می گیرد ، یک جواب خودهمانند ، شکلی از جواب است که اگر متغیرهای مستقل و وابسته به طور مناسب مقیاس‌بندی شوند ، مشابه خودش است . مفهوم تحلیل ابعادی و قوانین مقیاس‌بندی یک ابزار قدرتمند در فیزیک است و با بررسی اثرات فیزیکی موجود در یک سیستم ، می‌توانیم اندازه آنها را تخمین بزنیم .

در برخی موارد ، سیستم ممکن است طول طبیعی یا مقیاس زمانی ثابتی نداشته باشد ، در حالی که راه‌حل به فضا یا زمان بستگی دارد ، بنابراین لازم است مقیاسی با استفاده از فضا یا زمان و سایر کمیت‌های ابعادی موجود ساخته شود . این جوابها «حدس زده» نیستند ، بلکه از مقیاس‌بندی معادلات حاکم استخراج می‌شوند .

حل خودهمانندی معادله غیر خطی (۱) را می‌توان از طریق جوابی به شکل زیر بدست آورد :

$$T(r,t) = T_0 g(t) h(\xi) \qquad (۲)$$

متغیر همانندی ξ با رابطهٔ زیر داده می‌شود :

$$\xi = \frac{r}{Z(t) r_0} \qquad (۳)$$

در این روابط r_0 مقیاس طولی اولیه و $g(t)$ وابستگی دمایی در مرز هدف را مشخص می‌کند . با جایگذاری معادلات (۲) و (۳) در معادلهٔ (۱) داریم :

$$T_{0e}\left(\dot{g}h - gh'\xi\frac{\dot{Z}}{Z}\right) = \frac{5aT_{0e}^{7/2}g^{7/2}h^{3/2}h'^2}{2Z^2 r_0^2} + \frac{aT_{0e}^{7/2}g^{7/2}h^{5/2}h''}{Z^2 r_0^2} \qquad (۴)$$

که در آن نقطه ها مشتقات زمانی و پریم ها مشتقات نسبت به ξ می‌باشند . معادلهٔ (۴) را می‌توان به صورت زیر نوشت :

$$\left(\frac{Z\dot{Z}}{g^{5/2}}\right)\left(\frac{\dot{g}Z}{g\dot{Z}} - \frac{\xi h'}{h}\right) = \frac{aT_{0e}^{5/2}}{r_0^2}\left(h^{5/2}h'\right)' h^{-1} \qquad (۵)$$

برای معادلهٔ (۵) ثابت های ψ و η را به شکل زیر تعریف می‌کنیم که هر دو پارامتر از طریق ماهیت فیزیکی مسأله تعیین می‌شوند :

$$\frac{\dot{g}Z}{g\dot{Z}} \equiv \psi \quad , \quad \frac{Z\dot{Z}}{g^{5/2}} \equiv \eta \qquad (۶)$$

حال جوابی به شکل $g = Z^{\psi}$ را برای معادلهٔ (۶) در نظر می‌گیریم. چون $g(0) = 1$ است ، بنابراین مقدار $Z(0) = 1$ خواهد بود ، پس می‌توان نوشت :

$$Z\dot{Z} = Z^{(5/2)\psi}\,\eta \qquad (۷)$$

با در نظر گرفتن مقیاس طولی به صورت $r_0^2 = aT_{0e}^{5/2}\eta^{-1}$ می‌توان معادلهٔ (۵) را بر حسب متغیر ξ به شکل زیر نوشت :

$$h\psi - h'\xi = \frac{5}{2}h^{3/2}h'^2 + h^{5/2}h'' \qquad (۸)$$

برای بدست آوردن یک جواب تحلیلی با استفاده از روش خودهمانندی ، تابع آزمایشی زیر را در نظر می‌گیریم :

$$\phi = 1 - \beta^2 \qquad (۹)$$

که در آن $\beta = \xi/\xi_0$ در نظر گرفته شده است . با فرض $h = \phi^{2/5}$ طوری که $h(\xi_0) = \phi^{2/5}(1) = 0$ باشد ، داریم :

$$h' = \frac{2}{5\xi_0}\phi^{-3/5}\phi' \qquad (۱۰)$$

$$h'' = \frac{2}{5\xi_0^2}\left[\left(-\frac{3}{5}\right)\phi^{-8/5}\phi'^2 + \phi^{-3/5}\phi''\right] \qquad (۱۱)$$

با جایگذاری h و h' و h'' در معادلهٔ (۸) داریم :

$$\zeta\left[\left(\frac{5}{2}\right)\psi\phi - \beta\phi'\right] = \left(\frac{5}{2}\right)\phi\phi'' + \phi'^2 \qquad (۱۲)$$

با فرض $\psi = -1$ و $\zeta = 2$ داریم :

$$Z(t) = \left[1 + \left(\frac{9}{2}\right)\eta t\right]^{2/9} \qquad (۱۳)$$

با جایگذاری $h = \phi^{2/5}$ در معادلهٔ (۹) ، داریم :

$$h(\xi) = (1-\beta^2)^{2/5} = \left(1 - \frac{\xi^2}{\xi_0^2}\right)^{2/5} \qquad (۱۴)$$

با جایگذاری ξ از معادلهٔ (۳) و $\xi_0 = \frac{r_f(t)}{Z(t) r_0}$ در معادلهٔ (۱۴) داریم :

$$h(\xi) = \left[1 - \frac{r^2}{(4/5) r_0^2 Z^2(t)}\right]^{2/5} = \left[1 - \frac{r^2}{r_f^2(t)}\right]^{2/5} \qquad (۱۵)$$

تفاوت نتایج این مقاله با مرجع [۵] اینست که در مقاله قبلی معادله هدایت حرارتی غیر خطی الکترون برای انتشار موج حرارتی یک بعدی (x مختصات دکارتی) حل شده است . در این مقاله با تعمیم نتایج قبلی به سه بعد و با در نظر گرفتن مولفهٔ شعاعی (r مختصات کروی) برای انتشار موج حرارتی ناشی از لکه داغ مرکزی ، محاسبات لازم انجام شد و علاوه بر تابع دمای الکترون ، تابع توزیع زمان انتظار برای انتقال دمای الکترون و انرژی آزاد شده در جبهه موج حرارتی نیز بدست آمد.

نتایج و بحث

۱- تابع دمای الکترون : با جایگذاری $h(\xi)$ از معادلهٔ (۱۵) درمعادلهٔ (۲) و پس از اندکی محاسبه ، جواب زیر برای دمای الکترون بدست می‌آید :

$$T_e(r,t) = \frac{T_{0e}}{Z^3(t)}\left[1 - \frac{r^2}{{r_f}^2(t)}\right]^{2/5} \qquad (۱۶)$$

که در آن :

$${r_f}^2(t) = (\tfrac{4}{5}){r_0}^2 Z^2(t) \qquad (۱۷)$$

$$Z(t) = [1 + (\tfrac{19}{2})\xi t]^{2/19} \qquad (۱۸)$$

$$\xi = \frac{r}{(aQ^{5/2}t)^{2/19}} \qquad (۱۹)$$

که در آن Q از قانون پایستگی انرژی بدست می آید :

$$Q = \int_{r=0}^{r=(\frac{4}{5})^{1/2}r_0} T_e(r,0)4\pi r^2 dr \qquad (۲۰)$$

۲- زمان انتظار : تابع $r_f(t)$ یک جبههٔ موج حرارتی وابسته به زمان است . این جبهه موج حرارتی در ابتدا در بازه زمانی $t > 0$ بی‌حرکت می ماند و سپس شروع به حرکت می‌کند . مدت زمان بی‌حرکت ماندن جبههٔ موج حرارتی ، زمان انتظار نامیده می‌شود و توزیع آن در بازه‌های کوچک که در آنها $\frac{\partial T_e}{\partial r}$ به سرعت تغییر می‌کند ، به وقوع می پیوندد .

از حل خودهمانند معادلهٔ (۱) ، زمان انتظار (τ_c) را می توان به شکل زیر بدست آورد :

$$T_e = 0 \;\longrightarrow\; \begin{cases} \xi = \xi_0 \\ r = r_f \\ t = \tau_c \end{cases} \qquad (۲۱)$$

با جایگزینی ξ ، r و t از معادله (۲۰) در معادله (۱۹) داریم :

$$\xi_0 = \frac{r_f}{(aQ^{5/2}\tau_c)^{2/19}} \qquad (۲۲)$$

به این ترتیب ، توزیع زمان انتظار برای انتقال دمای الکترون برای مقدار مشخصی از انرژی Q و شعاع جبههٔ موج حرارتی r_f ، به شکل زیر بدست آمد :

$$\tau_c = \frac{r_f^{19/2}}{aQ^{5/2}\xi_0^{19/2}} \qquad (۲۳)$$

این نتیجه نشان می دهد که در طول مدت زمان انتظار τ_c ، اثر هدایت حرارتی تا عمق $r_f \approx Q^{5/19}{\tau_c}^{2/19}$ نفوذ می کند .

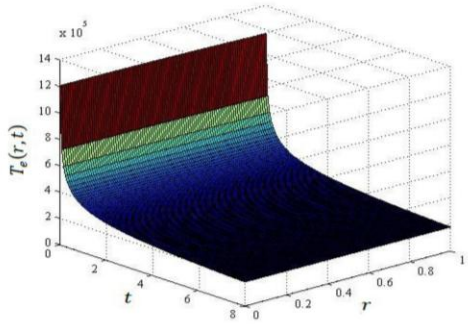
۳- انرژی آزاد شده در جبهه موج حرارتی: با تعیین توزیع دما در موج حرارتی ، می‌توان کل انرژی در موج حرارتی را در زمان τ_c محاسبه کرد . این مقدار از رابطه زیر بدست می‌آید :

$$Q(\tau_c) = n_i A_h \int_0^{r_f(\tau_c)} T_{0e} g(\tau_c) h(\xi) dr \qquad (۲۴)$$

که در آن ، A_h مساحت سطح ناحیهٔ گرم شده و n_i چگالی تعداد یون‌ها است و انرژی در یک ضخامت اولیه به شعاع محدود زیر آزاد می‌شود :

$${r_f}(t) = (\tfrac{4}{5})^{1/2} r_0 \left[1 + (\tfrac{19}{2})\frac{a{T_{0e}}^{5/2}}{{r_0}^2} t\right]^{2/19} \qquad (۲۵)$$

این نتیجه نشان می دهد که مقداری از انرژی ورودی اولیهٔ لیزر (E_{in}) در ابتدای واکنش همجوشی $(t = 0)$ در ناحیه ای محدود به شعاع $r_f(0) = (\frac{4}{5})^{1/2} r_0$ آزاد می شود . انرژی آزاد شده در این ناحیه نیز یک دمای محدود را برای الکترون های حرارتی ایجاد می‌نماید .



شکل ۵. توزیع دمای الکترونها در انتشار موج حرارتی ناشی از لکه داغ مرکزی

مرجع ها

[1] Eliezer, S., (2002), "*The Interaction of High-Power Lasers with Plasmas*", IOP Publishing, p. 205-211.

[2] Badziak, J., (1999), "*Investigation of ion streams emitted from plasma produced with a high-power picosecond laser*", Laser Part. Beams 17, 323–329.

[3] Zeldovich, Y.B., Raizer, Y.B. , (1967), "*Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena"*, Academic Press, New York and London, vol. II, p. 652-668.

[4] Atzeni, S., Meyer-ter-Vehn, J., (2004), "*The Physics of Inertial Fusion*", Oxford University Press.

[5] Mohammadian Pourtalari, A., Jafarizadeh, M.A. , Ghoranneviss, M., (2013), "*Nonlinear Electron Heat Conduction Equation and Self-Similar Method for 1-D Thermal Waves in the Laser Heating of Solid Density DT Fuel"*, Numerical Heat Transfer, Part A. 63, 55–73.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P1-02

توموگرافی اشعه ایکس نرم به روش آنالیزی بسط بسل در پلاسمای توکامک

منا احمدی[۱]، پژمان خورشید[۱*]، امیرحسین ساری[۲] و جلال‌الدین ایزدیان[۳]

[۱] گروه فیزیک، واحد مشهد، دانشگاه آزاد اسلامی، مشهد، ایران mona.ahmadi.2000@gmail.com ، pkhorshid@gmail.com

[۲] گروه فیزیک، واحد علوم و تحقیقات، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران amirsari@gmail.com

[۳] گروه ریاضی، واحد مشهد، دانشگاه آزاد اسلامی، مشهد، ایران izadian@mshdiau.ac.ir

* نویسنده مسئول: pkhorshid@gmail.com

کلید واژه: توکامک، توموگرافی، بسط بسل، اشعه ایکس نرم

چکیده

در این تحقیق، ابتدا توموگرافی اشعه ایکس نرم برای تابش های آشکار شده و همینطور مکان هندسی قرار گرفتن آشکارسازها تعیین شد. سپس بیشترین مقادیر m و l مشخص شد. بعد از آن محاسبات جهت به دست آوردن ضرایب مجهول a به روش تجزیه مقدار تکین انجام شد. انجام محاسبات برای تعیین تابش های موضعی گسیل شده از پلاسما و دریافت آن ها توسط آشکارسازها در مختصات قطبی انجام شد.. در نهایت رسم نمودارهای تابش موضعی در صفحه (x-y) و همچنین نمودارهای پربندی که نشان دهنده نقاطی است که دارای تابش های یکسانی هستند، صورت گرفت.

Soft X-ray tomography using the analytical method of Bessel function in tokamak plasma

Mona Ahmadi[1], Pejman Khorshid[1*], Jalaleddin Izadian[2] and Amir Hossein Sari[3]

[1]Dept of Physics, Ma.C, Islamic Azad University, Mashhad, Iran
[2]Dept of Physics, SR.C, Islamic Azad University, Tehran, Iran
[3]Dept of Mathematics, Ma.C, Islamic Azad University, Mashhad, Iran
*corresponding e-mail: pkhorshid@gmail.com

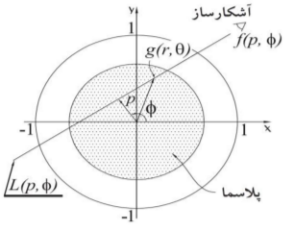
Abstract

In this research, first soft-ray tomography for the Indian radiations and the location of the decision makers were determined. Then, m and l were determined. After that, calculations were performed to obtain the unknown coefficients a using the singular value decomposition method. Calculations were performed to determine the local radiation emitted from the plasma and received by the detectors in polar coordinates. Finally, local radiation graphs were drawn in the (x-y) plane, as well as fill graphs indicating points with the same radiation.

مقدمه

توموگرافی اشعه ایکس نرم (SXR) یک ابزار بسیار مهم برای تشخیص و اندازه‌گیری تابش گسیلی از پلاسمای توکامک است [۲و۱]. با استفاده از روش توموگرافی اشعه ایکس نرم و تجزیه و تحلیل طیف سیگنال های SXR مکان شعاعی مدهای MHD مطالعه و اندازه گیری شده اند. [۵-۳] مکان شعاعی و عدد مد قطبی اغلب با استفاده از تکنیک تجزیه مقدار تکین (SVD) تعیین می‌شود. [٦] برای بازسازی تصاویر به روش توموگرافی اشعه ایکس نرم دو روش آنالیزی و پیکسلی وجود دارد [۷] در روش آنالیزی، توموگرافی، با استفاده از بسط بسل به عنوان تابع پایه در

نظر گرفته می شود در این روش، هر چه تعداد آرایه‌ها بیشتر باشد موجب تفکیک فضایی بیشتری در توموگرافی می‌شود. در این مقاله، ابتدا تابش های آشکار شده در دو زمان t_1 و t_2 شامل ۶ آرایه که هر آرایه متشکل از ۷ آشکارساز در مکان های پلوئیدی متفاوت از توکامک قرار دارند، در نظر گرفته می‌شوند، بنابراین در کل ۴۲ آشکارساز سیگنال اشعه ایکس نرم را در هر لحظه از پلاسما دریافت می کنند. هنگامی که ستون پلاسما در مرکز توکامک در حالت تعادل است، شرط لازم برای محصورسازی پلاسما این است که جابجایی پلاسما باید بسیار کوچک در نظر گرفته باشد. [۸] یکی از روش های اندازه گیری جابجایی ستون پلاسما در داخل توکامک استفاده از پیچه های مغناطیسی در اطراف آن است. ما در این مقاله از روش توموگرافی برای اندازه گیری این پارامتر استفاده می کنیم. برای بدست آوردن تابش گسیلی از هر نقطه واقع در سطح مقطع عرضی پلاسما نیازمند حل معادلات توموگرافی هستیم که با انتگرال مسیر شدت موضعی پلاسما در یک خط دید مستقیم یعنی $f(p,\phi)$ شروع می‌شود. [۸] هندسه اندازه‌گیری معادلات توموگرافی در شکل ۱ نمایش داده شده است.



شکل۱. هندسه اندازه‌گیری معادلات.

معادلات توموگرافی و نتایج تحقیق

در این بخش به توصیف روش آنالیزی توسط بسط بسل می‌پردازیم:

$$f_i(p,\phi)=\int_{L(p,\phi)} g(r,\theta)\,dL_i \quad i=1,2,\ldots N_i \qquad (۱)$$

f_i شدت تابش گسیل شده توسط هر آشکارساز است. در اینجا p فاصله عمودی از مرکز ستون پلاسما تا خط دید $L(p,\phi)$ هر آشکارساز است. ϕ زاویه بین p و مثبت محور x ها از پلاسما است، که $0\le\phi\le 2\pi$ و $0\le p\le 1$ می باشد. $g(r,\theta)$ تابش موضعی گسیل شده از پلاسما است که $0\le r\le 1$، شعاع کوچک پلاسما و $0\le\theta\le 2\pi$ است. N_i تعداد آشکارسازها در هر آرایه است. برای تجزیه و تحلیل ریاضی، هارمونیک‌های فوریه به عنوان بسط یک تابع، بر حسب توابع سینوسی و کسینوسی تعریف می‌شوند. بنابراین داریم:

$$g(r,\theta)=\sum_{m=0}^{\infty}[g_m^c(r)\cos(m\theta)+g_m^s(r)\sin(m\theta)] \qquad (۲)$$

$$f(p,\phi)=\sum_{m=0}^{\infty}[f_m^c(p)\cos(m\phi)+f_m^s(p)\sin(m\phi)] \qquad (۳)$$

شاخص های c و s در روابط بالا به ترتیب ضرایب کسینوسی و سینوسی هارمونیک های فوریه را نشان می‌دهند. با در نظر گرفتن بسط شعاعی به شکل بسط بسل داریم:

$$g_m^{c,s}(r)=\sum_{l=0}^{\infty}a_{m,l}^{c,s}\,g_{m,l}(r) \qquad (۴)$$

با جایگزاری این روابط در معادله ۲ داریم:

$$f_m^{c,s}(p)=\sum_{l=0}^{\infty}a_{m,l}^{c,s}\,f_{m,l}(p) \qquad (۵)$$

$f_{m,l}(p)$ وابسته به $g_{m,l}(r)$ است:

$$f_{m,l}(p)=2\int_p^1\frac{g_{m,l}(r)T_m(p/r)\,r\,dr}{\sqrt{(r^2-p^2)}} \qquad (۶)$$

$T_m(x)=\cos\left[m\cos^{-1}(x)\right]$ چند جمله‌ای چبیشف نوع اول است. $a^{c,s}{}_{m,l}$ توسط تکنیک‌های ریاضی مانند تکنیک حداقل مربعات بدست می‌آید.Wang و Granetz با استفاده از بسط بسل تابع $g_{m,l}(r)$ را بدست آوردند.

$$g_{m,l}(r)=J_m(x_{m,l}r) \qquad (۷)$$

که $x_{m,l}$، $l+1$ امین صفر بسط تابع بسل مرتبه m است. حال با قرار دادن این فرض در رابطه ۶ داریم:

$$f_{m,l}(p)=2\int_p^1\frac{J_m(x_{m,l}\,r)T_m(p/r)\,r\,dr}{\sqrt{(r^2-p^2)}} \qquad (۸)$$

اما با در نظر گرفتن $r=p$ در رابطه بالا مقدار $f_{m,l}(p)$ تکین می‌شود، برای برطرف کردن این مشکل نیاز به حل یک الگریتم

سخت و زمان‌بر داریم. برای برطرف کردن این مشکل Wang و Granetz مقدار $f_{m,l}(p)$ را به شکل ساده‌تر رابطه زیر کاهش داده‌اند.

$$f_{m,l}(p) = -2J_m'(x_{m,l}) \int_0^{\cos^{-1} p} [d\theta \cos(m\theta) \sin(x_{m,l}(\cos\theta - p))] \quad (۹)$$

از آنجایی که انتگرال بر حسب توابع سینوسی نوشته می‌شود، محاسبات سریع‌تر انجام شده است. در این صورت آنها برای تکمیل و ساده‌سازی، سری تحلیلی زیر را بیان کرده‌اند.

$$f_{m,l}(p) = -2J_m'(x_{m,l}) \sum_{n=0, n\neq m}^{\infty} \delta_n J_n(x_{m,l}) \times \sin(n\pi/2 - x_{m,l}\, p) \times \left[\frac{\sin((m+n)\cos^{-1} p)}{(m+n)} + \frac{\sin((m-n)\cos^{-1} p)}{(m-n)}\right] \quad (۱۰)$$

$$f_{m,l}(p) = -2\sqrt{(1-p^2)}\, J_m'(x_{m,l}) \sum_{n=0, n\neq m}^{\infty} \delta_n J_n(x_{m,l}) \times \sin(n\pi/2 - x_{m,l}\, p) \times \left(\frac{U_{m+n-1}(p)}{(m+n)} + \frac{U_{m-n-1}(p)}{(m-n)}\right) \quad (۱۱)$$

که δ_n برای $n=0$ برابر $\frac{1}{2}$ و برای بقیه n ها برابر ۱ است. $U_m(p) = \sin[(m+1)\cos^{-1}(p)/\sqrt{(1-p^2)}$ چند جمله‌ای چبیشف نوع دوم می‌باشد یک راه موثر برای انجام این کار، جایگزینی $f_m^{c,s}(p)$ در رابطه (۳) که منجر به جمع دوگانه رابطه زیر که توسط Cormack و Granetz و Wang است ،بدست می‌آیند.

$$f(p,\phi) = \sum_{m=0}^{\infty} \sum_{l=0}^{\infty} (a_{m,l}^{c} \cos m\phi + a_{m,l}^{s} \sin m\phi) \times \left[\begin{array}{l} -2\sqrt{(1-p^2)}\, J_m'(x_{m,l}) \sum_{n=0, n\neq m}^{\infty} \delta_n J_n(x_{m,l}) \\ \sin(n\pi/2 - x_{m,l}\, p) \\ \times\left(\frac{U_{m+n-1}(p)}{(m+n)} + \frac{U_{m-n-1}(p)}{(m-n)}\right) \end{array}\right] \quad (۱۲)$$

همانطور که گفته شد مجهولات توموگرافی ضرایب $a^{c,s}{}_{m,l}$ هستند، اگر $f(p,\phi)$ در طول N_i آشکارساز متفاوت اندازه‌گیری شود، در این صورت N_i رابطه خطی مستقل را به‌دست می‌آوریم،. با توجه به اینکه ماتریس W یک ماتریس مستطیلی است، نمی‌توانیم آن را مستقیماً معکوس کنیم. بنابراین، برای یافتن یک ماتریس شبه معکوس از روش تجزیه مقدار تکین (SVD) استفاده می‌کنیم. با در نظر گرفتن رابطه زیر داریم:

$$W.\vec{a} = \vec{f} \quad (۱۳)$$

$$\vec{a} = W^{-1}.\vec{f} \quad (۱٤)$$

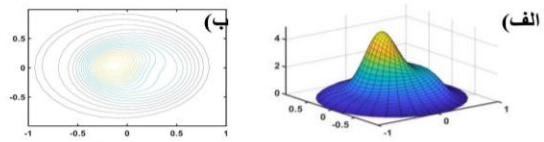
$$\begin{bmatrix} W_{1,00}^{c} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & W_{1,ML}^{s} \\ W_{2,00}^{c} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & W_{2,ML}^{s} \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot \\ W_{N,00}^{c} & \cdot & \cdot & \cdot & \cdot & W_{N,ML}^{s} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_{00}^{c} \\ a_{01}^{c} \\ \cdot \\ a_{ML}^{c} \\ a_{10}^{s} \\ \cdot \\ a_{ML}^{s} \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} f_1 \\ f_2 \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ \cdot \\ f_N \end{bmatrix} \quad (۱٥)$$

M تعداد بیشینه مقادیر m است که میزان وضوح و تفکیک پذیری توموگرافی با بیشتر بودن تعداد آرایه‌ها مشخص می‌شود. همچنین L بیشینه تعداد l است که نصف تعداد آشکارسازهای داخل آرایه است و تعداد صفرهای تابع بسل را می سازد. [۱۱] عناصر ماتریس W به‌صورت زیر نشان داده می‌شود:

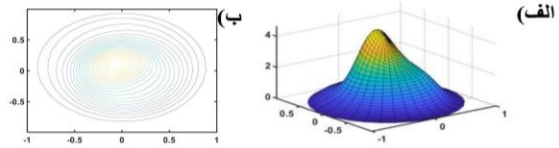
$$W_{N,Ml}^{c} = f_{m,l}(p_N)\cos(m\phi_N)$$
$$W_{N,Ml}^{s} = f_{m,l}(p_N)\sin(m\phi_N) \quad (۱٦)$$

در این مقاله از داده های راکتور SST-1 ، شامل ۶ آرایه که هر آرایه شامل ۷ آشکارساز است استفاده شده است که در مجموع ۴۲ آشکارساز داریم. [۸] هر آشکارساز به سبب محدوده متناهی خود، پلاسما را از طریق یک مخروط با زاویه فضایی کوچک می‌بیند و محور مخروط همان وتر می‌باشد. [۸]، آرایه ها در مکان های پلوئیدی متفاوتی قرار گرفته اند. هر وتر را می‌توان طوری بهینه کرد که محیطی باریک یا عریض را پوشش داده و بتواند مرکز آنها را به طور پلوئیدی تغییر دهد. [۸]، در راکتور SST-1، $m=0,1,2,3,4,5$، پس $M=6$ است و همچنین $l=0,1,2$ بنابراین $L=3$ است. بیشترین مقادیر m و l برای روابط (۲ و ۳) $M=1$ و $L=2$ تعیین شد. با توجه به این که در بسط بسل

دارای l صفر در بازه شعاعی هستند و همچنین صفرهای بسط بسل در بازه شعاعی، متقارن قرار گرفته اند،[۸] بنابراین بازسازی تصاویر به وسیله این روش، با Lهای کوچکتر می باشند. هنگامیکه L ها کوچک در نظر گرفته شدند، اشکال به صورت واضح تحت تاثیر بسط بسل واقع می شدند. اشکال ۲ و۳ به ترتیب توموگرافی به روش بسط بسل و نمودارهای پربندی متناظر با آن را در دو زمان متفاوت t_1 و t_2 نشان می دهند. هنگامیکه Lها بزرگ در نظر گرفته شدند اشکال دچار اغتشاش می شدند که این اغتشاش حاصل از نوسانات بسط بسل بود. در نتیجه در مورد بسط بسل تصویر خوی با $M=1$ و $L=2$ دیده شد.



شکل ۲.الف) توموگرافی اشعه ایکس نرم با استفاده از روش آنالیز بسط بسل. (مختصات شعاعی نرمالیزه شده اند).ب) نمودار پربندی توموگرافی در زمان t_1.



شکل ۳.الف) توموگرافی اشعه ایکس نرم با استفاده از روش آنالیز بسط بسل. (مختصات شعاعی نرمالیزه شده اند).ب) نمودار پربندی توموگرافی در زمان t_2.

از داده های تجربی به دورش آنالیزی زرنیک و بسط بسل انجام شد. جواب های بسط بسل با روش زرنیک مقایسه شد که هر دو روش جواب یکسانی داشتند.

نتیجه گیری

بازسازی تابش های اشعه ایکس نرم با استفاده از بسط بسل در دو زمان مختلف t_1 و t_2 برای تابع $f(p,\phi)$ انجام شد. بیشترین مقادیر m و l تعیین شد. با توجه به این که در بسط بسل دارای l صفر در بازه شعاعی هستند و همچنین صفرهای بسط بسل در بازه شعاعی، متقارن قرار گرفته اند، پس درنتیجه بازسازی تصاویر به وسیله این روش، با L های کوچکتر می باشند. هنگامیکه L ها کوچک در نظر گرفته شدند، اشکال به صورت واضح تحت تاثیر بسط بسل واقع می شدند. اشکال ۲ و ۳ به ترتیب توموگرافی به روش بسط بسل و نمودارهای پربندی متناظر با آن را در دو زمان t_1 و t_2 نشان می دهند. هنگامیکه L بزرگ در نظر گرفته شدند اشکال دچار اغتشاش می شدند، که این اغتشاش حاصل از نوسانات بسط بسل بود. در نتیجه در مورد بسط بسل تصویر خوی با $M=1$ و $L=2$ دیده شد.

مرجع ها

[1] Kim, J., and Choea, W. (2004). Rev Sci. Instrum, 75, 3974.
[2] Wesson J. (2004). Tokamaks. 3nd ed., Clarendon Press-Oxford, New York.
[3] Yoshimura, S. Maekawa, T., and Terumichi, Y. (2002). Invistigation of coupling of magnetohydrodynamic modes by soft X-ray computer tomography on the WT-3 tokamak. Physics of plasma, 9, 3378.
[4] Nardone, C. (1992). Multichannel fluctuation data analysis by the singular value decomposition method. application to MHD modes in JET. Plasma physics and controlled fusion, 34, 1447.
[5] Carvalho, P.J., et al. (2008). fast tomography methods for the tokamak ISTTOK. AIP conf. proc, 996, 199.
[6] Cormack, A. M. (1964). Representation of a function by its line integrals, with some radiological application. II. Journal of applied physics, 35, 2908.
[7] Wang L., and Grantez R.S. (1991). Review of Scientific Instruments, 62, 1115-1116.
[8] Chattopadhya, A. K., and Rao C.V.S. (2003). Superiority of Bessel function over Zernicke polynomial as base function for radial expansion in tomographic reconstruction. Pramana journal of physics, 61, 141-152.
[9] Ghoranneviss M., Khorshid P., Wang L., Sari A.H., Salem M.K., and Hojabri A. (2005). Investigation of tokamak plasmas as non-rigid body plasma. 32nd EPS Conference on Plasma Phys. Tarragona, 29C, 4.065.
[10] Chattopadhyay, A. K., et al. (2003). Optimization of the number of soft x-ray arrays and detectors for the SST-1 tokamak by the tomographic method. Rev. Sci. Instrum, 74, 2353.
[11] Dreval, M. B., Brandt, C., Schilling, J., Thomsen, H., Beletskii, A., & Könies, A., and the W7-X team. (2021). Determination of poloidal mode numbers of MHD modes and their radial location using a soft x-ray camera array in the Wendelstein 7-X stellarator. Plasma Physics and Controlled Fusion, 63, 065006

Paper ID: P3-09

مطالعه نقش گرادیان میدان مغناطیسی و گرادیان چگالی پلاسما بر آهنگ رشد ناپایداری رشته‌ای در چرخه همجوشی اینرسی-مغناطیسی

محسن یعقوبی * ، محمد مهدوی، سید محمد افتخاری
دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک
* mohsenyaghoobi121072@gmail.com

چکیده

ناپایداری رشته‌ای یکی از ناپایداری‌های الکترومغناطیسی در برهمکنش پرتو-پلاسما است که نقش مهمی در فرآیند نهشت انرژی پرتابه در فرآیند همجوشی ایفا می‌کند. همجوشی به روش اینرسی-مغناطیسی (MIF) به دلیل بهره‌مندی از میدان مغناطیسی و در نتیجه کاهش انرژی مورد نیاز برای لیزر جهت فشرده‌سازی، مورد توجه قرار گرفته است. در این مقاله در یک محیط پلاسمای مغناطیده و در حضور میدان الکتریکی خارجی، تاثیر گرادیان میدان مغناطیسی و گرادیان چگالی محیط پلاسما بر نرخ رشد ناپایداری رشته‌ای مورد بررسی قرار گرفته شده است. نتایج نشان می‌دهند افزایش گرادیان میدان مغناطیسی به دلیل همگرایی میدان سبب کاهش آهنگ رشد ناپایداری رشته‌ای و افزایش گرادیان چگالی پلاسما به دلیل کاهش انتقال انرژی سبب افزایش رشد ناپایداری رشته‌ای می‌گردد.

کلید واژه: گرادیان میدان مغناطیسی، ناپایداری رشته‌ای، همجوشی اینرسی-مغناطیسی(MIF)

The study role of magnetic field gradient and plasma density gradient on the growth rate of filamentation instability in the inertial-magnetic fusion cycle

Mohsen Yaghoobi, Mohammad Mahdavi, Seyed Mohammad Eftekhari
University of Mazandaran, Faculty of Sciences, Department of Physics
mohsenyaghoobi121072@gmail.com*

Abstract

The filament instability is one of the electromagnetic instabilities in the beam-plasma interaction that plays an important role in the process of projectile energy deposition in the fusion process. Magnetic inertia fusion (MIF) has been considered due to its use of a magnetic field and, as a result, the reduction of the energy required for the laser for compression. In this paper, in a magnetized plasma environment and in the presence of an external electric field, the effect of the magnetic field gradient and the density gradient of the plasma environment on the growth rate of filament instability has been investigated. The results show that an increase in the magnetic field gradient due to field convergence causes a decrease in the growth rate of filament instability and an increase in the plasma density gradient due to a decrease in energy transfer causes an increase in the growth of filament instability.

Keywords: magnetic field gradient, filamentation instability, magnetic-inertial fusion (MIF)

مقدمه

علاوه بر رویکردهای همجوشی به روش محصورسازی مغناطیسی (MCF)[1] و همجوشی به روش محصورسازی اینرسی (ICF)[2]، برای دستیابی به انرژی همجوشی هسته‌ای ، در دهه‌های اخیر روش ترکیبی از دو رویکرد برای این منظور ارائه شده است که اصطلاحا به روش همجوشی اینرسی-مغناطیسی (Magnetic-Inertial Fusion) معروف می باشد. این روشی مبتنی بر ترکیب میدان های الکترومغناطیسی و تابش لیزرهای پر قدرت و یا پرتانه ها به عنوان راه انداز به منظور کاهش انرژی فشرده سازی و افزایش بهره سیستم همجوشی می‌باشد [3]. در برهمکنش لیزر-پلاسما همواره یکی از موضوعات مورد توجه و در عین حال گسترده و پیچیده برای محققان فعال در زمینه همجوشی، مطالعه ناپایداری‌ها می‌باشد. وقتی باریکه الکترونی وارد ناحیه پلاسما می‌شود، جریان برگشتی را برای خنثی کردن جریان سیستم باریکه-پلاسما تحریک می‌کند که سبب ایجاد سه ناپایداری الکترومغناطیسی شناخته شده ناپایداری دو جریانه، ناپایداری رشته‌شدگی و ناپایداری ویبل می‌شود.

ناپایداری الکترومغناطیسی رشته‌شدگی که ناشی از پدیده خود-تنگشی می‌باشد، به عنوان یک ناپایداری الکترومغناطیسی عرضی از جمله شناخته شده‌ترین ناپایداری‌های باریکه‌ای جریان متقابل است[4]. تاکنون پژوهش‌های زیادی در بررسی ناپایداری رشته‌شدگی و عوامل تاثیرگذار بر آن از جمله گرادیان فشار[5]، گرادیان چگالی[6,7]، ناهمسانگردی دمایی محیط [8]، ناهمسانگردی دمایی باریکه-پلاسما [9,10]، نسبت میان میدان خارجی اعمالی به میدان اختلالی [11] و .... انجام شده است. هدف از این پژوهش بررسی تحلیلی اثر میدان مغناطیسی خارجی بر آهنگ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی رشته‌شدگی در محیط پلاسمای مغناطیده می‌باشد. به این منظور در بخش ۲، تئوری حاکم بر محاسبات آهنگ رشد ناپایداری بر پایه معادله ولاسوف به کمک معادلات ماکسول ارائه خواهد شد و در نهایت یک رابطه تحلیلی برای آهنگ رشد بدست خواهد آمد. در بخش ۳ اثرات پارامترهای موثر همچون گرادیان میدان مغناطیسی و گرادیان چگالی پلاسما بر آهنگ رشد ناپایداری رشته‌شدگی مورد تجزیه و تحلیل قرار می‌گیرد.

محاسبات و معادلات حاکم

برای سیستم متشکل از پلاسمای شبه-نامتناهی که توسط میدان مغناطیسی خارجی محصور شده باشد، تابع توزیع ذرات حاکم بر سیستم را می‌توان به صورت ترکیب یک تابع تعادلی f_0 و یک تابع اختلالی f_1 توصیف کرد، $f_\alpha = f_0 + f_1$ ، که در آن تابع تعادلی f_0 به صورت زیر تعریف می‌شود [12]:

$$f_0 = \left(\frac{m}{2\pi k_B T}\right)^{\frac{3}{2}} exp\left(-\frac{mv^2}{2kT}\right)\left[1 - \varepsilon'\left(x - \frac{v_y}{\omega_{c\alpha}}\right)\right] \quad (1)$$

که در آن میدان مغناطیسی با گرادیان به صورت زیر تغییر می‌کند:

$$\overrightarrow{B_0} = \overrightarrow{B_0}(1 + \varepsilon x)\hat{y} \quad (2)$$

که $\varepsilon = -\frac{1}{B_0}\frac{dB_0}{dx}$ بیانگر گرادیان میدان مغناطیسی می‌باشد.

بررسی ناپایداری رشته‌شدگی بر اساس یک مدل ساده برای دو باریکه الکترونی با جریان مخالف در چارچوب مرجع می‌باشد. یک پرتو نامتناهی و همگن با چگالی n_b را در نظر بگیرید که با سرعت نسبی متوسط v_b در پلاسما منتشر می‌شود. این پرتو یک جریان برگشتی با سرعت متوسط v_p ایجاد می‌کند. فرض می‌کنیم چگالی پرتو بسیار کمتر از چگالی پلاسما است، زیرا جریان برگشتی غیرنسبیتی است. پرتو الکترون نسبیتی در امتداد گرادیان چگالی از ناحیه بیرونی کپسول سوخت با چگالی ذرات $n_e \sim 10^{21} cm^{-3}$ به هسته دارای چگالی $n_e \sim 10^{25} cm^{-3}$ حرکت می‌کند[13,14]. تابع توزیع غیر اختلالی شامل محیط پلاسمای مغناطیده و الکترون‌های پرتو نسبیتی را می‌توان به صورت زیر توصیف کرد[15]:

$$f_0 = f_0^p + f_0^b = \frac{m^{3/2}}{(2\pi k_B)^{3/2}(T_\perp^p)(T_\parallel^p)^{1/2}} exp\left(-\frac{m}{2k_B}\left(\frac{v_x^2}{T_\perp^p} + \frac{v_y^2}{T_\perp^p} + \frac{(v_z+v_p)^2}{T_\parallel^p}\right)\right)\left[1-\varepsilon'\left(x-\frac{v_y}{\omega_{c\alpha}}\right)\right] + \frac{(m\gamma)^{3/2}}{(2\pi k_B)^{3/2}(T_\perp^b)(T_\parallel^b)^{1/2}} exp\left(-\frac{m\gamma}{2k_B}\left(\frac{v_x^2}{T_\perp^b} + \frac{v_y^2}{T_\perp^b} + \frac{(v_z-v_b)^2}{T_\parallel^b}\right)\right)\left[1-\varepsilon'\left(x-\frac{v_y}{\omega_{c\alpha}}\right)\right] \quad (3)$$

که در آن m، v و T به ترتیب جرم، سرعت و دمای حرارتی الکترون‌ها می‌باشد. اندیس‌های $\perp$ و $\parallel$ به ترتیب به جهت انتشار عمود و موازی برای پرتو و پلاسما اشاره دارند. همچنین x عمق نفوذ در کپسول سوخت و k_B ثابت بولتزمن می‌باشند.

معادلات ولاسوف-ماکسول برای تابع توزیع مورد نظر که دارای گرادیان میدان در جهت x محور مختصات و شامل میدان الکتریکی $\vec{E} = E_1\hat{z}$ و میدان مغناطیسی $\vec{B_0} = (B_0 + B_1)\hat{y}$ است، به صورت زیر قابل ارائه می‌باشند [12]:

$$\left[\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v}.\vec{\nabla} + \frac{q_\alpha}{m}\left(\frac{\vec{v}\times\vec{B_0}}{C}.\vec{\nabla}\right)\right] f_1 = -\frac{q_\alpha}{m}\left(\vec{E_1} + \frac{\vec{v}\times\vec{B_1}}{C}\right) f_0 \quad (4)$$

$$\vec{\nabla}\times\vec{B} = \frac{4\pi}{C} + \frac{1}{C}\frac{\partial\vec{E}}{\partial t} \quad (5)$$

$$\vec{\nabla}\times\vec{E} = -\frac{1}{C}\frac{\partial\vec{B}}{\partial t} \quad (6)$$

در حالی که در روابط (4-6)، C سرعت نور، q_α و m به ترتیب بار و جرم الکترون و J چگالی جریان می‌باشند. با در نظر گرفتن اختلالی کوچک به فرم $\exp\left[i(kx-\omega t)\right]$ با استفاده از تبدیل فوریه، معادله پاشندگی برای سیستم بیان شده در پلاسمای مغناطیده و بدون برخورد به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\omega^2 - C^2k^2 - \frac{2\omega\omega_j^2}{E_1}\iiint \frac{v_x v_z^2}{\omega - kv_x}\left(\frac{kE_1}{\omega} - \frac{(B_0+B_0\varepsilon x)}{C}\right)\left(\frac{\partial f_0}{\partial v_x^2}\right) dv_x dv_y dv_z - \frac{2\omega\omega_j^2}{E_1}\iiint \frac{v_z^2}{\omega - kv_x}\left(E_1 + \frac{v_x(B_0+B_0\varepsilon x)}{C} - \frac{kE_1 v_x}{\omega}\right)\left(\frac{\partial f_0}{\partial v_z^2}\right) dv_x dv_y dv_z = 0 \quad (7)$$

با جایگذینی تابع توزیع رابطه (۳) در معادله پاشندگی ،رابطه (۷) ، انتگرال‌های معادله پاشندگی جدید بدست آمده را با فرض $y = v_x\sqrt{\frac{m}{2k_BT_\perp^p}}$ ، $\eta = \frac{\omega}{k}\sqrt{\frac{m}{2k_BT_\perp^p}}$ ، $y' = v_x\sqrt{\frac{m\gamma}{2k_BT_\perp^p}}$ و $\eta' = \frac{\omega}{k}\sqrt{\frac{m\gamma}{2k_BT_\perp^p}}$ و تعریف تابع $z_{(\eta)} = \frac{1}{\sqrt{\pi}}\int\frac{\exp(-y^2)}{y-\eta}dy$ قابل حل می‌باشد. در محدوده فرکانس‌های پایین $|Ck| >> |\omega|$ که $\eta < 1$ است و انتخاب ω به‌صورت $\omega = \omega_r + i\omega_m$ ، ترکیبی از جمله حقیقی ω_r و جمله موهومی ω_m ، تابع پاشنگی $z_{(\eta)}$ را می‌توان به صورت زیر تقریب زد[16]:

$$z_{(\eta)} = -2\eta + i\sqrt{\pi}\exp(-\eta^2) \quad (8)$$

با توجه به اینکه ناپایداری رشته‌شدگی یک موج فرکانسی کوتاه است، جمله $i\sqrt{\pi}\exp(-\eta^2)$ به صفر میل می‌کند و با برابر صفر قرار دادن جملات حقیقی در رابطه (۷)، آهنگ رشد ناپایداری رشته‌شدگی به‌صورت زیر بدست خواهد آمد:

$$\frac{\omega_m}{\omega_j} = \qquad (9)$$

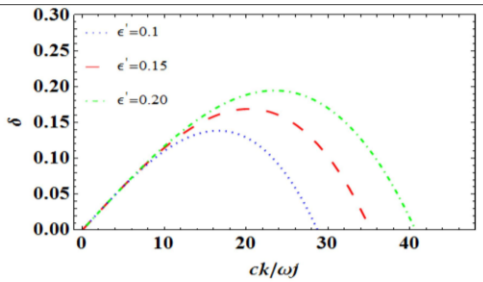
$$\frac{\left(Y^2 + \left[1 + \frac{(B_0 + B_0\varepsilon x)}{B_1'}\right]\left[\sqrt{\frac{m}{2\pi k_B T_\perp^p}}\left(1 + \frac{m v_p^2}{k_B T_\parallel^p}\right)(G) + \sqrt{\frac{m\gamma}{2\pi k_B T_\perp^b}}\left(1 + \frac{m v_b^2}{k_B T_\parallel^b}\right)(H) - \frac{m^2}{2\pi k_B^2 T_\perp^{p\frac{1}{2}} T_\parallel^{p\frac{3}{2}}}(S) - \frac{(m\gamma)^2}{2\pi k_B^2 T_\perp^{b\frac{1}{2}} T_\parallel^{b\frac{3}{2}}}(R)\right]\right)\left(\frac{Y}{C}\right)}{\left(\frac{m}{2k_B T_\perp^p}\left(1 + \frac{m v_p^2}{k_B T_\parallel^p}\right)[G] + \frac{m\gamma}{2k_B T_\perp^b}\left(1 + \frac{m\gamma v_b^2}{k_B T_\parallel^b}\right)[H]\right)}$$

با توجه به محدودیت در تعداد صفحات مقاله، ضرایت G,H,S,R در رابطه (۹) وارد نشده و در صورت نیاز قابل ارائه می‌باشد. در این رابطه آهنگ رشد نسبی ناپایداری رشته‌شدگی بر حسب متغیرهای فیزیکی پرتو و محیط پلاسما بیان شده است. با توجه به حدود تغییرات متغیرهای پرتو و محیط پلاسما، وابستگی عوامل موثر بر آهنگ رشد ناپایداری رشته‌شدگی قابل تجزیه و تحلیل می‌باشد.

بحث و نتیجه‌گیری

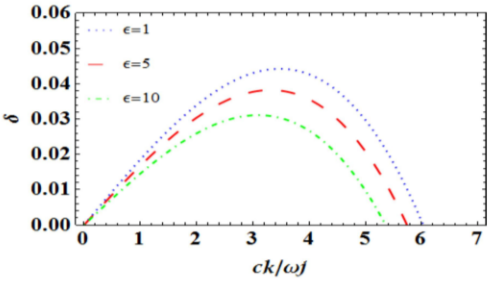
در این بخش به بررسی و تجزیه و تحلیل عوامل موثر بر آهنگ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی رشته‌شدگی که طبق رابطه (۹) بدست آمده، پرداخته می‌شود.

در شکل (۱) اثر گرادیان چگالی محیط پلاسما (ε') بر آهنگ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی رشته‌شدگی ارائه شده است. مشاهده می‌شود در پلاسمای مغناطیده با اندازه میدان مغناطیسی 10^7 گاوس به ازای مقادیر ثابت گرادیان میدان مغناطیسی، ناهمسانگردی دمایی باریکه و پلاسما و پارامتر نسبیتی باریکه، با افزایش گرادیان چگالی پلاسما به دلیل کاهش سرعت انتقال انرژی باریکه به ذرات پلاسما، آهنگ رشد ناپایداری رشته‌شدگی افزایش می‌یابد. افزایش ۲ برابری در گرادیان چگالی پلاسما ، آهنگ رشد ناپایداری رشته‌شدگی را تا ۴۱٪ افزایش می‌دهد.



شکل (۱) مقایسه آهنگ رشد ناپایداری رشته‌شدگی (δ) بر حسب CK/ω_j در پلاسمای مغناطیده برای مقادیر مختلف گرادیان چگالی ۰.۱ و ۰.۱۵ و ۰.۲

در ادامه اثر تغییرات گرادیان میدان مغناطیسی بر آهنگ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی رشته‌شدگی در شکل (۲) ارائه شده است. مشاهده می‌شود در شرایط محیط پلاسما مغناطیده با اندازه میدان مغناطیسی 10^7 گاوس برای مقادیر فیزیکی ثابت گرادیان چگالی پلاسما، ناهمسانگردی دمایی باریکه و پلاسما و پارامتر نسبیتی باریکه، با افزایش گرادیان میدان مغناطیسی به دلیل همگرایی خطوط میدان مغناطیسی خارجی اعمالی و تمرکز انرژی باریکه در محیط پلاسما قرص سوخت و افزایش آهنگ انتقال انرژی باریکه به ذرات محیط پلاسما، آهنگ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی رشته‌شدگی کاهش می‌یابد. افزایش ۱۰ برابری در گرادیان میدان مغناطیسی، آهنگ رشد ناپایداری رشته‌شدگی را تا ۲۸٪ کاهش می‌دهد.



شکل(۱) مقایسه آهنگ رشد ناپایداری رشته‌شدگی (δ) بر حسب CK/ω_j در پلاسمای مغناطیده با مقادیر مختلف گرادیان میدان مغناطیسی ۱و۵و۱۰

مرجع‌ها

[1] Ongena,J,Koch,R,Wolf,R ,Zohm,H.(2016). Magnetic-confinement fusion. Nature Physics, 398-410.

[2]Thomas,H,Johnson.(1984).Inertial Confinement Fusion.Proceedings of the IEEE, Vol 72,NO.5.

[3]Wurden,G.A ,Hsu,S.C ,Intrator,T.P ,et al. (2016). Magneto-Inertial Fusion. J Fusion Energ35, 69–77.

[4] Lawson,J.D .(1957). Some criteria for a power producing thermonuclear reactor. Proceedings of the Physical Society, Section B,70, 6-10.

[5] Mahdavi,M ,Khanzadeh,H .(2021). A study of the effect of self-generated pressure gradient sources on the resistive filamentation instability. Plasma Phys.

[6] Mahdavi,M, Khanzadeh,H .(2021). The effect of the plasma density gradient on current filamentation instability. Plasma Phys.

[7]Mahdavi.M,Bizhani.Z,Khanzadeh.H.(2025) .Investigation of the Effect of Density Gradients in Fuel Pellets on Filamentation Electromagnetic Instability during Beam-Plasma Interactions in Inertial Confinement Fusion.Iranian Journal of Astronomy and Astrophysics. Vol. 11, No. 4.

[8] Yaghoubi,S ,Ghasemizad,A ,Khoshbinfar,S .(2022). Filamentation instability fluctuations of proton fast ignitor due to temperature anisotropy in pre-compressed fuel. Academic World Research. Vol 22.

[9] Petrin.A,(2010).“Wave Propagation in Materials for Modern Applications”, BoD Books on Demand.

[10] Stockem.A, Lazar.M, and Smolyakov.A, (2009). Journal of Plasma Physics 75, 4 ,529 .

[11] Emelyanov.N.A , Kocharovsky.VI.V .(2024). WEIBEL INSTABILITY IN THE PRESENCE OF AN EXTERNAL MAGNETIC FIELD: ANALYTICAL RESULTS. Radiophysics and Quantum Electronics, Vol 66.

[12] Deka. P. N ; Gogoi, S.(2019). The Wave Energy Up Conversion of Plasma Wave in Inhomogeneous Ionospheric Plasma: The Wave Energy Up Conversion of Plasma Wave. Journal of Scientific Research, 11(3): p. 339-350.

[13]Bret.A,Deutsch.C.(2006).Laser.Part. Beams, 24, 269.

[14]Honrubia.J.J,Kaluza.M,Schreiber.J,Tsakiris. G.D,Meyer-ter-Vehn.J.(2005).Phys.Plasmas, 12, 052708.

[15]Deutsch.C, Bret.A, Fromy.P.(2005).Contrib. Plasma. Phys, 45, 254.

[16] Hosseini, S.A ; M. Mahdavi. (2016). Weibel instability growth rate in magnetized plasmas with quasi-relativistic distribution function. Communications in Theoretical Physics, 66(6): p. 709 .

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P7-03

بررسی اثر پلاسمای سرد اتمسفری در جوانه‌زنی و رشد ساقه‌چه و ریشه‌چه بذر ذرت

مازندرانی، ابوالفضل[۱]- گودرزی، شروین[۱]- رشاد، محمد[۲*]
۱. سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای
۲. صنعتی امیرکبیر(پلی تکنیک تهران)،فیزیک و مهندسی انرژی، مهندسی هسته‌ای
mo.reshad@aut.ac.ir

چکیده

در این مقاله اثر پلاسمای سرد اتمسفری تولید شده در دستگاه تخلیه سد دی الکتریک (که در فشار اتمسفر و گاز هوا تولید شده است) بر روی جوانه زنی بذر ذرت مورد آزمایش و بررسی قرار گرفت. بذرها به مدت ۳۰ ثانیه تحت تیمار پلاسماهایی با توان ۴۰، ۷۰ و ۱۰۰ وات مورد تیمار قرار گرفتند. نتایج بدست آمده افزایش قابل توجه جوانه‌زنی، رشد جوانه و شاخص ویگور بذرهای تیمارشده نسبت به حالت شاهد را نشان می‌دهد. درصد جوانه زنی، شاخص ویگور، طول ساقه‌چه و ریشه‌چه در تیمار ۷۰ وات نسبت به شاهد، به ترتیب ۱۳.۲٪، ۸۸.۷٪، ۸۷.۳٪ و ۵۴.۳٪ افزایش داشته است که تاثیر مثبت و معنادار پلاسما را بر بذرهای ذرت نشان می‌دهد. همچنین عکس‌های SEM نشان دهنده ایجاد ترک‌های سطحی و رگه‌های الکترونی در سطح بذر ذرت بوده که برای نفوذ بهتر آب و اکسیژن به جنین بذر است.

کلمات کلیدی: پلاسمای سرد اتمسفری، پلاسمای DBD، افزایش جوانه زنی، ذرت

Investigating the Effect of Atmospheric Cold Plasma on Germination and Shoot and Root Growth of Corn Seeds

Mazandarani, Abolfazl[1]- Goudarzi, Shervin[1]- Rashad, Mohammad[2*]
1. **Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran**
2. **Amirkabir University of Technology(Tehran Polytechnic), Physics and Energy Engineering, Nuclear Engineering**

mo.reshad@aut.ac.ir

Abstract

In this study, the effect of atmospheric cold plasma, generated by a dielectric barrier discharge (DBD) device at atmospheric pressure using ambient air, on corn seed germination was investigated. Seeds were treated for 30 seconds with plasmas at power levels of 40, 70, and 100 watts. The results showed a significant increase in germination, seedling growth, and vigor index for the treated seeds compared to the control group.Specifically, at the 70-watt treatment, germination percentage, vigor index, shoot length, and root length increased by 13.2%, 88.7%, 87.3%, and 54.3% respectively, compared to the control. This demonstrates the positive and significant effect of plasma on corn seeds. Additionally, SEM images revealed the formation of surface cracks and electron streaks on the corn seed surface, which facilitates better water and oxygen penetration into the seed embryo.

Keywords: Atmospheric cold plasma, DBD plasma, increased germination, corn

مقدمه

ذرت به‌عنوان یک دانه روغنی بسیار با ارزش و یک منبع حیاتی برای خوراک دام، مصرف انسان و کاربردهای مختلف صنعتی مانند تولید اتانول شناخته می شود. ذرت بعد از نیشکر دومین محصول تولید شده در جهان بوده و ۱۲ درصد از کل تولید محصولات زراعی جهان در سال ۲۰۲۰ را تشکیل داده است[۱-۳]. در سرتاسر جهان در اکوسیستم‌های مختلف محصول ذرت با طیف گسترده‌ای از تنش‌های زیست محیطی و همچنین عوامل مهم در بحث رشد جوانه‌زنی مانند دما، نور و دسترسی به آب روبه رو است که می تواند درصد جوانه زنی بذر را کاهش دهد. علاوه بر آن بذرهای ذرت دارای بیضه‌های ضخیم و غیر قابل نفوذ هستند که منجر به جوانه زنی ضعیف، زمان جوانه زنی طولانی و یکنواختی جوانه زنی کم می‌شود که متعاقباً منجر به استقرار ضعیف و کاهش عملکرد می‌گردد [۵و۴]. تقویت جوانه زنی، یکی از روش‌های کاربردی در افزایش میزان تولید گیاهان از جمله ذرت است. این روش که مستقیم‌ترین راه برای افزایش میزان تولید از طریق غلبه بر بافت ضخیم بذر بوده و در سال‌های اخیر استفاده از فناوری پلاسما که یکی از روش‌های بهبود رشد جوانه‌زنی دانه‌های روغنی و گیاهی می‌باشد. یکی از دلایل روی آوردن به استفاده از این روش، سادگی پردازش آن بوده است. به طور کلی پلاسمای غیر حرارتی شامل یون‌های مثبت و منفی، الکترون‌ها، ذرات خنثی، رادیکال‌های فعال متعدد، تابش‌های الکترومغناطیسی و میدان‌های الکتریکی قوی هستند که از طریق تحریک فعالیت‌های فیزیولوژیکی سبب بهبود رشد دانه‌های روغنی و گیاهی شده است. تیمارهای پلاسمایی، نفوذپذیری آب و اکسیژن به درون بذر را افزایش‌داده و همچنین اثرات رفع آلودگی قابل قبولی دارند[۶-۹].

مطالعات مختلفی اثر پلاسمای غیرحرارتی (تخلیه سد دی‌الکتریک، پلاسمای ماکروویو و اتمسفری) بر روی چغندر، فلفل قرمز، گندم، نخود فرنگی، کلزا و برنج مورد آزمایش قرار داده شد و در نتیجه تمام این موارد افزایش سرعت جوانه‌زنی و رشد گیاهچه گزارش گردید. افزایش سرعت جوانه‌زنی برای استقرار موفق محصول حیاتی بوده و جوانه‌زنی ناکافی می‌تواند منجر به کاهش بهره‌وری محصول و مشکلات مالی برای تولیدکنندگان کشاورزی باشد [۱۰]. با این حال گزارشات در مورد اثرات پلاسما بر بذر ذرت محدود است و هدف از این مطالعه، بررسی اثر پلاسمای غیرحرارتی تخلیه سد دی الکتریک DBD بر جوانه‌زنی، رشد گیاهچه، مورفولوژی سطح و میزان جذب آب بذرهای ذرت است. بذرهای ذرت در پلاسمای DBD با توان‌های ۴۰، ۷۰ و ۱۰۰ وات به مدت ۳۰ ثانیه قرار گرفتند.

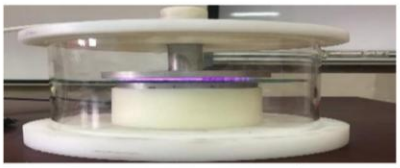
۲- مواد و روش‌ها:

۲-۱ تجهیزات مولد پلاسما

برای مولد پلاسما از یک دستگاه تخلیه سددی‌الکتریک (DBD) با الکترودهای آلومینیومی دایره‌ای و دی‌الکتریک پیرکس به مشخصات فنی جدول زیر برای اصلاح بذرها استفاده شده است (شکل ۱). شکل موج این دستگاه پارامتر سینوسی بوده و تمام تیمارها در دمای آزمایشگاه(۲۵ درجه) بر روی بذرها به مدت ۳۰ ثانیه و در پلاسماهای ۴۰، ۷۰ و ۱۰۰ وات قرار گرفتند.

جدول۱. مشخصات فنی دستگاه DBD به کار رفته

ولتاژ (KV)	فرکانس (KHz)	فاصله الکترود و دی‌الکتریک	ضخامت دی‌الکتریک
۴-۱۰	۲۵	۷-۱ میلی‌متر	۳-۱ میلی‌متر



شکل۱. دستگاه مولد پلاسمای تخلیه سدی الکتریک

۲-۲- آزمایش جوانه‌زنی

آزمایش جوانه‌زنی به صورت یک طرح کاملا تصادفی برای بذر ذرت با سه بار تکرار انجام شد. در این آزمایش‌ها بذرها با محلول هیپوکلریت سدیم ۳ درصد و محلول قارچ کش بنومیل ۲ در هزار، ضدعفونی و با آب مقطر آب‌کشی شدند. هر پتری‌دیش شیشه‌ای به کاررفته در این آزمایش‌ها حاوی ۲۰ عدد بذر بود [۱۱]. ارزیابی جوانه‌زنی در شرایط آزمون جوانه‌زنی استاندارد انجمن بین المللی آزمون بذر (ISTA) به مدت ده روز در دمای ۲۵ درجه سانتی‌گراد در اتاقک رشد صورت گرفت. بذرها و میزان جوانه‌زنی آن‌ها به طور روزانه بررسی و ثبت می‌شدند. در پایان دوره اجرای آزمایش، درصد جوانه‌زنی نهایی، شاخص ویگور، طول ریشه‌چه و ساقه‌چه نیز به روش زیر محاسبه شدند. به طور کلی شاخص جوانه‌زنی، شاخص ویگور و طول گیاهچه رابطه مستقیمی با کیفیت و قدرت زیست بذرها دارد. هر چه کیفیت بذرها مناسب‌تر باشد درصد جوانه‌زنی، تعداد بذرهای جوانه‌زده و طول گیاهچه بیشتر و درنتیجه شاخص جوانه زنی وشاخص ویگور بالاتر خواهد بود.

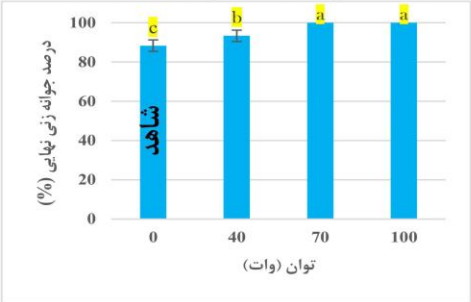
۳-۲- عکس‌های میکروسکوپ الکترونی

به منظور بررسی مورفولوژی سطح بذرها و مقایسه بین بذرهای شاهد با بذرهای تیمار شده با پلاسما از سطح بذرها عکس برداری با میکروسکوپ الکترونی صورت گرفته است. در ابتدا وضعیت نرمال بودن تمامی داده‌ها توسط آزمون نرمالیتی بررسی شده و در صورت نیاز تغییر و تبدیل مناسب داده ها انجام شد. ضرایب همبستگی با استفاده از روش همبستگی پیرسون محاسبه شدند. جهت تجزیه و تحلیل آماری از نرم افزار SAS و مقایسه میانگین‌ها با استفاده از آزمون چنددامنه‌ای دانکن در سطح ۰/۰۵ انجام شد. نمودارها در محیط Excel ترسیم شدند [۱۰].

۳- بحث

۳-۱- بهبود جوانه‌زنی با پلاسما

با توجه به نمودار شکل ۳، نتایج درصد جوانه‌زنی نهایی بذر ذرت نشان داد که با افزایش توان پلاسما در مقایسه با بذر شاهد میزان درصد جوانه‌زنی نهایی به‌صورت معنی داری افزایش پیدا کرد و این مورد را می‌توان به افزایش نفوذ آب و اکسیژن به داخل بذر به عنوان یک عامل کلیدی در راه‌اندازی واکنش‌های مورد نیاز در شرایط جوانه‌زنی نسبت داد. در این مجموعه آزمایش، هیچ اثر منفی ظاهری بر جوانه‌زنی بذر مشاهده نشد. نتایج نشان می‌دهد تیمار پلاسما در توان‌های ۴۰، ۷۰ و ۱۰۰ وات نسبت به بذرهای شاهد، به ترتیب ۵.۶۶، ۱۳.۲ و ۱۳.۲ درصد در جوانه‌زنی افزایش داشته است. پلاسما به عنوان یک روش اثرگذار در جوانه‌زنی می‌تواند آینده روشن‌تری داشته باشد. در نمودار، حروف مشترک به معنای عدم تفاوت معنی‌دار و حروف مستقل به معنی تفاوت معنی‌دار در هر گروه است.



شکل۳. درصد جوانه زنی نهایی بذر ذرت

طول ساقه‌چه و ریشه‌چه پس از ۱۰ روز، اندازه‌گیری شد. مطابق جدول ۱ مشاهده می‌شود که بذرهای تیمار شده با پلاسما بیشتر از شاهد رشد کرده و پلاسمای ۷۰ و ۱۰۰ وات برای بذرهای ذرت اثربخشی بهتری داشته است. نتایج نشان می‌دهد تیمارهای ۴۰، ۷۰ و ۱۰۰ وات در صفت طول گیاهچه، به ترتیب ۴۵.۶، ۶۶.۷ و ۵۴.۴ درصد نسبت به بذرهای شاهد افزایش داشته‌است.

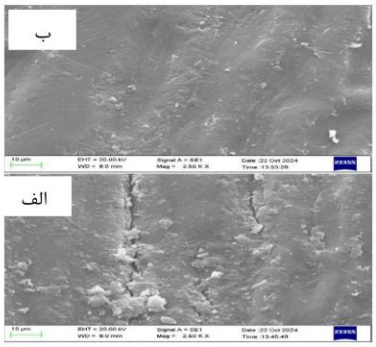
جدول ۱. اندازه‌گیری پارامترهای جوانه‌زنی

تیمار پلاسما	شاخص ویگور	طول ساقه (cm) ± SE	طول ریشه (cm) ± SE
کنترل	۱۲۹۸.۵	5.5 ± 0.4	9.2 ± 0.5
40وات	۱۹۹۷.۳	8.8 ± 0.3	12.6 ± 0.4
70وات	۲۴۵۰	10.3 ± 0.2	14.2 ± 0.3
100وات	۲۲۷۰	9.7 ± 0.3	13.0 ± 0.5

۳-۲- عکس برداری SEM

یکی از روش‌های تشخیص دقیق تاثیر پلاسما بر روی جوانه‌زنی سطح بذر SEM بوده‌است. این روش قادر است تصاویری ۲۰۰ برابر بهتر از میکروسکوپ‌های معمولی ارائه داده و پرکاربردترین ابزار برای بررسی توپوگرافی سطح و مورفولوژی مواد حجیم در مقیاس نانو بوده است. در بیان کلی روش تصویر برداری SEM مبتنی بر تشخیص الکترون‌های منعکس شده یا پراکنده شده از سطح مورد بررسی بوده و عملکرد کلی آن به عوامل مختلفی از جمله کیفیت منبع الکترونی، طراحی کم انحراف عدسی و اثرات برهمکنش پرتو نمونه اولیه بستگی دارد.

در شکل ۴ ترک‌هایی در سطح بذرهای تیمار شده با پلاسما مشاهده می‌شود که با افزایش توان پلاسما حجم و تعداد این ترک‌ها افزایش می‌یابد. این ترک‌ها می‌تواند علت اصلی تغییر در جوانه‌زنی و رشد گیاهچه باشد. در واقع با جذب آب، اکسیژن و املاح بیشتر، جوانه زنی و رشد گیاهچه افزایش می‌یابد.



شکل۴. الف) سطح بذر ذرت (کنترل) و ب) سطح بذر ذرت ۱۰۰ وات

۴- نتیجه گیری:

در پژوهشی با پلاسمای سرد بر روی ذرت توانستند با زمان تیمار ۳۰ و ۶۰ ثانیه، موجب افزایش میزان جذب آب، تسریع در جوانه‌زنی اولیه و افزایش فعالیت آنزیم‌های آنتی‌اکسیدانی شد[۱۳]. همچنین در پژوهش مشابه دیگری که از پلاسما سرد نوع Gliding Arc در فشار اتمسفری برای تیمار ذرت استفاده شد نتایج نشان داد که علاوه بر افزایش سرعت جوانه‌زنی، رشد بهتر ریشه و ساقه و تنظیم سطح هورمون‌های گیاهی درمان‌های کوتاه‌مدت پلاسما تأثیرات مثبت‌تری بر رشد ابتدایی نهال‌ها داشته‌اند[۱۴]. در این مطالعه اثر پلاسمای سرد بر بذرهای ذرت مورد آزمایش قرار گرفت و با توجه به نتایج جوانه-زنی و طول گیاه‌چه مشخص شد که درمان پلاسما اثر تحریکی مثبتی بر ذرت دارد. تصاویر SEM نشان داد که پلاسمای سرد DBD، سطوح صاف و روغنی بذرهای ذرت را به سطوح ترک خورده، غیر صاف، غیر روغنی، نازک و شکننده تبدیل کرد. این تعابیر برای رشد جنین با توجه به درصد جوانه‌زنی و طول گیاهچه بدست آمده در نتایج مفهوم عملکرد مطلوب را دارد. نتایج نشان داد پلاسمای ۷۰ و ۱۰۰ وات توانست در طول گیاهچه، به ترتیب رشد ۶۶.۷ و ۵۴.۴ درصد نسبت به شاهد را ایجاد کند. این امر می‌تواند اثبات کننده افزایش نفوذ آب به درون بذر و در نتیجه افزایش جوانه‌زنی و قدرت ظهور ساقه‌چه و ریشه‌چه در مقایسه با شاهد باشد [۹]. نتایج کلی در این مطالعه نشان داد که تمام تیمارهای پلاسما اثر مثبتی بر بذرهای ذرت داشت و هیچ اثر منفی تا ۱۰۰ وات دیده نشد و می‌توان گفت، پلاسما به عنوان یک روش موثر، سریع و ارزان در افزایش جوانه‌زنی ذرت به شمار می‌آید.

۶- مراجع:

[1] Revilla, P., Alves, M. L., Andelković, V., Balconi, C., Dinis, I., Mendes-Moreira, P., ... & Malvar, R. A. (2022). Traditional foods from maize (Zea mays L.) in Europe. Frontiers in Nutrition, 8, 683399.
[2] Bulbul, S. N., Mamur, S., Yuzbasioglu, D., & Unal, F. (2024). Safety assessment of high fructose corn syrup and fructose used as sweeteners in foods. Toxicology mechanisms and methods, 1-12.
[3] Zhang, H., Mengqiong, C. H. E. N., Ruiquan, Q. I. A. O., Fan, D. I. N. G., Hao, F. E. N. G., & Jiang, R. (2024). Agronomic performances of biodegradable and non-biodegradable plastic film mulching on a maize cropping system in the semi-arid Loess Plateau, China. Pedosphere, 34(1), 88-96.
[4] Wang, T., Zang, Z., Wang, S., Liu, Y., Wang, H., Wang, W., ... & He, R. (2021). Quaternary ammonium iminofullerenes promote root growth and osmotic-stress tolerance in maize via ROS neutralization and improved energy status. Plant Physiology and Biochemistry, 164, 122-131
[5] Chakraborti, S., Bera, K., Sadhukhan, S., & Dutta, P. (2022). Bio-priming of seeds: Plant stress management and its underlying cellular, biochemical and molecular mechanisms. Plant Stress, 3, 100052.
[6] Recek, N., Zaplotnik, R., Vesel, A., Primc, G., Gselman, P., Mozetič, M., & Holc, M. (2023). Germination and Growth of Plasma-Treated Maize Seeds Planted in Fields and Exposed to Realistic Environmental Conditions. International Journal of Molecular Sciences, 24(7), 6868.
[7] Šerá, B., Scholtz, V., Jirešová, J., Khun, J., Julák, J., & Šerý, M. (2021). Effects of non-thermal plasma treatment on seed germination and early growth of leguminous plants—A review. Plants, 10(8), 1616.
[8] Bozhanova, V., Marinova, P., Videva, M., Nedjalkova, S., & Benova, E. (2024). Effect of Cold Plasma on the Germination and Seedling Growth of Durum Wheat Genotypes. Processes, 12(3), 544.
[9] Sayahi, K., Sari, A. H., Hamidi, A., Nowruzi, B., & Hassani, F. (2024). Application of cold argon plasma on germination, root length, and decontamination of soybean cultivars. BMC Plant Biology, 24(1), 59..
[10] Mazandarani, A., Goudarzi, S., Ghafoorifard, H., & Eskandari, A. (2020). Evaluation of DBD plasma effects on barley seed germination and seedling growth. IEEE Transactions on Plasma Science, 48(9), 3115-3121.
[11] Lamichhane, P., Veerana, M., Lim, J. S., Mumtaz, S., Shrestha, B., Kaushik, N. K., ... & Choi, E. H. (2021). Low-temperature plasma-assisted nitrogen fixation for corn plant growth and development. International Journal of Molecular Sciences, 22(10), 5360.
[12] Khursheed, A. (2024). Scanning electron microscopy,

treatment of maize (Zea mays L.) grains promotes seed germination and early growth, affecting hormone pools, but not significantly photosynthetic parameters. Agronomy, 11(10), 2066 https://doi.org/10.1016/B978-0-323-90800-9.00128-1

[13] Holubová, Ľ., Švubová, R., Slováková, Ľ., Bokor, B., Chobotová Kročková, V., Renčko, J., ... & Gálová, E. (2021). Cold atmospheric pressure plasma treatment of maize grains—induction of growth, enzyme activities and heat shock proteins. International Journal of Molecular Sciences, 22(16), 8509.

[14] Šerá, B., Vanková, R., Roháček, K., & Šerý, M. (2021). Gliding arc plasma

Paper ID: P8-04

شبیه‌سازی اثر ولتاژ کاتد بر توزیع دوبعدی چگالی گونه‌های ازن و نیتریک‌اکسید در تخلیه کرونای هوای خشک

مریم کشاورزی۱، مصطفی سلحشور۲*، غلام‌حسن نجفی۱، ، محمدهادی خوش‌تقاضا۱، شیوا گرجیان۱، حمید قمی۳ و پوریا سیفی۳

۱ گروه مهندسی مکانیک بیوسیستم، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران

۳ پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

salahshoor@iust.ac.ir *

چکیده

در این پژوهش، با استفاده از مدل سیالی دوبعدی در نرم‌افزار کامسول، توزیع ازن (O_3) و نیتریک‌اکسید (NO) در تخلیه کرونای جریان مستقیم منفی پین-به-صفحه، در هوای خشک و ولتاژهای ۵- تا ۱۲.۵- کیلوولت بررسی شد. نتایج نشان داد که با افزایش ولتاژ، غلظت O_3 از ۶۸۳.۱۸ ppm به ۳۱۶۱.۷ ppm و غلظت NO از ۷.۹۹×۱۰^{-۴} ppm به ۳.۳۸×۱۰^{-۳} ppm افزایش می‌یابد. همچنین، ذرات این دو گونه با چگالی بیشتر در فاصله دورتری از الکترود پین گسترش می‌یابند. واکنش‌های تولید O_3 عمدتاً از طریق واکنش سه‌جسمی اکسیژن و تولید NO از تجزیه NO_2 صورت می‌گیرد. این نتایج نقش کلیدی ولتاژ در کمّیت و پراکندگی گونه‌های فعال را نشان می‌دهد و می‌تواند در بهبود طراحی سامانه‌های تصفیه هوا مؤثر باشند.

کلید واژه: پلاسمای هوا، تخلیه کرونا، مدل سیالی

Simulation of Voltage Effects on the Two-Dimensional Distribution of Ozone and Nitric Oxide Species Density in a Dry Air Corona Discharge

Maryam Keshavarzi1, Mostafa Salahshoor2, Gholamhassan Najafi1, Moammad Hadi Khoshtaghaza1, Shiva Gorjian1, Hamid Ghomi3, Pourya Seyfi3

1 Department of Mechanics of Biosystems Engineering, Tarbiat Modares University (TMU)

2 School of Physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

3 Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

* salahshoor@iust.ac.ir

Abstract

This study employs a two-dimensional axisymmetric fluid model in COMSOL software to simulate the spatial distribution of ozone (O_3) and nitric oxide (NO) in a negative DC corona discharge with a pin-to-plate setup in dry air, under voltages ranging from −5 to −12.5 kV. Results show that increasing voltage significantly raises the concentrations of O_3 (from 683.18 ppm to 3161.7 ppm) and NO (from 7.99×10^{-4} ppm to 3.38×10^{-3} ppm). This also leads to broader and denser distributions of these species, extending farther from the pin electrode. Reaction pathway analysis indicates that O_3 mainly forms via three-body recombination of oxygen atoms and molecules, while NO results primarily from NO_2 dissociation. These findings highlight the key role of voltage in both the quantity and spatial spread of reactive species, offering insights for designing more efficient air purification and ozone generation systems.

Keywords: Air Plasma, Corona Discharge, Fluid Model

مقدمه

تخلیه‌های کرونا، نوعی تخلیه الکتریکی ضعیف هستند که در فشار جو و اطراف الکترودهای نوک‌تیز با ولتاژ بالا رخ می‌دهند. با وجود معایبی مانند اتلاف انرژی و تولید مواد مضر، تخلیه‌های کرونا در صنایعی همچون تولید ازن، کنترل آلودگی و گندزدایی میکروبی کاربرد دارند. این تخلیه‌ها از طریق ایجاد باد الکتریکی و گونه‌های فعال شیمیایی اثرگذارند، اما به‌دلیل پیچیدگی فرآیندها، مطالعات مدل‌سازی جایگزین مناسبی برای آزمایش‌های پرهزینه هستند.

مدل‌سازی‌های گذشته بیشتر بر پالس‌های تریشل، استریمرها و جریان سیال تمرکز داشته‌اند[۱-۳]. در جدیدترین پژوهش، کشاورزی و همکاران [۴] یک مدل دوبعدی از تخلیه کرونای پین-به-صفحه را با ۳۳ گونه و ۲۹۰ واکنش توسعه دادند. با این حال، اثر ولتاژ بر توزیع فضایی گونه‌های فعال کمتر بررسی شده است. در مقاله حاضر، از میان این گونه‌ها، ازن و نیتریک‌اکسید به‌دلیل نقش‌های زیستی‌شان بررسی می‌شوند.

مدل شبیه‌سازی

در این پژوهش، تخلیه کرونای DC منفی در پیکربندی پین-به-صفحه و در هوای خشک بررسی شده است. شبیه‌سازی با استفاده از مدل سیال دوبعدی محورمتقارن در نرم‌افزار کامسول انجام گرفت [۴] . مدل شامل یک الکترود پین با شعاع نوک ۵۰ میکرون است که ولتاژهای ۵- تا ۱۲- کیلوولت به آن اعمال می‌شود. پین در فاصله ۱۰ میلی‌متر از صفحه زمین قرار گرفته است. جهت جلوگیری از جرقه، مقاومت ۲۰ مگااهمی در مدار قرار داده شد و دمای گاز ۳۰۰ کلوین لحاظ گردید.

شبکه‌بندی دامنه به‌صورت مثلثی غیریکنواخت با دقت بالا در نزدیکی پین انجام شد. ترکیب گاز اولیه شامل ۲۱٪ اکسیژن و ۷۹٪ نیتروژن است. در مجموع، ۳۳ گونه شیمیایی و ۲۹۰ واکنش در مدل لحاظ گردید. معادلات حاکم شامل معادلات پیوستگی برای الکترون‌ها و گونه‌های سنگین و معادله پواسون هستند. میدان الکتریکی از معادله پواسون و چگالی بار فضایی محاسبه شد. شرایط مرزی نیز براساس گسیل ثانویه یون‌ها و اتلاف الکترون‌ها تعریف شدند.

نتایج

در شکل۱ توزیع مکانی چگالی ذرات ازن (O_3) در بین دو الکترود تحت ولتاژهای مختلف نشان داده شده‌اند. در همه نمودارهای این شکل، مکان و مقدار کمینه و بیشینه چگالی به همراه یک منحنی قرمز که نشان‌دهنده ناحیه‌ی با مقدار میانگین چگالی است مشخص شده است. نتایج نشان دادند که چگالی متوسط ازن بیشتر از چگالی بیشینه آن به تغییرات ولتاژ سر پین حساس است که نشان می‌دهد مناطق دورتر از پین بیشتر تحت تاثیر افزایش ولتاژ قرار گرفته و میزان چگالی در آنجا افزایش می‌یابد.

مطابق شکل۱ با افزایش ولتاژ، نواحی گسترده‌تری به ازن با چگالی بالاتر اختصاص می‌یابند. متوسط غلظت ازن در حجم شبیه سازی ($5.68\ cm^3$) در ولتاژهای ۵-، ۷.۵-، ۱۰- و ۱۲.۵- کیلوولت به ترتیب برابر با ۶۸۳.۱۸، ۱۲۵۶.۸، ۲۲۰۷ و ۳۱۶۱.۷ ppm برآورد شدند. در مدل حاضر، حدود ۸۰ درصد از ذرات ازن از طریق واکنش‌های سه‌جسمی بین اتم‌های اکسیژن (O) و مولکول‌های O_2 (واکنش۱) تولید شدند. افزایش تولید ازن با بالا رفتن ولتاژ را می‌توان به افزایش تشکیل O از طریق واکنش‌های تجزیه‌ای O_2 (واکنش۲) ناشی از برخورد الکترون‌ها نسبت داد.

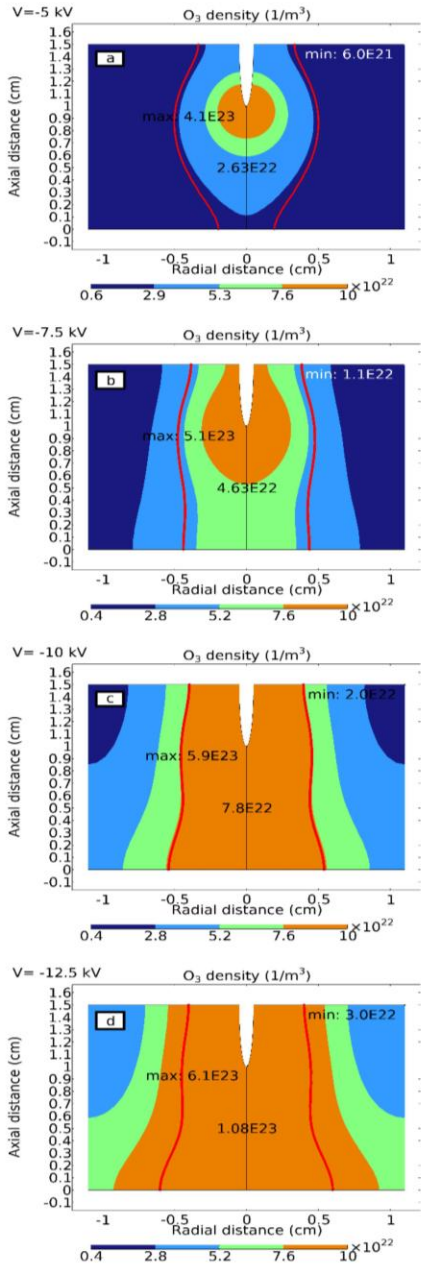
$$O+O_2+M \rightarrow O_3+M \qquad (۱)$$

$$e+O_2 \rightarrow O+O+e \qquad (۲)$$

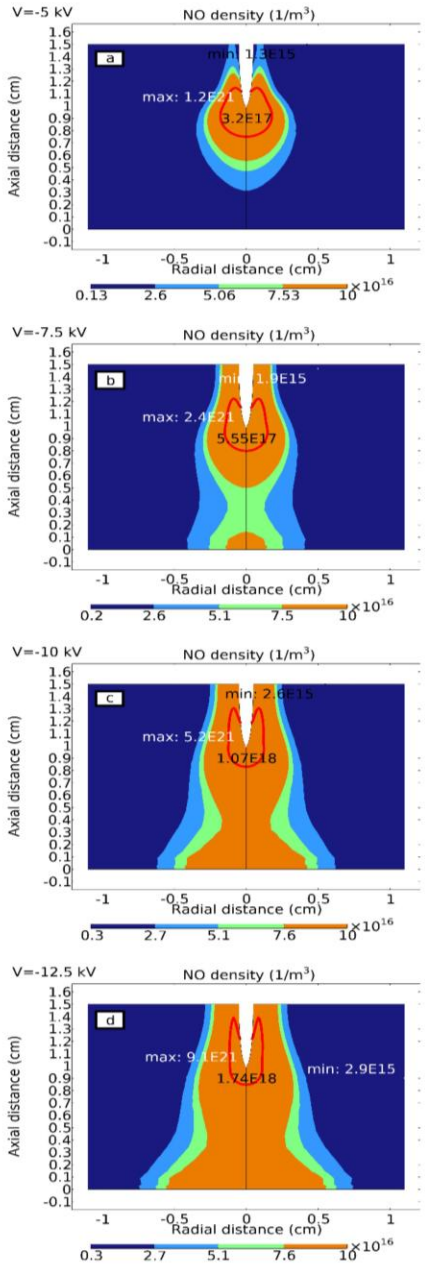
در شکل۲ توزیع مکانی چگالی گونه NO (نیتریک‌اکسید) تحت ولتاژهای مختلف نشان داده شده‌اند. به‌طور کلی، چگالی تعداد ذارت NO کمتر از چگالی تعداد ذرات O_3 است اما حساسیت این گونه به تغییرات ولتاژ بیشتر است.متوسط غلظت نیتریک اسید در حجم شبیه‌سازی ($5.68\ cm^3$) در ولتاژهای ۵-، ۷.۵-، ۱۰- و ۱۲.۵- کیلوولت به ترتیب برابر با ۷.۹۹×۱۰^{-۴} ppm، ۱.۲×۱۰^{-۳} ppm، ۲.۱۸×۱۰^{-۳} ppm و ۳.۳۸×۱۰^{-۳} ppm برآورد شدند.ذرات NO عمدتاً از طریق واکنش تجزیه‌ای NO_2 (واکنش ۳) تشکیل شدند. ذرات N که به عنوان واکنش‌دهنده در واکنش ۳ حضور دارند عمدتا از طریق واکنش ۴ ایجاد شدند.

$$N+NO_2 \rightarrow NO+NO \qquad (۳)$$

$$e+N_2^+ +M \rightarrow N+N \qquad (۴)$$



شکل ۱: توزیع مکانی چگالی ذرات ازن (O_3) و مقادیر بیشینه، کمینه و متوسط چگالی در ولتاژهای الف) ۵- ب) ۷/۵- ج) ۱۰- و د) ۱۲/۵- کیلوولت.



شکل ۲: توزیع مکانی چگالی ذرات نیتریک‌اکسید (NO) و مقادیر بیشینه، کمینه و متوسط چگالی در ولتاژهای الف) ۵- ب) ۷/۵- ج) ۱۰- و د) ۱۲/۵- کیلوولت.

بحث

با توجه به استفاده از تقریب میدان الکتریکی محلی در این مدل، انرژی الکترون‌ها مستقیماً به میدان الکتریکی وابسته است که خود طبق معادله پواسون تابعی از پتانسیل الکتریکی محسوب می‌شود. با افزایش پتانسیل الکتریکی، میدان الکتریکی تقویت شده و در نتیجه انرژی الکترون‌ها افزایش می‌یابد. این افزایش انرژی، نرخ واکنش‌های ۱ تا ۴ را که وابسته به انرژی الکترون‌ها هستند، بالا برده و منجر به تولید بیشتر گونه‌های O، O_3، N و NO می‌شود. از سوی دیگر، تولید بیشتر اتم‌های اکسیژن و نیتروژن در واکنش‌های ۱ و ۳، به ترتیب احتمال وقوع واکنش‌های ۲ و ۴ را افزایش داده و باعث تولید بیشتر ازن و نیتریک‌اکسید می‌شوند. همچنین، افزایش انرژی الکترون‌ها، تولید و چگالی الکترون‌ها را بیشتر کرده و احتمال انجام واکنش‌های ۱ و ۳ را افزایش می‌دهد که در نهایت به تولید بیشتر ازن و نیتریک‌اکسید منجر می‌شود.

نتیجه‌گیری

در این مطالعه، با بهره‌گیری از یک مدل سیال دوبعدی، تأثیر ولتاژ بر توزیع مکانی گونه‌های شیمیایی در تخلیه کرونای DC منفی پین-به-صفحه در هوای خشک مورد بررسی قرار گرفت. تحلیل مکانی نتایج نشان دادند که ذرات O_3 با چگالی بالا دارای توزیعی یکنواخت‌تر و گسترده‌تر در ناحیه شبیه‌سازی هستند، در حالی که ذرات NO با چگالی بالاتر از میانگین، عمدتاً در نزدیکی پین تجمع یافته و نسبت به تغییرات ولتاژ حساسیت بیشتری نشان می‌دهند. سازوکار غالب تولید O_3، واکنش سه‌جسمی بین اتم‌های اکسیژن و مولکول‌های O_2 بود؛ در حالی‌که تولید NO عمدتاً از طریق تجزیه NO_2 صورت گرفت. با افزایش پتانسیل الکتریکی، میدان الکتریکی تقویت شده و انرژی الکترون‌ها افزایش می‌یابد که باعث افزایش نرخ واکنش‌های وابسته به انرژی الکترون و تولید بیشتر گونه‌های O، O_3، N و NO می‌شود. افزایش تولید اتم‌های اکسیژن و نیتروژن نیز احتمال وقوع واکنش‌های بعدی را بالا برده و به تولید بیشتر ازن و نیتریک‌اکسید می‌انجامد. همچنین، افزایش انرژی الکترون‌ها، چگالی الکترون‌ها را افزایش داده و موجب تسریع بیشتر واکنش‌ها و تولید بالاتر محصولات می‌گردد.

اهمیت مدلسازی ارائه شده در این مقاله، توسعه یک چارچوب تحلیلی دقیق برای پیش‌بینی رفتار گونه‌های واکنشی تحت شرایط میدان الکتریکی متغیر است که امکان بهینه‌سازی سیستم‌های تولید ازن و کنترل آلاینده‌ها را فراهم می‌کند. علاوه بر این، این مدل قادر است توزیع مکانی غیریکنواخت گونه‌های شیمیایی را با وضوح بالا آشکار ساخته و راهکارهایی برای بهبود بازدهی واکنش‌های پلاسما ارائه دهد.

مرجع‌ها

[1] Chen, S., et al. (2019) Transition mechanism of negative DC corona modes in atmospheric air: from Trichel pulses to pulseless glow Plasma Sources Science and Technology **28**(5): 055017.

[2] Chen, X., et al. (2017) Numerical simulation of Trichel pulses of negative DC corona discharge based on a plasma chemical model Journal of Physics D: Applied Physics **50**(39): 395202.

[3] Dordizadeh, P., et al. (2015) Numerical investigation of the formation of Trichel pulses in a needle-plane geometry Journal of Physics D: Applied Physics **48**(41): 415203.

[4] Keshavarzi, M., et al. (2025) Spatial Distributions of Chemical Species in a Pin-to-plate Dry Air Corona Discharge Plasma Chemistry and Plasma Processing: **45**(3), 873–918.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P7-05

ارزیابی تاثیر پلاسمای سرد بر کنترل آلودگی میکروبی زعفران

محمد رشاد[۱]، سید پژمان شیرمردی[۲] ، سمیرا شهبازی* [۳]، حامد عسکری[۳]، سپیده السادات جمالی[۳]، ابولفضل مازندرانی[۴]

۱. صنعتی امیرکبیر(پلی تکنیک تهران)،فیزیک و مهندسی انرژی، مهندسی هسته‌ای
۲. سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای
۳. سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای(کرج)
۴. سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای
sshahbazi@aeoi.org.ir

چکیده

در این مطالعه، امکان سنجی استفاده از دستگاه پلاسمای سرد از نوع تخلیه سد دی الکتریک تحت فشار اتمسفری (توان ۱۳۰ وات، در فرکانس ۲۰ کیلوهرتز و ولتاژ ۱۵ کیلو ولت) در زمان‌های ۶۰، ۹۰، ۱۲۰، ۱۵۰ و ۱۸۰ ثانیه بر کاهش بار میکروبی و شاخص های شیمیایی (کروسین، پیکروکروسین و سافرانال) در نمونه های زعفران سرگل صادراتی بررسی شد. نتایج نشان داد تابش پلاسمای سرد پس از ۹۰ ثانیه برکاهش میکروارگانیسم‌ها کاملا موثر بود. اما واکنش میکروارگانیسم‌ها به تیمار پلاسما یکسان نبوده و باکتری گرم منفی اشرشیاکلی بیشترین حساسیت و کپک‌ها و مخمرها کمترین حساسیت را نسبت به تابش پلاسما نشان دادند. همچنین تیمار پلاسمای بر مقدار کروسین، پیکروکروسین و سافرانال تفاوت جزئی با نمونه شاهد نشان داد و یطور کلی این شاخص‌ها در نمونه های تیمار شده بالاتر ازنمونه شاهد بود و فقط در تیمار ۱۸۰ ثانیه میزان سافرانل کاهش معنی‌دار نشان داد.

کلمات کلیدی: پلاسمای سرد، زعفران، آلودگی میکروبی، کروسین، سافرانال

Evaluating the Effect of Cold Plasma on Microbial Contamination Control in Saffron

Rashad, Mohammad[1]- Shirmardi, Seyed Pezhman[2]- Shahbazi, Samira [3*]- Askari, Hamed[3]
Jamali, Sepideh Sadat[3]- Mazandarani, Abolfazl[4]

1. Amirkabir University of Technology(Tehran Polytechnic), Physics and Energy Engineering, Nuclear Engineering
2. Atomic Energy Organization, Nuclear Science and Technology Research Institute
3. Atomic Energy Organization, Nuclear Science and Technology Research Institute (Karaj)
4. Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran

sshahbazi@aeoi.org.ir

Abstract

In this study, we investigated the feasibility of using an atmospheric dielectric barrier discharge (DBD) cold plasma device (130 watts, 20 kHz frequency, 15 kV voltage) to reduce microbial load and improve chemical indices (crocin, picrocrocin, and safranal) in export-grade saffron stigmas. The treatment durations examined were 60, 90, 120, 150, and 180 seconds.The results showed that cold plasma irradiation was highly effective in reducing microorganisms after 90 seconds. However, the microorganisms' responses to the plasma treatment weren't uniform. Gram-negative *Escherichia coli* showed the highest sensitivity, while molds and yeasts exhibited the lowest sensitivity to plasma irradiation. Additionally, plasma treatment resulted in minor differences in crocin, picrocrocin, and safranal levels compared to the control samples. Generally, these indices were higher in the treated samples than in the control, with a significant decrease in safranal observed only after 180 seconds of treatment.

Keywords: Cold Plasma, Saffron, Microbial Contamination, Crocin, Safranal

مقدمه

از پلاسما به‌عنوان حالت چهارم ماده یاد می‌شود. پلاسما مجموعه‌ای از یون‌ها، الکترون‌ها، اتم‌های خنثی، رادیکال‌ها و گونه‌های برانگیخته است که با اعمال اختلاف ولتاژ بین دو الکترود تولید می‌شود. پلاسماها را می‌توان با توجه به دمای یون‌ها، الکترون‌ها و درجه یونیزاسیون، به دو گروه پلاسماهای دمای پایین و پلاسماهای دمای بالا تقسیم کرد.اما در برخی کاربردها، استفاده از این نوع پلاسماها نه‌تنها سودمند نیست، بلکه می‌تواند باعث آسیب به ماده نیز شود. در این موارد که پلاسمای حرارتی پاسخ‌گو نیست، از پلاسمای سرد استفاده می‌شود. پلاسمای سرد به پلاسماهایی اطلاق می‌شود که در آن، انرژی الکتریکی منبع بیشتر به الکترون‌ها منتقل شده و باعث تولید الکترون‌های پرانرژی در درون گاز می‌شود. در نتیجه، تنها کسری از ذرات در پلاسمای سرد یونیزه می‌شوند، در حالی‌که یون‌ها و ذرات خنثی در دمای اتاق باقی می‌مانند. این روش به‌تازگی کاربرد فراوانی در بسیاری از شاخه‌های علم و فناوری یافته است.روش‌های متنوعی برای تولید چشمه‌های پلاسمای سرد وجود دارد. به‌طور کلی، انواع مختلف تخلیه الکتریکی مانند تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD)، تخلیه کرونا، پلاسمای فرکانس رادیویی، تخلیه القایی جفت‌شده، میکروپلاسما و جت پلاسما برای تولید پلاسما به‌کار می‌روند[۱-۳]. زعفران از خشک‌کردن کلاله‌های گیاه *Crocus sativus* به‌دست می‌آید و گران‌ترین ادویه در جهان است. در کدکس مواد غذایی، زعفران به‌عنوان ادویه تعریف شده است، هرچند دارای خواص درمانی فراوانی از جمله خاصیت ضدتشنج، ضدافسردگی، ضدالتهاب، ضدتومور، کاهش‌دهنده کلسترول و بهبود سلامت قلب و عروق می‌باشد.همچنین، زعفران علاوه بر آن‌که یک داروی گیاهی سنتی محسوب می‌شود، به‌عنوان عامل طعم و رنگ‌دهنده غذا نیز استفاده می‌گردد. ایران بزرگ‌ترین تولیدکننده و صادرکننده زعفران در جهان است.زعفران مانند سایر ادویه‌ها و گیاهان دارویی، محصولی کشاورزی است که به دلیل تماس مستقیم با خاک، در معرض آلودگی میکروبی ناشی از فلور طبیعی آب، خاک و کود قرار دارد. علاوه بر این، باکتری‌های بیماری‌زا ممکن است در فرایند برداشت و بسته‌بندی سنتی، از طریق دست کارگران به زعفران منتقل شوند.هرچند پس از خشک‌کردن زعفران، به دلیل کاهش رطوبت، رشد میکروارگانیسم‌ها کاهش می‌یابد، اما با توجه به اینکه هنوز استفاده از خشک‌کن‌های صنعتی در مناطق روستایی تولیدکننده زعفران رایج نشده است، در بررسی اثر خشک‌کردن بر بار میکروبی زعفران مشخص شده است که تعداد کلی‌فرم‌ها در نمونه کلاله تازه، چندین برابر حد استاندارد است[۴-۶].

عملیات حرارتی می‌تواند به‌طور مؤثری سبب غیرفعال‌سازی میکروارگانیسم‌ها شود، اما منجر به تغییر در ویژگی‌های حسی و کاهش ارزش تغذیه‌ای می‌گردد.از این‌رو، استفاده از روش‌های حرارتی برای غیرفعال‌سازی فلور میکروبی زعفران به‌دلیل تأثیر منفی بر رنگ، طعم و عطر آن توصیه نمی‌شود. نام زعفران از واژه‌ی عربی «زعفر» به‌معنای زرد مشتق شده است که نشان‌دهنده‌ی غلظت بالای رنگدانه‌های کاروتنوئیدی در آن می‌باشد.سه ترکیب اصلی فعال شناخته‌شده در زعفران شامل کروسین، پیکروکروسین و سافرانال هستند که همگی به حرارت حساس‌اند.ازاین‌رو، استفاده از فرآیندهای غیرحرارتی برای غیرفعال‌سازی میکروارگانیسم‌ها، که در عین حال اثرات منفی حرارت بر خواص مغذی و ویژگی‌های کیفی زعفران را به حداقل برساند، بسیار مورد توجه تولیدکنندگان و صادرکنندگان قرار دارد.روش‌های میکروب‌زدایی غیرحرارتی مانند پرتودهی با پرتو گاما و فومیگاسیون با اکسید اتیلن می‌توانند در غیرفعال‌سازی فلور میکروبی زعفران مؤثر باشند. با این حال، استفاده از اکسید اتیلن در اتحادیه اروپا به‌دلیل اثر سرطان‌زایی آن ممنوع شده است. فناوری‌های نوینی مانند میدان‌های الکتریکی پالسی و فشار هیدرواستاتیک بالا نیز برای غیرفعال‌سازی میکروارگانیسم‌ها در محصولات خشک، قابلیت اجرا ندارند.بنابراین، با توجه به معایب روش‌های ذکر شده، استفاده از یک فرآیند جایگزین ضروری است.پلاسمای سرد با فشار اتمسفری به‌عنوان روشی غیرحرارتی برای آلودگی‌زدایی مواد غذایی مورد توجه قرار گرفته است.پژوهش‌های انجام‌شده در زمینه‌ی خاصیت میکروب‌زدایی پلاسمای سرد بر مواد غذایی، بیشتر بر جنبه‌ی آلودگی‌زدایی متمرکز بوده‌اند و مطالعات در زمینه‌ی اثر آن بر کیفیت مواد غذایی، محدود هستند.با توجه به اهمیت رنگدانه‌های زعفران در کیفیت این محصول، در این تحقیق، کارایی تیمار پلاسمای سرد از نوع تخلیه سد دی‌الکتریک در فشار اتمسفری برای کاهش آلودگی میکروبی نمونه‌های زعفران سرگل صادراتی، و همچنین تأثیر آن بر سه ترکیب اصلی زعفران، به‌منظور بررسی اثربخشی این روش مورد مطالعه قرار گرفت [۷-۹].

۲- مواد و روش‌ها:

نمونه زعفران سرگل به دو گروه نمونه و شاهد تقسیم شد. (مطابق با استاندارد ملی ۳۶۵۹) نمونه های شاهد (بدون تیمار) و نمونه های ۰/۰۱ گرمی با سه تکرار برای هر زمان تیمار پلاسما تقسیم بندی شدند. رطوبت زعفران بر طبق

استاندارد ملی به شماره ۲-۲۵۹ تنظیم گردید. به منظور بررسی آلودگی میکروبی کل و کپک مخمر برای نمونه شاهد و هریک از تیمارها ابتدا سریال رقت از نمونه‌های زعفران تهیه و با استفاده از هاون چینی در محیط استریل بطور کامل آسیاب شده و سپس به فالکون‌های استریل منتقل و با ۹میلی لیتر آب مقطر استریل مخلوط شد و سپس در رقت های 10^{-1} و 10^{-2} مورد بررسی قرار گرفت. برای اندازه گیری سه پارامتر اصلی زعفران به نام های کروسین، پیکروکروسین و سافرانال از دستگاه اسپکتروفوتومتر (S2000 UV/Vis , WPA) زیر نظر استاندارد جهانی زعفران ISO3632-2 و استاندارد ملی به شماره ۲-۲۵۹ انجام پذیرفت. در سه فاز جدا گانه حدود ۰/۵ گرم از پودر زعفران را با ترازویی که دقت آن ۰/۰۰۱ وزن شده را با بالن ژوژه ۱۰۰۰ میلی لیتری به توسط یک فویل آلومینیومی پوشانده شد. ۹۰۰ میلی لیتر آب مقطر به محلول اضافه شده و۶۰ دقیقه توسط همزن مغناطیسی (MR3001K-Hadolph) به دور از نور انجام شد[۱۱و۱۰].

دستگاه پلاسمای سرد تخلیه سد دی الکتریک فشار اتمسفری دستگاهی متشکل از دو الکترود فلزی با فاصله ۵ میلی‌متر از یکدیگر است. قطر الکترود بالایی ۵ میلی متر و از جنس استیل ضد زنگ ۳۱۶ می‌باشد که به وسیله یک عایق از جنس شیشه پیرکس به ضخامت ۳ میلی متر و قطر ۸۰ میلی متر پوشیده شده است. تیمار پلاسما در شرایط هوای محیط به عنوان گاز ورودی در زمان‌های ۶۰، ۹۰، ۱۲۰، ۱۵۰ و ۱۸۰ ثانیه به عنوان متغیر مستقل انجام شد. توان به کار رفته شده ۱۳۰ وات، در فرکانس ۲۰ کیلوهرتز و ولتاژ ۱۵ کیلو ولت بود. حدود ۰/۰۱ گرمی از نمونه‌های زعفران توزین شد و با ضخامت ۱ میلی متر در فاصله ۳ میلی متری از الکترود تحت تیمار پلاسما قرار گرفتند. علاوه بر آن رطوبت بر روی ۱۵٪ ، دمای ۲۶ درجه و گاز ورودی هوا(در فشار اتمسفری) تنظیم شد.در این پژوهش همه آزمایش ها با سه تکرار انجام و داده ها در قالب طرح کاملا تصادفی مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت و با استفاده از نرم افزار SPSS (نسخه ۱۶)به تحلیل واریانس با میانگین‌ها با آزمون دانکن و آزمون دانکن ($p<0/05$) مقایسه گردید و نتایج در نهایت به صورت نمودار نمایش داده شد[۸-۳].

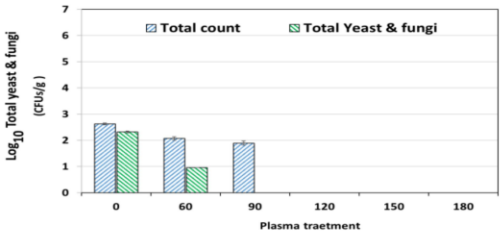
۳- بحث

پلاسمای سردبه‌عنوان یک فناوری غیرحرارتی و سازگار با محیط‌زیست، در صنایع غذایی برای افزایش کیفیت مواد گیاهی و ضدعفونی مؤثر به‌کار می‌رود. گونه‌های واکنش‌پذیر حاصل از پلاسما با تخریب غشای سلولی و دناتوره کردن پروتئین‌ها و DNA، موجب غیرفعال‌سازی طیف وسیعی از میکروارگانیسم‌ها می‌شوند. این فناوری راهکاری مؤثر برای حفظ ایمنی و ماندگاری مواد غذایی بدون نیاز به حرارت است[۱۲و۱۳].

در یک مطالعه، ضدعفونی زعفران با پلاسمای سرد تولیدشده از نیتروژن و هوای معمولی انجام شد که نشان داد پلاسمای نیتروژن قدرت ضدعفونی کمتری نسبت به پلاسمای هوا دارد. کاهش میکروبی با افزایش زمان تماس پلاسمایی به‌طور معنی‌داری افزایش یافت و حداکثر کاهش در ۱۲ دقیقه مشاهده شد. مطالعه دیگری نیز نشان داد که افزایش توان و زمان تماس پلاسمای سرد با فشار پایین،ضدعفونی میکروبی زعفران را بهبودمی‌بخشد؛ بیشترین کاهش بار میکروبی در توان ۱۱۰ وات و زمان ۳۰ دقیقه حاصل شد. در مطالعه‌ای دیگر، استفاده از پلاسمای سرد با فشار پایین و فرکانس رادیویی در توان ۷۶ وات به مدت ۲۶ دقیقه با مخلوط گازی (۶۵ ٪ هوا، ۵٪ اکسیژن، ۳۰٪ آرگون) موجب کاهش مؤثر کل باکتری‌ها، اشریشیاکلی، کپک‌ها، کلی فرم‌ها و مخمرها گردید. این روش ضدعفونی مؤثر بدون آسیب قابل توجه به ظاهر یا ترکیبات متابولیکی زعفران گزارش شد[۱۶-۱۴].

در این پژوهش اثر پلاسمای اتمسفری از نوع سد دی الکتریک در زمان‌های مختلف بر بار میکروبی ، باکتریهای اشرشیاکلی و انتروکوکوس، همچنین کپک‌ها و مخمرها و مهم‌ترین شاخص‌های کیفی شیمیایی مورد بررسی قرار گرفت. آنالیز آماری در سطح اطمینان ۵درصد انجام پذیرفت.

نتایج حاصل نشان داد که پلاسمای سرد از نوع سد دی الکتریک قادر به کاهش آلودگی میکروارگانیسم ها بود. اثر تابش پلاسمای سرد برکاهش میکروارگانیسم‌ها یکسان نبوده و باکتری گرم منفی اشرشیاکلی بیشترین حساسیت و کپک‌ها و مخمرها کمترین حساسیت را نسبت به تابش پلاسما نشان دادند. همانطور که در شکل ۱ مشاهده می‌شود، پس از تیمار ۹۰ ثانیه آلودگی میکروبی در زعفران در محیط کشت قابل ردیابی نبود و به عنوان تیمار موثر بر آلودگی زدایی می‌تواند در ارزیابی های بعدی بر روی نمونه های بسته بندی شده زعفران بررسی گردد[۱۰و۹].



شکل ۱. مقایسه میانگین کاهش جمعیت میکروبی کل و جمعیت قارچ و مخمر (log cfu/g) در نمونه های زعفران در زمان های

مختلف تیمار پلاسما (حروف متفاوت در هر ستون نشان دهنده اختلاف معنی دار آماری در سطح p<۰/۰۵ می باشد).

جدول ۱. مقایسه میانگین تغییرات رنگدانه های کیفی در نمونه های زعفران در زمان های مختلف تیمار پلاسما (حروف متفاوت در هر ستون نشان دهنده اختلاف معنی دار آماری در سطح p<۰/۰۵ می باشد).

زمان تیمار پلاسما (ثانیه)	کروسین	پیکروکروسین	سافرانال
۰	۱۵۴,۵۱^{d}±۰,۲۱	۱۱۲,۵۱^{c}±۰,۴۳	۲۶,۰۴^{a}±۱,۴۵
۶۰	۱۵۵,۰۹^{d}±۵,۴۴	۱۱۲,۰۲^{c}±۱,۴۴	۲۶,۰۷^{a}±۱,۱۱
۹۰	۱۵۷,۲۳^{b}±۴,۰۷	۱۱۲,۴۲^{c}±۲,۱۵	۲۶,۰۵^{a}±۱,۲۰
۱۲۰	۱۶۹,۶۷^{a}±۱,۵۴	۱۱۴,۰۸^{c}±۵,۱۴	۲۶,۰۳^{a}±۰,۰۸
۱۵۰	۱۵۹,۱۴^{b}±۱,۱۵	۱۱۹,۷۸^{b}±۲,۰۷	۲۵,۷۶^{ab}±۱,۱۲
۱۸۰	۱۵۵,۰۵^{d}±۲,۰۴	۱۲۷,۵۵^{a}±۵,۹۶	۲۳,۵۵^{b}±۱,۴۳

همانطور که در جدول ۱ مشاهده می شود، تیمار پلاسمای بر مقدار کروسین، پیکروکروسین و سافرانال تفاوت جزئی با نمونه شاهد نشان داد و یطور کلی این شاخص ها در نمونه های تیمار شده بالاتر ازنمونه شاهد بود و فقط در تیمار ۱۸۰ ثانیه میزان سافرانل کاهش معنی دار نشان دادو هرچند این نتایج تنها برای بررسی امکان استفاده از دستگاه پلاسمای سرد بوده و با توجه به محدودیت نفوذ پلاسما، انجام اندازه گیری ها در نمونه های تجاری و بسته بندی شده ضرورت دارد. تغییرات شاخص‌های رنگدانه با توجه به حساس بودن ترکیبات موثر زعفران پیشنهاد می‌گردد. قبل از استفاده از دستگاه پلاسمای سرد ابتدا بار میکروبی زعفران مشخص گردد و با توجه به بار میکروبی زعفران و با در نظر گرفتن میزان کاهش ترکیبات زعفران، ولتاژ و زمان مورد نیاز جهت غیرفعال‌سازی میکروارگانیسم‌های زعفران توسط پلاسمای سرد تنظیم گردد. همچنین با توجه به ضخامت نمونه در زمان تیمار، ارزیابی بر روی نمونه هایی با ضخامت بیشتر برای ارزیابی کارایی تیمار پلاسمایی در این محصول هم از نظر شاخص‌های میکروبی و هم از نظر شاخص‌های شیمیایی و کیفی (رنگدانه های اصلی) مورد نیاز است و در مگام های بعدی این مطالعه بررسی خواهد شد.

۴- نتیجه گیری:

نتایج نشان داد که با افزایش زمان تیمار پلاسما، کاهش معنی‌داری در بار میکروبی مشاهده شد. همچنین میزان رنگدانه‌های اصلی نسبت به سایر تیمارها و نمونه شاهد تغییر چندانی نداشته و حتی افزایش نیز یافته است. در بحث محدودیت نفوذ پلاسما، می‌توانیم از پلاسما برای ضدعفونی های سطحی استفاده کنیم و یا ابتدا محصول را به توسط پلاسما ضدعفونی کرده و بعد بسته بندی نماییم. علاوه بر این، با توجه به حساسیت ترکیبات مؤثر زعفران، توصیه می‌شود پیش از استفاده از دستگاه پلاسمای سرد، ابتدا بار میکروبی زعفران مشخص شود. سپس با توجه به میزان بار میکروبی و کاهش احتمالی ترکیبات زعفران، ولتاژ و زمان لازم برای غیرفعالسازی میکروارگانیسم‌های زعفران توسط پلاسمای سرد تنظیم گردد.

۵- سپاسگزاری:

نویسندگان از همکاران شرکت توسعه کاربرد پرتوهای سازمان انرژی اتمی که ما را در انجام این پژوهش یاری کرده‌اند، سپاسگزاری می‌نمایند.

۶- مراجع:

[1] Dasan, B. G., Boyaci, I. H., & Mutlu, M. (2017). Nonthermal plasma treatment of Aspergillus spp. spores on hazelnuts in an atmospheric pressure fluidized bed plasma system: Impact of process parameters and surveillance of the residual viability of spores. Journal of Food Engineering, 196, 139-149.
[2] Dobrynin, D., Fridman, G., Friedman, G., & Fridman, A. (2009). Physical and biological mechanisms of direct plasma interaction with living tissue. New Journal of Physics, 11(11), 115020.
[3] Sen, Y., Onal-Ulusoy, B., & Mutlu, M. (2019). Aspergillus decontamination in hazelnuts: Evaluation of atmospheric and low-pressure plasma technology. Innovative Food Science & Emerging Technologies, 54, 235-242.
[4] Mošovská, S., Medvecká, V., Gregová, M., Tomeková, J., Valík, Ľ., Mikulajová, A., & Zahoranová, A. (2019). Plasma inactivation of Aspergillus flavus on hazelnut surface in a diffuse barrier discharge using different working gases. Food Control, 104, 256-261.
[5] Sen, Y., Onal-Ulusoy, B., & Mutlu, M. (2019). Detoxification of hazelnuts by different cold plasmas and gamma irradiation treatments. Innovative Food Science & Emerging Technologies, 54, 252-259.
[6] Dasan, B. G., Mutlu, M., & Boyaci, I. H. (2016). Decontamination of Aspergillus flavus and Aspergillus parasiticus spores on hazelnuts via atmospheric pressure fluidized bed plasma reactor. International Journal of Food Microbiology, 216, 50-59.
[7] Devi, Y., Thirumdas, R., Sarangapani, C., Deshmukh, R. R., & Annapure, U. S. (2017). Influence of cold plasma on fungal growth and

Biomedical Research, 33(157), 130-135.
[13] Karkhanis, R. P., & Singh, S. P. (2024). A review: application of cold plasma in food processing industry. Journal of Scientific Research and Reports, 30(3), 243-258
[14] Akbarian, M., Shahidi, F., Varidi, M. J., Koocheki, A., & Roshanak, S. (2019). Effect of Cold plasma on microbial and chemical properties of Saffron. Saffron agronomy and technology, 7(4), 425-439.
[15] Darvish, H., Ramezan, Y., Khani, M. R., & Kamkari, A. (2022). Effect of low-pressure cold plasma processing on decontamination and quality attributes of Saffron (Crocus sativus L.). Food Science & Nutrition, 10(6), 2082-2090
[16] Khodabandeh, M., Azizi, M., Shokri, B., Bahreini, M., Rezadoost, H., & Salehi, M. (2024). Optimization of the radiofrequency low-pressure cold plasma conditions for decontamination of saffrons. Food and Bioprocess Technology, 17(1), 271-297

aflatoxins production on groundnuts. Food Control, 77, 187-191.
[8] Iqdiam, B. M., Abuagela, M. O., Boz, Z., Marshall, S. M., Goodrich-Schneider, R., Sims, C. A., ... & Welt, B. A. (2020). Effects of atmospheric pressure plasma jet treatment on aflatoxin level, physiochemical quality, and sensory attributes of peanuts. Journal of Food Processing and Preservation, 44(1), e14305.
[9] Sen, Y., Onal-Ulusoy, B., and Mutlu, M. 2019a. Aspergillus decontamination in hazelnuts: Evaluation of atmospheric and low-pressure plasma technology. Innovative Food Science & Emerging Technologies. 54: 235-242.
[10] D. Kothari, R. Thakur, R. Kumar, Saffron (Crocus sativus L.): gold of the spices—a comprehensive review, Hortic. Environ. Biotechnol. (2021).
[11] M. Heidarieh, M. Parsaeimehr, N. Sheikhzadeh, Use of gamma radiation for the antioxidant improvement of saffron [Crocus sativus] petal extract, Radiochim. Acta. 111 (2023) 919–926.
[12] Yari, P., Khanahmadi, M., Tajehmiri, A., Hosseini, S., & Yari, K. (2025). Microbial Decontamination in Saffron (Crocus sativus L.) by Cold Plasma Treatment: An In vitro study. Journal of Advances in Medical and

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-01

بهینه سازی طراحی موجبر پلاسمایی برای افزایش راندمان انتقال امواج الکترومغناطیسی بر اساس پارامترهای هندسی

هادی یوسف نژاد۱ ، محمد کاظم سالم*۲ ، هادی ذاکری خطیر۳
۱,۲,۳ دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات تهران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: mkssalem@gmail.com

چکیده

یک مدل سه‌بعدی از یک فیلترپلاسمایی برای بررسی تأثیر پارامترهای هندسی پین بر انتقال توان الکترومغناطیسی مورد تحلیل و بررسی قرارگرفت. در این مدل، یک محفظه تخلیه گاز در داخل موجبرمستطیلی استاندارد(WR-284) تعبیه شد و پین‌های فلزی به‌صورت عمودی در آن طوری جانمایی شدند تا میدان الکتریکی ایجاد شده در گپ بین شان بیشترین مقداررا داشته باشد.موجبردر محیط نرم افزار کامسول مولتی فیزیکس طراحی و با انتخاب ماژول های مناسب اجرا شد تا با تغییر پارامترهایی نظیر شعاع پین، شکل مقطع انتهایی پین و طول گپ، پارامترهای اصلی پلاسما نظیر بزرگی میدان الکتریکی، پتانسیل الکتریکی و چگالی الکترون در در طول موجبر محاسبه شود. نتایج مدل‌سازی نشان می‌دهد که در طول گپ 2.54 میلی‌متر، میدان الکتریکی ایجاد شده در ازای توان ورودی 100 وات با فرکانس 3.5 گیگاهرتزبه حداکثر 3.7×10^4 ولت بر متر می‌رسد. همچنین، بهترین شعاع برای سطح مقطع پین 0.635میلی‌متر تعیین شد. پین‌های مخروطی‌شکل در مقایسه با پین‌های استوانه‌ای، راندمان انتقال بهتری نشان می‌دهد. همچنین لزوم وجود محفظه ی تشکیل پلاسما برای کاهش نشت توان و رسیدن به پلاسمای چگال تر پیشنهاد شد. نتایج مدل سازی با داده های آزمایشگاهی مقایسه شد و ازتطابق بالایی برخوردار بود.

کلید واژه: پلاسما لیمیتر،پیکربندی پین،موجبر مستطیلی.

Optimizing Plasma Waveguide Design for Enhanced Electromagnetic Wave Transmission Efficiency Based on Geometrical Parameters

H. Yusefnejad 1, M.K. Salem* 2, H. Zakeri 3
1,2,3 Plasma Physics Research Center, Science and Research Branch, Islamic Azad University, 1477893855 Tehran, Iran
*Corresponding e-mail: mkssalem@gmail.com

Abstract

A three-dimensional model of a plasma-based filter was analyzed to study how geometric parameters of a pin affect electromagnetic power transmission. In this model, a gas discharge chamber was embedded inside a standard rectangular waveguide (WR284), and metallic pins were arranged vertically within it so that the electric field are maximally concentrated in the gap between them. The waveguide was designed in COMSOL Multiphysics using appropriate modules, enabling the calculation of key plasma parameters along the waveguide as functions of pin radius, pin-end cross-section shape, and gap length. These parameters include the magnitude of the electric field, the electric potential, and the electron density.

Modeling results indicate that, for a gap length of 2.54 mm and an input power of 100 W at a frequency of 3.5 GHz, the electric field reaches a maximum of 3.7×10^4 V/m. The optimal pin cross-section radius was determined to be 0.635 mm. Conical pins, compared with cylindrical pins, exhibit higher transmission efficiency. The presence of a plasma-forming chamber is also proposed to reduce power leakage and achieve a denser plasma. The simulated results show good agreement with experimental data.

Keywords: Plasma limiter, Pin configuration, rectangular waveguide.

مقدمه

محافظ های الکترومغناطیسی به طور گسترده در سیستم های مخابراتی و نظامی به منظور محافظت از گیرنده های حساس در برابر سیگنال های ورودی با توان بالا استفاده می شوند. تهدیدهای جنگ الکترونیک، حملات پالسی با توان بالا(HPM) ، حساسیت و آسیب پذیری بالای سنسورهای دریافت امواج نسبت به توان بالا از دلایل اصلی استفاده از محافظ ها در گیرنده ی سامانه های راداری هستند [۱]. فن آوری های محافظتی زیادی وجود دارند که سطوح و مزایای مختلفی را ارائه می دهند. فیلتر کننده‌های دیودی رایج‌ترین فناوری‌هایی هستند که معمولاً به عنوان آخرین مرحله حفاظت استفاده می‌شوند. آنها می توانند در بسیاری از فرکانس های پهنای باند [۲-۳] کارایی داشته باشند، اما اتلاف انرژی قابل توجهی را به ویژه با چندین مرحله دیود برای سیگنالهای با توان بالا تحمیل می کنند [٤].امروزه استفاده از فناوری نوین پلاسما در همه شاخه ها رو به گسترش است از جمله در محافظ های پلاسمایی. [5] جدید بودن و همچنین سازگاری آن با موجبرهای مستطیلی و استوانه ای، قابلیت عملکردی بسیار سریع و نشتی توان بسیار کم باعث شده تا استفاده ازاین نوع محدود کننده ها مورد اقبال صنایع نظامی ومخابراتی و الکترونیکی و ارتباطات راه دور قرار بگیرد. تحقیقات بسیار متنوعی در این خصوص صورت گرفته ولی در هیچ یک از آنها ازمحفظه ی مخصوص تخلیه (GDT)درون موجبرمستطیلی استفاده نشده است. [٦-۸].

معادلات حاکم و روش ها

مهمترین موضوع برای درک برهمکنش امواج الکترومغناطیس با محیط پلاسما در محیطهای شبیه سازی، معادله ارتباط بین چگالی الکترون با فرکانس نوسان طبیعی پلاسما یعنی رابطه ۱ است.

$$\omega_P = \sqrt{\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}} \qquad (1)$$

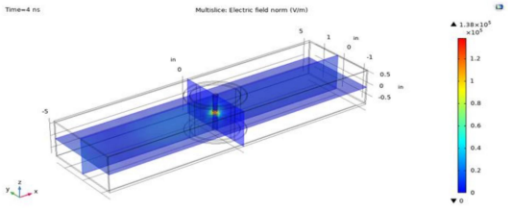
اگر فرکانس موج ورودی از فرکانس نوسان طبیعی پلاسما کمتر باشد در اثر ورود سیگنال با توان بالا، پلاسما تشکیل نمی شود و سیگنال بدون افت توان خارج می شود و اصطلاحا دستگاه در مد نرمال خود است ولی اگر فرکانس موج ورودی از فرکانس پلاسما بیشتر شود در محیط بین دو پین پلاسما تشکیل می شود و با توجه به رسانندگی پلاسما، موج ورودی، فیلتر شده و عبور نمی کند[۹-۱۰]. که در این حالت دستگاه در مد کات آف است. درمحیط کامسول، دی الکتریک محیط پلاسما ، با استفاده از معادله زیر محاسبه می شود.

$$\varepsilon_p(\omega) = \varepsilon_\infty - \omega_p^2 / \omega(\omega^2 + i\upsilon_e) \qquad (2)$$

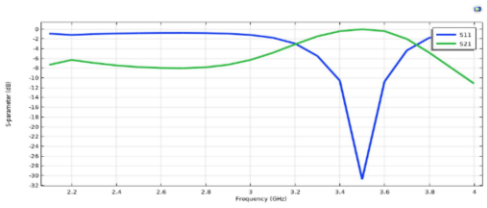
در این روابط ω_P فرکانس طبیعی پلاسما، m_e جرم الکترون، n_eچگالی الکترون ، υ_e فرکانس موثر برخورد الکترون ، ε_0 گذردهی الکتریکی خلا، $\varepsilon_p(\omega)$ دی الکتریک محیط پلاسما، ε_∞ دی الکتریک در فرکانس بالا، ω فرکانس زاویه ای موج ورودی است که برای سادگی از مدل(Drude model) استفاده کردیم. در این مدل ،رسانندگی پلاسما از رابطه ی زیر محاسبه می شود. [۱۱-۱۳].

$$\sigma(\omega) = n_e e^2 / m_e(\upsilon_e - i\omega) \qquad (3)$$

در این بخش، شبیه سازی سه بعدی برای بررسی و تحلیل برهم کنش امواج الکترومغناطیس – پلاسما و تخلیه الکتریکی محافظ پلاسمایی توسط مایکروویو توان بالای باند S و فرکانس ۲/۸۶ گیگاهرتز با توان پیک 2 کیلووات انجام شد. ابعاد دقیق موجبر استاندارد WR284 (۷۲/۱۳۶میلی متر در ۳۴/۰۳۶ میلی متر) به همراه پین های فلزی استوانه ایی با نوک نیم کره به شعاع های ۰/۵ و ۱ و ۱/۵ میلیمتر استفاده شده است. طول موجبر ۳۰۵ میلیمتر است و پین های فلزی در مرکز موجبر (۱۵۲/۵میلی متر) عمود بر راستای انتشار (محور X) مطابق با شکل ۱ واقع شده اند.پورت ورودی و محفظه ی تشکیل پلاسما و جانمایی پین ها در شکل مشخص است.



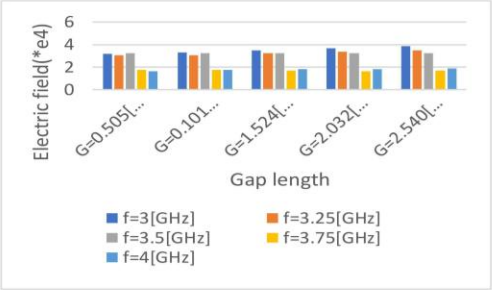
شکل ۱. میدان الکتریکی ایجاد شده در مد نرمال در فاصله ی گپ بین دو پین در ازای موج الکتریکی عرضی در مد (TE_{01}) وقتی توان موج ۱۰۰۰ وات است به 1.3×10^5 ولت بر متر می رسد.



شکل۲:نمودار انتقال و بازتاب در مد نرمال برحسب دسی بل.

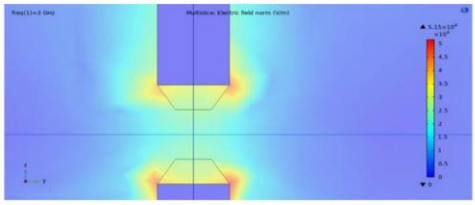
نتایج و بحث

برای بررسی اثر تغییر طول شکاف بر عملکرد محدود کننده، طول الکترودها را تغییر دادیم و شکل و سطح مقطع را ثابت نگه داشتیم و حداکثر مقدار میدان الکتریکی ایجاد شده توسط یک سیگنال توان ورودی ۱۰۰۰ وات را محاسبه کردیم. در طول شکاف ۲,۵٤۰ میلی متر، بزرگی میدان الکتریکی دارای بالاترین مقدار ممکن است که با افزایش فرکانس سیگنال ورودی کاهش می یابد و این کاهش در فرکانس های ۳,۵ گیگاهرتز و بالاتر شدیدتر است.شکل ۳.



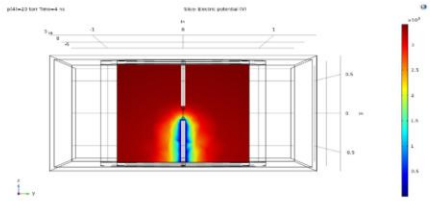
شکل ۳.با ثابت نگه داشتن توان ورودی و سطح مقطع و شکل پین ها و صرفا با افزایش طول گپ در فرکانس های مختلف بزرگی میدان الکتریکی حاصل محاسبه شد که در طول گپ ۲/۵ میلی متر بیشترین مقدار بود.

در این بخش شکل انتهایی پین را تغییر دادیم و مابقی عوامل را ثابت نگه داشتیم.وقتی انتهای پین مخروطی بود میدان الکتریکی ایجاد شده بیشینه بود.شکل ۴.

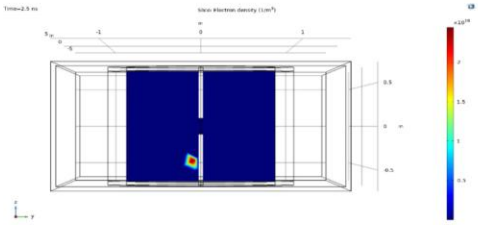


شکل ۴.در شرایط یکسان وقتی انتهای پین مخروطی باود بزرگی میدان الکتریکی ایجاد شده ناشی از سیگنال ورودی بیشینه بود.

در مد کات آف وقتی که توان و فرکانس موج بالاست و درمحفظه،پلاسما ایجاد می شود پارامترهای کلیدی یعنی چگالی الکترون و پتانسیل الکتریکی و پارامتر پراکندگی مورد محاسبه قرار گرفت.



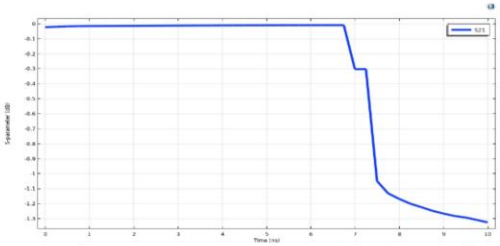
شکل ۴.در شرایط یکسان وقتی انتهای پین مخروطی است بزرگی میدان الکتریکی ایجاد شده ناشی از سیگنال ورودی بیشینه بود.



شکل ۵.پروفایل تحول زمانی چگالی الکترون در مد کات آف در یک بازه ی ۱۰ نانو ثانیه در فشار ۲۰ تور و سیگنال ورودی با توان ۲ کیلووات در فرکانس ۲/۸۶ گیگا هرتز در در لحظه ۲/۵ نانو ثانیه به حداکثر مقدار خود رسید.

($P_0 = 2\text{KW}, \omega = 2.86\text{GHz}, n_0 = 1 \times 10^{15} 1/m^3$, $n_{emax} = 1 \times 10^{18} 1/m^3$, Late breakdown=7ns, Discharge time=3ns)

درشکل زیر نمودار پارامتر انتقال آورده شده است که نشان می دهد ۷نانو ثانیه تاخیر هست تا شروع تشکیل پلاسما ومدت زمان فرایند تشکیل پلاسما تا رسیدن چگالی الکترون به حداکثر مقدار و شروع فیلتر شدن سیگنال ورودی ۲ نانو ثانیه محاسبه شد.



شکل٦:نمودار پارامتر انتقال موج برحسب دسی بل برای یک دوره ی زمانی ۱۰ نانو ثانیه نشان می دهد که تا ۷ نانو ثانیه از شروع ورود سیگنال، تاخیر زمانی داریم تا تشکیل پلاسما.فرایند تشکیل پلاسما و رسانا شدن محیط، ۳ نانو ثانیه زمان برده است.

نتیجه گیری

نتایج مدل‌سازی نشان دادند درطول گپ ۲/۵۴ میلی‌متر، میدان الکتریکی ایجاد شده به حداکثر مقدار ۳,۷*۱۰۸۵ ولت بر متر می‌رسد. همچنین، بهترین مقدار برای شعاع مقطع پین ۶/۳۵ میلی‌متر است. پین‌های مخروطی شکل نسبت به پین‌های استوانه‌ای، کارایی انتقال بهتری دارند. وجود محفظه ی مخصوص تخلیه باعث افزایش سرعت واکنش دستگاه به سیگنال توان بالا و همچنین افزایش چگالی پلاسما و در نتیجه کاهش نشتی توان در مد کات آف شد.زمان ایجاد پلاسما ۳ نانو ثانیه با تاخیر زمانی حدود۷ نانو ثانیه از شروع ورود سیگنال تا فیلتر شدن نهایی محاسبه گردید. مقایر مدل سازی با نمونه ی عملی مقایسه شد و از تطابق خوبی برخوردار بود.

سپاسگزاری

از زحمات اساتید گرانقدر جناب آقای پروفسور عباس سمنانی و پروفسور مهدی نصری نصرآبادی قدردانی می کنیم.

مرجع ها:

[1] A. Semnani, Sergey O. Macheret, and Dimitrios Peroulis "A High-Power Widely Tunable Limiter Utilizing an Evanescent-Mode Cavity Resonator Loaded With a Gas Discharge Tube", Member, IEEE, Senior Member, IEEE vol. 44, no. 12, pp. 3271–3280, 2016/11/24.

[2] A. Semnani, K. Chen, and D. Peroulis, "Microwave gas breakdown in tunable evanescent-mode cavity resonators," IEEE Microw. Wireless Compon. Lett., vol. 24, no. 5, pp. 351–353, May 2014.

[3] Yougn-Maan Cho, Ji-Eun Baek, Chang-Jin Lee and Kwang-Choel Ko "Analysis on Design Parameters of Plasma Limiter for Protecting against HPM" 2017 IEEE 21st International Conference on Pulsed Power (PPC), DOI: 10.1109/PPC.2017.8291217.

[4] K. Chen, A. Semnani, and D. Peroulis, "High-power microwave gas discharge in high-Q evanescent-mode cavity resonators and its instantaneous / long-term effects," in IEEE MTT-S Int. Microw. Symp. Dig., Jun. 2013, pp. 1–3.

[5] Su Yan, Jian-Ming Jin "Simulation of High-Power Microwave Air Breakdown Modelled by a Coupled Maxwell–Euler System With a Non-Maxwellian EEDF" IEEE Transactions on Antennas and Propagation PP(99):1-1,Feb 2018, DOI:10.1109/TAP.2018.2804482.

[6] Yi-Ming Yang; Cheng-Wei Yuan; Bao-Liang Qian "Measurement of S-Band Microwave Gas Breakdown by Enhancing the Electric Field in a Waveguide" IEEE Transactions on plasma science, Vol. 40, No. 12, Dec 2012.

[7] Chang-gang Yin, Shao-bin Liu "Analysis on the Effect of Plasma on the Transmission Characteristics of Microwave Transmit-receive Switches" (Nanjing University of Aeronautics and

[8] Woo, Jeong Min & Ju, Mun & Lee, Jae-Bok. (2023). Plasma-discharge-integrated slot structure for microwave power limiter. Scientific Reports. 13. 10.1038/s41598-023-37336-1.

[9] Z. C. Shaw; A. Garcia; M. Powell; J. C. Dickens; J. J. Mankowski ; A. A. Neuber: Direct observation of electrons in microwave vacuum components" Rev. Sci. Instrum. 90, 054702 (2019), https://doi.org/10.1063/1.5089764

[10] Zhang, Y., et al. (2019). Design of plasma waveguides with metallic pins for high-power microwave transmission. IEEE Transactions on Plasma Science, 47(5), 2335-2341.

[11] J. E. Peters, L. A. Smith, and M. K. Chen, "Plasma-assisted waveguide filters for high-power microwave systems," IEEE

Transactions on Plasma Science, vol. 48, no. 3, pp. 915-923, 2020.
[12] Tsai, Y.-T., Kumar, A., & Lopez, F. (2019). Plasma-filled waveguides for controllable transmission and leakage reduction in rectangular waveguides. Physics of Plasmas, 26(6), 063501.
[13] R. Gupta, S. Banerjee, and P. Rossi, "Geometric optimization of pins in plasma-assisted cavities for enhanced field concentration," 2021 IEEE International Workshop on Plasma Techniques for Microwave Devices (MWP), pp. 112–117.

Paper ID: P3-12

امواج متناوب در پلاسمای مغناطیسی شده با الکترون‌های توزیع‌شده‌ی منظم κ

فروغ فرهادکیایی
گروه فیزیک، واحد الیگودرز، دانشگاه آزاداسلامی، الیگودرز، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : forough.farhadkiyaei@iau.ac.ir

چکیده :

در این کار یک سیستم پلاسمایی دو سیالی غیر برخوردی در نظر گرفته شده که تحت تاثیر میدان مغناطیسی خارجی می باشد و متشکل از یونهای سرد دینامیکی و الکترونهای سوپرحرارتی با تابع توزیع غیرتعادلیκ منظم شده می باشد.در این پژوهش با استفاده از روش اختلال کاهنده معادله دیفرانسل غیر خطی KdV حاکم بر امواج یون صوتی بدست آمده است. نتایج نشان میدهدکه به ازاء بعضی از مقادیر پارامترهای موجود در تابع توزیع غیر تعادلی κ منظم شده(α وκ)ضریب غیر خطی منفی شده و برای برخی دیگر مثبت می باشدکه در نتیجه این امواج سنوئیدال تراکمی و انبساطی حاصل شده با تغییر این پارامترها رفتار متفاوتی نشان میدهند. .همچنین دیده شد که شدت میدان مغناطیسی خارجی و زاویه این میدان با راستای انتشار، تاثیر متفاوتی بر دامنه و پهنای این امواج انبساطی و تراکمی خواهد داشت.

کلید واژه: تابع توزیع κ منظم شده، امواج سنوئیدال یون صوتی، الکترونهای غیر حرارتی، پلاسمای الکترون-یون،

The cnoidal waves in a plasma Magnetized with regularized κ-distributed electrons

Forough Farhadkiyaei
Department of Physics, Al.C., Islamic Azad University Aligudarz, Iran
*Corresponding e-mail: forough.farhadkiyaei@iau.ac.ir

Abstract:
In this work, a collisionless magnetized two-fluid plasma system is considered, which is composed of cold ions and regularized κ-distributed electrons. In this research, the nonlinear differential equation KdV governing cnoidal ion acoustic waves is obtained using the reductive perturbation method. The results show that for some values of the superthermal index κ, and the cutoff parameter α in the regularized κ-distributed function, the nonlinear coefficient is negative and for others it is positive. These obtained cnoidal compressive and rarefactive waves behave differently by changing the parameters (α and κ). It was also seen that the intensity of the external magnetic field and the angle of this field with the propagation direction on the amplitude and width of these compressive and rarefactive waves will have a different effect.

Keywords: Regularized κ distribution function, acoustic ion cnoidal waves, non-thermal electrons, electron-ion plasma,

مقدمه

امواج متناوب یون صوتی جوابهای دوره ایی معادله ی غیر خطی (KdV) است که در اختلالات کوچک پایدار می باشد. از این رو، اغلب محققین این امواج را با استفاده از تکنیک اختلال کاهشی برای درک فرایندهای مربوط به انتقال غیر خطی در پلاسما های مختلف مورد بررسی قرار می دهند[۱].در دهه های اخیر، مشاهدات حاصله از پلاسماهای فضایی بوضوح نشان می دهد که ذرات پر انرژی در محیطهای اختر فیزیکی از توزیع ماکسول تبعیت نمی کنند[۲]. بنابراین برای توصیف دقیق تر توزیع این ذرات در سیستم های غیر تعادلی از توابع توزیع مختلفی استفاده میشود .یکی از آنهاکه بطور گسترده در سیستم های پلاسمایی استفاده شده است تابع توزیع κ استاندارد است. اما این تابع توزیع دارای محدودیتهایی است. اول اینکه شاخص سوپرگرمایی κ باید از ۱.۵ بیشتر باشد. دوم اینکه

در سرعتهای بالا این تابع توزیع واگرا میشود و سومین نقص آن، این است که تمام تکانه های سرعت را نمی توان از این تابع توزیع بدست آورد. بجای تابع توزیع κ استاندارد میتوان از تابع توزیع κ منظم شده استفاده کرد. تابع توزیع κ منظم، عیوب تابع توزیع κ استاندارد را ندارد.[3] علاوه بر این،یک پارامترقطع α در تعریف تابع توزیع κ منظم شده معرفی میشود که از واگرایی تمام گشتاورهای سرعت جلوگیری میکند. این پارامتر همچنین به هموارسازی تغییرات دنباله تابع توزیع کمک میکند، بنابراین توصیف بهتری از جمعیت ذرات غیر تعادلی را ارائه میدهد. با معرفی تابع توزیع κ منظم، میتوان توزیع های آماری غیرتعادلی، مانند پلاسمای تحت تاثیر میدانهای مغناطیسی و الکتریکی قوی، سیستمهای انرژی بالا و بسیاری از فرآیندهای فیزیکی را مدل سازی کرد.این تابع توزیع اخیرا توجه بسیاری از محققین را به خود جلب کرده است. مشاهدات اختر فیزیکی نشان میدهد که درپلاسماهای فضایی، میدان مغناطیسی در دینامیک پلاسمای خطی و غیر خطی همچنین بر شرایط پایداری امواج پلاسما نقش بسیار مهمی را ایفاء میکند.. دراین مطالعه، امواج متناوب یون-صوتی در یک پلاسمای مغناطیسی متشکل از یونهای سرد , الکترونهای غیرتعادلی، با تمرکز بر توزیع κ منظم، مورد بررسی واقع شده است

معادلات پایه

پلاسمای دوسیالی الکترون- یون مغناطیسی شده و بدون برخورد در نظر گرفته شده که از یونهای دینامیکی سرد سنگین و الکترونهای حراراتی با تابع توزیع κی منظم شده، تشکیل شده است که تحت تاثیرمیدان مغناطیسی ایستا در امتداد محور zها $(\vec{B} = B_0\hat{z})$ می باشدکه رفتار غیر خطی امواج یون صوتی بواسطه ی معادلات نرمالیزه شده زیر توصیف می شودکه دراین معادلات ψ پتانسیل الکترواستاتیک و $\vec{u}_i$ سرعت سیال یونی است وچگالی لکترونها با تابع توزیع κی منظم شده بصورت زیر توصیف میشود

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot(n_i\vec{u}_i) = 0 \qquad (۱)$$

$$m_i\left[\frac{\partial}{\partial t} + (\vec{u}_i\cdot\vec{\nabla})\right]\vec{u}_i = e\left[\vec{E} + \vec{u}_i\times\vec{B}\right] \qquad (۲)$$

$$\nabla^2\psi = n_e - n_i \qquad (۳)$$

$$n_e = e^{\alpha^2\psi}\left(1-\frac{\psi}{\kappa}\right)^{-\kappa+\frac{1}{2}}\frac{U[3/2,3/2-\kappa;\alpha^2\kappa(1-\psi/\kappa)]}{U[3/2,3/2-\kappa;\alpha^2\kappa]} \qquad (۴)$$

که در اینجا $U[3/2,3/2-\kappa;\alpha^2\kappa]$ تابع کومار، α پارامتر قطع و κ پارامتر سوپرحرارتی است. برای دامنه کوچک یعنی $\psi/\kappa \ll 1$، می‌توان تابع توزیع چگالی الکترونها را بصورت $n_e \approx 1 + C_1\frac{\psi}{\kappa} + \frac{1}{2}C_2\left(\frac{\psi}{\kappa}\right)^2 + \ldots$ بسط دادکه[4]:

$$C_1 = \kappa - 1/2 + \alpha^2\kappa\left[1 + \frac{3U(5/2,5/2-\kappa;\alpha^2\kappa)}{2U(3/2,3/2-\kappa;\alpha^2\kappa)}\right] \qquad (۵)$$

$$C_2 = \kappa^2 - 1/4 + 2\alpha^2(\kappa-1/2)\kappa\left[1 + \frac{3U(5/2,5/2-\kappa;\alpha^2\kappa)}{2U(3/2,3/2-\kappa;\alpha^2\kappa)}\right] + \kappa^2\alpha^4\left[1 + \frac{3U(5/2,5/2-\kappa;\alpha^2\kappa)}{U(3/2,3/2-\kappa;\alpha^2\kappa)} + \frac{15U(7/2,7/2-\kappa;\alpha^2\kappa)}{4U(3/2,3/2-\kappa;\alpha^2\kappa)}\right] \qquad (۶)$$

با استفاده از تغییر متغییر $\xi = \varepsilon^{\frac{1}{2}}(l_x x + l_y y + l_z z - \lambda t)$ و $\tau = \varepsilon^{3/2}t$ وبا یکسری عملیات جبری ، معادله KdV و سرعت فاز، L ، بصورت زیر برای سیستم بدست می آید

$$L = l_z\sqrt{\frac{\kappa}{C_1}} \qquad (۷)$$

$$\frac{\partial\psi}{\partial\tau} + A\psi\frac{\partial\psi}{\partial\xi} + B\frac{\partial^3\psi}{\partial\xi^3} = 0 \qquad (۸)$$

$$A = \frac{3l_z^2}{2L} - \frac{L^3C_2}{2\kappa^2 l_z^2} \qquad (۹)$$

$$B = \frac{L^3}{2l_z^2}\left[\frac{(1-l_z^2)}{w^2} + 1\right] \qquad (۱۰)$$

درمعادلات فوق ، A ضریب پاشندگی ، B غیرخطی، l_z ، زاویه بین راستای انتشاربا میدان مغناطیسی و ω ، فرکانس سیکلوترونی یون می باشد با حذف میدان مغناطیسی نتایج بدست آمده از این ضرایب با نتایج ارائه شده توسط لیو و همکارانش در توافق است.[5] با تغییر متغیر $\zeta=\xi-u_0\tau$ که در آن u_0 ،سرعت ساختار غیر خطی حرکت کننده با چارچوب است و با دوبار انتگرالگیری نسبت به ζ ،رابطه ی مربوط به قانون پایستگی انرژی حاصل می شود.

$$\frac{1}{2}\left(\frac{d\psi}{d\zeta}\right)^2 + V(\psi) = 0 \qquad (۱۱)$$

$$V(\psi) = \frac{A}{6B}\psi^3 - \frac{u}{2B}\psi^2 + \rho_0\psi - \frac{1}{2}E_0^2 \qquad (۱۲)$$

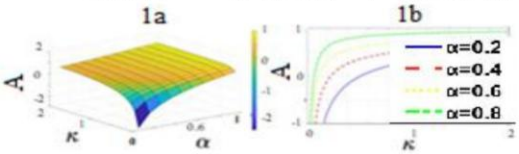
$$\psi(\zeta) = \alpha_1 + (\alpha_0 - \alpha_1)\mathrm{cn}^2(\mathrm{H}\chi, \mathrm{m}) \qquad (۱۳)$$

2

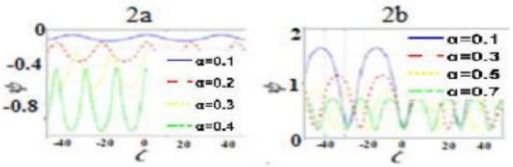
که در آن $V(\psi)$ پتانسیل سق دی اف و $\psi(\zeta)$ جواب موج یون صوتی دوره ایی با دامنه $D = \alpha_0 - \alpha_1$ ، فرکانس= $f = V/\lambda$وطول موج $\lambda = 4(3B/A(\alpha_0 - \alpha_1))^{0.5}K(M)$ می باشد که ، $K(M)$ انتگرال بیضوی کامل نوع اول است. cn تابع بیضوی ژاکوبین بوده که در آن متغیرهای m و H بصورت $m = (\alpha_0 - \alpha_1/\alpha_0 - \alpha_2)^{0.5}$ با شرط $0 < m < 1$ و $H = (A(\alpha_0 - \alpha_1)/12B)^{0.5}$ تعریف شده است و α_0 , α_1, α_2ریشه های حقیقی $V(\psi)$می باشد که بدین صورت تعریف می شود $\alpha_{1,2} = 1.5\left[u/A - \alpha_0/3 \pm ((\beta_1 - \alpha_0)(\alpha_0 - \beta_2)/3)^{0.5}\right]$ که در آن $\Delta = \frac{u^2}{A^2} - 2\rho_0\frac{B}{A}$, $\beta_{1,2} = \frac{u}{A} \pm 2\sqrt{\Delta}$ که می بایست در نامساویهای $\beta_1 \le \alpha_0 \le \beta_2$یا $\beta_2 \le \alpha_0 \le \beta_1$ صدق کند[6].

بحث

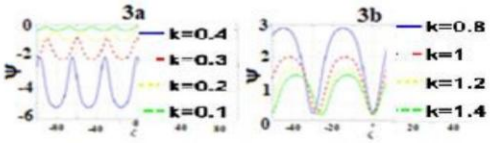
شکل (1a) نمایش ضریب غیرخطی معادله KdV، A ، برحسب پارامترها α و κ، را نشان میدهد این شکل نشان میدهدکه برای برخی از مقادیر پارامترهای α و κ، ضریب غیرخطی مثبت است که نشان می‌دهد امواج سنوئیدال برای این مقادیر تراکمی می باشد و برای برخی دیگر ضریب غیرخطی منفی است که نشان می‌دهد امواج متناوب یون صوتی انبساطی است. در شکل (1b)ضریب غیرخطی A، برحسب κ برای α های مختلف رسم شده است. این شکل نشان می دهد که برای هر مقدار α، محدوده κهایی که ضریب غیرخطی آنها مثبت است، متفاوت است و همچنین، با افزایش α، محدوده κهایی که ضریب غیرخطی آنها مثبت است، افزایش می‌یابد. شکل‌های (2a) و (2b)پتانسیل الکترواستاتیکی ψ برحسب ζ هستند که برای αs مختلف، به ترتیب برای κ=0.1 و κ=1.5 رسم شده‌اند. امواج به ازاء κ=0.1 انبساطی بوده و با افزایشα ، دامنه و طول موج امواج سنوئیدال افزایش می‌یابد.واز طرفی امواج به ازاء κ=1.5 تراکمی بوده و با افزایشα ، دامنه و طول موج امواج سنوئیدال کاهش می‌یابد. شکل‌های (3a) و (3b)پتانسیل الکترواستاتیکی ψ بر حسب ζ برای α=0.2 , برای kهای مختلف رسم شده است. طبق شکل (1b)، دامنه موج برای مقادیر κ<0.5 منفی است و برای κ>0.5 مثبت است. در شکل (3a) دامنه و طول موج امواج تراکمی با افزایش κ افزایش می‌یابد و در شکل (3b) دامنه و طول موج امواج انبساطی با افزایش κ کاهش می‌یابد.



شکل۱-شکلهای (1a) و (1b)نمایش ضریب غیرخطی،A ،برحسب پارامترهای α و κ، را نشان میدهد



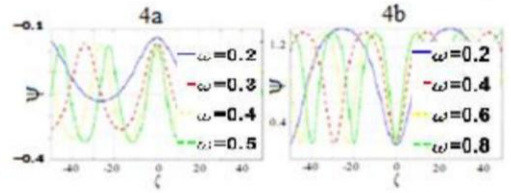
شکل۲-شکل‌های (2a) و (2b)پتانسیل الکترواستاتیکی ψ برحسب ζ برای αs مختلف، که به ترتیب برای κ=0.1 و κ=1.5 است.



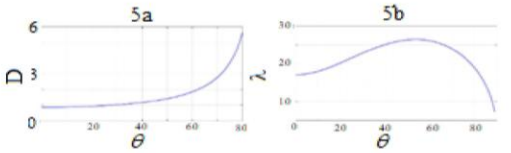
شکل ۳-شکل‌های (3a) و (3b)پتانسیل الکترواستاتیکی ψ بر حسب ζ برای , α=0.2 برای kهای مختلف است.

شکل‌های (4a) و (4b)پتانسیل الکترواستاتیکی ψ بر حسب ζ برای ωs های مختلف، به ترتیب برای κ=0.1 و κ=1.5 رسم شده‌اند شکل (4a) نشان می‌دهد که در حالت امواج انبساطی، با افزایش ω دامنه این امواج افزایش یافته و طول موج آن کاهش می‌یابد. ازطرفی شکل (4b) نشان می‌دهد که در حالت امواج تراکمی، با افزایش ω دامنه این امواج ثابت بوده و طول موج این امواج کاهش می‌یابد. شکل‌های (5a) و (5b)به ترتیب دامنه و طول موج امواج سنوئیدال بر حسب θ رسم شده است. در شکل (5a) می‌توان مشاهده کرد که با افزایش θ دامنه امواج سنوئیدال افزایش می یابد و در شکل(5b)می‌توان مشاهده کرد که با افزایش θ، طول موج ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد

و حداکثر طول موج تقریباً برای زاویه ۵۴ درجه خواهد بود. و این نتایج برای تمام مقادیر پارامترهای κ و α حفظ می شود.



شکل۴-شکل‌های (4a) و (4b)پتانسیل الکترواستاتیکی ψ بر حسب ζ برای ωs های مختلف، به ترتیب برای κ=0.1 و κ=1.5 است.



شکل۵-شکل‌های (5a) و (5b)به ترتیب دامنه و طول موج امواج سنوئیدال بر حسب θ است.

نتیجه گیری

نتایج فوق نشان میدهد امواج سنوئیدال به ازاء بعضی از مقادیر پارامترهای κ و α دارای دامنه مثبت و به ازاء بعضی دیگر دارای دامنه منفی می باشد. که با افزایش پارامتر α، محدوده κهایی که امواجی با دامنه مثبت را تشکیل می دهند افزایش می‌یابد.این نشان میدهد که چگالی ذرات وانرژی آنها افزایش می یابد وهمچنین با افزایش κ دامنه و طول موج برای امواج تراکمی(دامنه مثبت) کاهش یافته که در این حالت سیستم به شرایط تعادلی نزدیکتر می شود. و برای امواج انبساطی(دامنه منفی) افزایش می‌یابد در اینحالت چگالی ذرات کم بوده و تعادل در حالتهایی با دامنه و طول موجهای بلند رخ میدهد. نتایج نشان میدهدکه با افزایش شدت میدان مغناطیسی ω، *دامنه* امواج تراکمی ثابت بوده ودامنه امواج انبساطی افزایش می یابد.که نشان می دهد تاثیر میدان مغناطیسی در حالتهایی با چگالی کمتر بیشتر خواهد بود و طول موج هردو نوع امواج تراکمی و انبساطی با افزایش ω کاهش می یابد.در بررسی اثر زاویه بر امواج سنوئیدال مشاهده شد که با افزایش θ، طول موج این امواج ابتدا افزایش و سپس کاهش می‌یابد ودامنه این موج با افزایش θ افزایش می‌یابد.

مراجع

[۱]. Ma'mon Abu Hammad, Muhammad halid, Albandari W. Alrowaily, Tiofack,C. G. L. and . El-Tantawy S.A, (2023) Ion-acoustic cnoidal waves in a non-Maxwellianplasma with regularized κ-distributed electrons, AIP Advances 13, 105127.

[۲] Liu. Y,(2020) Solitary ion acoustic waves in a plasma with regularized κ-distributed electrons, AIP Advances 10, 085022.

[3] Haas, F, Fichtner. H. and Scherer.K, (2023) Electron holes in a regularized kappa background. Nonlin. Processes Geophys. 30(3), 277-287.

[4] Liu, Y, (2020,) Solitary ion acoustic waves in a plasma with regularized κ-distributed electrons. AIP Advances 10(8).

[5] Lu, F.F and Liu, S.Q (.2021) Small amplitude ion-acoustic solitons with regularized κ-distributed electrons. AIP Advances. 11, 085223.

[6] Farhad Kiyaei, F and Dorranian. D. (2017). Effects of external magnetic field on oblique propagation of ion acoustic cnoidal wave in onextensive plasma. Phys. Plasmas 24, 01210.

Paper ID: P2-03

دزیمتری محیطی دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100

امیر رئیس دانا[1] ، مریم اکبری نساجی[1] ، نوشین پیش بین[1] ، علیرضا اصل زعیم[1]
[1]پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، تهران، ایران
araeisdana@aeoi.org.ir

چکیده

در این پژوهش، دزیمتری ۱۶ نقطه در اطراف دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 انجام شده است. برای انجام دزیمتری از TLD های GR200 استفاده شده است. تعداد ۴ عدد از TLD ها در ۴ نقطه دورتادور دستگاه و در زوایای صفر، ۹۰ و ۱۸۰ درجه قرار داده شده‌اند. مابقی TLD ها در ۱۲ نقطه در پشت حفاظ سربی و در نقاط مربوط به نواحی تحت کنترل و تحت نظارت نصب شده‌اند. برای هر نقطه از ۲ عدد TLD استفاده شده است. تعداد ۱۲۰ شات با گاز نئون در فشار 0.7 mbar و انرژی 20 kJ زده شدند. اطلاعات TLD ها بر حسب نانوکولن nC با استفاده از ضرایب تصحیح به واحد میلی سیورت mSv تبدیل می‌شوند. نتایج، دز معادل را در نزدیکی دستگاه تا 1 mSv نشان می‌دهد و این دز در پشت حفاظ سربی دستگاه به ضخامت 2 cm ، در حد دز زمینه است. علاوه بر آن دز معادل در زوایای فضایی صفر، ۹۰ و ۱۸۰ درجه نسبت به محور دستگاه، با یکدیگر مقایسه شده‌اند.

کلید واژه: دستگاه پلاسمای کانونی، گسیل پرتو ایکس، دزیمتری، TLD GR-200

Dosimetry of IR-MPF-100 Dense Plasma Focus Device

Amir Raeisdana[1], Maryam Akbari Nassaji[1], Noshin Pishbin[1]
[1]Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Atomic Energy Organization of Iran, Tehran, Iran
araeisdana@aeoi.org.ir

Abstract

In this research, 16 points dosimetry was performed around the IR-MPF-100 dense plasma focus device. GR200 TLDs were used to perform dosimetry. 4 TLDs were placed at 4 points around the device at the angles of 0, 90 and 180 degrees respect to the anode axis. The remaining TLDs were installed at 12 points behind the lead shield and at points related to the controlled area and the supervised area. 2 TLDs were used for each point. 120 shots were fired with neon gas at the pressure of 0.7 mbar and the energy of 20 kJ. TLD data in nanocoulombs (nC) were converted to millisieverts (mSv) using correction factors. The results show the dose near the device up to 1 mSv, and this dose behind the 2 cm lead shield of the device is at the background dose level. In addition, the equivalent doses at spatial angles of 0, 90, and 180 degrees respect to the device axis were compared with each other.

Key Words: Plasma Focus Device, X-ray Emission, Dosimetry, TLD GR-200

مقدمه

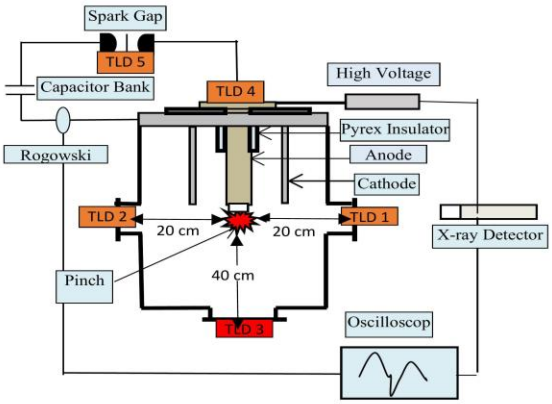
در دستگاه پلاسمای کانونی با تخلیه الکتریکی بین دو الکترود هم محور، پلاسمای داغ و چگال در ناحیه مقابل الکترود داخلی تشکیل می‌گردد. پس از تخلیه الکتریکی، لایه جریان تشکیل شده در راستای محوری و شعاعی شتاب می‌گیرد و در نهایت پلاسمای داغ و چگال که پینچ نامیده می‌شود در مقابل آند شکل می‌گیرد. پلاسمای پینچ تشکیل شده عمر کوتاهی دارد و در اثر انواع ناپایداری‌ها دچار فروپاشی می‌گردد. در مرحله تشکیل پینچ، گسیل پرتو ایکس نرم در اثر تابش ترمزی اتفاق می‌افتد و در مرحله فروپاشی پینچ، برخورد الکترونهای پرشدت و پرانرژی با سر آند موجب گسیل پرتو ایکس سخت پرشدت می‌گردد [۱-۵]. در این پژوهش هدف ما دزیمتری پرتو ایکس گسیل شده از دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 است. این دزیمتری برای زوایای صفر ، ۹۰ و ۱۸۰ درجه نسبت به محور دستگاه و همچنین برای نقاط پشت حفاظ سربی انجام شده است.

چیدمان آزمایشگاهی

دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 با بیشینه انرژی 115 kJ برای انجام آزمایشها مورد استفاده قرار گرفت. مشخصات دستگاه در جدول ۱ لیست شده است. حفاظ پرتویی دور دستگاه از بلوکهای سربی به ضخامت 2 cm و به ابعاد 1m×0.5m تشکیل شده است. دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 دارای ساختار رو به پایین است و آند ، کاتد و محفظه خلأ در جهت رو به پایین قرار گرفته‌اند. ۳۲ عدد TLD GR200 در بسته های ۲ تایی در ۱۶ نقطه نصب شدند. این نقاط شامل ۵ نقطه در اطراف دستگاه و ۱۱ نقطه در منطقه تحت نظارت و منطقه تحت کنترل است. مناطق تحت نظارت و تحت کنترل پشت حفاظ سربی به ضخامت 2 cm قرار دارند. در شکل ۱ محل قرارگیری TLD های شماره ۱ تا ۵ نشان داده شده‌اند. TLD های شماره ۱ و ۲ در فاصله 20 cm تا محل تشکیل پینچ و بر روی دریچه های سمت چپ و سمت راست دستگاه نصب شده‌اند. TLD شماره ۳ بر روی دریچه مقابل آند و TLD شماره ۴ در پشت آند نصب شده است. TLD شماره ۵ بر روی اسپارک گپ دستگاه نصب شده است تا دز احتمالی ایکس گسیل شده از اسپارک گپ را اندازه‌گیری کند.

جدول ۱. مشخصات دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100

پارامتر	مقدار	واحد
بیشینه انرژی بانک خازنی	۱۱۵	kJ
اندوکتانس کل	۱۵۰	nH
ظرفیت بانک خازنی	۱۴۴	μF
بیشینه ولتاژ	۴۰	kV
بیشینه جریان	۱.۱	MA
دوره تناوب تخلیه	۲۷	μs
مقاومت الکتریکی	۶	mΩ
طول آند	۲۲	cm
شعاع آند	۶.۲۵	cm
طول کاتد	۲۲	cm
شعاع کاتد	۲۲.۷	cm
طول عایق	۵	cm



شکل ۱. شماتیک دستگاه و چیدمان TLD ها در اطراف دستگاه

نتایج

برای دزیمتری نقاط اطراف دستگاه، ۱۲۰ شات گاز نئون در ولتاژ V=17 kV و فشار P=0.7 mbar زده شدند. TLD ها در ۱۶ نقطه شامل نقاط چسبیده به دستگاه و همچنین منطقه تحت کنترل پرتویی و منطقه تحت نظارت پرتویی نصب شدند. برای هر نقطه، ۲ عدد TLD قرار داده شدند تا میانگین‌گیری مقدار TLD ها به مقدار واقعی نزدیک باشد. با قرائت مقدار TLD ها بر حسب نانوکولن و ضرب آن در ضرایب جدول ۲ لیست شده‌اند. همانطوریکه انتظار می‌رود برای نقاط ۱ تا ۴ که دور دستگاه هستند دز بیشتر مشاهده می‌شود و تصحیح، دز بر حسب mSv بدست می‌آید. محاسبه دز بر حسب mSv از TLD های قرائت شده به شرح زیر است:

دز بر حسب mSv = عدد قرائت شده در TLD بر حسب نانو کولن × ضریب کالیبراسیون برابر 0.0021 × ضریب ECC[1] × ضریب دستگاه قرائت TLD

نتایج در

برای نقاط ۶ تا ۱۶ که پشت حفاظ قرار دارند دز معادل در حد دز زمینه قرار دارد. برای نقاط ۱ و ۲ دریچه کناری سمت

[1] Element Correction Coefficient

3

راست و سمت چپ (شکل ۱) ، فاصله تا محل تشکیل پینچ برابر 20 cm است و هر دو نقطه در زاویه ۹۰ درجه نسبت به محور دستگاه قرار دارند. دز معادل برای نقاط ۱ و ۲ به ترتیب برابر 0.233 mSv و 1.023 mSv بدست آمده است که تفاوت معناداری را نشان می‌دهد و می تواند در اثر غیر یکنواختی پینچ تشکیل شده باشد. نقطه شماره ۳ روبروی آند و در فاصله 60 cm تا محل تشکیل پینچ (شکل ۱) دز برابر 0.341 mSv اندازه‌گیری شده است که مطابق انتظار است و با توجه به قرارگیری معکوس دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 این نقطه با توجه به زاویه صفر درجه نسبت به محور دستگاه بایستی دز معادل بزرگی را ثبت کند. TLD شماره ۴ پشت آند قرار دارد در صورتیکه از آند توخالی استفاده شود در ناحیه پشت آند دز بالایی مشاهده خواهد شد ولی در این آزمایشها با نصب یک دیسک از جنس Fe-Cr به ضخامت 5 mm، آند توخالی بسته شده است. برای نقطه ۴ عدد 0.129 mSv اندازه گیری شده است که در حدود ۳ مرتبه از TLD ۳ (روبروی آند) کمتر است. ولی با این وجود دز 0.129 mSv اندکی عجیب به نظر می‌رسد و می‌توان اینچنین توجیه کرد که برخورد الکترونهای پرشدت و پرانرژی با دیسک Fe-Cr به ضخامت 5 mm علاوه بر ایکس جلوی دیسک، در ناحیه پشت دیسک نیز ایکس را گسیل می‌دارد.

TLD شماره ۵ بر روی اسپارک گپ دستگاه نصب شده است که دز زمینه را نشان می‌دهد بنابراین یونیزاسیون گاز داخل اسپارک گپ و انتقال انرژی خازنها به آند پرتو ایکس خاصی گسیل نکرده است. TLD های شماره ۶ تا ۱۶ در پشت حفاظ سربی قرار دارند و مطابق انتظار همگی دز زمینه را نشان داده‌اند.

جدول ۲. دز بر حسب mSv برای نقاط مختلف دور دستگاه و برای نقاط تحت کنترل و تحت نظارت

شماره نقطه	شماره TLD	محل نصب	دز (mSv)
۱	۱۲۲	دریچه کناری سمت راست دستگاه	0.233
۲	۱۲۳	دریچه کناری سمت چپ دستگاه	1.023
۳	۱۲۴	دریچه پایینی دستگاه روبروی آند	0.341
۴	۱۲۵	پشت آند بالای دستگاه	0.129
۵	۱۲۶	بر روی اسپارک گپ	0.022
۶	۱۲۷	پشت حفاظ سربی- سمت راست	0.021
۷	۱۲۸	پشت حفاظ سربی- سمت چپ	0.020
۸	۱۲۹	منطقه تحت کنترل داخل آزمایشگاه	0.025

4

۹	۱۳۰	منطقه تحت کنترل داخل اتاق اپراتور	0.023
۱۰	۱۳۱	منطقه تحت کنترل داخل اتاق اپراتور	0.024
۱۱	۱۳۲	بیرون آزمایشگاه- منطقه تحت نظارت	0.023
۱۲	۱۳۳	بیرون آزمایشگاه- منطقه تحت نظارت	0.027
۱۳	۱۳۴	منطقه تحت کنترل داخل آزمایشگاه	0.024
۱۴	۱۳۵	بیرون آزمایشگاه- منطقه تحت نظارت	0.026
۱۵	۱۳۶	منطقه تحت کنترل داخل آزمایشگاه	0.024
۱۶	۱۳۷	بیرون آزمایشگاه- منطقه تحت نظارت	0.024

بحث و نتیجه گیری

دزیمتری دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 برای زوایای فضایی مختلف با استفاده از TLD-200 انجام شده است. TLD ها در زاویه صفر، ۹۰ و ۱۸۰ درجه نسبت به محور دستگاه قرار گرفته‌اند. برای ۱۲۰ شات با گاز نئون بیشترین دز ایکس در زاویه ۹۰ درجه برابر 1.023 mSv اندازه‌گیری شده است. این دز برای زاویه صفر درجه برابر 0.341 mSv و برای زاویه ۱۸۰ درجه برابر 0.129 mSv اندازه‌گیری شده است. دز اسپارک گپ دستگاه در حد دز زمینه اندازه‌گیری شده است. عدم تقارن پینچ تشکیل شده موجب می‌شود که برای TLD های شماره ۱ و ۲ (شکل ۱) علی رغم زاویه فضایی و فاصله یکسان تا پینچ، دزهای مختلفی اندازه‌گیری شود. این عدد برای TLD شماره ۱ برابر 0.233 mSv و برای TLD شماره ۲ برابر 1.023 mSv است که تفاوت زیادی را نشان می‌دهد. مقایسه دز برای زاویه صفر درجه (روبروی آند) و زاویه ۱۸۰ درجه (پشت آند) نشان می‌دهد دز ثبت شده برای ناحیه روبروی آند تقریباً ۳ برابر دز در ناحیه پشت آند است که این تفاوت به علت استفاده از آند توپر می‌باشد و در صورت استفاده از آند توخالی (Hollow Anode) نتایج متفاوت خواهد بود.

مراجع

[1] A. Schmidt and e. al, "First Experiments and Radiographs on the MegaJOuLe Neutron Imaging Radiography (MJOLNIR) Dense Plasma Focus," *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE* , vol. 49, no. 11 , pp. 3299-3306, 2021.

[2] P. Silva and e. al, "Hard X-Ray Measurement from a Plasma Focus of Low Energy," *Journal of Physics: Conference Series* , vol. 134, 2008.

[3] V. Damideh and e. al, "Experimental results and analysis of plasma dynamics and radiation output of the 100 kV dense plasma focus FAETON-I," *Scientific Reports,* vol. 15, no. doi.org/10.1038/s41598-025-07939-x, 2020.

[۴] شهاب الدین سلیمی، مسعود مهجور شفیعی "دزیمتری پرتو ایکس سخت پلاسمای کانونی با آند مسی و گاز کاری آرگون" ، دهمین کنفرانس ملی خلأ ایران ، دانشگاه تبریز

[۵] مریم نوری دوگاهی، محمد مهدی ابطحی ، مرتضی حبیبی " بررسی توزیع دز پرتو ایکس در اندامهای زن و مرد بالغ ناشی از عملکرد دستگاه پلاسمای کانونی" مجله علوم و فنون هسته ای، جلد ۹۷ ، شماره ۳ ، پاییز ۱۴۰۰

Paper ID: P2-02

اندازه‌گیری طیف انرژی یونهای نیتروژن گسیل شده در دستگاه پلاسمای کانونی

امیر رئیس دانا[1]
[1]پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، تهران، ایران
araeisdana@aeoi.org.ir

چکیده

در این پژوهش طیف انرژی یونهای گسیل شده در دستگاه پلاسمای کانونی استخراج شده است. آزمایشها با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 (144μF, 40kV, 115kJ) انجام شده‌اند. پس از فروپاشی پلاسمای پینچ، الکترونها با ناحیه سر آند برخورد کرده و پیک اول در طیف پرتو ایکس مشاهده می‌گردد. برخورد یونهای نیتروژن گسیل شده با تارگت در فاصله 35cm تا سر آند، پیک دوم را در طیف پرتو ایکس موجب می‌شود. فاصله زمانی پیک اول و پیک دوم در طیف پرتو ایکس، زمان پرواز یونها را مشخص می‌کند. با داشتن فاصله و زمان پرواز، انرژی یونها محاسبه می‌گردد. در این پژوهش، انرژی یونهای نیتروژن گسیل شده از 117 keV تا 264 keV استخراج شده است. تابع توزیع انرژی یونهای نیتروژن دارای بیشینه‌ای در انرژی 177 keV است.

واژگان کلیدی: دستگاه پلاسمای کانونی، طیف پرتو ایکس، زمان پرواز یونها، تابع توزیع انرژی یونها

Measurement of Energy Spectrum of Nitrogen Ions Emitted in Dense Plasma Focus Device

Amir Raeisdana[1]
[1]Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Atomic Energy Organization of Iran, Tehran, Iran
araeisdana@aeoi.org.ir

Abstract

In this research, the energy spectrum of the ions emitted in the plasma focus device has been extracted. The experiments have been performed by using the IR-MPF-100 dense plasma focus device (144μF, 40kV, 115kJ). After the decay of the pinch plasma, the electrons accelerate to the anode head and the first peak is observed in the X-ray spectrum. The collision of the emitted nitrogen ions with the target at a distance of 35cm from the anode head causes the second peak in the X-ray spectrum. The time interval between the first and second peaks in the X-ray spectrum determines the time of flight of the ions. With having the distance and the time of flight, the energy of the ions is calculated. In this study, the energy of the emitted nitrogen ions has been measured from 117 keV to 264 keV. The energy distribution function of nitrogen ions has a maximum at an energy of 177 keV.

Key Words: Plasma focus device, X-ray spectrum, Ions time of flight, Energy distribution function of nitrogen ions

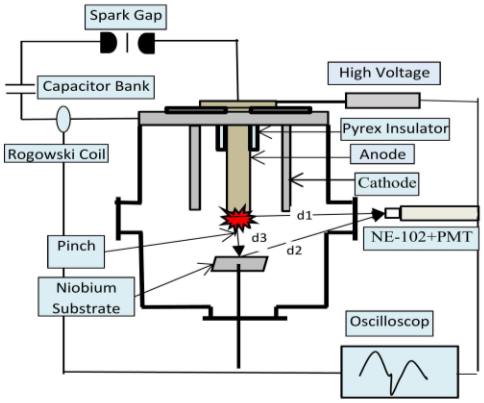
مقدمه

دینامیک دستگاه پلاسمای کانونی شامل ۵ مرحله است: ۱- تخلیه الکتریکی و شکست اولیه ۲- شتابگیری لایه جریان در راستای محوری ۳- شتابگیری لایه جریان در راستای شعاعی ۴- تشکیل پینچ ۵- فروپاشی پلاسمای پینچ [1] [2]. در مرحله فروپاشی پلاسمای پینچ، الکترونهای پرشدت و پرانرژی به سمت آند شتاب می‌گیرند و همزمان یونهای گاز کاری در خلاف جهت به سمت بیرون شتاب می‌گیرند. برخورد الکترونها با آند موجب ایجاد پرتو ایکس سخت می‌شود که در طیف اشعه ایکس به صورت یک پیک بزرگ با دامنه منفی دیده می‌شود [3]. در صورت وجود تارگت در مقابل یونها، برخورد یونها با تارگت ایجاد ایکس ثانویه می‌کند. اختلاف زمانی بین پیک اول و پیک دوم در طیف پرتو ایکس، زمان پرواز یونها را نتیجه می‌دهد که بوسیله آن می‌توان انرژی یونها را محاسبه کرد. با محاسبه انرژی یونها، عمق نفوذ یونها در تارگت قابل محاسبه است [4] [5] [6] [7] [8] .

در این پژوهش، طیف انرژی یونهای نیتروژن استخراج شده است.

چیدمان آزمایشگاهی

آزمایشها با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 انجام شدند. مطابق شکل ۱ این دستگاه ساختار رو به پایین دارد و آند، کاتد و محفظه خلأ رو به پایین قرار گرفته‌اند. آزمایشها در اصل جهت کاشت نیتروژن در نیوبیوم طراحی شده بودند. علاوه بر کاشت نیتروژن در نیوبیوم و انجام تستهای لازم، آنالیز زمانی طیف ایکس گسیل شده از دستگاه نیز انجام شده است. مطابق شکل ۱، تارگت از جنس نیوبیوم در فاصله d_3=35cm تا سر آند قرار گرفته است. آشکارساز NE-102 در پنجره کناری دستگاه قرار گرفته است تا طیف پرتو ایکس گسیل شده را ثبت کند. محفظه تا فشار 10^{-2}mbar خلأ می‌شود و سپس گاز نیتروژن تا فشار 1mbar به داخل محفظه تزریق می‌گردد. خازنها تا ولتاژ 17kV شارژ می‌شوند. با فشردن کلید تریگر انرژی ذخیره شده در خازنها به آند و کاتد دستگاه منتقل می‌شود و پلاسمای پینچ در مقابل آند شکل می‌گیرد. در مرحله فروپاشی پلاسمای پینچ، الکترونهای پرانرژی نسبیتی به صورت آنی به آند برخورد کرده و پیک اول در طیف پرتو ایکس مشاهده می‌گردد. یونها در خلاف جهت حرکت الکترونها با طی کردن مسیر d_3 به تارگت نیوبیوم برخورد می‌کنند. با توجه به جرم بیشتر یونها در مقایسه با الکترونها، این برخورد آنی نیست و یونها دارای زمان پرواز در مسیر d_3 هستند. پس از برخورد یونها با تارگت، پرتو ایکس گسیل شده بصورت پیک دوم در طیف ایکس مشاهده می‌شود. فاصله زمانی بین پیک اول ایکس و پیک دوم ایکس، زمان پرواز یونهای نیتروژن را مشخص می‌کند و با داشتن زمان پرواز و مسیر طی شده (d_3=35cm) می‌توان انرژی یونها را محاسبه کرد.



شکل ۱. چیدمان آزمایشگاهی. تارگت از جنس نیوبیوم در فاصله d_3=35cm تا سر آند قرار گرفته است

نتایج

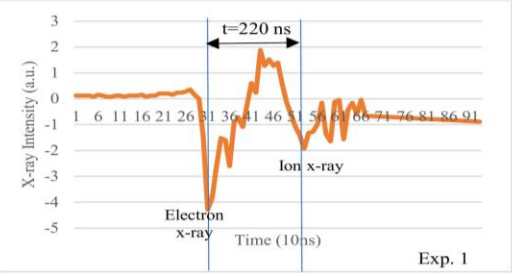
آزمایشها در اصل جهت کاشت نیتروژن در نیوبیوم طراحی شده بود. به همین منظور تارگت نیوبیوم در فاصله 35cm تا سر آند قرار داده شد. علاوه بر کاشت نیتروژن در نیوبیوم، هدف دیگر از انجام این آزمایشها، آنالیز زمانی طیف پرتو ایکس گسیل شده از دستگاه است. با آنالیز زمانی طیف پرتو ایکس می‌توان اتفاقات و رخدادهای مرحله پینچ و مرحله فروپاشی پس از پینچ را تحلیل کرد. علاوه بر آن می‌توان انرژی یونهای گسیل شده را محاسبه نمود. در آنالیز طیف ایکس گسیل شده، پیک منفی اول مربوط به برخورد الکترونها پرشدت و پرانرژی با ناحیه سر آند پس از فروپاشی پلاسمای پینچ است (شکلهای ۲ تا ۶) . پیک منفی دوم که کوچکتر از پیک اول است مربوط به برخورد یونها با تارگت می‌باشد (شکلهای ۲ تا ۶). با توجه به اینکه پرتو ایکس فاصله d_1 و d_2 را با سرعت نور طی می‌کند (شکل ۱) بنابراین اختلاف زمانی بین دو پیک مشاهده شده در طیف ایکس، عبارتست از پیمودن مسیر d_3 توسط یونها (شکل ۱). با داشتن مسیر طی شده d_3=35cm و اندازه‌گیری فاصله بین دو پیک در طیف ایکس، می‌توان انرژی یونهای نیتروژن برخوردی به تارگت نیوبیوم را محاسبه کرد. محاسبه انرژی یونهای نیتروژن می‌تواند عمق نفوذ یونها در تارگت را مشخص کند.

برای آزمایش ۱ (شکل ۲) ، زمان پرواز یونها برابر 220 ns اندازه‌گیری شده است. بنابراین برای محاسبه انرژی یونها می‌توان نوشت:

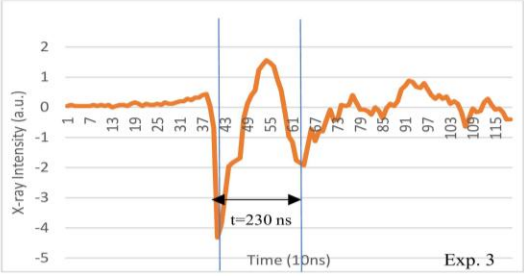
$$E = \frac{1}{2} m_N v^2 = \frac{1}{2}(14 \times 1.67 \times 10^{-27} kg) \times \left(\frac{0.35m}{220\times10^{-9}s}\right)^2 = 177.1\ keV$$

محاسبه بالا انرژی یونهای نیتروژن را برابر 177keV نتیجه می‌دهد. به همین ترتیب در شکلهای ۳ و ۴ و ۵ و ۶ نیز

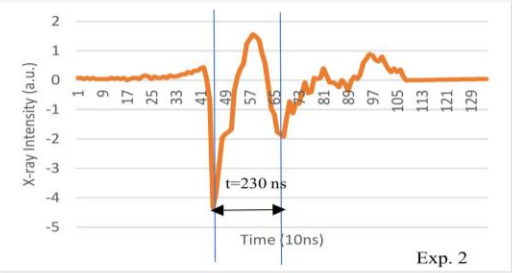
اندازه‌گیری زمان پرواز یونها، انرژی یونها را نتیجه می‌دهد. برای ۱۱ آزمایش انجام شده، انرژی یونها با همین روش محاسبه شده‌اند و نمودار تابع توزیع انرژی در شکل ۷ رسم شده است. این نمودار بیشینه انرژی یونها را در E=177 keV نشان می‌دهد.



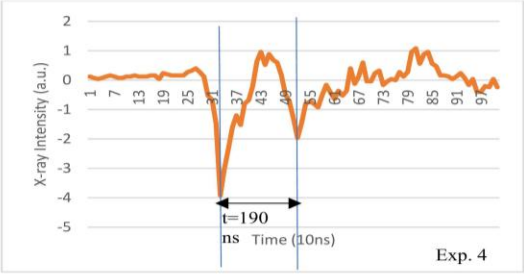
شکل ۲. طیف پرتو ایکس گسیل شده و محاسبه زمان پرواز یونهای نیتروژن (آزمایش شماره ۱)



شکل ۴. طیف پرتو ایکس گسیل شده و محاسبه زمان پرواز یونهای نیتروژن (آزمایش شماره ۳)

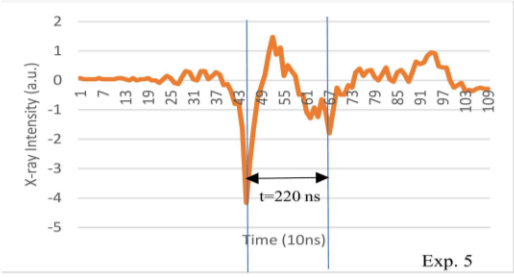


شکل ۳. طیف پرتو ایکس گسیل شده و محاسبه زمان پرواز یونهای نیتروژن (آزمایش شماره ۲)

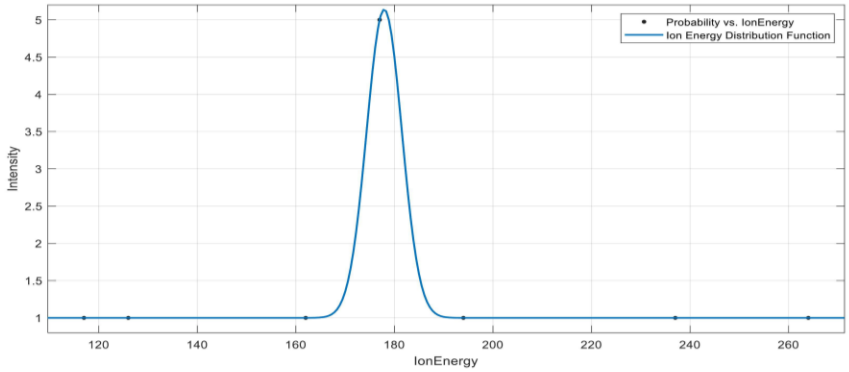


شکل ۵. طیف پرتو ایکس گسیل شده و محاسبه زمان پرواز یونهای نیتروژن (آزمایش شماره ۴)

4



شکل ۶. طیف پرتو ایکس گسیل شده و محاسبه زمان پرواز یونهای نیتروژن (آزمایش شماره ۵)



شکل ۷. طیف انرژی یونهای نیتروژن (keV). بیشینه این طیف در انرژی 177keV مشاهده می‌شود.

بحث و نتیجه گیری

اندازه‌گیری انرژی یونها، عمق نفوذ را در ماده هدف تعیین می‌کند. جهت استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی به منظور کاشت یون در فلزات و آلیاژهای مختلف، نیاز است تا انرژی یونهای گسیل شده در دستگاه پلاسمای کانونی اندازه‌گیری شود. بدین منظور یک تارگت از جنس نیوبیوم در فاصله 35cm تا ناحیه پینچ با استفاده از میله نمونه‌گذاری قرار داده شده است. زمان پرواز یونها از ناحیه پینچ تا تارگت با استفاده

5

از آنالیز زمانی طیف پرتو ایکس اندازه‌گیری می‌شود. در این آزمایشها طیف پرتو ایکس دارای دو پیک منفی است که پیک اول، پیک مرجع و مربوط به برخورد آنی الکترونها با سر آند است و پیک دوم در اثر برخورد یونها با تارگت ایجاد می‌گردد. فاصله زمانی این دو پیک زمان پرواز یونها و در نتیجه انرژی یونها را مشخص می‌کند. با استخراج انرژی یونها از ۱۱ طیف پرتو ایکس ثبت شده، تابع توزیع انرژی یونها استخراج شده است که دارای بیشینه ای در انرژی 177keV است.

مراجع

[1] A. Schmidt and e. al, "First Experiments and Radiographs on the MegaJOuLe Neutron Imaging Radiography (MJOLNIR) Dense Plasma Focus," *IEEE TRANSACTIONS ON PLASMA SCIENCE* , vol. 49, no. 11 , pp. 3299-3306, 2021.

[2] S. Auluck and e. al, "Update on the Scientific Status of the Plasma Focus," *Plasma,* no. doi.org/10.3390/plasma4030033, 2021.

[3] V. Damideh and e. al, "Experimental results and analysis of plasma dynamics and radiation output of the 100 kV dense plasma focus FAETON-I," *Scientific Reports,* vol. 15, no. doi.org/10.1038/s41598-025-07939-x, 2020.

[4] H. Bhuyan and e. al, "Ion beam emission in a low energy plasma focus device operating with methane," *JOURNAL OF PHYSICS D : APPLIED PHYSICS,* vol. 38, p. 1164–1169, 2005.

[5] V. Damideh and e. al, "Characteristics of Fast ion beam in Neon and Argon filled plasma focus correlated with Lee Model Code," *Vacuum* , vol. 169, 2019.

[6] V. Damideh and e. al, "Fast Faraday cup for fast ion beam TOF measurements in deuterium filled plasma focus device and correlation with Lee model," *PHYSICS OF PLASMAS* , vol. 24, 2017.

[7] H. Ito and e. al, "Emission Characteristics of a High-energy Pulsed-ion-beam Produced in a Dense Plasma Focus Device," *Journal of the Korean Physical Society* , vol. 59 , pp. 3674-3678, 2011.

[8] S. Lee and S. H. Saw, "Plasma focus ion beam fluence and flux—Scaling with stored energy," *PHYSICS OF PLASMAS* , vol. 19, 2012.

Paper ID: P2-01

بررسی غیر یکنواختی در لایه نشانی با دستگاه پلاسمای کانونی

امیر رئیس دانا
پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، تهران، ایران

چکیده

یکی از کاربردهای دستگاه پلاسمای کانونی، کاشت و لایه نشانی طیف وسیعی از عناصر در زیرلایه‌های مختلف است. در دستگاه پلاسمای کانونی گسیل یونهای پرانرژی، کاشت یون در زیرلایه را موجب می‌شود و اسپاترینگ ماده سر آند توسط الکترونهای پرشدت و پرانرژی موجب رسوب ماده کنده شده و تشکیل لایه نازک بر روی زیرلایه می‌گردد. در این پژوهش توزیع فضایی لایه نشانی کروم بر روی زیرکونیوم در دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 بررسی شده است و نرخ لایه نشانی در راستای محور دستگاه با راستای غیرمحوری مقایسه شده است. برای انجام آزمایشها تعداد ۳۰ شات با گاز نیتروژن در فشار 1 mbar و ولتاژ شارژ 17 kV زده شدند. دیسک کروم به قطر 5cm بر روی آند دستگاه نصب شده است و زیرلایه‌های زیرکونیوم به ابعاد 2cm×2cm در فاصله 30cm تا سر آند نصب شده‌اند. برای مقایسه نرخ لایه‌نشانی در راستای محوری و راستای غیر محوری از آنالیزهای XRD و XRF استفاده شده است. نتایج نشان می‌دهد کروم پوشش دهی شده بر روی زیرکونیوم در راستای محوری، 48 درصد بیشتر از راستای غیر محوری است.

واژگان کلیدی: لایه نشانی کروم بر روی زیرکونیوم، دستگاه پلاسمای کانونی، آنالیز XRD ، آنالیز XRF

Study on Anisotropy in Coting by Plasma Focus Device

Amir Raeisdana
Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Atomic Energy Organization of Iran, Tehran, Iran
araeisdana@aeoi.org.ir

Abstract

One of the applications of the plasma focus device is the implantation and deposition of a wide range of elements on the different substrates. In plasma focus device, the emission of high-energy ions causes ion implantation in the substrate, and sputtering of the anode material by high-intensity and high-energy electrons causes the deposition of the stripped material and the formation of a thin layer on the substrate. In this study, the spatial distribution of the chromium deposition on the zirconium in IR-MPF-100 plasma focus device has been investigated, and the deposition rate in the direction of the device axis has been compared with the non-axial direction. For the experiments, 30 shots were fired with nitrogen gas at a pressure of 1 mbar and a charging voltage of 17 kV. A 5 cm diameter chromium disk is installed on the anode head of the device, and the zirconium substrates with dimensions of 2 cm × 2 cm are placed at a distance of 30 cm from the anode head. XRD and XRF analyses were used to compare the deposition rates in the axial and non-axial directions. The results show that the chromium deposited on the zirconium in the axial direction is 48% higher than in the non-axial direction.

Key Words: Chromium coated on zirconium, Plasma focus device, XRF analysis, XRD analysis

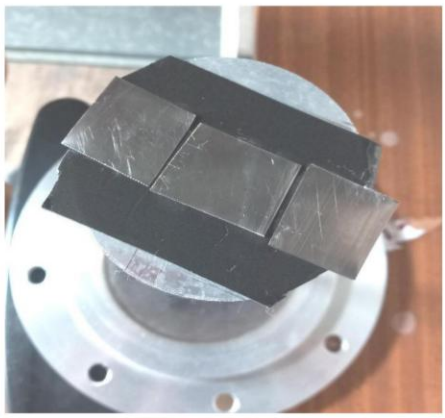
مقدمه

دستگاه پلاسمای کانونی به عنوان یک دستگاه پالسی چشمه گسیل یون، الکترون، نوترون و ایکس پالسی می‌باشد و دارای کاربردهای متنوعی از جمله تحقیقات گداخت هسته‌ای، تحقیقات پلاسمای داغ و چگال و تصویر برداری سریع با استفاده از ایکس و نوترون پالسی است. یکی دیگر از کاربردهای دستگاه پلاسمای کانونی لایه نشانی و کاشت یون در زیرلایه‌های مختلف است. مزایای لایه نشانی با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی عبارتند از: ۱- کیفیت بالا: لایه‌های نازک حاصل از این روش معمولاً دارای کیفیت بالا و چسبندگی خوب به سطح زیرین هستند ۲- کنترل دقیق: با استفاده از تکنیک‌های پلاسمایی، می‌توان کنترل دقیقی بر روی ضخامت و ترکیب شیمیایی لایه‌ها داشت ۳- تنوع مواد: این روش امکان استفاده از مواد مختلف (فلزات، سرامیک‌ها، پلیمرها و ...) را فراهم می‌کند [1] [2] . در دستگاه پلاسمای کانونی پلاسمای داغ و چگال تشکیل شده در ناحیه پینچ، طول عمر کوتاهی در محدوده 100 ns دارد و به سرعت در اثر ناپایداری‌های مختلف دچار فروپاشی می‌گردد. پس از فروپاشی پلاسمای پینچ، الکترونهای پرشدت و پرانرژی به سمت آند دستگاه شتاب گرفته و برخورد آنها با ماده سر آند موجب کندوپاش ماده سر آند و رسوب آن بر روی زیرلایه می‌گردد. همزمان یونهای پرانرژی در خلاف جهت الکترونها به سمت زیرلایه شتاب می‌گیرند و کاشت یون انجام می‌شود. در این آزمایشها به منظور بررسی غیریکنواختی لایه نشانی، از لایه نشانی کروم بر روی زیرکونیوم استفاده شده است. کروم در ناحیه سر آند نصب شده است و زیرکونیوم به عنوان زیرلایه در فاصله 30 cm تا سر آند قرار داده شده است. در مقایسه با روش پلاسما اسپری، در این روش یکنواختی پوشش بهتر است، چسبندگی لایه به زیرلایه بسیار بیشتر است چون لایه نشانی به صورت اتمی انجام می‌شود و همچنین دارای ساختار متراکم و همگن است. از طرف دیگر استفاده از پلاسمای کانونی، محدودیتهایی نیز دارد که یکی از آنها غیریکنواختی لایه نشانی است بطوریکه نرخ لایه نشانی در راستای غیر محوری کمتر از راستای محوری است. در این پژوهش غیر یکنواختی لایه نشانی با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 و انجام آنالیزهای XRD و XRF مورد بررسی قرار گرفته است. برای انجام آزمایشها لایه نشانی کروم بر روی زیرکونیوم انتخاب شده است که کاربرد بسیار مهمی در میله‌های سوخت هسته‌ای دارد [3] [4] [5] [6] [7] .

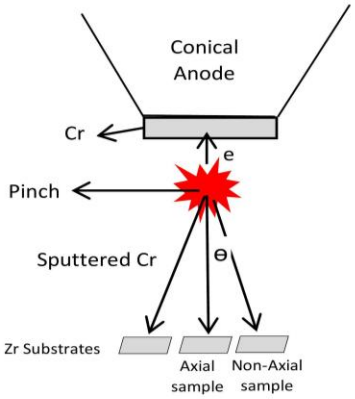
چیدمان آزمایشگاهی

به منظور لایه نشانی کروم بر روی زیرکونیوم، یک صفحه دایره‌ای شکل از کروم با خلوص 95% به قطر 5cm و ضخامت 5mm بر روی آند دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 نصب شد. زیرلایه زیرکونیوم به ابعاد 2cm×2cm برش داده شده و مطابق شکل ۱ بر روی فیدترو نصب گردید. میله فیدترو طوری تنظیم می‌شود که زیرلایه ها در فاصله 30cm تا سر آند قرار گیرند. مطابق شکل ۱ سه زیر لایه بر روی فیدترو نصب شده‌اند که نمونه وسطی در راستای محور دستگاه قرار دارد و دو نمونه دیگر در راستای غیرمحوری قرار گرفته اند. شکل ۲ شماتیک قرارگیری آند، کروم نصب شده بر روی آند و زیرلایه زیرکونیوم را نشان می‌دهد. مطابق شکل ۲ ، نمونه وسطی در راستای محور دستگاه پلاسمای کانونی $\theta=0$ درجه و نمونه جانبی در زاویه $\theta=6$ درجه نسبت به محور دستگاه قرار دارند. در این پژوهش نرخ لایه نشانی نمونه اصلی

(راستای محور دستگاه) با نرخ لایه نشانی نمونه جانبی (راستای غیر محوری) مقایسه شده‌اند. این مقایسه با استفاده از دو آنالیز XRD و XRF انجام شده است. برای انجام آزمایشها از دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 با انرژی بیشینه 115kJ استفاده شد. ابتدا محفظه خلأ تا فشار 10^{-2} mbar خلأ می‌شود. سپس گاز نیتروژن تا فشار 1 mbar داخل محفظه تزریق می‌گردد. خازنها تا ولتاژ V=17 kV (E=20.8 kJ) شارژ می‌شوند. تعداد ۳۰ شات در فشار و ولتاژ ذکر شده زده شد. سپس نمونه‌ها جهت آنالیز XRD و آنالیز XRF منتقل شدند.



شکل ۱. نصب زیرلایه‌های زیرکونیوم بر روی فیدترو در فاصله 30cm تا آند دستگاه



شکل ۲. فرایند اسپاترینگ ماده سر آند و رسوب بر روی زیرلایه زیرکونیوم

نتایج

نمونه راستای محوری و نمونه راستای غیر محوری به صورت جداگانه تحت آنالیز XRF قرار گرفتند. آنالیز XRF درصد وزنی کروم و زیرکونیوم را در سطح نمونه نشان می‌دهد و می‌تواند معیاری برای مقایسه نرخ لایه نشانی در راستای محوری و غیر محوری باشد. نتایج آنالیز XRF در

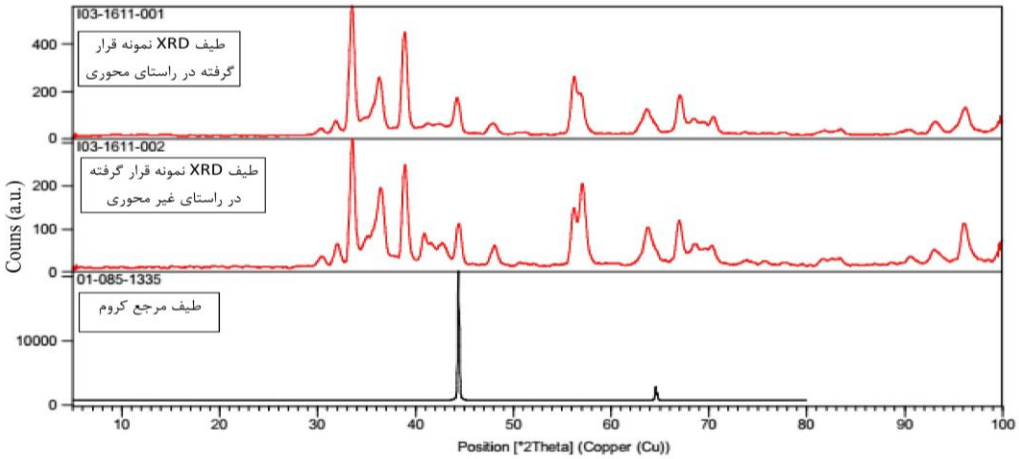
جدول*1* لیست شده‌اند. در این جدول علاوه بر کروم و زیرکونیوم ، سیلسیوم و عناصر دیگری نیز با درصد بسیار کم دیده می‌شوند که مربوط به ناخالصی کروم نصب شده در ناحیه سر آند است. آنالیز XRF برای راستای محوری 11.11% کروم و برای راستای غیر محوری 10.70% کروم را نشان می‌دهد. مقایسه دیگر برای نرخ لایه نشانی محوری و

غیر محوری با استفاده از آنالیز XRD انجام شده است. شکل ۳ طیف XRD نمونه محوری و نمونه غیر محوری را نشان می‌دهد. در مقایسه با طیف مرجع کروم، پیک کروم در هر دو نمونه مشاهده می‌شوند. پیکهای دیگر مربوط به CrN ، ZrN و CrZr هستند. مقایسه بین کروم لایه نشانی شده در راستای محوری و راستای غیر محوری را می‌توان به وسیله مقایسه ارتفاع پیک کروم در طیف XRD دو نمونه انجام داد. دامنه طیف کروم در نمونه محوری برابر 176 a.u. و در نمونه غیر محوری برابر 119 a.u. است. مقایسه‌ای دقیقتر در شکل ۴ انجام شده است جاییکه طیف XRD هر دو نمونه بصورت همزمان رسم شده‌اند. اختلاف دامنه پیک کروم در دو نمونه محوری و غیر محوری به وضوح دیده می‌شود.

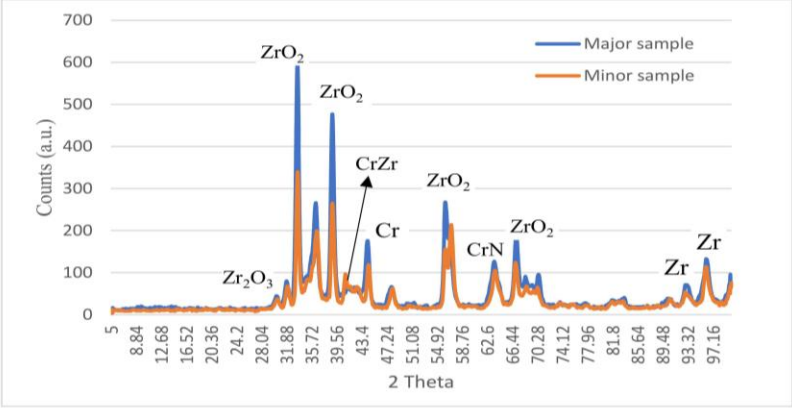
جدول1 . آنالیز XRF نمونه محوری و نمونه غیر محوری

راستای غیر محوری		راستای محوری	
درصد	عنصر	درصد	عنصر
80.84	Zr	77.07	Zr
10.70	Cr	11.11	Cr
4.43	Si	7.76	Si
1.41	Hf	1.31	Hf
1.12	Al	1.16	Al
0.85	Mg	0.89	Mg
0.32	Cu	0.32	Cu
0.11	V	0.15	V

4



شکل ۳. مقایسه طیف کروم برای نمونه راستای محوری و نمونه راستای غیرمحوری



شکل ۴. طیف XRD برای نمونه محوری (آبی رنگ) و برای نمونه غیر محوری (قرمز رنگ)

5

بحث و نتیجه گیری

در این پژوهش غیریکنواختی در لایه نشانی با دستگاه پلاسمای کانونی بررسی شده است. به این منظور لایه نشانی کروم بر روی زیرکونیوم با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-100 انجام شده است. لایه نشانی با دستگاه پلاسمای کانونی، نوعی اسپاترینگ است که در اثر برخورد الکترونهای پرشدت و پرانرژی با ناحیه سر آند رخ می‌دهد و ماده کنده شده از سر آند بر روی زیرلایه رسوب می‌کند. در این پژوهش نرخ لایه نشانی با دستگاه پلاسمای کانونی برای راستای محور دستگاه و راستای غیر محوری مقایسه شده‌اند. این مقایسه با انجام آنالیزهای XRF و XRD انجام شده‌اند. آنالیز XRF درصد وزنی 11.11% کروم لایه نشانی شده را برای راستای محوری و 10.70% را برای راستای غیرمحوری نتیجه می‌دهد. این اختلاف در آنالیز XRD مشهودتر است به طوریکه دامنه طیف کروم برای راستای محوری 176 a.u. و برای راستای غیرمحوری 119 a.u. است که اختلاف 48 درصدی را نشان می‌دهد. با توجه به استفاده از گاز کاری نیتروژن، یونهای نیتروژن پس از فروپاشی پینچ به سمت تارگت زیرکونیوم شتاب می‌گیرند و کاشت یونهای نیتروژن در زیرکونیوم را موجب می‌شوند و همزمان کروم کنده شده از آند بر روی زیرلایه زیرکونیوم رسوب می‌کند. طیف XRD نشان داده شده در شکل ۴، تشکیل فازهای ZrO_2 ، Zr_2O_3 ، CrZr و CrN را نشان می‌دهد.

مراجع

[1] S. Javadi and e. al, "Investigation of structural properties of chromium thin films prepared by a plasma focus device," *PHYSICA SCRIPTA,* vol. 86, pp. doi:10.1088/0031-8949/86/02/025801, 2012.

[2] I. A. Khan and e. al, "Nitridation of zirconium using energetic ions from plasma focus device," *Thin Solid Films,* vol. 516, p. 8255–8263, 2008.

[3] M. Alrwashdeh and S. A. Alameri, "Chromium-Coated Zirconium Cladding Neutronics Impact for APR-1400 Reactor Core," *Energies* , vol. 15, p. doi.org/10.3390/en15218008, 2022.

[4] J. Brachet and e. al, "ON-GOING STUDIES AT CEA ON CHROMIUM COATED ZIRCONIUM BASED NUCLEAR FUEL CLADDINGS FOR ENHANCED ACCIDENT TOLERANT LWRS FUEL," in *TopFuel 2015*, Zurich, Switzerland, 2015.

[5] D. Jin and e. al, "A study of the zirconium alloy protection by Cr C –NiCr coating for nuclear reactor application," *Surface and Coatings Technology* , vol. 287, pp. 55-60, 2016.

[6] J. Yang and e. al, "Review on chromium coated zirconium alloy accident tolerant fuel cladding," *Journal of Alloys and Compounds,* vol. 895, 2022.

[7] D. V. Sidelev and e. al, "Nickel-chromium (Ni–Cr) coatings deposited by magnetron sputtering for accident tolerant nuclear fuel claddings," *Surface and Coatings Technology,* vol. 369, pp. 69-78, 2019.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-27

غیر فعال‌سازی ویروس‌ها روی سطوح، به‌وسیله جت تک الکترودی تحت شرایط پلاسمای دماپایین

مسعود عمرانی فر [۱و*] ، هلن جاملو [۱]
[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : masoud.omranifar۱۹۹۱@gmail.com

چکیده

برای پیشگیری از بسیاری از بیماری‌ها، استفاده از ضدعفونی‌کننده‌ها به‌منظور از بین بردن یا برای توقف رشد آلاینده‌ها بخصوص باکتری‌ها بسیار حائز اهمیت است. بسیاری از مواد ضدعفونی‌کننده با پسماندهای شیمیایی همراه خواهد بود که آثار سوئی برای زیست‌بوم دارد. بدین منظور، استفاده از پلاسمای سرد فشار اتمسفری به‌عنوان یک فناوری به‌روز با اثرگذاری بالا و سریع و همچنین بدون پسماند شیمیایی بسیار موردتوجه قرار می‌گیرد. در این پژوهش اثرگذاری گاز هلیوم به‌عنوان جت پلاسمای سرد در فشار اتمسفر روی گونه‌ی خاصی از باکتریوفاژ ها مورد مطالعه قرار گرفت.

کلیدواژه: پلاسمای سرد، باکتریوفاژ، ضدعفونی کردن

Inactivation of viruses on surfaces by single-electrode plasma jet under low-temperature plasma conditions

Masoud Omranifar[۱,*], Helen Jamlou[۱]
[۱] Azarbaijan Shahid Madani University, Faculty of Physics
*Corresponding e-mail: masoud.omranifar۱۹۹۱@gmail.com

Abstract

To prevent many diseases, the use of disinfectants to eliminate or stop the growth of contaminants, especially bacteria, is very important. Many disinfectants come with chemical waste that has adverse effects on the ecosystem. For this purpose, the use of cold atmospheric pressure plasma as a modern technology with high and rapid effectiveness, with no chemical waste, has gained significant attention. This study investigated the effectiveness of helium gas as a cold plasma jet at atmospheric pressure on a specific strain of bacteriophages.

Keywords: Cold plasma, Bacteriophage, Disinfection

مقدمه

در سال‌های اخیر با توجه به تشدید پدیده‌ی مقاومت آنتی‌بیوتیکی و استفاده‌ی بی‌رویه از آنتی‌بیوتیک‌ها، تحقیقات بسیار گسترده‌ای بر روی استفاده از فاژها به‌منظور پیشگیری، کنترل و حتی درمان بیماری‌ها انجام‌گرفته است. ویروس‌ها اندازه‌ی تقریبی شان از ۱۰ تا ۴۰۰ نانومتر می‌باشد که توسط میکروسکوپ الکترونی قابل مشاهده هستند ولی باکتری‌ها اندازه‌ای از ۲۰۰ نانومتر تا ۱۰۰۰ نانومتر دارند که با میکروسکوپ‌های نوری قابل‌مشاهده هستند[۱]. باکتری‌ها موجوداتی هستند که در شرایط سخت نیز به حیات خود ادامه می‌دهند و در محیط‌های با شرایط سخت مانند دریچه‌های

گرمایی، معده‌ی انسان و حیوان یا حتی درون سلول موجودات دیگر زنده می‌مانند. باکتری‌ها میکرواورگانیسم‌های تک‌سلولی هستند که بدون میزبان و به‌طور مستقل می‌توانند تکثیر شوند درحالی‌که ویروس‌ها برای تولیدمثل، به میزبان نیاز دارند و بسته به نوع ویروس، می‌توانند برای مدت‌زمان طولانی (تا یک سال) زنده بمانند و به‌اصطلاح خارج از اندام میزبان دارای علائم حیاتی نیستند که این مشخصه، اصلی‌ترین وجه تمایز میان باکتری و ویروس می‌باشد[۲]. باکتریوفاژ ها نوعی ویروس شناخته می‌شوند که می‌توانند باکتری‌ها را آلوده کنند. در این پژوهش به بررسی اثر ضدعفونی‌کنندگی یک جت پلا سمای دماپایین (پلا سمای سرد) در فشار اتمسفر بر روی باکتریوفاژ ها خواهیم پرداخت که با علم به شباهت باکتریوفاژ ها و ویروس‌های انسانی می‌توان نتیجه گرفت که پلا سمای سرد فشار اتمسفری نقش به سزایی در غیرفعال کردن ویروس‌ها خواهد داشت[۳].

مواد و روش‌ها

در این پژوهش، بادانش به این‌که جت پلاسما با سرعت زیاد و عدم آسیب‌رسانی به بافت‌های زنده همچنین روشی امن و کم‌هزینه به مقابله با هیولاهای ریزجسه اما مرگ‌آور پرداخته‌ایم. در این تحقیق، دستگاه جت پلاسمای تک الکترودی که جنس هد نازل از جنس تنگستن می‌باشد و در دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز ساخته‌شده، به کار گرفته‌شده است که در فشار اتمسفر و با گاز هلیوم گرید ۵ با اختلاف‌پتانسیلی در حدود ۷ کیلوولت (DC) به حصول جت پلاسما پرداخته‌ایم. فشار خروجی کپسول از روی مانومتر روی ۱۰۰ بار تنظیم شد. استفاده از پلاسمای سرد به‌عنوان روشی نوین برای ضدعفونی و از بین بردن میکروب‌ها شناخته می‌شود که بر روی بافت‌های زنده تأثیری ندارد. وقتی میگوییم که دمای الکترون بالاست یعنی از سرعت زیادی برخوردار می‌باشد. (PV=NkT) الکترون‌های سرعت‌بالا، با یونیزه کردن یک گاز تحت شرایط خاص به تولید پلاسما می‌انجامد که پلاسمای سرد با آسیب رساندن به DNA میکروبی، غشا سلولی، پراکسیداسیون لیپید و اکسیداسیون اسیدهای آمینه، ساختارهای سطحی میکروب‌ها را از بین می‌برد و این درحالی‌که است که بافت‌های انسانی آسیب نمی‌بیند. برای شستشوی زیر بسترها و سایر ابزارها از دستگاه فراصوت و الکل ۹۷ درصد استفاده شد. فاژهای موردمطالعه‌ی ما از فاضلاب شهری به دست می‌آیند و فاژ مورداستفاده در این آزمایش علیه باکتری‌های سالمونلا انتریکا، انتریکا سرووار و تایفومیریوم می‌باشد که جداشده از فاضلاب شهری هست. سالمونلا انتریکا زیرگونه انتریکا، سویه‌های انتریتیدیس، تافومیریوم و اینفنتیس به‌عنوان یکی از مهم‌ترین عوامل گاستروانتریت در انسان، می‌باشد که از اهمیت جهانی خاصی برخوردار است که در سال‌های اخیر به‌طور روزافزون به آنتی‌بیوتیک‌های رایج در پروسه‌ی درمان مقاوم گشته‌اند.

در آزمایشگاه از کلروفرم برای حذف میکرواورگانیزم‌های دیگر استفاده می‌شود که این عمل سبب غیرفعال شدن فاژهای غشادار می‌شود و تنها چیزی که باقی می‌ماند باکتریوفاژهای بدون غشای لیپیدی می‌باشد و به علت رقیق بودن نمونه، یعنی کم بودن تعداد باکتریوفاژها، نمونه‌هایمان را غنی‌سازی می‌کنیم. بعد از غنی‌سازی از یک روش به نام پلاگ کانت یا تولید پلاگ استفاده می‌کنیم که به علت رشد یا تولید باکتریوفاژ انجام می‌شود.

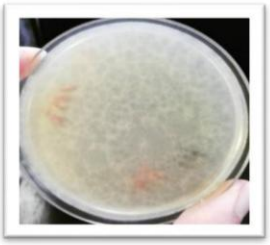
باکتریوفاژها برخلاف باکتری‌ها ایجاد کلونی نمی‌کند که دال بر اجتماع رشد باشد بلکه یک لایه از باکتری را روی محیط کشت، کشت می‌دهیم سپس به این مجموعه باکتریوفاژ اضافه می‌نماییم. این باکتریوفاژها با اثر روی باکتری‌ها در بیشتر مواقع باعث لیز باکتری‌ها می‌شود که این عامل مرگ باکتری می‌باشد و محل از بین رفتن باکتری به‌صورت پلاگ یا یک منطقه‌ی روشن می‌باشد که نشان از بین رفتن باکتری در آن منطقه می‌باشد که به هر منطقه‌ی عدم رشد یک پلاگ گفته می‌شود.

احتمال می‌دهیم در هر منطقه‌ی عدم رشد یک فاژ وجود داشته باشد که در آن منطقه تکثیر پیدا کرده است که توانسته باکتری‌های اطراف آن منطقه را از بین ببرد. ما در مطالعه‌ی باکتریوفاژها فرض می‌کنیم در هر پلاگ، یک باکتریوفاژ وجود داشته باشد که منجر به تشکیل هاله‌ی عدم رشد شده است که آن را به‌عنوان واحد در نظر می‌گیریم و تعداد پلاگ را شمارش می‌کنیم.

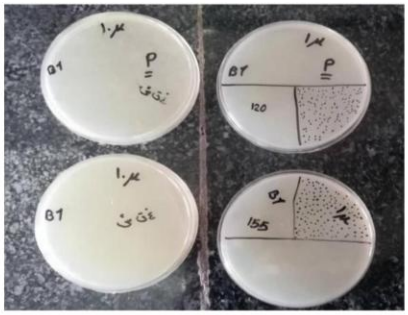
تصویر ۱: تصویر جت پلاسمای تک الکترودی گاز هلیوم در مقاربت با نمونه باکتریوفاژ.

در این پژوهش مقدار مشخصی از سوسپانسیون فاژی را با مقدار مشخصی از سوسپانسیون باکتری به محیط کشت اضافه نمودیم و روز بعد آن‌ها را در انکوباتور ۳۷ درجه به مدت ۲۴ ساعت قرار دادیم و تعداد پلاگ های ایجادشده را شمارش کردیم، آن تعداد از پلاگ های ایجادشده بین نمونه‌ی پلاسما دهی شده و آن نمونه‌ی اولیه قبل از پلاسما دهی را به‌عنوان کنترل، کشت می‌دهیم و تعداد پلاگ ها را در هر دو نمونه اولیه و پلاسما دهی شده را شمارش می‌کنیم. سپس اختلاف بین دو نمونه را مقایسه می‌کنیم، اختلاف پلاگ بین هر دو نمونه نشان‌دهنده‌ی میزان کاهش باکتریوفاژها در نمونه‌ی پلاسما دهی شده می‌باشد که بیانگر تأثیر مثبت مقاربت باکتریوفاژ با پلاسما در از بین بردن ویروس‌های باکتریایی می‌باشد. چون نمونه‌ی آزمایشگاهی از غلظت بسیار زیادی برخوردار است و هیچ‌گاه در محیط طبیعی با این تراکم از باکتریوفاژها مواجه نخواهیم شد در اندک زمان مطالعه‌ی مقاربت باکتریوفاژها با پلاسما نباید انتظار از بین رفتن تمام باکتریوفاژها را داشته باشیم به همین دلیل بعد از پلاسما دهی بازهم در نمونه‌ی موردمطالعه باکتریوفاژ خواهیم داشت این مقدار یا نحوه‌ی گزارش تعداد پلاگ، در هر میلی‌لیتر آن ماده یا محلول تعداد پلاگ ها را خواهیم شمرد.

برای جداسازی فاژ از نمونه‌ی فاضلاب، روش کار به این‌گونه بود که نمونه‌های فاضلاب شهری، جمع‌آوری‌شده و به‌سرعت به آزمایشگاه میکروبیولوژی منتقل شد و نمونه‌ها در دمای ۴ درجه سانتی گراد به مدت ۲۴ ساعت در یخچال تعبیه شده در آزمایشگاه قرار داده شد تا رسوبات معلق ته‌نشین شوند. پس از ۲۴ ساعت ۱۰ میلی‌لیتر از هر نمونه فاضلاب در یک لوله‌ی آزمایش ریخته شد و به مدت ۱۰ دقیقه در دور ۴۵۰۰ g سانتریفیوژ شد. در مرحله‌ی بعد، پس از سانتریفیوژ مایع رویی از یک فیلتر ۰,۲۲ میکرومتری عبوری داده شد. سپس مایع به‌دست‌آمده در دمای ۳۷ درجه سانتی گراد برای ۲۴ ساعت انکوبه شد. پس از انکوبه شدن کشت مایع به مدت ۸ دقیقه با دور ۸۰۰۰ g مجدداً سانتریفیوژ شد و مجدداً از فیلتر غشایی با همان اندازه عبور داده شد.



شکل ۲: تصویر تشکیل هاله عدم رشد



تصویر ۳: دو پلیت سمت راست تصاویر پلاسما دهی شده و دو پلیت سمت چپ نمونه‌های اولیه می‌باشند

در مرحله بعد سانتریفیوژ مجدد کشت مایع در دور ۴۵۰۰ به مدت ۱۰ دقیقه انجام شد و برای تائید حضور فاژ در مایع صاف‌شده از روش آگار دو لایه استفاده شد. بدین منظور ۵۰ میکرو لیتر از مایع صاف شده با ۲۰۰ میکرو لیتر از کشت باکتری به مدت ۱۵ دقیقه در دمای ۳۷ درجه قرار داده شد و در مرحله بعد به ۴,۵ سی‌سی از محیط BHI آگار ذوب شده که تا دمای ۵۰ درجه خنک شده، اضافه شد. سپس پلیت ها به مدت ۳۰ دقیقه در دمای اتاق تا سفت شدن آگار، نگهداری شد. در مرحله‌ی بعد، انکوباسیون در دمای ۳۷ درجه به مدت یک شبانه‌روز تا تشکیل پلاگ انجام شد. پلاگ ها اشکال دایره‌ای شفاف هستند همان‌طور که در شکل از پلاگ ها به‌عنوان هاله‌های عدم رشد یادکردیم که دال بر وجود باکتریوفاژ می‌باشد.

نتایج و بحث

این آزمایش به مدت ۲۷۰ ثانیه و فقط با پلاسمای هلیوم موردمطالعه قرار گرفت. پس از مقاربت با پلاسما، نمونه‌ی پلاسما دهی شده به‌وسیله‌ی فویل آلمینیومی که قبلاً با الکل ۹۷ درصد شسته شده بود به داخل ظرف پلاستیکی دربسته منتقل شد تا در آزمایشگاه میکروبیولوژی به بررسی تأثیر پلاسما دهی بر روی باکتریوفاژها بپردازیم. پس از کشت این باکتریوفاژ ها و بعد از ۲۴ ساعت میزان کاهش ۱۴۰,۰۰۰ فاژ پلاک بر ml مشاهده شد که دلیل محکم تأثیر مثبت روش پلاسما دهی در از میان بردن فاژ ها را نشان می‌دهد. تولید تابش فرابنفش یک نگرانی عمده در استفاده‌ی دارویی از تولید پلاسما به شمار می‌آید. اما در حالت کلی برای زدودن آلودگی‌ها یا استرلیزاسیون تابش فرابنفش نقش یک فاکتور کلیدی را در بالا بردن بازده مجموعه را داراست. اگرچه به نسبت شرایط عملکردی می‌توان از تأثیر فوتون‌های فرابنفش در پروسه‌ی استریلیزه کردن را نادیده گرفت. معمولاً مقدار دوز مشخص از پلاسما جت یا دیگر منابع پلاسمایی در مقاربت پلاسما با بافت زنده، در نظر گرفته می‌شود که میزان مقاربت پلاسمایی برای عدم آسیب سلولی یا تخریب پوست باید کمتر از میزان لازم به کار گرفته شود. دمای پلاسما جت فشار اتمسفری از روش‌های گوناگونی تخمین زده می‌شود. یکی از روش‌ها دمای چرخشی یون مولکولی نیتروژن است که به‌وسیله‌ی متود پلات بولتزمن تخمین زده می‌شود. در بین الکترودها مقدار دما در حدود ۳۰۰ درجه‌ی کلوین می‌باشد درحالی‌که در دیگر جت‌ها دمای این ناحیه به ۷۰۰ درجه کلوین، نیز می‌رسد. اگر ما بتوانیم پلاسما جت هلیوم را روی یک ترموکوپل آزمایشگاهی متمرکز کنیم (در ۱۵ میلی‌متری لبه‌ی الکترود) ما به اعداد مندرج در جدول زیر خواهیم رسید. علاوه بر این، تصاویر به‌دست‌آمده از دوربین فروسرخ آزمایشگاهی این ادعا را ثابت می‌کند که پلاسما جت هلیوم در حالت کلی دمایی برابر با دمای گاز پس‌زمینه خواهد داشت.

دما (K)	۲۹۶,۵	۲۹۹,۵	۳۰٤,۵
ولتاژ(kV)	٤	٦	۸

جدول ۱: تغییر دمای جت پلاسمای هلیوم برحسب ولتاژ

نتیجه‌گیری

با توجه با بررسی انجام‌شده از جت پلاسمای سرد فشار اتمسفری گاز هلیوم، که در طی این پژوهش، توانایی خود را در از بین بردن یا کاهش میکروارگانیسم ها را نشان داد و خواص منحصربه‌فرد گاز هلیوم در استفاده از این گاز برای مقاربت با بافت زنده به روش تولید جت پلاسمای سرد فشار اتمسفری، به دلیل جرم کم اجزای یونیزه‌ی پلاسمای هلیوم، دمای در حدود دمای محیط و صرف انرژی کم برای تولید پلاسما، این روش را برای استفاده‌های پزشکی و منحصراً برای مقاربت با بافت زنده و حتی زخم‌ها نیز، بسیار حائز اهمیت می‌کند. ازاین‌رو برای از بین بردن میکروارگانیسم‌های مخاطره‌آمیز برای حیات بشر، ازجمله ویروس‌ها می‌توان استفاده نمود. استفاده از روش پلاسمایی برخلاف دیگر روش‌های شیمیایی برای ضدعفونی، پسماند ندارد و برای طبیعت و حتی بافت زنده آثار سوئی نخواهد داشت.

مرجع‌ها

[۱] R. Hippler, S. Pfau, M. Schmidt, and K. H. Schoenbach, Low temperature plasma physics: fundamental aspects and applications. ۲۰۰۱.
[۲] X. Liao et al., "Inactivation mechanisms of non-thermal plasma on microbes: A review," Food Control, vol. ۷۵, pp. ۸۳-۹۱, ۲۰۱۷.
[۳] M. Laroussi and T. Akan, "Arc-free atmospheric pressure cold plasma jets: a review," Plasma Processes and Polymers, vol. 4, no. 9, pp. 777-788, 2007.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P3-08

معادله شرودینگر غیرخطی امواج یونی صوتی در پلاسمای تبهگن نسبیتی

مسعود علی‌محمدی[1*] و فاطمه السادات میرحیدری[2]
گروه آموزش فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، صندوق پستی ۸۸۹- ۱۴۶۶۵ تهران، ایران[1و2]
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : m.alimohamadi@cfu.ac.ir

چکیده

در این مطالعه به بررسی دینامیک پلاسماهای الکترون-یونی، دو-سیالی نسبیتی در یک‌بعدی پرداخته می‌شود. با استفاده از روش اختلال چندمقیاسی، معادله‌ای برای تکامل موج به‌دست می‌آید که شکل معادله شرودینگر غیرخطی دارد. در نظر گرفتن اثرات نسبیتی باعث ورود عوامل وابسته به چگالی در شرایط ناپایداری مدولاسیونی می‌شود، که در حالت غیرنسبیتی وجود ندارند. همچنین، به بررسی اثرات نسبیتی بر پاشندگی خطی و بر ناپایداری مدولاسیونی معادله شرودینگر غیرخطی پرداخته می‌شود.

کلید واژه: امواج یونی صوتی، معادله شرودینگر غیرخطی، پلاسمای تبهگن نسبیتی.

Nonlinear Schrödinger Equation of Ion-Acoustic Waves in a Relativistic Degenerate Plasma

Masoud Alimohamadi[1] and Fateme Sadat Mir Heidari [2]
Department of Physics Education, Farhangian University, P.O. Box 14665-889, Tehran, Iran[1,2]
*Corresponding e-mail: m.alimohamadi@cfu.ac.ir

Abstract

In this study, the dynamics of relativistic electron-ion two-fluid plasmas in one dimension are investigated. Using a multi-scale perturbation method, an evolution equation for the wave is derived, which takes the form of a nonlinear Schrödinger equation. Accounting for relativistic effects introduces density-dependent terms in the modulational instability conditions, which are absent in the non-relativistic case. Furthermore, the influence of relativistic effects on linear dispersion and the modulational instability of the nonlinear Schrödinger equation is examined.

Keywords: Ion-Acoustic Waves, Nonlinear Schrödinger Equation, Relativistic Degenerate Plasma.

مقدمه

در دهه‌ی اخیر دینامیک پلاسماهای بسیار چگال در هندسه‌ی یک‌بعدی به عنوان یک حوزه‌ی پژوهشی چالش‌برانگیز شناخته شده است. چنین پلاسماهایی در محیط‌های اخترفیزیکی، مانند کوتوله‌های سفید یا ستارگان نوترونی، و همچنین در هسته‌ی سیارات غول‌پیکر (مانند سیارات مشتری‌سان) رخ می‌دهند. در محیط‌های پلاسمایی، میدان‌های مغناطیسی می‌توانند بسیار قوی باشند و در گستره‌های بسیار متنوعی قرار بگیرند، از چند کیلوگاوس تا گیگاگاوس (یا حتی پتاگاوس). در کوتوله‌های سفید و ستارگان نوترونی. این میدان‌ها باعث می‌شوند حرکت ذرات به طور مؤثری به یک بعد محدود شود. در محیط‌هایی با چگالی بسیار بالا موجب می‌شود طول‌موج دو بروی الکترون‌ها با فاصله‌ی میان‌ذره‌ای قابل مقایسه یا حتی بزرگ‌تر شود و اصل طرد پائولی منجر به فشار فرمی قابل‌توجهی گردد که نیازمند مدل‌سازی نسبیتی است. دینامیک امواج یونی صوتی در این شرایط از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است زیرا این امواج نقشی کلیدی در انتقال انرژی، شکل‌گیری ساختارهای غیرخطی و ایجاد مدهای موضعی ایفا می‌کنند. مطالعات متعددی به بررسی رفتارهای غیرخطی در پلاسماهای چگال پرداخته‌اند؛ از جمله تشکیل

شوک‌های الکترواستاتیکی، وجود ساختارهای منفرد با دامنه دلخواه، و مدهای پوشی کوچک‌دامنه در پلاسماهای چندجزئی. با این حال، بررسی همزمان اثرات تبهگنی و نسبیتی بر ناپایداری مدولاسیونی امواج یونی صوتی هنوز نیازمند توسعه‌ی چارچوب نظری دقیق‌تر است. در اینجا، تمرکز ما بر مدل یک‌بعدیِ نسبیتی برای پلاسماهای چگال است. هدف این است که چارچوب نظری کامل و خودسازگاری برای مدهای الکترواستاتیکی با فرکانس پایین (یونی) در پلاسماهای الکترون-یونی بدون میدان مغناطیسی ارائه دهیم. مدل ارائه‌شده شامل یک سیال الکترونی بدون لختی است که با تابع توزیع تبهگنی کوانتومی توصیف می‌شود و یک سیال یونی کلاسیکِ دارای لَختی. برای هر دو مؤلفه از مدل سیالی کاملاً نسبیتی استفاده می‌شود. بهره‌گیری از آمار فرمی-دیراک در توصیف سیال الکترونی، ما را ملزم به در نظر گرفتن اصل طرد پائولی می‌کند. در چگالی‌های بالا، هم‌پوشانی قابل‌توجهی میان تابع موجِ مکان الکترون‌ها رخ می‌دهد که منجر به فشاری می‌شود که طبق اصل طرد پائولی، از تبهگنی جلوگیری می‌کند. در این مدل، الکترون‌ها به عنوان «سرد» در نظر گرفته می‌شوند تا بتوان از توزیع فرمی-دیراک در دمای صفر استفاده کرد.

مدل سیالی

در اینجا به بررسی دینامیک یون‌ها در یک پلاسمای نسبیتی تبهگن علاقه‌مندیم. در اینجا از توصیف هیدرودینامیک کوانتومی استفاده می‌کنیم و مدلی سیالی را معرفی می‌کنیم که به شکل زیر تعریف می‌شود: سیال یونی با چگالی عددی ذرات ne و سرعت v_e توصیف می‌شود. این سیال کاملاً یونیزه، دارای یون‌هایی با بار مثبت یک‌واحدی و سرد است، به این معنا که تأثیرات فشار حرارتی نادیده گرفته می‌شود. دینامیک آن تحت سلطه‌ی نیروهای الکتریکی ناشی از پتانسیل الکترواستاتیکی است. میدان مغناطیسی، جهت ساده‌سازی تحلیل، در نظر گرفته نشده است. سیال الکترونی به‌عنوان زمینه‌ای بدون لَختی برای دینامیک یون‌ها در نظر گرفته شده است. این سیال با چگالی عددی ne و سرعت سیالی v_e در راستای محور X مشخص می‌شود. الکترون‌ها نسبیتی و تبهگن در نظر گرفته شده‌اند، بنابراین معادله‌ی حالت مناسب برای حرکت آن‌ها، فشار تبهگنی نسبیتی در یک بعد است که به صورت زیر ارائه می‌شود:

$$P_e = \frac{2m_e^2c^3}{h}\left(\xi_e\sqrt{\xi_e^2+1} - \sinh^{-1}(\xi_e)\right)$$

که در آن $\xi e = p Fe / m e c$ پارامتری بدون بعد است که اثرات نسبیتی الکترون‌ها را نشان می‌دهد. این معادله‌ی حالت، ناشی از اصل طرد پائولی بوده و برای هر مقدار از شدت اثرات نسبیتی معتبر است. لازم به ذکر است که گسترش فشار برای چگالی‌های پایین، یعنی $\xi_e \ll 1$ منجر به فشار فرمی غیرنسبیتی یک بعدی به صورت زیر می‌شود: $p_e = 2E_{fe0}n_0(n_e/n_0)^3/3$ و در تقریب فوق‌نسبیتی $\xi_e \gg 1$ خواهیم داشت:

$$p_e = cp_{fe0}\, n_0(n_e/n_0)^2/2$$

که در آن $p_{Fe0} = h\, n_0/4$ است.

مدل شامل پنج معادله می‌شود: معادلات دینامیک سیالات که بیانگر پیوستگی (حفظ چگالی عددی) و بقای تکانه برای سیال یونها و الکترونها هستند، و سیستم با معادله پواسون برای پتانسیل الکترواستاتیک Φ بسته میشود که در اصل متغیرهای دینامیکی را به یکدیگر مرتبط میکند. برای تحلیل بهتر، مناسب است که مدل را بدون‌بعد کنیم، بر این اساس، مقیاس‌گذاری زیر برای متغیرها در نظر گرفته می‌شود، که در آن $C_s = \left(2E_{Fe0}/m_i\right)^{\frac{1}{2}}$ سرعت موج یونی صوتی است و $E_{Fe0} = (hn_0)^2/32m_e$ انرژی فرمی غیرنسبیتی الکترون‌ها است.

$$x \to \frac{x\omega_{pi}}{c_s}, t \to \omega_{pi}t, n_{e,i} \to \frac{n_{e,i}}{n_0}, v_{e,i} \to \frac{v_{e,i}}{c_s}, \phi \to \frac{e\phi}{m_i c_s^2}$$

معادلات حاکم بر پویایی، پس از بی بعدسازی به شکل زیر بازنویسی می‌شوند:

$$\frac{\partial(\gamma_i n_i)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\gamma_i n_i v_i) = 0$$

$$\frac{\partial(\gamma_e n_e)}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(\gamma_e n_e v_e) = 0$$

$$\frac{\partial(\gamma_i v_i)}{\partial t} + v_i\frac{\partial(\gamma_i v_i)}{\partial x} + \frac{\partial\phi}{\partial x} = 0$$

$$\frac{\partial \phi}{\partial x} - \frac{\gamma_e}{\sqrt{1+n_0^2 n_e^2}}\frac{\partial n_e}{\partial x} + \alpha v_e \frac{\partial n_e}{\partial t} = 0$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} + \gamma_i n_i - \gamma_e n_e = 0$$

با اتخاذ تقریب الکترواستاتیک، تولید میدان مغناطیسی را حذف (نادیده) گرفته شده است.. بنابراین، روابط باقیمانده ماکسول حذف شده‌اند. که در آن: $\gamma_{e,i} = \left(1 - \frac{c_s^2}{c^2} v_{e,i}^2\right)^{-1/2}$

در این مدل، تنها یک پارامتر آزاد باقی می‌ماند: $\zeta_0 = hn_0 / 4m_e c$ همچنین انرژی فرمی الکترونی به صورت زیر بیان می‌شود: $E_{Fe0} = m_e c^2 n_0^2 / 2$ بنابراین پارامتر a به شکل زیر نوشته می‌شود:

$$a = \frac{c_s^2}{c^2} = \frac{2E_{Fe0}}{m_i c^2} = \frac{m_e n_0^2}{m_i}$$

در ادامه تحلیل‌ها، نماد a را حفظ می‌کنیم تا محاسبات تحلیلی ساده‌تر باشد. در این مدل، فیزیک اصلی پدیده درون پارامتر بدون‌بعد ξ_0 نهفته است که آثار نسبیتی را از طریق چگالی بالای پلاسما وارد مدل می‌کند.

روش اختلالات چند مقیاسی

در این بخش، از روش اختلالی چندمقیاسی استفاده می‌کنیم. این روش مبتنی بر این است که پاسخ سیستم شامل یک موج حامل سریع و یک پوش (آمپلی‌تود) کند و متغیر با زمان و مکان است: $u_n = \sum_{l=-n}^{n} u_n^{(l)} e^{il(kX_0 - \omega T_0)}$

متغیرهای دینامیکی را به صورت سری توانی در حول مقدار تعادلی‌شان بسط می‌دهیم:

$$n_i \approx 1 + \grave{o} n_{i1} + \grave{o}^2 n_{i2} + \grave{o}^3 n_{i3}$$
$$n_e \approx 1 + \grave{o} n_{e1} + \grave{o}^2 n_{e2} + \grave{o}^3 n_{e3}$$
$$v_i \approx \grave{o} v_{i1} + \grave{o}^2 v_{i2} + \grave{o}^3 v_{i3}$$
$$v_e \approx \grave{o} v_{e1} + \grave{o}^2 v_{e2} + \grave{o}^3 v_{e3}$$
$$\phi \approx \grave{o}\phi_1 + \grave{o}^2 \phi_2 + \grave{o}^3 \phi_3$$

با جای‌گذاری بسط‌ها در معادلات مدل و جداسازی هر مرتبه از ϵ، مجموعه‌ای از معادلات جبری به دست می‌آید. برای مثال، در معادله پواسون در مرتبه دوم ϵ

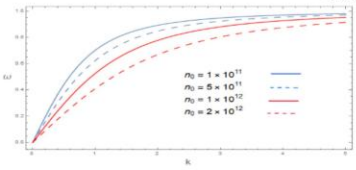
$$\frac{\partial^2 \phi_2}{\partial X_0^2} + 2\frac{\partial^2 \phi_1}{\partial X_0 \partial X_1} + n_{i2} - n_{e2} + \frac{a}{2}(v_{i1}^2 - v_{e1}^2) = 0$$

با تفکیک این معادله بر اساس هارمونیک‌ها: هارمونیک صفرم: $n_{i2}^{(0)} - n_{e2}^{(0)} + a(v_{i1}^{(1)} v_{i1}^{(-1)} - v_{e1}^{(1)} v_{e1}^{(-1)}) = 0$

هارمونیک اول: $-k^2 \phi_2^{(1)} + 2ik\frac{\partial \phi_1^{(1)}}{\partial X_1} + n_{i2}^{(1)} - n_{e2}^{(1)} = 0$

هارمونیک دوم: $-4k^2 \phi_2^{(2)} + n_{i2}^{(2)} - n_{e2}^{(2)} + \frac{a}{2}(v_{i1}^{(1)})^2 - (v_{e1}^{(1)})^2 = 0$

معادلات مشابهی برای سایر مرتبه‌ها و هارمونیک‌ها نیز قابل استخراج هستند. این معادلات گام‌به‌گام برای حل ضرایب به‌کار می‌روند.



شکل ۱- اثر دانسیته n_0 الکترون بر رابطه پراکندگی $\omega(k)$ امواج یونی صوتی

روش خطی و تحلیل رابطه پراکندگی

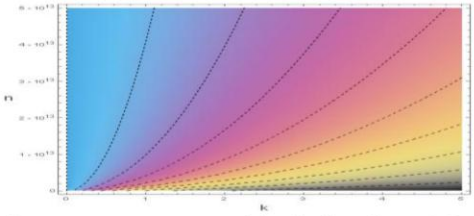
در مرتبه اول فقط هارمونیک اول در معادلات ظاهر می‌شود و تحلیل آن ساده‌تر است. معادلات خطی مرتبه اول برای هارمونیک اول به شکل زیر هستند:

$$-\omega n_{i1} + k v_{i1} = 0$$
$$-\omega n_{e1} + k v_{e1} = 0$$
$$-\omega v_{i1} + k\phi_1 = 0$$
$$-\sqrt{1+\xi_0^2}\,\phi_1 + n_{e1} = 0$$
$$-k^2\phi_1 + n_{i1} - n_{e1} = 0$$

باحذف همه متغیرها، رابطه پاشندگی زیر را نتیجه می‌دهد: $\omega^2 = \frac{k^2}{c_1 + k^2}, c_1 = \sqrt{1+\xi_0^2}$

در نتیجه، سرعت فاز $v_{\text{ph}} = \omega / k$ وسرعت گروه $v_g = d\omega / dk$ این دو کمیت نقش مهمی در تحلیل بسته‌موج‌ها و پایداری پوش دارند. در شکل ۱ با افزایش چگالی و افزایش اثر نسبیتی برای مقادیر کوچک عدد موج، فرکانس امواج یونی صوتی کاهش می‌یابد. همچنین، در شکل ۲ تأثیر افزایش چگالی اثرات نسبیتی را بر ویژگی‌های پراکندگی امواج یونی صوتی برای توزیع مسطح نشان می‌دهد.

مشخص شده است که برای مقادیر کوچک عدد موج، این اثر قابل توجه است، با این حال، در مقادیر بالاتر عدد موج، فرکانس با افزایش درصد الکترون‌ها در نواحی با چگالی فضای فاز کم افزایش بیشتری می‌یابد.



شکل۲- ویژگی پراکندگی امواج یونی صوتی بر حسب عدد k موج برای دانسیته n_0 الکترون

روش غیر خطی، معادله شرودینگر غیرخطی

در مرتبه‌ی دوم ϵ، تأثیرات غیرخطی امواج یونی صوتی ظاهر می‌شوند. متغیر $\xi = \epsilon(x - v_g t)$ و $s=\epsilon^2 t$ به این صورت تعریف می‌شوند.

که در آن $\varepsilon \ll 1$ پارامتر اختلال کوچک و v_g و سرعت گروه موج حامل است. کمیت‌های فیزیکی پیرامون حالت تعادلی به صورت سری در ε بسط داده می‌شوند، برای نمونه: $\phi = \epsilon\phi^{(1)} + \epsilon^2\phi^{(2)} + \cdots$

در مرتبه اول $\mathcal{O}(\epsilon)$، با قرار دادن این بسط‌ها در معادلات حاکم، رابطه پاشندگی زیر به‌دست می‌آید:

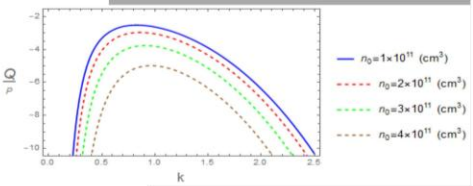
$$D(k, \omega; n_0, \eta) = 0 \Rightarrow \omega = \omega(k;\ n_0, \eta)$$

n_0 چگالی تعادلی و η پارامتر تبهگنی نسبیتی است و سرعت موج حامل از رابطه $v_g = \frac{\partial\omega}{\partial k}$ محاسبه می‌شود.در مرتبه دوم $\mathcal{O}(\epsilon^2)$ هارمونیک‌های صفر و دو که منجر به تصحیحات غیرخطی در دامنه موج می‌گردند. در مرتبه سوم $\mathcal{O}(\epsilon^3)$ و با اعمال شرط سازگاری بر روی هارمونیک اول، معادله تکاملی پوش موج به‌صورت معادله شرودینگر غیرخطی(NLS) استاندارد، ظاهر می‌شود.

$$i\frac{\partial w}{\partial s} + P\frac{\partial^2 w}{\partial \xi^2} + Q\,|\,w\,|^2\ w = 0$$

P ضریب پاشندگی $P = \frac{1}{2}\frac{d^2 w}{d^2 k}$ و Q ضریب غیرخطی $Q \cong \frac{1}{12 c_1^{3/2} k}(4 + 3\xi_0^2 - 2\alpha c_1)(4 + 3\xi_0^2 - \alpha c_1)$.

شرط پایداری موج حامل در برابر ناپایداری مدولاسیونی نیز بر اساس علامت $P \cdot Q$ تعیین می‌شود؛ به‌گونه‌ای که اگر $PQ < 0$ باشد، موج پایدار خواهد بود و اگر $PQ > 0$ باشد، موج دچار ناپایداری مدولاسیونی می‌شود. این نتایج نشان می‌دهد که پلاسماهای چگال‌تر با رفتارهای غیرخطی قوی‌تر و مدهای پوشی بیشتر روبه‌رو هستند.



شکل۳- منحنی Q/P بر حسب عدد k موج

نتایج نشان دادند که اثرات نسبیتی ناشی از چگالی بالا نقش تعیین‌کننده‌ای در پایداری و ساختار این مدها دارند و می‌توانند سبب ظهور نواحی گسترده‌ای از ناپایداری شوند که در پلاسماهای غیرنسبیتی دیده نمی‌شود.

شکل ۳ رفتار نسبت $\frac{Q}{P}$ را بر حسب عدد موج K برای چگالی‌های مختلف تعادلی الکترون‌ها نشان می‌دهد. مطابق منحنی، با افزایش چگالی (از $n_0 = 1 \times 10^{11}$ تا $n_0 = 4 \times 10^{11}$)، ناحیه‌ای از مقادیر که $\frac{Q}{P} < 0$ است، گسترش می‌یابد. از آنجا که تغییر علامت $\frac{Q}{P}$ شرط ظهور ناپایداری مدولاسیونی است، این نتیجه به‌روشنی نشان می‌دهد که اثرات نسبیتی ناشی از چگالی بالا، ناحیه ناپایدار را وسیع‌تر کرده و احتمال فروپاشی بسته‌موج یونی صوتی را افزایش می‌دهند.

مرجع ها

[1] Behery, E. E., Haas, F., & Kourakis, I. (2016). Weakly nonlinear ion-acoustic excitations in magnetized relativistic quantum plasmas. Physical Review E, 93(2), 023206.

[2]Ghosh, B., & Banerjee, S. (2015). Modulational instability of ion-acoustic waves in fully relativistic two-component plasma. Journal of Plasma Physics, 81(6), 905810611.

[3]Haas, F. (2010) Quantum Plasmas: *A Hydrodynamic Approach* (Springer, New York).

[4]Islam, S. Sultana, S. and Mamun, A. A. (2017). *Ultra-low frequency shock dynamics in degenerate relativistic plasmas,* Phys. Plasmas 24, 092115

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P1-08

محاسبه ی ضریب ایمنی و حداکثر شار مغناطیسی پلاسمای توکامک در حالت های (m,n) مختلف

فاطمه سادات میر محمد علی رودکی۱، سید محمودرضا آقامیری۲
دانشکده مهندسی هسته ای، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
imaroudaki@yahoo.com

چکیده

درپلاسمای توکامک جهت میدان مغناطیسی از یک سطح به سطح دیگر تغییر می کند، این برش میدان مغناطیسی نقش عمده ای در پایداری پلاسما بر عهده دارد. پیچش میدان مغناطیسی در هر سطح با ضریب ایمنی q بیان می شود که معیاری از گام خطوط میدان مارپیچی است. در این مقاله ، ضریب ایمنی را هم با مشاهده طول خطوط مشاهده شده در طول قطع هیدروژن تزریق شده در توکامک IR-T1 ، با استفاده از سیم پیچ های میرنوف و هم به صورت تحلیلی با استفاده از نظریه مگنتوهیدرودینامیک یا با کدهای محاسباتی با توجه به موقعیت حالت های MHD در آزمایش‌ها بدست آمد و با بررسی اختلال MHD و RMP حداکثر شار مغناطیسی در مدهای مختلف در مناطق تصادفی محاسبه شد.

کلید واژه: ضریب ایمنی، پلاسما، توکامک

Calculation of the safety factor and maximum magnetic flux of the Tokamak plasma in different (m,n) modes

Fatemeh Sadat Mir Mohammad Ali Roudaki, Seyed Mahmood Reza Aghamiri2
Faculty of Nuclear Engineering, Shahid Beheshti university
*corresponding e-mail: imaroudaki@yahoo.com

Abstract

In the Tokamak plasma, the direction of the magnetic field changes from one level to another, this magnetic field shear plays a major role in the stability of the plasma. The twist of the magnetic field at each level is expressed by the safety factor q, which is a measure of the pitch of the spiral field lines. In this paper, the safety factor is determined by observing the line lengths observed during the interruption of hydrogen injected into the IR-T1 tokamak, using Mironov coils, and both analytically using magnetohydrodynamic theory or with computational codes considering the state of MHD states in the experiments, and it is found to be very accurate with MHD and RMP experiments.

Keywords: Plasma, Safety factor, Tokamak

مقدمه

در یک تعادل توکامک، نیروی مغناطیسی فشار پلاسما را متعادل می‌کند: $\vec{j} \times \vec{B} = \nabla p$ ، و این الزام مجموعه‌ای از سطوح مغناطیسی تو در تو را ایجاد می‌کند که $\vec{j}$ و $\vec{B}$ روی آنها ثابت هستند. هر یک از این سطوح را می‌توان با مقدار شار مغناطیسی خاص خود مشخص کرد و سطح شار نامیده می‌شود [۱، ۲]. با استفاده از این سطوح می‌توانیم ضریب ایمنی q را معرفی کنیم. این نام به دلیل نقشی است که در تعیین پایداری ایفا می‌کند. به طور کلی، پایداری بیشتر با مقادیر بالاتر q مطابقت دارد. در یک پیکربندی تعادلی، هر خط میدان مغناطیسی دارای مقدار q است و یک مسیر مارپیچی را در اطراف چنبره روی سطح مغناطیسی خود دنبال می‌کند. در واقع $q(r)$ با توزیع شعاعی چگالی جریان پلاسما $j(r)$ که کاملا شعاعی است تعیین شده و شکل دو قطبی $j(r,\theta,\zeta)$ برای درک بهتر و دانش دقیق توپولوژی مغناطیسی مورد نیاز است.تعریف مقدار q برای یک خط میدان به صورت زیر است:

$$q = \frac{\Delta\varphi}{2\pi}$$

که در آن $\Delta\varphi$ زاویه چنبره ای است که در آن خط میدان به همان موقعیت در صفحه پولوئیدی باز می‌گردد [۴و۳]. برای مثال، «ضریب اطمینان» یا ضریب ایمنی برابر با یک مربوط به یک سطح مغناطیسی است که خطوط میدان پس از دقیقاً یک چرخش به دور چنبره، روی خود به هم می‌رسند. سطوح مغناطیسی با مقادیر گویای q در تحلیل پایداری بسیار مهم هستند. اگر خط میدان دقیقاً پس از n چرخش چنبره و m چرخش پولوئیدی به دور چنبره، روی خود به هم بپیوندد، ضریب اطمینان به صورت زیر خواهد بود:

$$q = \frac{m}{n}$$

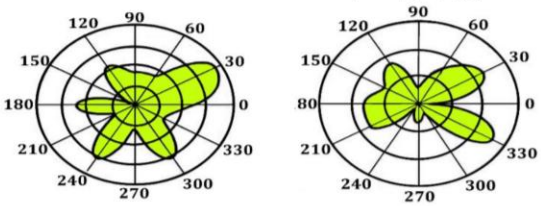
که در آن n و m اعداد صحیح هستند، اختلالات به راحتی روی این سطوح تحریک می‌شوند زیرا خطوط میدان این سطوح را به صورت ارگودیک پوشش نمی‌دهند. این سطوح شار، سطوح رزونانس نامیده می‌شوند و یک موج ایستاده با اعداد مد (m,n) می‌تواند رخ دهد.

از طرفی اختلالات مغناطیسی پلاسما بدلیل ناپایداری های پلاسما(ناپایداری MHDMagneto Hydro -Dynamic) و یا علاوه بر آن، میدان های مغناطیسی خارجی و داخلی ایجاد شده توسط جریان الکتریکی خارجی(ناپایداری Resonanse Magnetic -Pertubation-RMP) بوجود می آیند. [۶و۵] با توجه به اهمیت ضریب ایمنی در پایداری پلاسمای توکامک و نقش مهم اختلالات MHD و RMP در ناپایداری های آن ما در این مقاله ، ضریب ایمنی را هم با مشاهده طول خطوط مشاهده شده در طول قطع هیدروژن تزریق شده در توکامک IR-T1 ، با استفاده از سیم پیچ های میرنوف و هم به صورت تحلیلی با استفاده از نظریه مگنتوهیدرودینامیک یا با کدهای محاسباتی با توجه به موقعیت حالت های MHD در آزمایش‌ها بدست آوردیم و با بررسی اختلال MHD و RMP حداکثر شار مغناطیسی را در مدهای مختلف در مناطق تصادفی محاسبه کردیم.

مواد ، روش ها و محاسبات

روش های تشخیصی مختلفی برای مطالعه ی لبه ی پلاسمای توکامک وجود دارد که مرسوم ترین روش، استفاده از سیم پیچ های میرنوف می باشد. این سیم پیچ ها طراحی ساده ای دارند و محقق می تواند به آسانی از آن استفاده کند. با استفاده از این ابزار تشخیصی می توان بسیاری از برنامه های کاربردی در توکامک و بعلاوه نوسانات مغناطیسی را ثبت کرد. آنالیز نوسانات مغناطیسی در سیم پیچ های میرنوف با استفاده از روش تجزیه و تحلیل تبدیل فوریه(FFT) که یکی از تاثیر گذار ترین روش ها برای مطالعه ی مد ها در توکامک هست امکان پذیر است. پلاسمای توکامک می تواند مد های مختلفی را تقویت کند. سطح پخش پلاسما می تواند فرم های مختلفی داشته باشد که به آن گلبرگ رز می گویند. سیم

پیچ های میرنوف سری زمانی کنونی ناشی از پلاسمای دوقطبی چرخشی را ثبت می کند. بنابراین ما در این کار نمودار های قطبی نوسانات میدان مغناطیسی را با استفاده از FFT روی داده های سیم پیچ میرنوف به تصویر کشیده و همچنین نمودار قطبی سطح بخش پلاسما در فاصله های زمانی مختلف را نشان داده و بدین صورت تعداد دور سمتی m درهر فاصله ی زمانی را تعیین کردیم. به شکل(۱) توجه کنید.

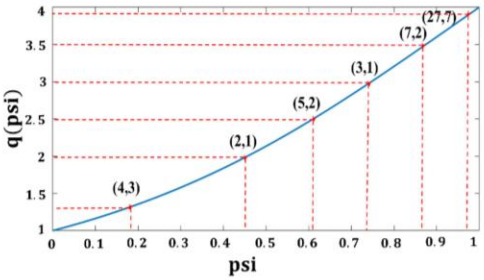


شکل ۱: نمودار قطبی نوسانات میرنوف: در فاصله ی زمانی $5 - 6ms$ (الف)، $15 - 16ms$ (ب)، $26 - 27$ m ،

با توجه به شکل فوق اولین فاصله ی زمانی $m = 5$، دومین بازه ی زمانی $m = 4$ را نشان می دهد. بنابراین با توجه به مطالب گفته شده ضریب ایمنی q از *شماره مد* $(q = m/n)$ در فاصله ی زمانی 0-3.5ms که الین زمان زمان تخلیه در توکامک IR-T1 هست تعیین شد. این نکته نیز قابل ذکر است که تعداد دور قطبی در این توکامک همواره $n = 1$ می باشد. بنا براین در توکامک IR-T1 صریب ایمنی $2 \le q \le 5$ بدست آمد. همچنین ما در این مقاله ضریب ایمنی را با استفاده از رابطه ی

$$q(\psi) = 4q(0)/\big((2-\psi)\,.\,(\psi^2 - 2\psi + 2)\big)$$

و برابر قرار دادن آن با $q(\psi_{mn}) = m/n$ مقدار اصلی ψ_{mn} برای مد های (۳و۴)، (۱و۳)، (۱و۱)،(۱و۲)، (۲و۵)،(۲و۷)، (۷و۲۷)و (۳و۱۱) محاسبه کردیم. (شکل ۲)



شکل۲: موقعیت مد (m, n) برای ضریب ایمنی $q(\psi)$

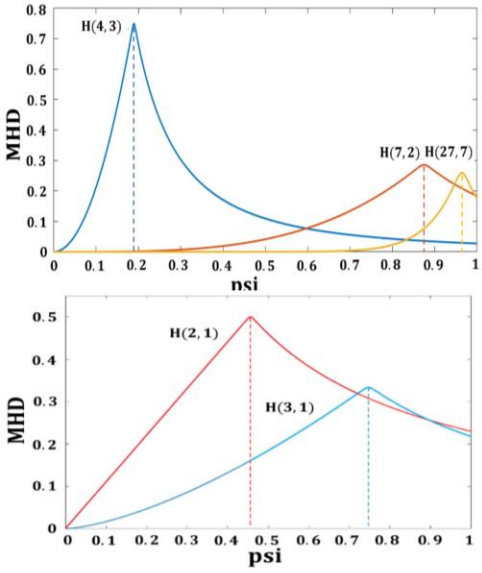
که در این موارد مد های (۱و۳) و (۱و۲) مربوط به توکامک IR-T1 می باشد.

رسم اختلالات MHD در مد های (m, n)

در این بخش با استفاده از رابطه ی

$$H_{mn} = \frac{n}{m}\left[\frac{(\psi/\psi_{mn})^{1/\Delta} + (\psi/\psi_{mn})^{1/\Delta}}{2}\right]^{-m\Delta/2}$$

و با توجه به ضریب ایمنی و شار های محاسبه شده، نمودار اختلالات MHD مربوط به مد های (۳و۴)، (۲و۷)، (۷و۲۷)، (۱و۳) و (۱و۲) را رسم کردیم.(شکل۳)



شکل۳: اختلالات MHD مربوط به مد های (۳و۴)، (۲و۷)، (۷و۲۷)، (۱و۳).

با توجه به شکل فوق شار اختلالی به دو بخش تقسیم می شود، بخشی که متعلق به $\psi < \psi_{mn}$ و بخش دیگر متعلق به $\psi > \psi_{mn}$ می باشد. بنابراین با توجه به این نمودار می توان با استفاده از برنامه ی متلب مقدار ماکزیمم اختلال MHD را بدست آورد. همچنین این منحنی ها نشان می دهند با افزایش ضریب ایمنی اختلال کاهش پیدا می کند. در این قسمت حداکثر شار اختلالی برای مد های گفته شده بدین صورت بدست آمد:

$$H_{4,3}^{max} = 0.7496\ ;\ H_{7,2}^{max} = 0.2857$$

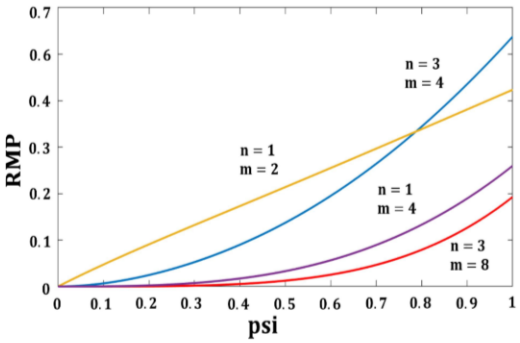
$$;\ H_{27,7}^{max} = 0.2592;\ H_{3,1}^{max} = 0.3333\ ;\ H_{2,1}^{max} = 0.5$$

رسم اختلالات RMP در مد های (m,n)

در این قسمت با استفاده از رابطه ی

$$C(\psi) = C_0(\psi) - \frac{1}{2}\gamma . q(\psi) . \ln\psi$$

یک بار برای مد های (۳و۴)و (۳و۸) و یک مرتبه برای مد های (۱و۴) و (۱و۲)، اختلالات RMP مربوط به ضریب ایمنی رابطه ی ۳ (با توجه به این که در بررسی این اختلال n ثابت است و برای m های مختلف آنالیز می شود) را رسم کردیم که در شکل (۵) قابل مشاهده می



باشد.

شکل۵:اختلالات RMP مربوط به ضریب ایمنی q و برای مد های (۳و۸) ، (۳و۴)، (۱و۴) و (۱و۲)

همانطور که انتظار می رفت اختلال RMP با افزایش شار بطور نمایی افزایش پیدا کرده و با افزایش مد اختلال کاهش پیدا می کند.

نتیجه گیری

درپلاسمای توکامک جهت میدان مغناطیسی از یک سطح به سطح دیگر تغییر می کند، این برش میدان مغناطیسی نقش عمده ای در پایداری پلاسما بر عهده دارد. پیچش میدان مغناطیسی در هر سطح با ضریب ایمنی q بیان می شود که معیاری از گام خطوط میدان مارپیچی است. در این مقاله ، ضریب ایمنی را هم با مشاهده طول خطوط مشاهده شده در طول قطع هیدروژن تزریق شده در توکامک IR-T1 ، با استفاده از سیم پیچ های میرنوف و هم به صورت تحلیلی با استفاده از نظریه مگنتوهیدرودینامیک یا با کدهای محاسباتی با توجه به موقعیت حالت های MHD در آزمایش‌ها بدست آمد و با بررسی اختلال MHD و RMP حداکثر شار مغناطیسی در مدهای مختلف در مناطق تصادفی محاسبه شد و این محاسبات و نمودارها نشان داد با افزایش ضریب ایمنی اختلالات MHD کاهش و اختلال RMP با افزایش شار بطور نمایی افزایش پیدا کرده و با افزایش مد اختلال کاهش پیدا می کند.

سپاسگزاری

تشکر می کنم از کمک ها و راهنمایی های استاد گرامی، آقای پروفسور آقامیری بزرگوار.

مراجع

[1] Morozov, A. I., & Solov'ev, L. S. (1966). The structure of magnetic fields. In M. A. Leontovich (Ed.), Reviews of Plasma Physics (Vol. 2, pp. 201–302). New York: Consultants Bureau.

[2] Shafranov, V. D. (1966). Plasma equilibrium in a magnetic field. In M. A. Leontovich (Ed.), Reviews of Plasma Physics (Vol. 2, pp. 103–151). New York: Consultants Bureau.

[3] Lerbinger, K., & Luciani, J. F. (1991). A new semi-implicit method for MHD computations. Journal of Computational Physics, 97(2), 444–459. https://doi.org/10.1016/0021-9991(91)90045-x

[4]Wei, X., Sun, S., Tang, W., Lin, Z., Du, H., & Dong, G. (2023). Reconstruction of tokamak plasma safety factor profile using deep learning. Nuclear Fusion, 63(8), 086020. https://doi.org/10.1088/1741-4326/acdf00

[5] Kikuchi, M. (2010). A review of fusion and tokamak research towards steady-state operation: A JAEA contribution. Naka Fusion Institute, Japan Atomic Energy Agency.

[6] Boscheri, W., & Thomann, A. (2024). A structure-preserving semi-implicit IMEX finite volume scheme for ideal magnetohydrodynamics at all Mach and Alfvén numbers. Journal of Scientific Computing, 100, Article number 67.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-23

بهینه‌سازی محصورسازی الکترون‌ها در راکتور پلی‌ول دوازده‌وجهی: شبیه‌سازی پارامترهای هندسی و مغناطیسی با کامسول

[۱]محسن رئیسی*، [۱]محمدکاظم سالم و [۲]محسن باقری

[۱] مرکز تحقیقات فیزیک پلاسما، واحد علوم و تحقیقات، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

[۲] دانشکده فیزیک، واحد یزد، دانشگاه آزاد اسلامی، یزد، ایران

Mr_msc89@yahoo.com

چکیده:

این پژوهش به شبیه‌سازی و تحلیل اولیه یک راکتور پلی‌ول با هندسه ۱۲وجهی در نرم‌افزار کامسول می پردازد تا عملکرد آن در بهبود محصورسازی الکترون‌ها نسبت به هندسه متداول پلی ول مکعبی ارزیابی شود. با استفاده از ماژول الکترومغناطیس (و در صورت لزوم ماژول پلاسما برای چگالی بالا) و ردیابی ذرات باردار (Particle Tracing)، به بررسی تأثیر پارامترهای کلیدی از جمله ضریب فاصله (Spacing Factor)، جریان حلقه ها و توزیع میدان مغناطیسی بر تشکیل کاتد مجازی (Virtual Cathode) و درنهایت زمان محصورسازی الکترون پرداخته می‌شود. اگرچه شبیه‌سازی‌ها در مراحل نهایی هستند، اما نتایج اولیه نشان می دهد که هندسه ۱۲وجهی به دلیل توزیع یکنواخت‌تر میدان مغناطیسی و کاهش تلفات کاسپ‌های نقطه‌ای، زمان محصورسازی الکترون‌ها را نسبت به راکتورهای مکعبی افزایش دهد. این مطالعه محدوده بهینه‌ای برای Spacing Factor در طراحی دوازده‌وجهی ارائه می‌کند که می‌تواند مبنایی برای آزمایش‌های آینده باشد.

کلید واژه: بتای پایین، راکتور پلی ول ۱۲ وجهی، شبیه سازی کامسول، محصورسازی الکترون ها

OPTIMIZATION OF ELECTRON CONFINEMENT IN A DODECAHEDRAL POLYWELL REACTOR: SIMULATION OF GEOMETRIC AND MAGNETIC PARAMETERS WITH COMSOL

M.RAEISI[1]*, M.K.SALEM[1] AND M.BAGHERI[2]

[1]Plasma Physics Research Center, Science And Research Branch, Islamic Azad University,Tehran, Iran

[۲]Faculty of Physics, Yazd branch, Islamic Azad University,Yazd, Iran

**Corresponding e-mail:* Mr_msc89@yahoo.com

Abstract:

This study simulates and analyzes a polywell reactor with a dodecahedral geometry in COMSOL to evaluate its performance in improving electron confinement compared to the conventional cubic polywell geometry. Using the electromagnetic module (and, if necessary, the plasma module for high density) and particle tracing, the effects of key parameters such as spacing factor, loop current, and magnetic field distribution on the formation of the virtual cathode and ultimately the electron confinement time are investigated. Although the simulations are in the final stages, initial results indicate that the dodecahedral geometry can increase the electron confinement time compared to cubic reactors due to a more uniform magnetic field distribution and reduced point cusps losses. This study provides an optimal range for the spacing factor in the dodecahedral design that can be a basis for future experiments.

Keywords: 12-sided polywell reactor, COMSOL simulation, electron confinement, Low beta

۱- مقدمه

راکتور همجوشی پلی‌ول که توسط رابرت بوسارد طراحی شده است[۱-۳]، ترکیبی از محصورسازی مغناطیسی کاسپ (CMC) و محصورسازی الکترواستاتیک اینرسی (IEC) است[۴-۶]. این سیستم‌های IEC از چاه پتانسیل الکترواستاتیک برای شتاب دادن یون‌ها به سمت مرکز استفاده می‌شود. با این حال، برخورد یون‌ها با کاتد فیزیکی موجب اتلاف انرژی و کاهش بازده می‌گردد. راه‌حل پیشنهادی، جایگزینی کاتد فیزیکی با یک کاتد مجازی متشکل از ابر الکترونی است. محصورسازی الکترون‌ها به کاسپ مغناطیسی وابسته است که الکترون‌ها را به سمت مرکز بازتاب می‌دهد و کاتد مجازی را تشکیل می‌دهد. از این رو، زمان محصورسازی الکترون برای طول عمر کاتد مجازی ضروری است.

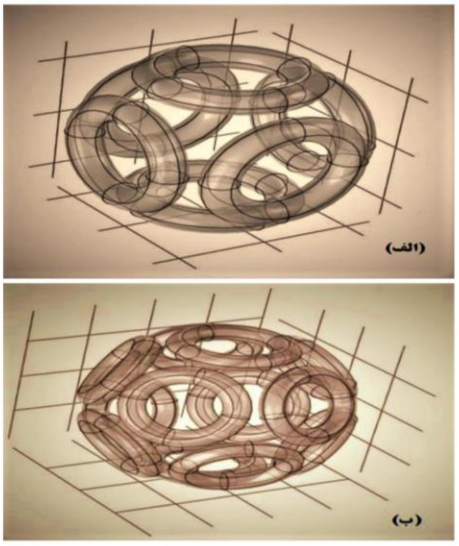
ویژگی خاص در ساختار مغناطیسی پلی‌ول، وجود یک نقطه خنثی مغناطیسی در مرکز راکتور است که توسط کاسپ‌های مغناطیسی احاطه شده است. این ویژگی‌ها ناشی از جفت حلقه‌های جریانی هستند که در جهت‌های مخالف قرار گرفته‌اند و نقطه صفر مغناطیسی (نقطه خلأ) را در مرکز ایجاد می‌کنند. توپولوژی مغناطیسی پلی‌ول شامل این نقطه خلأ و کاسپ‌های مغناطیسی است که مانند چاه‌های مغناطیسی عمل کرده و اثر آینه مغناطیسی ایجاد می‌کنند. گرادیان میدان مغناطیسی، نیروی بازتاب آینه‌ای را به الکترون‌ها در جهت مرکز اعمال می‌کند. الکترون‌ها در ناحیه نقطه خلأ مغناطیسی به‌دلیل اثر آینه مغناطیسی محصور می‌شوند و به‌طور مؤثر یک کاتد مجازی را تشکیل می‌دهند. این کاتد مجازی چاه‌های پتانسیل الکترواستاتیک ایجاد می‌کند که یون‌ها را به سمت مرکز شتاب می‌دهند و برخوردها را در مرکز تقویت می‌کنند. طول عمر کاتد مجازی به محصورسازی الکترون‌ها، به‌ویژه تعداد بازتاب‌ها در کاسپ‌های مغناطیسی بستگی دارد.

تاکنون مطالعات متعدد شبیه‌سازی بر روی هندسه مکعبی پلی ول صورت گرفته است. به عنوان مثال، کاظمی زاده و همکاران[۷] بررسی کردند که چگونه شدت میدان مغناطیسی در یک راکتور پلی ول بر عمق چاه پتانسیل تأثیر می‌گذارد. دیوید گامرسال و همکاران [۸] مقیاس زمان محصورسازی وابسته به جریان، شعاع سیم‌پیچ و انرژی اولیه الکترون را برای یک دستگاه پلی ول در پلاسما با بتای صفر استخراج کردند. علاوه بر این، باقری و همکاران[۹] تأثیر عامل فاصله را بر زمان محصورسازی الکترون گزارش کردند و نشان دادند که زمان محصورسازی در مقادیر پایین‌تر عامل فاصله افزایش می‌یابد. با این حال، مطالعات بسیار محدودی روی هندسه مختلف پلی ول صورت گرفته است. این موضوع شکافی است که در مطالعات صورت گرفته وجود دارد. در تمام این مطالعات، نویسندگان تنها در هندسه مکعبی رایج آزمایش‌هایی انجام داده‌اند که جذاب‌ترین هندسه است، زیرا کمترین مقدار لبه مغناطیسی را تولید می‌کند و بنابراین کمترین احتمال فرار ذرات را دارد. با این حال، کشف شرایط جدید ممکن است نتیجه را تغییر دهد. ما در مطالعات خود، قصد داریم هندسه ۱۲وجهی راکتور پلی ول در بتای پایین را طراحی کنیم که شامل دوازده حلقه‌های جریان می باشد. در برخی از مطالعات انجام شده، زمان محصورسازی الکترونها برحسب متغیرهایی همچون شعاع پلی ول، انرژی جنبشی اولیه الکترونهای تزریق شده و جریان حلقه ها و همچنین به کمک دادهای تجربی حاصل از عمق چاه پتانسیل برای پلی ول با بتای پایین بدست آمده بود. اما در این پژوهش با هدف بررسی و تاثیر افزایش تعداد حلقه ها، با استفاده از COMSOL به شبیه سازی پلی ول ۱۲ وجهی پرداخته خواهد شد تا بتوان با این کار و اعمال شرایط مختلف از جمله تغییر پارامترهایی نظیر فاصله بین حلقه ها، شعاع پلی ول و جریان هر حلقه، زمان محصورسازی الکترون در مرکز پلی ول را مورد ارزیابی قرار داد و با مقایسه این اطلاعات حاصله و داده های قبلی مربوط به پلی ول مکعبی، به تاثیر تعداد حلقه ها در محصورسازی الکترون پی برد که بنظر می رسد به دلیل تقارن بالاتر، توزیع میدان مغناطیسی یکنواخت‌تری ایجاد کرده و ناحیه کاسپ را بهینه کرده و باعث افزایش زمان محصورسازی الکترون می شود.

۲- روش‌شناسی

توپولوژی مغناطیسی راکتور همجوشی پلی ول توسط جفت حلقه های جریان مخالف ایجاد می‌شود که منجر به ایجاد میدان‌های مغناطیسی در جهت‌های مخالف می گردد. این امر باعث خنثی شدن میدان‌های مغناطیسی ورودی شده و لبه‌های مغناطیسی را در اطراف نقطه خلا مرکزی تشکیل می‌دهند. در شبیه‌سازی‌های ارائه شده در این پژوهش، هندسه جدید پلی ول را با استفاده از کامسول طراحی می‌کنیم. تفاوت این مدل با مدل رایج مکعبی، در تعداد حلقه های جریان و موقعیت‌های آن‌ها است. این پیکربندی‌ها

شامل هندسه مکعبی (۶ سیم‌پیچ) و هندسه دوازده‌وجهی (۱۲ سیم‌پیچ) است که به ترتیب در شکل ۱ نشان داده شده‌اند.

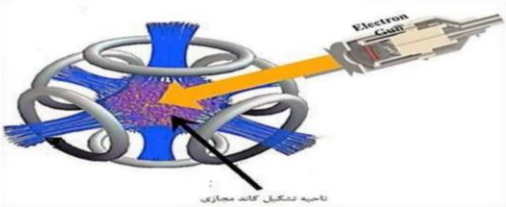


شکل ۱. تصویر (الف) مربوط به شبیه سازی پلی ول مکعبی ۶وجهی و تصویر (ب) مربوط به شبیه سازی پلی ول ۱۲ وجهی بوسیله نرم افزار کامسول

میدان‌های مخالفی که توسط جفت حلقه های جریان مخالف ایجاد می‌شود، میدان‌های ورودی را خنثی کرده و کاسپ‌های مغناطیسی را در اطراف نقطه صفر مرکزی (خلأ) تشکیل می‌دهند.

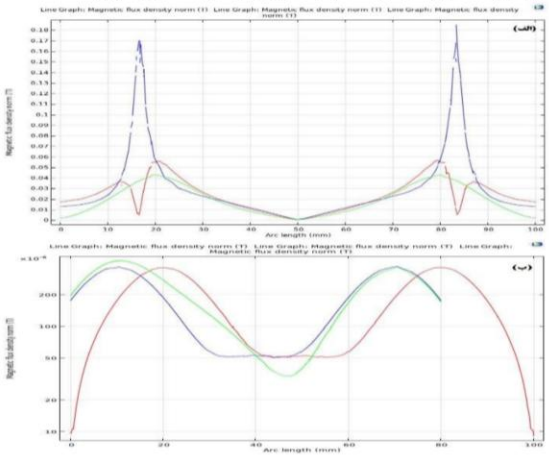
پارامترهای شبیه‌سازی شامل جریان حلقه ها، انرژی الکترون‌ها و قطر حلقه‌های جریان است. پس از طراحی هر هندسه و اعمال جریان، توپولوژی میدان مغناطیسی با استفاده از قانون آمپر در حالت ساکن محاسبه می گردد. سپس، تزریق الکترون‌ها با استفاده از تفنگ‌های الکترونی انجام می شود. رفتار الکترون‌ها و زمان محصورسازی آن‌ها با استفاده از معادلات مربوط به زاویه مخروط تلفات و احتمال تلفات تحلیل می شود. تفنگ الکترونی در یک طرف دستگاه قرار داده می شود تا تعداد الکترون موردنظر را در زمان موردنظرشبیه‌سازی منتشر کند. جهت الکترون‌ها به سمت مرکز دستگاه است و شلیک آنها از نزدیک یکی از حلقه ها شروع می‌شود.

شکل.۲. مربوط به اعمال تفنگ الکترونی در پلی ول مکعبی ۶وجهی می باشد[۹]. الکترون‌ها از وسط حلقه جریان به سمت نقطه خنثی مغناطیسی حرکت کرده و محصورسازی الکترون به دلیل بازتاب‌ها در مرکز انجام و یک ابر الکترونی تشکیل می‌دهد که به عنوان یک کاتد مجازی عمل می‌کند.



شکل .۲. تصویر مربوط به اعمال تفنگ الکترونی در پلی ول مکعبی

مهمترین موضوع در بررسی محصورسازی الکترون در هردو مدل پلی ول مذکور، تقارن وجوه و ایجاد میدان مغناطیسی متقارن است. تقارن بالاتر در پلی ول ۱۲ وجهی نسبت به پلی ول مکعبی را میتوان با مقایسه نموداری MF و خطی که در امتداد یک مسیر مستقیم از دو سمت هر پلی ول و در سه جهت رسم می گردد بدست آورد. شکل ۳ به وضوح بیانگر تقارن بیشتر پلی ول ۱۲وجهی نسبت به پلی ول مکعبی در هر سه جهت پس از شبیه سازی می باشد.

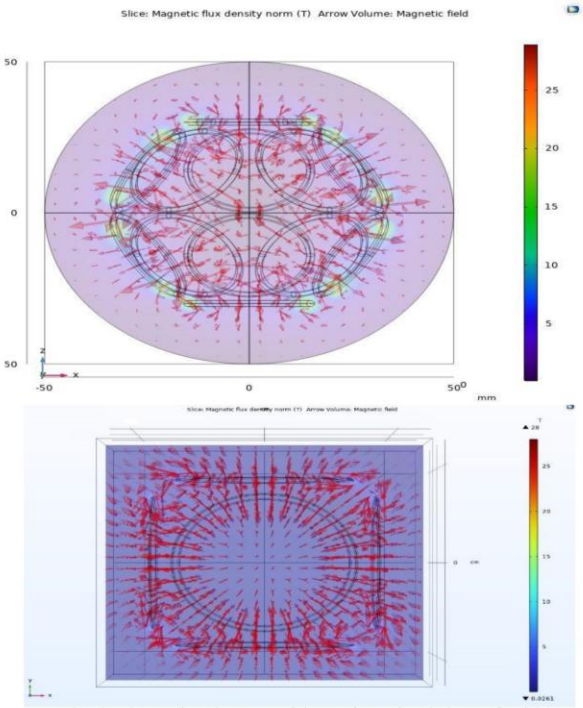


شکل.۳. نمودار مربوط به تقارن حاصل از MF در (الف) پلی ول ۱۲وجهی (ب) پلی ول مکعبی

۳- نتایج

ساختارهای میدان مغناطیسی حاصل ترکیب میدان‌های مغناطیسی تولید شده توسط حلقه های جریان است که منجر به خطوط میدانی می‌شود که از مرکز دستگاه وارد شده و یک نقطه خنثی ایجاد کنند. قوی‌ترین میدان در نزدیکی میدان لبه مغناطیسی در شکاف‌های بین حلقه‌های جریان و مرکز آن ها یافت می‌شود. میدان برداری نشان داده شده در شکل ۴، شماتیکی از یک میدان مغناطیسی در یک پلی‌ول است که نتیجه یک شبیه‌سازی عددی سه‌بعدی است.

شرط اصلی و اولیه برای بررسی محصورسازی، تقارن حاصل از میدان مغناطیسی است که طبق نتایج بدست آمده، پلی ول ۱۲ وجهی تقارن بهتری ایجاد می کند که این امر در ایجاد چاه پتانسیل که محل محصورسازی الکترون هاست بسیار حائز اهمیت می باشد.



شکل ۴. شماتیکی از میدان مغناطیسی در یک راکتور پلی‌ول مکعبی و پلی ول ۱۲وجهی، استخراج شده از کامسول

این پژوهش برای اولین بار به بررسی سیستماتیک راکتور پلی‌ول با هندسه ۱۲وجهی می‌پردازد. از مزایای کلیدی این هندسه می توان توزیع یکنواخت‌تر میدان مغناطیسی، کاهش چشمگیر تلفات در کاسپ‌های نقطه‌ای و افزایش حجم ناحیه محصورسازی مرکزی را نام برد. به وضوح، قله‌ها با مکان‌های جریان حلقه ها مطابقت دارند. علاوه بر این، تعداد کل حلقه های جریان استفاده شده در طراحی بر حجم ناحیه خنثی مغناطیسی مسطح یا عرض چاه تأثیر می‌گذارد.

۳- نتیجه گیری

نتایج اولیه نشان می‌دهند که افزایش تعداد حلقه‌های جریان و چگالی میدان مغناطیسی، زمان محصورسازی الکترون را افزایش می‌دهد. هندسه ۱۲ وجهی به دلیل طراحی خاص و تعداد بالای حلقه‌های جریان و علی رغم پیچیدگی های مربوط به شبیه سازی، بهترین عملکرد را در محصورسازی الکترون‌ها، توزیع یکنواخت‌تر میدان مغناطیسی، کاهش چشمگیر تلفات کاسپ‌های نقطه‌ای و افزایش حجم ناحیه محصورسازی مرکزی نشان می دهد. این یافته‌ها می‌توانند در طراحی راکتورهای همجوشی فشرده و کارآمد مورد استفاده قرار گیرند.

مرجع ها:

[1] R. W. Bussard, “Method and apparatus for controlling charged particles,” US4826646A, May 02,1989 Accessed: Jan. 24, 2022.

[2] R. W. Bussard, “Method and apparatus for creating and controlling nuclear fusion reactions,”US5160695A, Nov. 03, 1992 Accessed: Jan. 24, 2022.

[3] R. W. Bussard and D. H. Gray-Bussard, “Method and apparatus for controlling charged particles,”US20080187086A1, Aug. 07, 2008 Accessed: Jan. 24, 2022.

[4] P. T. Farnsworth, “Electric discharge device for producing interactions between nuclei,”US3258402A, Jun. 28, 1966 Accessed: Jan. 24, 2022.

[5] P. T. Farnsworth, “Method and apparatus for producing nuclear-fusion reactions,” US3386883A,Jun. 04, 1968 Accessed: Jan. 24, 2022.

[6] R. L. Hirsch, “Inertial-Electrostatic Confinement of Ionized Fusion Gases,” J. Appl. Phys., vol. 38,no. 11, pp. 4522–4534, Oct. 1967, doi: 10.1063/1.1709162.

[7] F. Kazemyzade et al., “Dependence of Potential Well Depth on the Magnetic Field Intensity in a Polywell Reactor,” J. Fusion Energy, vol. 31, no. 4, pp. 341–345, Aug. 2012, doi: 10.1007/s10894- 011-9474-4.

[8] D. V. Gummersall, M. Carr, S. Cornish, and J. Kachan, “Scaling law of electron confinement in azero beta polywell device,” Phys. Plasmas, vol. 20, no. 10, p. 102701, Oct. 2013, doi:10.1063/1.4824005.

[9] M. Bagheri, A. Salar Elahi, M. K. Salem, and M. Ghoranneviss, “The effect of spacing factor on the confinement time of the electrons in a low beta Polywell device,” AIP Adv., vol. 10, no. 5, p.055305, May 2020, doi: 10.1063/1.5129360.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P2-11

مطالعه تاثیر باریکه های لیزری گاوسی flat-top بر فشرده سازی دسته الکترون

جواد غفاری خوشرودی[۱] و حسین آکو [۲و*]
[۱ و ۲] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه صنعتی نوشیروانی بابل
[۱] Javad21javad@gmail.com
[*] آدرس رایانامه نویسنده مسئول : h.akou@nit.ac.ir

چکیده

در این مطالعه، با استفاده از باریکه استاندارد گاوسی و باریکه سطح‌صاف گاوسی بدست آمده از برهم‌نهی باریکه‌های لاگر-گاوسی با وزن مناسب، فرایند شتابدهی دسته‌ای از الکترون‌ها در خلا، مورد بررسی قرار گرفته است. مقایسه‌ی نتایج نشان می‌دهد، باریکه سطح‌صاف نسبت به باریکه گاوسی ذرات را در توزیع زاویه‌ای بزرگتری شتاب می دهد. هم‌چنین دسته الکترون شتاب‌گرفته به وسیله باریکه سطح‌صاف علاوه بر اینکه انرژی بیشتری به دست می‌آورند در جهت عرضی نیز، فشرده‌تر هستند.

کلید واژه: شتابدهی ذرات، باریکه لیزر سطح‌صاف، دسته الکترون

the effect of flat-top Gaussian laser beams on electron bunch compression

Javad Ghaffari khoshrodi[1] and Hossein Akou [2 & *]
[1 & 2] Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Babol Noshirvani University of Technology
[1] Javad21javad@gmail.com
*corresponding e-mail: h.akou@nit.ac.ir

Abstract

In this study, the process of electron bunch acceleration in vacuum is investigated using a standard Gaussian beam and a flat-top Gaussian beam obtained from the superposition of appropriately weighted Laguerre-Gaussian beams. A comparison of the results reveals that the flat-top beam accelerates particles over a wider angular distribution than the Gaussian beam. Furthermore, the electron bunch accelerated by the flat-top beam not only gains higher energy but also exhibits tighter confinement in the transverse direction.

Keywords: Particle acceleration; Flat-top laser beam; Electron bunch

مقدمه

باریکه سطح‌صاف یک باریکه نور است که دارای مشخصات شدتی خاصی است که در مرکز و بیشتر ناحیه تحت پوشش صاف و یکنواخت و از حداکثر خود در محور باریکه به صفر کاهش می‌یابد که این قضیه برخلاف شدت باریکه‌های گاوسی که سطح مقطع تابش آن‌ها به طور متقارن با افزایش فاصله از مرکز کاهش می‌یابد است[۱]. یکنواخت بودن ساختار توزیع انرژی در یک باریکه سطح صاف به فشرده‌سازی مؤثرتر دسته الکترون‌ها کمک می‌کند، زیرا اختلاف انرژی بین الکترون‌ها کمتر و یکنواخت‌تر است[۲].

برای شبیه‌سازی و بررسی فشرده‌سازی الکترون از باریکه سطح‌صاف تشکیل‌شده از برهم‌نهی باریکه‌های لاگر-گاوسی که توسط گوری استفاده می‌کنیم. در روش گوری، تولید باریکه‌های گوسی صاف‌شده با هدف ایجاد توزیع شدت یکنواخت در ناحیه مرکزی پرتو انجام می‌گیرد. ابتدا با اعمال یک سری توانی محدود بر تابع گاوسی، پروفایلی صاف‌شده به‌صورت تحلیلی ساخته می‌شود. سپس این پروفایل به‌صورت ترکیب خطی از مدهای لاگر-گوسی بازنویسی می‌گردد تا بتوان رفتار انتشار آن را در فضا به‌سادگی تحلیل کرد [۳]. در این مقاله برای بهره‌مندی از

قابلیت محصور شدن الکترون‌ها توسط باریکه سطح‌صاف، از برهم‌نهی چند باریکه لاگر-گاوسی $(N = 0,2,4)$ در نظرگرفته‌شده است و با یافتن شرایط مناسب برای محصور کردن الکترون‌ها، تاثیر این مدها بر فشرده سازی، بررسی می‌شود.

تئوری و معادلات حاکم

با پیروی از روش معرفی شده توسط گوری به دلیل شکل یکسان معادلات موج در خلاء، ما یک بیان مشابه از پتانسیل برداری می‌رسیم و هر شش جزء میدان الکترومغناطیسی سطح‌صاف را با استفاده از معادله لورنتس به دست می‌آوریم. پتانسیل برداری بدست آمده برای سطح‌صاف تنها مولفه در راستای محور x دارد، یعنی به صورت $A(A_x,\ A_y = 0, A_z = 0)$ است که با توجه به شکل یکسان معادلات موج در خلاء، با پیروی از روش معرفی شده مقاله گوری، مولفه پتانسیل برداری A_x می‌تواند به صورت زیر بیان شود.

$$A_x = A_0 \frac{w_N(0)}{w_N(z)} exp\left[-\frac{r^2}{w_N^2(z)}\right] \times exp\left[i\left[-\varphi_N(z) - \varphi_0 + \frac{kr^2}{2R_N(z)}\right]\right] \times \sum_{n=0}^{N} c_n^{(N)}\ L_n\left(\frac{2r^2}{w_N^2(z)}\right) \times exp[-2in\varphi_N(z)] f_{(\eta)} exp[k\eta] \quad (۱)$$

در معادلات بالا جمله‌ی $f_{(\eta)} = exp\left[-(\eta/ct_p)^2\right]$، جمله پالسی‌کننده باریکه سطح‌صاف است که در این جمله $\eta = z - ct$، t_p دوام زمانی پالس و $r^2 = x^2 + y^2$ است، $k = 2\pi/\lambda$ عدد موج لیزر است. L_n، nامین چند جمله‌ای لاگر است و $C_n = (-1)^n \sum_{m=n}^{N} \binom{m}{n} \frac{1}{2^m}$ یک ضریب است که در آن $\binom{m}{n}$ یک ضریب دو جمله‌ای را نشان می‌دهد. $w_N(z) = w_N(0)[1 + (z/Z_R)^2]^{\frac{1}{2}}$ اندازه لکه باریکه سطح‌صاف بوده، $R_N(z) = z[1 + (Z_R/z)^2]$ شعاع انحنای جبهه‌ی موج و $\varphi_N(z) = tan^{-1}(z/Z_R)$ فاز گوی است که در آن $Z_R = kw_N^2(0)/2$ طول ریلی است، $w_N(0) = w_0/\sqrt{N+1}$ اندازه کمر تمام باریکه‌های لاگر-گاوسی و w_0 اندازه کمر باریکه سطح‌صاف است [۴]. مقدار بدون بعد دامنه برابر 10، $W_0 = 60$، $t_p = 500$ است و طول موج لیزر برابر $\lambda = 1\ \mu m$ است. برای بدست آوردن معادلات میدان الکترومغناطیسی علاوه بر پتانسیل برداری به پتانسیل اسکالر نیاز داریم که وانگ به صورت $\Phi = (c\partial A/\partial x)/\left[ik - 2\eta/(ct_p)^2\right]$ بدست آورد، استفاده می‌کنیم [۵]. به کمک این پتانسیل‌ها، میدان‌های الکتریکی از رابطه $\vec{E} = -\partial\vec{A}/\partial t - \nabla\Phi$ و میدان مغناطیسی $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$ بدست می‌آیند. از معادلات زیر برای خلاصه‌سازی معادلات میدان استفاده می‌کنیم.

$$A_N(r,z,t) = A_0 \frac{w_N(0)}{w_N(z)} exp\left(-\frac{r^2}{w_N^2(z)}\right) exp\left(i\varphi^{(p)}(r,z,t)\right) \quad (۲)$$

$$\varphi^{(p)}(r,z,t) = k\eta - \varphi_N(z) - \varphi_0 + \frac{kr^2}{2R_N(z)} \quad (۳)$$

$$L_N(r,z) \equiv \sum_{n=0}^{N} c_n^{(N)}\ L_n\left(\frac{2r^2}{w_N^2(z)}\right)\ exp[-2in\varphi_N(z)] \quad (۴)$$

$$L_N^{(1)}(r,z) \equiv \sum_{n=0}^{N} c_n^{(N)}\ L_n^{(1)}\left(\frac{2r^2}{w_N^2(z)}\right)\ exp[-2in\varphi_N(z)] \quad (۵)$$

$$L_N^{(2)}(r,z) \equiv \sum_{n=0}^{N} c_n^{(N)}\ L_{n-1}^{(2)}\left(\frac{2r^2}{w_N^2(z)}\right)\ exp[-2in\varphi_N(z)] \quad (۶)$$

برخی از معادلات میدان به صورت زیر بدست می‌آید.

$$E_x = \left(ik - \frac{2\eta}{(ct_p)^2}\right) c\ f_{(\eta)}\ A_N\ L_N(r,z) - \left\{\frac{2}{w_N^2(z)}\left[-L_N(r,z) + 2L_N^{(2)}(r,z) + \frac{2x^2}{w_N^2(z)}\left(L_N(r,z) - 4L_N^{(1)}(r,z)\right)\right] - \frac{k^2x^2}{R_N^2(z)} L_N(r,z) + \frac{ik}{R_N(z)}\left(L_N(r,z) - \frac{4x^2}{w_N^2(z)}\left[L_N(r,z) - 2L_N^{(1)}(r,z)\right]\right)\right\} \frac{1}{ik - \frac{2\eta}{(ct_p)^2}}\ c\ f_{(\eta)}\ A_N(r,z,t) \quad (۷)$$

$$E_y = \frac{-1}{ik - \frac{2\eta}{(ct_p)^2}}\ c\ x\ y\ f_{(\eta)}\ A_N(r,z,t) \times \left\{\frac{4}{w_N^4(z)}\left(L_N(r,z) - 4L_N^{(1)}(r,z)\right) - \right. \quad (۸)$$

$$\frac{k^2}{R_N^2(z)} L_N(r,z) + \frac{4ik}{R_N(z) w_N^2(z)} \left(2L_N^{(1)}(r,z) - L_N(r,z)\right)\Big\}$$

برای بررسی دینامیک ذره از معادله نیوتن-لورنتس استفاده می‌کنیم. با توجه به مولفه‌های میدان که با محاسبات بدست می‌آوریم، سه مولفه تکانه الکترون را به وسیله معادله نیوتن-لورنتس $d\vec{P}/dt = -e(\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ به ترتیب به صورت معادلات زیر بیان می‌شوند:

$$\frac{dP_x}{dt} = e[E_x - v_z B_y] \qquad (۹)$$

$$\frac{dP_y}{dt} = e[E_y - v_z B_x] \qquad (۱۰)$$

$$\frac{dP_z}{dt} = e[v_x B_y - v_y B_x] \qquad (۱۱)$$

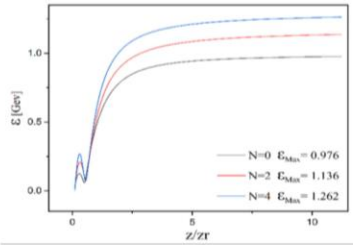
در کنار تکانه، برای انرژی نسبیتی داریم:

$$\gamma = \left(1 + \frac{P_x^2 + P_y^2 + P_z^2}{m^2 c^2}\right)^{1/2} \qquad (۱۲)$$

که در آن γ فاکتور لورنتس است.

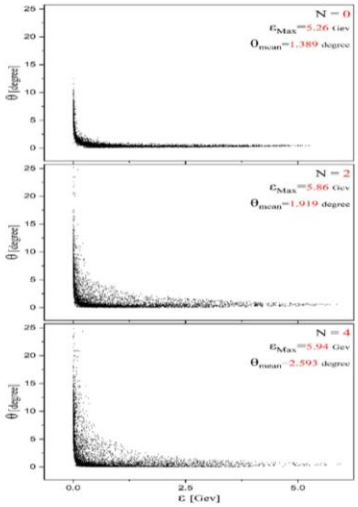
بحث و نتایج شبیه سازی

بعد از قرار دادن معادلات میدان در معادلات (۹) تا (۱۲) و حل عددی آن‌ها با استفاده از روش رانگ-کوتای مرتبه ۴، نتایج شبیه‌سازی شده بررسی شده‌اند. با توجه به این که مقادیر N یا همان تعداد باریکه‌های لاگر-گاوسی ترکیب شده، در جذب انرژی الکترون موثر است، شکل ۱، انرژی الکترون را برای سه حالت $N = 0,2,4$ و در یک نقطه مشخص مورد بررسی قرار داده است. در $N = 0$، باریکه گاوسی است و در باقیه موارد باریکه سطح‌صاف است و عدد N نشان‌دهنده تعداد باریکه‌های لاگر ترکیب شده است. همانطور که مشاهده شد، الکترون در این نقطه و در حالت $N = 0$، انرژی $0.976\ Gev$، در $N = 2$ انرژی $1.136\ Gev$ و برای $N = 4$ الکترون انرژی $1.262\ Gev$ گرفته است. الکترون در برهم‌کنش با باریکه گاوسی نسبت به باریکه سطح‌صاف، انرژی کمتری گرفته است و هر چقدر هم که تعداد باریکه‌های لاگر ترکیب‌شده بیشتر شود الکترون انرژی بیشتری می‌گیرد.



شکل۱: انرژی الکترون پس از برهم‌کنش با باریکه گاوسی $(N = 0)$ و باریکه سطح‌صاف $(N = 2,4)$

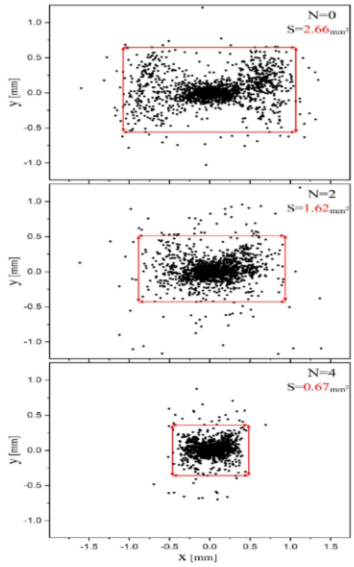
در ادامه بررسی دسته الکترونی به تعداد ۵۰۰۰ الکترون که در سطح عرضی $161\ \mu m^2$ و حجم $5160\ \mu m^3$ توزیع شده‌اند را به وسیله باریکه‌های مذکور شتاب می‌دهیم و توزیع زاویه‌ای و توزیع عرضی آن‌ها را مقایسه می‌کنیم.



شکل۲: انرژی و توزیع زاویه‌ای ۵۰۰۰ الکترون پس از برهم‌کنش با باریکه گاوسی $(N = 0)$ و باریکه سطح‌صاف $(N = 2,4)$

با افزایش N، چگالی انرژی پالس لیزر تغییر نمی‌کند و پروفایل شدت باریکه سطح‌صاف‌تر می‌شود و شرایط را برای ذرات بیشتری فراهم می‌کند که در کانال شتاب قرار بگیرند

و با پالس لیزر هم‌فاز شوند. در شکل ۲ مشاهده می‌شود، توزیع زاویه‌ای در باریکه گاوسی واگرایی کمتری نسبت به باریکه سطح‌صاف دارد و هرچقدر مرتبه N بیشتر می‌شود، توزیع زاویه‌ای واگرایی بیشتری دارد و هم‌چنین برخی الکترون‌ها انرژی بیشتری کسب می‌کنند. هدف این مقاله یافتن الکترون‌هایی است که می‌توانند علاوه بر کسب انرژی مناسب، در محدوده عرضی کوچکتری محصور شوند و در نتیجه باریکه الکترونی خروجی از کیفیت بالاتری هم از جنبه انرژی و هم از نظر پراکندگی عرضی برخوردار باشد. در شکل۳، پروفایل توزیع الکترون‌ها بعد از برهم‌کنش با لیزر در راستای x و y نشان داده شده است.



شکل۳: توزیع دوبعدی ۵۰۰۰ ذره پس از برهم‌کنش با باریکه استاندارد گاوسی ($N = 0$) و باریکه سطح‌صاف ($N = 2,4$)

مشاهده می‌شود، سطح مقطع توزیع فضایی در صفحه xy در باریکه سطح‌صاف نسبت به باریکه گاوسی فشرده‌تر است و هرچقدر مرتبه N بیشتر می‌شود، سطح مقطع آن نیز کمتر می‌شود. یکی از عامل‌های مهم برای سنجش کیفت باریکه الکترونی شتاب داده‌شده توزیع عرضی است که با توجه به داده‌هایی که بدست‌آورده‌ایم سطح مقطع توزیع فضایی در باریکه سطح‌صاف با $N = 4$، نسبت به باریکه گاوسی با $N = 0$، مقدار ۷۵ درصد کاهش داشته است که متوجه می‌شویم کیفیت باریکه افزایش پیدا کرده است. با توجه به شکل ۲ و ۳ با سطح‌صاف‌تر شدن باریکه همزمان شاهد کاهش توزیع عرضی و افزایش زاویه خروجی الکترون‌ها هستیم و می‌دانیم زاویه خروج الکترون‌ها به دو عامل شعاع عرضی و طول مسیر شتاب‌دهی بستگی دارد، متوجه می‌شویم که با افزایش N، طول مسیر شتاب دهی کاهش زیادی پیدا می‌کند که امری مطلوب برای ما است.

نتیجه‌گیری

نتایج شبیه‌سازی‌ها نشان داد که افزایش تعداد باریکه‌های لاگر-گاوسی (افزایش مقادیر N) موجب افزایش انرژی جذب شده توسط الکترون‌ها و کاهش سطح مقطع توزیع فضایی آن‌ها پس از برهم‌کنش با باریکه لیزر می‌شود. همچنین با وجود افزایش واگرایی زاویه‌ای در باریکه‌های سطح‌صاف نسبت به باریکه گاوسی، مشاهده شد که در شرایط بهینه، الکترون‌ها علاوه‌بر کسب انرژی بیشتر، در ناحیه عرضی فشرده‌تری محصور می‌شوند که این امر به بهبود کیفیت نهایی باریکه الکترونی از نظر یکنواختی انرژی و تمرکز فضایی منجر می‌گردد. به طور خاص، در حالت $N = 4$، علاوه بر بیشترین میزان انرژی کسب‌شده، شاهد کاهش قابل‌توجه ۷۵ درصدی در سطح مقطع توزیع الکترون‌ها نسبت به حالت گاوسی بودیم. این نتایج نشان می‌دهند که استفاده از باریکه‌های سطح‌صاف، گزینه‌ای کارآمد و برتر برای دستیابی به فشرده‌سازی مؤثرتر الکترون‌ها در ناحیه عرضی به شمار می‌آید.

مرجع‌ها

[1] edmundoptics.eu/knowledge-center, "Why Use a Flat Top Laser Beam? "
[2] W. Wang, P. X. Wang, Y. K. Ho (2007) "Vacuum electron acceleration and bunch compression by a flat-top laser beam"
[3] Gori F., *Opt. Commun.*, 107 (1994) 335.
[4] W. Wang, P. X. Wang, *Europhys. Lett.*, 73 (2), pp. 211–217 (2006) "Field description and electron acceleration of focused flattened Gaussian laser beams"

[5] Wang P. X. and Wang J. X., *Appl. Phys. Lett.*, 81 (2002) 4473.

Paper ID: P7-08

بررسی اثر پلاسمای رادیوفرکانسی در استریل سازی و رشد بذرگندم

امیراحسان وثوقی[۱*]، فاطمه بهارلونژاد[۱] ، محمدعلی محمدی[۱]
[۱] دانشجوی کارشناسی ارشد، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران
[۲] استادیار، دانشکده فیزیک،دانشگاه تبریز، تبریز، ایران
[۳] استاد، دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : amirehsanvosoughie@gmail.com

چکیده

بذرگندم از مهم ترین محصولات غذایی کشت شده در سراسر جهان است. گندم مورد حمله بیش از ۱۰۰ بیماری مختلف ناشی از عوامل بیماری زا و آفات مختلف قرار می‌گیرد. رشد تولید این محصول با توجه به افزایش جمعیت بسیار حائز اهمیت است. استفاده بیشاز حد از موادشیمیایی ممکن است میکروارگانیسم های موجود در خاک را از بین برده و با مرور زمان قارچکش‌ها به دلیل ایجاد مقاومت، اثربخشی خود را از دست دهند. پلاسمای سرد که آن‌را علم سبز می‌نامند یکی از روش هایی است که با مصرف هزینه انرژی پایین مورد توجه فعالان و گروه های پژوهشی قرارگرفته است. پلاسمای سرد زمان لازم برای پرایمینگ بذر را کاهش داده و سرعت جوانه زنی را افزایش می‌دهد. پلاسمای سرد نقش بسزایی در حذف و نابودی پاتوژن‌های قارچی دارد. سطوح بذر گندم را به مدت ۳۰ دقیقه تحت اعمال پلاسمای رادیوفرکانسی القائی قرار دادیم و نتایج نشالن داد که میزان جوانه زنی بذر تیمار شده افزایش یافته و پاتوژن‌های قارچی موجود در روی بذر گندم به صفر رسید.

کلید واژه: بذر، پلاسما، گندم.

Investigating the effect of radiofrequency plasma on wheat seed sterilization and growth

Amirehsan Vosoughie [1*], Fatemeh Baharlounezhad [1], Mohammad Ali Mohammadi [1]
1 Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran
*corresponding e-mail: Amirehsanvosoughie@gmail.com

Abstract

Wheat is one of the most important food crops cultivated worldwide. Wheat is attacked by more than 100 different diseases caused by various pathogens and pests.The growth of this crop production is very important due to the increase in population.Excessive use of chemicals may destroy microorganisms in the soil and over time fungicides lose their effectiveness due to the development of resistance.Cold plasma, which is called green science, is one of the methods that has attracted the attention of activists and research groups due to its low energy consumption. Cold plasma reduces the time required for seed priming and increases the speed of germination.Cold plasma plays a significant role in the removal and

destruction of fungal pathogens. We subjected wheat seed surfaces to induced radiofrequency plasma for 30 minutes, and the results showed that the germination rate of the treated seeds increased and the fungal pathogens present on the wheat seeds reached zero.

Keywords: Plasma, seed,wheat

مقدمه

گندم یکی از مهم ترین محصولات غذایی کشت شده در سراسر جهان است. گندم به تنهایی حدود ۲۰۵ کالری از کالری دریافتی انسان را تشکیل می‌دهد. سالانه این محصول در زمینی به مساحت ۲۱۹ میلیون هکتار کشت و بیش از ۷۶۰ میلیون تن محصول تولید می‌کند [۱]. گندم مورد حمله بیش از ۱۰۰ بیماری مختلف ناشی از عوامل بیماری زا و آفات مختلف قرار میگیرد و سالانه حدود ۲۱/۵٪ از تولید گندم در اثر این بیماری‌ها می‌رود [۲]. استراتژی های مدیریتی رایج که توسط کشاورزان به کارگرفته می‌شود شامل استفاده از گونه‌های مقاوم و کاربرد قارچکش‌ها می‌باشد. مواد شیمیایی متنوعی برای ریشه کردن یا محدود کردن رشد آفات و عوامل بیماری زا در دسترس هستند اما به مرور زمان به دلیل ایجاد مقاومت، قارچکش ها اثربخشی خود را از دست می‌دهند[۳]. دفع آفات از روی بذر گندم یک چالش برای گروه‌های تحقیقاتی به شمار می‌رود زیرا با افزایش جمعیت جهان نیاز مردم به این محصول بیشتر خواهد شد. از سموم شیمیایی که می‌توان جهت کنترل بیماری‌ها نام برد تبوکونازول، پروپیکونازول و آزوکسی استروبین می‌باشد [۴]. محدودیت استفاده از این نوع سموم به دلیل وجود اتیلن اکسید بوده که بشدت خاصیت سرطان زایی دارد. پلاسما به عنوان یک گاز یونیزه شبه خنثی با بالاترین حالت انرژی، نشان دهنده چهارمین حالت ماده پس از پس از جامدات، مایعات و گازها است. در پلاسمای غیر حرارتی (NTP) و یا سرد، یون‌ها و ذرات خنثی در مقایسه با الکترون‌ها دردمای بسیارپایین قراردارند. پلاسمای سرد که آن را علم سبز می‌نامند یکی از روش‌هایی است که با مصرف هزینه انرژی پایین، در حوزه کشاورزی مورد توجه قرارگرفته است[۵]. اولین مورد گزارش شده از کاربرد پلاسما روی بذرها در یک پتنت آمریکایی توسط کراپیوینا و همکارانش بود که در آن پلاسمای سرد فشاراتمسفری تولیدشده از مخلوطی از گازهای معدنی(هوای اتمسفری، اکسیژن و نیتروژن) به مدت ۵ تا ۳۰۰ ثانیه روی بذرهای سویا اعمال شد و جوانه زنی و رشد آن‌ها افزایش یافت [۶]. پرایمینگ بذر زمان لازم برای جوانه زنی را کاهش می‌دهد و بنیه بذر را بهبود می‌بخشد که منجربه عملکرد بالای محصول می‌شود. تیمارمستقیم بذرها با پلاسما شکل پوشش بذر را تغییر میدهد که منجربه القای جوانه زنی، بهبود مقاومت در برابر بیماری و رشدسریع می‌شود [۷]. یکی دیگر از مزایای پلاسمای این است که آزمایشات به طور معمول در دمای زیر ۶۰ °C بوده و این اثبات عدم تاثیر افزایش دما در نابودی قارچ است [۸]. با توجه به مزایای مذکور پلاسمای

سرد در زمینه کشاورزی و به طور خاص رشد جوانه زنی بذر گندم تحت تابش پلاسمای سرد رادیوفرکانسی (RF) القائی قرارگرفت تا اثر آن در میزان رشد جوانه زنی مورد بررسی قرارگیرد.

مواد و روش‌ها

مطابق شکل ۱ فرآیند تیمار، توسط پلاسمای Rf القائی فشارپایین با ترکیب گازهای آرگون و اکسیژن در فرکانس ۱۳/۵۶MHZ، توان ۵۰W و مدت زمان ۳۰ دقیقه انجام شد.

شکل۱.تیمار بذور گندم توسط پلاسمای RF القائی فشارپایین.

بحث

گونه‌های فعال داخل پلاسمای سردفشار اتمسفری مانند رادیکال‌های آزاد میتوانند دیواره سلولی و ساختارهای داخلی سلول‌های میکروبی را موردتخریب قرارداده و درنتیجه منجر به مرگ آن‌ها شوند[۹]. در یک آزمایش که بر روی بذرهای جینسینگ صورت گرفته بود ازپلاسمای سرد باترکیب گازهای Ar و O_2 استفاده شد و نتایج نشان داد که بذرهای تیمارشده با پلاسما در مقایسه با شاهدهای تیمارنشده سرعت جوانه زنی بالاتری نشان دادند و علاوه بر این تیمارپلاسما اثرات باکتری کشی و قارچکشی روی بذر جینسینگ نشان داده است [۱۰].

طبق آزمایشی که بر روی بذرهای گندم صورت گرفت، میزان جوانه زنی به مدت ۵ روز اندازه گیری گردید.

۴۸ ساعت	درصد جوانه زنی	میانگین ساقه	میانگین ریشه	شاخص ویگور
شاهد ۱	(5/6)*100 = 83.33	۱۷/۳۳	۳۳/۳۳	۴۲/۲۱
شاهد ۲	(6/6)*100 = 100	۲۲/۳۳	۳۷/۶۶	۵۹/۹۹
شاهد ۳	(5/6)*100 = 83.33	۱۵/۵	۲۵/۳۳	۳۴/۰۲
Rf 1	(5/6)*100 = 83.33	۱۸/۵	۲۷	۳۷/۹۱
Rf 2	(6/6)*100 = 100	۲۲/۱۶	۴۰/۱۶	۶۲/۳۲
Rf 3	(6/6)*100 = 100	۲۰/۶۶	۳۳	۵۳/۶۶

جدول۱. اندازه گیری جوانه زنی در ۴۸ ساعت اولیه

۷۲ساعت	درصد جوانه زنی	میانگین ساقه	میانگین ریشه	شاخص ویگور
شاهد ۱	(6/6)*100 = 100	۳۴	۴۶/۳۳	۸۰/۳۲
شاهد ۲	(6/6)*100 = 100	۴۲/۱۶	۵۷	۹۹/۶
شاهد ۳	(5/6)*100 = 83.33	۳۰/۳۳	۳۹/۱۶	۵۷/۹۰
Rf 1	(5/6)*100 = 83.33	۳۶	۳۹/۱۶	۶۲/۶۳
Rf 2	(6/6)*100 = 100	۵۱/۳۳	۴۶	۹۷/۳۳
Rf 3	(6/6)*100 = 100	۴۷	۴۷/۸۳	۹۴/۸۳

جدول۲. اندازه گیری جوانه زنی در ۷۲ ساعت اولیه

۱۲۰ساعت	درصد جوانه زنی	میانگین ساقه	میانگین ریشه	شاخص ویگور
شاهد ۱	(6/6)*100 = 100	۶۱/۳۳	۶۵	۱۲۶/۳۳
شاهد ۲	(6/6)*100 = 100	۷۸/۱۶	۷۹/۸۳	۱۵۷/۱۱
شاهد ۳	(5/6)*100=83.33	۶۰/۱۶	۵۴/۳۳	۹۵/۴۰
Rf 1	(5/6)*100= 83.33	۴۷/۵	۴۸/۳۳	۷۹/۸۶
Rf 2	(6/6)*100 = 100	۹۹/۸۳	۷۲/۸۳	۱۷۲/۶۶
Rf 3	(6/6)*100 = 100	۷۸/۶۶	۶۴/۳۳	۱۴۲

جدول۳. اندازه گیری جوانه زنی در ۱۲۰ ساعت اولیه

نتیجه‌گیری

با توجه به نتایج بدست آمده و اندازه گیری شاخص ویگور، م شخص گردید بذرگندم تیمار شده تو سط پلا سمای سرد میزان جوانه زنی بیشتری نسبت به بذر شاهد دارد.

مرجع‌ها

[1] Singh, J, Chhabra, B, Raza, A, et al, (2023), important wheat diseases in the US and their management in the 21 st century, Sec crop and product physiology, 13, 1010191.
[2] Savary, S., Willocquet, L., Pethybridge, S. J., Esker, P., McRoberts, N., and Nelson, A. (2019). The global burden of pathogens and pests on major food crops.Nat. Ecol. Evol. 3, 430–439.
[3] Pereira, D., McDonald, B. A., and Croll, D. (2020). The genetic architecture of emerging fungicide resistance in populations of a global wheat pathogen. Genome Biol. Evol. 12, 2231–2244.
[4] Gardener, BBM, Fravel, DR (2002) Biological control of plant pathogens research ,commercialization and application in the USA. Plant Health Progress, 3(۱).
[5] Randeniya, LK, de Groot, GJJB (2015) Non-thermal plasma treatment of agricultural seedsfor stimulation of germination, removal of surface contamination and other benefits: a review.Plasma Prcesses And Polymers, 12(7), 608-623.
[6] Krapivinia,S.A. Filipov, A,K, Levitskaya, T.N.(1994). A gas plasma treatment of plant seeds. U.S. Patent .US 5281315.
[7] Rasooli, Z.; Barzin, G.; Mahabadi, T.D.; Entezari, M. Stimulating Effects of Cold Plasma Seed Priming on Germination andSeedling Growth of Cumin Plant. South Afr. J. Bot. 2021, 142, 106–113.
[8] Lee, K, Paek, KH, Ju, WT, Lee, Y (2006) Sterilization of bacteria, yeast, and bacterial endospores by atmospheric-pressure cold plasma using helium and oxygen. The journal ofmicrobiology, 44(3), 269-75.
[9] Mc grath, M.T, Events, K. (2018), ngicide resistance management guidelines for Cucurbit downy and powdery mildew control in the mid atlantic and northeast regions of the united states. Plant health progress, 19(1).
[10] Lee,Y, Lee,Y,Kim.Y.S, Balaraju,K, Mook.Y, (2020), Enhancement of seed germination and microbial disinfection on ginseng by cold plasma treatment, journal of ginseng research 45(4).

Paper ID: P8-07

بررسی اثر ولتاژ و زمان پردازش پلاسمای DBD بر کاهش بقایای آموکسی‌سیلین شیر پاستوریزه

مهناز عبدالهی درگاه[۱]، محمد احمدی[۱]، فهیمه رضازاده آذری[۱] ، نیره عبداللهی قهی[۱]، محبوبه آقابابایی[۱]، مهدیه بختیاری رمضانی[۱]، سیده زهره آقامیری[۱]، مجید داوودیان[۱]، نرگس بیگ‌محمدی [۱*]

۱- پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، تهران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : n.bm.17p@gmail.com

چکیده

باقی‌مانده آنتی‌بیوتیک‌ها در شیر پاستوریزه یکی از چالش‌های مهم در حوزه ایمنی غذایی و سلامت عمومی محسوب می‌شود. حضور این ترکیبات دارویی می‌تواند منجر به بروز مقاومت‌های میکروبی و اختلال در فرآیندهای صنعتی مانند تخمیر شود. در این مطالعه، اثر فناوری نوین پلاسمای سرد اتمسفری به‌عنوان فناوری مؤثر، ایمن و دوستدار محیط زیست، بر کاهش سطح آموکسی‌سیلین در شیر پاستوریزه بررسی گردید. نمونه‌های شیر آلوده به مقادیر مشخصی از آموکسی‌سیلین تحت تیمار پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک در ولتاژها و زمان‌های مختلف قرار گرفتند. نتایج نشان داد که تیمار پلاسما به‌طور معناداری باعث کاهش غلظت آنتی‌بیوتیک‌ها شده و اثر آن تابع مدت زمان تابش پلاسما است. این کاهش در برخی سطوح تیمار بیش از ٪۵۰ گزارش گردید. همچنین در غلظت‌های بالاتر آنتی‌بیوتیک، عملکرد موثرتری از تیمار پلاسمایی در حذف آن در شیر ایجاد شد.

کلیدواژه: پلاسمای سرد اتمسفری، شیر پاستوریزه، آنتی‌بیوتیک

Investigation of the Effect of Voltage and Processing Time of DBD Plasma on the Reduction of Amoxicillin Residues in Pasteurized Milk

Mahnaz Abdollahi Dargah[1], Mohammad Ahmadi[1], Fahimeh Rezazadeh Azari[1], Nayereh Abdollahi Ghahi[1], Mahbubeh Aghababaei[1], Mahdieh Bakhtiari Ramazani[1], Seyyedeh Zohreh Aghamiri[1], Majid Davoudian[1], Narges Beigmohammadi[1]*

1- Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Atomic Energy Organization of Iran, Tehran
*corresponding e-mail: **n.bm.17p@gmail.com**

Abstract

Residual antibiotics in pasteurized milk are considered one of the major challenges in the field of food safety and public health. The presence of these pharmaceutical compounds can lead to the development of microbial resistance and interfere with industrial processes such as fermentation. In this study, the effect of the novel atmospheric cold plasma technology as an effective, safe, and environmentally friendly method—on the reduction of amoxicillin levels in pasteurized milk was investigated. Milk samples contaminated with known concentrations of amoxicillin were treated using dielectric barrier discharge plasma at different voltages and treatment times. The results showed that plasma treatment significantly reduced antibiotic concentrations, and the extent of reduction was dependent on the duration of plasma exposure. In some treatment conditions, more than 50% reduction was observed. Moreover, at higher antibiotic concentrations, plasma treatment demonstrated more effective performance in removing it from milk.

Keywords: Atmospheric Cold Plasma, Pasteurized Milk, Antibiotic

مقدمه

افزایش مصرف آنتی‌بیوتیک‌ها در دامداری صنعتی به منظور پیشگیری و درمان بیماری‌های عفونی، منجر به حضور باقی‌مانده این ترکیبات در محصولات دامی، به‌ویژه شیر، شده‌است. باقی‌مانده آنتی‌بیوتیک‌ها در محصولات لبنی یکی از چالش‌های اصلی ایمنی غذایی است که می‌تواند سبب ایجاد مقاومت میکروبی، آلرژی و اختلالات متابولیکی شود[۱]. روش‌های مرسوم مانند حرارت‌دهی و تخمیر نتوانسته‌اند حضور این ترکیبات را به طور کامل حذف کنند.

در روش‌های دیگری مانند ازوناسیون به‌عنوان یک فرآیند اکسیداسیون پیشرفته برای حذف آنتی‌بیوتیک‌ها از شیر حذف چهار نوع آنتی‌بیوتیک شامل سفتیوفور هیدروکلراید (CEF)، سولفامونومتوکسین سدیم (SMM)، ماربوفلوکساسین (MAR) و اکسی‌تتراسایکلین (OTC) در راکتور گردابی[1] بررسی شده است. طبق نتایج، پس از ۲۰ تا ۴۰ دقیقه ازوناسیون، غلظت باقی‌مانده آنتی‌بیوتیک‌ها به حداقل مقدار خود مطابق با استانداردهای کمیسیون اروپا رسید. در پژوهشی دیگر اولترافیلتراسیون به‌عنوان روشی فیزیکی برای حذف بقایای آنتی‌بیوتیک از شیر مورد استفاده قرار گرفته‌است[۲]. در مطالعه آنها، پنی‌سیلین که به شیر خام اضافه شده، با استفاده از ترکیبی از اولترافیلتراسیون و شست‌وشوی نفوذپذیر، این آنتی‌بیوتیک به سطوح غیرقابل تشخیص کاهش یافت. بطور کلی از آنجایی که شیر یک ترکیب زیستی و حساس به دماست، بنابراین توسعه فن‌آوری‌های غیرحرارتی در کاهش بار میکروبی و همچنین محتوی آنتی‌بیوتیک شیر مورد توجه واقع شده‌اند[۳]. در همین راستا، پلاسمای غیر حرارتی چشم‌انداز روشنی در کاربردهای آینده صنایع غذایی دارد. ازاین‌رو، حذف یا کاهش مؤثر این ترکیبات از شیر یکی از اولویت‌های صنایع غذایی و نهادهای نظارتی محسوب می‌شود. در سال‌های اخیر، فناوری پلاسما به‌ویژه «پلاسمای سرد اتمسفری» به‌عنوان روشی نوین و غیرحرارتی برای غیرفعال‌سازی میکروارگانیسم‌ها و تخریب ترکیبات آلی مورد توجه قرار گرفته است[۴]. پلاسما حالتی از ماده با غلظت بالای گونه‌های فعال شیمیایی و فیزیکی (نظیر یون‌ها، الکترون‌ها، رادیکال‌ها و اشعه UV) است که می‌تواند ساختار شیمیایی بسیاری از آلاینده‌ها از جمله آنتی‌بیوتیک‌ها را تخریب کند[۵]. مطالعات اخیر نشان داده‌اند که ACP می‌تواند به‌طور مؤثری باقی‌مانده آنتی‌بیوتیک‌ها را در محیط‌های مختلف کاهش دهد. به عنوان مثال، پژوهشی توسط

[1] Vortex

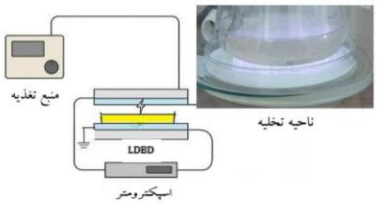
محروقی و همکاران نشان داد که استفاده از ACP با ولتاژ کمتر از ۸ کیلوولت و زمان تیمار کمتر از ۱۰ دقیقه می‌تواند به کاهش قابل توجهی در سطح آنتی‌بیوتیک enrofloxacinدر شیر منجر شود [۶]. همچنین، Abbas و همکاران گزارش کردند که تیمار شیر با پلاسمای سرد منجر به کاهش معنادار آلودگی میکروبی و بهبود پایداری اکسیداتیو می‌شود[۷].

با توجه به این یافته‌ها، هدف از مطالعه حاضر، بررسی اثر پارامترهای مختلف تیمار پلاسمای سرد (از جمله ولتاژ و زمان) بر کاهش باقی‌مانده آنتی‌بیوتیک‌ها در شیر پاستوریزه و با غلظت‌های مختلف است. نتایج این تحقیق می‌تواند در راستای ارتقاء ایمنی غذایی و توسعه فناوری‌های سبز در صنایع لبنی مورد استفاده قرار گیرد.

تیمار در ولتاژهای ۷، ۱۰، ۱۲ و۱۵ کیلوولت و زمان‌های ۷ و ۱۵ دقیقه صورت‌گرفته‌است. سنجش غلظت باقی‌مانده آنتی‌بیوتیک به‌وسیله کروماتوگرافی مایع با کارایی بالا (HPLC)[2] و طیف‌سنجی پلاسمای سرد نیز با استفاده از اسپکتروسکوپی نشرنوری[۳] (OES) انجام‌شده‌است.

مواد و روش‌ها

در این پژوهش برای پردازش پلاسمای سرد فشار اتمسفری، از ۵۰ mL شیر پاستوریزه کم‌چرب دامداران حاوی ppm ۱۰۰ آنتی‌بیوتیک آموکسی‌سیلین در شرایط محیطی استفاده‌شده‌است. ساختار مورداستفاده در این پژوهش DBD با الکترود مایع است. در این ساختار به‌جای شار هوا از آب برای خنک‌سازی استفاده می‌شود. به این ترتیب که از محفظه شیشه‌ای حاوی آب شهری(از جنس پیرکس) به‌عنوان الکترود ولتاژ بالا بهره‌برده‌می‌شود. ظرف حاوی شیر هم خود به‌عنوان دی‌الکتریک بر روی ظرف آب که به الکترود زمین متصل است، قرارداده می‌شود(شکل۱). ضخامت دی‌الکتریک ۲میلیمتر و شکاف ناحیه تخلیه الکتریکی برابر ۶میلیمتر (فاصله از سطح شیر تا دی‌الکتریک) انتخاب گردید. به‌همین دلیل این ساختار LDBD[4] نامیده‌شد.



شکل ۱. چیدمان سامانه پلاسمای LDBD

مشخصات پلاسمای DBD مانند گونه‌های فعال و رادیکال-های آزاد به کمک طیف‌سنج v900 شرکت فناوران فیزیک نور ایران با دقت ۰/۷ نانومتر و در بازه طول موجی ۱۰۰۰-۲۰۰ نانومتر انجام شد. فاصله پروب تا ناحیه تخلیه پلاسما، حدوداً ۱ سانتی‌متر در نظرگرفته‌شد.

نتایج و بحث

نتایج آزمون کیفیت مانند چربی، پروتئین، دانسیته، قند شیر، ماده خشک و pH برای نمونه‌های شاهد یا کنترل شیر بدون آنتی‌بیوتیک (S_0) و شیر حاوی آنتی‌بیوتیک، تیمارشده به مدت ۱۵ دقیقه (S_1) در جدول ۱ آورده شده‌است. روش آزمون در جدول مذکور EKO-Milk و واحدها برحسب درصد می‌باشند. با توجه به تغییرات دانسیته در جدول، میزان تبخیر آب حدود ۲۱ درصد است.

جدول ۱. آزمون کیفیت شیر (نمونه شاهدS_0 و نمونه تحت تیمارS_1)

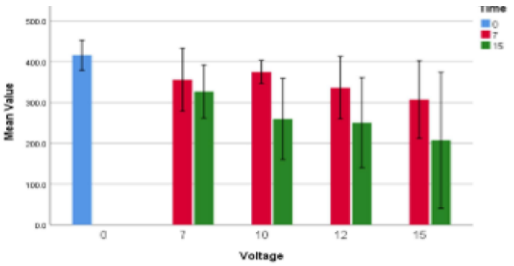
عنوان آزمون	S_0	S_1
چربی	1.27	1.18
پروتئین	3.12	3.84
ماده خشک	8.67	10.3
قند شیر	4.76	5.76
دانسیته	31.66	38.72
pH	6.53	6.24

[2] High Performance Liquid Chromatography
[3] Optical Emission Spectroscopy
[4] Liquied Dielectric Barier Discharge

در شکل ۲ بر اساس نمودار میله‌ای میانگین بر حسب ولتاژ و زمان تیمار با پلاسما، اثرات مستقل و متقابل ولتاژ و زمان بر کاهش مقدار ماده آموکسی‌سیلین قابل مشاهده است. در این نمودار، ولتاژ در پنج سطح (۰، ۷، ۱۰، ۱۲ و ۱۵کیلوولت) و زمان در سه سطح (۰، ۷ و ۱۵ دقیقه) مورد بررسی قرارگرفتند. غلظت ماده آنتی‌بیوتیک در هر یک از این سطوح با سه بار تکرار اندازه‌گیری شده‌است. به‌منظور بررسی اثر ولتاژ و زمان تابش پلاسما بر حذف آموکسی-سیلین از شیر، آزمون تحلیل واریانس انجام شد. نتایج این تحلیل در نمودار ستونی با میله‌های خطای ۹۵ درصد نمایش داده شد. با اعمال پلاسما، در برخی سطوح ولتاژ و زمان، کاهش قابل ملاحظه‌ای در مقدار میانگین مشاهده شد. به‌طور خاص، در ولتاژهای بالا (۱۲ و ۱۵کیلوولت) و زمان طولانی‌تر (۱۵ دقیقه)، کاهش میانگین مقدار بسیار چشمگیر بود، به‌طوری‌که در برخی موارد مقدار میانگین به کمتر از نصف مقدار شاهد رسید.

نتایج آزمون ANOVA در جدول ۲ نشان داد که اثر زمان به‌طور معناداری بر متغیر وابسته تأثیرگذار است (p=۰/۰۲۱). همان‌طور که در شکل ۲ مشاهده می‌شود، در تمامی سطوح ولتاژ، با افزایش زمان تابش از ۰ به ۱۵ دقیقه، مقدار آموکسی‌سیلین کاهش یافته است. کاهش مقدار در زمان ۱۵ دقیقه نسبت به زمان ۰ (نمونه شاهد) به‌طور معناداری مشاهده شد. این یافته‌ها با نتایج آزمون چندمقایسه‌ای توکی[5] نیز مطابقت داشت؛ به‌طوری‌که تنها تفاوت بین زمان‌های ۰ و ۱۵ دقیقه از لحاظ آماری معنادار گزارش شد. گرچه روندی نزولی در میانگین مقدار متغیر با افزایش ولتاژ مشاهده شد، اما به دلیل هم‌پوشانی زیاد در میله‌های خطای ۹۵ درصد، نمی‌توان اختلاف‌ها را از نظر آماری معنادار دانست.

[5] Tukey HSD



شکل ۲. میانگین غلظت آموکسی‌سیلین با سه بار تکرار در تیمار پلاسمایی شیر پاستوریزه آلوده به ۱۰۰ ppm آموکسی‌سیلین به ترتیب در زمان‌های ۰، ۷ و ۱۵ دقیقه و در ولتاژهای ۰، ۷، ۱۰، ۱۲ و ۱۵ kV.

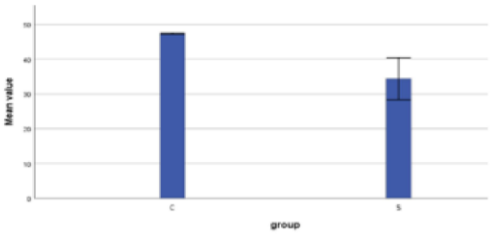
جدول ۲. نتایج تجزیه واریانس تأثیر پلاسمادهی

PARAMETERS	Sig.	ANOVA
Voltage level (V)	0.339	ns
Plasma exposure time (T)	0.021	*
V×T	0.802	ns

ns به معنی عدم اختلاف معنی‌دار، * به معنی اختلاف معنی‌دار در سطح احتمال ۵ درصد

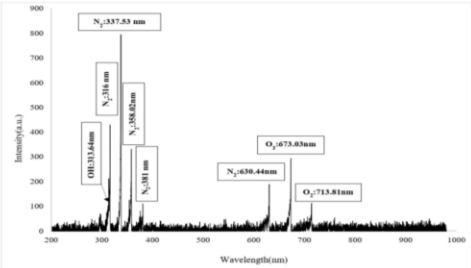
با توجه به نتایج به‌دست آمده از میزان کاهش آموکسی-سیلین در شکل ۲ و با توجه به حفظ کیفیت شیر، ولتاژ و زمان بهینه برای تیمار پلاسما به‌ترتیب ۱۰ kV و ۱۵ دقیقه انتخاب گردید و در این شرایط اثر تیمار پلاسمایی روی شیر آلوده به آموکسی‌سیلین با غلظت ۲۰ ppm بررسی شد. در شکل ۳ مشاهده می‌شود که میانگین غلظت آموکسی‌سیلین در گروه کنترل (C) به‌طور معناداری بالاتر از S است. می‌توان نتیجه گرفت که تیمار پلاسمایی مورد استفاده در S باعث کاهش معنی‌دار غلظت آموکسی‌سیلین شده است. از مقایسه دو نمودار در شکل‌های ۲ و ۳ می‌توان نتیجه گرفت که با تیمار پلاسمایی در ولتاژ ۱۰ kV و زمان ۱۵ دقیقه، درصد کاهش میانگین غلظت آموکسی‌سیلین با غلظت اولیه ۱۰۰ ppm و ۲۰ به ترتیب ۳۷/۶٪ و ۲۷/۴٪ است. بنابراین اثر تیمار پلاسما بر کاهش غلظت آموکسی‌سیلین وابسته به غلظت اولیه آن بوده، به‌طوری‌که در غلظت اولیه بالاتر (۱۰۰ppm) میزان کاهش بیشتری نسبت به غلظت اولیه پایین‌تر (۲۰ppm) مشاهده شد. این امر حاکی از آن است

که در شرایط آزمایش‌شده، پلاسما عملکرد موثرتری در غلظت‌های بالای آلودگی دارد، که احتمالاً به دلیل فراوانی بیشتر مولکول‌های هدف برای واکنش با گونه‌های فعال پلاسما است. در غلظت‌های بالاتر، احتمال وقوع واکنش‌های اکسیداسیون و تخریب مولکول‌ها در واحد زمان بیشتر است، چرا که مواد هدف بیشتری وجود دارد.

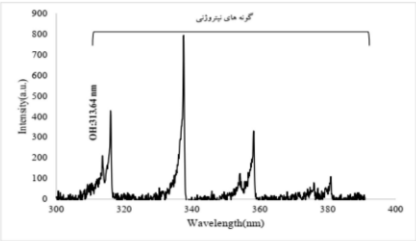


شکل ۳. C و S سطح زیر نمودار مربوط به میانگین غلظت آموکسی‌سیلین در تیمار پلاسمایی شیر پاستوریزه آلوده به ۲۰ ppm آموکسی‌سیلین به ترتیب در زمان های ۰ و ۱۵ دقیقه با ۳ بار تکرار در ولتاژ ۱۰kV

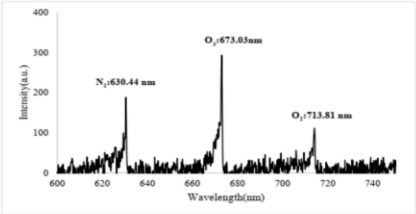
طیف اندازه‌گیری‌شده در ولتاژ انتخابی ۱۰ کیلوولت، توسط طیف‌سنج نشر نوری در شکل ۴ نشان داده‌شده‌است. در قسمت های الف و ب شکل مذکور جهت وضوح و تفکیک خطوط طیفی، پهنای خط نمودار در حالت حداقل قرار دارد. در طیف خروجی، اجزای پلاسما شامل گونه‌های فعال اکسیژنی و نیتروژنی ROS و RNS مانند N_2،O_3،O_2 و رادیکال هیدروکسیل OH در بازه‌های طول موجی مختلف مشاهده گردید. رادیکال OH در طول موج ۳۱۳/۶۴ نانومتر[۸و۹]، گونه‌های فعال نیتروژنی (N_2) در طول‌موج‌های ۳۱۶، ۳۳۷/۵۳ و ۳۵۸/۰۲ نانومتر [۱۰و۱۱] و همچنین طول‌موج‌های ۳۸۱ و ۶۳۰/۴۴ نانومتر [۱۲] و گونه‌های فعال اکسیژنی(O_2, O_3) در طول‌موج‌های ۶۷۳/۰۳ و ۷۱۳/۸۱ نانومتر[۱۱] تشکیل گردید. با توجه به نتایج طیف‌سنجی، مولکول‌های نیتروژنی و اکسیژنی نقش اساسی در تولید گونه‌های فعال ایفا می‌کنند که در تخریب آنتی‌بیوتیک‌ها مؤثر هستند. اگرچه این گونه‌ها خود در شرایط عادی واکنش‌پذیری کمی دارد، اما در محیط پلاسما به‌واسطه انرژی بالای الکترون‌ها و برخوردهای یونی و الکترونی، وارد واکنش‌های فعال‌شده و منشأ تشکیل RNS و ROS می‌شوند[۱۳].



شکل ۴. طیف نشرنوری DBD در هوا محدوده طول موجی ۲۰۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر

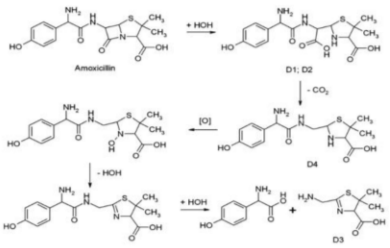


شکل ۴ الف. طیف نشر نوری DBD در هوا در محدوده طول موجی ۳۰۰ تا ۳۸۰ نانومتر با حضور گونه‌های نیتروژنی و رادیکال هیدروکسیل OH



شکل ۴ ب. طیف نشر نوری DBD در هوا در محدوده طول موجی ۶۰۰ تا ۷۴۰ نانومتر با حضور گونه‌های نیتروژنی و اکسیژنی

پلاسمای سرد، در مایع و در سطح مشترک گاز- مایع، فرآیندهای فیزیکی و شیمیایی زیادی را ایجاد می‌کند که می‌تواند روی اجزای شیمیایی و زیستی محیط اثر بگذارد. مکانیزم اصلی تخریب پلاسما- شیمی، ناشی از فرآیندهای اکسیداسیون است که به‌وسیله رادیکال OH، ازن و پراکسید هیدروژن آغاز می‌شود. در تخلیه‌ی فاز گاز با سطح مشترک مایع - گاز در اتمسفر هوا، گونه‌های فعال حاوی نیتروژن نیز می‌توانند در واکنش‌های پلاسما- شیمی شرکت کنند. بیشترین گونه‌های اولیه رادیکال‌های OH, H, O و NO هستند. این گونه‌ها در واکنش با دیگر گونه‌های اولیه یا با محیط اطراف گاز و مایع می‌توانند گونه‌های فعال حاوی اکسیژن یا نیتروژن تولید کنند $(H_2O_2, NO_x, O_3, HNO_3, ONOOH, ONOO-)$ یا می‌توانند با مولکول‌های آلی برهم‌کنش کنند. مسیر تخریب آموکسی- سیلین تحت پردازش پلاسمای غیرحرارتی در شکل ۵ نشان داده شده است[۱۴و۱۵].



شکل ۵ . مسیر تخریب آموکسی‌سیلین با استفاده از پلاسمای سرد

همچنین پلاسمای سرد از طریق تولید گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن موجب تغییرات ساختاری و شیمیایی در پروتئین‌های شیر شده و با اسیدهای آمینه حساس واکنش داده و باعث اکسیداسیون، شکستن یا بازآرایی پیوندها می‌گردند. در نتیجه، ساختار دوم و سوم پروتئین‌ها دچار دناتوراسیون جزئی می‌شوند. علاوه بر این، تشکیل و بازآرایی پیوندهای دی‌سولفید، تجمع یا تغییر در توزیع پروتئین‌ها را به دنبال دارد. این تغییرات در مواردی افت ارزش تغذیه‌ای شوند[۱۶].

نتیجه‌گیری

پلاسمای سرد اتمسفری روشی مؤثر، غیرحرارتی و سازگار با محیط‌زیست برای کاهش باقی‌مانده آنتی‌بیوتیک‌ها در شیر پاستوریزه است. استفاده از این فناوری می‌تواند به افزایش ایمنی شیر، کاهش خطر مقاومت میکروبی و ارتقاء کیفیت فرآورده‌های لبنی کمک کند. به‌طور کلی نتایج حاصل از این مطالعه نشان داد که زمان تابش پلاسما عامل تعیین‌کننده و مؤثری بر کاهش مقدار آنتی‌بیوتیک است، در حالی‌که ولتاژ و اثر متقابل آن با زمان تأثیر معناداری نداشتند. این یافته می‌تواند بیانگر آن باشد که مدت‌زمان تابش پلاسما نقش مهم‌تری نسبت به شدت آن (ولتاژ) در فرآیند تأثیرگذاری بر کاهش میزان آنتی‌بیوتیک ایفا می‌کند. این کاهش در برخی سطوح تیمار بیش از ۵۰٪ گزارش گردید. پس از انتخاب ولتاژ کاری مطلوب، اثر غلظت اولیه آموکسی‌سیلین روی تیمار شیر با پلاسما بررسی گردید. در این شرایط، مشاهده گردید که هرچه غلظت اولیه آموکسی‌سیلین بالاتر باشد، میزان کاهش آن نیز بیشتر خواهد بود. همچنین تاثیر چشمگیری از تابش پلاسما بر کیفیت شیر شامل پروتئین، قند، چربی، pH و ... مشاهده نگردید. بنابراین پلاسما حداقل تاثیرات ممکن بر روی کیفیت و سلامت شیر را دارا می‌باشد. در ادامه می‌توان به منظور توسعه پژوهش با تغییر نوع آنتی‌بیوتیک به عنوان مثال تتراسایکیلین و سامانه پلاسمایی به نتایج تکمیلی دست یافت.

مرجع‌ها

[1] IKemper, N. (2008). Veterinary antibiotics in the aquatic and terrestrial environment. *Ecological Indicators*, 8(1), 1–13.

[2] Kosikowski, F.V. and Jimenez-Flores, R., (1985). Removal of penicillin G from contaminated milk by ultrafiltration. *Journal of Dairy Science*, 68(12), 3224-3233.

[3] Amaral, G.V., Silva, E.K., Cavalcanti, R.N., Cappato, L.P. "Guimaraes, J.T., Alvarenga, V.O., Esmerino, E.A., Portela, J.B., Sant'Ana, A.S., Freitas, M.Q. and Silva, M.C. (2017). Dairy processing using supercritical carbon dioxide technology: Theoretical fundamentals, quality and safety aspects. *Trends in Food Science & Technology*, 64, 94-101.

[4] Misra, N. N., et al. (2011). Cold plasma in food processing: Design, application and implications. *Trends in Food Science & Technology*, 22(9), 393–404.

[5] Magureanu, M., Piroi, D., Mandache, N. B., David, V., Medvedovici, A., Bradu, C., & Parvulescu, V. I. (2011). Degradation of antibiotics in water by non-thermal plasma treatment. Water research, 45(11), 3407-3416.

[6] Mehraghi, M., & Jafari, K. (2025). Utilization of atmospheric cold plasma technology to reduce antibiotic and microbial load in discarded milk. *Journal of Ruminant Research*, 13(1), 95-106.

[7] Abbas, H. M., Altamim, E. A., Salama, M., Fouad, M. T., & Zahran, H. A. (2024). Cold Plasma Technology: A Sustainable Approach to Milk Preservation by Reducing Pathogens and Enhancing Oxidative Stability. Sustainability, 16(20), 8754.

[8] Udachin, V., & Dahle, S. (2025). Dielectric barrier discharge air plasma as a comprehensive disinfection approach to E. coli and S. aureus biofilm management. *Physica Scripta*, 100(2), 025015.

[9] Qusnudin, A., Kusumandari, K., & Saraswati, T. E. (2021, February). OH radical intensity of dielectric barrier discharge (DBD) plasma measured by optical emission spectroscopy (OES). *In Journal of Physics: Conference Series* (Vol. 1825, No. 1, p. 012072). IOP Publishing.

[10] Shao, T., Yu, Y., Zhang, C., Jiang, H., Yan, P., & Zhou, Y. (2011). Generation of atmospheric pressure plasma by repetitive nanosecond pulses in air using water electrodes. *Plasma Science and Technology*, 13(6), 735.

[11] Attri, P., Tochikubo, F., Park, J. H., Choi, E. H., Koga, K., & Shiratani, M. (2018). Impact of Gamma rays and DBD plasma treatments on wastewater treatment. *Scientific reports*, 8(1), 2926.

[12] Lim, J. S., Kim, D., Ki, S., Mumtaz, S., Shaik, A. M., Han, I., ... & Choi, E. H. (2023). Characteristics of a rollable dielectric barrier discharge plasma and its effects on spinach-seed germination. *International Journal of Molecular Sciences*, 24(5), 4638.

[13] https://www.nist.gov/pml/atomic-spectra-database

[14] Lukes, P., Locke, B.R., Brisset, J. L. (2012). Aqueous-phase chemistry of electrical discharge plasma in water and in gas-liquid environments, in Plasma Chemistry and Catalysis in Gases and Liquids, *Wiley-VCH: Weinheim*, 243-30.

[15] Magureanu, M., Piroi, D., Mandache, N.B., David, V., Medvedovici, A., Bradu, C. and Parvulescu, V. I. (2011). Degradation of antibiotics in water by non-thermal plasma treatment, *Water research*, 45(11), 3407-3416.

[16] Nikmaram, N. and Keener, K.M., (2022). The effects of cold plasma technology on physical, nutritional, and sensory properties of milk and milk products. *Food Research International*, 156, p.111185.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P7-11

ارزیابی کارایی پلاسمای سرد در تصفیهٔ پساب شهری

مطهره منفردی[۱] و حمیدرضا قمی مرزدشتی[۱و*]
۱ پژوهشکدهٔ لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: h-gmdashty@sbu.ac.ir

چکیده

افزایش جمعیت و گسترش فعالیت‌های شهری و صنعتی منجر به تولید حجم بالایی از فاضلاب شده است که مدیریت و تصفیهٔ مؤثر آن برای حفاظت از سلامت عمومی و پایداری محیط زیست اهمیت ویژه‌ای دارد. در این پژوهش، کارایی دو فناوری نوین، یعنی پلاسمای قوس الکتریکی و ازن‌زنی، به‌صورت جداگانه و ترکیبی در تصفیهٔ فاضلاب شهری مورد بررسی قرار گرفت. در فرآیند پلاسما، قوس الکتریکی بین دو الکترود منجر به یونیزاسیون گاز و تولید گونه‌های فعال اکسیدکننده نظیر•OH ، O و O_3 شد که در کاهش BOD ، COD، رنگ و بو و همچنین نابودی میکروارگانیسم‌های شاخص نقش مؤثری داشتند. در روش ازن‌زنی نیز ازن به‌طور درجا تولید و به پساب تزریق گردید و با ترکیبات آلی و میکروبی واکنش داد. نتایج نشان داد هر یک از این فناوری‌ها به‌تنهایی موجب بهبود کیفیت پساب شدند، اما استفاده ترکیبی از آن‌ها به دلیل اثر هم‌افزایی منجر به بیشترین کاهش در آلاینده‌های شیمیایی و زیستی گردید. بر این اساس، ترکیب پلاسمای قوس و ازن‌زنی می‌تواند به‌عنوان یک رویکرد کارآمد، سریع، بدون نیاز به مواد شیمیایی و با حداقل تولید پسماند، جایگزینی مناسب برای روش‌های سنتی تصفیهٔ فاضلاب شهری و صنعتی باشد.

کلیدواژه: تصفیهٔ پساب، فناوری پلاسمای سرد، فرآیندهای اکسیداسیون پیشرفته.

Evaluation of Cold Plasma Efficiency in Municipal Wastewater Treatment

Motahare Monfaredi [1] and Hamidreza Ghomi Marzdashti [1,*]
1 Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
*corresponding e-mail: h-gmdashty@sbu.ac.ir

Abstract

The rapid growth of population and expansion of urban and industrial activities have led to the generation of large volumes of wastewater, making its proper management and treatment crucial for safeguarding public health and ensuring environmental sustainability. In this study, the efficiency of two advanced technologies—arc plasma and ozonation—was investigated individually and in combination for the treatment of municipal wastewater. In the plasma process, an electrical arc between two electrodes caused gas ionization and generated reactive oxidizing species such as •OH, O, and O_3, which played a significant role in reducing BOD, COD, color, odor, and inactivating pathogenic microorganisms. In the ozonation process, ozone was produced in situ and injected into the wastewater, where it reacted with organic and microbial contaminants. The results showed that each technology alone improved wastewater quality; however, their combined application produced the greatest reduction in chemical and biological pollutants due to synergistic effects. Therefore, the integration of arc plasma and ozonation can be considered an efficient, rapid, chemical-free, and low-residue alternative to conventional municipal and industrial wastewater treatment methods.

Keywords: Wastewater treatment, Cold plasma technology, advanced oxidation processes.

مقدمه

با افزایش جمعیت و گسترش فعالیت‌های صنعتی و شهری، تولید فاضلاب به یکی از چالش‌های مهم زیست‌محیطی تبدیل شده است. فاضلاب شهری ترکیبی پیچیده از مواد آلی و معدنی با ویژگی‌های فیزیکی، شیمیایی و بیولوژیکی خاص است. از نظر فیزیکی، این فاضلاب دارای ذرات معلق،

رنگ متغیر و دمای بالاتر از آب معمولی است. با گذشت زمان، این ذرات در صورت عدم حرکت سیال ته‌نشین شده و در نتیجه تجزیهٔ بی‌هوازی به بوی نامطبوع منجر می‌شوند. از منظر بیولوژیکی، مقدار بالای اکسیژن‌خواهی بیولوژیکی (BOD)در این نوع پساب نیازمند هوادهی مداوم برای پشتیبانی از فعالیت میکروارگانیسم‌ها است. همچنین، از نظر شیمیایی این فاضلاب می‌تواند شامل مقادیر قابل توجهی از ترکیبات آلی نوظهور مانند آفت‌کش‌ها، داروها، میکروپلاستیک‌ها و فلزات سنگین باشد که با روش‌های سنتی تصفیه به‌سختی حذف می‌شوند[۱-۳].

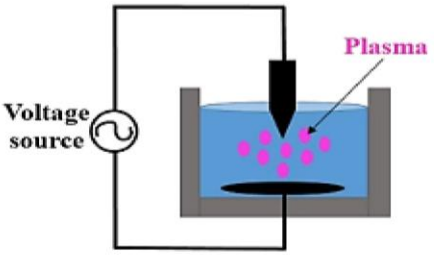
روش‌های متداول تصفیهٔ فاضلاب شامل فرآیندهای فیزیکی، شیمیایی و بیولوژیکی هستند. در میان این روش‌ها، تصفیهٔ بیولوژیکی به‌دلیل کارایی بالا و هزینه نسبتاً کم، کاربرد گسترده‌ای دارد. با این حال، وجود آلاینده‌های مقاوم و پایدار باعث شده است که کارایی روش‌های سنتی محدود گردد [۱,۴]. در سال‌های اخیر، فرآیندهای اکسیداسیون پیشرفته (AOPs) به‌عنوان گزینه‌ای کارآمد معرفی شده‌اند. این فرآیندها با تولید گونه‌های اکسیدکنندهٔ قوی مانند رادیکال‌های هیدروکسیل (•OH) قادر به تجزیهٔ طیف وسیعی از آلاینده‌های آلی هستند .[۲و۵]

پلاسمای سرد یکی از روش‌های نوین در حوزهٔ AOP محسوب می‌شود که با تولید گونه‌های فعال مانند یون‌ها، الکترون‌ها، رادیکال‌ها و ازن، فرایند تجزیه و غیرفعال‌سازی آلاینده‌ها و میکروارگانیسم‌ها را تسریع می‌کند [۳,۶]. از سوی دیگر، فناوری ازن‌زنی نیز به دلیل قدرت بالای اکسیداسیون، زمان تماس کوتاه و عدم تولید پسماندهای خطرناک، توجه بسیاری را جلب کرده است [۵]. تحقیقات اخیر نشان داده‌اند که ترکیب این دو فناوری می‌تواند اثر هم‌افزایی ایجاد کرده و راندمان تصفیه پساب را به‌طور قابل توجهی افزایش دهد.[۵و۶]

از این‌رو، انتخاب و توسعهٔ فناوری‌های نوین مانند پلاسمای قوس الکتریکی و ازن‌زنی، چه به‌صورت منفرد و چه به شکل ترکیبی، می‌تواند پاسخی کارآمد به چالش‌های موجود در مدیریت پساب شهری و صنعتی باشد.

مواد و روش

فناوری پلاسمای قوس یکی از روش‌های نوین و مؤثر در تصفیهٔ فاضلاب است که بر پایهٔ ایجاد قوس الکتریکی و تشکیل پلاسما عمل می‌کند. در این فناوری، جریان الکتریکی با ولتاژ بالا از میان دو الکترود عبور کرده و قوس الکتریکی ایجاد می‌شود. این قوس موجب یونیزه شدن گاز محیط (معمولاً هوا یا اکسیژن) و تولید پلاسمایی پرانرژی می‌گردد. پلاسمای تولیدشده مجموعه‌ای از گونه‌های فعال نظیر رادیکال‌های هیدروکسیل(•OH) ، اکسیژن اتمی (O)، ازن (O_3) و پراکسید هیدروژن (H_2O_2) را به وجود می‌آورد که همگی عوامل قوی در اکسیداسیون آلاینده‌ها هستند. این گونه‌های فعال با ترکیبات آلی موجود در فاضلاب واکنش داده و آن‌ها را به ترکیبات ساده‌تر و کم‌خطرتر تبدیل می‌کنند. علاوه بر این، اشعهٔ فرابنفش تولیدشده در فرآیند پلاسما همراه با عوامل اکسیدکننده نقش مهمی در گندزدایی فاضلاب و از بین بردن میکروارگانیسم‌های بیماری‌زا ایفا می‌کند.



شکل ۱. شماتیک پلاسمای قوس الکتریکی .

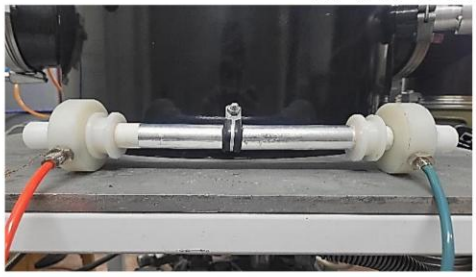
ستاپ مربوط به پلاسمای قوس الکتریکی به‌گونه‌ای طراحی شد که امکان اعمال مستقیم پلاسما بر پساب فراهم گردد. منبع تغذیه این سیستم قابلیت تولید ولتاژ بالا داشت (۶۲ ولت) و جریان آن حدود ۰.۳–۰.۵ آمپر بود. توان مصرفی در محدوده ۲۰–۴۵ وات قرار گرفت. این دستگاه دارای یک

شیر ورودی گاز بود که برای تأمین گازهای مورد استفاده (هوا به‌عنوان گاز اصلی) به‌کار رفت. جریان گاز ورودی از طریق این شیر تنظیم شد تا شرایط بهینه برای تشکیل پلاسما فراهم گردد. دو الکترود در این سیستم تعبیه شد: یکی از جنس استیل به‌عنوان الکترود زمین و دیگری از جنس تنگستن که به ولتاژ بالا متصل بود. فاصله بین دو الکترود ۳سانتی متر در نظر گرفته شد. پلاسمای قوس الکتریکی بین این دو الکترود ایجاد گردید و اثرات لازم بر پساب اعمال شد. در هر آزمایش، یک لیتر پساب طی بازه‌های زمانی ۱۰، ۳۰ و ۶۰ دقیقه پردازش شد.

شکل ۲. ستاپ پلاسمای قوس الکتریکی.

ازن‌زنی یکی دیگر از روش‌های مؤثر و پرکاربرد در تصفیهٔ فاضلاب شهری و صنعتی است که در آن ازن (O_3) به‌عنوان یک عامل اکسیدکنندهٔ قوی برای حذف آلاینده‌های آلی، معدنی و میکروارگانیسم‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرد. این گاز به‌طور مستقیم در محل توسط مولد ازن تولید شده و در آب حل می‌شود تا ترکیبات مضر را از طریق واکنش‌های اکسیداسیون تجزیه کند. ازن می‌تواند با باکتری‌ها، ویروس‌ها و ترکیبات آلی واکنش داده و آن‌ها را به مواد بی‌خطر تبدیل نماید. فرآیند ازن‌زنی نه‌تنها در نابودی مؤثرتر عوامل بیماری‌زا نسبت به کلر برتری دارد، بلکه به زمان تماس کوتاه‌تری نیز نیاز دارد و بدون باقی‌ماندن پسماندهای مضر، تجزیه می‌شود.

ستاپ ازن‌ساز شامل یک محفظه اصلی بود که در آن یک الکترود مرکزی و یک الکترود بیرونی به‌صورت هم‌محور قرار گرفته بودند. الکترودها توسط لایه‌ای از دی‌الکتریک عایق‌بندی شدند تا امکان ایجاد تخلیهٔ الکتریکی با فرکانس بالا و در نتیجه تولید ازن فراهم شود. در این سیستم مولکول‌های اکسیژن (O_2) به‌طور جزئی به اتم‌های اکسیژن تفکیک شدند و سپس با مولکول‌های دیگر اکسیژن ترکیب شده و ازن (O_3) تشکیل گردید. گاز تولیدشده از طریق سیستم گازدهی به محیط آزمایش (پساب) تزریق شد. در این آزمایش‌ها، گاز اکسیژن با دبی ۲ لیتر بر دقیقه به کار رفت. فرآیند ازن‌زنی در سه بازه زمانی ۱۰، ۳۰ و ۶۰ دقیقه انجام شد تا تأثیر زمان تماس بر راندمان تصفیه بررسی گردد. همچنین برای یکسان بودن شرایط، در تحلیل نهایی داده‌ها بازه ۶۰ دقیقه به عنوان مبنای مقایسه انتخاب شد تا کلیهٔ تیمارها در یک محدوده مشخص قابل ارزیابی باشند. نرخ تولید مستقیماً اندازه‌گیری نشد و فقط پارامترهای ورودی گزارش گردید.



شکل ۳. ستاپ ازن‌ساز با استفاده از پلاسمای تخلیهٔ سد دی‌الکتریک.

بحث

نتایج نشان دادند که پلاسما با تولید گونه‌های فعال واکنشی $OH^{\bullet}$ ، O، H_2O_2، O_3 موجب تخریب ترکیبات آلی پیچیده و کاهش رنگ و بو شد. همچنین تابش فرابنفش همراه با گونه‌های اکسیدکننده نقش مهمی در گندزدایی ایفا کرد. در فرآیند ازن‌زنی، گاز ازن به سرعت در پساب حل شده و با ترکیبات آلی و میکروبی واکنش داد و کارایی بالایی در کاهش BOD و COD و حذف میکروارگانیسم‌ها داشت. مقایسهٔ بازه‌های زمانی مختلف نشان داد که زمان تماس طولانی‌تر (۶۰ دقیقه) موجب

دستیابی به بالاترین راندمان تصفیه شد .لازم به ذکر است که برای هر آزمایش تعداد سه تکرار در نظر گرفته شد، اما به دلیل هزینه بالای آنالیز، در نهایت فقط یک نمونه از هر تیمار برای تحلیل انتخاب گردید .کاربرد همزمان پلاسما و ازن بیشترین اثر را داشت و به دلیل هم‌افزایی واکنش‌ها، تجزیه آلاینده‌ها سریع‌تر و کامل‌تر انجام شد. این نتایج با پژوهش‌های مشابه اخیر هم‌خوانی دارد و نشان می‌دهد که ترکیب فناوری‌های اکسیداسیون پیشرفته می‌تواند به‌طور چشمگیری راندمان تصفیه را ارتقا دهد.

جدول ۱. مقایسه پارامترهای پساب پس از پردازش‌های قوس الکتریکی، ازن و ترکیب آن‌ها.

پارامترها	کنترل	آرک	ازن	آرک+ازن
BOD	۳۳	۲۴	۲۴	۱۳
COD	۷۸/۴	۵۴/۹	۴/۰۴	۳/۰۱
COD/BOD	۲/۳۷	۲/۲۸	۲/۲۴	۱/۹۹
Fecal coliform	۲۳	۳	۱	۱
Total coliform	۱۱۰۰	۲۳	۴	۱

شکل ۴. مقایسهٔ نمونه‌های پردازش شده با روش‌های مختلف به همراه نمونهٔ کنترل.

نتیجه‌گیری

این پژوهش نشان داد که پلاسما و ازن‌زنی، چه به صورت جداگانه و چه به‌صورت ترکیبی، در تصفیهٔ پساب شهری مؤثر هستند. استفاده از زمان تماس طولانی‌تر (۶۰ دقیقه) بیشترین کاهش در BOD ، COD و باکتری‌های شاخص را به همراه داشت. ترکیب پلاسما و ازن بهترین عملکرد را نشان داد و می‌تواند به‌عنوان یک روش نوین، کارآمد، سریع و بدون نیاز به مواد شیمیایی، جایگزین مناسبی برای روش‌های سنتی تصفیه پساب باشد.

مرجع‌ها

[1]Pavithra, K. G., & Jaikumar, V. (2019). Removal of colorants from wastewater: A review on sources and treatment strategies. *Journal of Industrial and Engineering Chemistry*, 75, 1-19.

[2]Parsons, S. (Ed.). (2004). *Advanced oxidation processes for water and wastewater treatment*. IWA publishing.

[3]Kumar, A., Škoro, N., Gernjak, W., & Puač, N. (2021). Cold atmospheric plasma technology for removal of organic micropollutants from wastewater—a review. *The European Physical Journal D*, 75, 1-26.

[4] Li et al., 2020 – Submerged arc plasma system combined with ozone oxidation for the treatment of wastewater containing non-degradable organic compounds (Journal of Environmental Sciences, 93, 42–52).

[5] U. Hübner et al. (2024). Advanced oxidation processes for water and wastewater treatment – Guidance for systematic future research. Heliyon, 10, e30402.

[6] Ma, S. et al. (2020). Plasma-assisted advanced oxidation process by a multi-hole dielectric barrier discharge in water and its application to wastewater treatment. Chemosphere, 243:125377.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P3-10

انتشار امواج سوقی در یک پلاسمای مغناطیسی ناهمگن با توزیع الکترونی فرمی-دیراک

محسن محمد نژاد [۱]، سیدمیلاد غفارپورموسوی *[۱]
[۱] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : miladmousavi5@gmail.com

چکیده

در این پژوهش، انتشار امواج سوقی در یک پلاسمای ناهمگن مغناطیسی مورد بررسی قرار می‌گیرد. پلاسمای مورد بررسی مشتمل بر یونهای سرد و الکترونهای حرارتی با توزیع فرمی دیراک در نظر گرفته می‌شود. به کمک مدل سیالی، به استخراج رابطه پاشندگی برای موج سوقی پرداخته و برای پارامترهای مختلف دخیل شامل ناهمگنی، میدان مغناطیسی، دمای الکترون و تبهگنی، آن را مورد تجزیه وتحلیل قرار می‌دهیم.

کلید واژه: امواج سوقی، توزیع فرمی دیراک، رابطه پاشندگی

Propagation of drift waves in an inhomogeneous magnetized plasma with Fermi-Dirac distribution

Mohsen Mohammadnejad[1], Seyyed Milad Ghaffar pour Mousavi [1*]
[1] Azarbaijan Shahid Madani University, Faculty of Physics
*Corresponding e-mail: miladmousavi5@gmail.com

Abstract

In this research, the propagation of drift waves in an inhomogeneous magnetized plasma is investigated. Plasma under study consists of cold ions and thermal electrons with Fermi-Dirac electrons. Using the fluid model, we extract the dispersion relation for the drift wave and analyze it for various parameters such as inhomogeneity, magnetic field, electron temperature and degeneracy.

Keywords: Drift waves, Fermi-Dirac distribution, dispersion relation

مقدمه

اغلب پلاسماها در طبیعت به‌صورت ناهمگن ظاهر می‌شوند. این ناهمگنی می‌تواند به‌صورت گرادیان دما، گرادیان چگالی و یا هردو حالت باشد. در یک پلاسمای ناهمگن و با حضور میدان مغناطیسی، ذرات تشکیل‌دهنده‌ی محیط پلاسما، می‌توانند سوقی وابسته به گرادیان دما یا چگالی پیدا کنند. در چنین حالتی، موج سوقی تشکیل شده و می‌تولند باعث انتقال انرژی و جرم در گونه‌های مختلف محیط پلاسما شود [۱]. به عنوان نمونه بروز امواج سوقی در گداخت و پلاسماهای فضایی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است و توسط محققان مورد مطالعه قرار گرفته است[۲]. پلاسمای فضایی و محیط های اختر فیزیکی، اغلب با غبار پرشده‌اند که میلیون‌ها بار سنگین‌تر از پروتون‌ها بوده و ابعاد آن‌ها از نانومتر تا میلی‌متر متغیر است[۳]. ذرات غبار تحت مکانیسم‌های مختلف می‌توانند تا هزاران برابر بار الکترون باردار شوند و به‌عنوان یک گونهٔ باردار تحت تأثیر میدان‌های پلاسما قرار گیرند. امواج سوقی یک حالت اساسی پلاسمای ناهمگن مغناطیسی در محدوده فرکانس پایین ($\omega \prec\prec eB/m$) بوده و در جهت عمود بر میدان مغناطیسی خارجی انتشار می‌یابد. فرکانس این امواج سوقی کمتر از فرکانس سیکلوترونی یونی $\partial_t < \Omega_i$ بوده و در نواحی دارای گرادیان چگالی در پلاسما مشاهده می‌شوند[۵،۴].

در بسیاری از بررسی‌های نظری برای مطالعه پدیده‌های مربوط به یونها در حد کلاسیک، الکترونهای حرارتی بولتزمنی در نظر گرفته می‌شوند. این توزیع از تعادل فشار حرارتی و نیروی الکتریکی برای الکترونها در مدل سیالی بدست می‌آید. همچنین، فرض نظری

توزیع ماکسولی برای الکترونها، چنین توزیعی را برای چگالی الکترونها حاصل خواهد کرد. با توجه به اینکه در پلاسماهای فضایی همچون کوتوله سفید نوعاً با چگالی و دماهای فوق‌العاده بالا مواجه می‌شویم، توزیع مورد قبول برای سرعت الکترونها توزیع فرمی دیراک می‌باشد. این توزیع رابطه‌ای را برای چگالی الکترونها بدست می‌دهد که محدودهٔ وسیعی از شرایط را پوشش می‌دهد. این شرایط، با لحاظ نمودن حالتهای تبهگنی و نسبیتی، از طریق دو کمیت دما و تبهگنی الکترونها حاصل می‌شود طوری که توزیع بولتزمنی که به یک پلاسمای غیرتبهگن با الکترونهای غیرنسبیتی مربوط می‌شود، حالت خاصی از این رابطهٔ کلی می‌باشد. توزیع فرمی دیراک و شرایط مختلف آن، به خوبی در فصل ۲۴ کتاب کاکس و گیولی توضیح داده شده است[۶]. در اینجا، انتشار امواج سوقی در یک پلاسمای مغناطیسی و ناهمگن بررسی می‌شود. معادلات حاکم بر یونهای سرد، معادلات سیالی می‌باشد. در حالی که الکترونها دارای توزیع فرمی دیراک می‌باشند. به کمک مدل سیالی، رابطه پاشندگی برای انتشار امواج سوقی استخراج و تأثیر پارامترهای دخیل شامل ناهمگنی، میدان مغناطیسی، دمای الکترون و تبهگنی مورد مطالعه قرار می‌گیرد.

معادلات حاکم

در مطالعه امواج سوقی یونی با فرکانس پایین در چارچوب نظریه سیالی، یون‌ها به‌عنوان گونه پلاسمایی پویا در نظر گرفته می‌شوند، در حالی که الکترون‌های داغ‌تر معمولاً به‌عنوان گونه‌ای بدون جرم فرض می‌شوند که از یک توزیع شناخته‌شده پیروی می‌کنند. در این مطالعه، از مدل سیالی در یک پلاسمای شبه‌خنثی یون-الکترون استفاده می‌کنیم. برای بررسی انتشار یک موج سوقی، پلاسمایی مشتمل بر الکترون‌ها و یون‌ها را در نظر می‌گیریم. این پلاسما تحت تأثیر میدان مغناطیسی ثابت $\vec{B}=B_0\hat{z}$ قرار داشته و ناهمگنی آن در راستای منفی محور x فرض می‌شود. دینامیک سیال یونی توسط معادلات پیوستگی، تکانه و پواسون به‌صورت زیر توصیف می‌شود:

$$\partial_t n_i+\vec{\nabla}.n_i\vec{u}_i=0 \qquad (۱)$$

$$\partial_t u_i+(\vec{u}_i.\vec{\nabla})\vec{u}_i=(e/m_i)\vec{\nabla}\varphi+(eB_0/m_i)\vec{u}_i\times\hat{z} \qquad (۲)$$

$$\nabla^2\varphi=(e/\varepsilon_0)(n_e-n_i) \qquad (۳)$$

n_i چگالی تعداد یون، $\vec{u}_i$ سرعت سیال یونی و m_i جرم یونی می‌باشد. همچنین n_e چگالی تعداد الکترون، φ پتانسیل الکترواستاتیکی و e بار الکترون است. به منظور کاهش تعداد پارامتر های مستقل معادلات را بدون بعد می‌کنیم. به این منظور، n_i, u_i, ∇ و φ را به ترتیب از طریق n_0, c, λ و $e\varphi/m_ec^2$ بدون بعد می‌کنیم. در نتیجه خواهیم داشت:

$$\partial_t n_i+\vec{\nabla}.n_i\vec{u}_i=0 \qquad (٤)$$

$$\partial_t u_i+(\vec{u}_i.\vec{\nabla})\vec{u}_i=-m\vec{\nabla}\Phi+\Omega\vec{u}_i\times\hat{z} \qquad (٥)$$

$$\nabla^2\Phi=n_e-n_i \qquad (٦)$$

طوری که $\lambda=e^2n_0/\varepsilon_0m_ec^2$ طول مشخصه، $m=m_e/m_i$ ، $\Omega=eB_0\lambda/m_ic$ و $\Phi=e\varphi/m_ec^2$ می باشد. در فرکانس مورد بررسی، لختی الکترونها قابل چشمپوشی بوده طوری که از معادله حرکت مربوطه خواهیم داشت:

$$0=e\vec{\nabla}\varphi-(1/n_e)\vec{\nabla}P_e \qquad (٧)$$

در یک گاز الکترونی فرمی دیراک با هر درجه از نسبیتی و تبهگنی، چگالی تعداد الکترون‌ها و فشار الکترونی با استفاده از تابع توزیع فرمی-دیراک به‌صورت زیر بیان می‌شود[۶]:

$$n_e=\beta^{3/2}[F_{1/2}(\eta,\beta)+\beta F_{3/2}(\eta,\beta)] \qquad (٨)$$

$$P_e=(2/3)\beta^{5/2}[F_{3/2}(\eta,\beta)+(\beta/2)F_{5/2}(\eta,\beta)] \qquad (٩)$$

که در آن، n_e و P_e به ترتیب به n_0 و $n_0m_ec^2$ بدون بعد شده اند.

همچنین انتگرال فرمی-دیراک مرتبه k عبارتست از:

$$F_k(\eta,\beta)=\int_0^\infty\frac{x^k(1+0.5\beta x)^{1/2}}{1+e^{x-\eta}}dx \qquad (١٠)$$

x انرژی بدون بعد شده حالت الکترون ($x=\varepsilon/k_BT_e$) $n_0=8\pi\sqrt{2}m_e^3c^3/h^3$، h ثابت پلانک، $\beta=k_BT_e/m_ec^2$ دمای بدون بعد الکترون(مبین درجه نسبیتی) می‌باشند.

به علاوه μ_e پتاسیل شیمیایی ست و دارای شکل بدون بعد $\eta=\mu_e/k_BT_e$ می‌باشد. این کمیت درجه تبهگنی الکترونهای پلاسما را معین می‌کند.

جهت بدست آوردن شکل خطی معادلات، ابتدا η را به شکل $\eta=\eta_0+\eta_1+...$ را نظر گرفته و روابط (۸) و (۹) را حول حللت تعادل η_0 بسط تیلور می‌دهیم[۷و۸]:

$$n_e=c_0+c_1\eta_1+...$$
$$P_e=P_0+b_1\eta_1+... \qquad (۱۱)$$

طوری که ضرایب بسط دارای تعریف زیر هستند:

$$c_0=\beta^{3/2}[F_{1/2}(\eta_0,\beta)+\beta F_{1/2}(\eta_0,\beta)]$$
$$c_1=\beta^{3/2}[\,\partial_\eta F_{1/2}(\eta,\beta)|_{\eta 0}+\beta\,\partial_\eta F_{3/2}(\eta,\beta)|_{\eta_0}]$$
$$P_0=(2/3)\beta^{5/2}[F_{3/2}(\eta_0,\beta)+(\beta/2)F_{5/2}(\eta_1,\beta)]$$
$$b_1=(2/3)\beta^{5/2}[\partial_\eta F_{3/2}|_{\eta_0}+(\beta/2)\partial_\eta F_{5/2}|_{\eta_0}]$$
(۱۲)

در ادامه با فرض $n_i=c_0+n_1+...$، $\vec{u}_i=\vec{u}_1+...$ و $\Phi=\Phi_1+...$ و استفاده از روابط (۱۰) و (۱۱)، معادلات (۴)، (۵) و (۶) را خطی سازی نموده سپس از تبدیل فوریه ($\partial_t\to -i\omega$ و $\nabla\to i\vec{k}$) کمک می‌گیریم.

$$\vec{\nabla}\Phi_1-(b_1/c_0)\vec{\nabla}\eta_1+(c_1\eta_1/c_0^2)\vec{\nabla}P_0=0 \qquad (۱۳)$$
$$\nabla^2\Phi_1=c_1\eta_1-n_1 \qquad (۱٤)$$
$$\partial_t\vec{u}_1=-m\vec{\nabla}\Phi_1+\Omega\vec{u}_1\times\hat{z} \qquad (۱٥)$$
$$\partial_t n_1+\vec{\nabla}c_0.\vec{u}_1+c_0\vec{\nabla}.\vec{u}_1=0 \qquad (۱٦)$$

با درنظر گرفتن بردار k در جهت y و اعمال تبدیل فوریه در روابط (۱۳) ، (۱٤)، (۱٥) و (۱٦) داریم:

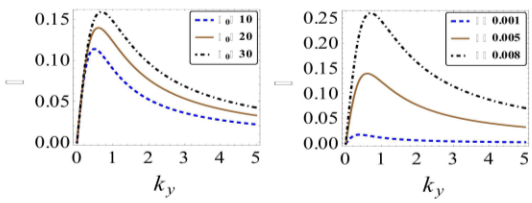
$$ik_y\Phi_1-(b_1/c_0)ik_y\eta_1+(c_1\eta_1/c_0^2)d_xP_0=0 \qquad (۱۷)$$
$$-k^2\Phi_1=c_1\eta_1-n_1 \qquad (۱۸)$$
$$-i\omega u_{1x}=\Omega u_{1y} \qquad (۱۹)$$
$$-i\omega u_{1y}=-mik_y\Phi_1-\Omega u_{1x} \qquad (۲۰)$$
$$-i\omega n_1+u_{1x}d_xc_0.+c_0ik_yu_{1y}=0 \qquad (۲۱)$$

بررسی عددی نشان داد که جمله سوم در رابطه (۱۷) در مقایسه با جمله دوم کوچک می‌باشد. بنابراین با چشمپوشی از این جمله و استفاده از شرط انتشار امواج سوقی ($\omega<<\Omega$)، از معادلات بالا خواهیم داشت:

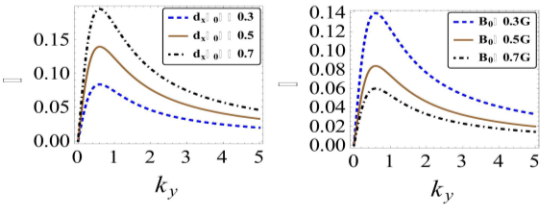
$$\omega\left(c_1+\frac{k_y^2b_1}{c_0}\right)+\left(\frac{m\,k_yb_1}{\Omega c_0}\right)d_xc_0+\left(\frac{m\,k_y{}^2b_1\omega}{\Omega^2}\right)=0 \qquad (۲۲)$$

از حل این معادله، رابطه پاشندگی به شکل زیر بدست می‌آید:

$$\omega=-\frac{b_1k_ym\Omega d_xc_0}{b_1c_0k_y^2m+c_0c_1\Omega^2+b_1k_y^2\Omega^2} \qquad (۲۳)$$



شکل (۱) چپ: انتشار موج سوقی برای مقادیر مختلف η_0؛ $\beta=0.005$، $B_0=0.3G, d_xc_0=-0.5$. راست: انتشار موج سوقی برای مقادیر مختلف β؛ $\eta_0=20$، $B_0=0.3G, d_xc_0=-0.5$.



شکل (۲) چپ: انتشار موج سوقی برای مقادیر مختلف ناهمگنی پلاسما؛ $\beta=0.005$، $\eta_0=20$، $B_0=0.3G$. راست: انتشار موج سوقی برای مقادیر مختلف میدان مغناطیسی؛ $\beta=0.005$، $\eta_0=20$، $d_xc_0=-0.5$.

بحث و نتیجه گیری

جهت بررسی تأثیر پارامترهای دخیل در انتشار موج سوقی، رابطه پاشندگی در شکل های (۱) و (۲) رسم گردیده است. در تمامی شکلها، وجود یک عدد موج (طول موج) بهینه برای انتشار مشاهده می‌گردد. فرکانس انتشار موج با افرایش k_y ابتدا افزایش یافته و به یک مقدار بیشینه می‌رسد و سپس با افزایش بیشتر عدد موج، کاهش می‌یابد. وجود این مقدار بیشینه را می‌توان از طریق انرژی آزاد موجود در گرادیان چگالی، که بوجودآورنده موج سوقی است، توضیح داد. با افزایش عدد موج (اختلال با طول موج کوتاه) این عامل در ابتدا سبب رشد موج می‌گردد. در ادامه الکترون‌هایی که در امتداد خطوط میدان مغناطیسی با سرعتی نزدیک به سرعت فاز موازی با میدان مغناطیسی موج حرکت می‌کنند، با موج تشدید نموده و انرژی آن را تخلیه می‌کنند. بدین ترتیب رشد موج و انتشار آن محدود می‌گردد. بنابراین بیشینه مشاهده شده در نمودارها، از موازنه بین گرادیان چگالی به عنوان محرک موج از یک سو و میرایی موج از سوی دیگر ناشی می‌شود. بر اساس رابطه (۲۲)، صورت کسر شامل گرادیان چگالی (به عنوان عامل محرک موج) در kهای کوچک نقش پررنگ-تری ایفا می‌کند اما با افزایش k، مخرج کسر شامل جملات فرکانس چرخش وارد عمل شده و با فراهم آوردن شرایط میرایی، انتشار بیشتر موج را محدود می‌نماید. در اعداد موج کوچکتر شکل ۱ (سمت چپ) تأثیر تبهگنی را به ازای مقادیر $\eta_0 = 10,\ 20,\ 30$ نشان می‌دهد و ملاحظه می‌شود که با افزایش تبهگنی بیشینه فرکانس انتشار افزایش می‌یابد. این موضوع در بررسی تأثیر دماهای الکترونی مختلف نیز مشاهده می‌شود (شکل ۱ سمت راست). دلیل این امر به افزایش چگالی پلاسما با ازای افزایش در η_0 و β مربوط می‌شود طوری که افزایش در جمعیت الکترونی منجر به افزایش نیروی الکتریکی تحریک کننده موج یونی می‌گردد. در شکل ۲ افزایش ناهمگنی پلاسما موجب افزایش انتشار می‌گردد. زیرا تغییرات بیشتر در چگالی پلاسما سبب تحریک بیشتر امواج سوقی می‌شود. در مورد میدان مفناطیسی این موضوع برعکس است. زیرا هرچه میدان مغناطیسی افزایش یابد سبب کاهش شعاع چرخش(محدود سازی حرکت) یونها شده و از انتشار موج جلوگیری می‌کند.

مرجع‌ها

[1] Q. Haque and S. Ali Shan. Drift wave driven double layers in an inhomogeneous magnetized plasma in the presence of stationary dust, Phys. Plasmas, (Vol. 24, pp. 1-4), April 2017.
[2] Krall, N. A. and Trivelpiece, A. W., Principle of Plasma Physics (McGraw-Hill, New York, 1973).
[3] Shukla, P. K. and Mamun, A. A. (2002) Introduction to Dusty Plasma Physics, IOP Publishing.
[4] Washimi, H. and Taniuti, T., Propagation of ion-acoustic solitary waves of small amplitude, Phys. Rev. Lett, (vol. 17, pp. 996-998), November 1966.
[5] Mazzucato, E., Small-scale density fluctuations in the adiabatic toroidal compressor, Phys. Rev. Lett, (vol. 36, pp. 792-794), April 1976.
[6] J. P. Cox, J. P. Giuli, Principles of Stellar Structure, vol. 2, chap. 24, New York: Gordon and Breach, (1968)
[7] B. Rajabi, M. Mohammadnejad, Phys. Plasmas 30, 082112 (2023).
[8] M. Mohammadnejad, A. Abdikian, Braz. J. Phys. 55 (2025).

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P3-11

تحلیل امواج یونی ـ صوتی سالیتونی در پلاسمای کوانتومی مغناطیده دمای پایین با در نظر گرفتن اثر برهم‌کنش تبادل و قطبش اسپین

امیرحسین رضوانی[1*]، صدیقه میرابوطالبی[1]، لیلا رجایی[2]، محمودرضا شریفیان[1]
[1] گروه فیزیک، واحد تهران شمال، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران
[2] گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه قم، قم، ایران
رایانامه نویسنده مسئول: amirhosein.rezvani@iau.ac.ir

چکیده

در این مقاله، ساختار امواج یونی ـ صوتی سالیتونی در پلاسماهای کوانتومی با دمای پایین و چگالی بالا، در حضور میدان مغناطیسی یکنواخت بررسی شده است. پلاسما شامل یون‌های سنگین و الکترون‌های فرمی است و اثر برهم‌کنش تبادل اسپینی بین الکترون‌ها به‌عنوان یک ترم اصلاحی لحاظ شده است. با استفاده از مدل هیدرودینامیکی کوانتومی و روش توسعه چندمقیاسی، معادله کُرتوِگ ـ دِفریس (KdV) استخراج و پاسخ سالیتونی آن تحلیل شده است. نتایج عددی نشان می‌دهند که افزایش پارامتر برهم‌کنش تبادل، باعث افزایش دامنه و کاهش پهنای سالیتون می‌شود.

کلیدواژه‌ها: امواج یونی - صوتی سالیتونی، برهم‌کنش تبادل اسپین، معادله KdV.

Analysis of Ion-Acoustic Soliton Waves in a Low-Temperature Magnetized Quantum Plasma Considering the Effects of Spin Exchange Interaction and Spin Polarization

Amirhosein Rezvani[1]*, Sedigheh Miraboutalebi[1], Leila Rajaei[2], Mahmoodreza Sharifian[1]
[1]Department of Physics, NT.C., Islamic Azad University, Tehran, Iran
[2]Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, University of Qom, Qom, Iran
Corresponding e-mail: amirhosein.rezvani@iau.ac.ir

Abstract

We investigate ion-acoustic soliton dynamics in low-temperature, high-density magnetized quantum plasmas. The model includes spin polarization and spin–spin exchange interaction. By using the quantum hydrodynamic model and reductive perturbation method, a KdV equation is derived. The soliton solution shows that increasing the exchange parameter increases amplitude and decreases width. These findings are applicable to both astrophysical and experimental plasma environments.

Keywords: Ion-acoustic solitons, Spin exchange interaction, KdV equation.

۱- مقدمه

پلاسماهای کوانتومی مغناطیده در دماهای پایین از جمله سیستم‌های پیچیده و مهم در فیزیک پلاسما به شمار می‌روند که ویژگی‌های کوانتومی و اثرات اسپینی در آن‌ها نقش اساسی ایفا می‌کنند. [۱،۲،۳]. در این نوع پلاسمای چگال و سرد، اثرات کوانتومی مانند پتانسیل بوهم (Bohm potential) ، برهم‌کنش تبادل کوانتومی (exchange interaction) و قطبش اسپین الکترون‌ها موجب ظهور پدیده‌های نوین و موج‌های غیرخطی ویژه‌ای می‌شوند که در پلاسماهای کلاسیک مشاهده نمی‌شوند [۴،۵،۶].

یکی از مهم‌ترین امواج غیرخطی در این سیستم‌ها، امواج یونی ـ صوتی سالیتونی (ion-acoustic solitons) هستند [۷] که به دلیل وجود میدان مغناطیسی و قطبش اسپین، خواص آن‌ها دستخوش تغییرات قابل توجهی می‌شود [۴،۵،۸]. در پلاسمای کوانتومی مغناطیده، الکترون‌ها به دو زیرسیستم اسپین بالا و اسپین پایین تقسیم می‌شوند که هرکدام دینامیک متفاوتی دارند و برهم‌کنش تبادل بین الکترون‌های اسپین پایین به طور ویژه بر رفتار امواج صوتی اسپینی تأثیرگذار است [۳،۱۰].

اثر برهم‌کنش تبادل کوانتومی که ناشی از اصل طرد پائولی و همبستگی‌های اسپینی است، باعث اصلاح روابط پراکندگی و ایجاد تغییراتی در سرعت فاز و ناپایداری‌های امواج یونی ـ صوتی می‌شود [۵،۹]. این اثر، به ویژه در شرایط قطبش اسپینی قابل توجه، می‌تواند ساختار امواج سالیتونی را از حالت‌های رقیق به حالت‌های فشرده تبدیل کرده و ویژگی‌های غیرخطی آن‌ها را به طور چشمگیری تحت تأثیر قرار دهد [۵،۱۰].

مطالعات اخیر با استفاده از مدل هیدرودینامیک کوانتومی اسپین ـ ۱/۲ و روش‌های تحلیلی نظیر روش اختلال کاهش یافته (reductive perturbation method) و معادله (KdV)، به بررسی دقیق‌تر این امواج و تأثیرات متقابل برهم‌کنش تبادل و قطبش اسپین پرداخته‌اند [۵،۸،۹]. این تحلیل‌ها نشان داده‌اند که حضور میدان مغناطیسی و اثرات اسپینی منجر به ظهور امواج صوتی اسپینی با ویژگی‌های جدید و ناپایداری‌های پیچیده‌تر می‌شود [۳،۱۰] که می‌تواند در درک بهتر پدیده‌های پلاسماهای چگال و سرد نقش کلیدی داشته باشد [۶]. مطالعات اخیر نیز نشان داده‌اند که اثرات اسپینی می‌توانند به طور مستقیم بر پایداری امواج یونی ـ صوتی در پلاسماهای چگال تأثیر بگذارند و درک دقیق‌تری از این ساختارها در محیط‌های اخترفیزیکی فراهم کنند [۱۱،۱۲].

در این پژوهش، درنظر داریم نحوه انتشار امواج یونی ـ صوتی در حضور نیروی برهم‌کنشی تبادلی در پلاسمای کوانتومی را بررسی نماییم [۵،۱۰].

۲- مدل فیزیکی و معادلات پایه

پلاسما شامل یون‌های سنگین (کلاسیک) با بار Ze و جرم m_i و الکترون‌های کوانتومی فرمی است. این پلاسما تحت تأثیر یک میدان مغناطیسی یکنواخت خارجی $\vec{B}_0=B_0\hat{z}$ قرار دارد. معادلات به صورت بدون بعد(نرمال‌شده)استفاده می‌شوند.

معادله پیوستگی برای یون‌ها

$$\frac{\partial n_i}{\partial t}+\frac{\partial(n_i u_i)}{\partial x}=0 \qquad (۱)$$

معادله اندازه حرکت برای یون‌ها

$$\frac{\partial u_i}{\partial t}+u_i\frac{\partial u_i}{\partial x}=-\frac{Ze}{m_i}\frac{\partial \phi}{\partial x} \qquad (۲)$$

معادله پوآسون

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2}=\frac{e}{\varepsilon_0}(n_e-n_i) \qquad (۳)$$

معادله حالت الکترون‌ها (با فشار فرمی و اثرات اسپینی):

رفتار آماری الکترون‌ها در حالت تعادل، از ترکیب فشار فرمی و برهم‌کنش تبادل اسپینی ناشی می‌شود. با در نظر گرفتن تأثیر میدان مغناطیسی، معادله حالت برای چگالی الکترونی به‌صورت زیر مدل‌سازی می‌شود:

$$n_e=n_{0e}\left(1+\frac{e\phi}{E_{Fe}}\pm\sigma-\gamma_{ex}\right)^{3/2} \qquad (۴)$$

در این معادله:

- n_e: چگالی الکترون‌ها
- ϕ: پتانسیل الکتریکی
- E_{Fe}: انرژی فرمی الکترون‌ها
- σ: پارامتر قطبش اسپینی
- γ_{ex}: پارامتر بدون بعد برهم‌کنش تبادل اسپین

۳- توسعه چندمقیاسی و استخراج معادلات KdV

برای بررسی دقیق انتشار امواج یونی ـ صوتی با دامنه کوچک در محیطی کوانتومی، از روش توسعه چندمقیاسی استفاده می‌شود.

$$\xi=\varepsilon^{1/2}(x-\lambda t) \quad , \quad \tau=\varepsilon^{3/2}t \tag{۵}$$

متغیرهای اصلی مانند چگالی، سرعت یونی و پتانسیل الکتریکی به صورت سری‌های اختلالی در ε گسترش می‌یابند:

$$n_i=1+\varepsilon n_i^{(1)}+\varepsilon^2 n_i^{(2)}+\cdots \tag{۶}$$

$$u_i=\varepsilon u_i^{(1)}+\varepsilon^2 u_i^{(2)}+\cdots \tag{۷}$$

$$\phi=\varepsilon\phi^{(1)}+\varepsilon^2\phi^{(2)}+\cdots \tag{۸}$$

$$n_e=1+\varepsilon n_e^{(1)}+\varepsilon^2 n_e^{(2)}+\cdots \tag{۹}$$

باجایگذاری در معادلات ۱ تا ۴، معادله KdV به صورت زیر بدست می اید [۸،۹،۱۰]:

$$\frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial\tau}+A\phi^{(1)}\frac{\partial\phi^{(1)}}{\partial\xi}+B\frac{\partial^3\phi^{(1)}}{\partial\xi^3}=0 \tag{۱۰}$$

که ضرایب A و B به صورت زیر هستند:

- ضریب غیرخطی:

$$A=\frac{3Ze^2}{2m_i\lambda^3}-\frac{2\gamma_{ex}^2}{\lambda} \tag{۱۱}$$

- ضریب پاشندگی:

$$B=\frac{Ze}{2m_i\lambda} \tag{۱۲}$$

۴- پاسخ سالیتونی و تحلیل عددی

برای تحلیل عددی، مقادیر نمونه پارامترها به صورت زیر در نظر گرفته شده است:

- نسبت جرم یون به الکترون: $\frac{m_i}{m_e}=1836$
- چگالی تعادلی: $n_0 \geq 10^{30}\,m^{-3}$
- دمای زمینه: $T\sim10^5\ K$
- شدت میدان مغناطیسی: $B_0\sim10^7\ T$
- پارامتر تبادل اسپین: $0\leq\gamma_{ex}\leq0.5$

برای چگالی $n_0=10^{30}\,m^{-3}$ دمای فرمی تقریباً $T_F\approx4.2\times10^5\ K$ به دست می‌آید. بنابراین با انتخاب $T\approx10^5\ K$، شرط $T\ll T_F$ به طور معقولی برقرار است و فرض دژنره بودن الکترون‌ها معتبر خواهد بود. لازم به ذکر است که محاسبات و نمودارها در این مقاله به صورت بی‌بعد شده ارائه شده‌اند و مقادیر واقعی نمونه برای پارامترها در این بخش معرفی شده‌اند [۱۲،۱۳].

پاسخ تحلیلی معادله KdV به‌صورت موج سالیتونی به‌صورت زیر است:

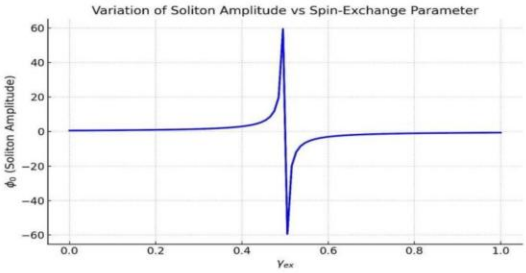
$$\phi^{(1)}(\xi,\tau)=\phi_0\,\mathrm{sech}^2\left(\frac{\xi-U\tau}{\Delta}\right) \tag{۱۳}$$

که در آن:

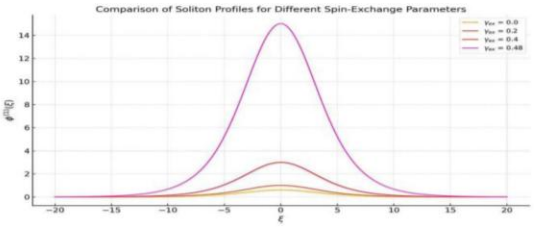
$$\phi_0=\frac{3U}{A} \ , \ \Delta=\sqrt{\frac{4B}{U}} \tag{۱۴}$$

- ϕ_0: دامنه موج سالیتونی
- Δ: پهنای موج
- U: سرعت نسبی موج در چارچوب متحرک

در بررسی عددی مشاهده می شود که با افزایش γ_{ex}، ضریب A کاهش می یابد، و در نتیجه دامنه موج افزایش و پهنای موج کاهش می یابد. در مقدار بحرانی $\gamma_{ex}\approx0.5$، ساختار سالیتون ناپایدار می شود [۹،۱۰].



نمودار ۱ ـ تغییرات دامنه موج سالیتونی با برهم‌کنش تبادل اسپینی γ_{ex}



نمودار ۲ ـ ساختار فضایی موج سالیتونی برای مقادیر مختلف پارامتر γ_{ex}

با افزایش پارامتر برهم‌کنش تبادل اسپین، سالیتون باریک‌تر و بلندتر شده و انرژی بیشتری در مرکز موج متمرکز می‌شود.

۵- نتیجه‌گیری

در این مطالعه، با در نظرگیری اثر مستقیم برهم‌کنش تبدل اسپین، معادله KdV برای امواج یونی ـ صوتی در پلاسماهای کوانتومی استخراج و پاسخ سالیتونی آن تحلیل شد. نتایج نشان دادند که افزایش پارامتر γ_{ex} منجر به افزایش دامنه، کاهش پهنای سالیتون و تمرکز انرژی در مرکز موج می‌شود. این یافته‌ها در تحلیل دینامیک امواج در محیط‌های اختر فیزیکی چگال و طراحی تجربی پلاسماهای مغناطیده دمای پایین کاربرد دارند [۱۰]. افزون بر این، نتایج عددی نشان داد که شکل سالیتون به‌شدت تحت تأثیر مقدار γ_{ex} قرار دارد و تغییرات آن می‌تواند ویژگی‌های موج را به‌طور قابل توجهی تغییر دهد. این نکته می‌تواند در کنترل ساختار امواج مورد توجه قرار گیرد. افزون بر این، نتایج به دست آمده با مطالعات جدید در زمینه‌ی امواج یونی ـ صوتی کوانتومی هم‌خوانی دارد و می‌تواند در تفسیر داده‌های اخترفیزیکی مانند (دینامیک ستاره‌های نوترونی و کوتوله‌های سفید) و طراحی آزمایش‌های پلاسماهای چگال در محیط‌های آزمایشگاهی به کار رود [۱۱،۱۲،۱۳].

مراجع:

[1] Haas F. Quantum Plasmas: An Hydrodynamic Approach. Springer, (2011).

[2] Manfredi G. "How to model quantum plasmas." Fields Inst. Commun.,(2005).

[3] Asenjo F. A., Munoz V. "Spin quantum plasmas." Phys. Plasmas, 18:012107 (2011).

[4] Sahu B., Roychoudhury R. "Ion-acoustic solitary waves in spin-polarized quantum plasma." Phys. Plasmas, 21:022309 (2014).

[5] Bains A. S., Gill T. S., Tribeche M. "Quantum ion-acoustic solitary waves with exchange effects." Phys. Plasmas, 20:083703 (2013).

[6] Singh S. V., Lakhina G. S. "Nonlinear structures in quantum dusty plasmas." Phys. Scr., 90:095601 (2015).

[7] Washimi H., Taniuti T. "Propagation of ion-acoustic solitary waves of small amplitude." Phys. Rev. Lett., 17(19):996 (1966).

[8] Misra A. P., Brodin G. "Quantum ion-acoustic solitary waves in spin-1/2 degenerate plasmas." Phys. Rev. E, 82:057401 (2010).

[9] Ahmad A., Kourakis I. "Nonlinear propagation of ion-acoustic solitary waves in quantum plasmas." Astrophys. Space Sci., 357:57 (2015).

[10] A Rezvani, S Miraboutalebi, L Rajaei, MR Sharifian. Modulation instability of the ion-acoustic soliton in spin-polarized plasma under Bohm potential. Physical Review E 111 (3), 035204,(2025).

[11] Akbari-Moghanjoughi, M. Nonlinear ion-acoustic Solitons in spin-polarized dense quantum plasmas. Physics of Plasmas, 29, 032106 (2022).

[12] Brodin, G., Marklund, M. Quantum plasma effects in astrophysical and laboratory environments, Physics Reports, 995, 1-54 (2023).

[13] Misra, A. P. Ion-acoustic soliton dynamics in magnetized spin quantum plasmas. Physical Review E, 108, 045201 (2023).

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-05

طراحی، شبیه سازی و ساخت چشمه یون لایه آندی

علی سلمانزاده دیزجی۱، سید مصطفی ساداتی
۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، تهران، ایران
۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
آدرس رایانامه نویسنده مسئول : salmanzade.a1999@ut.ac.ir

چکیده

چشمه یونی با لایه آندی (ALIS) به‌عنوان یک فناوری کلیدی در تولید یون‌های پایدار و یکنواخت شناخته می‌شود که نخستین بار در دهه ۱۹۷۰ توسعه یافت. این سیستم با بهره‌گیری از تخلیه گازی در یک محفظه استوانه‌ای فلزی، یون‌ها را در اطراف آند تشکیل داده و با اعمال میدان الکتریکی، آن‌ها را به سمت هدف شتاب می‌دهد. مزیت اصلی ALIS نسبت به چشمه‌های یونی متعارف، کنترل دقیق پارامترهای باریکه یونی و پایداری بالای آن است، که آن را برای کاربردهایی چون کاشت یون در نیمه‌هادی‌ها، اصلاح سطح مواد، لیتوگرافی نانویی و لایه‌نشانی در صنایع فضایی و پزشکی ایده‌آل می‌سازد. طراحی ساده، هزینه ساخت پایین و سازگاری با طیف گسترده‌ای از گازها، موجب گسترش کاربردهای آن در تحقیقات پلاسما و فناوری‌های نوین انرژی شده است. با توجه به نیاز روزافزون به مواد با خواص پیشرفته، توسعه و بومی‌سازی این فناوری از اهمیت راهبردی برخوردار است.

کلید واژه: چشمه یونی ALIS، صنعتی، کاربردهای، کنترل دقیق یون ها

Design, Simulation, and Fabrication of an Anode Layer Ion Source (ALIS)

Ali Salmanzade Dizaji 1, Seyed Mostafa Sadati 2
1 Department of Physics, University of Tehran, Tehran, Iran
2 Department of Physics, University of Shahid Beheshti, Tehran, Iran
corresponding e-mail: salmanzade.a1999@ut.ac.ir

Abstrac

The Anode Layer Ion Source (ALIS) is known as a key technology in producing stable and uniform ions, first developed in the 1970s. This system uses gas discharge in a cylindrical metal chamber to form ions around the anode and accelerates them toward the target by applying an electric field. The main advantage of ALIS compared to conventional ion sources is its precise control of ion beam parameters and high stability, making it ideal for applications such as ion implantation in semiconductors, surface modification of materials, nanolithography, and thin film deposition in aerospace and medical industries. The simple design, low manufacturing cost, and compatibility with a wide range of gases have expanded its applications in plasma research and new energy technologies. Given the increasing need for materials with advanced properties, the development and localization of this technology are of strategic importance.

Keywords: ALIS ion source, Industrial applications, Precise ion control

مقدمه

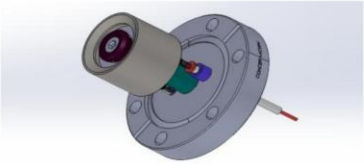
چشمه‌های یونی از عناصر کلیدی در توسعه فناوری‌های پیشرفته‌ای مانند میکروالکترونیک، نانوفناوری، و مهندسی سطح هستند. این سیستم‌ها با تولید یون‌های پایدار و دقیق، امکان پیاده‌سازی فرآیندهایی مانند لایه‌نشانی، کاشت یون، و اصلاح سطح در ابعاد کوچک را فراهم می‌آورند. با رشد نیاز به فناوری‌های نوین در صنایع حساس، مانند صنایع نیمه‌هادی و تجهیزات فضایی، تقاضا برای چشمه‌های یونی با ویژگی‌های بهبودیافته‌ای مانند پایداری بیشتر، دقت فوق‌العاده و کارایی در شرایط محیطی خاص افزایش یافته است[۱]. اگرچه این حوزه سابقه‌ای طولانی دارد، اما همچنان در حال رشد و گسترش است و تأثیرات آن در بسیاری از شاخه‌های علمی و فناوری‌های وابسته مشاهده می‌شود. چشمه‌های یونی در فرآیندهای صنعتی همچون کاشت یون، آنالیز میکروسکوپی و سایر روش‌های تحلیل مواد کاربرد دارند[۲]. به عنوان یک نمونه بسیار پر اهمیت، نیاز به ساخت دستگاه‌های منتشر کننده نور که برای توسعه تکنولوژی‌های نمایشگرها کاربرد دارند، دسترسی به پلاسمای قابل کنترل از اهمیت فوق العاده‌ای برخوردار است. در سل‌های اپتیکی به طور معمول از قطعات شیشه‌ای شفاف استفاده می‌گردد. سطح این قطعات توسط ماده اکسید قلع ایندیم پوشش دهی می‌شود. این پوشش به عنوان الکترود استفاده می‌گردد. سپس توسط پلی وینیل الکل که سطح پوشش داده می‌شود. پلی وینیل الکل در کوره در دمای ۱۰۰ درجه پخته شده و در نهایت باید توسط عامل خارجی دارای زبری منظمی به صورت موازی باشد تا کریستال مایع در بین دوقطع شیشه تزریق گردد[3]. اصلاح سطح اکسید قلع ایندیم با عملیات پلاسما با روشی موثر برای بهبود کارایی، روشنایی و قابلیت اطمینان دستگاه های ساطع کننده نور آلی از جمله کاربردهای چشمه‌های یونی در صنعت پرکابرد نمایشگرهاست. همچنین ساختار لایه ای قطبشگر که نیاز به اصلاح دقیق در ابعاد نانومتری دارد، از طریق پلاسماتراپی امکان پذیر است[۴, ۵].

این چشمه نسبت به سایر چشمه های یونی دارای مزیت‌هایی است:

۱. بهره‌وری بالا و بازدهی بیشتر: چشمه‌های یونی لایه آندی بازدهی بالایی در تولید یون‌ها دارند، که به معنای تولید یون‌های بیشتر با مصرف انرژی کمتر است. جریان یونی این چشمه ها از چشمه های سنتی بیشتر است.
۲. نبود فیلامنت به معنای کاهش فرسایش و نیاز کمتر به تعمیر و تعویض قطعات است، که این امر هزینه‌های نگهداری را نیز کاهش می‌دهد.
۳. تولید یون‌های پرانرژی: بسته به اختلاف پتانسیل اعمال شده، انرژی های بالایی می‌توان از چشمه گرفت.
٤. عدم نیاز به سامانه خنک کننده: به دلیل عدم وجود فیلامنت دمای چشمه بالا نمی‌رود.
۵. سادگی استفاده: چشمه‌های یونی لایه آندی به دلیل عدم وجود فیلامنت‌ها، راه‌اندازی و خاموش کردن ساده‌تری دارند که این امر باعث سهولت بیشتر در عملیات روزمره می‌شود.

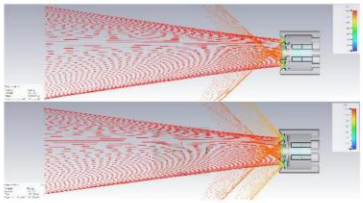
مدلسازی، شبیه سازی و ساخت

با استفاده از نرم افزار Solidworks 2022 مدل استاندارد را طراحی کردیم. مدل طراحی شده پس از اسمبل و اطمینان از رعایت تکنیک‌های مرتبط با طراحی چشمه، وارد فاز شبیه سازی می‌شود.



شکل ۱. مدل کامل طراحی شده چشمه ALIS.

برای شبیه سازی از نرم افزار CST2024 استفاده کردیم. این نرم افزار جهت انتشار باریکه یونی را نشان می‌دهد. زاویه واگرایی جریان یونی به عوامل مهمی همچون زاویه لبه بیرونی بدنه چشمه، هندسه کاتد، فاصله بین رینگ آندی و کاتد، ولتاژ تخلیه و جنس قطعات بستگی دارد.



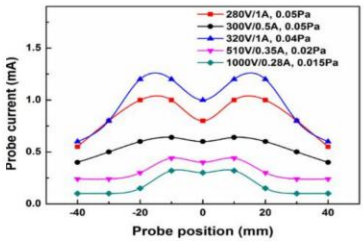
شکل ۲. شکل جریان یونی در دو حالت.
تصویر بالا: زاویه برش کیس با خط افقی ۴۵ درجه است.
تصویر پایین: زاویه برش کیس با خط افقی ۶۰ درجه است.

همگرایی و واگرایی با تغییر هندسه کاتد نیز تغییر می‌کند. نرم افزار طیف انرژی ذرات باردار را نشان می‌دهد اما به دلیل محدودیت های آن با استفاده از ۳ کد پایتون مجزا پارامترهای چشمه را اندازه گیری می‌کنیم.

- کد شماره ۱: با وارد کردن انرژی (به دست آمده از CST)، فشار نشتی گاز و دما، سرعت، جریان چشمه و میانگین سرعت یون ها را تحویل می‌دهد.
- در کد دوم، از کاربر تعداد نمونه هارا گرفته و با ایجاد رابط کاربری، فشار تزریق، دما، اختلاف پتانسیل بین آند و کاتد و انرژی جریان یونی را گرفته و توان چشمه، جریان چشمه، سرعت و تعداد یون ها را خواهد داد. خروجی این کد یک فایل اکسل خواهد بود.
- کد سوم نیز فشار نشتی گاز، دما و انرژی جریان یونی و ولتاژ را به صورت بازه ای تقسیم کرده و ۲۵۰۰ نمونه آزمایش را تحویل داده و همچنین نقطه بهینه را تحویل می‌دهد. خروجی این کد نیز یک فایل اکسل خواهد بود.

هر ۳ کد در پیوند https://B2n.ir/me2803 موجود است.

در مقام مقایسه از بنچمارک‌های چشمه ALIS با دهانه ۸۰ میلی‌متری استفاده می‌کنیم.



شکل ۳. بنچمارک مربوط به چشمه ALIS D80. در این چشمه مقدار جریان استفاده از فارادی کاپ در موقعیت های متفاوت بین ۰.۵ الی ۱ میلی آمپر اندازه گیری شده است[۶].

چشمه ساخته شده دهانه‌ی ۲۵ میلی متری داراست. برای فشار تزریق ۰.۰۵ میلی بار لیتر بر ثانیه، دمای ۳۳۰ کلوین، انرژی ۱۵۰ الکترون ولتی، کد ۱، جریان یونی برابر ۰.۴۷۹ میلی آمپر را نشان می‌دهد. با توجه به تفاوت ابعادی چشمه در دست و چشمه بنچمارک، اعتبار شبیه سازی مورد تایید می‌باشد.

برای انجام آزمایش ها از یک منبع تغذیه ۵ کیلوولت ۳۳ میلی آمپر استفاده شد. کنترل اتوماتک جریان و ولتاژ منبع تغذیه مانع از اعمال توان های بیشتر به چشمه بود.

جدول 1 . بیشینه توان کاری چشمه.

جریان منبع تغذیه (میلی آمپر)	ولتاژ (کیلوولت)	فشار (میلی بار لیتر بر ثانیه)
18	1.4	0.00005
33	1.004	0.0005

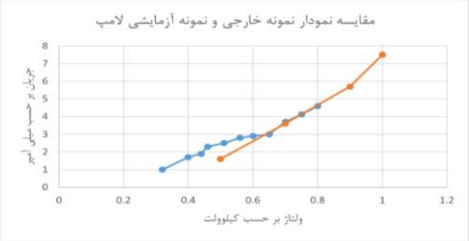
فشار تزریق گاز را روی 5×10^{-5} میلی بار لیتر بر ثانیه تظیم کردیم. بدنه و کاتد در ولتاژ ۰ و آند در ولتاژ های مختلف قرار گرفتند.

شکل4 . نمای روبرویی چشمه. به ترتیب ۱- بدنه ۲- کاتد ۳- رینگ آندی

سپس با استفاده از لوله سرامیکی که با چسب، خلاء آن حفظ شده، هیدروژن را تزریق می‌کنیم.

شکل ۵. برای جلوگیری از اتصال کوتاه بین آند و کاتد از ۳ لوله سرامیکی استفاده شد. لوله چهارم برای تزریق گاز (لوله کوتاه تر تصویر سمت چپ) استفاده شد. همچنین همانطور که در شکل مشخص است، رینگ آندی دارای ۳ پایه است که با استفاده از مهره M2 در جای خود ثابت شده است.

در ولتاژ های مختلف اعمالی به چشمه، جریان مصرف کننده را اندازه گیری کردیم.



شکل ۶. نمودار آبی رنگ مربوط به نتایج آزمایش های نمونه داخلی و نمودار نارنجی رنگ مربوط به نتایج نمونه خارجی با ابعاد کاملا مشابه. همپوشانی این دو نمودار موید آن است که چشمه ساخته شده رفتاری مشابه با نمونه خارجی خواهد داشت. از آنجایی که نمونه خارجی، یک نمونه صنعتی شده است، می‌توان گفت نمونه ساخته شده پایداری خوبی در ولتاژهای تخلیه بالای ۶۰۰ ولت از خود نشان می‌دهد و رفتار عادی دارد.

پیشنهادات

پیشنهاد می‌شود از چشمه هایی با دهانه بزرگتر برای به دست آوردن جریان بیشتر استفاده شود. همچنین از فارادی کاپ برای اندازه گیری دقیق جریان چشمه استفاده شود تا اعتبار نتایج مورد بررسی قرار گیرد.

منابع

1. Gui, B., Yang, L., Zhou, H., Luo, S., Xu, J., Ma, Z., Zhang, Y.: Study on discharge characteristics of anode layer ion source based on PIC-MCC simulation. Vacuum. 200, 111065 (2022). https://doi.org/10.1016/J.VACUUM.2022.111065

https://doi.org/10.1016/j.cap.2003.06.001

5. Brown, I.G.: Elementary Ion Sources. In: The Physics and Technology of Ion Sources. pp. 29–40. John Wiley & Sons, Ltd (2004)

6. Li, P., Zhang, F., Geng, S., Zhao, J., Tang, D.: Three-dimensional Particle-In-Cell simulation of ion characteristics in anode layer ion source. Surf Coat Technol. 365, 102–108 (2019). https://doi.org/10.1016/j.surfcoat.2018.08.059

2. Faircloth, D.C.: Ion sources for high-power hadron accelerators Science and Technology Facilities Council. (2013)

3. Wu, C.C., Wu, C.I., Sturm, J.C., Kahn, A.: Surface modification of indium tin oxide by plasma treatment: An effective method to improve the efficiency, brightness, and reliability of organic light emitting devices. (1997)

4. Bugrov, G.E., Kondranin, S.K., Kralkina, E.A., Pavlov, V.B., Savinov, D. V., Vavilin, K. V., Lee, H.J.: Optimisation of cold cathode ion source model. Current Applied Physics. 3, 485–489 (2003).

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P1-05

مقایسه توزیع زاویه‌ای یون های آرگون و هلیوم با آرایه فارادی کاپ ۵ کاناله در پلاسمای کانونی مدر ۲/۵ کیلوژول

مریم اکبری نساجی*[۱]، نوشین پیش بین [۱]، علی نصیری[۱]، امیر رئیس دانا[۱]

۱. پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران صندوق پستی ۱۳۳۹-۱۴۱۵۵. تهران-ایران

چکیده

در این مطالعه، ابتدا ساختار و اصول ساخت یک نمونه آرایه فاردی کاپ را بررسی کردیم. سپس نتایج حاصل از اندازه‌گیری را برای یک نمونه گاز آرگون و هلیوم بررسی کردیم. توزیع مکانی یون‌های گسیل‌شده از پلاسما با استفاده از آرایه فارادی‌کاپ مورد بررسی قرار گرفت تا نقش نسبت بار به جرم (q/m) در توزیع ذرات و آشکارسازی آن‌ها تبیین گردد. نتایج تجربی و تحلیلی نشان می‌دهند که یون‌های سبک‌تر نظیر هلیوم، به دلیل سرعت بالاتر و شعاع انحراف سیکلوترونی بزرگ‌تر، عمدتاً در نواحی پیرامونی آشکار می‌شوند، در حالی که یون‌های سنگین‌تر مانند آرگون، که دارای جرم بالاتر و انحراف کمتر هستند، در نواحی مرکزی آرایه متمرکز می‌گردند. این الگوی توزیع، بیانگر نوعی تفکیک طبیعی یونی بر اساس جرم در میدان‌های الکترومغناطیسی پلاسماست.

واژه های کلیدی: پلاسمای کانونی، آرایه فارادی کاپ، توزیع زاویه ای

Analysis of the angular distribution of argon and helium ions using a 5-channel Faraday cup array in a 2.5 kJ focal plasma.

Maryam Akbari Nasaji[1], Nooshin Pishbin[1], Ali Nasiri[1], Amir Reisdana[1]

[1] Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute,P.O. ۱. Box: 14155-1339,Tehran, Iran

Abstract

In this study, the structure and operating principles of a Faraday cup array were first examined, followed by the experimental evaluation of ion distribution in argon and helium plasmas. The spatial profiles of ions emitted from the plasma were analyzed to elucidate the influence of the charge-to-mass ratio (q/m) on ion trajectories and detection. Both experimental observations and analytical assessments reveal that lighter ions, such as helium, due to their higher velocities and larger cyclotron radii, tend to be detected predominantly at the periphery of the array. In contrast, heavier ions like argon, with lower velocities and reduced deflection, are concentrated near the central axis. This spatial distribution indicates a natural mass-dependent ion separation driven by the plasma's electromagnetic environment and highlights the diagnostic potential of Faraday cup arrays in studying ion dynamics in pulsed plasma systems.

***Keywords**: Plasma Focus, Array faraday cup, Angular distribution.*

[1] Mnasaji2353@gmail.com

مقدمه

دستگاه¬های پلاسمای کانونی با انرژی¬های ورودی مختلف به-عنوان منبعی از انواع تابش¬ها مانند ذرات باردار، پرتوهای ایکس نرم و سخت و نوترون‌ها کاربردهای بالقوه¬ای در بسیاری از زمینه¬ها دارند. از جمله کاربردهای این دستگاه¬ها می-توان تحقیقات فیزیک پلاسما و گداخت هسته¬ای را نام برد. یکی از مهمترین پدیده¬های مشاهده شده در دستگاه پلاسمای کانونی، ایجاد یون¬هایی با انرژی چندین برابر ولتاژ شارژ بانک خازنی است [۳-۱]. در این دستگاه، با شتاب دادن به یون¬های پلاسما، باریکه¬ای از یون¬ها تولید می¬شود. آشکارسازی یون¬های گسیل شده به علت داشتن توان توقف بالا و برد بسیار کوتاه در مقایسه با دیگر پرتوها بسیار متفاوت و مشکلات خاص خود را دارد. به علت توان توقف بالای یون سنگین، تجهیزات خلأ قوی که بتواند خلأ بالایی را ایجاد کند مورد نیاز است. به علت حجم کوچک محفظه¬ی دستگاه، باید امکان تهیه آشکارساز در ابعاد خیلی کوچک (در حد سانتی¬متر) میسر باشد. در این پژوهش با هدف اندازه-گیری توزیع زاویه¬ای یون¬های گسیل شده در دستگاه پلاسما کانونی ۲/۵ کیلو ژول موجود در پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته¬ای در سازمان انرژی اتمی، آرایه ۵ کاناله فنجان فارادی طراحی و ساخته شده است[۶-۴]. در این مقاله از آرایه فنجان فارادی جهت اندازه‌گیری توزیع انرژی یون‌ها استفاده شده است.

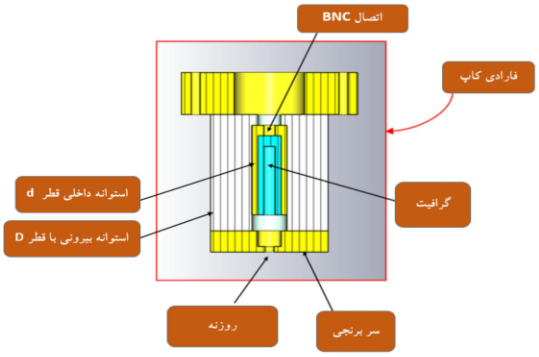
ساختار و اصول آرایه فنجان فارادی

یکی از بهترین و متداولترین روش‌های بررسی توزیع فضایی و انرژی یون‌های تولید شده در دستگاه پلاسمای کانونی استفاده از فنجان فارادی است. فنجان فارادی از جنس ماده‌ای رسانا است که برای گیراندازی ذرات باردار در خلأ استفاده می‌شود. با اندازه‌گیری جریان فنجان فارادی می‌توان تعداد یون‌ها یا الکترون‌های برخوردی را محاسبه کرد.

معمولا فنجان فارادی برای اندازه گیری سیگنال‌های خیلی سریع استفاده نمی‌شود، زیرا در این شرایط فنجان و سیستم پردازشگر سیگنال نیاز به پهنای باند وسیعی دارند. در یک پهنای باند معمولی در حدود ۱۰MHz یک فنجان فارادی می‌تواند برای اندازه‌گیری جریان باریکه DC و همچنین جریان‌های متوسط پالسی که طول پالسی در حدود چند میکروثانیه تا چند میلی ثانیه دارند، مناسب باشد. در فنجان فارادی جنس فنجان داخلی را می-توان از موادی مانند گرافیت انتخاب کرد که الکترون‌های ثانویه‌ی کمتری تولید کند. همچنین ابعاد فنجان فارادی باید به نحوی انتخاب شود که الکترون‌های ثانویه تولید شده و همچنین یون‌های انعکاس داده شده از هدف نیز در نهایت با فنجان داخلی برخورد نمایند. در صورت وجود نویز الکترومغناطیسی در محیط باید فنجان فارادی را داخل یک صفحه محافظ آلومینیومی قرار داد که به زمین متصل شده است تا نویز EMبه حداقل برسد. جنس پوسته خارجی و فنجان داخلی از برنج است و یک لایه گرافیت نیز به فنجان داخلی اضافه شده است. [۸-۷]. عایق آن نیز از جنس پلی اتیلن تهیه شده است. برای اینکه نویز کاهش یابد، قسمت الکترونیک در حفاظ آلومینیومی با اتصالات BNC قرار گرفته است. مقدار جریان ایجاد شده در فنجان فارادی به عوامل مختلفی بستگی دارد که مهم‌ترین آن‌ها عبارتند از: تعداد ذرات برخوردی، درجه یونیزاسیون ذرات برخوردی و بازده الکترون ثانویه. ابعاد فارادی باید به گونه‌ای طراحی شود که دارای مقاومت ظاهری ۵۰ اهم باشد. با توجه به اینکه فنجان فارادی از دو استوانه‌ی هم محور با عایق میانی تشکیل شده است، شکل ۱. مقاومت آن را می‌توان از رابطه‌ی زیر که برای کابل هم محور می‌باشد، محاسبه کرد.

$$Z = \frac{138.2}{\sqrt{K}} \log_{10}\left(\frac{D}{d}\right) \qquad (۱)$$

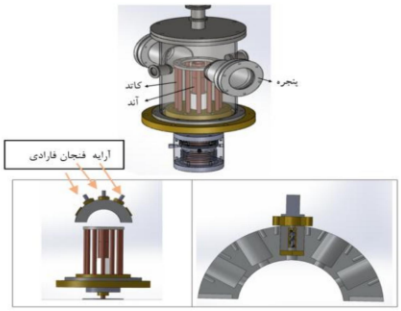
Dقطر داخلی فنجان بیرونی، d قطر بیرونی فنجان داخلی و K ثابت دی‌الکتریک می‌باشد .



شکل ۱: شماتیک فارادی کاپ و اجزای آن (سربرنجی، گرافیت، فارادی کاپ،اتصال BNC، روزنه، استوانه داخلی و خارجی)

مشخصات دستگاه پلاسمای کانونی و محل قرارگیری فنجان‌ها

عملکرد دستگاه پلاسمای کانونی به این صورت است که بعد از شارژ بانک خازنی تا پتانسیل مورد نظر، بخش کنترل آن با ارسال یک پالس ولتاژ بالای کوتاه مدت به سوئیچ اسپارک گپ، منجر به تخلیه¬ی انرژی بانک به گاز کم فشار موجود در فضای بین آند و کاتد و یونیزه شدن آن می¬شود. این دستگاه از دو قسمت الکتریکی و مکانیکی تشکیل شده است. اجزای الکتریکی آن شامل تابلو برق، ترانس ولتاژ بالا، بانک خازنی، دمپر و تریگر می‌باشد. بیشینه ولتاژ تخلیه نیز ۳۰kV می باشد. اجزای مکانیکی دستگاه شامل محفظه گاز، آند، کاتد، سیستم خلاء و تزریق گاز می‌باشد. سیستم خلاء این دستگاه توسط یک پمپ روتاری و یک دام ازت مایع تا فشار $۱۰^{-۳}$ تور تامین می‌شود. شماتیک پلاسمای کانونی و محل قرارگیری فنجان‌ها در شکل ۲ نشان داده شده است. فنجان-های فارادی از دو استوانه تو درتو ساخته شده‌اند که جنس استوانه داخلی از گرافیت و استوانه بیرونی برنجی است. فنجان یک روزنه کوچک برای ورود یون‌ها دارد و سر دیگر ان اتصالات BNC متصل است.



شکل۲: دستگاه پلاسمای کانونی و محل قرارگیری آرایه‌های فارادی کاپ

مشخصات باریکه در جدول ۱ آورده شده است.

جدول ۱-۵: مشخصات باریکه و فنجان فارادی.

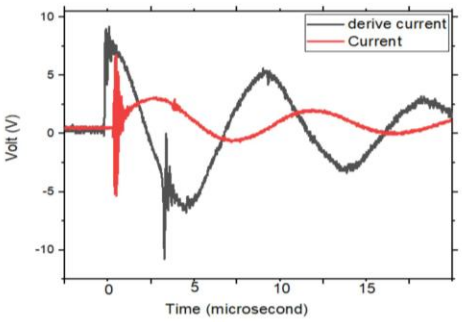
مشخصات باریکه		مشخصات مشترک در تمام حفره ها	
نوع یون	آرگون-هلیوم	قطر ورودی فنجان	۲ mm
		عمق فنجان	۱۳ mm
انرژی	۴۰-۱۵۰ keV	نسبت منظر	۱۳/۲
جریان	mA از مرتبه	جنس فنجان	برنج-گرافیت
نوع یون	آرگون-هلیوم	قطر ورودی فنجان	۲ mm

برای کالیبراسیون فارادی‌ها، هر فارادی را در زاویه‌ی صفر درجه قرار می‌دهیم و حدود ۱۰ تخلیه موفق انجام می‌دهیم. تخلیه‌های موفق تخلیه‌ای هستند که علاوه بر ایجاد شکستگی در سیگنال جریان در آشکارساز سوسوزن پلاستیک، پرتوهای ایکس سخت

تقریباً یکسانی تولید کنند. سپس میانگین مساحت زیر نمودار آن‌ها را محاسبه و نسبت به فنجان فارادی که در مرکز آرایه قرار می‌گیرد نرمال می‌کنیم. معکوس مقدار مذکور را ضریب کالیبراسیون فارادی‌ها می‌نامیم.

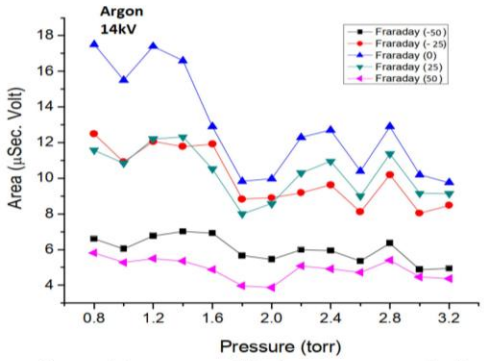
نتایج تجربی

در بخش اول تست‌ها، در دستگاه پلاسمای کانونی از گاز آرگون استفاده کردیم. آرگون یک گاز سنگین است. در شکل ۳ سیگنال جریان و مشتق جریان برای گاز آرگون در فشار ۳/۷ تور و ولتاژ ۱۲ کیلو ولت نشان داده شده است. در زمانی که شکست در نمودار مشتق جریان اتفاق می‌افتد، پینچ در پلاسمای کانونی تشکیل می‌شود. در این لحظه یون‌ها با شتاب زیاد از سر آند به سمت فنجان فارادی حرکت می‌کنند. جریان یون‌های گاز آرگون بر روی آرایه‌ها را اندازه‌گیری کردیم.



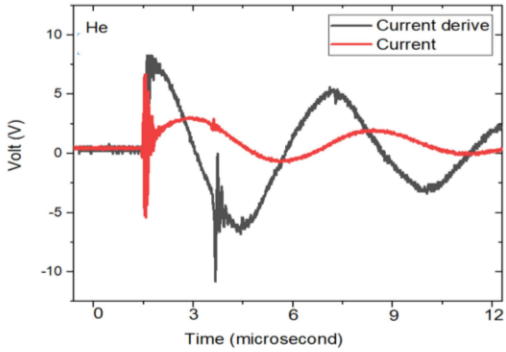
شکل ۳: سیگنال جریان و مشتق جریان- گاز آرگون در پلاسمای کانونی

در شکل ۴ توزیع شدت یون‌های آرگون بر حسب فشار نشان داده شده است. برای اندازه‌گیری توزیع زاویه‌ای یون‌های آرگون از آرایه‌ی آشکارسازهای فنجان فارادی استفاده شد. ولتاژ معکوس فنجان‌های فارادی ۱۰۰- ولت انتخاب شد. برای محاسبه‌ی توزیع زاویه‌ای، متوسط سطح زیر نمودارها را محاسبه می‌کنیم. برای هر فشار حداقل ۵ تخلیه‌ی موفق با شدت پرتوهای ایکس سخت سیگنال آشکارساز سوسوزن پلاستیک را انتخاب کردیم. لازم به ذکر است که سیگنال‌ها در ضرایب کالیبراسیون فنجان‌ها ضرب شده‌اند. یون‌های آرگون در زاویه‌ی صفر درجه یعنی در جهت رو به جلو بیشترین مقدار را دارند و در زوایای دور از مرکز بیشتر از ۲۵ درجه افت قابل ملاحظه‌ای دارند. این نتیجه با توجه به اینکه یون‌ها به دلیل میدان مغناطیسی، در جهت زاویه ی صفر درجه شتاب می‌گیرند مطابقت دارد. توزیع شدت یون‌های آرگون بر حسب فشار در زوایای مختلف برای ولتاژ ۱۴ کیلو ولت نشان داده شده است.



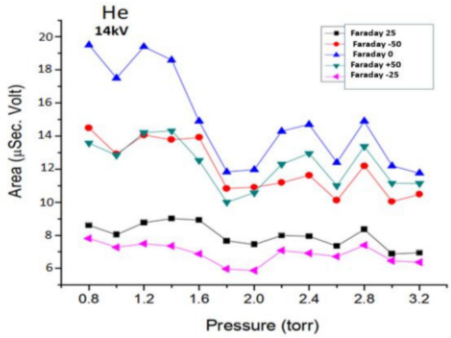
شکل ۴: توزیع شدت یون‌های آرگون بر حسب فشار در زوایای مختلف برای ولتاژ ۱۴ کیلو ولت

در ادامه سیگنال جریان و مشتق جریان برای گاز هلیوم در شکل ۵ نشان داده شده است.



شکل ۵: سیگنال جریان و مشتق جریان- گاز هلیوم در پلاسمای کانونی

در شکل ۶ توزیع شدت یون‌های آرگون بر حسب فشار نشان داده شده است. به دلیل اینکه در فشارهای پایین، یون ها در مسیر خود تا فنجان فارادی با تعداد ذرات کمتری برخورد می‌کنند، برای یک ولتاژ ثابت در فشارهای پایین‌تر شدت یون‌ها بیشتر است. با افزایش ولتاژ شدت یون‌ها افزایش می‌یابد.



شکل ۶: توزیع شدت یون‌های آرگون بر حسب فشار در زوایای مختلف برای ولتاژ ۱۴ کیلو ولت

همان‌طور که از مقایسه نمودارهای مربوط به توزیع شدت یون‌های آرگون و هلیوم نشان داده شده است در گازهای سنگین‌تر مثل آرگون شدت انرژی کمتر و در گاز سبک مانند هلیوم شدت انرژی بالاتر است.

در گازهای سنگین، مانند آرگون یون‌ها در مرکز بیشینه هستند و هر چه به سمت زاویه‌های بزرگتر برویم کمتر می‌شود. در مورد یون‌های سبکتر مانند هلیوم، این یون‌ها در راستای میدان مغناطیسی قرار نمی‌گیرند و بیشتر در لبه‌ها و در زوایای بزرگتر قرار می‌گیرند. از این روش برای لایه نشانی با استفاده از یون‌ها استفاده می‌شود. بنابراین اگر بخواهیم از این یون‌ها برای لایه نشانی یا کاشت یون استفاده کنیم باید این موضوع را مد نظر قرار دهیم که در ولتاژهای کاری بالا در زوایای بیشتر از ۲۵± درجه شدت یون‌ها به شدت کاهش می‌یابد.

نتیجه گیری:

آشکارسازی یون‌ها با استفاده از آرایه فارادی‌کاپ امکان تحلیل توزیع مکانی و جرمی ذرات پلاسمایی را فراهم می‌سازد. نتایج نشان می‌دهند که یون‌های سبک‌تر مانند هلیوم به دلیل نسبت بار به جرم بالاتر، در میدان‌های الکترومغناطیسی دچار انحراف بیشتری شده و عمدتاً در نواحی پیرامونی آشکار می‌شوند، در حالی که یون‌های سنگین‌تر مانند آرگون به دلیل حرکت خطی‌تر و انحراف کمتر، در مرکز آرایه متمرکز می‌گردند. این رفتار نشان‌دهنده تفکیک طبیعی یون‌ها بر اساس جرم در ساختار میدان پلاسما و آشکارساز بوده و برای تحلیل ترکیب یونی و دینامیک خروجی پلاسما بسیار حائز اهمیت است.

مراجع:

[1] K. Takao, et al., "Characteristics of Ion Beams Produced in a Plasma Focus Device", Japan. J. Appl. Phys.,40, 1013, 2001.

[2] Diab, F. "Ion-beam Investigation in a 1.5-kJ Dense Plasma Focus Device". Plasma Phys. Rep. **45**, 952–964, 2019.

[3] Ram Niranjan, et al., "Application of medium energy plasma focus device in study of radioisotopes", Physics Letters A, Vol 382, Issue 46, 3365-3368. 2018.

[4] Akel, M. et al., "Features of Pinch Plasma, Electron, and Ion Beams That Originated in the AECS PF-1 Plasma Focus Device", Plasma, 5, 184–195, 2022.

[5] Diab, F. "Ion-beam Investigation in a 1.5-kJ Dense Plasma Focus Device". Plasma Phys. Rep. **45**, 952–964, 2019.

[۶] قاسمی، ب.، مشخصه یابی گسیل یون نیتروژن در دستگاه پلاسما کانونی *SBUMTPF1*، رساله دکتری مهندسی هسته¬ای، دانشگاه شهید بهشتی، ۱۳۹۲.

[7] Gary, S. P. and Hohl, F. "Ion kinematics in a plasma focus", Phys. Fluids, 16, 997, 1973.

[8] Gray, S. P. "Ion Acceleration in Plasma Focus", Phys. Fluids, 17, 2135, 1974.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-20

بررسی نشر نوری گازهای محیطی در پلاسما تخلیه الکتریکی نقطه‌ای

الناز خدادادی مشهد[۱] ، نادر شکوفی[۲*]

[۱و۲] آزمایشگاه دستگاهوری و طیف سنجی تجزیه ای، پژوهشگاه شیمی و مهندسی شیمی ایران، تهران، ایران

n.shokoufi@ccerci.ac.ir *

چکیده

در این پژوهش، سامانه‌ای بر پایه تخلیه الکتریکی نقطه‌ای برای تولید میکروپلاسما طراحی و با استفاده از تحلیل طیفی برای ارزیابی گازهای محیطی استفاده شد. با بهره‌گیری از یک سل کوارتزی و منبع تغذیه، تخلیه پایدار بین الکترودهای نوک‌تیز در فشار اتمسفری ایجاد گردید. گازهای مختلف از جمله اکسیژن، نیتروژن، دی‌اکسید کربن، آرگون، بخار آب و هوای محیط به محفظه تزریق شده و طیف نشر نوری آن‌ها توسط طیف‌سنج نوری ثبت گردید. طیف مرجع در شرایط خلأ برای مقایسه ارائه شد. نتایج به‌دست‌آمده نشان‌دهنده امکان شناسایی دقیق و گزینش‌پذیر گازهای محیطی بر اساس پیک‌های نشری اختصاصی آن‌ها است. سادگی طراحی، قابلیت حمل، و توانایی عملکرد در شرایط محیطی، این سامانه را به گزینه‌ای مناسب برای کاربردهای میدانی، از جمله پایش سریع گازها تبدیل می‌نماید.

کلید واژه ها: تخلیه نقطه‌ای، میکروپلاسما، گازهای محیطی

Investigation of optical emission of ambient gases in point discharge plasma

Elnaz Khodadadi mashhad[1] , Nader Shokoufi[2*]

[1,2] Analytical Instrumentation and Spectroscopy Laboratory,
Chemistry & Chemical Engineering Research Center of Iran, Tehran, Iran.
*n.shokoufi@ccerci.ac.ir

Abstract

In this study, a point-discharge-based system was developed to generate microplasma and employed for the analysis of ambient gases through spectral techniques. Using a quartz cell and a low-voltage power supply, a stable discharge was created between sharp-pointed electrodes at atmospheric pressure. Various gases, including oxygen, nitrogen, carbon dioxide, argon, water vapor, and ambient air, were injected into the chamber and their optical emission spectra were recorded by an optical spectrometer. A reference spectrum in vacuum conditions was also provided for comparison. The results obtained indicate the possibility of accurate and selective identification of ambient gases based on their specific emission peaks. The simplicity of design, portability, and ability to operate in ambient conditions make this system a suitable option for field applications, including rapid gas monitoring.

Keywords: Point Discharge, Microplasma, Environmental gases

مقدمه

پلاسما، به‌عنوان حالت چهارم ماده، محیطی متشکل از الکترون‌ها، یون‌ها و گونه‌های خنثی است که در اثر انرژی بالا ایجاد می‌شود و به‌دلیل ویژگی‌هایی نظیر رسانایی الکتریکی و تاثیرپذیری از میدان‌های الکترومغناطیسی، کاربرد گسترده‌ای در فرایندهای شیمیایی و تحلیل‌های پیشرفته دارد. با وجود توان بالای پلاسما در تحریک آنالیت‌ها، استفاده از منابع پلاسمای متداول نظیر ICP به دلیل نیاز به تجهیزات بزرگ، انرژی بالا و گازهای پرهزینه، در شرایط میدانی و کاربردهای قابل‌حمل محدودیت‌هایی ایجاد کرده است (Khan et al., 2022).

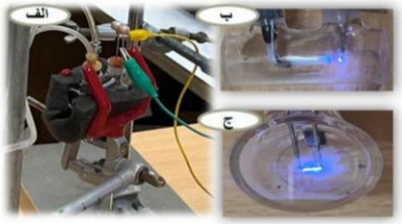
در پاسخ به این چالش، فناوری میکروپلاسما معرفی شده است. میکروپلاسما نوعی پلاسما با ابعاد در حدود میلیمتر است که در فشار اتمسفری و با دقت و صحت بالا قابل تولید است. این ویژگی‌ها، همراه با طراحی بهینه و پایداری بالا، آن را به گزینه‌ای مناسب برای تحلیل‌های میدانی و قابل حمل تبدیل کرده است (Yang et al., 2025). یکی از روش‌های نوآورانه تولید میکروپلاسما، تخلیه الکتریکی نقطه‌ای است؛ فرآیندی که در آن با اعمال ولتاژ بین دو الکترود نوک‌تیز با فاصله کم، یک پلاسمای متمرکز و پایدار با دمای پایین در ناحیه‌ای کوچک تولید می‌شود. این روش، به‌دلیل حجم محدود پلاسما و سهولت راه‌اندازی، امکان ترکیب با تکنیک‌های طیف‌سنجی را فراهم کرده است.

در این میان، طیف‌سنجی نشر نور به‌عنوان یک ابزار قدرتمند در تحلیل شیمیایی، به‌ویژه برای شناسایی و تعیین مقدار عناصر، نقش کلیدی دارد. در این روش، نور نشرشده از گونه‌های برانگیخته در پلاسما ثبت و تحلیل می‌شود که اطلاعات دقیقی درباره ماهیت و غلظت عناصر موجود فراهم می‌کند (Li et al., 2016). تلفیق OES با میکروپلاسمای تخلیه نقطه‌ای، به‌دلیل تولید سریع، حساسیت بالا و عدم نیاز به آماده‌سازی پیچیده نمونه، راهکاری مؤثر برای تحلیل گازها در شرایط واقعی ارائه می‌دهد (Yang et al., 2023).

بررسی رفتار طیفی گازهای محیطی نظیر نیتروژن، اکسیژن، هوا، کربن دیاکسید، آرگون و بخار آب در چنین سامانه‌ای از آن جهت حائز اهمیت است که این گازها نه‌تنها بخش عمده‌ای از ترکیب اتمسفر را تشکیل می‌دهند، بلکه در پایش آلودگی هوا، بررسی فرآیندهای احتراقی و کاربردهای بالینی نقش حیاتی دارند. شناسایی ویژگی‌های طیفی این گازها، به کمک روش‌های نوین و قابل‌حمل، گامی مؤثر در توسعه ابزارهای تحلیل سریع و میدانی در علوم محیطی و مهندسی پلاسما به‌شمار می‌رود.

مواد و روش ها

سامانه میکروپلاسما با روش تخلیه نقطه‌ای در یک سل از جنس کوارتز با ورودی گاز و جایگاه الکترود طراحی شد. الکترودهای نوک‌تیز از جنس استیل ضدزنگ با فاصله یک میلی‌متر نصب گردیدند که متصل به منبع تغذیه ۶ ولتی برای ایجاد پلاسما بین دو الکترود شد (شکل۱). کل سامانه برای کاهش تداخل نوری، در محفظه تاریک قرار گرفت. پیش از تزریق گاز، با ایجاد خلأ نسبی، طیف مرجع در غیاب گاز ثبت شد. سپس گازهای اکسیژن، نیتروژن، آرگون، کربن دی‌اکسید و بخار آب با خلوص ۹۹۹/ ۹۹٪ و هوای اتمسفر تزریق و طیف نور گسیل‌شده با فیبر نوری جمع‌آوری و به دستگاه طیف سنج نوری مدل Ocean Optic 6500 USA برای ثبت منتقل شد.



شکل ۱. الف) سیستم تخلیه الکتریکی نقطه‌ای ب) محفظه تشکیل پلاسما با پنجره کوارتزی ج) تخلیه‌ی الکتریکی نقطه‌ای پلاسما

تحلیل نتایج

در شرایط خلأ، به‌دلیل نبود گونه‌های گازی، هیچ پیک مشخصی در طیف نشری مشاهده نمی‌شود. این طیف به‌عنوان مرجع پایه، امکان مقایسه دقیق با گازهای تزریقی را فراهم می‌سازد و اختلاف طیفی ناشی از حضور گازهای مختلف را برجسته می‌سازد.

جدول ۱. طول موج پیک‌های شاخص گونه‌ها

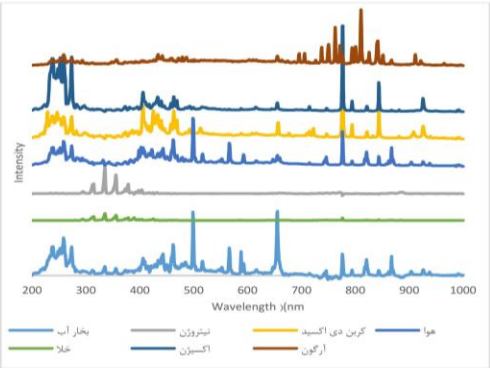
گونه	طول موج پیک‌های شاخص (nm)
O	۸۴۴/۶ ،۷۷۶
N_2	۳۵۶ ،۳۳۷
Ar	۸۳۹ ،۷۹۴/۸ ،۸۱۱/۵
C	۹۱۰ ،۵۱۲
H	۶۵۶ ،۴۹۹

در حضور اکسیژن خالص، پیک‌های شاخص در ۷۷۶ و ۸۴۴/۶ نانومتر ظاهر شدند که به ترتیب به گذارهای الکترونی $3p^5P \rightarrow 3s^5S$ و $3p^3P \rightarrow 3s^3S$ در اتم‌های اکسیژن نسبت داده می‌شوند. این پیک‌ها حاصل برانگیختگی اتم‌های اکسیژن هستند که در اثر تجزیه مولکول O_2 توسط برخوردهای الکترونی با انرژی بیشتر از 12 eV ایجاد می‌شوند.

طیف گاز نیتروژن شامل پیک‌هایی در ناحیه فرابنفش، به‌ویژه در ۳۳۷و ۳۵۶ نانومتر است که به گذارهای $C^3\Pi_u \rightarrow B^3\Pi_g$ در پیوندهای کووالانسی N_2^+ مربوط می‌باشند. عدم مشاهده خطوط اتمی نیتروژن، از جمله در ۷۴۶/۸ نانومتر، نشان‌دهنده دمای پایین پلاسما و پایداری نسبی مولکول‌های N_2 است.

در آرگون، پیک شاخص در ۸۱۱/۵ نانومتر مشاهده شد که به گذار $4p \rightarrow 4s$ در اتم آرگون نسبت داده می‌شود. خطوط دیگر در ۷۹۴/۸ و ۸۳۹ نانومتر نیز به گذارهای الکترونی درون اتم آرگون تعلق دارند.

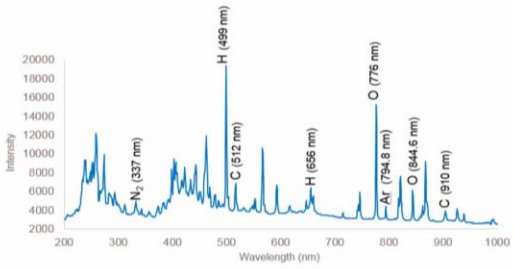
گازهای حاوی اکسیژن نظیر CO_2 و H_2O نیز پیک‌های مشترکی با اکسیژن در ۷۷۶ و ۸۴۴/۶ نانومتر نشان می‌دهند که بیانگر تجزیه این مولکول‌ها به اتم‌های اکسیژن تحت تخلیه نقطه‌ای است. خطوط مربوط به کربن (۵۱۲ و ۹۱۰ نانومتر) و هیدروژن (۴۹۹ و ۶۵۶ نانومتر) نیز حضور این گونه‌ها را تایید می‌کنند (شکل ۲).



شکل ۲. نمودار طیف تخلیه الکتریکی پلاسما نقطه‌ای گازهای محیطی

بحث

نتایج طیف‌سنجی با استفاده از روش پلاسمای تخلیه نقطه‌ای نشان دهنده توانایی این روش در شناسایی گازهای محیطی با دقت بالا است. طیف‌های بدست آمده در آزمایشگاه شامل پیک‌های شاخص اکسیژن (۷۷۶ و۸۴۴/۶ نانومتر)، نیتروژن(۳۳۷ و ۸۳۹ نانومتر) با داده‌های استاندارد و مطالعات پیشین همخوانی دارند، که صحت مکانیزم‌های تجزیه ملکولی وگذارهای الکترونی را تایید می‌کند. همپوشانی پیک‌های ۷۷۶ و ۸۴۴/۶ نانومتر در کربن دی‌اکسید و بخار آب نشان دهنده تشکیل اتم‌های اکسیژن برانگیخته است، در حالی که پیک-های متمایز نیتروژن و آرگون امکان تفکیک این گازها را فراهم می‌کنند (شکل۳). این روش، با طراحی ساده و مصرف انرژی کم پتانسیل بالایی برای تحلیل گازها در شرایط اتمسفری ارائه می‌دهد.



شکل ۳. نمایش پیک‌های شاخص در طیف نشری هوای محیط حاصل از تخلیه الکتریکی پلاسما نقطه‌ای

نتیجه‌گیری

نتایج این پژوهش نشان داد که میکروپلاسمای تخلیه نقطه‌ای توانایی بالایی در شناسایی و تفکیک گازهای مختلف بر اساس ویژگی‌های طیفی آن‌ها دارد. حضور پیک‌های شاخص برای اکسیژن، نیتروژن و آرگون امکان تحلیل دقیق گازها را در شرایط محیطی فراهم می‌سازد. طراحی ساده، مصرف انرژی پایین و قابلیت حمل این سامانه، آن را به گزینه‌ای مناسب برای کاربردهای میدانی و پایش سریع گازهای محیطی تبدیل می‌کند.

مراجع

Khan, S. R., Sharma, B., Chawla, P. A., & Bhatia, R. (2022). Inductively Coupled Plasma Optical Emission Spectrometry (ICP-OES). *Food Analytical Methods*, *15*(3), 666–688.

Li, M., Deng, Y., Zheng, C., Jiang, X., & Hou, X. (2016). Hydride generation-point discharge microplasma-optical emission spectrometry for the determination of trace As, Bi, Sb and Sn. *Journal of Analytical Atomic Spectrometry*, *31*(12), 2427–2433.

Yang, R., Su, Y., Ren, T., Li, Y., Deng, Y., & Zheng, C. (2023). Automatic and Matrix Interference-Free Acid-Base Titration by Coupling CO2 Vapor Generation with Microplasma Carbon Optical Emission Spectrometry. *Analytical Chemistry*, *95*(47), 17238–17245.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P5-10

اصلاح سطح الیاف آرامید و پشم با استفاده از فناوری پلاسمای سرد

امیرحسین زالی[۱] و حمیدرضا قمی مرزدشتی[۱و*]
۱ پژوهشکدهٔ لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: h-gmdashty@sbu.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، تأثیر پردازش پلاسمای سرد بر افزایش آبدوستی و رنگ‌پذیری الیاف پشم و آرامید بررسی شده است. به‌منظور اصلاح سطح، از سیستم تخلیهٔ سد دی‌الکتریک استفاده شد. آنالیز میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) نشان داد که پردازش پلاسما سبب افزایش زبری سطح الیاف و ایجاد ساختارهای نانو متخلخل شده که این موضوع مطابق با مدل‌های Wenzel و Cassie-Baxter، به افزایش آبدوستی سطح منجر می‌گردد. همچنین، با افزودن گاز اکسیژن به محیط پلاسما، با ایجاد گونه‌های فعال نظیر رادیکال‌های هیدروکسیل، موجب افزایش گروه‌های عاملی قطبی مانند هیدروکسیل، کربوکسیل و کربونیل روی سطح الیاف شد. نتایج حاکی از آن است که اصلاح سطح الیاف با پلاسما نه‌تنها موجب بهبود آبدوستی و قابلیت رنگرزی آن‌ها شده، بلکه از نظر ساختاری و مکانیکی نیز آسیبی به آن‌ها وارد نکرده است. این یافته‌ها، استفاده از فناوری پلاسمای سرد را به‌عنوان روشی مؤثر و سازگار با محیط‌زیست در بهبود عملکرد الیاف نساجی تأیید می‌کند.

کلیدواژه: فناوری پلاسمای سرد، پردازش سطح، آبدوستی الیاف

Surface Modification of Aramid and Wool Fibers Using Cold Plasma Technology

Amirhossein Zali [1] and Hamidreza Ghomi Marzdashti [1,*]
1 Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
*corresponding e-mail: h-gmdashty@sbu.ac.ir

Abstract

In this study, the effect of cold plasma processing on enhancing the hydrophilicity and dyeability of wool and aramid fibers has been investigated. To modify the fiber surfaces, a dielectric barrier discharge (DBD) system was employed. Scanning electron microscopy (SEM) analysis revealed that plasma processing increased the surface roughness of the fibers and created nano-porous structures, which, in accordance with the Wenzel and Cassie-Baxter models, led to improved surface hydrophilicity. Moreover, the addition of oxygen gas to the plasma environment led to the formation of reactive species such as hydroxyl radicals, resulting in an increase in polar functional groups like hydroxyl, carboxyl, and carbonyl on the fiber surfaces. The results indicate that plasma surface modification not only improved the hydrophilicity and dyeability of the fibers, but also did not cause any structural or mechanical damage. These findings confirm the use of cold plasma technology as an effective and environmentally friendly approach for enhancing the performance of textile fibers.

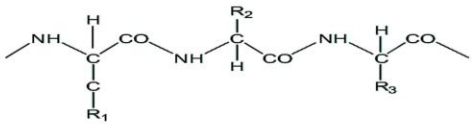
Keywords: Cold plasma technology, surface treatment, fiber hydrophilicity

مقدمه

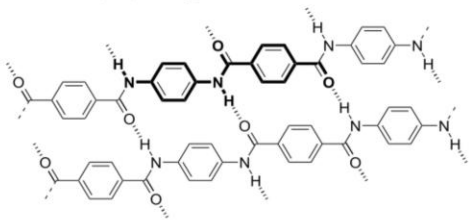
در سال‌های اخیر، صنعت نساجی برای کاهش مصرف آب و مواد شیمیایی و رفع آلودگی‌های زیست‌محیطی، به دنبال روش‌های پایدارتر رفته است. فناوری پلاسمای غیرحرارتی (NTP) به‌عنوان روشی خشک، سبز و کارآمد جایگزین مناسبی برای پرداخت‌های سنتی معرفی شده است. این روش به‌ویژه برای اصلاح سطح الیاف حساس به دما مانند پشم و آرامید کاربرد دارد [۱].

پلاسما، به‌عنوان حالت چهارم ماده، ترکیبی از گاز یونیزه شده، الکترون‌های پرانرژی، رادیکال‌های آزاد، یون‌ها و فوتون‌های فرابنفش کوتاه‌موج است که در تعامل با سطح الیاف، بدون تأثیرگذاری بر خواص فیزیکی توده‌ای، اصلاحات سطحی متنوعی ایجاد می‌کند. در این میان، الیاف پشم که ساختاری پروتئینی (شکل ۱) و حساس به دما دارند، و الیاف آرامید (شکل ۲) با مقاومت حرارتی و شیمیایی بالا و زنجیره‌های آروماتیک، هر دو از کاندیداهای مهم برای بهره‌گیری از مزایای پلاسما در اصلاح سطح و افزایش چسبندگی، رنگ‌پذیری، آب‌دوستی هستند. استفاده از منابع پلاسمای فشار جو نظیر تخلیهٔ سد دی‌الکتریک (DBD)، تخلیهٔ تابان (GD) و پلاسمای جت فشار جو (APPJ)، امکان اصلاح سطح این الیاف را در شرایط پیوسته و در مقیاس صنعتی فراهم کرده است [۲].

در مطالعهٔ منتشرشده از سوی تی کیم و همکاران در سال ۲۰۲۱، تأثیر زمان‌های مختلف پردازش پلاسمای تخلیهٔ سد دی‌الکتریک (۱۵ تا ۹۰ ثانیه) بر روی پارچهٔ پلی‌استر بررسی شد. نتایج نشان داد که پردازش پلاسما باعث افزایش ارتفاع جذب آب تا ۲۲.۵ درصد در جهت تار و بهبود یکنواختی رنگ و شدت رنگ در مقایسه با نمونه‌های پردازش نشده شد. همچنین، گروه‌های عاملی قطبی مانند کربوکسیل روی سطح الیاف افزایش یافتند که منجر به افزایش آبدوستی شد. مهم‌تر اینکه، این تغییرات بدون کاهش قابل‌توجه در استحکام کششی پارچه حاصل شد [۳].

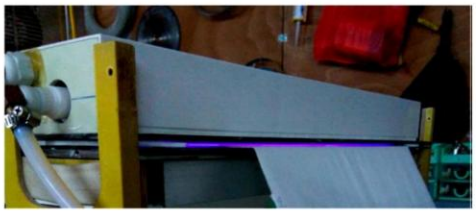


شکل ۱. ترکیب شیمیایی الیاف پشم.



شکل ۲. ساختار شیمیایی الیاف آرامید.

این مقالات نشان می‌دهند که پردازش پلاسمای تخلیهٔ سد دی‌الکتریک می‌تواند به‌طور مؤثری آبدوستی الیاف طبیعی و مصنوعی را افزایش دهد، بدون اینکه خواص مکانیکی آن‌ها را به‌طور قابل‌توجهی کاهش دهد. این فناوری پتانسیل بالایی برای بهبود فرآیندهای رنگرزی، ضدنمدی شدن، ضد باکتریایی و ضدشعله در صنعت نساجی دارد.



شکل ۳. شماتیک تخلیهٔ سد دی الکتریکی در صنعت نساجی[۳].

مواد و روش

مواد:

- نخ:

در این مطالعه، از نخ نایلون ۶،۶ با ویژگی‌های فنی مشخص استفاده شد. این نخ دارای استحکام حداقل ۸۵ سانتی‌نیوتن

بر تکس، ازدیاد طول در نیروی ۷/۴۷ سانتی‌نیوتن بر تکس حداکثر ۱۲ درصد و ازدیاد طول در نقطهٔ پارگی حداکثر ۲۴ درصد است. همچنین، میزان جمع‌شدگی آن در شرایط آزمون (دمای ۱۶۰ درجهٔ سانتی‌گراد به مدت ۲ دقیقه تحت بار ۰/۴۴ سانتی‌نیوتن بر تکس) حداکثر ۶ درصد و مقاومت حرارتی آن حداقل ۹۲ درصد اندازه‌گیری شد.

- پشم:

از پشم مرینوس که یکی از محبوب‌ترین مواد پارچه‌ای جهان به شمار می‌آید، استفاده شد.

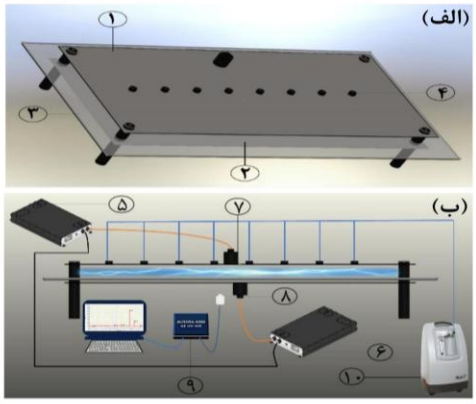
روش:

در ابتدا، الیاف آرامید و پشم به‌صورت نمونه‌هایی مجزا برای انجام پردازش پلاسمایی آماده‌سازی شدند. هر یک از این نمونه‌ها که در شرایط عاری از آلودگی نگهداری شده بودند، در محدودهٔ پلاسما قرار گرفتند. پیش از شروع پردازش پلاسمایی، سطحی که نمونه‌ها روی آن قرار می‌گیرند به‌منظور حذف آلودگی‌ها و چربی‌زدایی، ابتدا با الکل و سپس با استون شسته شد. در مرحلهٔ بعد، نمونه‌ها به سه شکل مختلف (پلاسما به همراه تغذیهٔ گاز هوا، پلاسما به همراه تغذیهٔ گاز اکسیژن (۲ و ۵ لیتر بر دقیقه) در سه تکرار تحت پردازش پلاسمایی قرار گرفتند. در نهایت نمونه‌های پردازش شده را توسط آنالیز SEM مورد تحلیل و بررسی قرار می‌دهیم.

سیستم پلاسمایی:

اثرات پردازش پلاسمای سرد بر آبدوستی الیاف با استفاده از سیستم پلاسمای تخلیهٔ سد دی الکتریک مورد بررسی قرار گرفت.

این سیستم از یک محفظهٔ پلاسمایی و دو الکترود موازی از جنس استیل ضد زنگ با فاصلهٔ جداسازی قابل تنظیم تشکیل شده است. تولید پلاسما با استفاده از یک منبع تغذیهٔ دو حالتهٔ مجهز به دو منبع تغذیهٔ ولتاژ بالای مستقل انجام شد. یک منبع تغذیهٔ DC پالسی با فرکانس ۶ کیلوهرتز به الکترود بالایی متصل شد که توانایی اعمال ولتاژ در بازهٔ ۰ تا ۱۵ کیلوولت را داشت. در طول فرایندهای آزمایشگاهی، ولتاژ ثابت ۱۲ کیلوولت به‌طور پیوسته به الکترود بالایی اعمال شد. الکترود پایینی به یک منبع تغذیهٔ جریان متناوب با موج سینوسی و فرکانس ۵۰ هرتز متصل شد که توانایی اعمال ولتاژ در بازهٔ ۰ تا ۶۰ کیلوولت را دارا بود.

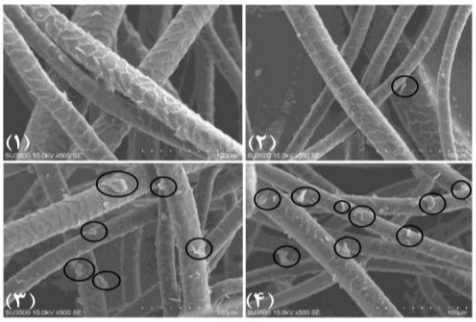


شکل ۴. شماتیک سیستم تخلیهٔ سد دی‌الکتریک، الف) ۱- الکترود ولتاژ بالای ۱، ۲- الکترود ولتاژ بالای ۲، ۳- دی‌الکتریک (شیشه)، ۴- سوپاپ انتقال گاز و ب) ۵- منبع تغذیهٔ DC پالسی، ۶- منبع تغذیهٔ جریان متناوب، ۷- سیم ولتاژ بالای الکترود بالا، ۸- سیم ولتاژ بالای الکترود پایین، ۹- OES و ۱۰- اکسیژن‌ساز.

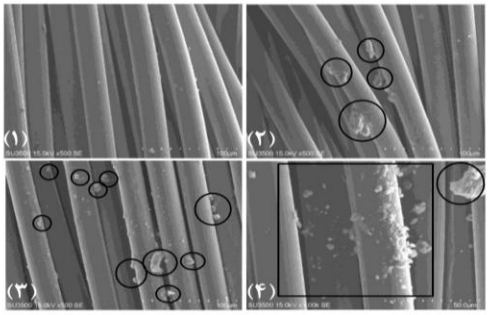
شکل ۵. نمایی از ستاپ چیده شده از پلاسمای تخلیهٔ سد دی‌الکتریک.

بحث:

با توجه به نتایج به دست آمده از آنالیز SEM مشاهده می‌شود که سطح نمونه‌های کنترل صاف‌تر و دارای تعداد محدودی ذرات سطحی است، منتهی الیافی که تحت پردازش پلاسمایی قرار گرفته‌اند افزایش قابل‌توجهی در تعداد ذرات و زبری سطح دیده می‌شود. بنابراین پلاسما باعث زبرتر شدن سطح الیاف می‌شود. بر اساس مدل Wenzel و Cassie-Baxter، زبری سطح منجر به افزایش سطح تماس واقعی بین آب و الیاف می‌شود که در صورت حضور گروه‌های قطبی، آبدوستی تقویت می‌گردد. همین‌طور افزودن گاز اکسیژن به محیط پلاسما نقش مهمی در افزایش آبدوستی دارد. گاز اکسیژن در پلاسما به رادیکال‌های هیدروکسیل ($OH^{\cdot}$) و سایر گونه‌های اکسیژنی فعال شکسته می‌شود. این رادیکال‌ها با سطح الیاف واکنش داده و به تشکیل بیشتر گروه‌های قطبی کمک می‌کنند. همچنین، گاز اکسیژن منجر به سوختن یا آسیب دیدن بیش از حد الیاف نمی‌شود و اصلاح ملایم‌تر و کنترل‌شده‌تری ایجاد می‌کند. از این رو با پردازش پلاسمایی، گروه‌های قطبی نظیر هیدروکسیل، کربوکسیل، یا کربونیل در سطح ایجاد یا افزایش می‌یابند. این گروه‌ها دارای خاصیت آبدوست هستند، یعنی با مولکول‌های آب پیوند هیدروژنی برقرار می‌کنند و آبدوستی سطح را افزایش می‌دهند.



(الف)



(ب)

شکل ۶. تصاویری از آنالیز SEM الیاف الف) پشم و ب) آرامید. ۱) نمونهٔ کنترل، ۲) پردازش پلاسمایی با گاز هوا، ۳) پردازش پلاسمایی با گاز اکسیژن (۲ لیتر بر دقیقه) و ۴) پردازش پلاسمایی با گاز اکسیژن (۵ لیتر بر دقیقه).

نتیجه‌گیری

در این مطالعه، پلاسمای سرد نوع DBD با موفقیت برای بهبود آبدوستی الیاف پشم و آرامید به کار رفت. نتایج نشان داد که تیمار پلاسما باعث ایجاد زبری سطحی و افزایش گروه‌های قطبی می‌شود. افزودن گاز اکسیژن نیز به تقویت آبدوستی کمک کرد. این روش سبز و غیرتهاجمی، جایگزین مناسبی برای روش‌های شیمیایی سنتی در صنعت نساجی است.

مرجع‌ها

[1]Morent, R., De Geyter, N., Verschuren, J., De Clerck, K., Kiekens, P., & Leys, C. (2008). Non-thermal plasma treatment of textiles. *Surface and coatings technology*, *202*(14), 3427-3449.

[2]Shishoo, R. (Ed.). (2007). *Plasma technologies for textiles*. Elsevier.

[3]Kim, T. N. T., Vu Thi Hong, K., Vu Thi, N., & Vu Manh, H. (2021). The effect of DBD plasma activation time on the dyeability of woven polyester fabric with disperse dye. Polymers, 13(9), 1434.

مطالعه و بررسی تولید نیتریک اکساید در تخلیه پلاسمای قوس لغزان چرخشی

سیده حانیه حسینی کوهساری[1]، فرشاد صحبت زاده [2]، معصومه فرهادی[3]، محمد رضانژاد سنگدهی[4]
گروه فیزیک اتمی مولکولی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر Haniyeh.hosseini.umz@gmail.com
گروه مهندسی برق قدرت، دانشکده مهندسی و فناوری، دانشگاه مازندران، بابلسر m.rezanejad@umz.ac.ir
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : f.sohbat@umz.ac.ir

چکیده

پلاسمای قوس لغزان چرخشی یک فناوری پیشرفته در تولید پلاسمای اتمسفری با کارایی بالا است. در این سیستم، نقطه تماس قوس الکتریکی بین دو یا چند الکترود، به‌طور مداوم و عمدتاً تحت تأثیر جریان گاز یا میدان مغناطیسی، به صورت چرخشی حرکت می‌کند. این حرکت می‌تواند توسط جریان گاز و یا میدان مغناطیسی به‌طور مؤثری کنترل شود. این حرکت چرخشی باعث می‌شود قوس پلاسما به بیرون کشیده شود، خاموش و مجدداً در نقطه‌ای جدید احیا شود. در این تحقیق چیدمان قوس لغزشی چرخان طراحی و مشخصات الکتریکی آن مورد بررسی قرار گرفت. همچنین میزان نیتریک اکساید تولید شده در فاز گازی با روش طیف سنجی اندازه گیری شد. نتایج نشان داد با افزایش شارش گاز پیک O در طول موج 777 و پیک NO در طول موج 243 افزایش یافت. از سوی دیگر تغییرات طول شعله پلاسما برحسب تغییر فاصله الکترودها و تغییرات دمای شعله پلاسما برحسب شارش گاز ورودی مورد ارزیابی قرار گرفت. این بررسی‌ها حاکی از آن است که با اعمال شارش گاز ورودی دمای شعله پلاسما از 101 به 89°c کاهش یافت.

کلید واژه: پلاسمای سرد، تخلیه قوس لغزان چرخشی، نیتریک اکساید

Investigation of Nitric Oxide production in rotating gliding arc plasma discharge

S.Haniyeh Hosseini Kohsari, Farshad Sohbatzadeh, Masume Farhadi, Mohammad Rezanejad Sangdehi
Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Basic Sciences, University of Mazandaran, Babolsar Haniyeh.hosseini.umz@gmail.com
Department of Electrical Power Engineering, Faculty of Engineering and Technology, University of Mazandaran, Babolsar m.rezanejad@umz.ac.ir
*corresponding e-mail: f.sohbat@umz.ac.ir

Abstract

Rotating gliding arc plasma is an advanced technology in the production of high-efficiency atmospheric plasma. In this system, the contact point of the electric arc between two or more electrodes moves in a circular motion, continuously and mainly under the influence of a gas flow or a magnetic field. This motion can be effectively controlled by the gas flow or the magnetic field. This circular motion causes the plasma arc to be pulled out, extinguished and re-established at a new point. In this research, the rotating gliding arc arrangement was designed and its electrical characteristics were investigated. Also, the amount of nitric oxide produced in the gas phase was measured by Optical emissions spectroscopy (OES). The results showed that with increasing gas flow, the O peak at wavelength 777 and the NO peak at wavelength 243 increased. On the other hand, the changes in the plasma plume length in terms of the change in the electrode distance and the changes in the plasma plume temperature in terms of the input gas flow were evaluated. These studies indicate that by applying the inlet gas flow, the plasma plume temperature decreased from 101 to 89°C.

Keywords: Cold plasma, Rotating gliding arc discharge, NO(nitric oxide)

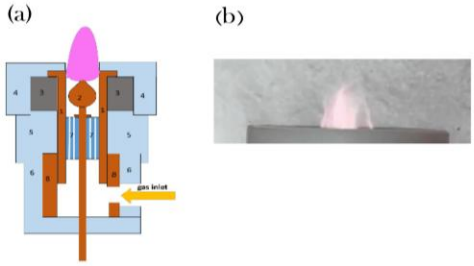
مقدمه

نیتریک اکساید (NO) یک مولکول کوچک و گازی است که به عنوان یک سیگنال‌دهنده بیولوژیکی در سیستم‌های زنده شناخته می‌شود. این مولکول در بسیاری از فرآیندهای فیزیولوژیکی و بیوشیمیایی نقش دارد و به عنوان یک گشادکننده عروق عمل می‌کند، که منجر به کاهش فشار خون و بهبود جریان خون در بافت‌ها می‌شود. همچنین، نیتریک اکساید در انتقال پیام‌های عصبی و تقویت سیستم ایمنی بدن نقش دارد. این ویژگی‌ها باعث شده‌اند که NO در زمینه‌های مختلف پزشکی، از جمله درمان اختلالات قلبی-عروقی، تنفسی و اختلالات نعوظ مورد توجه قرار گیرد. همچنین، نیتریک اکساید به عنوان یک عامل ضدباکتری و ضدالتهاب در درمان بیماری‌های عفونی و التهابی کاربرد دارد[1]. با توجه به اهمیت نیتریک اکساید در پزشکی و بیولوژی، روش‌های تولید آن نیز مورد بررسی قرار گرفته است. در سال‌های اخیر، تکنیک‌های پلاسما به عنوان یک راهکار نوین برای تولید نیتریک اکساید با کیفیت بالا و در مقادیر مناسب ظهور کرده‌اند. یکی از این تکنیک‌ها، "پلاسمای قوس لغزان چرخشی[1]" است. که به دلیل ایجاد شرایط ایده‌آل برای واکنش‌های شیمیایی، امکان تولید نیتریک اکساید را با بازدهی بالا و در شرایط محیطی کنترل‌شده فراهم می‌کند. در این مطالعه، ما به بررسی پارامترهای تخلیه پلاسمای قوس لغزان چرخشی به عنوان مولد نیتریک اکساید می‌پردازیم. هدف ما تحلیل تأثیر این پارامترها بر روی تولید نیتریک اکساید و بهینه‌سازی شرایط برای دستیابی به حداکثر بازدهی است. با توجه به پتانسیل بالای نیتریک اکساید در درمان بیماری‌ها و کاربردهای مختلف آن، این تحقیق می‌تواند به توسعه روش‌های جدید تولید این مولکول حیاتی کمک کند و زمینه را برای تحقیقات بیشتر در این حوزه فراهم آورد.

مواد و روشها :

دستگاه پلاسمای قوس لغزان چرخشی:

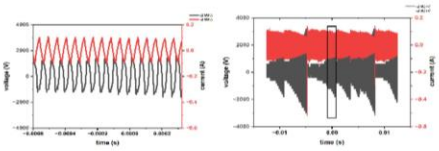
نمای دستگاه قوس لغزان چرخشی در شکل 1 نشان داده شده است. در این آزمایش از یک منبع تغذیه با رنج ولتاژ0-20 کیلوولت سینوسی پیک تو پیک و فرکانس در ناحیه کیلوهرتز، پروپ‌های ولتاژبالا Tektronix P6015A ، پروپ جریان PEARSON CURRENT 4100 استفاده شد. علاوه بر این، طیف سنج Ocean Optics-HR2000+CG برای ثبت طیف پلاسمای تخلیه قوس لغزان چرخشی و دماسنج جیوه‌ای برای اندازه‌گیری دمای شعله پلاسما به کار گرفته شد. این چینش شامل 2 الکترود از جنس برنج می‌باشد، الکترود داخلی مخروطی شکل و الکترود بیرونی استوانه‌ای توخالی است. هردو الکترود به منبع تغذیه ولتاژ بالا متصل شدند. از یک آهنربای استوانه‌ای با شدت 2500 گوئس(با قطر داخلی 20 میلی‌متر، ارتفاع 2.5 میلی‌متر) و همچنین از بدنه با جنس تفلون به عنوان نگهدارنده و دی الکتریک استفاده شد.



شکل a:1 :اجزای تخلیه پلاسمای قوس لغزان چرخشی(1.الکترود استوانه‌ای، 2.الکترود مخروطی، 3.آهنربا با شدت 2500 گوئس، 4.5.6.بدنه نگهدارنده) b: تخلیه پلاسمای قوس لغزان با گاز ورودی هوا

مشخصه ولتاژ-جریان:

نمودار ولتاژ-جریان در تخلیه الکتریکی قوس لغزان چرخشی در شکل 2 نشان داده شده است. ولتاژ اعمالی تخلیه به شکل یک موج سینوسی است. زمانی که تخلیه الکتریکی رخ می‌دهد به دلیل افزایش رسانندگی گپ، افت ولتاژ مشاهده شد و ولتاژ شکست اتفاق افتاد. سپس توسط چرخش و یا شارش گاز مقاومت الکتریکی افزایش می‌یابد و محیط نارسانا می‌شود، در نتیجه ولتاژ افزایش می‌یابد. بنابراین نواحی افت ولتاژ مربوط به تشکیل پلاسما و نواحی ولتاژ بالا مربوط به ناحیه قطع است.



شکل 2: منحنی ولتاژ-جریان ثبت شده در ولتاژ 9.6 کیلوولت و جریان 1.4 آمپر

در سیستم‌های پلاسمای قوس لغزان چرخشی، چرخه شکست-خاموشی-شکست مجدد یک پدیده کلیدی است که همواره ادامه دارد. در مرحله شکست، ولتاژ بالا بین دو

[1] Rotating Gliding Arc

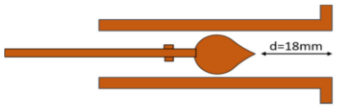
الکترود اعمال می‌شود، با افزایش میدان الکتریکی بین الکترودها، گاز یونیزه شده و منجر به ایجاد یک مسیر هدایت الکترونی در کوتاه‌ترین فاصله بین الکترودها می‌گردد در نتیجه قوس الکتریکی گاز را به پلاسما تبدیل می‌کند و مقاومت الکتریکی به شدت کاهش پیدا می‌کند. در مرحله کار، جریان گاز قوس را از نقطه اولیه خود دور می‌کند. با حرکت قوس، طول آن افزایش می‌یابد و مقاومت الکتریکی بالا می‌رود. با افزایش مقاومت، انرژی کافی برای حفظ قوس وجود ندارد و در نهایت قوس سرد شده سپس خاموش می‌شود. حتی بعد از خاموشی، ذرات فعال تولیدشده در پلاسما در گاز باقی مانده و مرحله شکست تکرار می‌شود. تحلیل نمودار ولتاژ-جریان بدست آمده از آزمایش‌ها محور افقی زمان برحسب میلی ثانیه، محور عمودی چپ ولتاژ (kv)، محور عمودی راست جریان (1.2A) را نشان می‌دهد. در مرحله شکست اولیه ولتاژ به حد آستانه (2.6 kv) می‌رسد و شکست الکتریکی رخ می‌دهد. از طریق ولتاژ ورودی 120 ولت و جریان 1.4 آمپر توان مصرفی منبع تغذیه 168 وات و توان تزریقی پلاسما 142.75 وات بدست آمده است.

$$P = \frac{1}{\Delta T}\int_{0}^{\Delta t} v(t)I(t)\,dt$$

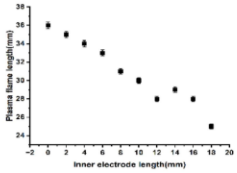
طبق فرمول بالا ΔT بازه زمانی، $V(t)$ ولتاژ در واحد زمان، $I(t)$ جریان در واحد زمان است.

تغییرات طول شعله پلاسما برحسب تغییر فاصله الکترودها:

در شکل 3 همانطور که دیده می‌شود، در ابتدا الکترود داخلی را در فاصله 18 میلی‌متر به سمت داخل از لبه‌ی الکترود بیرونی قرار داده شد. در این مرحله طول پلاسما 2.5 سانتی متر از لبه الکترود بیرونی ثبت شد. شکل 4 روند تغییرات طول شعله پلاسما برحسب تغییر فاصله را نشان می‌دهد. همانطور که در شکل مشخص است با نزدیکتر شدن لبه الکترود داخلی به لبه الکترود بیرونی طول شعله پلاسما افزایش پیدا کرد.



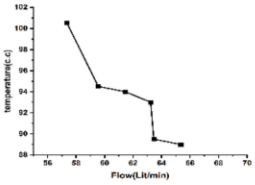
شکل 3: اندازه گیری طول شعله پلاسما با تغییر فاصله دو الکترود مخروطی و الکترود استوانه‌ای



شکل 4: تغییرات طول شعله پلاسما برحسب تغییر فاصله الکترودها

تغییرات دمای شعله پلاسما برحسب شارش گاز ورودی:

مقایر مختلف شارش گاز ورودی به ترتیب 57.36، 59.56، 61.45، 63.23، 63.45 و 65.35 لیتر بر دقیقه مورد بررسی قرار گرفت و به دلیل عملکرد بهتر در خنک سازی دستگاه مقدار شارش 63.45 لیتر بر دقیقه به عنوان شارش بهینه در طی آزمایش انتخاب شد. در شکل 5 تغییرات دمای شعله پلاسما برحسب شارش گاز ورودی نشان داده شده است. همانطور که در شکل دیده می‌شود برای شارش مختلف گاز ورودی، دمای نوک پلاسما توسط دما سنج اندازه‌گیری شد. با افزایش شارش گاز ورودی دما کاهش یافت و در نهایت دمای $89^{o}c$ برای بیشینه شارش گاز ثبت شد.

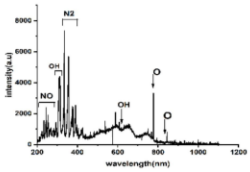


شکل 5:نمودار تغییرات دمای شعله پلاسما بر حسب شارش گاز ورودی

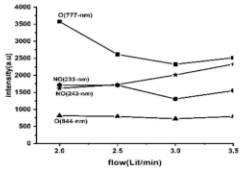
طیف سنجی نوری:

طیف سنجی نوری (OES)برای شناسایی برخی گونه‌های تولید شده توسط پلاسما مورد استفاده قرار گرفت. برای

ثبت طیف، طیف سنج در فاصله 80 میلی‌متری از نوک شعله پلاسما قرار داده شد. طیف پلاسمای تولید شده با فاصله 6 میلی متری الکترودها از یکدیگر، در شکل 6 نشان داده شده است که در آن بازه‌ی 200-270 نانومتر مربوطبه گونه فعال نیتریک اکساید (NO) می‌باشد. همچنین پیک OH در بازه طول موج 308 -320 نانومتر مشاهده شد[2].



شکل 6: طیف‌هایOES پلاسمای قوس لغزان چرخشی



شکل 7: تغییر میزان گونه‌های فعال تولید شده در پلاسمای چرخشی با تغییر شارش گاز

بعلاوه، پیک‌های مشاهده شده در طول موج‌های 777.18 و 844.33 نانومتر به اکسیژن اتمی (O) مربوط می‌شود. از سوی دیگر پیک‌هایی در بازه طول موج 336-400 نانومتر وجود دارند که نشان دهنده‌ی گونه مولکول نیتروژن N_2 است. OH به دلیل واکنش‌پذیر بودن نقش کلیدی در شیمی جو دارد و به عنوان پاک‌کننده جو هم شناخته می‌شود. نیتروژن مانند مونواکسید یک گاز بی‌رنگ و همچنین بی‌بو و بی‌مزه است که 78 درصد جو زمین را تشکیل می‌دهد. اکسیژن در فرآیندهای پلاسمایی و واکنش‌های شیمیایی فعال به صورت اتمی(O) نقش دارد[3].

نتیجه‌گیری

در این تحقیق تخلیه پلاسمای قوس لغزان چرخشی مورد بررسی قرار داده شد. نتایج نشان دادند که با کاهش فاصله‌ی الکترودها طول شعله پلاسما افزایش یافت. همچنین، افزایش شارش گاز ورودی منجر به کاهش دمای نوک شعله پلاسما شد. علاوه بر این، آنالیز طیف سنجی نوری نشان داد که میزان قابل توجهی از نیتریک اکساید توسط پلاسما تولید شده است. نیتریک اکساید به عنوان یک مولکول بیولوژیکی فعال و مهم در زمینه‌های کاربردی متنوعی می‌تواند مورد استفاده قرار گیرد.

مرجع ها

1. Levine, A.B., D. Punihaole, and T.B. Levine, *Characterization of the role of nitric oxide and its clinical applications.* Cardiology, 2012. **122**(1): p. 55-68.
2. Gangoli, S., A. Gutsol, and A. Fridman. *Rotating non-equilibrium gliding arc plasma disc for enhancement in ignition and combustion of hydrocarbon fuels.* in *Proceedings of the 17th International Symposium on Plasma Chemistry*. 2005.
3. Khalili, F., et al., *A study of the effect of gliding arc non-thermal plasma on almonds decontamination.* AIP Advances, **8**. 2018(10).

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-24

بررسی اثر تخلیه الکتریکی کرونا در افزایش نرخ تبخیرآب

حنانه فراهانی و حمیدرضا قمی
پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی
h-gmdashty@sbu.ac.ir

چکیده

این مقاله به بررسی تجربی تأثیر تخلیه الکتریکی کرونا بر نرخ تبخیر آب و بهره‌وری انرژی می‌پردازد. هدف آزمایش، ارزیابی میزان مصرف انرژی و مقایسه عملکرد روش الکتروهیدرودینامیک (باد کرونا) با روش حرارتی است. در این مطالعه، از آرایش‌های مختلفی شامل ۵ و ۹ الکترود سیمی، در فواصل ۲.۷ و ۳ سانتی‌متر از الکترود زمین، تحت چهار سطح ولتاژ و پلاریته‌های مثبت و منفی استفاده شده است. نتایج نشان می‌دهد که در حالت پلاریته منفی، با وجود مصرف انرژی بیشتر، نرخ تبخیر کمتر از حالت مثبت است. آرایش ۵ الکترود با فاصله ۲.۷ سانتی‌متر و پلاریته مثبت، بیشترین نرخ تبخیر را داشته است. در مقابل، پیکربندی ۹ الکترود با فاصله ۳ سانتی‌متر کمترین میزان انرژی مصرفی (۰.۱۷ مگاژول) را نشان داده است. در نهایت، مشخص شد که روش الکتروهیدرودینامیک در مقایسه با روش حرارتی، انرژی کمتری برای تبخیر آب مصرف می‌کند.

کلید واژه: الکتروهیدرودینامیک ، باد کرونا ، تخلیه الکتریکی کرونا

Investigating the effect of corona electric discharge on increasing the rate of water evaporation

Hanane Farahani , Hamid Reza Ghomi
Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University

Abstract

This paper presents an experimental investigation on the effect of corona electrical discharge on the water evaporation rate and energy efficiency. The objective of the experiment is to evaluate energy consumption and compare the electrohydrodynamic method (corona wind) with the conventional thermal method. In this study, wire electrodes in quantities of 5 and 9 were placed at distances of 2.7 and 3 cm from the ground electrode, under four voltage levels and both positive and negative polarities. The results show that under negative polarity, despite higher energy consumption, the evaporation rate is lower than that under positive polarity. The configuration with 5 wires at a 2.7 cm distance and positive polarity yielded the highest evaporation rate. In contrast, the configuration with 9 wires at a 3 cm distance demonstrated the lowest energy consumption (0.17 MJ). Ultimately, it was concluded that the EHD method consumes less energy for water evaporation compared to the thermal method.

Keywords : Electrohydrodynamic ، Corona Wind ، Corona Discharge

مقدمه

بحران کمبود آب در ایران، به‌ویژه در مناطق خشک و نیمه‌خشک، به یکی از اصلی‌ترین چالش‌های ملی در دهه‌های اخیر تبدیل شده است. کاهش بارندگی، برداشت بی‌رویه از منابع آب زیرزمینی، و رشد تقاضا در بخش‌های کشاورزی، صنعتی و شهری، ضرورت بهره‌گیری از فناوری‌های نوین برای تولید آب شیرین را برجسته کرده است. شیرین‌سازی آب دریا و منابع آب شور، به‌ویژه با روش‌های کم‌مصرف و کارآمد، می‌تواند راهکاری کلیدی در پاسخ به این بحران باشد.

یکی از مهم‌ترین موانع در فرایند شیرین‌سازی، مصرف بالای انرژی برای تبخیر آب است؛ به‌طوری که برای تبخیر هر لیتر آب، به‌طور میانگین حدود ۲.۵ مگاژول انرژی حرارتی نیاز است. [3]در این زمینه، استفاده از پدیده‌های الکتریکی

و پلاسمایی به‌عنوان جایگزینی برای گرمایش مستقیم مورد توجه قرار گرفته است .تخلیه الکتریکی کرونا، که نوعی پلاسما غیرحرارتی (non-thermal plasm) است، می‌تواند با تولید باد یونی (Corona Wind) در نزدیکی الکترود سیمی، نقش مهمی در افزایش نرخ تبخیر ایفا کند[1].

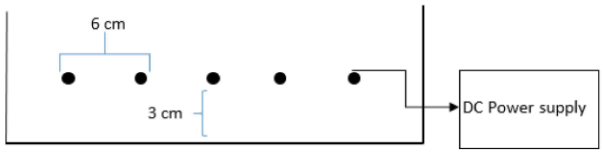
در روش الکتروهیدرودینامیک(EHD) ، با اعمال ولتاژ بالا، یونیزاسیون گاز اطراف الکترود رخ داده و ذرات باردار ایجاد شده، از طریق برخورد با مولکول‌های خنثی، یک جریان گاز القایی تولید می‌کنند که به سمت سطح در حال خشک‌شدن هدایت می‌شود. این جریان موجب برهم‌زدن لایه مرزی و افزایش انتقال جرم و حرارت در سطح تبخیر می‌شود. از آن‌جا که این فرآیند بدون نیاز به گرمایش مستقیم انجام می‌شود، پتانسیل بالایی در کاهش مصرف انرژی نسبت به روش‌های حرارتی دارد.[2]

در این مقاله، عملکرد روش EHD در تبخیر آب به‌عنوان مرحله‌ای کلیدی در شیرین‌سازی بررسی شده است. تمرکز بر تحلیل اثر تخلیه کرونا بر انتقال جرم، بررسی راندمان انرژی، و مقایسه با روش‌های متداول حرارتی، به‌منظور ارزیابی امکان‌پذیری استفاده از فناوری‌های پلاسمایی در سیستم‌های نوین تولید آب شیرین از اهداف اصلی این مطالعه است.

مواد و روش ها / محاسبات /معادلات حاکم

در این پژوهش، یک سامانه الکتروهیدرودینامیک (EHD) آزمایشگاهی برای بررسی تبخیر آب تحت تخلیه الکتریکی کرونا طراحی شد. آزمایش‌ها در ظرف پلاستیکی به ابعاد ۳۵ × ۲۷ × ۲۲ سانتی‌متر انجام گرفت. کف ظرف با نوار چسب آلومینیومی پوشانده شد که به‌عنوان الکترود زمین عمل کرده و به ترمینال زمین منبع تغذیه متصل شد. در این ظرف، بسته به شرایط، از آب شهری استفاده شد.

بر روی دیواره‌های طولی ظرف، ۹ سوراخ با فاصله ۳ سانتی‌متر از هم تعبیه شد و از هر سوراخ، سیم نازک مسی با قطر ۰.۳ میلی‌متر عبور داده شد. این سیم‌ها به‌صورت معلق در بالای سطح آب قرار گرفتند و به ولتاژ مثبت منبع تغذیه وصل شدند . تعداد سیم‌ها (۵ یا ۹ عدد)، فاصله آن‌ها از سطح آب (۲.۷ یا ۳ سانتی‌متر)، و قطبیت منبع تغذیه (مثبت یا منفی) در حالت‌های مختلف مورد آزمایش قرار گرفتند.



شکل ۱. طرح چیدمان آزمایش

منبع تغذیه ولتاژ بالا از نوع DC بوده و چهار سطح ولتاژ ۲۱،۱۹،۱۷،۱۵ کیلوولت اعمال شد. آزمایش‌ها در دما و رطوبت کنترل‌شده (25°C و 17%) و نیز شرایط انجام شد.

برای اندازه‌گیری جرم تبخیرشده، از ترازوی دیجیتال با دقت ۰.۰۱ گرم استفاده شد. جریان الکتریکی ناشی از تخلیه نیز با مولتی‌متر دیجیتال در حالت DC و با اتصال مثبت به الکترود زمین و منفی به زمین سیستم، اندازه‌گیری شد. هر آزمایش سه بار تکرار شده است. نرخ تبخیر و بهره وری انرژی در هر حالت محاسبه و تحلیل گردید. برای محاسبه خطای آزمایش از روش خطای استاندارد (SE) استفاده شده است.

برای محاسبه مقدار انرژی مصرفی از فرمول زیر استفاده می کنیم.

$$\begin{cases} P = IV \\ E = Pt \end{cases} \rightarrow E = IVt \qquad ۱$$

که در آن I جریان مصرفی [mA]، V ولتاژمصرفی[kV] ، P توان مصرفی [W] ، t زمان [h] وE انرژی مصرفی [Wh]می باشد.

برای محاسبه بهره وری انرژی از فرمول زیر استفاده می کنیم.

$$\eta = \frac{m_r(kg)}{E(kWh)} \qquad ۲$$

m_r مقدار جرم کاهش یافته در مدت زمان t [kg]

که بهره وری انرژی حرارتی به ازای یک کیلوگرم آب برابر ۱.۴ کیلوگرم بر کیلووات ساعت است.

همچنین نرخ تبخیر بخار آب را به صورت زیر محاسبه می کنیم.

$$\dot{m} = \frac{m_r(kg)}{A(m^2) \times t(h)} \qquad ۳$$

A مساحت محفظه نگهدارنده[m^2]

که این نرخ برای تبخیر سطحی آب در شرایط محیطی ذکر شده برابر است با:

$$\dot{m} = \frac{0.01(kg)}{0.077(m^2) \times 1(h)} = 0.13\ \frac{kg}{m^2 h}$$

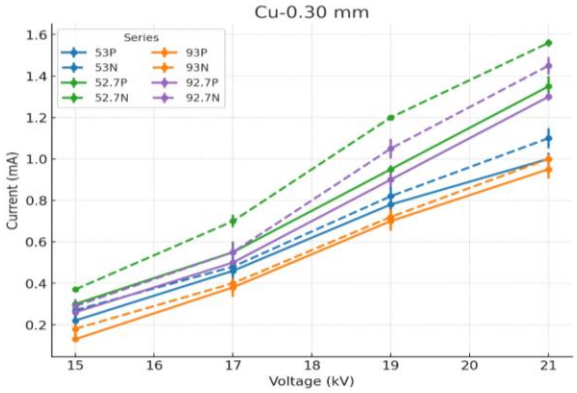
بحث

نتایج این پژوهش نشان داد که استفاده از تخلیه الکتریکی کرونا در سامانه‌های الکتروهیدرودینامیکی (EHD) تأثیر قابل‌توجهی در افزایش نرخ تبخیر آب دارد. در این فرآیند، یون‌های تولیدشده توسط تخلیه کرونا در میدان الکتریکی حرکت کرده و با ایجاد «باد یونی» به برهم‌زدن لایه مرزی اطراف سطح آب کمک می‌کنند. این پدیده باعث تسهیل در انتقال جرم و در نتیجه افزایش نرخ تبخیر نسبت به حالت طبیعی بدون میدان الکتریکی می‌شود.

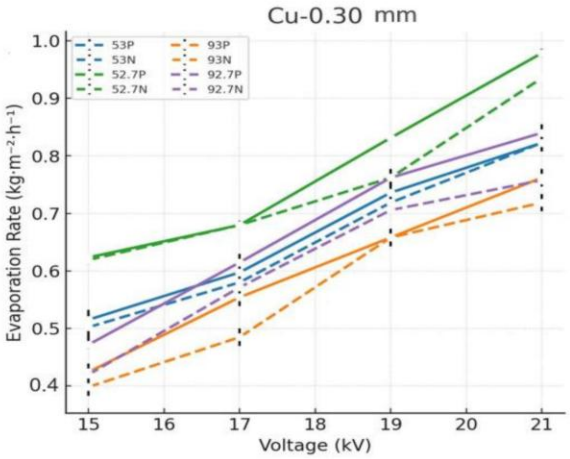
افزایش ولتاژ اعمال‌شده از ۱۵ به ۲۱ کیلوولت موجب افزایش شدت میدان الکتریکی و تخلیه کرونا شده و جریان بیشتری در سیستم برقرار گردید. این موضوع با افزایش محسوس در میزان تبخیر همراه بود. همچنین کاهش فاصله سیم‌های الکترود از سطح آب (از ۳ سانتی‌متر به ۲.۷ سانتی‌متر)، به دلیل تقویت میدان الکتریکی در نزدیکی سطح آب، منجر به افزایش نرخ تبخیر گردید.

آزمایش‌ها با تعداد مختلف سیم‌های کرونا نیز انجام گرفت. اگرچه انتظار می‌رفت در حالت ۹ سیم، به دلیل افزایش تعداد منابع تخلیه، تبخیر و جریان بیشتری حاصل شود، اما نتایج نشان داد که نرخ تبخیر و جریان تخلیه نسبت به حالت ۵ سیم کاهش یافته است. این پدیده به اثر محافظتی (Shielding Effect) مرتبط است. با کاهش فاصله بین سیم‌ها، میدان‌های الکتریکی ناشی از هر سیم با یکدیگر تداخل پیدا می‌کنند و سطوح هم‌پتانسیل به هم نزدیک می‌شوند. در نتیجه، شدت میدان الکتریکی مؤثر در اطراف هر سیم کاهش می‌یابد و ناحیه فعال تخلیه محدود می‌گردد. کاهش میدان باعث کاهش یون‌سازی، جریان کرونا و در نهایت کاهش نرخ تبخیر می‌شود. بنابراین، افزایش تعداد الکترودها بدون درنظرگرفتن فاصله بهینه، نه‌تنها مفید نیست بلکه می‌تواند موجب کاهش راندمان کلی سیستم گردد.

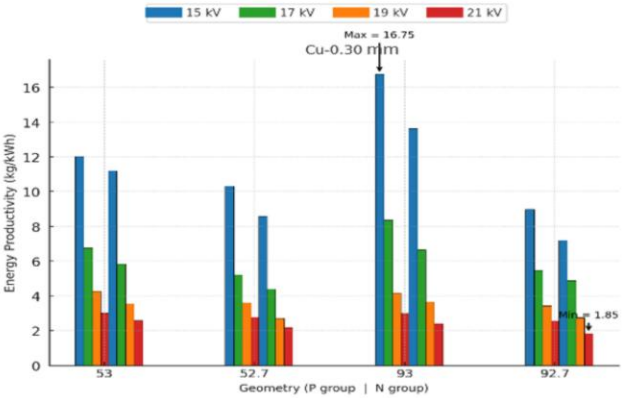
یکی از یافته‌های قابل‌توجه در این مطالعه، تفاوت عملکرد میان تخلیه کرونا در حالت قطبیت مثبت و منفی بود. با وجود آن‌که در حالت کرونا منفی، جریان الکتریکی بیشتری نسبت به کرونا مثبت اندازه‌گیری شد، اما نرخ تبخیر آب در این حالت کمتر بود .این تناقض ظاهری را می‌توان با بررسی ویژگی‌های فیزیکی تخلیه کرونا در دو قطبیت توضیح داد. در کرونا منفی، معمولاً تراکم بیشتری از الکترون‌ها و در نتیجه درخشش (لومی‌نس) بالاتری نسبت به حالت مثبت مشاهده می‌شود. این افزایش شدت تابش نورانی نشان‌دهنده آن است که بخش قابل‌توجهی از انرژی الکتریکی صرف گسیل فوتون و تولید نور شده و به‌جای آن‌که به صورت جنبشی به یون‌ها منتقل و منجر به تقویت باد کرونا شود، به صورت انرژی تابشی تلف می‌گردد. از این رو، کارایی تبدیل انرژی الکتریکی به انرژی حرکتی در کرونا منفی کاهش می‌یابد و در نتیجه با وجود مصرف انرژی بیشتر، تبخیر کمتری رخ می‌دهد. این یافته بیانگر اهمیت انتخاب قطبیت مناسب در طراحی سیستم‌های EHD جهت بهینه‌سازی مصرف انرژی و دستیابی به راندمان بیشتر در فرآیندهای تبخیر یا خشک‌سازی می‌باشد.



شکل ۲. نمودار تغییرات جریان بر حسب ولتاژ برای حالت های مختلف



شکل ۳. نمودار نرخ تبخیر آب بر حسب ولتاژ برای حالت های مختلف



شکل۴. نمودار بهره وری انرژی در حالت ها و ولتاژهای متفاوت

نتیجه‌گیری

در این پژوهش، تأثیر پارامترهای مختلف سیستم الکتروهیدرودینامیکی (EHD) بر نرخ تبخیر و بهره‌وری انرژی بررسی شد. نتایج حاصل از آزمایش‌ها و نمودارها نشان داد که بیشترین نرخ تبخیر در حالت استفاده از ۵ سیم با فاصله ۲.۷ سانتی‌متر و قطبیت مثبت حاصل شده است. در این شرایط، نرخ تبخیر به ۰.۹۷ کیلوگرم بر متر مربع بر ساعت رسید که در مقایسه با تبخیر سطحی طبیعی که حدود ۰.۱۳ کیلوگرم بر متر مربع بر ساعت است، افزایشی چشمگیر محسوب می‌شود.

محدوده نرخ تبخیر در کل آزمایش‌ها بین ۰.۳۹ تا ۰.۹۷ کیلوگرم بر متر مربع بر ساعت بوده که در مقایسه با سایر روش‌های متداول مانند تبخیر خورشیدی، حرارتی و الکتریکی، عملکرد بهتری را نشان می‌دهد. از نظر انرژی، بهره‌وری سیستم در بازه ۱.۸۵ تا ۱۶.۷۵ کیلوگرم بر کیلووات‌ساعت قرار داشته و بیشترین مقدار آن مربوط به ۹ سیم با قطبیت مثبت و فاصله ۳ سانتی‌متر بوده است. این میزان در مقایسه با بهره‌وری تبخیر حرارتی با انرژی نهان تبخیر آب (۲.۵ مگاژول) ۱.۴ کیلوگرم بر کیلووات‌ساعت می باشد نتیجه‌ای مطلوب‌تر ارائه می‌دهد و با فناوری‌هایی مانند Multi-Effect Distillation (MED) قابل مقایسه است.

لازم به ذکر است که این نتایج در سطح مقطع ۷۷۰ سانتی‌متر مربع و در شرایط محیطی کنترل‌شده به دست آمده‌اند، و با تغییر دما، رطوبت نسبی و مساحت ، مقادیر حاصل ممکن است متفاوت باشند. در نهایت، می‌توان نتیجه گرفت که روش EHD ، روشی نوین، کارآمد و کم‌مصرف برای تسریع تبخیر آب و پتانسیل‌دار برای شیرین‌سازی است. مزیت این روش مصرف کمتر انرژی نسبت به سایر روش‌ها است اما سرعت تبخیر آهسته‌تری دارد لذا این روش نیاز به بررسی بیشتر برای بهبود سرعت دارد.می‌توان با ترکیب روش EHD و MED نرخ تبخیر بالاتر برد و مصرف انرژی را کاهش داد.

مرجع ها

1. Balcer, B. E., & Lai, F. C. (2004). EHD-enhanced drying with multiple-wire electrode. *Drying Technology*, *22*(4), 821-836.
2. Rezaie, N. Z., Saffar-Avval, M., & Adamiak, K. (2020). On the evaporation enhancement from saline water due to corona discharge-generated EHD flow: A numerical and experimental study. *International Communications in Heat and Mass Transfer, 119*, 104988.
3. Schmidt, W. (1915). Latent heat of vaporization for water: ~2.5 MJ/kg at 0 °C, ~2.25 MJ/kg at 100 °C.

Paper ID: P6-10

تحلیل و پیش‌بینی پاسخ ملانوما به درمان با پلاسما سرد با استفاده از شبکه‌های عصبی کانولوشنی بر مبنای تصاویر کلینیکی

فهیمه جهان بخشی* ۱،حمیدرضا قمی مرزدشتی ۲ ، فرشته عباسوندی ۳
1 * fjahanbakhshi.code@gmail.com ,
Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran 1983963113, Iran.
2 h-gmdashty@sbu.ac.ir ,
Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran 1983963113, Iran.
3 f.abasvandi@yahoo.com ,
ATMP Department, Motamed Cancer Institute, Tehran 1517964311, Iran.

چکیده

این پژوهش با بهره‌گیری از تصاویر کلینیکی بیماران مبتلا به ملانوما پیش و پس از درمان با پلاسما سرد (CAP) ، مدلی مبتنی بر شبکه‌های عصبی کانولوشنی (CNN) طراحی و ارزیابی شده است. هدف این مدل، تحلیل و پیش‌بینی خودکار میزان پاسخ درمانی ضایعات پوستی به CAP است. نتایج به‌دست‌آمده نشان می‌دهد که روش پیشنهادی با دقت بالایی قادر به تمایز بیماران پاسخ‌ده کامل از سایر بیماران بوده و می‌تواند به‌عنوان ابزاری غیرتهاجمی و کارآمد در پایش بالینی و بهینه‌سازی تصمیم‌گیری‌های درمانی مورد استفاده قرار گیرد. این دستاورد بیانگر آن است که ترکیب فناوری‌های نوین درمانی مانند پلاسما سرد با قابلیت‌های یادگیری عمیق، می‌تواند افق تازه‌ای در توسعه سامانه‌های هوشمند پشتیبان تصمیم‌گیری در انکولوژی بالینی باز کند.

کلید واژه: ملانوما، پلاسما سرد، هوش مصنوعی، شبکه عصبی کانولوشنی

Analysis and Prediction of Melanoma Response to Cold Atmospheric Plasma Treatment Using Convolutional Neural Networks Based on Clinical Images

Fahimeh Jahanbakhshi 1*, Hamid Ghomi 2 and Freshteh Abbasvandi 3
1 * fjahanbakhshi.code@gmail.com ,
Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran 1983963113, Iran.
2 h-gmdashty@sbu.ac.ir ,
Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran 1983963113, Iran.
3 f.abasvandi@yahoo.com ,
ATMP Department, Motamed Cancer Institute, Tehran 1517964311, Iran.

Abstract

This study presents a convolutional neural network (CNN)-based model developed to analyze and predict therapeutic responses of melanoma lesions treated with Cold Atmospheric Plasma (CAP) using clinical images captured before and after treatment. The model, built upon the ResNet-18 architecture with data augmentation and transfer learning, demonstrated outstanding performance with an overall accuracy of 98.25%, precision of 98.59%, recall of 98.59%, and F1-score of 98.59%. These results highlight the potential of deep learning to serve as a reliable, non-invasive tool for monitoring treatment outcomes and guiding clinical decision-making. Integrating CAP with artificial intelligence-based image analysis opens new avenues for developing intelligent decision-support systems in oncology and optimizing personalized cancer therapies.

Keywords: Melanoma, Cold Atmospheric Plasma, Artificial Intelligence, Convolutional Neural Networks

مقدمه

ملانوما به‌عنوان یکی از مهاجم‌ترین انواع سرطان پوست، به دلیل نرخ بالای متاستاز، مقاومت دارویی و پاسخ متغیر به درمان‌های متداول، همواره یکی از چالش‌های اصلی در انکولوژی بالینی محسوب می‌شود. طی سال‌های اخیر، ظهور فناوری‌های نوین همچون پلاسما سرد جوی (Cold Atmospheric Plasma - CAP) چشم‌اندازهای تازه‌ای را در درمان‌های غیرتهاجمی سرطان گشوده است CAP .با تولید گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن (RONS) و القای آپوپتوز انتخابی در سلول‌های بدخیم، توانایی بالایی در هدف‌گیری اختصاصی تومورها بدون آسیب به بافت سالم از خود نشان داده است[1, 2].

با وجود شواهد روبه‌رشد در زمینه اثربخشیCAP ، یکی از موانع کلیدی در مسیر ترجمه بالینی این روش، نبود ابزارهای دقیق و غیرتهاجمی برای پایش پاسخ درمانی است. تاکنون ارزیابی نتایج درمانی عمدتاً بر پایه قضاوت بالینی و مشاهده مستقیم صورت گرفته که می‌تواند تحت تأثیر عوامل ذهنی پزشک، شرایط نوری و تغییرات ظاهری قرار گیرد. این محدودیت‌ها، ضرورت توسعه سامانه‌های هوشمند و قابل اعتماد برای تحلیل کمی و دقیق‌تر پاسخ درمانی را دوچندان می‌سازد [۳, ۴].

در این راستا، بهره‌گیری از هوش مصنوعی و به‌ویژه شبکه‌های عصبی کانولوشنی (CNN) توانسته است انقلابی در تحلیل تصاویر پزشکی ایجاد کند. این مدل‌ها با استخراج الگوهای پیچیده از داده‌های تصویری، امکان تمایز دقیق ضایعات و طبقه‌بندی خودکار پاسخ‌های درمانی را فراهم کرده‌اند. پیشرفت‌های اخیر در حوزه یادگیری عمیق نشان داده است کهCNN ها در تشخیص و تحلیل ضایعات پوستی، از جمله ملانوما، عملکردی هم‌سطح یا حتی برتر از متخصصان پوست دارند[5-7].

با این حال، پژوهش‌های لندکی به ترکیب ظرفیت درمانی CAPبا توان تحلیلی مدل‌های یادگیری عمیق در زمینه پایش پاسخ ملانوما پرداخته‌اند. هدف مطالعه حاضر توسعه و ارزیابی یک مدل مبتنی بر CNN است که بتولند بر اساس تصاویر کلینیکی بیماران، پاسخ ضایعات ملانوما به درمان با CAP را به‌صورت خودکار تحلیل و پیش‌بینی کند. تحقق این هدف می‌تواند زمینه‌ساز توسعه ابزارهای هوشمند تصمیم‌یار بالینی دقیق، سریع و غیرتهاجمی در مدیریت درمان بیماران مبتلا به سرطان پوست باشد.

مواد و روش‌ها

در این پژوهش از ۱۱۴ تصویر کلینیکی مربوط به بیماران مبتلا به ملانوما استفاده شد که تحت درمان با پلاسما سرد جوی (CAP) قرار گرفته بودند. نمونه‌ای از تصاویر مربوط به بیمار پیش و پس از درمان در شکل ۱ ارائه شده است. درمان با CAP با استفاده از یک منبع پلاسما غیرحرارتی مبتنی بر دی‌الکتریک (Dielectric Barrier Discharge - DBD)انجام شد. این سامانه با ولتاژ متناوب بالا در محدوده ۵ تا ۱۵ کیلوولت، فرکانس ۲۰ تا ۳۰ کیلوهرتز و جریان کمتر از ۵ میلی‌آمپر در حضور گاز حامل آرگون، پلاسما تولید می‌کرد.

شکل ۱: مربوط به بیمار مبتلا به ملانوما پیش و پس از درمان

برای هر بیمار، پیش از شروع درمان و پس از سه تا پنج جلسه تابش پلاسما (هر جلسه به مدت ۱۰ دقیقه)، تصویربرداری دیجیتال از ضایعه هدف انجام شد. شرایط تصویربرداری شامل فاصله ثابت ۳۰ سانتی‌متر و نور سفید خنثی بود. جلسات درمانی با فاصله ۲ تا ۳ روز و تحت نظارت متخصص پوست تکرار شدند. سه متخصص مجرب، تصاویر را بر اساس معیارهای بالینی از جمله کاهش اندازه، تغییر رنگ، نکروز یا بازگشت ضایعه، در سه گروه زیر طبقه‌بندی کردند:

- پاسخ‌ده کامل (CR)

- عدم پاسخ(NR)

تمام تصاویر RGB در ابعاد ورودی استاندارد شبکه‌های عصبی کانولوشنی (۲۲۴×۲۲۴ پیکسل) بازنمونه‌برداری شدند. سپس مقادیر پیکسلی با استفاده از میانگین و انحراف معیار پایگاه داده ImageNet نرمال‌سازی شدند. برای افزایش تعمیم‌پذیری مدل، از تکنیک‌های افزایش داده (Data Augmentation) شامل موارد زیر استفاده شد:

- چرخش تصادفی (۰ تا ۳۶۰ درجه)،
- قرینه‌سازی افقی و عمودی،
- بزرگ‌نمایی(zoom range ±15%)،
- تغییر روشنایی

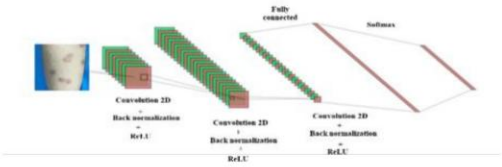
برای تحلیل داده‌ها، از مدل ResNet-18 به‌عنوان معماری پایه استفاده شد. وزن‌های اولیه مدل از پایگاه داده ImageNet بارگذاری گردید. لایه Fully Connected نهایی برای طبقه‌بندی سه‌کلاسه طراحی و خروجی آن به تابع Softmax متصل شد. به‌منظور جلوگیری از بیش‌برازش (Overfitting)، یک لایه Dropout با نرخ ۰.۵ پیش از لایه خروجی افزوده شد.

مدل با استفاده از الگوریتم Adam Optimizerبا نرخ یادگیری اولیه ۰.۰۰۰۱، تابع زیان Cross-Entropy و حجم دسته (Batch Size) برابر با ۳۲، به مدت ۳۰ دوره آموزش داده شد. داده‌ها به‌صورت ٪۷۰ آموزش، ٪۱۵ اعتبارسنجی و ٪۱۵ آزمون تقسیم شدند.

عملکرد مدل با استفاده از شاخص‌های کمی زیر ارزیابی شد:

- Accuracy
- Precision
- Recall
- F1-score

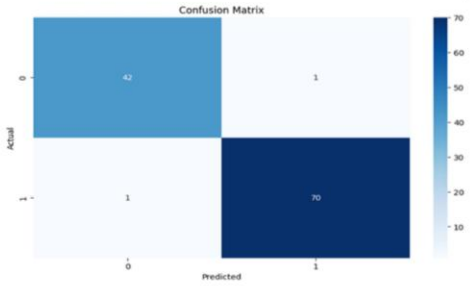
نمونه‌ای از الگوریتم طراحی‌شده در شکل ۲ نمایش داده شده است.



شکل ۲ .الگوریتم استفاده‌شده برای پردازش تصاویر

نتایج

مدل یادگیری عمیق مبتنی بر معماری ResNet-18پس از آموزش بر روی مجموعه داده تصاویر بیماران تحت درمان با پلاسما سرد، در آزمون نهایی بر روی ۱۱۴ تصویر عملکرد چشمگیری نشان داد. همان‌طور که در شکل۳ مشاهده می‌شود، ماتریس درهم‌ریختگی (Confusion Matrix)بیانگر آن است که تنها دو تصویر به‌اشتباه طبقه‌بندی شده‌اند.



شکل ۳ .ماتریس درهم‌ریختگی عملکرد مدل در طبقه‌بندی بیماران

بر اساس داده‌های حاصل، شاخص‌های کمی عملکرد مدل محاسبه و در جدول ۱ ارائه شده‌اند:

جدول (۱). معیارهای کمی ارزیابی عملکرد مدل

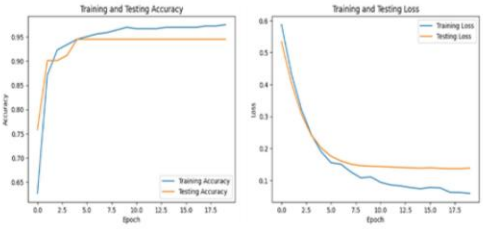
معیار ارزیابی	مقدار
Accuracy	%98.25
Precision	%98.59
Recall	%98.59
F1-score	%98.59

این نتایج نشان می‌دهد که مدل پیشنهادی قادر است با صحت بسیار بالا، بیماران دارای پاسخ کامل به درمان را از سایر بیماران متمایز کند.

کاهش یکنواخت و پایدار تابع زیان (Loss) طی ۳۰ دوره آموزش، که در شکل ۴ نشان داده شده است، گویای همگرایی مناسب مدل است. در ۱۵ دوره ابتدایی بیشترین میزان کاهش Loss مشاهده شد و در ادامه، روند نزولی به‌صورت تدریجی تثبیت شد.

از منظر کمی، مقدار نهایی تابع زیان در داده‌های آزمون به کمتر از ۰.۱۶ و در داده‌های آموزش به حدود ۰.۰۷ رسید. این نزدیکی مقادیر در دو مجموعه، بیانگر تعادل مطلوب در فرآیند یادگیری و جلوگیری از بیش‌برازش (Overfitting)است.

در مجموع، نتایج به‌دست‌آمده بیانگر توانمندی بالای مدل در تحلیل تصاویر بالینی و پیش‌بینی پاسخ درمانی بیماران تحت درمان با CAP است.



شکل۴: روند تغییر تابع هزینه در مدل ResNet-18 مبتنی بر CNN

بحث

یافته‌های این پژوهش نشان داد که مدل یادگیری عمیق مبتنی بر **ResNet-18**، آموزش‌دیده بر تصاویر بالینی بیماران قبل و بعد از درمان با پلاسما سرد جوی(CAP) ، توانسته است با دقتی بسیار بالا پاسخ بیماران به درمان را پیش‌بینی کند. دستیابی به دقت کلی ٪۹۸.۲۵ و تنها دو مورد خطا در طبقه‌بندی میان ۱۱۴ تصویر آزمونی، بیانگر قابلیت اعتماد و تعمیم‌پذیری بالای مدل است.

از دیدگاه بالینی، تمایز دقیق بیماران پاسخ‌ده کامل (CR)از بیماران بدون پاسخ (NR) نقشی حیاتی در تصمیم‌گیری‌های درمانی دارد. شناسایی زودهنگام بیماران فاقد پاسخ به CAP می‌تواند امکان تغییر یا تکمیل مسیر درمانی، مانند ترکیب CAP با ایمونوتراپی یا رادیوتراپی، را فراهم سازد.

با وجود این، مطالعه حاضر محدودیت‌هایی نیز دارد. نخست آنکه تعداد نمونه‌ها نسبتا محدود بود و وجود تنها دو کلاس پاسخ CR) و (NR موجب ساده‌سازی بیش از حد مسئله شد. در شرایط واقعی، طیف پاسخ‌های میانی از جمله پاسخ نسبی (PR) می‌تواند اطلاعات ارزشمندی در ارزیابی بالینی فراهم کند. دوم آنکه داده‌های مورد استفاده صرفاً به تصاویر بالینی محدود بودند؛ ترکیب این داده‌ها با اطلاعات هیستوپاتولوژیک، مولکولی یا ژنومی می‌تواند دقت و جامعیت مدل را ارتقا دهد.

با وجود این محدودیت‌ها، نتایج به‌دست‌آمده تأکید می‌کند که ادغام فناوری‌های درمانی نوین مانند پلاسما سرد با روش‌های پیشرفته یادگیری عمیق، ظرفیت بالایی برای توسعه ابزارهای تصمیم‌یار بالینی در اختیار پژوهشگران و پزشکان قرار می‌دهد. این رویکرد می‌تواند زمینه‌ساز طراحی سامانه‌های غیرتهاجمی، سریع و دقیق برای پایش درمان‌های مبتنی بر CAP در مقیاس‌های وسیع‌تر باشد.

نتیجه‌گیری

این مطالعه نشان داد که بهره‌گیری از شبکه‌های عصبی کانولوشنی، به‌ویژه معماری سبک و کارآمد ResNet-18، می‌تواند ابزاری توانمند برای تحلیل و پیش‌بینی پاسخ ملانوما به درمان با پلاسما سرد جوی (CAP) بر اساس تصاویر کلینیکی باشد. مدل توسعه‌یافته در این پژوهش توانست با دقت کلی ٪۹۸.۲۵ و تنها دو مورد خطای طبقه‌بندی، عملکرد چشمگیری در تفکیک بیماران پاسخ‌ده کامل از سایر بیماران ارائه دهد.

به‌کارگیری طبقه‌بندی دودسته‌ای CR) در برابر (NR موجب ساده‌سازی تحلیل و وضوح بیشتر نتایج شد، هرچند که نادیده گرفتن طیف پاسخ‌های نسبی می‌تواند محدودیت‌هایی ایجاد کند. با این حال، یافته‌ها نشان می‌دهد که تحلیل خودکار تصاویر بالینی، به‌ویژه در ترکیب با فناوری نوینCAP ، چشم‌اندازی نوین برای توسعه درمان‌های غیرتهاجمی سرطان پوست فراهم می‌آورد.

برای تحقق کاربردهای بالینی گسترده‌تر، لازم است پژوهش‌های آتی بر روی پایگاه‌های داده بزرگ‌تر و متنوع‌تر از نظر جمعیت بیماران، شرایط تصویربرداری و انواع

پاسخ‌های درمانی متمرکز شوند. همچنین، ادغام داده‌های چندوجهی شامل تصاویر بالینی، اطلاعات مولکولی و داده‌های بیمارمحور می‌تواند منجر به توسعه مدل‌های دقیق‌تر و شخصی‌سازی‌شده‌تر شود.

به‌طور کلی، ترکیب هوش مصنوعی و پلاسما سرد نویدبخش طراحی سامانه‌های تصمیم‌یار بالینی دقیق، سریع و غیرتهاجمی برای پایش و بهینه‌سازی درمان بیماران مبتلا به ملانوما است.

مرجع ها

۱. Martirosyan, D., et al., *Study of the effect of gallic acid and cold plasma on the levels of inflammatory factors and antioxidants in the serum sample of subjects with type 2 diabetes mellitus.* Bioactive Compounds in Health and Disease-Print ;۰۳۳٤-٤Online ISSN: 257 ISSN: 2769-2426, 2021. **4**(8): p. .167-179

۲. Saadati, F., et al., *Cold physical plasma toxicity in breast and oral squamous carcinoma in vitro and in patient-derived cancer tissue ex vivo.* Applied Sciences, 2023. .**13**(11): p. 6472

۳. Keidar, M ,. *Plasma for cancer treatment.* Plasma Sources Science and Technology, 2015. **24**(3): p. .033001

٤. Yan, D., J.H. Sherman, and M. Keidar, *Cold atmospheric plasma, a novel promising anti-cancer treatment modality.* Oncotarget, .2016. **8**(9): p. 15977

٥. Esteva ,A., et al., *Dermatologist-level classification of skin cancer with deep neural networks.* nature, .2017. **542**(7639): p. 115-118

٦. Topol, E.J., *High-performance medicine: the convergence of human and artificial intelligence.* .Nature medicine, 2019. **25**(1): p ٤٤-٥٦.

۷. Courtiol, P., et al., *Deep learning-based classification of mesothelioma improves prediction of patient outcome.* Nature medicine, 2019. **25**(10): p. 1519-.1525

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P5-03

مقایسه عملکرد الکتروشیمیایی آندهای Cr/C و TiCr/C لایه نشانی شده با کندوپاش مگنترونی رادیو فرکانسی

ابوالفضل عبدل‌زاده میاندوآب۱، اسلام قره شعبانی۲ *
۱ دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی سهند تبریز
۲ دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی سهند تبریز
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول shabani@sut.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، آندهایی برای باتری لیتیوم-یونی با استفاده از دستگاه کندوپاش مگنترونی با منبع تغذیه فرکانس رادیویی (RF) تهیه شده است. در فرآیند لایه‌نشانی، لایه‌هایی از کروم، ترکیب تیتانیوم-کروم و کربن بر روی زیرلایه مس و با استفاده از گاز کاری آرگون نهشت شده است. برای بررسی ساختار سطحی، از میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی (FESEM) و برای ارزیابی خواص الکتروشیمیایی از آنالیز ولتامتری چرخه‌ای (CV) استفاده شده است. نتایج نشان داد که ترکیب لایه‌های تیتانیوم-کروم و کربن نسبت به نمونه‌های منفرد، عملکرد الکتروشیمیایی بهتری داشته و می‌تواند گزینه‌ای مناسب برای کاربرد در آند باتری‌های لیتیوم-یونی باشد.

کلید واژه: لایه نازک، میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی، ولتامتری چرخه ای

Comparison of the Electrochemical Performance of Cr/C and TiCr/C Anodes Deposited by RF Magnetron Sputtering

Abolfazl Abdolzadeh Miandoab1, Eslam Ghareshabani2*
1 Faculty of Physics, Sahnad University of Technology, Tabriz
2 Faculty of Physics, Sahnad University of Technology, Tabriz
*corresponding e-mail: shabani@sut.ac.ir

Abstract

In this research, anodes for lithium-ion batteries were fabricated using a radio-frequency (RF) magnetron sputtering system. During the thin film deposition process, layers of chromium, titanium-chromium composite, and carbon were deposited onto copper substrates using argon as the working gas. Surface morphology was characterized using Field Emission Scanning Electron Microscopy (FESEM), and electrochemical properties were evaluated through Cyclic Voltammetry (CV). The results demonstrated that the TiCr/C composite layers exhibited superior electrochemical performance compared to single-layer samples, indicating their potential as promising candidates for anode materials in lithium-ion battery applications.

Keywords: Thin film, Field Emission Scanning Electron Microscopy (FESEM), Cyclic Voltammetry (CV)

مقدمه

کاهش منابع فسیلی و نیاز روزافزون به انرژی‌های پاک، اهمیت توسعه فناوری‌های ذخیره‌سازی انرژی را دوچندان کرده است. در این میان، باتری‌های لیتیوم-یونی به دلیل چگالی انرژی بالا و طول عمر مناسب، به‌عنوان یکی از گزینه‌های اصلی مطرح هستند. عملکرد این باتری‌ها به‌شدت به ویژگی‌های آند وابسته است، چرا که آند نقش کلیدی در ظرفیت و پایداری الکتروشیمیایی ایفا می‌کند.[۲-۱]

از میان روش‌های ساخت آند، تکنیک کندوپاش به‌ویژه نوع فرکانس رادیویی (RF) به دلیل امکان لایه‌نشانی مواد نارسانا و ایجاد پوشش‌های یکنواخت، توجه زیادی را به خود جلب کرده است. با وجود مطالعات متعدد، رابطه میان نوع پوشش ایجادشده با روش RF و رفتار الکتروشیمیایی آند هنوز به‌طور کامل روشن نشده است.

این پژوهش با هدف بررسی این خلأ، به ساخت دو نمونه آند به روش کندوپاش RF می‌پردازد و ساختار سطحی آن‌ها را با میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدان(FESEM) و عملکرد الکتروشیمیایی را با ولتامتری چرخه‌ای (CV) ارزیابی می‌کند. نوآوری تحقیق در تحلیل مستقیم اثر نوع پوشش بر رفتار آند در باتری‌های لیتیوم-یونی است؛ موضوعی که می‌تواند مسیر تازه‌ای برای بهینه‌سازی طراحی آندها فراهم آورد.[۴-۳]

مواد و روش ها

در این پژوهش، از دستگاه کندوپاش مگنترونی با منبع تغذیه فرکانس رادیویی موجود در دانشگاه صنعتی سهند تبریز برای لایه‌نشانی بر روی زیرلایه مس استفاده شد. فرآیند لایه‌نشانی در شرایطی با فرکانس و زمان ثابت انجام گرفت. گاز مورد استفاده در محفظه کندوپاش، گاز آرگون بود که به منظور ایجاد پلاسما و انتقال ذرات هدف به سطح زیرلایه به‌کار گرفته شد. برای آماده‌سازی زیرلایه‌ها و اطمینان از پاک بودن سطح از آلودگی، نمونه‌ها به‌مدت ۱۵ دقیقه و به‌ترتیب در محلول‌های استون، الکل و آب مقطر شست‌وشو داده شدند. این مرحله جهت حذف چربی‌ها، ذرات گردوغبار و سایر ناخالصی‌های سطحی انجام شد تا چسبندگی بهتری میان لایه نشانی‌شده و زیرلایه ایجاد شود.

شکل۱ . تصویری از دستگاه کندوپاش مگنترونی

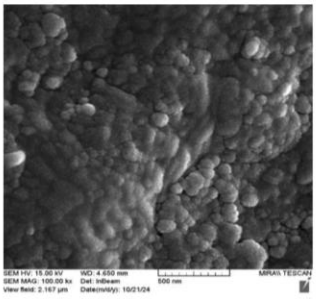
تصویری از دستگاه لایه نشانی مورد استفاده در شکل ۱ نشان داده شده است. این سیستم شامل یک محفظه استوانه‌ای از جنس فولاد زنگ‌نزن، منبع تغذیه RF ، منبع تغذیه DC برای اعمال بایاس به زیرلایه، سیستم خنک‌کننده، پمپ روتاری و دیفیوژن برای ایجاد خلاء و فشارسنج دقیق برای کنترل فشار داخلی محفظه است. در داخل محفظه، سه هدف مجزا از جنس‌های کروم، ترکیب تیتانیوم-کروم، و کربن با قطر ۵.۰۸ سانتی‌متر استفاده شد. زیرلایه‌ها از جنس مس و با قطر ۱ سانتی‌متر آماده شدند. سپس با چسب دوطرفه روی نگهدارنده در فاصله‌ی ۵ سانتی‌متری از هدف ثابت شدند. ابتدا پمپ روتاری جهت ایجاد خلأ اولیه تا فشار حدود ۰.۰۱ میلی‌بار و سپس پمپ دیفیوژن تا فشار ۰.۰۰۰۱ میلی بار مورد استفاده قرار گرفت. پس از آن، گاز آرگون با خلوص ۹۹.۹۹٪ به‌عنوان گاز کاری وارد محفظه شد و فشار کاری روی ۰.۰۵ میلی‌بار تثبیت گردید. جریان گاز توسط تنظیم‌گر دبی جرمی کنترل شد. فرآیند لایه‌نشانی با اعمال توان RF برابر با ۱۵۰ وات به مدت ۵ دقیقه به منظور آلودگی‌زدایی سطح زیر لایه صورت گرفت. سپس، یک بایاس منفی معادل ۷۰ ولت DC به زیرلایه اعمال گردید و زیرلایه در مقابل هدف قرار گرفت زیر لایه مس به مدت یک ساعت با توان ۱۵۰ وات لایه نشانی شد. در طول فرآیند، دمای زیرلایه به‌صورت طبیعی

و بدون اعمال گرمایش خارجی حفظ شد و تمام مراحل در دمای محیط انجام شد. نرخ جریان گاز نیز در طول فرآیند در مقدار ۵ SCCM ثابت نگه داشته شد. به دلیل مدت‌زمان طولانی عملیات، سیستم خنک‌کننده به‌طور پیوسته فعال بود تا از افزایش دمای اسپاترگان جلوگیری شود و شرایط پایدار فرآیند تضمین گردد.

یافته ها

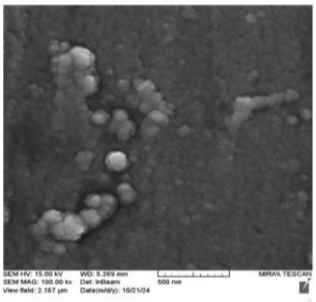
میکروسکوپ الکترونی روبشی نشر میدانی (FESEM)

شکل های ۲ و ۳ تصاویر FESEM مربوط به نمونه‌های Cr/C و TiCr/C در بزرگ‌نمایی‌های یکسان در شکل‌های مربوطه ارائه شده‌اند. هر دو نمونه دارای مورفولوژی کلوخه‌ای با توزیع ذرات نسبتاً یکنواخت می‌باشند که این کلوخه ها از تجمع ذرات ریز در حدود ۵ تا ۱۰ نانو متر تشکیل شده است. با این حال، بررسی دقیق‌تر ویژگی‌های سطحی، تفاوت‌های قابل‌توجهی بین دو نمونه را نشان می‌دهد.



شکل۲ .تصویر FESEM نمونه‌ی Cr/C

در نمونه‌ی Cr/C شکل ۲، اندازه کلوخه ها در بازه‌ای حدود ۷۰ تا ۱۵۰ نانومتر تخمین زده شد و قابل تفکیک و مشاهده می‌باشد.

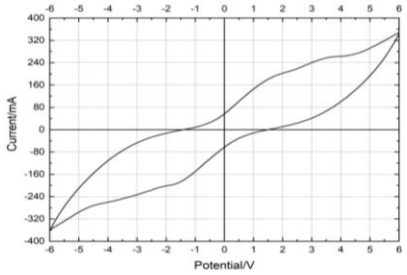


شکل۳ .تصویر FESEM نمونه‌ی TiCr/C

در مقابل، درنمونه TiCr/C شکل ۳ از مقدار کلوخه ها کاهش یافته و سطحی صاف با ترکیبی از نانو ذرات شبه کروی مشاهده شد. در این ساختار، تجمع‌های موضعی کمتر مشاهده شده و سطح نیز به شکلی منظم‌تر و پیوسته‌تر دیده می‌شود که نشان‌دهنده ساختار بهینه‌تر و کنترل‌شده‌تر در این نمونه است. این ویژگی‌ها می‌توانند به افزایش سطح تماس و بهبود انتقال یون در کاربردهای الکتروشیمیایی کمک کنند. به‌طور کلی، نمونه‌ی TiCr/C از نظر یکنواختی ساختار و کاهش تجمع ذرات عملکرد سطحی مطلوب‌تری نسبت به Cr/C دارد و گزینه‌ی مناسب‌تری برای استفاده در آند باتری‌های لیتیوم-یونی محسوب می‌شود.

ولتامتری چرخه ای (CV)

نتایج آنالیز ولتامتری چرخه‌ای (CV) نمونه‌های Cr/C و TiCr/C در محیط الکترولیت $LiPF_6$ و بازه پتانسیل ۶- تا ۶ ولت با نرخ جاروب ۵۰ mV/s بررسی شدند.



شکل۴ .نمودار تصویرمنحنی ولتامتری چرخه‌ای (CV) نمونه‌ی TiCr/C.

منحنی‌های CV هر دو نمونه رفتار برگشت‌پذیر اکسیداسیون-کاهش را نشان می‌دهند، به‌طوری که پیک‌های مشخص اکسیداسیون و کاهش در ولتاژهای نزدیک به ۳ ولت و ۳- ولت قابل مشاهده است که نمایانگر انتقال الکترون برگشت‌پذیر در ساختارهای الکتروشیمیایی این نمونه‌ها می‌باشد. با این حال، شدت جریان پیک‌ها در نمونه‌ی TiCr/C شکل ۴ به‌طور قابل توجهی بیشتر از نمونه Cr/C است، که نشان‌دهنده فعالیت الکتروشیمیایی بالاتر و ظرفیت ذخیره بار بهتر در این نمونه می‌باشد. همچنین، افزایش نرخ جاروب در هر دو نمونه باعث افزایش جریان پیک‌ها و جابجایی آن‌ها به سمت پتانسیل‌های مثبت و منفی می‌شود که نمایانگر کنترل فرآیند انتقال جرم توسط نفوذ یون‌ها است. افزایش مساحت زیر منحنی‌های CV به‌ویژه در نمونه‌یTiCr/C ، تأییدکننده بهبود قابل توجه در عملکرد الکتروشیمیایی و ظرفیت ذخیره بار الکتریکی است. این نتایج نشان می‌دهد که ترکیب TiCr/C به دلیل ساختار بهتر و مورفولوژی بهینه، عملکردی برتر نسبت به Cr/C در زمینه ذخیره انرژی و انتقال الکترونی دارد و برای کاربرد در آند باتری‌های لیتیوم یونی گزینه مناسب تری است.

نتیجه گیری

نتایج این پژوهش نشان داد که استفاده از لایه‌های ترکیبی تیتانیوم-کروم و کربن، با روش کندوپاش مگنترونی RF، موجب بهبود ساختار سطحی و عملکرد الکتروشیمیایی آندهای باتری لیتیوم یونی می‌شود. این ترکیب نسبت به نمونه‌های تک‌جزئی عملکرد برتری دارد و می‌تواند گزینه مناسبی برای افزایش کارایی باتری‌های لیتیوم یونی باشد، این نتایج نشان از حضور موثر عنصر تیتانیوم است.

منابع

[1] Gui, X., Hao, G., & Jiang, W. (2020). A comprehensive review of Cr, Ti-based anode materials for Li-ion batteries. Ionics, 26(3), 1081-1099.
[2] Yang, C., Yu, S., Ma, Y., Lin, C., Xu, Z., Zhao, H., ... & Wang, N. (2017). Cr3+ and Nb5+ co-doped Ti2Nb10O29 materials for high-performance lithium-ion storage. Journal of power sources, 360, 470-479.
[3] Wang, Z., Chen, J., Sun, S., Huang, Z., Zhang, X., Li, X., & Dong, H. (2022). Plasma-enabled synthesis and modification of advanced materials for electrochemical energy storage. Energy Storage Materials, 50, 161-185.
[4] Hou, D., Bai, F., Dong, P., Chen, J., Zhang, Y., Meng, F., ... & Hu, J. (2023). Recent development of low temperature plasma technology for lithium-ion battery materials. Journal of Power Sources, 584, 233599.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P1-03

بازطراحی میدان مغناطیسی تعادلی توکامک البرز

مهدی زارع بیدکی[۱]، حمیدرضا میرزایی[۲]، رضا امراللهی[۱] ،مریم‌السادات قاسمی[۳]، زینب نسجی کاشانی[۱]، حسین مظلوم مظفری[۱]، سینا کمانی[۱]

۱ تهران، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده فیزیک و مهندسی انرژي

۲ تهران، سازمان انرژی اتمی ایران(مرکز)، پژوهشگاه فیزیک و شتاب‌دهنده

۳ تهران، دانشگاه آزاد اسلامی واحد مرکز، گروه مهندسی هسته‌ای

رایانامه: Mehdi.zarebidoki@aut.ac.ir

چکیده

پیچه‌های تعادلی توکامک، تعادل و پایداری پلاسما را برعهده دارند. پیچه‌های تعادلی یکی از اجزای اصلی در توکامک البرز می‌باشد. در فاز جدید ارتقای بخش‌های مختلف از جمله میدان چنبره‌ای، سلونویید مرکزی در حال انجام می‌باشد و متناسب با ارتقای این اجزا نیاز به بررسی و ارتقای میدان مغناطیسی تعادلی می‌باشد. بازطراحی و شبیه سازی الکتریکی و فیزیکی بانک خازنی و پیچه‌ها توسط روابط تعریف شده و نرم‌افزار COMSOL و SIMULINK MATLAB انجام شده است. با استفاده از شبیه‌سازی‌های انجام شده برای رسیدن به اهداف تعیین شده لازم است تا بانک خازنی پیچه‌ها به مقادیر محاسبه شده ارتقا یابد. در نتیجه با ارتقاهای انجام شده به مقادیر محاسبه شده دست پیدا خواهیم کرد.

کلیدواژه: پلاسمای گداخت، توکامک البرز، میدان مغناطیسی تعادلی

Redesign of the Alborz tokamak equilibrium magnetic field

Zare bidoki M[1], Mirzaei HR[2], Amrollahi R[1],Gasemi M[3], Nasji Kashani Z[1], Mazloom H[1], Kamani S[1]

1 Department of Energy Engineering and Physics, Amirkabir University of Technology, Tehran, Iran
2 Physics and Accelerator Research School, NSTRI, P.O. Box 14395-836, Tehran, Iran
3 Department of Nuclear Engineering, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran
E-Mail: Mehdi.zarebidoki@aut.ac.ir

Abstract

Tokamak equilibrium coils, equilibria and stability of plasma are responsible. Equilibrium coils is a main parts of Alborz tokamak. In the new phase, the development of various parts such as toroidal field, central solenoid is being done an according to the improvement of these components, the need for investigation and promotion of poloidal magnetic field is. Redesign and electrical and physic simulation of capacitor bank by introduced relation and COMSOL & SIMULINK MATLAB software were done. By using the simulations to achieve the goals, it is necessary to promote the capacitor bank to the calculated values. As a result, we will achieve the calculated values with the reported numbers.

Keywords: fusion plasma, Alborz tokamak, Equilibrium magnetic

مقدمه

توکامک دستگاه محصورسازی مغناطیسی پلاسما است که برای اولین بار در سال ۱۹۵۰ میلادی در شوروی طراحی و ساخته شد. در توکامک پلاسما با استفاده از میدان‌های مغناطیسی قوی که توسط پیچه‌های طراحی شده آن پلاسمای گداخت را محصور می‌کند. جریان پلاسما باعث تولید میدان قطبی می‌شود که با میدان چنبره‌ای باعث تولید میدان مارپیچی می‌شود که این خود اصل محصورسازی می‌باشد. به دلیل ساختار توکامک و گرادیان میدان مغناطیسی نیاز به میدان عمودی داریم تا از برهم‌نهی جریان پلاسما با جهت میدان عمودی از گسترش شعاع پلاسما جلوگیری شود [1]. بعد از ساخت اولین توکامک،

1

توکامک‌های زیادی در سراسر جهان ساخته و عملیاتی شدند و همچنان توکامک‌های زیادی در حال طراحی و ساخته شدن هستند. یکی از توکامک‌های پژوهشی ساخته شده در ایران، توکامک البرز می‌باشد که در بخش اول در مورد کلیات این توکامک توضیح داده خواهد شد و در بخش دوم درمورد سیستم‌های میدان مغناطیسی آن که به ترتیب میدان مغاطیسی چنبره‌ای، سلونویید مرکزی، میدان مغناطیسی تعادلی و میدان شعاعی می‌باشد توضیح داده خواهد شد[2].

توکامک البرز

توکامک البرز یک توکامک تحقیقاتی با سطح مقطع D شکل می‌باشد که توسط تیم تحقیقاتی آزمایشگاه گداخت و فیزیک پلاسما دانشکده فیزیک دانشگاه امیرکبیر در سال ۱۳۹۱ ساخته شده است. در فاز اولیه طراحی توکامک البرز هدف از ساخت توکامک رسیدن به پلاسما ۲۰ میلی ثانیه در میدان چنبره ای ۰/۸۵ تسلا بود که بعد از ساخت و انجام آزمایش، پلاسمای ۱ میلی ثانیه در میدان چنبره ای ۰/۴ تسلا تشکیل شد [2].

طراحی سیستم توکامک شامل محفظه خلا، مطالعه مواد در تماس با پلاسما، سیستم خلا، سیستم میدان مغناطیسی، سیستم نگهدارنده دستگاه و سیستم پیش یونش می‌باشد. در شکل ۱ نمایی از توکامک البرز و در شکل ۲ شماتیک ساختاری از آن آورده شده است.

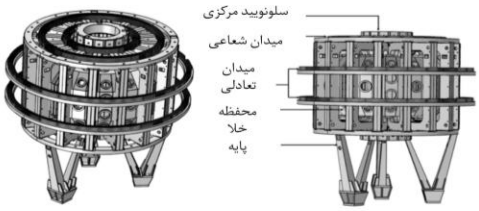
جدول ۱ پارامترهای اصلی توکامک البرز

پارامتر ها	مقادیر
شعاع اصلی (m)	۰/۴۵
شعاع فرعی (m)	۰/۱۵
نسبت منظر	۳
فاکتور ایمنی	۳
جنس محفظه خلا	SS316 L
فشار پایه محفظه خلا (torr)	$۱۰^{-۶}$
توان گرمایی ECR(kW)	60 (9 GHz), 1(2.45 GHz)

سیستم مغناطیسی

سیستم مغناطیسی توکامک البرز شامل میدان مغناطیسی چنبره‌ای(TF) و میدان مغناطیسی قطبی(PF) می‌باشد. سیستم میدان مغناطیسی قطبی شامل یک سلونویید مرکزی(CS)، یک میدان عمودی (VF) و پیچه‌های میدان شکل دهنده (SF) می‌باشد.

شکل۱ نمایی از توکامک البرز



شکل۲ شماتیک ساختاری توکامک البرز

میدان مغناطیسی چنبره‌ای

پیچه‌های چنبره‌ای

از پیچه‌های چنبره‌ای مقدار ۱۲ kA جریان عبور می‌کند تا میدان ۰/۳ T در مرکز پلاسما تولید شود. در این ساختار حلقه‌ها دارای مقاومت ۰/۰۳ Ω و القای ۳/۹۴ mH می‌باشد. همچنین مدت زمان تخلیه ۱۵۰ ms بر روی پیچه‌های میدان چنبره‌ای قادر به تولید پالس پلاسمای ۲۰ ms می‌باشد. برای تولید چنین میدانی بانک خازنی ۴۰mF و ولتاژ ۳ kV لازم است[3].

در اولین مرحله ارتقا توکامک البرز برای رسیدن به جریان بیشینه پلاسمای ۲۶ kA نیاز به ارتقا سیستم پیچه‌های میدان چنبره‌ای می‌باشد. به همین منظور به دلیل ساختار توکامک و عدم تغییر در ساختار آن مجبور به ارتقا بانک خازنی سیستم میدان چنبره‌ای هستیم.

با توجه‌به هدف‌های مشخص شده و شبیه سازی های انجام شده برای رسیدن به چنین جریانی میدان چنبره‌ای باید به مقدار ۰/۸ T در مرکز پلاسما برسد. در نتیجه برای تولید چنین میدانی باید بانک خازنی را تا ظرفیت ۶۰mF افزایش دهیم که میدان ۰/۸ T را در مرکز پلاسما بتواند ایجاد کند. جریان عبوری از پیچه‌های چنبره‌ای با بانک خازنی ۶۰ mF و ولتاژ بیشینه ۳ kV حدود ۱۲/۶ kA می‌باشد[3].

میدان مغناطیسی قطبی

سلونویید مرکزی

هدف اصلی سلونویید مرکزی تولید یک شار مغناطیسی قطبی و یک میدان الکتریکی چنبره‌ای برای تولید جریان اولیه پلاسما است. جریان پلاسما یک میدان مغناطیسی قطبی برای تعادل مگنتوهیدرودینامیک را تولید می‌کند. به پیچه‌های اصلاحی برای کاهش دادن میدان مغناطیسی تولید شده توسط سلونویید مرکزی به محیط پلاسما لازم است [2].

ولتاژ بانک خازنی کند (Slow) سلونویید مرکزی قبل از ارتقا ۲/۵ kV با ظرفیت۱۰ mF بود. همچنین سلونویید مرکزی فاقد بانک خازنی سریع (Fast) بود.

در ارتقا سلونویید مرکزی با توجه به شبیه‌سازی الکتریکی انجام شده ولتاژ بانک خازنی کند (Slow) به ۱ kV کاهش و ظرفیت آن به ۳۰ mF افزایش یافت. همچنین بانک خازنی سریع (Fast) با مشخصه ولتاژ و ظرفیت ۱۵ kV و $۱۰\mu F$ به سیستم سلونویید مرکزی اضافه شد. در شبیه‌سازی های انجام شده جریان رد شده از پیچه‌ها باید در حدود ۳/۹ kA باشد تا ولتاژ حلقه (V_{loop}) در حدود $۷۰\ V$ را ایجاد کند [4].

پیچه‌های تعادلی

در توکامک، پیچه های میدان تعادلی یک میدان مغناطیسی تعادلی را ایجاد می‌کند که در اثر با ستون پلاسما در برابر نیروهای طبیعی که ستون پلاسما را به صورت شعاعی از محور اصلی منحرف می‌کند، مقاومت می‌کند. علاوه بر این، پیچه‌های طویل یک میدان عمودی برای کنترل و ایجاد پلاسما با سطح مقطع‌های مختلف را ایجاد می‌کند.

میدان عمودی از انبساط شعاعی ستون پلاسما در طول عملیات توکامک جلوگیری می‌کند.به همین منظور جریان تولید کننده میدان عمودی باید مقیاسی از جریان پلاسما (گرمایش اهمی) باشد [5].

در اولین فاز ساخت توکامک البرز هدف دستیابی به پلاسمای دایره‌ای بود. بنابراین دو دسته پیچه ۲۰ دور متقارن در موقعیت $Z=\pm 17cm$ و R=0.85 m با القای ۳/۸ mH و مقاومت ۰/۰۵ Ω فراهم شد. جریان پیچه ها برای رسیدن به این ساختار تنظیم شده بود. همچنین جهت جریان در پیچه‌های میدان تعادلی خلاف جهت جریان پلاسما است.

سیستم بانک خازنی میدان تعادلی دارای ظرفیت ۱۰ mF و ولتاژ ۲/۵ kV بود و جریان عبوری از پیچه‌ها در حدود ۳/۸ kA می‌باشد.

باتوجه‌به ارتقا قسمت‌های دیگر توکامک شامل سیستم خلا، میدان‌های مغناطیسی چنبره‌ای و سلونویید مرکزی و همچنین سیستم کنترل توکامک، سیستم مغناطیسی میدان تعادلی و همچنین پیچه‌های شکل‌دهنده پلاسما را لازم است ارتقا دهیم. برای محاسبه میدان عمودی و بانک خازنی لازم طبق مراحل زیر محاسبه می‌شود [6].

۱- محاسبه و اندازه‌گیری میدان عمودی، انحنا و نسبت $\frac{B_V}{I_V}$: القای محاسبه شده و اندازه گیری شده در شبیه‌سازی‌ها برابر ۲/۹ mH می‌باشد.

۲- محاسبه جریان پلاسما: در شبیه‌سازی‌های انجام شده هدف از ارتقا توکامک رساندن جریان پلاسما به مقدار ۲۶ kA می‌باشد.

۳- محاسبه میدان عمودی (B_V) لازم برای حفظ تعادل پلاسما

$B_V = -\frac{\mu_0 I_P}{4\pi R_0}\left[\ln\left(\frac{8R_0}{a}\right) + \frac{l_i}{2} + \beta_P - \frac{3}{2}\right]$، که I جریان پلاسما، R شعاع اصلی، a شعاع فرعی، β_P بتای قطبی و l_i القای داخلی پلاسما (طول واحد پلاسمای چنبره‌ای) می‌باشد.

مقدار بتای قطبی را از رابطه زیر می‌توان تعیین کرد:

$$\beta_P = \frac{P}{\frac{{B_P}^2}{2\mu_0}} = \frac{nk(T_i + T_e)}{\frac{{B_P}^2}{2\mu_0}},$$

که در رابطه بالا P فشار پلاسما، n چگالی ذرات، k ثابت بولتزمن، T_i دمای یون و T_E دمای الکترون و $B_P = \frac{\mu_0 I}{2\pi a}$

3

می‌باشد. با توجه به توکامک‌های مشابه ساخته شده فرض می‌شود $n = 1 \times 10^{13} cm^{-3}, T_i + T_e \approx 250\ eV$ می‌باشد. بنابراین می‌توان مقدار بتای قطبی را به دست آورد که برابر با $\beta_P \approx$ ۱ می‌باشد.

مقدار القای داخلی پلاسما را نیز می‌توان از رابطه زیر محاسبه کرد:

$$l_i = \frac{2V\langle {B_P}^2 \rangle}{(\mu_0 I_P)^2 R_0},$$

که V حجم پلاسما و $\langle {B_P}^2 \rangle = \frac{\int (\frac{\mu_0 I_P}{2\pi r})^2 dV}{\int dV}$ می‌باشد. بنابراین $l_i = 0.9$ می‌باشد.

باتوجه به مقادیر محاسبه شده در روابط بالا مقدار میدان عمودی مورد نیاز برای جریان پلاسمای ۲۶ kA برابر ۰/۰۱۸T می‌باشد تا پلاسما را در حالت تعادل نگه دارد.

۴- نسبت $\frac{B_V}{I_V}$ باید جریان مورد نیاز پیچه میدان عمودی ($I_{VF\,Max}$) را تامین کند

$$I_{VF\,Max} = \left[{C_F}/{L}\right]^{1/2} V_F$$

باتوجه به رابطه بالا جریان بیشینه عبوری از پیچه‌ها مقدار ۲/۸۸kA می‌باشد.

۵- انتخاب مناسب بانک خازنی سریع (Fast) برای هماهنگی با یک چهارم دوره جریان گرمایش اهمی

شکل موج جریان سلونویید مرکزی و میدان عمودی باید مشابه یک‌دیگر باشند.

۶- از القا و ظرفیت بانک خازنی سریع (Fast) ولتاژ مورد نیاز بانک خازنی سریع را از رابطه زیر مشخص می‌کنیم

$$I_{VF} = \frac{2\pi L_2 B_t}{0.7q(b)\mu_0 M}\left(\frac{b^2}{R}\right),$$

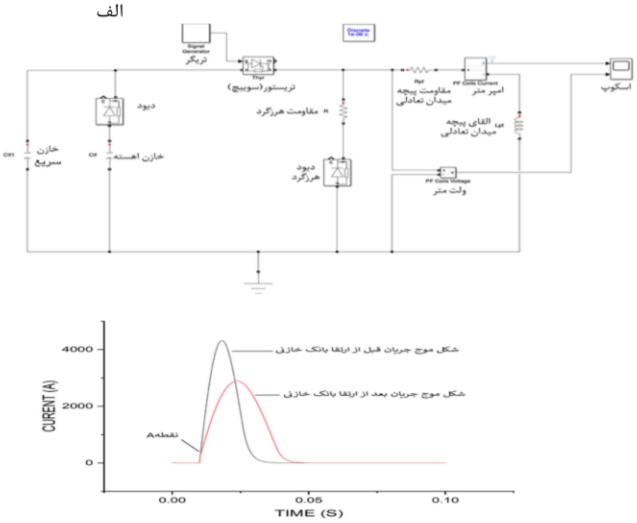
که L_2 القای پلاسما، B_t میدان چنبره‌ای، $q(b)$ ضریب ایمنی و M القای متقابل می‌باشد. با محاسبه جریان عبوری از پیچه میدان عمودی می توان از رابطه زیر ولتاژ بانک خازنی سریع را محاسبه کرد.

$$\frac{1}{2} C_F {V_F}^2 = \frac{1}{2} L_{VF} {I_{VF}}^2$$

جریان بیشینه عبوری از پیچه‌های میدان عمودی برابر ۲/۸۸kA می‌باشد و با توجه به اینکه شکل موج جریان میدان تعادلی باید از شکل موج سلونویید مرکزی تبعیت کند بنابراین خازن سریع با ولتاژ ۳kV و ظرفیت ۳۰ μF به صورت موازی با خازن آهسته با ولتاژ ۱kV و ظرفیت ۳۱mF انتخاب شدند و القای پیچه تعادلی مقدار ۲/۹mH محاسبه شد.

باتوجه به محاسبات بالا و شبیه سازی های انجام شده، شکل ۳ شبیه‌سازی الکتریکی بانک خازنی میدان تعادلی می‌باشد.

الف

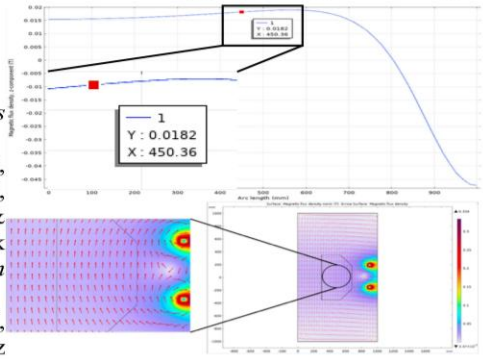


شکل۳ (الف) شبیه‌سازی مداری میدان تعادلی (ب) شکل موج جریان میدان تعادلی قبل و بعداز ارتقا، شیب تند در ابتدای موج خط قرمز به معنای تخلیه خازن سریع در ابتدا می‌باشد که در نقطهA خازن آهسته وارد مدار می‌شود و پهنای موج را بیشتر می‌کند.

4

در شبیه‌سازی انجام شده توسط SIMULINK طول پالس تخلیه قبل از ارتقا بانک خازنی تقریبا ۰/۰۲ ثانیه و بعد از ارتقا در حدود ۰/۰۳۵ ثانیه مورد انتظار می‌باشد که زمان محصورسازی پلاسما را افزایش خواهد داد. همچنین دلیل کمتر بودن جریان بعد از ارتقا، کاهش ولتاژ بانک خازنی کند می‌باشد.

همچنین مقدار میدان حاصل از این شبیه سازی و همچنین تحلیل آن در شکل ۴ آورده شده است. از تحلیل شکل ۴ متوجه می‌شویم که با جریان های عبوری محاسبه شده از پیچه‌ها و ولتاژ و ظرفیت انتخاب شده و ارتقا یافته برای بانک خازنی میدان تعادلی میدان عمودی را در مرکز پلاسما به میزان محاسبه شده ۰/۰۱۸ T و همچنین مولفه افقی میدان قطبی در مرکز پلاسما به کمترین حد خود می رسد.



شکل ۴ شبیه‌سازی فیزیکی میدان تعادلی

نتایج حاصل از محاسبات و شبیه‌سازی‌های میدان تعادلی در جدول۲ آورده شده است.

جدول۲ مشخصات میدان تعادلی قبل و بعد از ارتقا

پارامتر ها	قبل از ارتقا	بعد از ارتقا
موقعیت پیچه‌ها(cm)	$z = \pm 17$	$z = \pm 17$
بانک خازنی سریع	-	V=3kV C=30μF
بانک خازنی آهسته	V=2.5kV C=10mF	V=1kV C=31mF

بحث و نتیجه‌گیری

با محاسبات و شبیه‌سازی‌های انجام شده می‌توان به جریان پلاسمای پیش بینی شده و همچنین جریان القایی توسط سلونویید مرکزی و در نتیجه میدان عمودی لازم برای تعادل پلاسما را می‌توان ایجاد کرد. انجام این پژوهش باعث افزایش جریان پلاسما و تعادل پلاسما برای زمان محصورسازی طولانی‌تر در توکامک البرز می‌شود. برای تعادل پلاسما افزایش ظرفیت و اضافه کردن خازن سریع (Fast) به میدان‌های مغناطیسی قطبی (سلونویید مرکزی و پیچه‌های تعادلی) الزامی می‌باشد. تخلیه خازن‌های میدان تعادلی بر روی پیچه‌ها باید به تبعیت از تخلیه خازن‌های گرمایش اهمی بر روی پیچه سلونویید مرکزی باشد. این تبعیت برای افزایش مدت زمان محصور سازی و تعادل مگنتوهیدرودینامیک لازم و ضروری می‌باشد. همچنین میدان شعاعی برای کنترل جابه‌جایی عمودی پلاسما لازم و ضروری است.

مراجع

[1] Wesson, J., & Campbell, D. J. (2011). *Tokamaks* (Vol. 149). Oxford university press.

[2] Amrollahi, R., Iraji, D., Ghasemi, M., Sadeghi, H., Kazemi, M., Mirzaei, H., Rostamifard, D., Koohestani, S., Mardani, M., & Shahshenas, S. (2019). Alborz tokamak system engineering and design. *Fusion Engineering and Design*, *141*, 91-100.

[3] Mazloom H, G. M., Amrollahi R, Mirzaei H, Kashani Z. (2024). Redesign of Alborz tokamak toroidal magnetic field system (Paper ID: 1265). *Fusion Energy & Plasma*, 10.

[4] Nasji Kashani Z, M. H., Amrollahi R, Ghasemi M, Mazloom H, Kamani S (2025). Redisgn of the Ohmic Heating system of the Alborz tokamak. *Fusion Energy & Plasma*.

[5] Mardani, M., & Amrollahi, R. (2013). Conceptual design of Alborz tokamak poloidal coils system. *Journal of Fusion Energy*, *32*, 177-181.

[6] Kirbie, H. C. (1978). *Design and construction of the Texas Tech tokamak* Texas Tech University.

6

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P3-04

ناپایداری مدولاسیونی امواج الکترون آکوستیک در پلاسماهای غیر ماکسولی

مسعود علی‌محمدی[1*] و مریم بابایی نصرت آباد[2]
گروه آموزش فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، صندوق پستی ۸۸۹- ۱۴۶۶۵ تهران، ایران[1و2]

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : m.alimohamadi@cfu.ac.ir

چکیده

با توجه به حضور الکترون‌های غیرماکسولی در پوش‌مغناطیسی زمین و مگنتوسفرهای سیاره‌ای، در این پژوهش به‌صورت نظری مدولاسیون دامنه‌ای امواج الکترون- صوتی (EAW) در پلاسماهایی شامل یون‌های ساکن، الکترون‌های سرد دارای اینرسی و الکترون‌های گرم بدون اینرسی با توزیع آماری غیر ماکسولی تعمیم یافته (r,q) بررسی شده است. معادله‌ی شرودینگر غیرخطی ($NLSE$) با استفاده از روش اختلال کاهشی استخراج شده و تحلیل پایداری نشان می‌دهد که حضور الکترون‌های گرم با توزیع (r,q) تأثیر مستقیمی بر شرایط وقوع ناپایداری مدولاسیونی (MI) دارد. افزایش هر یک از شاخص‌های r و q باعث کاهش نرخ رشد MI می‌شود.

کلید واژه: ناپایداری مدولاسیونی، پلاسما غیرماکسولی، امواج الکترون آکوستیک

Modulational Instability of Election Acoustic Waves in Non-Maxwellian Plasmas

Masoud Alimohamadi[1] and Maryam Babaei Nosrat Abad [2]
Department of Physics Education, Farhangian University, P.O. Box 14665-889, Tehran, Iran[1,2]

*Corresponding e-mail: m.alimohamadi@cfu.ac.ir

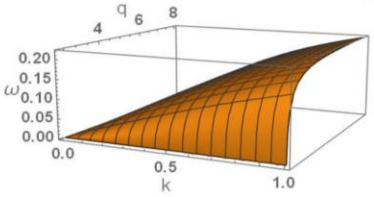
Abstract

Given the observed presence of non-Maxwellian electrons in Earth's magnetosphere and planetary magnetospheres, this study theoretically examines the amplitude modulation of electron-acoustic waves ($EAWs$) in plasmas comprising stationary ions, inertial cold electrons, and non-inertial hot electrons following the (r,q) non-Maxwellian modified of statistical distribution. The nonlinear Schrödinger equation ($NLSE$) is derived using a reductive perturbation method, and stability analysis reveals that the presence of (r,q)-distributed hot electrons directly influence the conditions for modulational instability (MI). An increase in the spectral indices r and q reduces the MI growth rate.

Keywords: Electron Acoustic Waves, Modulational Instability, Non-Maxwellian Plasmas.

مقدمه

رفتار دینامیکی غیرخطی به‌صورت گسترده در فضاهای میان‌سیاره‌ای، مگنتوسفرهای سیاره‌ای، پوش‌مغناطیسی زمین و حتی در آزمایشگاه‌های پلاسمای کنترل‌شده مشاهده شده‌اند. یکی از پدیده‌های کلیدی در این زمینه، ظهور امواج سالیتونی و ساختارهای موضعی است که در انتقال انرژی و تکانه نقش مهمی ایفا می‌کنند. ناپایداری مدولاسیونی بسیار مفید است. در بررسی امواج غیرخطی، استفاده از معادلاتی مانند معادله کورتوگ-دو-فریز (KdV) و معادله شرودینگر غیرخطی ($NLSE$) از جمله ابزارهای نظری قدرتمند است. معادله KdV برای امواج غیرمدوله کاربرد دارد و نشان می‌دهد چگونه پراکندگی و غیرخطی بودن به ایجاد ساختارهای پایدار منجر می‌شوند. در مقابل، معادله $NLSE$ رفتار مدوله‌شده‌ی یک موج حامل تک‌فرکانسی را توصیف می‌کند و در بررسی پدیده‌ی ناپایداری مدولاسیونی زمانی رخ می‌دهد که نوسانات کوچکی در دامنه موج به‌طور نمایی رشد کنند و منجر به فروپاشی موج اولیه و تشکیل بسته‌های موجی موضعی شوند. این بسته‌ها که به آن‌ها سالیتون‌های پوششی گفته می‌شود، می‌توانند روشن یا تاریک باشند؛ بسته به این‌که موج در وضعیت ناپایدار یا پایدار قرار داشته باشد. MI یک پدیده‌ی اساسی در انتشار پایدار و غیرخطی امواج در پلاسما محسوب می‌شود. امواج با مدهای الکترون آکوستیک زمانی ظاهر می‌شوند که دو جمعیت الکترونی با دماهای متفاوت در پلاسما وجود داشته باشند؛ یک جمعیت سرد با اینرسی و یک جمعیت گرم بدون اینرسی. در این شرایط، الکترون‌های گرم به‌عنوان زمینه‌ای برای بازگرداندن نیرو عمل می‌کنند و مدهای EAW را پشتیبانی می‌کنند. مدل‌سازی دقیق این امواج مستلزم درنظرگرفتن نوع توزیع سرعت الکترون‌هاست. در محیط‌های فضایی، توزیع سرعت ذرات غالباً با توزیع ماکسولی مطابقت ندارد و شکل‌هایی با توزیع غیرماکسولی تعمیم یافته (r,q) معرفی شده‌اند[1]. این توزیع‌ها اجازه می‌دهند ویژگی‌های آماری جمعیت الکترونی به‌صورت دقیق‌تری توصیف شود. پارامتر q شدت دُم فراترمیک و پارامتر r شکل تخت مرکز توزیع را کنترل می‌کنند. با در نظر گرفتن این نکات، مطالعه‌ی ناپایداری مدولاسیونی EAW ها در حضور الکترون‌های گرم با توزیع (r,q) از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. این پژوهش تلاش دارد تا با استخراج معادله شرودینگر غیرخطی ($NLSE$) برای چنین سیستمی، نقش پارامترهای آماری r و q را در پایداری بررسی کند. نتایج حاصل از این تحلیل‌ها می‌توانند در فهم بهتر انتشار امواج غیرخطی در فضا، و همچنین طراحی مدل‌های نظری دقیق‌تر برای تحلیل داده‌های ماهواره‌ای نقش مهمی ایفا کنند. در این مقاله در بخش اول مدل سیالی الکترون و معادلات حاکم بر آن را مطرح می‌کنیم، سپس از روش اختلالات کاهشی، معادله شرودینگر غیرخطی به‌عنوان معادله حاکم بر مدولاسیون دامنه‌ای این امواج را بدست می‌آوریم و پایداری مدولاسیونی آن مورد تحلیل قرار می‌دهیم.



شکل۱: منحنی مشخصه پراکندگی امواج الکترون آکوستیک برای $3 \le q \le 5$ ، $\alpha = 0.1$ و $r = 0.1$

مدل سیالی الکترونی و معادلات حاکم

یک پلاسما برخوردناپذیر و غیرمغناطیسی متشکل از سه مؤلفه را در نظر می‌گیریم: یون‌های ساکن با جرم m_i و بار $q_i = +Ze$، الکترون‌های سرد اینرسی‌دار با جرم m_e و بار $-e$، و الکترون‌های گرم بدون اینرسی که از توزیع غیرماکسولی تعمیم‌یافته (r,q) پیروی می‌کنند و چگالی‌های آن‌ها به ترتیب با n_i ، n_c و n_h مشخص می‌شوند. فرض می‌شود که الکترون‌های گرم فاقد اینرسی‌اند؛ چراکه سرعت حرارتی آن‌ها از سرعت فاز امواج مورد بررسی بیشتر است، که این شرط همچنین موجب کاهش میرایی لانداو می‌شود . دینامیک الکترون‌های سرد در این پلاسما در راستای یک‌بعدی با معادلات پیوستگی و تکانه زیر توصیف می‌شود[2]:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t}+\frac{\partial(n_c u_c)}{\partial x}=0 \quad (1)$$

$$\frac{\partial u_c}{\partial t}+u_c\frac{\partial u_c}{\partial x}=\frac{e}{m_e}\frac{\partial \phi}{\partial x} \quad (2)$$

پتانسیل الکترواستاتیکی ϕ با استفاده از معادله پواسون به‌دست می‌آید: $\frac{\partial^2\phi}{\partial x^2}=4\pi e(n_c+n_h-Z_i n_i)$ (3)

در اینجا، چگالی یون‌ها ثابت و برابر با $n_i=n_{i0}$ در نظر گرفته می‌شود. برای مدل‌سازی الکترون‌های گرم، از توزیع سرعت تعمیم‌یافته‌ی[1] دوبعدی (r,q) استفاده می‌شود که به شکل زیر تعریف می‌گردد:

$$f_{(r,q)}(v)=N\left[1+\frac{1}{q-1}\left(\frac{v^2-\frac{2e\phi}{m_e}}{\beta v_{th}^2}\right)^{r+1}\right]^{-q} \quad (4)$$

که در آن:

$$N=\frac{3\,\Gamma[q]\,(q-1)^{-3/(2+2r)}}{4\pi\,\beta^{3/2}\,v_{th}^{3/2}\,\Gamma\left[q-\frac{3}{2+2r}\right]\,\Gamma\left[1+\frac{3}{2+2r}\right]} \quad (5)$$

$$\beta=\frac{3\,(q-1)^{-1/(1+r)}\,\Gamma\left[q-\frac{3}{2+2r}\right]\,\Gamma\left[\frac{3}{2+2r}\right]}{2\,\Gamma\left[q-\frac{5}{2+2r}\right]\,\Gamma\left[\frac{5}{2+2r}\right]} \quad (6)$$

در این روابط، $v_{th}=\sqrt{2T_e/m_e}$ سرعت حرارتی الکترون‌ها و Γ تابع گاما است. شاخص‌های طیفی r و q بیانگر انحراف از توزیع ماکسولی و توزیع کاپا هستند؛ به‌طوری‌که در حد $r=0$ و $q\to\infty$ توزیع ماکسولی و در حد $r=0$ و $q=\kappa+1$ توزیع کاپا حاصل می‌شود. برای آنکه توزیع فیزیکی معناداری داشته باشیم، باید شرایط $q>1$ و $q(r+1)>\frac{5}{2}$ برقرار باشد. با انتگرال‌گیری از رابطه (۴) در فضای سرعت، چگالی کل الکترون‌های گرم به‌صورت بسطی از پتانسیل به شکل زیر به‌دست می‌آید:

$$n_h=1+A\phi+B\phi^2+C\phi^3 \quad (7)$$

که ضرایب A ، B ، و C به‌ترتیب به‌صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$A=\frac{(q-1)^{-1/(1+r)}\,\Gamma\left[q-\frac{1}{2+2r}\right]\,\Gamma\left[\frac{1}{2+2r}\right]}{2\beta\,\Gamma\left[\frac{3}{2+2r}\right]\,\Gamma\left[q-\frac{3}{2+2r}\right]} \quad (8)$$

$$B=-\frac{(q-1)^{-2/(1+r)}\,\Gamma\left[-\frac{1}{2+2r}\right]\,\Gamma\left[q+\frac{1}{2+2r}\right]}{8\beta^2\,\Gamma\left[\frac{3}{2+2r}\right]\,\Gamma\left[q-\frac{3}{2+2r}\right]} \quad (9)$$

$$C=\frac{(q-1)^{-3/(1+r)}\,\Gamma\left[q+\frac{3}{2+2r}\right]\,\Gamma\left[-\frac{3}{2+2r}\right]}{16\beta^3\,\Gamma\left[\frac{3}{2+2r}\right]\,\Gamma\left[q-\frac{3}{2+2r}\right]} \quad (10)$$

شرط تعادل بار الکتریکی (خنثی بودن بار) در حالت تعادل چنین بیان می‌شود: $n_{c0}+n_{h0}=Z_i n_{i0}$ (11)

با در نظر گرفتن $Z_i=1$، داریم: $n_{i0}=n_{c0}+n_{h0}$، و می‌توان نسبت بدون‌بعد چگالی الکترون‌های سرد به گرم را به‌صورت زیر تعریف کرد: $\alpha=\frac{n_{c0}}{n_{h0}}=\frac{n_{i0}}{n_{h0}}-1$

در این مرحله، به‌منظور دستیابی به یک دستگاه معادلات بدون‌بعد، متغیرها را نرمال‌سازی می‌کنیم. معادلات نرمال‌شده[2] پیوستگی، تکانه و پوآسون به شکل زیر در می‌آیند:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t}+\frac{\partial(n_c u_c)}{\partial x}=0 \quad (12)$$

$$\frac{\partial u_c}{\partial t}+u_c\frac{\partial u_c}{\partial x}=\frac{\partial \Phi}{\partial x} \quad (13)$$

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial x^2}=A\Phi+B\Phi^2+C\Phi^3+\alpha(n_c-1) \quad (14)$$

در اینجا، متغیرهای بدون‌بعد به صورت زیر تعریف شده‌اند: متغیر زمان با معکوس فرکانس پلاسما برای الکترون‌های گرم $\omega_{peh}^{-1}=(4\pi n_{h0}e^2/m_e)^{-1/2}$ و مکان با طول دبای $\lambda_{D,e}=(k_B T_e/4\pi n_{h0}e^2)^{1/2}$ نرمال شده‌اند.

روش اختلالات کاهشی واستخراج معادله شرودینگر غیرخطی

به‌منظور بررسی مدولاسیون دامنه‌ی امواج آکوستیک الکترونی که در راستای محور x، از روش اختلالات کاهشی (یا روش مقیاس‌های چندگانه) استفاده می‌کنیم. برای توصیف این مدولاسیون آهسته، مختصات کشیده‌شده زیر معرفی می‌شوند: $\xi=\epsilon(x-v_g t),\tau=\epsilon^2 t$

که در آن ϵ پارامتر کوچک گسترش اختلال و v_g سرعت گروهی بسته‌موج است که از شرط سازگاری به‌دست خواهد آمد. برای مدل‌سازی اثر مدولاسیون دامنه بر موج آکوستیک الکترونی، کمیت‌های غیرتعادلی وابسته، با جایگذاری در معادلات (۱۲) تا (۱۴) و مرتب‌سازی بر اساس توان‌های مختلف ϵ، به معادلات کاهش‌یافته دست می‌یابیم. در مرتبه اول (یعنی $m=1,l=1$)، رابطه‌ی پاشندگی

موج آکوستیک الکترونی به‌دست می‌آید: $\frac{\omega^2}{k^2}=\frac{\alpha}{k^2+A}$ (15)

این رابطه وابسته به شاخص‌های طیفی r و q (از طریق پارامتر A) و نسبت چگالی الکترون‌های سرد به گرم α است. در حالت ماکسولی ($A=r=0$ ،$q\to\infty$) , 1، و رابطه پاشندگی کلاسیک به‌دست می‌آید. همچنین، در حد $r=0$ و $q=\kappa+1$، نتیجه متناظر با توزیع کاپا حاصل می‌شود. در شکل ۱ تأثیر الکترون‌های پرانرژی (از طریق شاخص طیفی q) بر ویژگی‌های پاشندگی موج الکترواستاتیک آکوستیک نشان داده شده است. مشاهده می‌شود که برای مقادیر کوچک عدد موج، این اثر چندان محسوس نیست؛ اما در مقادیر بالاتر عدد موج، فرکانس افزایش می‌یابد. از ترکیب معادلات هارمونیک اول اختلالات و مرتبه دوم و سوم معادله شرودینگر غیرخطی ($NLSE$) به‌دست می‌آید:

$$i\frac{\partial\psi}{\partial\tau}+P\frac{\partial^2\psi}{\partial\xi^2}+Q\Psi|\Psi|^2=0 \quad (16)$$

که در آن:

$$P=-\frac{3\omega^2}{2\alpha k}v_g \quad (17)$$

$$Q=-[\frac{\omega}{2}\left(\frac{k}{\omega}(C_0+C_2)+B_0+B_2\right)+\frac{k}{2}(C_0+C_2)$$

در این معادله، ضرایب P و Q تابعی از عدد موج k، شاخص‌های طیفی r و q، و نسبت چگالی الکترون‌های سرد به گرم α هستند. این ضرایب رفتار پایدار یا ناپایدار امواج مدوله‌شده را تعیین می‌کنند که در بخش بعدی به تفصیل بررسی خواهد شد. که درآن

$$v_g=\frac{\partial\omega}{\partial k}=\frac{\omega}{\alpha k}(\alpha-\omega^2) \quad (18)$$

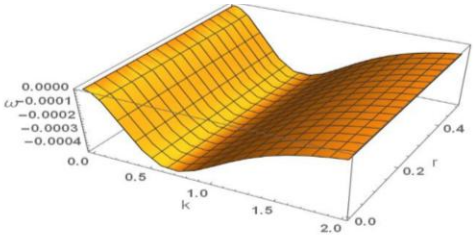
و ضرایب:

$$B_1=\frac{2K}{\alpha},C_1=\frac{\omega}{\alpha} \quad (19)$$

$$A_2=\left\{\frac{\omega^2B}{\alpha}+\frac{3k^4}{2\omega^2}\right\}\left[\frac{k^2-\omega^2/\alpha}{4k^2+A}\right] \quad (20)$$

$$B_2=\left\{-\frac{B}{\alpha}-\frac{(4k^2+A)}{\alpha A_2}\right\},C_2=\frac{k}{\omega}\left(-A_2+\frac{1}{2}\left(\frac{k}{\omega}\right)^2\right)$$

می‌باشد.



شکل۲: منحنی سه بعدی تغییرات نسبت ضریب معادله شرودینگر غیرخطی (P/Q) بر حسب عدد موج r,k و $\alpha=0.1$ ، $3\le q\le 5$.

نتیجه‌گیری

نتایج اصلی تحقیق به شرح زیر هستند: ضرایب پاشندگی P و غیرخطی Q و همچنین رابطه پاشندگی موج آکوستیک الکترونی، به‌طور قابل توجهی به شاخص‌های طیفی r ، q و نسبت چگالی α (نسبت الکترون‌های سرد به گرم) وابسته هستند. کاهش شاخص q، که بیانگر حضور دم‌های فوق‌حرارتی قوی‌تر در توزیع الکترونی است، باعث افزایش نرخ رشد ناپایداری مدولاسیونی در توزیع‌های کاپا و فلت‌تاپ می‌شود. افزایش شاخص r، که نمایانگر سهم بیشتر الکترون‌های کم‌انرژی در توزیع است، منجر به کاهش نرخ رشد ناپایداری مدولاسیونی می‌گردد. بررسی نسبت P/Q در شکل ۲ نشان داد که در بسیاری از شرایط، بسته‌موج الکترون آکوستیک در برابر ناپایداری مدولاسیونی پایدار باقی می‌ماند. دو نوع سالیتون پوششی روشن و تاریک بسته به علامت حاصل‌ضرب PQ حاصل می‌شوند: سالیتون‌های روشن در نواحی ناپایدار ($PQ>0$) و سالیتون‌های تاریک در نواحی پایدار ($PQ<0$) ایجاد می‌گردند. این پژوهش، درک بهتری از پویایی غیرخطی امواج الکترون آکوستیک در محیط‌های پلاسمایی دارای توزیع غیرماکسولی فراهم می‌سازد. نتایج می‌توانند در تحلیل انتقال انرژی، پایداری ساختارهای غیرخطی، و مدل‌سازی دقیق‌تر محیط‌های فضایی (نظیر مگنتوسفر زمین، پلاسماهای خورشیدی و ستاره‌ای) مورد استفاده قرار گیرند[2].

منابع

[1] Qureshi, M.N.S., Shah, H.A., Murtaza, G., Schwartz, S.J., Mahmood, F., (2004), Parallel propagating electromagnetic modes with the generalized (r,q) distribution function, Phys. Plasmas 11, 3819.
[2] Ullah, S., et al, (2020) Electron acoustic envelope solitons in non-Maxwellian plasmas, Eur. Phys. J. D 74, 26.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P5-02

سنتز نقاط کوانتومی کربن آلائیده شده با نیتروژن با استفاده از پلاسمای تخلیه قوس لغزان و مشخصه یابی آن ها

کوثر احمدلو[۱]، وحید سیاهپوش[۱و*]
[۱] دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : v_siahpoush@tabrizu.ac.ir

چکیده

نقاط کوانتومی کربن به دلیل فلورسانس قوی، غیرسمی و زیست‌سازگار بودن، کاربردهای گسترده‌ای دارند و اخیراً سنتز آن‌ها با پلاسمای سرد اتمسفری به‌عنوان روشی سریع، ارزان و با دمای پایین مورد توجه قرار گرفته است. در این مطالعه، با استفاده از پلاسمای تخلیه قوس لغزان در محیط مایع حاوی اسید سیتریک (منبع کربن) و اتیلن دی‌آمین (منبع نیتروژن)، نقاط کوانتومی کربن با زمان‌های پلاسمادهی ۳۰ و ۶۰ دقیقه سنتز شدند. طیف جذبی نشان داد با افزایش زمان، پیک جذب نوری جابجا می‌شود. این ذرات تحت تحریک، نور آبی ساطع کرده و شدت نشر در نمونه سنتز شده به مدت ۶۰ دقیقه افزایش می‌یابد. نتایج DLS نیز افزایش اندازه ذرات از ۳.۱۵۴ به ۴.۹ نانومتر را با افزایش زمان واکنش تأیید می‌کند.

کلید واژه: تخلیه قوس لغزان، سنتز پلاسمایی، نقاط کوانتومی کربن

Synthesis of N-doped Carbon Quantum Dots using gliding arc discharge plasma and their characterization

Kosar Ahmadlu[1], Vahid Siahpoush[1, *]
[1]Faculty of Physics, University of Tabriz
*Corresponding e-mail: v_siahpoush@tabrizu.ac.ir

Abstract

Carbon quantum dots (CQDs) have wide applications due to their strong fluorescence, non-toxicity, and biocompatibility, and recently their synthesis using atmospheric cold plasma as a fast, low-cost, and low-temperature method has attracted attention. In this study, CQDs were synthesized using a gliding arc discharge plasma in a liquid medium containing citric acid (as a carbon source) and ethylenediamine (as a nitrogen source), with plasma exposure times of 30 and 60 minutes. UV-Visible absorption spectra showed a shift in the absorption peak with increasing plasma treatment time. Under excitation, the particles emitted blue light, and their photoluminescence intensity increased in the sample synthesized for 60 minutes. DLS analysis confirmed that the particle size increased from 3.154 nm to 4.9 nm with longer reaction times.

Keywords: Carbon quantum dots, Gliding arc discharge, Plasma synthesis

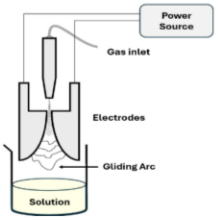
مقدمه

نقاط کوانتومی کربن ذراتی با اندازه کمتر از ده نانومتر هستند که از یک هسته کربنی آمورف و گروه‌های عاملی مختلف متصل به سطح آن تشکیل شده‌اند [۱]. نقاط کوانتومی کربن به دلیل داشتن خواص اپتیکی و شیمیایی منحصربفرد، کاربردهای متنوعی در حسگرهای زیستی و شیمیایی، تصویر برداری پزشکی، سلول‌های خورشیدی و

دارورسانی دارند [۲]. فرآیند سنتز نقاط کربن با روش‌های متداول مانند هیدروترمال و مایکروویو به فشار و دمای بالا و انرژی زیاد نیاز دارند و کنترل اندازه ذرات در آن‌ها دشوار است. در مقابل، سنتز با پلاسمای سرد اتمسفری در شرایط محیطی، با انرژی پایین، بدون نیاز به دما و فشار بالا و قابلیت کنترل ساده اندازه و ساختار انجام می‌شود. علاوه براین، دوپینگ آسان عناصر و بهبود خواص فلورسانسی، با هدایت واکنش‌ها توسط گونه‌های فعال پلاسما بدون نیاز به کاتالیست یا محیط‌های خورنده، محصولی با خلوص بالا و گروه‌های سطحی قابل کنترل تولید می‌کند. همچنین به دلیل شرایط ساده، هزینه پایین و عدم نیاز به تجهیزات پیچیده، سازگارتر با محیط زیست است، زیرا پلاسما به‌عنوان یک محیط شیمیایی فعال در تماس با محلول آبی عمل می‌کند. بر اساس تحقیقات انجام شده، بسته به روش تولید پلاسما خواص فیزیکی و شیمیایی نقاط کوانتومی سنتز شده نیز متفاوت خواهد بود [۳]. هدف از این تحقیق، سنتز نقاط کوانتومی کربن با استفاده از پلاسمای تخلیه قوس لغزان در هوای محیط است. بدین منظور محلول آبی از مواد سازنده نقاط کوانتومی کربن پلاسمادهی شده و اثر زمان پلاسمادهی بر ویژگی نوری و اندازه نقاط کوانتومی مورد بررسی قرار می گیرد.

مواد و روش ها

در این پژوهش، دستگاه تخلیه قوس لغزان ساخته شده در دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز به کار گرفته شده است. این دستگاه شامل دو الکترود فلزی واگرا با بیشترین پهنای شکاف ۲۳ میلی متر و کمترین پهنای شکاف ۲ میلی متر بوده و به یک منبع تغذیه AC با فرکانس در حدود ۱۰ تا ۱۰۰ کیلو هرتز و ولتاژ چند ده کیلو ولت متصل شده است. ابتدا محلول نقاط کوانتومی کربن تهیه شده و سپس پلاسمادهی روی سطح محلول انجام گرفت.

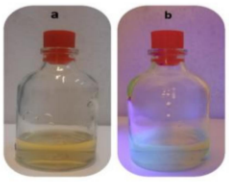


شکل ۱: شماتیک ستاپ پلاسمای تخلیه قوس لغزان

جهت تهیه محلول مورد نظر، ۱/۰۵ گرم اسید سیتریک در ۵۵۰ میکرولیتر اتیلن دی آمین و ۱۰ میلی لیتر آب دیونیزه حل شد. دو نمونه از محلول همگن شده توسط همزن مغناطیسی تهیه و به ترتیب به مدت ۳۰ و ۶۰ دقیقه تحت پلاسمای تخلیه قوس لغزان با توان ۸۶ وات، ولتاژ ۱۵ کیلوولت و جریان ۱۰۰ میلی‌آمپر قرار گرفت. با افزایش زمان پلاسمادهی، محلول بی رنگ به نمونه زرد رنگی تبدیل شد که نشان دهنده تشکیل نقاط کوانتومی کربن است. سپس با دیالیز توسط غشای دیالیز در برابر آب دیونیزه شده، ناخالصی ها حذف شده و نقاط کوانتومی کربن به صورت خالص باقی بمانند. در نهایت، طیف UV-Vis و طیف فتولومینسانس و اندازه ذرات نمونه های سنتز و دیالیز شده مورد بررسی قرار گرفت.

نتایج و بحث

تصاویر محلول نقاط کوانتومی کربن قبل و پس از تابش نور فرابنفش به شرح زیر است:

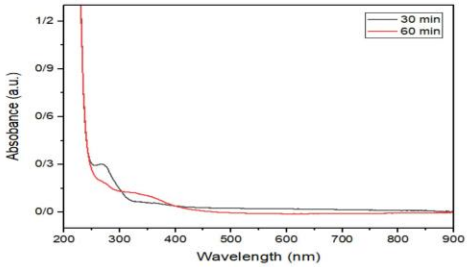


شکل ۲: *a*) محلول نقاط کربنی قبل و *b*) پس از تابش نور *UV*

رنگ زرد محلول بیانگر وجود نقاط کربنی در داخل محلول است. تابش نور فرابنفش با طول موج nm ۳۶۶ باعث ایجاد تابش فلوئورسنت آبی رنگی می‌شود. این تغییر رنگ با چشم غیر مسلح نیز به راحتی قابل مشاهده بوده و این رنگ آبی بیانگر وجود ذرات کربنی بسیار کوچک است. از آنجا که بیشینه جذب نقاط کوانتومی کربن در ناحیه فرابنفش قرار دارد، تنها نور فرابنفش انرژی کافی برای برانگیختن الکترون‌ها و ایجاد تابش فلورسانس را دارد. منشأ آن انتقالات π-π^* از هسته های کربنی تولید شده است. طیف جذبی UV-Vis بدست آمده از نقاط کوانتومی کربن سنتز شده، در شکل (۳) نشان داده شده است.

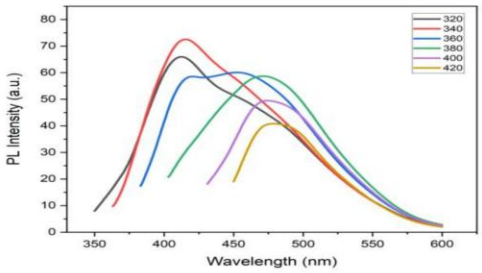
مقدار بیشینه ۲۶۷ نانومتر (برای نمونه اول، با زمان پلاسمادهی ۳۰ دقیقه) و ۲۶۹ نانومتر (برای نمونه دوم با پلاسمادهی ۶۰ دقیقه)

نشان دهنده انتقال الکترونی (π-π^*) تولید شده از هسته های کربن است. دنباله ایجاد شده در ناحیه ۳۴۰ نانومتر به بعد به گروه های عاملی مربوط است که دارای انتقال الکترونی (n-π^*) هستند. ارتفاع پیک های ایجاد شده تا ناحیه قبل از nm ۴۰۰ ارتباط مستقیمی با هسته های کربن تولید شده دارد. بنابراین پیک های زیر ۲۸۰ نانومتر به انتقال الکترونی $\pi \rightarrow \pi^*$ پیوندهای C=C در حوزه هیبرید شده sp^2 هسته گرافیتی اختصاص داده می شوند. در حالی که پیک های بالای nm ۳۱۰ مربوط به انتقال $n \rightarrow \pi^*$ هستند که نشان دهنده پیوندهای -C=O ، -C-N، یا -C-OH در نواحی هیبرید شده sp^3 گروه های سطح در نقاط کوانتومی کربن آلائیده شده با نیتروژن است.



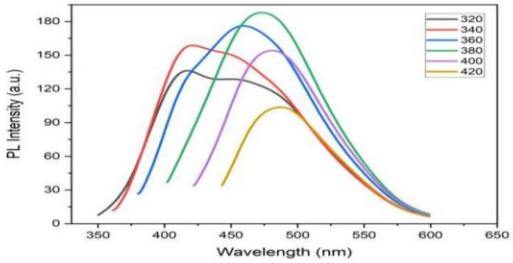
شکل ۳: طیف های جذبی حاصل از نقاط کوانتومی در دو زمان پلاسمادهی ۳۰ و ۶۰ دقیقه

طیف فوتولومینسانس از دو نمونه در در دو بازه طول موج تحریکی گرفته شد که نتایج حاصل به شکل زیر است. برای نمونه اول با زمان پلاسمادهی ۳۰ دقیقه، نشر بیشینه در طول موج تحریک ۳۴۰ نانومتر با حداکثر مقدار ۴۱۴ نانومتر است. با افزایش طول موج تحریک، شدت آن به تدریج از ۳۵۰ به ۴۵۰ نانومتر کاهش می یابد. این رفتار فلورسانس، حاکی از وابستگی آشکار طول موج تحریک به طول موج و شدت انتشار است. این نتایج به طور گسترده در نانوذرات مبتنی بر کربن گزارش شده است که از نانوذرات با اندازه های مختلف و همچنین تله های انتشاری ناشی از گروه های عاملی مختلف بر روی سطح نقاط کوانتومی کربن برگرفته شده است.



شکل ۴: طیف نشری وابسته به طول موج تحریک برای نمونه اول با زمان پلاسمادهی ۳۰ دقیقه

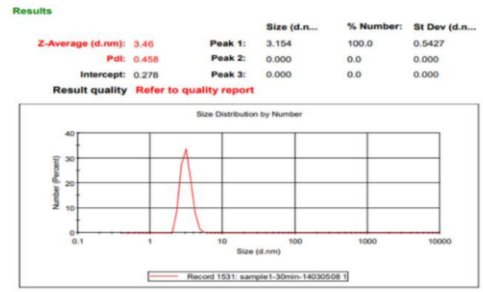
برای نمونه پلاسمادهی شده به مدت ۶۰ دقیقه، نشر بیشینه در طول موج تحریک ۳۸۰ نانومتر با حداکثر مقدار ۴۷۴ نانومتر است. می توان استنباط کرد که با افزایش زمان پلاسمادهی، اندازه نقاط کوانتومی به نقطه ای رسیده است که نوترکیب الکترون-حفره با بالاترین بازده رخ می دهد.



شکل ۵: طیف نشری وابسته به طول موج تحریک برای نمونه اول با زمان پلاسمادهی ۶۰ دقیقه

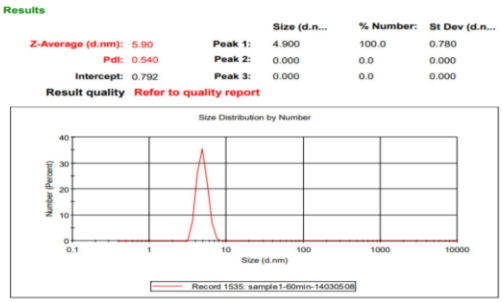
شکل ۶ و ۷ نشان دهنده ی طیف ثبت شده اندازه ذرات توسط دستگاه پراکندگی دینامیکی نور با دستگاه DLS است. نتایج حاصل نشان می دهد که قطر هیدرودینامیکی نقاط کربنی در محدوده ۱ تا ۱۰ نانومتر دارای میانگین اندازه ۳/۱۵۴ نانومتر برای نمونه پلاسمادهی شده به مدت ۳۰ دقیقه است. علاوه بر این،

شاخص پراکندگی برای این نمونه مقدار قابل قبول ۰/۴۵۸ را نشان می دهد.



شکل ۶: نمودار DLS نقاط کوانتومی کربن با ۳۰ دقیقه پلاسمادهی

با افزایش زمان پلاسمادهی به مدت ۶۰ دقیقه، ذرات شروع به رشد کرده و قطر هیدرودینامیکی آنها در محدوده ۳ تا ۱۰ نانومتر و میانگین اندازه ۴/۹۰۰ نانومتر قرار می گیرد. شاخص پراکندگی برای این نمونه افزایش یافته و به ۰/۵۴۰ رسیده است. به عبارت دیگر می توان گفت که افزایش زمان پلاسمادهی باعث افزایش اندازه ذرات نقاط کوانتومی می شود. این پدیده ناشی از اثر گونه‌های پرانرژی تولیدشده در پلاسما است که فرایند تجمع اتم‌ها و مولکول‌ها برای تشکیل ذرات کوچک کربنی را تسریع کرده و باعث رشد ذرات می‌شوند. هرچه زمان پلاسمادهی طولانی‌تر باشد، ذرات فرصت بیشتری برای جذب اتم‌ها و مولکول‌های کربنی و همچنین ترکیب با یکدیگر پیدا می‌کنند، در نتیجه ذرات بزرگ‌تری شکل می گیرند.



شکل ۷: نمودار DLS نقاط کوانتومی کربن با ۶۰ دقیقه پلاسمادهی

نتیجه گیری

در تحقیق حاضر، از پلاسمای تخلیه قوس لغزان به عنوان یک روش سازگار با محیط زیست، سریع و مقرون به صرفه برای سنتز نقاط کوانتومی کربن آلائیده شده با نیتروژن استفاده شد. نتایج نشان می دهد که زمان طولانی تر پلاسمادهی، منجر به تولید ذراتی با اندازه بزرگتر می شود. پیک های مشاهده شده در طیف جذبی نمونه ها، مشابه طیف جذب کربن است که نشان می دهد در این زمان ها نقاط کربنی تشکیل شده است. شدت نورتابی نقاط کوانتومی کربن سنتز شده به طول موج تحریک بستگی دارد که یکی از بارزترین ویژگی های نانو مواد مبتنی بر کربن است که تحت برانگیختگی زیر لامپ فرابنفش نور آبی از خود ساطع می کنند. بیشینه طول موج نشر نمونه ها در ۴۱۴ و ۴۷۴ نانومتر اندازه‌گیری شد. محاسبه قطر هیدرودینامیکی با استفاده از دستگاه DLS نشان می دهد که با افزایش زمان پلاسمادهی، میانگین اندازه ذرات از ۳.۱۵۴ به ۴.۹ نانومتر افزایش می یابد. به طور کلی، نتایج بدست آمده نشان می‌دهد نقاط کوانتومی کربن آلائیده شده با نیتروژن که با روش پلاسمایی سنتز شده اند می‌توانند کاندیدای خوبی برای کاربردهای بیشتر در زمینه های مختلف باشند.

مرجع ها

[1] Shabbir, H., Csapó, E., & Wojnicki, M. (2023). Carbon Quantum Dots: The Role of Surface Functional Groups and Proposed Mechanisms for Metal Ion Sensing. *Inorganics*, *11*(6), 262.

[2] Yadav, P. K., Chandra, S., Kumar, V., Kumar, D., & Hasan, S. H. (2023). Carbon Quantum Dots: Synthesis, Structure, Properties, and Catalytic Applications for Organic Synthesis. *Catalysts*, *13*(2), 422.

[3] Mohammadzaheri, M., Siahpoush, V., & Asgari, A. (2022). Characterization of N-doped carbon quantum dots synthesized by DBD-based cold atmospheric pressure plasma jet. *Plasma Processes and Polymers*, *19*(12).

Paper ID: P8-16

بررسی اثرات چشمه‌های پلاسمایی مختلف بر فرآیندهای تبخیر و تبلور نمک در شورابه

مریم کشاورزی۱، غلام‌حسن نجفی۱*، مصطفی سلحشور۲، محمدهادی خوش‌تقاضا۱، شیوا گرجیان۱، حمید قمی۳ و پوریا سیفی۳

۱ گروه مهندسی مکانیک بیوسیستم، دانشگاه تربیت مدرس، تهران، ایران

۲ دانشکده فیزیک، دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران، ایران

۳ پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

najafi14@gmail.com*

چکیده

این پژوهش، به بررسی اثرات سه نوع چشمه مولد پلاسمای مجزا (تخلیه آرک، اسپارک و کرونا) بر تبخیر و تبلور یک شورابه باغلظت کل جامدات محلول (TDS) ۶۵,۰۰۰ گرم در لیتر می‌پردازد. تیمار پلاسما به مدت ۵ دقیقه انجام شد و پس از آن دمای سطح، نرخ تبخیر و میزان تبلور نمک به طور سیستماتیک ارزیابی شدند. نتایج نشان می‌دهد که تخلیه آرک بالاترین دمای سطح را که در ۴۲.۲ درجه سانتی‌گراد اندازه‌گیری شده است، و بالاترین نرخ تبخیر ۲.۰۳ گرم در دقیقه را ایجاد کرده است که تقریباً پنج برابر بیشتر از نرخ مشاهده‌شده با تخلیه کرونا است. علاوه بر این، پس از ۲۴ ساعت، وزن بلورهای نمک ایجادشده در نمونه تحت تیمار اسپارک به حداکثر ۶۶.۹۶ میلی‌گرم رسید که نشان‌دهنده افزایش قابل‌توجه حدود ۱۲.۵ برابری در مقایسه با نمونه شاهد بدون تیمار است. افزایش نرخ تبخیر و تبلور را می‌توان به سازوکارهایی مانند پاشش سطحی، گرمایش موضعی و کاهش پوسته‌های هیدراتاسیون یونی ناشی از میدان الکتریکی قوی نسبت داد. این یافته‌ها نشان می‌دهد که تخلیه‌های پلاسما می‌تواند یک راه‌حل نوآورانه برای بهبود بهره‌وری نمک‌زدایی و فرآیندهای بازیابی نمک از شورابه‌ها ارائه دهد.

کلید واژه: تخلیه آرک، تخلیه اسپارک، تخلیه کرونا

Investigating the Effects of Different Plasma Sources on the Evaporation and Salt Crystallization Processes in Brine

Maryam Keshavarzi1, Gholamhassan Najafi1, Mostafa Salahshoor2, Moammad Hadi Khoshtaghaza1, Shiva Gorjian1, Hamid Ghomi3, Pourya Seyfi3

1 Department of Mechanics of Biosystems Engineering, Tarbiat Modares University (TMU)

2 School of Physics, Iran University of Science and Technology, Tehran, Iran

3 Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

najafi14@gmail.com*

Abstract

This study examines the effects of three distinct plasma sources-arc discharge, spark, and corona-on the evaporation and crystallization of brine with a total dissolved solids (TDS) concentration of 65,000 g/L. The plasma treatment was conducted for a duration of 5 minutes, after which the surface temperature, evaporation rate, and salt crystallization were systematically evaluated. The results indicate that the arc discharge produced the highest surface temperature, measured at 42.2 °C, and the highest evaporation rate of 2.03 g/min, which is approximately five times greater than the rate observed with corona discharge. Furthermore, after 24 hours, the weight of salt crystals formed in the spark-treated sample reached a maximum of 66.96 mg, representing a significant increase of about 12.5 times compared to the untreated control. The enhancement in evaporation and crystallization rates can be attributed to mechanisms such as surface sputtering, localized heating, and the reduction of ion hydration shells caused by the strong electric field. These findings suggest that plasma discharges may present an innovative solution for improving efficiency of desalination and salt recovery processes from brine.

Keywords: Arc discharge, Corona discharge, Spark discharge

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

مقدمه

کمبود آب شیرین یکی از بحران‌های جهانی است که به‌ویژه مناطق خشک و نیمه‌خشک را تهدید می‌کند و تا سال ۲۰۵۰، نیمی از جمعیت شهری جهان ممکن است با کمبود آب مواجه شوند [1]. یکی از راهکارهای مقابله با این بحران، استفاده از فناوری‌های پیشرفته نمک‌زدایی از آب دریاست، اما این فرآیند منجر به تولید شورابه‌ای با میزان شوری بالا می‌شود که دفع نادرست آن می‌تواند به محیط‌زیست آسیب برساند [2, 3]. راهکارهایی مانند سیستم‌های دفع صفر مایع (Zero Liquid Discharge) با بازیابی آب و نمک از شورابه، به‌عنوان راه‌حلی پایدار مطرح شده‌اند، اما به دلیل هزینه بالا و پیچیدگی‌های عملیاتی، چالش‌هایی دارند [4-6]. در این میان، پلاسمای فشار اتمسفری به‌عنوان روشی نوین برای ارتقاء فرآیندهای نمک‌زدایی آب‌های شور مورد توجه قرار گرفته است. مطالعات پیشین نشان داده‌اند که تخلیه سد دی‌الکتریک می‌تواند دمای تبخیر را کاهش دهند و فرایند تبلور را سرعت ببخشند [7, 8]. با این حال، اثر سایر منابع مختلف پلاسما بر فرایند تبخیر و تبلور هنوز بررسی نشده‌اند. این تحقیق با هدف رفع خلأهای علمی موجود، به بررسی تأثیر سه نوع منبع پلاسما شامل تخلیه آرک، تخلیه اسپارک و تخلیه کرونا روی دمای تبخیر، نرخ تبخیر می‌پردازد.

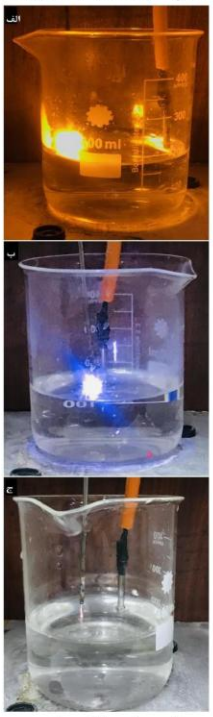
مواد و روش‌ها

در این پژوهش، شورابه‌ای با TDS معادل ۶۵۰۰۰ میلی‌گرم بر لیتر از یک واحد آب‌شیرین‌کن در استان بوشهر جمع‌آوری و برای آزمایش‌ها آماده‌سازی شد. نمونه‌ها پیش از آزمایش به‌خوبی هم‌زده و در حجم ۲۰۰ میلی‌لیتر در بشر ریخته شدند. سپس تیمار پل‌اس‌ما به‌مدت پنج دقیقه با سه نوع منبع مختلف شامل تخلیه آرک، تخلیه اسپارک، و تخلیه کرونای DC منفی انجام شد. دمای هر نمونه بلافاصله بعد از ۵ دقیقه توسط دماسنج مادون قرمز تصویری (مدل Fluke VT04A) اندازه‌گیری و ثبت شد. همچنین هر نمونه به مدت ۲۴ ساعت در دمای اتاق نگهداری شد تا اثرات پس از تخلیه پلاسما بر رسوب‌گذاری بلورهای نمک در شورابه‌ی تیمارشده مورد ارزیابی قرار گیرد.

الکترود پین از جنس تنگستن به فاصله ۰.۵ cm از سطح شورابه قرار داده شد و منابع تغذیه مختلف به آن برای ایجاد تخلیه‌های آرک، اسپارک و کرونا اعمال شد. تخلیه اسپارک با منبع ولتاژ ۷.۵ kV- تولید شد که توان متوسط خروجی آن حدود ۸۰ W بود. توان تخلیه آرک نیز ۱۲۰ W برآورد شد. در سامانه کرونای DC منفی نیز، ولتاژ ۷.۵ kV- و جریان حدود ۰.۹۸ mA اعمال شد که توان کلی آن ۷.۴ W بود. در هر تیمار، مشخصات ولتاژ و جریان با پروب‌های مخصوص و اسیلوسکوپ ثبت و تحلیل شدند. برای اندازه‌گیری توان هر یک از چشمه‌های پلاسمایی از رابطه زیر استفاده شد.

$$P = \frac{1}{\tau}\int_{\tau}^{0} V(t) \times I(t)dt \qquad (۱)$$

در رابطه (۱)، T دوره تناوب پالس ولتاژ است، در حالی که V(t) و I(t) به ترتیب به ولتاژ و جریان مربوط به تخلیه الکتریکی اشاره می‌کنند. تصاویر تیمار شورابه با هریک از چشمه‌های پلاسمایی در شکل ۱ نشان داده‌شده‌اند.



شکل ۱: تصاویر تخلیه‌های الکتریکی روی شورابه: الف) تخلیه آرک، ب) تخلیه اسپارک و ج) تخلیه کرونا.

تمامی آزمایش‌ها مربوط به بررسی اثر منابع مختلف پلاسما با سه تکرار انجام شدند. برای تحلیل آماری اختلاف میانگین‌ها، از تحلیل واریانس یک‌طرفه با استفاده از نرم‌افزار IBM SPSS Statistics استفاده شد. در مواردی که تفاوت معناداری بین میانگین‌ها مشاهده شد (سطح اطمینان $\alpha = 05/0$)، برای بررسی دقیق‌تر داده‌ها از آزمون مقایسه چندگانه دانکن استفاده شد.

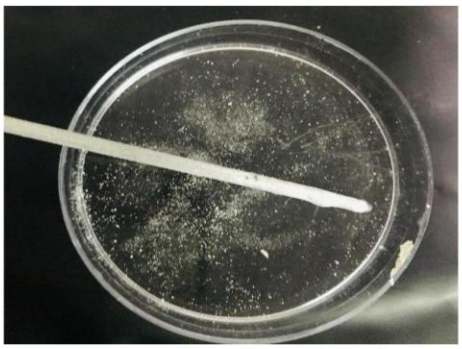
نتایج و بحث

پس از اتمام تیمار شورابه با منابع مختلف پلاسما، دمای سطح شورابه بلافاصله اندازه‌گیری شدند و مقادیر C ° ۴۲.۲، C ° ۲۹.۹۷ و C ° ۲۶.۸۳ به ترتیب برای تخلیه آرک، اسپارک و کرونا به‌دست آمدند. توان تخلیه آرک از

دو منبع پلاسمایی دیگر بالاتر است بنابراین انرژی بیشتری را بر سطح شورابه اعمالی می‌کند و منجر به افزایش دمای سطح آن می‌گردد. وزن شورابه نیز بلافاصله پس از تیمار نمونه‌ها اندازه‌گیری شدند و نتایج نشان دادند که تخلیه‌های آرک، اسپارک و کرونا به ترتیب منجر به کاهش g ۰.۴۶ ± ۱۰.۱۵، g ۰.۳۵ ± ۳.۶ و g ۰.۴۶ ± ۲.۰۲ شدند بنابراین نرخ تبخیر شورابه توسط این منابع پلاسمایی به ترتیب g/min ۲.۰۳، g/min ۰.۷۲ و g/min ۰.۴ محاسبه شدند.

شکل ۲: وزن نمونه‌های شورابه بعد از ۵ دقیقه تیمار با تخلیه‌های آرک، اسپارک و کرونا به همراه وزن نمونه شاهد (بدون تیمار).

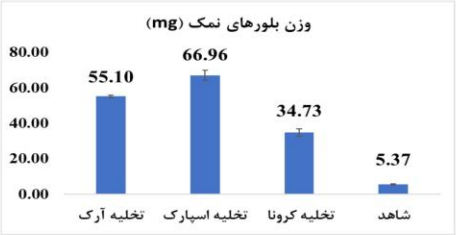
علت بیش‌تر بودن نرخ تبخیر شورابه توسط تخلیه آرک می‌تواند به دلیل انرژی بیش‌تر این تخلیه نسبت به سایر تخلیه‌های الکتریکی باشد. در تخلیه آرک یون‌های پر انرژی به سطح آب برخورد کرده و منجر به کنده شدن ملکول‌های آب از سطح شورابه و پرتاپ شدن آن‌ها به هوا می‌شوند. فرایندی که به آن پاشش سطحی و یا اسپاترینگ گفته می‌شود. همچنین برخورد یون‌ها و الکترون‌های پر انرژی به سطح آب همچنین منجر به انتقال انرژی به ملکول‌های آب و افزایش دمای آن‌ها می‌گردد. این افزایش دما در مقیاس ملکولی منجر به تبخیر سطحی مولکول‌های آب می‌شود. فرایند پاشش سطحی در تخلیه‌های اسپارک و کرونا به میزان کمتری نسبت به آرک وجود دارد، بنابراین نرخ تبخیر سطحی آب توسط این دو تخلیه الکتریکی نیز پایین می‌باشد. در تیمار شورابه توسط تخلیه آرک علاوه‌بر ملکول‌های آب، یون‌های نمک نیز که توسط ملکول‌های احاطه شده‌اند، تحت تاثیر پاشش سطحی قرار گرفته و از فاز مایع وارد فاز گاز و پلاسما می‌شوند. به همین دلیل تشکیل بلورهای نمک روی الکترود پین بعد از تخلیه مشاهده شد (شکل ۳).



شکل ۳: تشکیل بلورهای نمک روی الکترود پین در حین تیمار شورابه با تخلیه آرک. عکس بعد از ۵ دقیقه تیمار گرفته شده است.

به منظور بررسی اثر تخلیه‌های الکتریکی بر فرایند تبلور در داخل شورابه، بلورهای نمک تشکیل شده بعد از ۲۴ ساعت توسط فیلتراسیون خلاء از شورابه جدا شده و پس از خشک شدن در دمای محیط وزن آن‌ها اندازه‌گیری شدند. نتایج نشان دادند که تخلیه اسپارک، آرک و کرونا به ترتیب منجر به ایجاد بلورهای نمک با وزن‌ها mg ۲.۷۵ ± ۶۶.۹۶، mg ۰.۷۶ ± ۵۵.۱۰ و mg ۲.۱۶ ± ۳۴.۷۳ در داخل شورابه شدند؛ درحالی که از نمونه شاهد (بدون هیچ تیماری) بعد از ۲۴ ساعت تنها mg ۰.۳۱ ± ۵.۳۷ بلورنمک استخراج شد. نتایج نشان دادند که فرایند تبلور در داخل شورابه توسط تخلیه‌های اسپارک، آرک و کرونا به ترتیب ۱۰.۴۵، ۱۲.۶۸ و ۶.۵۹ برابر شدند.

گونه‌های O_3 و O، که دارای غلظت بالا در پلاسما هستند، می‌توانند در شورابه حل شوند و از طریق واکنش با مولکول‌های آب منجر به هیدرولیز آب گردند. در نتیجه، پیوند هیدروژنی آب از بین‌می‌رود و تعادل یونی مختل می‌شود. بنابراین، جفت‌شدگی و خوشه‌بندی یون‌های نمک در شورابه کاهش می‌یابد [۷]. کاهش جفت‌شدگی یون‌ها منجر به افزایش آزادی و تحرک یون‌ها می‌گردد منجر به تسریع فرایند تبلور می‌شود.



شکل ۴: وزن بلورهای نمک استخراج شده ۲۴ ساعت پس از تیمار نمونه‌های شورابه با تخلیه‌های الکتریکی مختلف به همراه وزن بلورهای نمک استخراج شده از نمونه شاهد (بدون تیمار).

همچنین، میدان‌های الکتریکی قوی در پلاسما می‌توانند جهت‌گیری مولکول‌های آب را در پوسته‌های هیدراسیون اطراف یون‌های نمک به‌شدت تغییر داده و پایداری پوسته هیدراسیون اولیه را کاهش دهند [۹]. یافته‌های تحقیق حاضر حاکی از آن است که اعمال انواع مختلف تخلیه الکتریکی منجر به افزایش نرخ هسته‌زایی و رشد بلور در محیط شورابه شدند و بدین ترتیب فرآیند تبلور را به‌طور قابل‌ملاحظه‌ای تسریع کردند.

نتیجه‌گیری

نتایج این مطالعه نشان داد که استفاده از منابع پلاسما، به‌ویژه تخلیه‌های آرک و اسپارک، می‌تواند به‌طور معناداری دمای تبخیر، نرخ تبخیر و سرعت تبلور نمک را افزایش دهد. تخلیه آرک با بالاترین توان، بیش‌ترین نرخ تبخیر را ایجاد کرده و تخلیه اسپارک بیش‌ترین بلورزایی را نشان داده است. این فناوری می‌تواند راهکاری مؤثر و پایدار در بهبود فرآیندهای بازیافت آب و نمک از شورابه‌های پرشور باشد و در کاهش مشکلات زیست‌محیطی ناشی از دفع شورابه نقش مهمی ایفا کند.

سپاس‌گذاری

این تحقیق با حمایت دانشگاه تربیت مدرس انجام شده است. همچنین از دانشگاه شهید بهشتی به‌دلیل فراهم نمودن امکان استفاده از منابع پلاسمایی موجود در پژوهشکده لیزر و پلاسما صمیمانه تشکر می‌شود.

مراجع

[1] He, C., et al. (2021) Future global urban water scarcity and potential solutions Nature Communications **12**(1): 4667.

[2] Jones, E., et al. (2019) The state of desalination and brine production: A global outlook Science of The Total Environment **657**: 1343-1356.

[3] Pramanik, B. K., et al. (2017) A review of the management and treatment of brine solutions Environmental Science: Water Research & Technology **3**(4): 625-658.

[4] Poirier, K., et al. (2023) A comprehensive review of pre-and post-treatment approaches to achieve sustainable desalination for different water streams Desalination: 116944.

[5] Tong, T. and M. Elimelech (2016) The global rise of zero liquid discharge for wastewater management: drivers, technologies, and future directions Environmental science & technology **50**(13): 6846-6855.

[6] Yaqub, M. and W. Lee (2019) Zero-liquid discharge (ZLD) technology for resource recovery from wastewater: A review Science of the Total Environment **681**: 551-563.

[7] El-Hossary, F., et al. (2025) Effect of atmospheric pressure plasma on sodium chloride crystallization in water desalination process Separation and Purification Technology **364**: 132564.

[8] El-Hossary, F., et al. (2024) Water desalination using atmospheric pressure plasma combined with thermal treatment Applied Water Science **14**(12): 257.

[9] He, Z., et al. (2018) Electric-field effects on ionic hydration: a molecular dynamics study The Journal of Physical Chemistry B **122**(22): 5991-5998.

Paper ID: P3-05

بررسی دینامیک موج الکترون آکوستیک در پلاسمای مغناطیده با توزیع الکترونی کایرنز

مسعود علی‌محمدی[1*]، جاوید ضمیر انوری[2] و مریم طغرلی[2]
گروه آموزش فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، صندوق پستی ۸۸۹- ۱۴۶۶۵ تهران، ایران[1]
گروه فیزیک، دانشگاه تربیت دبیر شهید رجایی، صندوق پستی ۱۵۸۱۱- ۱۶۷۸۸ تهران، ایران[2]
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : m.alimohamadi@cfu.ac.ir

چکیده

رفتار دینامیکی غیرخطی امواج الکترون آکوستیک $(EAWs)$ در یک پلاسمای غیرگرمایی مغناطیسی‌شده (حاوی الکترون‌های سرد دارای اینرسی، الکترون‌های داغ بدون اینرسی که از یک تابع توزیع غیرگرمایی کایرنز پیروی می‌کنند، و یون‌های ساکن با رویکرد دینامیکی شاره‌ای بررسی شده است. یک رابطه پاشندگی خطی استخراج شده و از طریق پارامترهای مختلف پیکربندی پلاسما مانند غیرگرمایی بودن و قدرت میدان مغناطیسی خارجی مطالعه شده است. در این محدوده از اختلال غیرخطی، تکنیک اختلال کاهنده برای استخراج معادله به کار گرفته شده و تحلیل برای امواج صفحه‌ای در حال حرکت، به صورت یک سیستم دینامیکی غیرخطی صورت گرفته تا جنبه‌های مختلف دینامیک فضای فاز روشن شود.

کلیدواژه‌ها: امواج الکترون آکوستیک ، پلاسمای غیرگرمایی مغناطیسی‌شده ، رفتار دینامیکی غیرخطی

Investigation of electron acoustic wave dynamics in a magnetized plasma with Cairns's electron distribution

Masoud Alimohamadi[1], Javid Zamir Anvari[2] and Maryam Toghroli[2]
Department of Physics Education, Farhangian University, P.O. Box 14665-889, Tehran, Iran[1]
Department of Physics, Shahid Rajaee Teacher Training University, Lavizan, 16788-15811, Tehran, Iran[2]
*Corresponding e-mail: m.alimohamadi@cfu.ac.ir

Abstract

Non-linear dynamical behavior of electron acoustic waves (EAWs) is studied in a magnetized non-thermal plasma (containing inertial cold electrons, inertia-less hot electrons following Cairns's non-thermal distribution function, and static ions) via a fluid dynamical approach. A linear dispersion relation is derived and the propagation of two possible modes and their evolution are studied through the different plasma configuration parameters, such as non-thermality and external magnetic field strength. In a non-linear perturbation regime, a reductive perturbation technique is employed to derive the non-linear evolution equation, and the analysis is executed for travelling plane waves in terms of a non-linear dynamical system to enlighten the numerous aspects of the phase space dynamics.

KEYWORDS: electron acoustic waves, magnetized non-thermal plasma, non-linear dynamical behavior

مقدمه

امواج الکترون آکوستیک، امواج الکترواستاتیکی با فرکانس بالا در مقایسه با فرکانس پلاسمای یونی هستند این امواج می‌توانند در پلاسما با دو دمای الکترونی (الکترون‌های سرد و داغ) و یون‌های ساکن وجود داشته باشند.جمعیت یون‌ها بر امواج الکترون آکوستیک تأثیری نمی‌گذارد و بنابراین نقش زمینه خنثی‌کننده بدون اختلال را ایفا می‌کند. در این حالت، الکترون‌های سرد دارای اینرسی نوسان می‌کنند و پس‌زمینه غالب حرارتیِ الکترون‌های داغ بدون اینرسی، نیروی بازگرداننده لازم را فراهم می‌سازد. انتشار غیرخطی امواج الکترون آکوستیک اهمیت بالقوه زیادی در تفسیر نویز الکترواستاتیکی پهن باند در ناحیه ی شتاب دهنده ی شفق قطبی، ضربه موج روبه روی زمین، شوک انتهایی هلیوسفری، منطقه کاسپ مگنتوسفر زمینی، دُم ژئومغناطیسی و غیره ... مشاهده شده است، دارد. به‌تازگی، دیلارد و همکاران [۱] امواج الکترون آکوستیک را در مگنتوسفر داخلی زمین مشاهده کردند. آن‌ها مکانیزم شکل‌گیری موج‌های سالیتون الکترواستاتیکی نامتقارن مشاهده‌شده در مگنتوسفر داخلی زمین را نشان دادند و بر تحول غیرخطی اختلالات آکوستیکی الکترونی با دامنه محدود تمرکز کردند. رئوفی و همکاران [۲] امواج آکوستیکی الکترونی غیرخطی و با دامنه محدود را در ناحیه انتشار الکترون‌ها با دو دمای الکترونی مختلف بررسی کردند. در بیشتر مطالعات ذکرشده درباره امواج غیرخطی، فرض بر آن بود که جمعیت الکترون‌های داغ در پلاسمای با دو دمای الکترونی، از توزیع ماکسولی تبعیت می‌کنند. برخی توزیع‌های غیرگرمایی دیگر که در پژوهش‌ها به‌کار رفته‌اند شامل توزیع کَاپا و توزیع q غیرآنتروپی تسالیس هستند. گیل و همکاران [۳] امواج الکترون آکوستیک با دامنه کم را در حضور الکترون‌ها و یون‌های سرد و غیرگرمایی بررسی کردند. با الهام از کارهای انجام شده تا کنون، در این مقاله اثر میدان مغناطیسی خارجی و سایر پارامترهای کنترل‌کننده پلاسما را بر دینامیک پیچیده امواج الکترون آکوستیک با الکترون‌های غیرگرمایی را بررسی می‌کنیم.

معادلات و تحلیل خطی

ما به بررسی انتشار غیرخطی امواج الکترون آکوستیک در یک سامانه پلاسما سه‌جزئی بدون برخورد می‌پردازیم که شامل الکترون‌های سرد با اینرسی، الکترون‌های داغ که از یک توزیع غیرگرمایی تبعیت می‌کنند، و یون‌های ساکن است؛ این بررسی در حضور یک میدان مغناطیسی خارجی $\vec{B} = B_0\hat{z}$ انجام می‌شود که در آن بردار یکه در راستای محور z است. سرعت فاز V_{ph} امواج الکترون آکوستیک بسیار کمتر از سرعت حرارتی الکترون‌های داغ $v_{th,h}$و بسیار بیشتر از سرعت حرارتی الکترون‌های سرد $v_{th,c}$ است؛ یعنی $v_{th,c} \ll V_{ph} \ll v_{th,h}$ ، تا از میرایی موج جلوگیری شود. در اینجا، اندیس‌های c و h به الکترون‌های سرد و داغ اشاره دارند. دینامیک امواج غیرخطی الکترون-آکوستیک توسط معادلات بی بعد سازی شده متغیرها و نرمالیزاسیون آنها به صورت ذیل بیان می‌شود:

$$\frac{\partial n_c}{\partial t} + \vec{\nabla}\cdot(n_c\vec{u_c}) = 0$$

$$\frac{\partial \vec{u_c}}{\partial t} + (\vec{u_c}\cdot\vec{\nabla})\vec{u_c} = \alpha\vec{\nabla}\varphi - \Omega(\vec{u_c}\times\hat{z})$$

$$\nabla^2\varphi = \frac{n_c}{\alpha} + n_h - \left(1+\frac{1}{\alpha}\right)$$

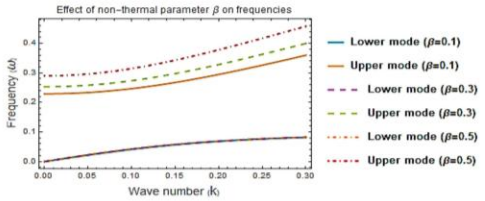
در معادلات بالا n_c و n_h به ترتیب چگالی الکترون سرد و داغ ، $\vec{u_c}, \vec{w_c}, \vec{v_c}$ سرعت الکترونهای سرد در راستای محور $x.y.z$ ، φ پتانسیل الکتریکی ، e و m به ترتیب بار پایه و جرم الکترون هستند . در حالت تعادل $n_{h0} + n_{c0} = n_{i0}$ برقرار است. که در معادلات فوق n_h (n_c) با مقدار تعادلی خود یعنی n_{h0} (n_{c0}) نرمالیزه می‌شود. و سرعت های $\vec{u_c}, \vec{w_c}, \vec{v_c}$ با $c_e = \sqrt{\frac{T_h k_B}{\alpha m_e}}$ نرمالیزه می‌شوند. پتانسیل φ با $\frac{T_h k_B}{e}$ نرمالیزه می شود .در اینجا k_B ثابت بولتزمن ، T_h دمای الکترون داغ و $\alpha = \frac{n_{h0}}{n_{c0}}$ است .مقیاس های مکانی و زمانی به ترتیب با طول دبای پلاسمای الکترون داغ $\lambda_{Dh} = \sqrt{\frac{T_h k_B}{n_{h0} 4\pi e^2}}$ و وارون فرکانس پلاسمایی

الکترون سرد $w_{pc}^{-1} = \sqrt{\frac{m_e}{n_{c0}4\pi e^2}}$ نرمالیزه می‌شوند.فرکانس

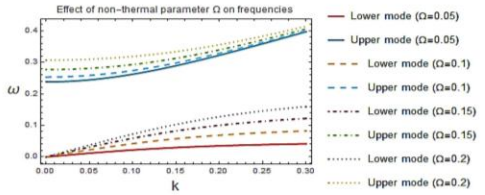
$\Omega = \frac{\frac{eB_0}{m_e}}{w_{pc}}$ سیکلوترون الکترون سرد است که بر حسب فرکانس پلاسمایی الکترون سرد نرمالیزه شده است . برای مدل سازی غیر گرمایی بودن پلاسما از توزیع غیرگرمایی ارائه شده توسط کایرنز و همکاران [8] استفاده می‌کنیم که به صورت زیر بیان می‌شود : $F_{h(v_h)} = \frac{n_{h0}}{(1+3\gamma)\sqrt{2\pi v_{th,h}{}^2}} * \left(1 + \frac{\gamma v_h{}^4}{v_{th,h}^4}\right) * \exp\left(-\frac{v_h^2}{2\, v_{th,t}^2}\right)$ که در آن پارامتر γ یک عدد مثبت است که غیرگرمایی بودن تابع توزیع را تعیین می‌کند . پس از نرمال سازی ، چگالی عددی الکترون داغ به صورت زیر نوشته می‌شود : $n_h = (1 - \beta\,\varphi + \beta\,\varphi^2)\exp(\varphi)$ این چگالی با انتگرال گیری از رابطه ی ۷ بر روی تمام سرعت های میکروسکوپی V_h بدست می‌آید. پارامتر غیرگرمایی $\beta = \frac{4\gamma}{1+3\gamma}$ تعریف میشود که در آن γ نشان دهنده‌ی میزان انحراف تابع توزیع الکترون‌های پر انرژی از حالت ماکسولی را نشان می‌دهد. برای بررسی ویژگی‌های انتشار خطی اغتشاشی به فرم $\exp[i(\vec{k}.\vec{r} - wt)]$ فرض می‌کنیم که در آن ω فرکانس اغتشاش و $\vec{k} = \sqrt{k_{\parallel}^2 + k_{\perp}^2}$ عدد موج مورد نظر است. پس از آنالیز فوریه معادلات، رابطه‌ی پاشندگی خطی را به صورت بیان کرد :

$$\omega_{\pm}^2 = \frac{1}{2}\left[\left(\Omega^2 + \frac{k^2}{1-\beta+k^2}\right) \pm \sqrt{\left(\Omega^2 + \frac{k^2}{1-\beta+k^2}\right)^2 - \frac{4k_{\parallel}^2\Omega^2}{1-\beta+k^2}}\right]$$

این رابطه به دو مُد جداگانه انتشار منتهی می‌شود و به پارامترهای پلاسمایی β و Ω بستگی دارد. شکل 1 اثر پارامتر غیرگرمایی β را بر فرکانس‌های هر دو مُد بالایی و پایینی نشان می‌دهد. مشخص شده است که با افزایش غیرگرمایی بودن الکترون‌ها(β) ، فرکانس مُد بالایی افزایش می‌یابد، اما فرکانس مُد پایینی تحت تأثیر β قرار نمی‌گیرد. این بیانگر آن است که سرعت فاز مُد بالایی با افزایش β بیشتر می‌شود، در حالی که سرعت فاز مُد پایینی ثابت باقی می‌ماند.



شکل۱: اثر پارامتر غیرگرمایی β را بر فرکانس‌های الکترون آکوستیک در پلاسمای مغناطیسی.



شکل۲: اثر پارامتر Ω بر فرکانس‌های الکترون آکوستیک در پلاسمای مغناطیسی.

در شکل۲ ، وابستگی مُدهای بالایی و پایینی به میدان مغناطیسی خارجی بررسی شده است. واضح است که هر دو مُد بالا و پایین با افزایش Ω، فرکانس بیشتری پیدا می‌کنند، اما افزایش مُد بالا بسیار ناچیز است و تنها برای مقادیر کوچک k قابل مشاهده است..نکته این که در هر دو شکل تنها امواج الکترون آکوستیک‌هایی که به صورت موازی با میدان مغناطیسی منتشر می شوند، بررسی شده است.

معادلات و تحلیل غیرخطی

برای بررسی رفتار دینامیک غیرخطی امواج الکترون آکوستیک در حضور میدان مغناطیسی خارجی و ایستا، مختصات کشیده شده‌ی جدید فضا-زمان به شکل زیر معرفی

می‌کنیم: $\xi = \epsilon^{\frac{1}{2}}(z - Vt)$، $\xi = \epsilon x$، $\eta = \epsilon y$، $\tau = \epsilon^{\frac{3}{2}}t$
در معادلات بالا V سرعت نرمالیزه شده امواج الکترون آکوستیک و ϵ پارامتری ست که کوچکی دامنه را مشخص می‌کند . تمامی متغیرها حول مقادیر تعادل خود بر حسب توان‌های ϵ گسترش داده می‌شوند به صورت :

$$\begin{pmatrix} n_c \\ u_c \\ v_c \\ w_c \\ \varphi \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} + \epsilon \begin{pmatrix} n_c^1 \\ \sqrt{\epsilon} u_c^1 \\ \sqrt{\epsilon} v_c^1 \\ w_c^1 \\ \varphi^1 \end{pmatrix} + \epsilon^2 \begin{pmatrix} n_c^2 \\ \sqrt{\epsilon} u_c^2 \\ \sqrt{\epsilon} v_c^2 \\ w_c^2 \\ \varphi^2 \end{pmatrix} + \cdots$$

با حذف تمام کمیت‌های مرتبه بالاتر از روابط معادله غیرخطی زیر را به دست می‌آوریم.

$$\left(v^2 \frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \Omega^2\right)\left[\frac{\partial n_c}{\partial \tau} + A n_c \frac{\partial n_c}{\partial \xi} + B \frac{\partial^3 n_c}{\partial \xi^3}\right] + \frac{V^3}{2}\frac{\partial}{\partial \xi}\left[\frac{\partial^2}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2}{\partial \eta^2}\right] n_c = 0$$

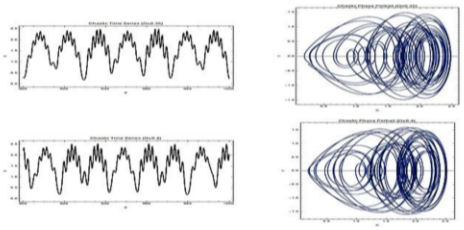
که در ان ضرایب غیرخطی و پاشندگی به صورت زیر تعریف می‌شود : $A = \frac{1}{2V}\left(3V^2 + \frac{1}{\alpha C_1^3}\right)$, $B = \frac{1}{2VC_1^3}$ که $v^2 = \frac{1}{c_1}$ و $c_1 = 1 - \beta$.

تشکیل دستگاه دینامیکی

برای حل موج رونده معادله ی فوق یک تغییر متغیر در نظر می‌گیریم : $\theta = k_\xi \xi + k_\eta \eta + k_\zeta \zeta - M\tau$ که در آن k_ξ و k_η و k_ζ کسینوس های جهتی به ترتیب در راستاهای ξ ، η ، ζ هستند و M عدد ماخ است. حال می‌توان معادلات را به شکل یک دستگاه دینامیکی غیرخطی خودگردان از مرتبه چهارم بازنویسی کرد :

$$\dot{X} = Y, \dot{Y} = Z, \dot{Z} = W, \dot{W} = -\left(pk_\xi^2 + \frac{A}{B}X\right)\frac{1}{k_\xi^2} - \frac{A}{B}\frac{Y^2}{k_\xi^2} - \frac{(\Omega^2 \frac{A}{2BV^2}X - q.k_\xi^4)X}{k_\xi^4}$$

که در آن $P = \left(\frac{B\Omega^2 - V^3}{2}\right)k_\xi^2 - MV^2 k_\xi + \frac{V^3}{2BV^2 k_\xi^4}$ و $q = \frac{M\Omega^2}{BV^2 k_\xi^5}$ هستند. در دستگاه دینامیکی فوق (X, Y, Z, W) نقش متغیر فضایی و θ نقش زمان را دارد . اکنون ویژگی های اصلی



این دستگاه دینامیکی را با کمک شبیه سازی عددی تحلیل خواهیم کرد .

شکل۳: راه‌حل‌های عددی سیستم دینامیکی غیرخطی برای مقادیر مختلف بزرگ Ω با $k_\xi = 0.7$: (الف) $\Omega = 0.35$، (ج) $\Omega = 0.4$ ، و سایر پارامترهای پلاسما عبارتند از $M = 1.1$، $\beta = 0.1$ و $\alpha = 2.1$.(ب) و (د) نشان‌دهنده تصویر فاز حرکت غیرخطی توسعه‌یافته سیستم در صفحه $X - Y$ مربوط به (الف) و (ج) است.

نتیجه گیری

ما رفتار دینامیکی امواج الکترون آکوستیک را در یک سامانه‌ی پلاسما با سه مؤلفه شامل یون‌های ساکن، الکترون‌های سرد متحرک و الکترون‌های داغ با توزیع غیرگرمایی در حضور میدان مغناطیسی خارجی بررسی کرده‌ایم. در رژیم خطی، انتشار دو مد ممکن و تکامل آن‌ها را از طریق رابطه‌ی پاشندگی مورد بحث قرار داده‌ایم. با به‌کارگیری روش اختلال کاهش‌یافته، معادله‌ی تکامل غیرخطی را برای مطالعه‌ی دینامیک غیرخطی امواج الکترون آکوستیک استخراج نموده‌ایم. این معادله به عنوان یک سامانه دینامیکی غیرخطی خودگردان در چارچوب موجِ در حال حرکت، به صورت تحلیلی و عددی مورد تحلیل قرار گرفته است. همانطور که در شکل ۳ مشاهده می‌شود که دینامیک جمعی الکترون‌های سرد به رفتار آشوبناک تبدیل می‌شود و گذار از نظم به آشوب با افزایش شدت میدان مغناطیسی Ω ، از مسیر شبه‌دوره‌ای رخ می‌دهد. بنابراین، نیروی لورنتس ناشی از میدان مغناطیسی خارجی، پیچیدگی‌هایی را در پلاسما ایجاد کرده و هم رفتار ذره‌ای و هم رفتار جمعی را به حالت آشوبناک سوق می‌دهد.

مرجع ها

[1] C. S. Dillard, I. Y. Vasko, F. S. Mozer, O. V. Agapitov, J. W. Bonnell, Phys. Plasmas 2018, 25, 022905.

[2] O. R. Rufai, G. V. Khazanov, S. V. Singh, Results Phys. 2021, 24, 104041.

[3] S. Poria, S. Ghosh, Phys. Plasmas 2016, 23, 062315.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-07

شبیه‌سازی ساختار میدان مغناطیسی در رانشگرهای پلاسموئیدی آلفونی

معصومه کیانتاژ [۱*]، محسن محمدنژاد [۱] و مرتضی فرهید [۳]
[۱] گروه فیزیک، دانشکدهٔ علوم پایه، دانشگاه شهید مدنی آذربایجان، تبریز، ایران
[۲] پژوهشکدهٔ رانشگرهای فضایی، پژوهشگاه فضایی ایران ، تبریز، ایران
* آدرس رایانامه نویسنده مسئول : m.kiantaj@gmail.com

چکیده

رانشگرهای پلاسموئیدی آلفونی به‌عنوان یکی از سیستم‌های نوظهور پیشرانش در صنعت فضایی، نیازمند طراحی دقیق میدان‌های مغناطیسی برای هدایت و کنترل پلاسما هستند. این مطالعه ساختار مغناطیسی یک رانشگر مبتنی بر بازاتصالی مغناطیسی با چینش استوانه‌ای پیچه‌های حلقوی را بررسی می‌کند که منجر به تولید گرادیان میدان مغناطیسی محوری می‌شود. تحلیل المان محدود با نرم‌افزار FEMM و ارتباط آن با نرم افزار متلب برای مدل‌سازی، اعمال شرایط مرزی و استخراج داده‌های پارامتریک انجام گردید. همچنین دینامیک پلاسمای تحت پروفایل میدان مغناطیسی معرفی شده، با حل معادله MHD مقاومتی در کد پلوتو، شبیه‌سازی و مولفه‌های میدان مغناطیسی با نتایج تحلیل‌های نرم افزار FEEM مقایسه شد که نشان‌دهنده حداقل خطا در ناحیه نقطه صفر مغناطیسی است. نتایج نشان می‌دهد ساختار پیشنهادی توانایی بالایی در تولید میدان مغناطیسی هدفمند و فراهم کردن شرایط مناسب برای شتاب‌دهی پلاسما را دارد.

کلید واژه: رانشگر پلاسموئیدی آلفونی، شبیه‌سازی میدان مغناطیسی، بازاتصالی مغناطیسی

Simulation of the Magnetic Field Structure in Alfvenic Plasmoid Thrusters

Masumeh Kiantaj[1], Mohsen Mohammadnejad[1] and Morteza Farhid[2]
1 Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Azarbaijan Shahid Madani University, Tabriz
2 Space Thrusters Research Institute, Iranian Space Research Center, Tabriz, Iran
*Corresponding e-mail: m.kiantaj@gmail.com

Abstract

Alfvenic plasmoid thrusters, as one of the emerging propulsion systems in the space industry, require precise magnetic field design for plasma guidance and control. This study investigates the magnetic structure of a reconnection-based thruster employing a cylindrical arrangement of ring coils, which generates an axial magnetic field gradient. Finite element analysis was performed using FEMM software, coupled with MATLAB for modeling, applying boundary conditions, and extracting parametric data. Furthermore, the plasma dynamics under the introduced magnetic field profile were simulated by solving the resistive MHD equations in the PLUTO code, and the magnetic field components were compared with the FEMM analysis results, indicating minimal error around the magnetic null point. The results demonstrate that the proposed structure exhibits a high capability in generating a well-targeted magnetic field and providing suitable conditions for plasma acceleration.
Keywords: Alfvenic plasmoid thruster, Magnetic field simulation, Magnetic reconnection

مقدمه

در دهه‌های اخیر، نیاز به سیستم‌های رانشگر پیشرفته برای مأموریت‌های فضایی، به‌ویژه در مدارهای بالا و اعماق فضا، منجر به توسعه فناوری‌های نوین پیشرانش شده است. رانشگرهای پلاسموئیدی آلفونی[1] با بهره‌گیری از دینامیک میدان مغناطیسی و پلاسما، امکان تولید نیروی رانشی بدون اجزای مکانیکی متحرک را فراهم می‌کنند. ویژگی بارز این نوع رانشگرها، استفاده از پدیده بازاتصالی مغناطیسی[2] برای شتاب‌دهی پلاسمای محصورشده[۱] و تولید پالس‌های رانشی با پاسخ دینامیکی سریع است. طراحی و کنترل دقیق میدان مغناطیسی در چنین سیستم‌هایی نقشی کلیدی در تعیین پایداری، جهت‌گیری و بازده کلی رانشگر ایفا می‌کند[۲]. مطالعات گسترده‌ای توسط پژوهشگران از جمله دکتر حسین‌پور[۳] در زمینه شبیه‌سازی و تحلیل بازاتصالی مغناطیسی در پلاسماهای فضایی انجام شده است. ایشان ساختارهای مختلف میدان مغناطیسی از جمله مدل مرجع معرفی شده در این پژوهش را مورد بررسی قرا داده‌اند. با این حال، پیاده‌سازی چنین پروفایل میدان مغناطیسی برای کاربردهای عملی فضایی همچنان چالش‌برانگیز است. در این پژوهش، آرایش هندسی سیم‌پیچ‌ها و توزیع جریان در آن‌ها با هدف ایجاد پروفایل مطلوب میدان مغناطیسی مورد بررسی قرار گرفته است. چینش استوانه‌ای پیچه‌های حلقوی با تعداد دور متفاوت در دو سمت ساختار استوانه‌ای به‌عنوان یک پیکربندی پیشنهادی انتخاب شد که با ایجاد گرادیان میدان مغناطیسی در امتداد محور رانشگر، شرایط لازم برای شتاب‌دهی پلاسما را فراهم می‌کند. برای تحلیل میدان تولید شده و ارزیابی عملکرد پیکربندی پیشنهادی، شبیه‌سازی عددی مبتنی بر روش المان محدود در نرم‌افزار FEMM انجام شد. جهت مدل‌سازی، اعمال شرایط مرزی، استخراج داده‌های پارامتریک و مقایسه با میدان هدف، ارتباط FEMM با نرم‌افزار متلب برقرار گردید تا تحلیل نتایج به‌صورت یکپارچه صورت گیرد. افزون بر این، دینامیک پلاسمای تحت پروفایل میدان مغناطیسی مرجع معرفی شده، با معادلات MHD مقاومتی کد پلوتو[3] شبیه‌سازی و مولفه‌های میدان حاصل با نتایج تحلیل‌های حاصل از نرم‌افزار FEMM مقایسه گردید. از مهم‌ترین نوآوری‌های این پژوهش، مقایسه میدان مغناطیسی ساختار پیشنهادی با میدان هدفی است که پیش‌تر در مطالعات نظری و تجربی بازاتصالی مغناطیسی گزارش شده است.

روابط ریاضی تشکیل نقطه صفر سه بعدی

معادله نظری نقطه صفر[۴] مغناطیسی خطی شعاعی سه‌بعدی در دستگاه مختصات استوانه‌ای [r, θ, z] به صورت معادله (۱) می‌باشد. شکل (۱) ساختار خطوط میدان مغناطیسی این معادله را در اطراف نقطه صفر نشان می‌دهد. در این شکل نقطه صفر مغناطیسی سه‌بعدی، صفحه فن[۵] در صفحه θ, r و محور اسپاین[۶] در راستای محور z نشان داه شده است.

$$[B_r,\ 0,\ B_z] = \frac{B_0}{L_0}\ [r,\ 0, -2z] \qquad (۱)$$

B_0 شدت میدان مغناطیسی مشخصه و L_0 طول مقیاس مشخصه است. در مختصات استوانه‌ای صفحه فن محدود به صفحه r ,θ بوده و ستون اسپاین در راستای محور z قرار دارد. مؤلفه‌های معادله (۱) را می‌توان به صورت دو معادله خطی مستقل نوشت که به ترتیب صفحه فن و محور اسپاین را تعریف می‌کنند:

$$B_r = \frac{B_0}{L_0} r,\ B_z = -2\frac{B_0}{L_0} z \qquad (۲)$$

این مقاله در پی یافتن راه حلی برای ایجاد B_z در معادله ۲ می‌باشد تا ساختار فن- اسپاین نشان داده شده در شکل ۱ با محورهای اسپاین دقیق را تولید کند. برای این کار هندسه‌ای مطابق شکل ۲ در نظر گرفته شده است که شامل ۸ پیچه با شعاع یکسان و موقعیت محوری z می‌باشند. مشخصات پیچه‌ها در جدول ۱ آورده شده است. میدان مغناطیسی حاصل، شامل برهم‌نهی میدانهای تمام پیچه‌ها می‌باشد. در نقطه‌ای مثل A روی محور اسپاین در شکل (۲ب) این برهم‌نهی میدان مغناطیسی از معادله ۳ بدست می‌آید:

[1] Alfvénic Plasmoid Thrusters
[2] Magnetic Reconnection
[3] PLUTO
[4] Null point
[5] Fan
[6] Spine

$$B_A = \sum_{i=1}^{8} B(a_i, z_i) \qquad (۳)$$

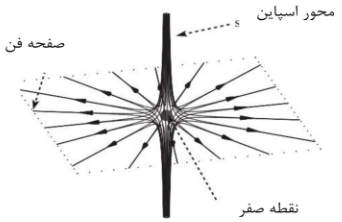
میدان مغناطیسی در امتداد محور اسپاین در مرکز هر یک از حلقه‌ها را می‌توان با یک دستگاه شامل ۸ معادله‌ی خطی نمایش داد. میدان مغناطیسی در امتداد محور مرکزی z برای یک حلقه‌ی دایره‌ای با شعاع a، که جریان I از آن عبور می‌کند و در موقعیت محوری z_0 قرار دارد، از معادله زیر بدست می‌آید[۴]:

$$B_{z-coil} = \frac{\mu_0}{2}\frac{Ia^2}{[(z-z_0)^2 + a^2]^{3/2}} = \lambda(a,z)\,I \qquad (۴)$$

این معادله نسبت به جریان I خطی بوده و دارای ضریب $\lambda(a,z)$ وابسته به موقعیت می‌باشد. بنابراین میدان مغناطیسی سیم‌پیچ‌های دایره‌ای تراز شده در امتداد محور z ، به صورت ماتریس زیر بیان می‌شود:

$$\begin{bmatrix} B_1 \\ B_2 \\ \dots \\ B_8 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \lambda_{11} & \dots & \lambda_{18} \\ \dots & \dots & \dots \\ \lambda_{81} & \dots & \lambda_{88} \end{bmatrix} \begin{bmatrix} I_1 \\ I_2 \\ \dots \\ I_8 \end{bmatrix} \qquad (۵)$$

برای حل معادلات و یافتن میدان مغناطیسی برهم نهی شده از نرم افزار FEMM و متلب استفاده شده است.



شکل ۱. هندسه خطوط میدان مغناطیسی در اطراف نقطه صفر سه بعدی

جدول ۱. مشخصات پیچه‌ها

شعاع پیچه‌ها(cm)	۶
موقعیت پیچه‌ها روی محور z (cm)	(-۱/۵,-۴/۵,-۷/۵,-۱۰/۵,۱/۵,۴/۵,۷/۵,۱۰/۵)
جریان هر پیچه I_i (A)	(۷۳,-۱۶/۰۷,۲۲/۴۹,-۵/۵۷,۵/۵۷,-۲۲/۴۹, ۱۶/۰۷,-۷۳)
تعداد دور هر پیچه	(۵۰,۳۰,۳۰,۱۰,۱۰,۳۰,۳۰,۵۰)

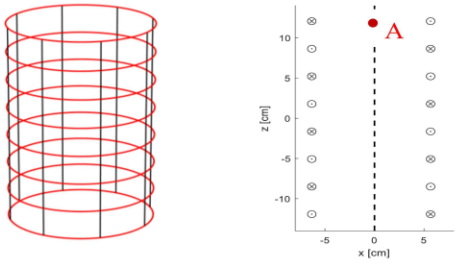
برای بررسی دقیق‌تر میدان مغناطیسی و مقایسه آن با میدان هدف، علاوه بر شبیه‌سازی المان محدود در FEMM، از کد پلوتو برای حل معادلات MHD مقاومتی و استخراج توزیع میدان مغناطیسی سه‌بعدی در ناحیه‌ی بازاتصالی مغناطسیی پلاسما استفاده شد. داده‌های میدان مغناطیسی استخراج‌شده از کد پلوتو شامل مؤلفه‌های برداری Bx,By,Bz در شبکه سه‌بعدی می‌باشد. به منظور کمینه‌سازی اختلاف بین میدان تئوری (معادله ۱) که توسط کد پلوتو شبیه‌سازی و مولفه‌های میدان مغناطیسی استخراج شده، با میدان به‌دست‌آمده از آرایش پیچه‌ها، اختلاف درصدی به صورت زیر محاسبه گردیده است:

$$\%diff = \frac{|B_t - B_c|}{B_t} \times 100 \qquad (۶)$$

که در آن B_t داده‌های شبیه‌سازی پلاسمای استخراج شده از کد پلوتو و B_c میدان محاسبه‌شده از آرایش پیچه‌ها است.

هندسه و تحلیل مسئله

در این پژوهش، از ساختار استوانه‌ای شامل چندین حلقه سیم‌پیچ به صورت پیچه‌های تخت متحدالمرکز استفاده شده است شکل(۲ الف). در این شکل خطوط قرمز پیچه‌ها و خطوط سیاه عمودی ساختار نگهدارنده پیچه‌ها را نشان می‌دهد. شکل (۲ب) هندسه قرارگیری سیم‌پیچ‌ها و جهت جریان‌ها را نشان می‌دهد. جریان الکتریکی به صورت متناوب به داخل و خارج از صفحه وارد و خارج می‌شود که علامت مثبت (منفی) جریان را نشان می‌دهد.



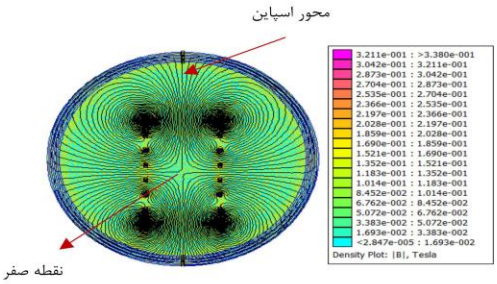
(الف) (ب)

شکل ۲. الف: هندسه سیم‌پیچ‌های حلقوی و ب: جهت جریان‌ها

نتایج پژوهش

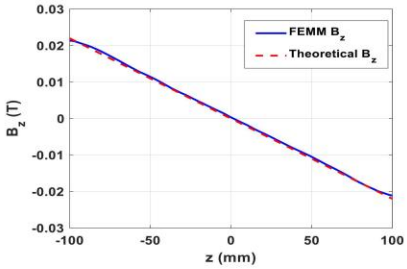
در این پژوهش، ساختار مغناطیسی یک رانشگر مبتنی بر بازاتصالی مغناطیسی با آرایش استوانه‌ای از پیچه‌های حلقوی با تعداد دور متفاوت مورد بررسی قرار گرفته است. جهت تحلیل دقیق میدان مغناطیسی و بررسی تأثیر هندسه و جریان‌ها بر توزیع شار، از شبیه‌سازی عددی به روش المان محدود از نرم‌افزار FEMM و برای ایجاد هندسه، تنظیم

شرایط مرزی، تعریف جریان‌ها، و استخراج نتایج به‌صورت پارامتریک از نرم افزار متلب استفاده شده است. شکل۳ شبیه‌سازی شدت میدان مغناطیسی در ناحیه هدف را نشان می‌دهد.

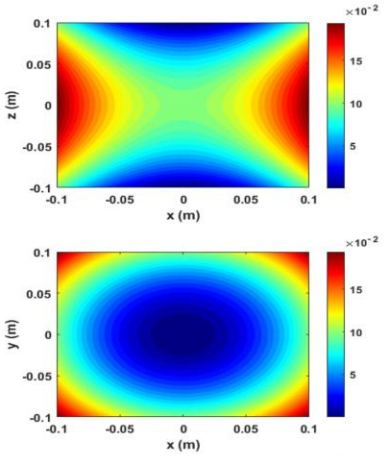


شکل ۳. شبیه‌سازی ساختار شدت میدان مغناطیسی در ناحیه هدف با استفاده از نرم افزار FEMM

چینش متفاوت تعداد دور پیچه‌ها باعث ایجاد گرادیان در توزیع شار مغناطیسی، افزایش چگالی شار مغناطیسی در ناحیه مرکزی استوانه و بهبود نیروی رانش تولیدی می‌شود. از آنجا که مسیر شار عمود بر صفحات پیچه‌ها طراحی شده، جهت اصلی میدان مغناطیسی نیز در راستای محور استوانه خواهد بود. این چینش هندسی، علاوه بر سادگی در ساخت و خنک‌سازی، مزیت‌هایی در تحلیل میدان با استفاده از مدل‌سازی عددی نیز دارد، چرا که تقارن محوری و توزیع یکنواخت جریان باعث کاهش پیچیدگی مدل در نرم‌افزار شبیه‌سازی FEMM می‌شود. در شکل ۴ پروفایل شدت میدان مغناطیسی بدست آمده از شبیه‌سازی و تئوری طبق رابطه (۱) در محور اسپاین به مختصات r=0 و ±Z با هم مقایسه شده‌اند، نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که ساختار پیشنهادی قابلیت تولید میدان مغناطیسی غیرخطی با بازاتصالی مؤثر شار را دارد. برای تأیید صحت روش، مرجع [۵] پیشنهاد می‌شود. در شکل ۵ مقطع عرضی درصد اختلاف مولفه‌های میدان استخراج شده از نتایج شبیه‌سازی مگنتوهیدرودینامیکی مقاومتی پلاسما توسط کد پلوتو با نتایج حاصل از شبیه‌سازی FEMM ارائه شده است. این نقشه اختلاف درصدی، در دو صفحه متعامد ارائه شده و نشان می‌دهد که خطا در محدوده اطراف نقطه صفر سه بعدی به حداقل رسیده و میدان تولید شده برای شروع بازاتصالی مغناطیسی مناسب است. این نتایج گامی مهم در جهت طراحی عملیاتی رانشگرهای پلاسموئیدی آلفونی محسوب می‌شوند و نشان می‌دهند که ترکیب مدل‌سازی عددی FEMM و کد پلوتو می‌تواند یک ابزار قدرتمند برای بهینه‌سازی و کنترل میدان مغناطیسی در کاربردهای فضایی باشد.



شکل ۴. پروفایل شدت میدان مغناطیسی هدف و ساختار شکل ۲



شکل ۵. مقطع عرضی درصد اختلاف در صفحات (x−z) و(x−y)

مرجع‌ها

[1] Everett, C. N., & Ryan, C. N. (2023). A linear magnetic reconnection based plasma thruster for spacecraft propulsion. In *AIAA SCITECH 2023 Forum* p. 0448.

[2] Maheshwari, K., Yoo, J., Raitses, Y., Ji, H., Ebrahimi, & Yamada, M. (2024). Thrust measurement experiments and planned Particle-in-Cell simulations for an electrodeless Magnetic Reconnection Thruster. In *APS Division of Plasma Physics* GP12-149.

[3] Hosseinpour, M. (2014). Test particle acceleration in torsional spine magnetic reconnection. *Astrophysics and Space Science, 353*, 379-387.

[4] Griffiths, D. J. (2023). *Introduction to electrodynamics*: Cambridge University Press.

[5] Chesny, D., Orange, N., & Hatfield, K. (2021). Test particle acceleration in resistive torsional fan magnetic reconnection using laboratory plasma parameters. *Journal of Plasma Physics, 87*(6), 905870615.

Paper ID: P8-20

ویژگی‌ها، کاربردها و روش تولید نانولوله‌های کربنی(نانوتیوب‌های کربنی)

نویسندگان: 1 طاها شریعتی، ۲ دکتر احمدرضا راستکار
دانشگاه شهید بهشتی تهران

رایانامه: ta.shariati@mail.sbu.ac.ir

چکیده:

کربن به عنوان یک ماده مقاوم و با رسانایی بالا شناخته می‌شود به عنوان مثال الماس مقاومت بالایی دارد و گرافن رسانایی الکتریکی مطلوبی ایجاد می‌کند.[۱] نانولوله‌های کربنی به عنوان یکی از نانومواد‌ی که تا به امروز شناخته شده‌اند کاربردهای بسیار زیادی دارند. این مواد به واسطهٔ شکل رشته‌ای و تیز بودن لبه در ساختار آن‌ها و خاصیت‌های کربنی‌ای که دارند توانسته‌اند انقلابی شگرف در صنایع مختلف از جمله الکترونیک، انتقال اطلاعات، شیمی، مواد و متالورژی و غیره، ایجاد کنند. ما در این مقاله سعی داریم با ماهیت و کاربردها، به خصوص در زمینه الکترونیک و باطری‌ها و روش‌های تولید این نانوذره بیشتر آشنا شویم و در پایان برای درک بهتر یک مقایسه‌ی تجربی انجام می‌دهیم.

کلیدواژه: **PECVD، باکی‌تیوب، ظرفیت‌ویژه، فولرن، گرافن، نانولوله‌های‌کربنی(CNTs)**

Properties, Applications, and Production Methods of Carbon Nanotubes (CNTs)

1 Taha Shariati, 2 Dr.Ahmadreza Rastkar
Shahid Beheshti university
e-mail: ta.shariati@mail.sbu.ac.ir

Abstract:

Carbon is recognized as a strong and highly conductive material. For example, diamond has high resistance, while graphene provides excellent electrical conductivity[1]. Carbon nanotubes (CNTs) are among the most well-known nanomaterials discovered to date and have numerous applications. Due to their fibrous shape, sharp edges in their structure, and inherent carbon properties, they have revolutionized various industries, including electronics, information transmission, chemistry, materials science, and metallurgy.In this article, we aim to explore their nature and applications, particularly in electronics and batteries, as well as their production methods. Finally, to enhance understanding, we will conduct an experimental comparison.

Keywords: Bucky tube, Characteristic capacity, Fullerene, Graphene, Carbon nanotubes, Plasma enhance chemical vapor deposition

۱

مقدمه:

به طور کلی کربن جامد در دمای اتاق دو آلوتروپ یا دگرشکل داشت، الماس و گرافیت، تا اینکه در سال ۱۹۸۵ اکتشاف سومین آلوتروپ کربن که فولرن نام داشت صفحه جدیدی از نانوشیمی را ورق زد [۲] و در سال ۱۹۹۱ اولین تک صفحه (SWCNT) از نانولوله‌های کربنی غیرستونی (zigzag) که معروف به باکی‌تیوب هستند توسط سومیو لیجیما و ایچیهاشی دوتا از دانشمندان ژاپنی شرکت NEC آمریکا به روش آرک تولید شد[۲, ۳]، سپس در سال ۲۰۰۴ گرافن‌ها کشف شدند.

معرفی نانوتیوب کربنی :

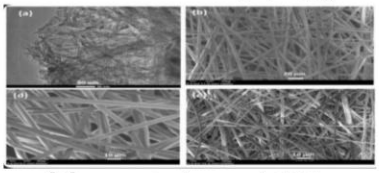
نانوتیوب‌های کربنی مولکول‌های استوانه‌ای هستند که شامل صفحات رول شده از کربن‌اند که به گرافن معروف‌اند. تعداد این صفحات از یک (SWCNT) و یا دو (DWCNT) تا چند تک صفحه‌ی مجتمع‌شده (MWCNT) که به صورت دیوارهایی رول شده‌ی هم محور نانومتری است و می‌تواند ضخامتی به قطر ۱۰۰ نانومتر و طولی به ارتفاع چندین میکرومتر تا میلی‌متر به خود بگیرد.[۱]از آنجایی که نانوتیوب ساختار گرافن دارد پس باندهای دوگانه‌ی نسبتا قوی (sp^2) بین اتم‌های کربن وجود خواهدداشت. این تیوب‌های دیوار مانند با نیروی واندروالسی به هم متصل می‌شوند[۴] بنابراین در عین سبکی، استحکام و رسانندگی الکتریکی و حرارتی بالایی دارند.[۱]

انواع نانوتیوب‌های کربنی:

نانوتیوب‌ها به طورکلی دو دسته اند:

۱. غیرستونی(ZIGZAG)
۲. ستونی(VERTICAL)

۱. نانوتیوب‌های غیرستونی: این دسته ساختار متخلخل مثل رشته‌های ماکارانی در هم تنیده دارند(شکل۳) و می‌توان آنها را به روش‌های سنتی از جمله روش سل_ژل، آرک و رسوب بخار شیمیایی(CVD) رسوب داد این دسته از نانوتیوب‌ها ممکن است همچون نیمه‌رساناها در الکترونیک رفتار کنند.



شکل۳: نانوتیوب‌های غیرستونی[۵]

۲. نانوتیوب‌های ستونی: برای تشکیل نانوتیوب‌های ستونی فقط کافیست زاویه‌ی نانوتیوب‌های غیرستونی ۳۰ درجه بیشتر شود تا ساختاری رشته‌ای شکل و به صورت منظم و ستونی(VERTICAL) پیدا کند[۶](شکل ۴). رشد ستونی و جهت‌دار لایه‌های گرافن عامل رسانایی بالای این دسته از نانوتیوب‌ها است.

خواص و ویژگی‌های نانولوله‌های کربنی:

۱. خواص الکتریکی خوبی دارند که آن‌را از گرافن‌ها به ارث برده‌اند به طوری‌که باطری‌هایی که با SWCNTs و DWCNTs پردازش شده‌اند بعد از ۵۰ بار شارژ و تخلیه توانسته‌اند به ترتیب ۹۴ و ۹۸ درصد ظرفیت ویژه‌ی خود را حفظ کنند[۷]. این نانو ذره به صورت ساختار sp^2 دریک شبکهٔ هگزاگونال است. [۲, ۳] بنابراین در هر واحد شبکه‌ی آن یک الکترون آزاد خواهد ماند (باندπ) که خاصیت رسانایی الکتریکی بهتری از الماس به ما می‌دهد. (رسانایی الکتریکی الماس حدود $10^7 \frac{s}{m}$ می‌باشد[۸]) که این ویژگی وابسته به نوع جهت‌گیری نانوتیوب‌ها است. (ستونی یا غیرستونی)[۹]

۲. استحکام کششی ۴۰۰ برابر استیل دارد.[در راستای شعاعی، محوری و کمانی [۱۰]]

۳. بسیار سبک بوده و چگالی آن به اندازه‌ی $\frac{1}{60}$ چگالی استیل می‌باشد.[۲](به طوریکه با ۴ گرم گرافن میتواند یک زمین فوتبال آمریکایی را پوشاند[۱۱])

۴. به علت حرکت براونی ذرات کربن به هنگام سنتز و تراکم حاصله، تحمل فشار بالایی دارند؛[۴] به طوری که ضخامت ۱ نانومتری آن‌ها می‌تواند ۰/۶ تا ۰/۷ تراپاسکال را تحمل کند.[۱۲] (تحمل فشار الماس GPa ۵/۱۹ می‌باشد.)[۱۳]

۵. به علت آن‌که ساختار شبکهٔ sp^2 نانوتیوب انتقال ارتعاش قوی‌ای دارد، از این‌رو خاصیت حرارتی قابل توجهی را داراست. (خاصیت حرارتی نانوتیوب‌های کربنی $۳۰۰۰ \frac{W}{K}$ در دمای ۲۰ درجه سانتی‌گراد است.)[۹, ۱۴] بنابراین از آن در دستگاه‌هایی با ابعاد نانو و میکرو استفاده می‌شود که این مسئله باعث کاهش ابعاد دیوایس‌ها شده‌است [۱]

۶. نسبت طول به قطر بالایی دارند.[۱] بنابراین می‌توانند گسیلنده‌های الکترونی خوبی باشند. (نانوتیوب‌های کربنی نسبت طول به قطر معادل $\frac{1}{100000000}$ دارند) .[۱۵]

۷. همچون گرافیت از نظر شیمیایی پایدار بوده و با مواد مختلف به راحتی واکنش نمی‌دهد یا به عبارتی دچار خوردگی نمی‌شود. همچنین می‌توان با کنترل شرایط آب‌دوستی و آب‌گریزی ایجاد کرد. [۱۶]

تمام این ویژگی‌ها از نانوتیوب‌های کربنی یک کاندیدای ایده‌آل برای سیستم‌های الکترونیکی، شیمیایی، الکتروشیمیایی، بایوسنسورها، ترانزیستورها، باطری‌ها، گسیلنده‌های الکترون و ... می‌سازد.[۱]

کاربرد های نانوتیوب‌های کربنی در صنعت:

نانوتیوب‌های کربنی به واسطه‌ی ویژگی هایی که دارند در صنایع بسیاری مورد استفاده قرار می‌گیرند:

- **صنایع الکترونیک** : می‌توان از CNTها به واسطه‌ی خلوص و کربنی بودن، ساختار و تراکمشان به جای نیمه‌رساناها در مدارهای الکترونیکی برای افزایش سرعت انتقال داده و حرارت (در CPU) استفاده می‌شوند.همچنین از آنجایی که نانومتری

هستند باعث کاهش ابعاد قطعات الکترونیکی می‌شوند.

- **دستگاه‌های AFM**: به واسطه‌ی سختی و نسبت طول به قطر بالا(گسیلنده‌های الکترونی خوبی هستند).
- **ساختمان‌سازی**: به واسطه سختی و انعطاف‌پذیری‌ای که دارند از ترکیبشان با مصالح برای بهبود ویژگی‌های بتن استفاده می‌شود.
- **پزشکی**: به علت آن‌که نانوتیوب‌های کربنی توخالی‌اند می‌توان نانومواد‌ی را در داخل لوله‌ها قرار داد و از آن‌ها به عنوان یک لایهٔ محافظ استفاده کرد. از این رو این مواد در نانوداروها کاربرد دارند.[۱۹] همچنین به خاطر خواص الکتروشیمیایی‌ای که دارند جهت از بین بردن باکتری‌ها، تحریک سلول‌ها و ... در پزشکی استفاده می‌شوند.[۱۶]

روش‌های پلاسمایی تولید نانوتیوب‌های کربنی:

۱. روش Arc discharge
۲. روش PECVD(Plasma enhance chemical vapor deposition)

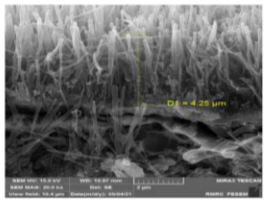
در این مقاله تنها روش PECVD را بررسی می‌کنیم:

- روش **PECVD**(Plasma enhance chemical vapor deposition) :

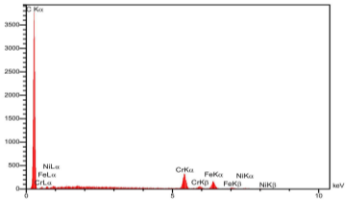
این روش بهترین روش تولید نانوتیوب‌های کربنی ستونی است که از روش CVD سنتی الهام گرفته است. حسن این روش نسبت به روش‌های قبل کنترل‌پذیری بیشتر و گزینش‌پذیری این روش می‌باشد [۱۸,۱۷] در اینجا یک خلاصه‌ای از این روش را توضیح می‌دهیم :

روش کار: در این روش از دو نوع گاز استفاده می‌کنیم، یکی برای بمباران سطح زیرلایه و ایجاد اکتیویشن رو سطح و دیگری به عنوان گاز اصلی کربن‌دار که قرار بر آن است که روی زیرلایه رسوب ایجاد کند. در این روش ترجیحا زیرلایه را روی کاتد می‌گذاریم تا به عنوان هدف یون‌ها ایفای نقش کند.

فرآیند: ابتدا محفظه را خلأ کرده سپس گاز نسبتا سبک چون نیتروژن را تزریق می‌کنیم تا فشار به مقدار کافی افزایش یابد اکنون منبع تغذیه‌ی مستقیم(DC) را روشن کرده تا یون نیتروژن حاصله تحت بایاس، شتاب گرفته و به خوبی کاتد (زیرلایه) را بمباران کند. حال دوباره پمپ خلأ روشن شده و گاز نیتروژن مکیده می‌شود تا هیچ ناخالصی‌ای در محیط وجود نداشته باشد. وقتی محیط به طور کامل تمیز شد، گاز کربن‌دار را برای رسوبگذاری وارد محفظه می‌کنیم، با برقراری ولتاژ متناوب یونیزاسیون رخ داده و یک تخلیه‌ی تابان(GLOW) تشکیل می‌شود بنابراین یون کربن حاصله که به واسطه‌ی رادیکالی بودن واکنش پذیری بالایی دارد به سمت قطب مخالف یعنی کاتد حرکت کرده و روی زیرلایه که از جنس کاتالیست[۶] است رشد می‌کند. به واسطه‌ی کم بودن نایکنواختی و گزینش‌پذیری محیط پلاسمایی حاصله نانوتیوب‌ها به صورت ستونی رشد می‌کنند.



شکل ۴: نمایانگر ارتفاع ۴.۲۵ میکرومتری نانولوله‌های کربنی ستونی رشد یافته در نتیجه‌ی این فرآیند است.



نمودار (شدت تابش برحسب انرژی) بالا نتیجه‌ی آنالیز EDX نمونه‌ی نشان داده شده است(شکل ۴).

همانطور که مشخص است پیک Kα حاصله از اتم کربن از بقیه‌ی عناصر بلندتر بوده بنابراین اثبات می‌کند که در صد بالایی از ماده‌ی رشد یافته را کربن تشکیل داده و فراوانی بقیه‌ی المان‌ها همچون کروم(۷.۸٪)، آهن(۵.۹٪) و نیکل(۰.۶٪) به مراتب کمتر است.از این‌رو خلوص بالایی از کربن (۸۵.۷٪)داریم.همچنین پیک‌های حاصله به وضوح نشان می‌دهند گروهی از نانولوله‌ها رشد یافته‌اند.

نتیجه‌گیری :

همانطور که مشاهده کردیم نانوتیوب‌های کربنی از جمله نانومواد‌ی هستند که به واسطه‌ی شکل ظاهری، خواص و خلوصی که دارند توجه بسیاری از صنایع دقیق را به خود جلب کرده و موجب بهبود بازدهی در محصولات آن‌ها گردیده‌است که در این مقاله به تعدادی از آن‌ها اشاره کردیم باتوجه به ویژگی‌های خاص این مواد پیش‌بینی می‌شود در آینده کاربردهای خلاقانه دیگری از آن یافت شود..در آخر فرآیند تولید آن را شرح دادیم و نتایج تصویربرداری و آنالیز را بررسی کردیم.

منابع:

۱. Berger, M., *Carbon nanotubes–what they are, how they are made, what they are used for.* Carbon nanotubes–what they are, how they are made, what they are used for (nanowerk.com), 2018.

۲. Iijima, S., *Helical microtubules of graphitic carbon.* nature, 199۱. ۳۵۴(۶۳۴۸): p. 56-58.

۳. Iijima, S. and T. Ichihashi, *Single-shell carbon nanotubes of 1-nm diameter.* nature, 1993. **363**(6430): p. 603-605.

۴. Corletto, A. and J.G. Shapter, *Nanoscale patterning of carbon nanotubes: techniques, applications, and future.* Advanced Science, 2021. **8**(1): p. 2001778.

۵. Parangusan, H., et al., *Designing carbon nanotube-based oil absorbing membranes from gamma irradiated and electrospun polystyrene nanocomposites.* Materials, 2019. **12**(5): p. 709.

۶. Chhowalla, M., et al., *Growth process conditions of vertically aligned carbon nanotubes using plasma enhanced chemical vapor deposition.* Journal of applied physics, 2001. **90**(10): p. 5308-5317.

۷. Babkin, A., et al. *Single-, double-, and multi-walled carbon nanotubes as electrically conductive additives to lithium-ion battery cathodes*. in *Doklady Chemistry*. 2023. Springer.

۸. Meguid, S.A. and G.J. Weng, *Micromechanics and nanomechanics of composite solids*. 2018: Springer.

۹. Popov, V.N., *Carbon nanotubes: properties and application.* Materials Science and Engineering: R: Reports, 2004. **43**(3): p. 61-102.

۱۰. Yu, M.-F., et al., *Strength and breaking mechanism of multiwalled carbon nanotubes under tensile load.* Science, 2000. **287**(5453): p. 637-640.

۱۱. Chen, J., Z. Bo, and G. Lu, *Vertically-oriented graphene.* Springer International Publishing Switzerland, DOI, 2015. **10**: p. 978-3.

۱۲. Hernandez, E., et al., *Elastic properties of C and B x C y N z composite nanotubes.* Physical Review Letters, 1998. **80**(20): p. 4502.

۱۳. Olson, D., et al., *Tensile strength of synthetic chemical-vapor-deposited diamond.* Journal of applied physics, 1995. **78**(8): p. 5177-5179.

۱۴. Kumanek, B. and D. Janas, *Thermal conductivity of carbon nanotube networks: A review.* Journal of materials science, 2019. **54**(10): p. ۳۹۷-۷۴۲۷7.

۱۵. Chen, J., S. Wei, and H. Xie. *A brief introduction of carbon nanotubes: history, synthesis, and properties*. in *Journal of Physics: Conference Series*. 2021. IOP Publishing.

۱۶. Kohls, A., et al., *Vertically aligned carbon nanotubes as a unique material for biomedical applications.* ACS applied materials & interfaces, 2022. **14**(5): p. 6287-6306.

۱۷. Yanase, T., et al., *Synthesis of Carbon Nanotubes by Plasma-Enhanced Chemical Vapor Deposition Using Fe1−x Mn x O Nanoparticles as Catalysts: How Does the Catalytic Activity of Graphitization Affect the Yields and Morphology?* C, 2019. **5**(3): p. 46.

۱۸. Sharma, P., et al., *Analysis on the synthesis of vertically aligned carbon nanotubes: growth mechanism and techniques.* Journal of Materials Science: Materials in Electronics, 2020. **31**: p. 4399-4443.

۱۹. Harrison, B.S. and A. Atala, *Carbon nanotube applications for tissue engineering.* Biomaterials, 2007. **28**(2): p. 344-353.

۶

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P1-04

طراحی، پیاده‌سازی و مشخصه‌یابی پروب‌های مغناطیسی برای تشخیص ناپایداری MHD در پلاسمای توکامک

مریم اکبری نساجی*[۱]، مریم قاسمی[۲] ، رضا امرالهی[۱]

۱. دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، صندوق پستی ۴۴۱۳- ۱۵۸۷۵ ، تهران- ایران

۲. دانشکده مهندسی هسته ای، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران. ایران

چکیده

در این پژوهش، از یک پروب مغناطیسی برای اندازه‌گیری نوسانات میدان مغناطیسی در لبه پلاسمای توکامک استفاده شده است. هدف اصلی، بررسی رفتار دینامیکی میدان مغناطیسی و تحلیل ناپایداری‌های مرزی از طریق سیگنال خروجی پروب در حین تخلیه پلاسما است. داده‌های تجربی با نرخ نمونه‌برداری بالا ثبت شده و پس از پیش‌پردازش، تحلیل زمانی و طیفی بر روی سیگنال ولتاژ انجام شده است. نتایج نشان می‌دهد که نوسانات مغناطیسی با فرکانس‌های مشخصی در طول تخلیه پلاسما ظاهر می‌شوند که می‌توانند با مدهای MHD مرتبط باشند. این تحلیل می‌تواند به درک بهتر رفتار ناپایدار پلاسما در ناحیه لبه و بهینه‌سازی کنترل آن در طراحی راکتورهای همجوشی کمک کند.

واژه های کلیدی: توکامک، پروب مغناطیسی، مدهای مگنتوهیدرودینامیکی، مشتق جریان

Design, Implementation, and Characterization of Magnetic Probes for Detecting MHD Instability in Tokamak Plasma

Maryam Akbari Nasaji[1], Ghasemi,Maryam[2], Reza Amrollahi[1],

[1] Department of Physics and Energy Engineering, Amirkabir University of Technology, No. 350, Hafez Ave, Valiasr Square, Tehran, Iran 1591634311. .۱

[۲]Department of Nuclear Engineering,CT.C,Islamic Azad University,Tehran,Iran

Corresponding email: mnasaji@aut.ac.ir

Abstract

In this study, a magnetic probe is employed to measure oscillations in the magnetic field at the edge of the tokamak plasma. The primary objective is to investigate the dynamic behavior of the edge magnetic field and to identify boundary instabilities by analyzing the probe's output signal during plasma discharges. High-resolution data are acquired using a fast sampling rate to accurately capture transient magnetic fluctuations. Following appropriate preprocessing, both time-domain and frequency-domain analyses are performed on the recorded voltage signals. The results reveal the emergence of magnetic oscillations at distinct frequencies during plasma operation, which are characteristic of magnetohydrodynamic (MHD) modes. This analysis enhances the understanding of edge-localized instabilities and provides valuable insights for developing effective control strategies to improve plasma stability in fusion reactors.

***Keywords**: Tokamak, Magnetic prob,* MHD mode, Current drive.

مقدمه

توکامک یکی از پیشرفته‌ترین دستگاه‌های محصورسازی پلاسمای داغ برای دستیابی به همجوشی هسته‌ای کنترل شده است. اساس عملکرد آن بر ایجاد میدان‌های مغناطیسی قوی و پایدار برای نگه‌داری پلاسما در یک مسیر حلقوی بسته استوار است. میدان مغناطیسی در توکامک نقش کلیدی در پایدارسازی پلاسما، جلوگیری از تماس آن با دیواره‌ها و کنترل فرآیندهای انتقال انرژی و ذرات ایفا می‌کند. اما به دلیل ناپایداری‌های طبیعی پلاسما پویایی میدان مغناطیسی به‌شدت پیچیده و متغیر است. [۲-۱]. از این رو، اندازه‌گیری دقیق و زمان واقعی میدان مغناطیسی، به‌ویژه در لبه پلاسما، برای درک رفتار دینامیکی پلاسما، پایش عملکرد توکامک و بهینه‌سازی طراحی و کنترل آن امری ضروری و بنیادین به‌شمار می‌رود. این اطلاعات معمولاً با استفاده از پروب‌های مغناطیسی به‌دست می‌آید که با ثبت ولتاژ القاشده، امکان بازسازی تغییرات میدان مغناطیسی را فراهم می‌کنند. در سال‌های اخیر، تشخیص‌های مغناطیسی در توکامک‌ها به‌عنوان یکی از ارکان کلیدی در پایش و تحلیل رفتار پلاسما به‌شدت توسعه یافته‌اند. رایج‌ترین ابزارهای مورد استفاده شامل پروب‌های مغناطیسی مانند پروب میرنف ، حلقه شار و سنسورهای هال هستند. پروب‌های میرنف به‌طور خاص برای شناسایی ناپایداری‌های مغناطیسی از جمله مدهای MHD به‌کار می‌روند. این ناپایداری‌ها ناشی از برهم‌کنش نیروهای مغناطیسی و دینامیک سیال پلاسمایی هستند و موجب آسیب هایی از جمله بازآرایی میدان مغناطیسی و از بین رفتن محصورسازی گرما و ذرات، اعمال پالس‌های شدید گرمایی و مکانیکی بر دیواره‌ها و اجزای داخلی و اثر بر پایداری طولانی‌مدت پلاسما می‌شوند. پروب های میرنف معمولاً به‌صورت حلقه‌های سیمی کوچک در نزدیکی لبه پلاسما یا بر روی دیواره داخلی نصب می‌شوند و تغییرات زمانی میدان مغناطیسی را به‌صورت ولتاژ القا شده ثبت می‌کنند. [۳-۵]. مطالعاتی در توکامک‌های بزرگ مانند JET، DIII-D و ASDEX Upgrade نشان داده‌اند که تحلیل طیفی سیگنال‌های این پروب‌ها امکان استخراج ساختار فضایی و زمانی ناپایداری‌ها را فراهم می‌کند. به عنوان نمونه، در JET از آرایه‌های چندکاناله میرنف برای تعیین ساختار فضایی مدهای ناپایدار استفاده شده و در توکامک EAST نیز تحلیل wavelet برای شناسایی گذرای ELMبه‌کار رفته است. با پیشرفت‌های اخیر در حوزه تشخیص‌های مبتنی بر FPGA و سنسورهای دیجیتال با نرخ نمونه‌برداری بالا، امکان پایش بلادرنگ میدان مغناطیسی و حتی اجرای الگوریتم‌های کنترلی تطبیقی فراهم شده است. همچنین، ترکیب داده‌های مغناطیسی با سایر تشخیص‌ها مانند تصویربرداری soft-X-rayو تشخیص‌های نوری، به درک جامع‌تری از رفتار پلاسمای محصور کمک کرده است[۶-۸]. توکامک البرز با اندازه‌ی کوچک، که در دانشگاه صنعتی امیرکبیر ساخته شده است. پارامترهای اصلی طراحی برای این توکامک در جدول ۱آورده شده است.[۹]. دمای پلاسمای توکامک البرز ۵۰ الکترون ولت است.

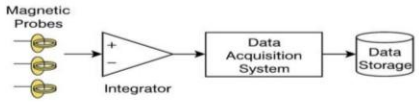
جدول۱: پارامترهای اصلی توکامک البر

پارامترها	مقدار
بزرگی میدان مغناطیسی چنبرهای درشعاع اصلی (تسلا)	0/85
شعاع اصلی(متر)	45
تعداد سیم پیچه‌ای میدان چنبرهای TF	16
تعداد کل دورهای سیم پیچ‌های میدان چنبرهایTF	160
تعداد قسمت‌های سیم پیچ گرمایش اهم	5
عدادکل دورهای سیم پیچ گرمایش اهمی	195
جریان بیشینه پلاسما(kA)	20

ساختار و اصول پروب مغناطیسی

پروب مغناطیسی شعاعی یکی از اجزای کلیدی در سیستم تشخیص میدان مغناطیسی در توکامک‌ها است که برای اندازه‌گیری مولفه شعاعی میدان مغناطیسی نوسانی طراحی شده است. سامانه پروب‌های مغناطیسی معمولاً شامل یک یا چند پیچه یا آرایه‌ای از پروب‌ها برای اندازه‌گیری مؤلفه‌های مختلف میدان مغناطیسی پلاسما است. این سامانه از بخش‌های زیر تشکیل می‌شود که در شکل ۱ نشان داده شده است.

۱. پروب‌ها: برای القای ولتاژ متناسب با تغییرات میدان مغناطیسی در مؤلفه‌های شعاعی، مماسی و محوری استفاده می‌شوند.
۲. پونیت‌انتگرال‌گیر: برای تبدیل ولتاژ القاشده (که مشتق میدان است) به مقدار واقعی میدان مغناطیسی، از مدارهای انتگرال‌گیر با پاسخ زمانی دقیق استفاده می‌شود.
۳. سامانه داده‌گیری: داده‌های اندازه‌گیری‌شده از هر کانال پروب به‌صورت همزمان توسط مبدل‌های آنالوگ به دیجیتال با نرخ نمونه‌برداری بالا خوانده می‌شوند.
٤. سامانه ذخیره‌سازی و ثبت داده‌ها: اطلاعات اندازه‌گیری‌شده، پس از پردازش اولیه، در حافظه سیستم ذخیره می‌شوند تا برای تحلیل طیفی، بازسازی ساختار مدها و بررسی ناپایداری‌ها استفاده گردند.



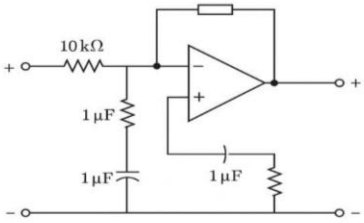
شکل ۱: شماتیک پروب مغناطیسی و اتصالات به مدار الکترونیکی و سیستم داده پردازی

در طراحی پروب‌های مغناطیسی باید نرخ نمونه‌برداری بین ۱۰۰ kHzتا چندMHz باشد [۱۰]. از آنجایی که سیگنال بسیار کوچک و سریع است، رزولوشن مبدل حداقل ۱۶ بیت باشد. تعداد کانال‌ها: بستگی به تعداد پروب‌ها و مؤلفه‌های مورد اندازه‌گیری دارد و فیلتر دیجیتال یا آنالوگ برای حذف نویز بالا و نویز فرکانس پایین بکار رود. در طراحی این پروب‌ها از نرم افزار coil64 استفاده کردیم. در ادامه نمونه‌ای از آرایه پروب مغناطیسی شعاعی نشان داده شده است. طراحی این پیچه‌ها به صورت چندلایه (۵۰۰ دور) بدون هسته (هسته هوا) و قطر سیم ۲۰۰ میکرومتر و از جنس مس (۳۴AWG) بر اساس شبیه سازی در نرم افزار coil64 هستند. در شکل زیر نمونه ای از پروی های شعاعی نصب شده روی توکامک البرز نشان داده شده است. تعداد ۸ عدد از این پروب ها بر روی مایلار نصب شده اند و با سیم کشی بسیار ظریفی به یکدیگر متصل شده اند و نهایتا به مدار انتگرال گیر وارد می‌شوند. تخلیه میدان چنبره ای ۴۰ میلی‌فاراد و ولتاژ تخلیه ۲/۵ کیلو ولت است. پروب‌ها و محل قرارگیری آن‌ها در شکل ۲ نشان داده شده است.

شکل ۲: محل قرارگیری پروب‌های مغناطیسی و اتصال به اسیلوسکوپ

از آنجایی که ولتاژ خروجی پیچه‌ی مغناطیسی با توجه به قانون القای فارادی متناسب با dB/dt می‌باشد، برای به دست آوردن

مقدار B باید از ولتاژ خروجی انتگرال گیری نمود. شماتیک مدار انتگرالگیر پروب مغناطیسی در شکل ۳ نشان داده شده است:

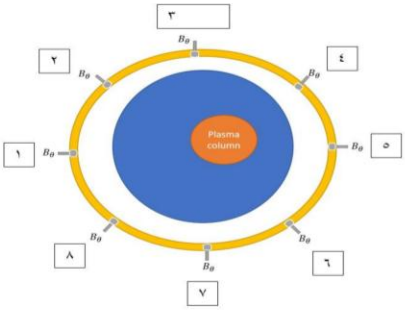


شکل۳: شماتیک مدار انتگرالگیر پروب مغناطیسی

اصل کار پروب مغناطیسی بر پایه قانون القای فارادی است.

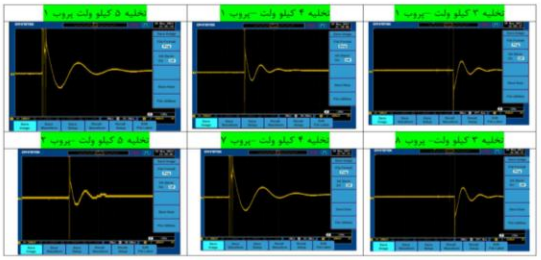
$$V(t) = -N\frac{d\Phi(t)}{dt} = -NA\frac{dB_r(t)}{dt}$$

در این رابطه V(t) ولتاژ القا شده در خروجی پروب مغناطیسی، N تعداد دورهای سیم پیچ، A سطح موثر سیم پیچ، $B_r(t)$ مولفه شعاعی میدان مغناطیسی وابسته به زمان است. شماتیک محل قرارگیری پروب ها در شکل ۴ نشان داده شده است:



شکل۴: شماتیک پلاسمای توکامک و محل قرارگیری پروب ها در اطراف چنبره

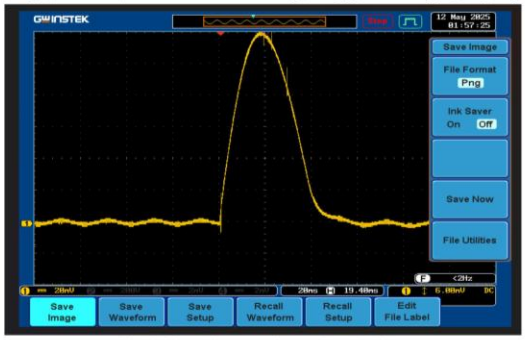
در جریان آزمایش‌های انجام‌شده بر روی توکامک البرز، داده‌های مربوط به میدان مغناطیسی شعاعی توسط آرایه‌ای از پروب‌های مغناطیسی نصب‌شده در راستای شعاعی ثبت گردید. سیگنال‌های ثبت‌شده توسط نوسان‌نگار دیجیتال مدل-GW Instek GDS 2204Aدر چهار کانال مجزا ضبط شده‌اند. این سیگنال‌ها رفتار گذرا و نوسانی میدان مغناطیسی را نشان می‌دهند. در لحظات اولیه‌ی تخلیه پلاسما، نوسانات گذرای شدید در تمام کانال‌ها مشاهده شد که بیانگر وقوع ناپایداری‌های مغناطیسی لحظه‌ای مانند پدیده‌های MHD است. پس از فاز گذرا، سیگنال‌ها به شکل نوسانات منظم و تقریباً سینوسی با دامنه‌ی متغیر تثبیت می‌شوند. این رفتارها می‌توانند نمایانگر دینامیک میدان مغناطیسی پلاسما و موقعیت سطوح ایزومغناطیسی در طول تخلیه باشند. مقیاس ولتاژی در کانال‌های مختلف بین ۵۰۰ میلی‌ولت تا ۱ ولت تنظیم شده و سیگنال‌ها پس از عبور از کابل‌های کواکسیال کم‌نویز به یونیت انتگرال‌گیر متصل شده‌اند. سیگنال‌های تخلیه در شکل ۵ نشان داده شده است. دقت اندازه‌گیری پروب های مغناطیسی؟؟



وضوح تصویر:شکل۵: نتایج اولیه به دست آمده از تست آرایه.های.پروب‌های مغناطیسی

چون جریان پلاسما در مرکز به صورت متقارن برقرار می‌شود، در حالت ایده‌آل همه پروب‌ها میدان‌هایی با شدت مشابه ولی فاز

متفاوت اندازه‌گیری می‌کنند. اما اگر پلاسما ناپایدار شود مثل شیفت شعاعی یا نوساناتMHD ، پاسخ پروب‌ها متفاوت می‌شود. پس اگر ستون پلاسما دقیقاً در مرکز باشد، ولتاژ در تمام پروب‌ها دارای دامنه مشابه و هم‌فاز خواهند بود و اگر ستون پلاسما از مرکز جابجا شود، ولتاژ پروب‌هایی که نزدیک‌تر به پلاسما هستند، دامنه بیشتر خواهند داشت و پروب‌هایی در سمت مخالف، دامنه کمتر و حتی تغییر فاز نشان می‌دهند. همچنین در شکل ۶ تخلیه میدان چنبره‌ای توکامک البرز نشان داده شده است. تخلیه ۴۰ میلی ثانیه



شکل۶: تخلیه میدان چنبره‌ای توکامک البرز

با مقایسه‌ی رفتار سیگنال گرفته شده از پروب مغناطیسی و سیگنال حاصل از میدان عمودی توکامک، می‌توان دریافت که بعد از از بین رفتن پلاسما با توجه به افزایش منحنی میدان شعاعی توکامک، میدان شعاعی دریافت شده توسط پروب مغناطیسی نیز افزایش پیدا کرده است و با کاهش میدان ، سیگنال دریافت شده توسط پروب نیز رفتاری مشابه نشان می-دهد که در این صورت می‌توان صحت عملکرد پروب مغناطیسی را نتیجه گیری نمود.
ستون پلاسما در لحظه تخلیه به‌طور ناقرینه‌ای به سمت ناحیه پروب ۲ کشیده شده است. بیشترین میدان مغناطیسی در آن ناحیه اندازه‌گیری شده است. در ناحیه پروب ۳، شدت میدان مغناطیسی کم است؛ احتمالاً پلاسما از آن سمت دور شده است. میدان مغناطیسی اطراف پلاسما نشان‌دهنده جابجایی مماسی ستون پلاسما (در جهت ساعتگرد یا پادساعتگرد) و تا حدودی انبساط غیرهمگن در طول شعاع است .تفاوت در زمان وقوع پیک‌ها نیز نشان‌دهنده موج‌بر بودن تخلیه در پیرامون ستون پلاسما است.

نتیجه گیری:

پروب‌های مغناطیسی یکی از ابزارهای کلیدی در تشخیص و تحلیل ساختار میدان مغناطیسی در دستگاه‌های همجوشی مغناطیسی از جمله توکامک‌ها هستند. این پروب‌ها، با اندازه‌گیری مؤلفه‌های مختلف میدان مغناطیسی در راستاهای شعاعی، قطبی و چنبره‌ای، امکان ردیابی دقیق تغییرات میدان در طول تخلیه پلاسما را فراهم می‌سازند. در جریان تخلیه پلاسما در توکامک، میدان مغناطیسی چنبره‌ای که توسط سیم‌پیچ‌های اصلی تولید می‌شود، نقش اساسی در محصورسازی پلاسما دارد. با شروع تخلیه، جریان پلاسمایی درون چنبره آغاز شده و میدان مغناطیسی القایی جدیدی تولید می‌گردد که با میدان چنبره‌ای اولیه اندرکنش پیدا می‌کند. این فرایند می‌تواند منجر به تغییرات موضعی و زمانی در ساختار میدان کل شود. پروب‌های مغناطیسی شعاعی با ثبت مشتق زمانی میدان، پاسخ فوری پلاسما به تحریکات الکترومغناطیسی را اندازه‌گیری کرده و امکان بازسازی میدان مغناطیسی را از طریق انتگرال‌گیری فراهم می‌کنند. تحلیل این داده‌ها می‌تواند اطلاعات مهمی درباره رفتار دینامیکی پلاسما، موقعیت محور جریان، شناسایی ناپایداری‌ها و بررسی پدیده‌هایی نظیر شیفت شعاعی جریان و تغییرات ناگهانی در پیکربندی مغناطیسی فراهم آورد. در مجموع، استفاده از آرایه‌ای از پروب‌های مغناطیسی با تفکیک زمانی و مکانی مناسب، ابزاری قدرتمند برای پایش میدان مغناطیسی و تحلیل عملکرد دینامیکی توکامک به شمار می‌آید و نقش کلیدی در توسعه کنترل فعال پلاسمای پایدار ایفا می‌کند.

مراجع:

1 Hutchinson, I. H. (2002). Principles of plasma diagnostics (2nd ed.). Cambridge University Press.

2 Vianello, N., Cavazzana, R., Spolaore, M., & Martines, E. (2009). Spatio-temporal analysis of magnetic fluctuations in RFX-mod using a high-resolution magnetic probe array. Nuclear Fusion, 49(4), 045008.

3 Xu, M., Zhang, G., Wang, Y., & Qiu, M. (2012). Investigation of MHD wave propagation in plasma focus using magnetic probes. Physics of Plasmas, 19(3), 032702.

4 Taylor, R. J. (1983). Magnetic field structure and wave propagation in toroidal plasmas. Review of Scientific Instruments, 54(12), 1523–1527.

5 Chen, F. F. (2016). Introduction to plasma physics and controlled fusion (3rd ed.). Springer.

6 Buratti, P., Alper, B., Challis, C., de Vries, P. C., Mantica, P., Nabais, F., ... & Zastrow, K.-D. (2015). Magnetic and reflectometry measurements of core MHD modes on JET. Nuclear Fusion, 55(5), 053009.

7 Reich, M., Gude, A., Günter, S., Kurzan, B., McCormick, K., Müller, H. W., & Zohm, H. (1999). Magnetic fluctuation diagnostics and MHD mode analysis on ASDEX Upgrade. Plasma Physics and Controlled Fusion, 41(6), B273–B282.

8 Strait, E. J., Lao, L. L., Taylor, T. S., Turnbull, A. D., Ferron, J. R., Luce, T. C., ... & Wroblewski, D. (2006). Advanced magnetic diagnostics and analysis for DIII-D. Review of Scientific Instruments.

9 Ghasemi, M. (1395). Design and construction of poloidal coil system in order to obtain the separatrix configuration in Alborz Tokamak. PhD Thesis, Amirkabir University of Technology.

10 Koonestani, S., Amrollahi, R., & Moradi, G. (2016). Design of an O-mode frequency modulated reflectometry system for the measurement of Alborz Tokamak plasma density profile. Fusion Engineering and Design, 113, 139-145.

Paper ID: P7-04

بررسی کارایی تیمار پلاسمای سرد DBD در کاهش آلودگی پودر پسته

سپیده السادات جمالی[۱۱]، سید پژمان شیرمردی[۲۱] و سمیرا شهبازی [۳۱*] حامد عسکری [۴۱] ابوالفضل مازندرانی [۵۱]
پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران [۱۰]
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : jamali_sepide@yahoo.com

چکیده

پلاسمای سرد یک تیمار رایج در آلودگی زدایی از محصولات کشاورزی است که امروزه در ابعاد تجاری برای افزایش ماندگاری و حفظ کیفیت محصولات استفاده می شود. در سالهای اخیر فناوری پلاسما به عنوان غیر فعال کننده باکتری ها و یک فناوری کارآ در صنایع کشاورزی مورد تایید قرار گرفته اما بررسی کارایی انواع دستگاه های مولد پلاسما برای اهداف مختلف ضروری است. در این تحقیق تاثیر تیمار پلاسمای سرد از نوع تخلیه سد دی الکتریک تحت فشار اتمسفری در زمان‌های ۱۵، ۳۰، ۶۰، ۹۰، ۱۲۰، ۱۵۰ و ۱۸۰ ثانیه، جهت تیمار نمونه‌های آلوده پودر پسته (رقم صادراتی اکبری) به منظور حصول اطمینان از اثر بخشی این دستگاه بر کنترل قارچ آسپرژیلوس و مورد بررسی قرار گرفت. نتایج بررسی ها نشان داد که پلاسمای سرد به کار برده شده در این تحقیق (هوای محیط B1کاهش آفلاتوکسین به عنوان گاز ورودی، توان ۱۳۰ وات، فرکانس ۲۰ کیلوهرتز و ولتاژ ۱۵ کیلو ولت) توانست در۳۰ ثانیه بصورت جزئی قارچ *آسپرژیلوس فلاووس* را کنترل می‌کند اما با افزایش زمان تیمار تا ۱۸۰ ثانیه بطور کامل آلودگی کپک برطرف شد. این تیمار پلاسما توانست غلظت B1آفلاتوکسین را به ترتیب در زمان‌های ۶۰، ۱۲۰ و ۱۸۰ ثانیه به میزان ۳۲/۳۱٪، ۴۴/۷۷٪ و ۵۲/۴۲٪ به شکل معنی داری کاهش دهد. انجام مطالعات تکمیلی برای ارزیابی کارایی این تیمار پلاسمایی در ابعاد تجاری باهدف اطمینان از اثربخشی آن، گام بعدی این پروژه است.

کلمات کلیدی: پلاسمای سرد، تخلیه سد دی الکتریک، آسپرژیلوس فلاووس ، آفلاتوکسین.

Investigating the effectiveness of DBD cold plasma treatment in reducing contamination of pistachio powder

Sepideh Sadat Jamali[1], Seyed Pejhman Shirmardi[1], Samira Shahbazi[*1], Hamed Askari[1], Abolfazl Mazandarani[1]

1. Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

jamali_sepide@yahoo.com

Abstract

Cold plasma is a common treatment for decontamination of agricultural products that is now used commercially to increase shelf life and maintain product quality. In recent years, plasma technology has been approved as a bacterial inactivator and an efficient technology in agricultural industries, but it is necessary to investigate the efficiency of various plasma generating devices for different purposes. In this study, the effect of cold plasma treatment of dielectric barrier discharge DBD under atmospheric pressure at 15, 30, 60, 90, 120, 150 and 180 seconds was investigated for the treatment of contaminated pistachio powder samples (variety Akbari) in order to ensure the effectiveness of this device in controlling *Aspergillus*

fungus and reducing aflatoxin B1. The results of the studies showed that the cold plasma used in this study (ambient air as the input gas, power 130 W, frequency 20 kHz and voltage 15 kV) was able to partially control *A. flavus* fungus in 30 seconds, but by increasing the treatment time to 180 seconds, mold contamination was completely eliminated. This plasma treatment was able to significantly reduce the concentration of aflatoxin B1 by 32.31%, 44.77% and 52.42% at times 60, 120 and 180 seconds, respectively. Conducting additional studies to evaluate the efficiency of this plasma treatment on a commercial scale with the aim of ensuring its effectiveness is the next step of this project.

Keywords: Cold plasma, dielectric barrier discharge (DBD), *Aspergillus flavus*, Aflatoxin B1.

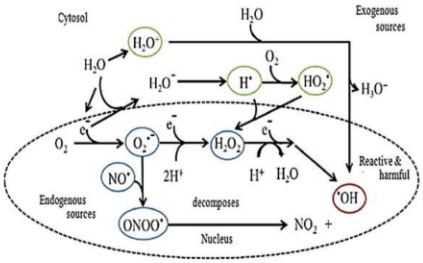
مقدمه

واژه پلاسما به حالت چهارم ماده بعد از حالت های جامد، مایع وگاز اشاره دارد که با افزایش انرژی مولکولی گاز، حالت ماده تغییر کرده و گازی از اتم ها شکل می گیرد که ذرات باردار، الکترون ها و یون های مثبت آزادانه در آن حرکت می کنند. این حالت از ماده را پلاسما می گویند. فناوری پلاسما به دو دسته سرد و گرم تقسیم می شوند:

۱. فناوری پلاسما سرد: برای آلودگی‌زدایی سطوح تجهیزات کاری، آلودگی‌زدایی مایعات و هوا، آلودگی‌زدایی و افزایش طول عمر مواد غذایی و حتی اصلاح عملکردی آنها

۲. فناوری پلاسمای گرم (پلاسمای حرارتی): جوشکاری پلاسما و امحای پسماند ویژه (مانند امحای پسماند و زباله خطرناک صنعتی و نیز امحای پسماند و زباله بیمارستانی)

تیمار پلاسما بر سلول های میکروبی عمدتاً به دلیل یون های پلاسما و فعل و انفعالات سلولی است. اثر پلاسما به شدت به حضور آب وابسته است، بیشترین اثر در ارگانیسم مرطوب در مقایسه با کمترین آن در ارگانیسم خشک مشاهده شد. کاربرد بالقوه پلاسما در غیرفعال سازی بر این واقعیت استوار است که گونه های فعال پلاسما به اسید دئوکسی ریبونوکلئیک (DNA) در کروموزوم ها آسیب می رسانند. مکانیسم پلاسما روی یک سلول از طریق تشکیل ROS مستقیماً در مجاورت یک مولکول DNA در داخل هسته سلول است. ROS های مورد علاقه در پردازش پلاسما رادیکال های هیدروکسیل، پراکسید هیدروژن و آنیون سوپراکسید هستند. شایان ذکر است که رادیکال هیدروکسیل از همه مهم تر است. این رادیکال های تشکیل شده در لایه هیدراتاسیون اطراف مولکول DNA مسئول ۹۰ درصد آسیب DNA هستند. سپس رادیکال‌های هیدروکسیل می‌توانند با مواد آلی مجاور واکنش نشان دهند که منجر به اکسیداسیون زنجیره‌ای و در نتیجه تخریب مولکول‌های DNA و همچنین غشای سلولی و سایر اجزای سلولی می‌شود. در طول استفاده از پلاسما، میکروارگانیسم‌ها در معرض بمباران شدید رادیکال‌ها قرار می‌گیرند که به احتمال زیاد باعث ایجاد ضایعات سطحی می‌شوند که سلول زنده نمی‌تواند با سرعت کافی آن را ترمیم کند (Dobrynin et al., 2009).



شکل ۱. مکانیسم غیرفعال‌سازی میکروبی، تفکیک مولکول آب به گونه های فعال

ایران رتبه اول تولید کننده و سطح زیر کشت پسته را در جهان دارد. اما در یافتن جایگاه مناسب در بازارهای جهانی با چالش‌هایی مواجه است. یکی از مهمترین چالش‌های ایران برای صادرات پسته آلودگی این کالا به سموم آفلاتوکسین می‌باشد به دلیل خطرات بالای ناشی از آلودگی آفلاتوکسین‌ها برای

سلامت قوانین و محدودیت‌های شدیدی توسط اتحادیه اروپا و سایر کشورها برای کنترل آلودگی در مراحل تولید، فرآیند، پخش محصول و مراحل صادرات و واردات برای اطمینان از استاندارد بودن سطح سموم آفلاتوکسین وضع شده است. تقریبا تمامی کشورهای مهم تولید کننده پسته با مشکل آلودگی سموم آفلاتوکسین مواجه شده‌اند. صادرات پسته ایران نیز به دلیل آلودگی به سموم آفلاتوکسین توسط قوانین سخت وضع شده توسط اتحادیه اروپا با محدودیت مواجه شده است. آلودگی پسته به آفلاتوکسین‌ها به دلیل خطرات سلامتی برای انسان و حیوان، ارزش و شانس صادرات این کالا را به شدت کاهش داده و در برخی موارد باعث مرجوع شدن کالا و یا فروش به قیمت پایین‌تر شده است (محمدی مقدم و همکاران، ۲۰۲۰ و فانی و همکاران، ۲۰۱۴). مطابق با استاندارد ملی ایران سطح قابل قبول آفلاتوکسین B_1 و آفلاتوکسین کل (B_1، B_2، G_1 و G_2) در پسته به ترتیب ۸ و ۱۰ میکروگرم بر کیلوگرم است (استاندارد ملی ایران، ۱۳۹۹). کاهش صادرات پسته به اروپا در چند دهه اخیر منجر به کاهش درآمد کشور از صادرات پسته و همچنین آسیب به زندگی افراد مرتبط با این کالای ارزشمند به ویژه باغداران بوده است. کاربرد بسیاری از روش‌های فیزیکی و شیمیایی جهت آلودگی زدایی میکروبی و سم زدایی محصولات کشاورزی به دلیل مشکلات ایمنی، از بین رفتن مواد مغذی، اثر بخشی محدود و هزینه‌های پیش رو دارای محدودیت استفاده هستند و به همین دلیل روش‌های جایگزین جهت آلودگی زدایی محصولات کشاورزی توسعه پیدا کردند. تکنولوژی پلاسمای سرد یکی از روش‌های جایگزین می‌باشد که پتانسیل بالایی برای آلودگی زدایی میکروبی و سموم قارچی دارد، دمای بالایی تولید نمی‌کند و آسیب کمتری به ترکیبات مغذی مواد غذایی می‌رساند (سن و همکاران، ۲۰۱۹). در این تحقیق، کارایی تیمار پلاسمای سرد از نوع تخلیه سد دی الکتریک فشار اتمسفری برای رفع آلودگی به کپک آسپرژیلوس و کاهش تجمع آفلاتوکسین B1 در نموته‌های آلوده پودر پسته (رقم صادراتی اکبری) به منظور حصول اطمینان از اثر بخشی این دستگاه بر مورد بررسی قرار گرفت.

مواد و روش ها

قبل از انجام آزمون‌ها ابتدا مغز پسته‌ها از پوست جدا و به وسیله آسیاب آزمایشگاهی پودر شده و الک شدند تا یکنواخت گردند. نمونه‌های پودر شده پسته در پتری دیش‌های استریل بسته بندی شدند و تا زمان انجام آزمون‌ها در شرایط خشک و دور از تابش آفتاب در دمای ۱ ± ۴ °C نگهداری شدند. سویه قارچ مولد سم آسپرژیلوس فلاووس R5 بر روی محیط پوتیتو دکستروز آگار[1] کشت و به مدت هفت روز در دمای ۲۸°C گرم خانه گذاری شد. یک درصد وزنی مغز پسته‌ها با سوسپانسیون اسپور قارچ خالص آسپرژیلوس فلاووس[2] به غلظت 10^4 (اسپور در میلی لیتر) آلوده شد و با سایر نمونه‌های مغز پسته آسیاب شد. سپس سوسپانسیونی از ۰/۵ گرم پودر پسته آلوده در ۵ میلی لیتر سرم فیزیولوژی حاوی ۰/۵٪ توین۸۰ تهیه شد و تعداد اسپورهای موجود در پودر پسته به کمک لام هموسایتومتر شمارش شدند. جمعیت اسپورها در پودر پسته آلوده 10^5 × (۱/۱۸ ± ۶/۱۸) اسپور در گرم پودر پسته بود. در نهایت پودرهای پسته آلوده درون پتری دیش استریل قرار داده شدند و تا انجام آزمون‌ها در دمای ۱°C ± ۴ قرار نگهداری شدند. (سن و همکاران، a۲۰۱۹).

[1]- Potato Dextrose Agar (PDA)
[2] *Aspergillus flavus*

نمونه‌های پودر پسته به سم آفلاتوکسین B1 رقیق شده در استونیتریل آلوده شدند به طوری که غلظت نهایی سم در نمونه‌ها ppm ۴۰۰ بود. پودر پسته‌های آلوده در معرض زمان‌های مختلف تیمار پلاسما (۰، ۱۵، ۳۰، ۶۰، ۹۰، ۱۲۰، ۱۵۰ و ۱۸۰ ثانیه) قرار گرفتند و سپس باقی مانده سم در نمونه‌ها به کمک استونیتریل شسته و جمع‌آوری شد (سن و همکاران، b۲۰۱۹).

به منظور استخراج آفلاتوکسین برای آنالیز کروماتوگرافی ۱ گرم از نمونه‌های پودر پسته با متانل ۸۰٪ مخلوط و در دور ۱۵۰ به مدت ۲۴ ساعت هم زده شد. مخلوط حاصل در دور 1000 × g به مدت ۵ دقیقه سانتریفیوژ شده و سوپرناتانت برای خالص سازی از ستون ایمونوافینیتی ASPEC 401 عبور داده شد. برای حذف ناخالصی‌ها ستون ایمونوافینیتی به وسیله ۱۰ میلی لیتر از محلول بافر فسفات (PBS) شسته شد، سپس با نمونه پر شد و دوباره به وسیله ۱۰ میلی لیتر آب شسته شد و در نهایت آفلاتوکسین B1 اتصال یافته به ستون با ۱/۵ میلی لیتر استونیتریل شسته شد. ۰/۵ میلی لیتر از عصاره شسته شده در یک ویال شیشه‌ای جمع آوری شد و پیش از آنالیز کروماتوگرافی با ۲ میلی لیتر آب رقیق شد. ۴۰۰ میلی لیتر عصاره رقیق شده در دستگاه کروماتوگرافی مجهز به یک ستون Spherisorb Excel ODS1 فاز معکوس C18 (ابعاد ۴/۶ × ۲۵۰ میلی متر و قطر ذرات ۵ میکرومتر)، یک گارد ستون (۴/۶ × ۲۵ میلی متر قطر داخلی) و یک شناساگر فلئورسنس Perkin Elmer LC420 با طول موج برانگیختگی ۳۶۴ نانومتر و نشر ۴۴۰ نانومتر تزریق شد. فاز متحرک شامل آب: متانل: استونیتریل (۳۰:۱۴:۵۶ حجمی/حجمی/حجمی) با نرخ جریان ۰/۸۶ میلی لیتر بر دقیقه بود. اشتقاق در پیش ستون با حجم مرده صفر در قطعه T شکل و لوله واکنش پلی تترا فلوئورو اتیلن با قطر داخلی 30 cm × 3/0 mm صورت گرفت. شناساگر پیریدینیوم هیدروبرومید پربرومید (PBPB) در ۰/۳ میلی لیتر بر دقیقه اضافه شد. زمان بازداری آفلاتوکسین B1 حدود ۱۳ دقیقه بود (باساران و همکاران، ۲۰۰۸).

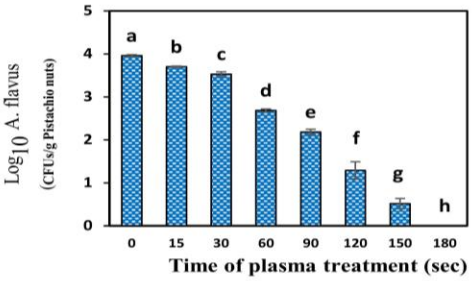
دستگاه پلاسمای سرد تخلیه سد دی الکتریک فشار اتمسفری جهت تیمار نمونه‌های آلوده پودر پسته به کار برده شد. این دستگاه متشکل از دو الکترود فلزی با فاصله ۵ میلی متر از یکدیگر است. قطر الکترود بالایی ۵ میلی متر و از جنس استیل ضد زنگ ۳۱۶ می‌باشد که به وسیله یک عایق از جنس شیشه پیرکس به ضخامت ۳ میلی متر و قطر ۸۰ میلی متر پوشیده شده است. تیمار پلاسما در شرایط هوای محیط به عنوان گاز ورودی در زمان‌های ۱۵، ۳۰، ۶۰، ۹۰، ۱۲۰، ۱۵۰ و ۱۸۰ ثانیه به عنوان متغیر مستقل انجام شد. توان به کار رفته شده ۱۳۰ وات، در فرکانس ۲۰ کیلوهرتز و ولتاژ ۱۵ کیلو ولت بود. حدود ۴ گرم از نمونه‌های پسته آلوده به اسپورهای فعال *آسپرژیلوس فلاووس* توزین شد و با ضخامت ۳ میلی متر در فاصله ۳ میلی متری از الکترود تحت تیمار پلاسما قرار گرفتند. کلیه تیمارها در ۳ تکرار انجام شدند. این پژوهش به صورت آزمایش فاکتوریل در قالب طرح کاملا تصادفی انجام شد. مقایسه میانگین‌ها به روش دانکن در سطح اطمینان ۹۵٪ ($p < ۰/۰۵$) صورت گرفت و آنالیز داده‌ها با استفاده از نرم افزار آنالیز آماری SPSS Software v 23.0 (SPSS Science, Chicago, IL, USA) انجام شد. تمامی آزمون‌ها در ۳ تکرار انجام شدند.

نتایج و بحث

تاثیر پلاسمای سرد بر کاهش جمعیت اسپور قارچ *آسپرژیلوس فلاووس* را به عنوان تابعی از زمان در نمونه‌های پودر پسته آلوده شده نشان می‌دهد. جمعیت اسپورهای زنده در پسته‌های تیمار شده با تیمار پلاسما در کلیه زمان‌های مورد آزمون دارای اختلاف معنی دار آماری ($P < ۰/۰۵$) بودند. نتایج نشان داد که با افزایش زمان تیمار پلاسما میزان جمعیت اسپورهای زنده کاهش می‌یابد. این میزان کاهش در زمان‌های ابتدایی

تیمار (۳۰ ثانیه اول) بصورت جزئی بود (بطور معنی دار). با افزایش زمان تیمار پلاسما در زمان ۶۰ ثانیه یک سیکل لگاریتمی کاهش در جمعیت اسپورها مشاهده شد و بواسطه افزایش زمان تا ۱۸۰ ثانیه میزان جمعیت اسپورها ۴ سیکل لگاریتمی کاهش پیدا کرد.

در مطالعه‌ای مشابه، صحبت زاده و همکاران (۲۰۱۶)، در بررسی اثر پلاسمای سرد بر کاهش جمعیت اسپورهای *آسپرژیلوس فلاووس* از نمونه پسته به نتایج مشابهی دست یافتند، افزایش زمان تیمار پلاسما (۸ تا ۱۸ دقیقه) میزان کاهش جمعیت اسپورها را افزایش داد، به طوری که پس از ۱۸ دقیقه تیمار پلاسما جمعیت اسپورها به میزان ۴ سیکل لگاریتمی کاهش پیدا کرد. قوراشی و همکاران (۲۰۲۰)، در مطالعه‌ای مشاهده کردند که افزایش زمان تابش‌دهی در کاهش جمعیت اسپورهای *آسپرژیلوس فلاووس* در نمونه‌های پسته مؤثر است. بنابراین می‌توان گفت بین کاهش جمعیت میکروبی و افزایش زمان تابش دهی ارتباط وجود دارد. دوی و همکاران (۲۰۱۷)، مشاهده کردند که تیمار پلاسمای نمونه‌های بادام زمینی (توان ۶۰ وات و زمان صفر تا ۳۰ دقیقه) منجر به کاهش جمعیت اسپورهای *آسپرژیلوس فلاووس* در نمونه‌ها شد، به طوری که تیمار پلاسما تا زمان ۱۵ دقیقه بیشترین میزان کاهش را در جمعیت اسپورها نشان داد.



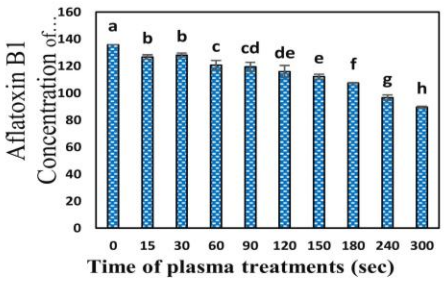
شکل ۲: تاثیر پلاسمای سرد بر کاهش جمعیت قارچ *آسپرژیلوس فلاووس* در پودر پسته

اثر پلاسمای سرد بر کاهش آفلاتوکسین B_1

شکل ۳، اثر پلاسمای سرد را بر غلظت سم آفلاتوکسین B_1 در نمونه‌های پسته نشان می‌دهد. مطابق با نتایج تیمار پلاسما غلظت آفلاتوکسین B_1 را در نمونه‌های پودر پسته به شکل معنی داری کاهش داد. غلظت آفلاتوکسین B_1 تا زمان ۱۲۰ ثانیه به طور قابل توجهی کاهش یافت به طوری که حداکثر کاهش سم در نمونه‌های پسته آلوده به ترتیب در زمان‌های ۶۰، ۱۲۰ و ۱۸۰ ثانیه به میزان ۳۲/۳۱٪، ۴۴/۷۷٪ و ۵۲/۴۲٪ صورت گرفت. تیمار پلاسما قادر به تخریب آفلاتوکسین از طریق اُزُنولیز[3] این سم می‌باشد که از طریق باز شدن حلقه فوران در واکنش اُزُن با باند دوگانه C8=C9 صورت می‌گیرد. همچنین تغییر ساختار حلقه لاکتون (حذف باند دوگانه C_8=C_9) از طریق باز شدن حلقه (حذف باند دوگانه C8=C9) و جلوگیری از تشکیل آفلاتوکسین B_1-اگزو-۸ و ۹-اپوکساید با تغییر در حلقه لاکتون و تخریب کامل یا جزئی سم سبب تشکیل ترکیبات غیر سمی یا با سمیت کمتری می‌شود (سیسیلیانو و همکاران، ۲۰۱۶). در این مطالعه نوع و میزان ترکیبات غیر سمی حاصل از آفلاتوکسین B_1 در طول تیمار پلاسما مورد بررسی قرار

[3]- Ozonolysis

نگرفت. باساران و همکاران (۲۰۱۸)، در اثر پلاسمای سرد را بر کاهش آفلاتوکسین در سه نوع آجیل (فندق، پسته و بادام زمینی) مشاهده کردند که میزان سم آفلاتوکسین B_1 در نمونه‌های فندق پس از تیمار پلاسما (پلاسمای هوا و زمان ۲۰ دقیقه) به میزان ۸۸٪/۹۵ کاهش پیدا کرد. سن و همکاران (b۲۰۱۹)، در پژوهشی اثر تیمار پلاسمای هوا و پلاسمای فشار پایین را بر آفلاتوکسین B_1 در نمونه‌های فندق آلوده بررسی کرده و مشاهده کردند که غلظت آفلاتوکسین B_1 به ترتیب به میزان ۷۲٪ و ۷۳٪ کاهش پیدا کرد. در پژوهشی مشابه کاهش آفلاتوکسین B_1 در نمونه‌های آلوده‌ی فندق به میزان ۸۳/۲٪ پس از تیمار پلاسمای سرد اتمسفری نیتروژن (توان ۴۰۰ وات و زمان ۴ دقیقه) گزارش شد (سیسیلیانو و همکاران، ۲۰۱۶). دوی و همکاران (۲۰۱۷)، گزارش کردند که سم آفلاتوکسین B_1 در نمونه‌های بادام زمینی پس از تیمار پلاسما (توان ۶۰ وات و زمان ۱۲ دقیقه و توان ۴۰ وات و ۱۵ دقیقه) به میزان ۶۵٪ و ۹۵٪ کاهش پیدا کرد.



شکل ۳ اثر پلاسمای سرد بر کاهش غلظت سم آفلاتوکسین B_1 در پودر پسته

نتیجه‌گیری

با توجه به مطالعات انجام شده می توان گفت که پلاسمای سرد یک فناوری کارا و موثر در کاهش آلودگی میکروبی در محصولات کشاورزی است و به عنوان یکی ازتکنیک های نگهدارنده معمولی به عنوان برخی از اثرات مضر بر کیفیت تغذیه است. استریلیزاسیون پلاسما کارایی، حفظ و نگهداری بالایی را فراهم می کند و باعث ایجاد سمیت در محیط نمی شود. مهمترین چیز انتخاب گازهای خاصی است که از قبل دارای خواص میکروب کشی هستند تا کارایی استریلیزاسیون پلاسما افزایش یابد. تکنیک‌های پلاسمای سرد، درمان‌های نگهداری هستند که در دمای محیط مؤثر هستند، بنابراین حداقل تأثیرات حرارتی بر پارامترهای کیفیت غذایی و حسی مواد غذایی بدون باقی مانده های شیمیایی دارند. با انجام یان مطالعات و توسعه ارزیابی در ابعاد تجاری در آینده پردازش پلاسما تبدیل به پردازش رایج در صنایع تبدیلی محصولات کشاورزی شود

سپاسگزاری

نویسندگان از آقای دکتر حجتی و همکاران شرکت توسعه کاربرد پرتوها - سازمان انرژی اتمی که ما را در انجام این پژوهش یاری کرده‌اند، سپاسگزاری می نمایند.

مرجع ها

۱. استاندارد شماره ۵۹۲۵ . خوراک انسان-دام- بیشینه رواداری مایکوتوکسین‌ها. ۱۳۹۹. مؤسسه استاندارد و تحقیقات صنعتی ایران.

2. Dasan, B. G., Boyaci, I. H., & Mutlu, M. (2017). Nonthermal plasma treatment of Aspergillus spp. spores on hazelnuts in an atmospheric pressure fluidized bed plasma system: Impact of process parameters and surveillance of the residual viability of spores. Journal of Food Engineering, 196, 139-149.
3. Dobrynin, D., Fridman, G., Friedman, G., & Fridman, A. (2009). Physical and biological mechanisms of direct plasma interaction with living tissue. New Journal of Physics, 11(11), 115020.

4. Sen, Y., Onal-Ulusoy, B., & Mutlu, M. (2019). Aspergillus decontamination in hazelnuts: Evaluation of atmospheric and low-pressure plasma technology. Innovative Food Science & Emerging Technologies, 54, 235-242.
5. Mošovská, S., Medvecká, V., Gregová, M., Tomeková, J., Valík, Ľ., Mikulajová, A., & Zahoranová, A. (2019). Plasma inactivation of Aspergillus flavus on hazelnut surface in a diffuse barrier discharge using different working gases. Food Control, 104, 256-261.
6. Sen, Y., Onal-Ulusoy, B., & Mutlu, M. (2019). Detoxification of hazelnuts by different cold plasmas and gamma irradiation treatments. Innovative Food Science & Emerging Technologies, 54, 252-259.
7. Dasan, B. G., Mutlu, M., & Boyaci, I. H. (2016). Decontamination of Aspergillus flavus and Aspergillus parasiticus spores on hazelnuts via atmospheric pressure fluidized bed plasma reactor. International Journal of Food Microbiology, 216, 50-59.
8. Devi, Y., Thirumdas, R., Sarangapani, C., Deshmukh, R. R., & Annapure, U. S. (2017). Influence of cold plasma on fungal growth and aflatoxins production on groundnuts. Food Control, 77, 187-191.
9. Iqdiam, B. M., Abuagela, M. O., Boz, Z., Marshall, S. M., Goodrich-Schneider, R., Sims, C. A., ... & Welt, B. A. (2020). Effects of atmospheric pressure plasma jet treatment on aflatoxin level, physiochemical quality, and sensory attributes of peanuts. Journal of Food Processing and Preservation, 44(1), e14305.
10. Sen, Y., Onal-Ulusoy, B., and Mutlu, M. 2019a. Aspergillus decontamination in hazelnuts: Evaluation of atmospheric and low-pressure plasma technology. Innovative Food Science & Emerging Technologies. 54: 235-242.
11. Sen, Y., Onal-Ulusoy, B., and Mutlu, M. 2019b. Detoxification of hazelnuts by different cold plasmas and gamma irradiation treatments. Innovative Food Science & Emerging Technologies. 54: 252-259.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-17

پلاسمای الکترود هیدروژل طیف سنجی نشر نوری در آنالیز عناصر

شهرزادشهرستانی[۱] ، نادر شکوفی[۲*]

[۱و۲*]آزمایشگاه دستگاهوری و طیف سنجی تجزیه ای، پژوهشگاه شیمی و مهندسی شیمی ایران، تهران، ایران

*n.shokoufi@ccerci.ac.ir

چکیده

این پژوهش، استفاده از پلاسمای سرد در بستر هیدروژل را به عنوان روشی نوین برای آنالیز عناصر معدنی در نمونه‌های مختلف بررسی کرد .این هیدروژل که یک پلیمر فوق جاذب است، محلول‌های اسیدی را جذب کرده و به یک محیط نیمه‌رسانا تبدیل می‌شود که امکان تشکیل پلاسما را بدون نیاز به گاز یا ولتاژ بالا فراهم می‌کند.منحنی‌های کالیبراسیون برای عناصرکلسیم،سدیم ،پتاسیم ،منیزیوم در غلظت‌های مختلف (۲۵۰-۵۰۰-۱۰۰۰) میلی‌گرم در لیتر رسم شد و نتایج با طیف های استاندارد حاصل ازپایگاه داده ای NIST مقایسه شد .نتایج، تکرارپذیری خوب در اندازه‌گیری‌ها را نشان داد .سادگی، هزینه کم، قابلیت حمل و عملکرد بدون نیاز به حامل ومصرف کم نمونه از ویژگی‌های قابل توجه این روش است

کلیدواژه : پلاسمای الکترود هیدروژل، طیف سنجی نشرنوری،تحلیل عناصر

Hydrogel electrode plasma -optical emission spectroscopy in elemental analysis

Shahrzad shahrestani [1] , Nader Shokoufi [2*]

Analytical Instrumentation and Spectroscopy Laboratory,
Chemistry & Chemical Engineering Research Center of Iran, Tehran, Iran.
* n.shokoufi@ccerci.ac.ir

Abstract

this research investigated the use of cold plasma in a hydrogel bed as a novel method for the analysis of mineral elements in various samples. This hydrogel, which is a superabsorbent polymer, absorbs acidic solutions and becomes a semiconducting medium that allows the formation of plasma without the need for gas or high voltage. Calibration curves for the elements calcium, sodium, potassium, and magnesium at different concentrations (250-500-1000) mg/L were drawn and the results were compared with standard spectra obtained from the NIST database. The results showed good repeatability in the measurements. Simplicity, low cost, portability, and carrier-free operation and low sample consumption are notable features of this method.

Keywords: Hydrogel electrode plasma, optical emission spectroscopy, elemental analysis

مقدمه

پلاسما به عنوان حالت چهارم ماده،زمانی شکل می گیردکه یک گاز به دلیل یونیزاسیون به ترکیبی از مولکولها ،اتمهای برانگیخته ،یونهای مثبت و همچنین گونه های منفی (یون و الکترون) و فوتون فرابنفش تبدیل شود.برای تحلیل رفتار و خواص پلاسمای تشکیل شده ،طیف سنج نشر نوری (OES)[1] به عنوان یکی از مهمترین ابزارهای تشخیصی شناخته می شوند

پلاسما به عنوان حالت چهارم ماده ،را می‌توان با توجه به دما به دو دسته طبقه بندی کرد (۱).

الف) پلاسمای دمای بالا (پلاسمای تعادلی) : پلاسمای با دمای بالا یک پلاسمای قوی یا کاملاً یونیزه شده است، دمای الکترون‌ها و یون‌ها یکسان است، بنابراین آن‌ها در تعادل حرارتی با یکدیگر هستند.ب) پلاسمای دمای پایین (پلاسمای غیر تعادلی) : این پلاسما به پلاسما حرارتی و پلاسما غیر حرارتی تقسیم می‌شود. پلاسمای حرارتی از یون‌های منفی و ذرات باردار سنگین تشکیل شده است که با یکدیگر در تعادل گرمایی هستند، یعنی هر دو در یک دما هستند.در پلاسمای غیرحرارتی دمای الکترون ها بسیار بالاتر از دمای ذرات سنگین است. بنابراین دمای گاز یونیزه شده دمای محیط را به طور معمول در پلاسمای غیر حرارتی نگه می‌دارد، درنتیجه دمای گاز پلاسمای غیرحرارتی پایین است و آن را برای کاربردهای بیولوژیکی مناسب می‌کند(۱).هیدروژلها ترکیبات پلیمری با ساختار سه بعدی هستند که قابلیت جذب بالای آب و یون ها را دارندو دارای ماکرو مولکولهای آب دوست و پیوند های متقاطع فیزیک و شیمیایی هستند که آب ، محلولهای آبی یا سیالات فیزیکو شیمیایی را جذب کرده و در ساختار خودشان محبوس می کنند اما به علت ساختارشان غیر محلول باقی می مانند(۲).

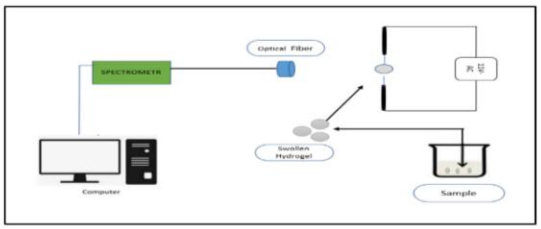
این ژلهای هوشمند حساس به محرکهای مختلف در صورت بروز کوچکترین تغییرات در محیط خارجی به علت وجود گروه عاملی آب دوست ،از خود رفتار تورمی، تغییر غلظت در اثر ایجاد فشار اسمزی و نفوذآب به داخل ساختار خود را نشان می دهند. دما،pH، میدان الکتریکی ،قدرت یونی، نوراز جمله عوامل خارجی هستند که بر روی رفتار هیدروژلها اثر می گذارند. در این تحقیق، از هیدروژل به عنوان میزبان برای عناصر و بستر پلاسما استفاده شده است .خاصیت نگهداری آب در ساختار ژل سبب تسهیل یونیزاسیون و اتمیزاسیون شده و در عین حال مانع از افزایش دمای کلی سیستم میگردد.این ویژگی به خصوص در تحلیل نمونه های زیستی و حساس به حرارت حائز اهمیت است(۳).

مواد و روش ها

برای ایجاد پلاسمای الکترود هیدروژل ، از بستر هیدروژل پلیمری استفاده شده است . این هیدروژلها در معرض محلولهای آنالیتهای متفاوت باغلظتهای ۲۵۰ و۵۰۰ و ۱۰۰۰ میلی گرم برلیتر قرار گرفته اند و پس از جذب محلول استاندارد توسط هیدروژل ، بااستفاده از منبع ۲۰۰-۱۰۰کیلو ولت پلاسمای الکترود هیدروژل ایجاد شده است. پس از آن، اقدام به ثبت طیفهای نوری شده که برای هر عنصر پیکهایی با میزان شدت نشرهای متفاوت در طول موجهای شاخص مشاهده شده است که بیانگر غلظت عناصر فلزی در هیدروژلها ست و حاکی از آن هستند که با افزایش غلظت محلول های استاندارد فلزات ، شدت سیگنالهای نوری نیز به طور قابل توجهی افزایش یافته است . نتایج اولیه در خصوص غلظت های مشخص شده عناصر Na^2 ، K^3 ، Ca^4 ، Mg^5 به طور بالقوه می تواند امکان سنجی و اثربخشی این روش را درتجزیه و تحلیل عنصری نشان دهد. این یافته های اولیه ممکن است به عنوان پایداری برای تحقیق و توسعه بیشتر در زمینه شیمی تجزیه به ویژه در زمینه تجزیه و تحلیل نمونه با مقدار اندک عمل کند به طور کلی این پروژه نوید بخش کمک به جامعه علمی با معرفی یک رویکرد جدید برای تشخیص و تجزیه و تحلیل عناصر است ،در نتیجه نیاز حیاتی به تکنیکهای اندازه گیری دقیق و کار امد در شیمی تحلیل را

[1] Optical Emission Spectroscopy_
[2] Sodium_
[3] Potassium_
[4] Calcium_
[5] Magnesium_

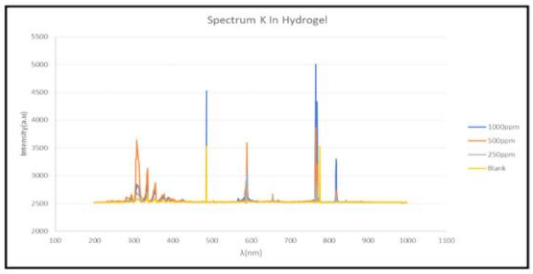
برطرف می کند .و عملکرد امیدوار کننده ای را در مقایسه با روشهای گذشته،با کاهش قابل توجه از مصرف انرژی نشان می دهد.



شکل۱ :اجزای اساسی و چیدمانHEP-OES

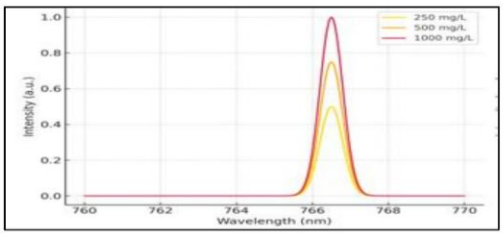
بحث و تحلیل داده ها

همان طور که در شکل ۲ نمایان است پیکهای متفاوت در طول موجهای متفاوت نشانگر حضور عناصر متفاوت می باشد که به ترتیب در ناحیه طیفی۲۰۰-۳۵۰ نانومترمربوط به گونه های مولکولی یا یونهای فلزی (نوارهای نشری نیترژن اکساید درپلاسما وفلزات سبک) است،.پیکهای موجود در ناحیه ۳۰۰-۳۱۰ نانومترمربوط به نوار نشری رادیکال هیدروکسیل (OH) که نشان دهنده حضورآب است .طول موجهای ۵۸۹و۳۹۳ نانومتر احتمال وجود کلسیم یونیزه شده و عنصر سدیم است که به دلیل وجود آب در این ترکیب می باشد.دو طول موج ۷۶۶.۴۹۱ و۷۶۹.۸۹۸ نانومترخطوط بسیار قوی از اصلی ترین خطوطیفی پتاسیم هستند.



شکل۲ : طیف بدست امده از غلظتهای ۲۵۰،۵۰۰،۱۰۰۰ میلی گرم در لیترپتاسیم در اسید نیتریک ۰,۱ نرمال

شکل ۳ پروفایل نشر پتاسیم در طول موج ۷۶۶.۴۹۱ نانومتر برای سه غلظت۲۵۰-۵۰۰-۱۰۰۰ میلی گرم بر لیتررا نشان می دهد .با افزایش غلظت ،شدت نشر به صورت خطی افزایش یافته و شکل کلی پروفایل تغییر چندانی نمی کند.شکل پروفایلها گوسی هستندوپیکها دقیقا در طول موج ۷۶۶.۴۹۱ نانومتر بر هم متمرکز هستندکه با طیف های استاندارد حاصل ازموسسه ی ملی استانداردها و تکنولوژی NIST6 مطابقت دارد.

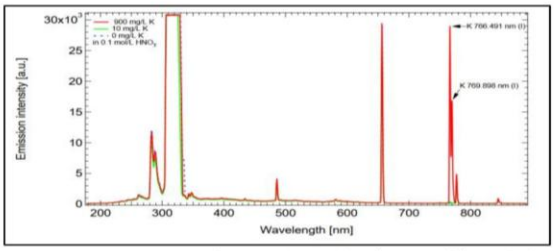


شکل۳: طیف نشری عنصر پتاسیم در بیتر هیدروژل در طول موج ۷۶۶.۴۹۱ نانومتر

با مقایسه طیف های حاصل از پلاسمای الکترود هیدروژل با طیف های حاصل از پلاسمای الکترود مایع درپایگاه داده ای NIST

National Institute of Standards and Technology_

مشخص شد که در طیف نشر پلاسما بدست آمده از روش مرجع پلاسمای الکترود مایع نیز دو پیک قوی در طول موج های ۷۶۶.۷۹۱ و۷۶۹.۸۹۸ نانومتر حضوردارند که این دو خط متعلق به گذارهای مجاز اتم پتاسیم خنثی بوده که از ترازهای $4P^2P$ به $4S^2S$ صورت گرفته که ضرایب انتشار گذارها $A_{Ki} \approx$ به ترتیب در طول موجهای ۷۶۶.۷۹۱و۷۶۹.۸۹۷ نانومتر برابر است با$۰.۳۷۹x۱۰^۸$و $۰.۳۷۴x۱۰^۸ S^{-1}$ گزارش شده اند،که انطباق دقیقی با خطوط مشاهده شده دارند و تاییدی به حضور پتاسیم در نمونه می باشد.



شکل ٤: طیف پتاسیم ثبت شده در پلاسمای الکترود مایع (۷۰۰-۱۰۰۰ ولت)در پایگاه داده ای NIST

شکل۵ : تصویر واقعی پلاسمای ایجاد شده در هیدروژل تحت شرایط آزمایش

شکل ۵ نمایانگر پلاسمای هیدروژل با ساختار متخلخل که ویژگی مکانیکی مطلوب وزیست سازگاری بالایی را برای کاربردهای پزشکی،زیستی ،...فراهم می کند .

نتیجه‌گیری

پلاسمای الکترود هیدروژل به عنوان سامانه نوین در آنالیز عنصری موفق شده است با استفاده از بستر هیدروژل محدودیتهای روشهای سنتی را مرتفع سازد و باعث پایداری پلاسما و کاهش تخریب الکترودها شده و امکان تحریک انتخابی اتم‌ها در شرایط غیرحرارتی را فراهم کرده است.داده های تجربی نشان دهنده خطی بودن پاسخ سیگنال نسبت به غلظت،برای عناصر اصلی زیستی مانند پتاسیم ،سدیم ،کلسیم و منیزیوم هستند .هم چنین توانایی این سیستم در استفاده بدون گاز کمکی ،پرتابل بودن ،مصرف انرژی پایین و قابلیت کاربرد در محیط های فاقد زیر ساخت آزمایشگاهی ،آنرا به گزینه ای مطلوب برای تحلیل های میدانی ،پزشکی ،و صنعتی تبدیل می کند .ادغام این فناوذی با سامانه های میکرو سیالی ،نانو کامپوزیتی و حتی هوش مصنوعی در نسلهای بعدی چشم انداز روشنی را برای توسعه ابزار های تحلیل کم هزینه و در عین حال دقیق فراهم می آورد.بنابراین روش ارائه شده ،الگویی عملی برای تحقیق شیمی تجزیه،پایدار قابل حمل و هوشمند در اینده است. این تحقیق به عنوان یک کاربرد نوآورانه از برهمکنش پلاسما-هیدروژل در شیمی تجزیه می باشد.

مرجع ها

1. Sakudo A, Yagyu Y, Onodera T. Disinfection and sterilization using plasma technology: fundamentals and future perspectives for biological applications. International journal of molecular sciences. 2019;20(20):5216.
2. Sun R, Gao S, Zhang K, Cheng W-T, Hu G. Recent advances in alginate-based composite gel spheres for removal of heavy metals. International Journal of Biological Macromolecules. 2024;268:131853.
3. Shao C, Meng L, Cui C, Yang J. An integrated self-healable and robust conductive hydrogel for dynamically self-adhesive and highly conformable electronic skin. Journal of Materials Chemistry C. 2019;7(48):15208-18.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P5-06

تأثیر نوع زیرلایه بر ویژگی‌های مورفولوژیکی و ساختاری لایه‌های نازک تیتانیوم لایه‌نشانی‌شده به روش اسپاترینگ DC پالسی

رقیه بیگ محمدلو[۱]؛ اسلام قره شعبانی[۲]

۱ دانشکده علوم پایه گروه فیزیک، دانشگاه صنعتی تبریز

۲ دانشکده علوم پایه گروه فیزیک، دانشگاه صنعتی تبریز

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول Shabani@sut.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، ویژگی‌های مورفولوژیکی و ساختاری لایه‌های نازک تیتانیوم که به روش اسپاترینگ DC پالسی بر روی زیرلایه‌های مختلف از جمله کوارتز و استیل لایه‌نشانی شده‌اند، مورد بررسی قرار گرفت. مورفولوژی سطح با استفاده از آنالیزهای SEM و AFM و ساختار بلوری و ترکیب شیمیایی با آنالیز XRD تحلیل شد. نتایج نشان می‌دهد نوع زیرلایه تأثیر قابل‌توجهی بر یکنواختی و اندازه دانه‌های لایه‌ها دارد، به‌طوری‌که زیرلایه کوارتز لایه‌هایی همگن‌تر و دانه‌های ریزتری ایجاد می‌کند. همچنین، پارامترهای لایه‌نشانی مانند توان پالسی و زمان انباشت در کیفیت لایه‌ها نقش مهمی ایفا می‌کنند.

کلید واژه: اسپاترینگ DC پالسی، آنالیز پراش پرتو ایکس، مورفولوژی نانوساختارها

Effect of Substrate Type on the Morphological and Structural Properties of Titanium Thin Films Deposited by Pulsed DC Sputtering

Roghieh Beigmohammadlou[1]; Eslam ghareshabani[2]

1 Faculty of Basic Sciences, Department of Physics, Tabriz University of Technology

2 Faculty of Basic Sciences, Department of Physics, Tabriz University of Technology

*corresponding e-mail: Shabani@sut.ac.ir

Abstract

This study investigated the morphological and structural characteristics of titanium thin films deposited on various substrates, including quartz and steel, using pulsed DC magnetron sputtering. Surface morphology was analyzed using SEM and AFM, while crystalline structure and chemical composition were examined through XRD. The results demonstrate that the substrate type significantly influences the uniformity and grain size of the deposited layers, with quartz substrates yielding more homogeneous films with finer grains. Additionally, deposition parameters such as pulse power and deposition time were found to play a crucial role in determining film quality.

Keywords: Pulsed DC Sputtering, X-ray Diffraction Analysis, Nanostructure Morphology

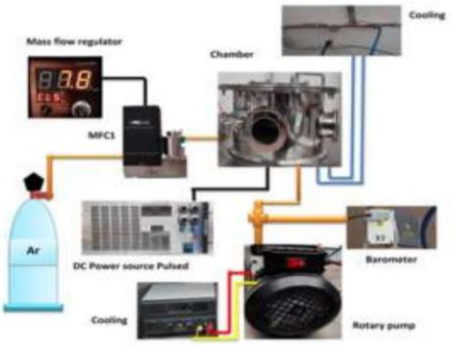
مقدمه

لایه‌های نازک تیتانیوم به دلیل ترکیب منحصر به فرد خواص مکانیکی، فیزیکی و شیمیایی، جایگاه ویژه‌ای در صنایع پیشرفته پیدا کرده‌اند. روش اسپاترینگ DC پالسی به عنوان یکی از کارآمدترین تکنیک‌های لایه‌نشانی، امکان تولید لایه‌هایی با کیفیت بالا و کنترل دقیق پارامترهای فرآیند را فراهم می‌سازد[۱]. مطالعات اخیر نشان داده‌اند که انتخاب زیرلایه مناسب تأثیر بسزایی در تعیین ویژگی‌های نهایی لایه دارد. در این میان، زیرلایه‌های کوارتز و فولاد زنگ‌نزن به دلیل تفاوت‌های اساسی در ساختار بلوری و خواص فیزیکی، رفتارهای متفاوتی در رشد لایه‌های تیتانیوم نشان می‌دهند[۲]. بررسی‌های

مورفولوژیکی حاکی از آن است که انرژی سطحی و ضریب انبساط حرارتی زیرلایه می‌تواند بر اندازه دانه‌ها و یکنواختی لایه تأثیر بگذارد. علاوه بر این، پارامترهای فرآیند لایه‌نشانی مانند توان پالسی و زمان رسوب‌دهی نیز نقش تعیین‌کننده‌ای در کیفیت نهایی لایه دارند[۳]. در این پژوهش، با استفاده از روش‌های آنالیز پیشرفته، تأثیر این عوامل بر ویژگی‌های لایه‌های تیتانیوم به طور سیستماتیک مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج این مطالعه می‌تواند راهگشای تولید لایه‌های نازک با خواص بهینه برای کاربردهای خاص باشد.

مواد وروش تحقیق

در این پژوهش، لایه‌نشانی نازک فلز تیتانیوم (Ti) بر روی زیرلایه‌های شیشه کوارتز و استیل با استفاده از دستگاه کندوپاش مغناطیسی مجهز به منبع تغذیه جریان مستقیم پالسی(Pulsed DC Magnetron Sputtering) انجام گرفت. این فرآیند در آزمایشگاه دانشگاه صنعتی سهند تبریز و در شرایط کنترل‌شده صورت پذیرفت. به‌منظور ایجاد سطحی هموار و آماده برای پوشش‌دهی یکنواخت، ابتدا سطح زیرلایه‌ها توسط ورقه‌های سیلیکون کاربید به‌صورت مرحله‌ای سنباده‌زنی شد. در هر مرحله با تغییر شماره سنباده، راستای سنباده‌زنی نیز به اندازه ۹۰ درجه نسبت به مرحله‌ی قبل تغییر یافت تا خراش‌های سطحی به‌طور مؤثر حذف شوند. سپس نمونه‌ها به مدت ۱۵ دقیقه در محلول‌های استون، الکل ایزوپروپیل و آب مقطر، به ترتیب، در حمام فراصوتی شسته شدند. فرایند لایه‌نشانی در فشار پایه ۰/۲۵ میلی‌بار انجام گرفت و پس از تزریق گاز آرگون با خلوص ۹۹/۹۹٪، فشار کاری بر روی مقدار ۰/۱۳۸ میلی‌بار تثبیت گردید. در این مرحله، تنها گاز آرگون به‌عنوان گاز کاری وارد محفظه شد. دبی گاز با استفاده از کنترل‌کننده جریان جرمی (MFC) برابر با ۷/۸ SCCM تنظیم شد. هدف تیتانیوم با قطر ۵/۰۸ سانتی‌متر به‌عنوان کاتد در مقابل زیرلایه قرار گرفت و فاصله بین آن‌ها ۵ سانتی‌متر در نظر گرفته شد. فرایند در مدت ۶۰ دقیقه و در دمای محیط، بدون اعمال گرمایش به زیرلایه‌ها، انجام شد. فرکانس پالس اعمالی ۱۲ کیلوهرتز بود و دامنه ولتاژ بالا و پایین به‌ترتیب برابر با ۵۰۰ ولت و ۶۰ ولت تنظیم گردید. در طول فرآیند، سیستم خنک‌کننده جهت جلوگیری از افزایش دمای تجهیزات به‌صورت مداوم فعال بود. پس از آماده‌سازی نمونه‌ها، آنالیزهای مختلف جهت بررسی خواص ساختاری و سطحی انجام گرفت. آنالیز پراش پرتو ایکس (XRD) برای تعیین ساختار و فازهای بلوری، میکروسکوپ الکترونی روبشی گسیل میدانی (FESEM) برای مشاهده سطح و اندازه دانه‌ها، میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM) جهت تحلیل ریزساختار سطح و زبری، و در نهایت استخراج هیستوگرام اندازه دانه‌ها از تصاویر میکروسکوپی برای تحلیل آماری انجام شد. در شکل ۱، شماتیکی از دستگاه مورد استفاده نمایش داده شده است. این شماتیک شامل اجزای کلیدی مانند محفظه خلأ، منبع تغذیه پالسی، کنترل‌کننده گاز، هدف تیتانیوم، زیرلایه و مسیر جریان گاز آرگون می‌باشد.



شکل۱ : شماتیک انجام پژوهش

یافته ها

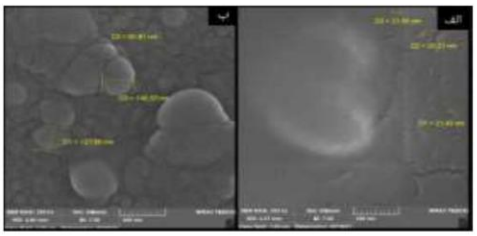
میکروسکوپ الکترونی روبشی FESEM

نتایج آنالیز FESEM نشان داد که انتخاب زیرلایه تأثیر چشمگیری بر مورفولوژی لایه‌های تیتانیوم دارد. در شکل ۲ زیرلایه شیشه کوارتز، ذراتی با اندازه‌ی یکنواخت در محدوده ۲۰ تا ۲۵ نانومتر تشکیل شدند که نشان‌دهنده‌ی

کنترل خوب رشد لایه است. این نمونه سطحی هموار با تراکم ذرات بالا ارائه کرد که آن را برای کاربردهای نوری و الکترونیکی ایده‌آل می‌سازد.

زیرلایه استیل منجر به تشکیل ذرات درشت با اندازه‌های ۶۰ تا ۱۴۰ نانومتر شد. وجود ذرات بزرگ و ناهمگن در این نمونه به دلیل پدیده ادغام ذرات (coalescence) و تشکیل فاز FeTi در مرز دانه‌ها بود. با این حال، این نمونه چسبندگی عالی‌ای از خود نشان داد که آن را برای کاربردهای مکانیکی سنگین مناسب می‌سازد. از نظر یکنواختی، نمونه کوارتز با ضریب تغییرات ٪۴ بهترین عملکرد را داشت، در حالی که این مقدار برای استیل ٪۵۶ بود. این تفاوت‌ها به وضوح اهمیت انتخاب زیرلایه مناسب برای دستیابی به خواص مطلوب را نشان می‌دهد.

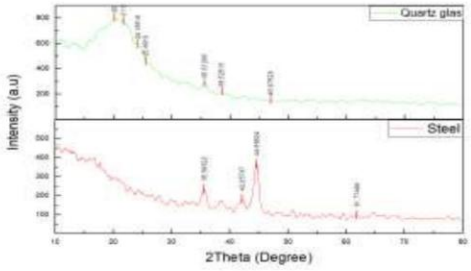
برای بهبود نتایج، پیشنهاد می‌شود پارامترهای فرآیند از جمله فرکانس پالس در محدوده ۵ تا ۲۰ کیلوهرتز بهینه‌سازی شود. همچنین استفاده از لایه‌های بافر مانند TiN می‌تواند به کاهش اندازه ذرات در زیرلایه‌های فلزی کمک کند. این مطالعه به خوبی نشان می‌دهد که چگونه می‌توان با انتخاب آگاهانه زیرلایه و کنترل پارامترهای رسوب‌دهی، خواص لایه‌های نازک را برای کاربردهای خاص تنظیم کرد. نتایج حاصل می‌تواند راهنمای ارزشمندی برای پژوهش‌های آینده در زمینه مهندسی سطح باشد.



شکل ۲ : تصاویر FESEM از فیلم های Ti لایه نشانی شده در مدت زمان ۶۰ دقیق الف) شیشه کوارتز ب) استیل

طیف نگاری اشعه ایکس XRD

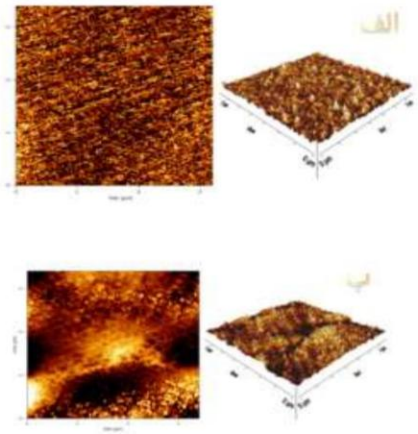
نتایج آنالیز XRD دو زیرلایه نشان می‌دهد که هر کدام ویژگی‌های متمایزی دارند. در شکل ۳، الگوی پراش اشعه ایکس نمونه کوارتز پیک اصلی واضحی در زاویه ۲۵/۴۹درجه نشان می دهد که مربوط به صفحه (۱۰۱) فاز آناتاز TiO_2 است. این پیک با شدت بالا و عرض باریک(درجه FWHM≈۰/۲)حاکی از بلورینگی عالی و جهت گیری ترجیحی ذرات است. در زاویه ۲۰/۱۴ درجه پیک پهن مربوط به ساختار آمورف SiO_2 زیرلایه مشاهده می شود. پیکه ای فرعی در ۳۸/۵۲ درجه (صفحه ۰۰۴) و ۴۶/۹۷ درجه (صفحه ۲۰۰) تأییدکننده تشکیل ساختار بلوری منظم آناتاز هستند. نکته قابل توجه عدم وجود پیک های ناخالصی در این نمونه است که نشاندهنده خلوص بالای لایه نشانی شده است. تحلیل نتایج XRD برای زیرلایه استیل ، پیک غالب در ۴۲/۰۵ درجه با شدت ۴۰۰ واحد مربوط به فاز بین فلزی FeTi است که تشکیل پیوند قوی بین لایه تیتانیوم و زیرلایه استیل را اثبات میکند. پیک های دیگر در ۳۵/۵۶ درجه احتمالاً فاز (γ-Fe) و ۶۱/۷۷ درجه صفحه ۲۲۰ FeTi مشاهده شدند. عرض نسبتاً زیاد پیک ها (درجه FWHM≈۰/۴) نشان دهنده وجود تنش های باقیمانده و ناهمگنی های ساختاری است. حضور این پیک های اضافی ناشی از تأثیر زیرلایه و احتمالاً نفوذ عناصر آلیاژی است.



شکل ۳ : طیف XRD مربوط به نمونه های لایه نشانی شده

میکروسکوپ نیروی اتمی (AFM)

ساختار توپوگرافی سطح از میکرسکوپ نیروی اتمی بدست می آید. درشکل ۴ توپوگرافی نوعی سطح زیرلایه ها و نتایج آنالیز AFM دو زیرلایه شیشه کوارتز و استیل نشان‌دهنده تفاوت‌های چشمگیر در مورفولوژی سطح است. تصاویر AFM مربوط به زیرلایه شیشه کوارتز سطحی بسیار صاف با زبری متوسط ۰/۳۵ نانومتر را نشان می‌دهد که حاکی از رشد لایه‌ای یکنواخت و ساختار همگن است. این زیرلایه دارای توزیع ارتفاع متقارن با محدوده تغییرات ±۱ نانومتر و اندازه دانه‌های ۲۰-۵۰ نانومتر می‌باشد که با نتایج XRDقبلی مطابقت دارد. در مقابل، زیرلایه استیل زبری سطحی به مراتب بالاتر در حدود ۴/۲ نانومتر از خود نشان می‌دهد که ناشی از ساختار ناهمگن و وجود ترک‌های مویی با عمق حدود ۱۵ نانومتر است. الگوی رشد در این زیرلایه به صورت جزیره‌ای بوده و دانه‌های درشت‌تری در محدوده ۱۰۰-۲۰۰ نانومتر تشکیل شده‌اند.



شکل ۴ : تصاویر AFM دو و سه بعدی از فیلم های Ti بر روی زیرلایه های مختلف الف) شیشه کوارتز ب) استیل

نتیجه گیری

نتایج آنالیز XRD نشان می‌دهد زیرلایه کوارتز منجر به تشکیل فاز آناتاز با ساختار بلوری منظم می‌شود، در حالی که در زیرلایه فولاد فازهای بین‌فلزی تشکیل می‌گردد. بررسی‌های FESEM حاکی از آن است که لایه‌های تیتانیوم روی کوارتز دارای مورفولوژی یکنواخت و ریزدانه هستند، ولی روی استیل ساختاری درشتدانه و ناهمگن مشاهده می‌شود. آنالیز AFM تأیید می‌کند که زیرلایه کوارتز سطحی صاف با زبری کم ایجاد می‌نماید، در مقابل استیل سطحی ناهموار با زبری بالاتر نشان می‌دهد. این تفاوت‌های ساختاری ناشی از اختلاف در انرژی سطحی و مکانیسم‌های رشد در هر زیرلایه می‌باشد. یافته‌ها نشان می‌دهد انتخاب زیرلایه باید بر اساس نیازهای کاربردی و با توجه به این ویژگی‌های متمایز صورت پذیرد.

مرجع ها

[1] "ScienceDirect.com | Science, health and medical journals, full text articles and books." Accessed: May 30, 2025. [Online]. Available: https://www.sciencedirect.com/

[2] "(PDF) Effect of electric mode of micro-arc oxidation on structural and phase state of calcium-phosphate coating." Accessed: May 30, 2025. [Online]. Available: https://www.researchgate.net/publication/380556549_Effect_of_electric_mode_of_micro-arc_oxidation_on_structural_and_phase_state_of_calcium-phosphate_coating

[3] X. Yao, H. Xu, and T. Xu, "Void distribution, interfacial adhesion and anti-cracking mechanisms of cold recycled asphalt mixture based on AFM and X-ray CT," *Appl. Surf. Sci.*, vol. 606, p. 155012, Dec. 2022, doi: 10.1016/j.apsusc.2022.155012.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-08

فراماده پلاسما-فریت مغناطیده‌ی عرضی

داود نوبهار
دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، بلوار ۲۹ بهمن، تبریز، ایران
***آدرس رایانامه نویسنده مسئول : d.nobahar@tabrizu.ac.ir**

چکیده

در این مقاله، ساختاری از فراماده دوگانه منفی متشکل از لایه‌های پلاسما و فریت با مغناطش عرضی مورد بررسی قرار می‌گیرد. برای تحلیل خصوصیات این ساختار، ابتدا بر اساس تقریب طول موج بلند، پارامترهای مؤثر گذردهی الکتریکی و مغناطیسی استخراج گردیده و سپس به کمک روش ماتریسی، ضرایب بازتاب و عبور محاسبه می‌شود. نتایج نشان می‌دهند که با تغییر چگالی پلاسما، شدت میدان مغناطیسی، نسبت ضخامت لایه‌ها و زاویه تابش موج، می‌توان به طور موثری خواص فراماده پلاسما-فریت را کنترل کرد. ما بر این باوریم که این نتایج می‌تواند افق‌های جدیدی را برای توسعه کنترل‌کننده‌های امواج الکترومغناطیسی بگشاید.

کلید واژه: اثر وویت، روش ماتریسی، ضریب شکست منفی، فراماده.

Transversely Magnetized Plasma–Ferrite Metamaterials

Davod Nobahar
Faculty of physics, University of Tabriz, 51666-16471 Tabriz, Iran
*corresponding e-mail: **d.nobahar@tabrizu.ac.ir**

Abstract

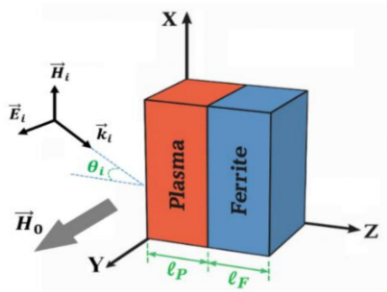
In this paper, a structure composed of a double-negative metamaterial consisting of alternating plasma and ferrite layers with transverse magnetization is investigated. To analyze the properties of this structure, the effective permittivity and permeability parameters are first derived based on the long-wavelength approximation, and then the reflection and transmission coefficients are calculated using the transfer matrix method. The results demonstrate that by varying the plasma density, magnetic field strength, layer thickness ratio, and the incident wave angle, the properties of the plasma–ferrite metamaterial can be effectively controlled. We believe that these findings may open new horizons for the development of advanced electromagnetic wave control devices.

Keywords: Voigt effect, Matrix method, Negative refraction index, metamaterial.

مقدمه

در سال ۱۹۶۸، وسلاگو [۱] برای نخستین بار مفهوم فراماده دوگانه منفی را مطرح کرد، موادی که با دارا بودن گذردهی الکتریکی و پذیرفتاری مغناطیسی منفی، قادر هستند پدیده‌های غیرمتعارف الکترومغناطیسی را به نمایش بگذارند. این پیش‌بینی نظری، بیش از سه دهه بعد، با کارهای تجربی اسمیت و همکارانش [۲] در سال ۲۰۰۰ به اثبات رسید و نمونه‌هایی از موادی با ضریب شکست منفی معرفی گردید. در سال‌های اخیر مفاهیم مربوط به فراماده دوگانه منفی حیطه‌ی کاربردهای پلاسما را هم تحت تأثیر قرار داده و توجه پژوهشگران را به بررسی بیشتر خواص مغنتواپتیکی فراماده مبتنی بر پلاسما جلب کرده است [۳]. پلاسما به عنوان محیطی منحصربه‌فرد در انتقال امواج الکترومغناطیسی، بسته به بازه فرکانسی، خواص الکتریکی و مغناطیسی متنوعی از خود نشان می‌دهد. در این میان، یکی از انواع خاص پلاسما که برای ادوات فوتونیکی کوچک مقیاس بسیار مناسب است، میکروپلاسماها هستند [۴] که اندازه آن‌ها از حد میلی‌متر تا میکرومتر متغیر بوده و چگالی الکترونی آن‌ها اغلب در بازه $n_e = 10^{10}\ cm^{-3}$ تا $n_e = 10^{16}\ cm^{-3}$ قرار دارد. افزون بر این، قابلیت عملکرد پایدار در فشار اتمسفری یا نزدیک به آن، این ساختارها را برای کاربری‌های گوناگون ایده‌آل می‌سازد. مطالعات مختلف نشان داده‌اند که کنترل متغیرهای داخلی پلاسما همچون چگالی الکترونی و فشار، می‌تواند امکان عملکرد در باندهای متنوع الکترومغناطیسی را فراهم سازد. علاوه بر این، قابلیت تنظیم سریع گذردهی

پلاسما با اعمال عوامل خارجی، شرایط لازم برای ساختارهای قابل تنظیم را مهیا می‌کند. با قرار گرفتن لایه‌ی فریت در کنار پلاسما نیز شاهد بهبود چشمگیری در کنترل امواج الکترومغناطیسی خواهیم بود، زیرا پذیرفتاری مغناطیسی فریت نسبت به میدان مغناطیسی خارجی حساسیت بالایی دارد [۵]. نکته قابل توجه آن است که آرایش میدان مغناطیسی خارجی نسبت به موج فرودی، در ساختارهای پلاسما-فریت می‌تواند منجر به ظهور رفتارهای اپتیکی و مغنتواپتیکی کاملاً متفاوتی شود. هنگامی که جهت مغناطش خارجی عمود بر صفحه تابش قرار گیرد، اثر وویت یا همان دوشکستی خطی به وجود می‌آید [۶]. در همین راستا، مقاله‌ی حاضر به معرفی و بررسی فراماده دوگانه منفی متشکل از لایه‌های پلاسما و فریت با آرایش وویت می‌پردازد و انعطاف‌پذیری ضریب شکست منفی این ساختار را تحت تأثیر پارامترهای خارجی نشان می‌دهد. به منظور مطالعه جامع‌تر، بازتاب و عبور موج فرودی مایل از این ساختار مورد تحلیل قرار گرفته و برای کنترل پیچیدگی رفتار امواج در محیط ناهمسانگرد، از روش ماتریسی ۴×۴ بهره گرفته می‌شود [۷].



شکل ۱. تصویر شماتیک برخورد باریکه‌ی الکترومغناطیسی با ساختار پلاسما-فریت.

مدل نظری

تصویر شماتیک برخورد پرتو فرودی با ساختار پلاسما-فریت در شکل (۱) نشان داده شده است. در این حالت، یک موج الکترومغناطیسی قطبیده‌ی خطی با زاویه تابش θ_i به سطح یک ساختار پلاسما-فریت برخورد می‌کند. مقداری از انرژی موج فرودی از ساختار مورد نظر بازتاب یافته و بخشی دیگر نیز از آن عبور می‌کند. در این شکل، $oxyz$ دستگاه مختصات دکارتی بوده، ℓ_P نشان‌دهنده ضخامت لایه پلاسما، و ℓ_F ضخامت لایه فریت است. برای برقراری شرایط وویت در مورد مغناطش عرضی، میدان مغناطیسی خارجی H_0 را در جهت محور y در نظر می‌گیریم. علاوه بر این، برای راحتی کار از تقریب طول موج بلند استفاده کرده و فرض می‌کنیم که طول کل ساختار لایه‌ای ($L = \ell_F + \ell_P$) به مراتب کوچکتر از طول موج (λ) پرتو فرودی باشد.

در حالتی که میدان الکتریکی موج فرودی موازی با میدان مغناطیسی خارجی باشد ($\vec{E} \parallel \vec{H}_0$)، تابع دی‌الکتریک پلاسما توسط میدان مغناطیسی خارجی دچار تغییر نمی‌شود و می‌توان آن را به صورت زیر بیان کرد:

$$\overleftrightarrow{\varepsilon}_P = \begin{bmatrix} \varepsilon_P & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_P & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_P \end{bmatrix}, \qquad (۱)$$

که در آن $\varepsilon_P = 1 - {\omega_p}^2/\omega(\omega + i\nu)$ می‌باشد و $\omega_p = \sqrt{4\pi\, n_e e^2/m_e}$ تحت عنوان فرکانس پلاسما تعریف می‌شود. همچنین ν نشانگر فرکانس برخوردی پلاسما می‌باشد. تانسور پذیرفتاری مواد مغناطیسی تحت اثر میدان مغناطیسی خارجی دارای عناصر غیرقطری غیرصفر می‌شود. این تانسور برای لایه‌ی فریت در این چیدمان در نظر گرفته شده در این مسئله به صورت زیر معرفی می‌شود:

$$\overleftrightarrow{\mu}_F = \begin{bmatrix} \mu_r & 0 & i\mu_k \\ 0 & \mu_0 & 0 \\ -i\mu_k & 0 & \mu_r \end{bmatrix}, \qquad (۲)$$

که در آن $\mu_r = 1 + \omega_m(\omega_0 + i\alpha\omega)/[(\omega_0 + i\alpha\omega)^2 - \omega^2]$، $\mu_k = -\omega_m\omega/[(\omega_0 + i\alpha\omega)^2 - \omega^2]$ و μ_0 پذیرفتاری مغناطیسی در خلأ می‌باشد. همچنین، $\omega_0 = 2\pi\gamma H_0$ فرکانس تشدید بوده، $\omega_m = 2\pi\gamma M_0$ فرکانس مشخصه چرخشی، $\gamma = 2.8\ MHz/Oe$ نسبت ژیرومغناطیسی، M_0 مغناطش اشباع، و α پارامتر میرایی می‌باشد. بر اساس فرض اولیه ما $\lambda \gg L$، ساختار پلاسما-فریت را می‌توان به صورت یک محیط همگن با پارامترهای مؤثر ماده در نظر گرفت. برای تعیین این پارامترها، می‌توانیم از روش میانگین‌گیری ارائه شده در مرجع [۸] استفاده کنیم. این رویکرد منجر به تانسورهای میانگین‌گیری‌شده قطری گذردهی الکتریکی و غیرقطری پذیرفتاری مغناطیسی می‌شود که به ترتیب به صورت زیر بیان می‌شوند:

$$\epsilon_{ave,11} = \epsilon_{ave,22} = \epsilon_{ave,33} = (\varepsilon_P\ell_P + \varepsilon_F\ell_F)/L \qquad (۳)$$

$$\overleftrightarrow{\mu}_{ave} = \begin{bmatrix} \mu_{11} & 0 & i\mu_{13} \\ 0 & \mu_{22} & 0 \\ -i\mu_{31} & 0 & \mu_{33} \end{bmatrix}. \quad (۴)$$

درایه‌های تانسور در رابطه‌ی شماره (۴) به صورت زیر تعریف می‌شوند:

$$\mu_{11} = \frac{1}{L}\left[\left(\mu_r - \frac{\mu_k^2}{\mu_r}\right)\ell_F + \mu_P \ell_P\right] + \left(\frac{\mu_k^2 \ell_F^2}{\mu_r^2 L^2}\right) / \frac{1}{L}\left(\frac{\ell_F}{\mu_r} + \frac{\ell_P}{\mu_P}\right), \quad (۵)$$

$$\mu_{22} = [\mu_0 \ell_F + \mu_P \ell_P]/L, \quad (۶)$$

$$\mu_{33} = L/\left(\frac{\ell_F}{\mu_r} + \frac{\ell_P}{\mu_P}\right), \quad (۷)$$

$$\mu_{13} = \mu_{31} = \frac{\mu_k \ell_F}{\mu_r} / \left(\frac{\ell_F}{\mu_r} + \frac{\ell_P}{\mu_P}\right). \quad (۸)$$

که در آن $\mu_P = \mu_0$ نفوذپذیری مغناطیسی پلاسما است. برای تأیید اینکه ساختار مورد نظر به‌عنوان یک فرامواد عمل می‌کند یا خیر، تعیین ضریب شکست مؤثر آن ضروری است. بر اساس معادلات ماکسول، میدان الکتریکی در یک سلول پلاسما-فریت از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$\vec{k} \times \left[\overleftrightarrow{\mu}_{ave}^{-1} . (\vec{k} \times \vec{E})\right] + \frac{\omega^2}{c^2} \overleftrightarrow{\epsilon}_{ave} . \vec{E} = 0. \quad (۹)$$

اگر موج فرودی را دارای قطبش TE در نظر بگیریم، در این صورت مؤلفه‌های میدان الکتریکی آن به صورت $\vec{E} = (0, E_y, 0)$، میدان مغناطیسی به صورت $\vec{H} = (H_x, 0, H_z)$، و بردار موج آن به صورت $\vec{k} = (k sin\theta_i, 0, k cos\theta_i)$ خواهد بود. با در نظر گرفتن این شرایط و حل معادله‌ی (۹)، رابطه‌ی بین ضریب شکست موثر و سایر پارامترها به صورت زیر بیان خواهد شد:

$$N^2 = \varepsilon_{22} \frac{\mu_{11}\mu_{33} - \mu_{13}^2}{\mu_{11} \sin(\theta_i)^2 + \mu_{33} \cos(\theta_i)^2}, \quad (۱۰)$$

که در آن $N = ck/\omega$ به عنوان ضریب شکست مؤثر می‌باشد. حال به راحتی می‌توان نفوذپذیری الکتریکی و پذیرفتاری مغناطیسی مؤثر را به صورت زیر بیان کرد:

$$\epsilon_{eff} = \frac{\varepsilon_P \Omega + \varepsilon_F}{\Omega + 1}, \quad (۱۱)$$

$$\mu_{eff} = \frac{\mu_P (1+\Omega)(\mu_r^2 - \mu_k^2 + \Omega \mu_r \mu_P)}{(1+\Omega)^2 \mu_r \mu_P \cos(\theta_i)^2 + [\mu_r \mu_P + (\mu_r^2 - \mu_k^2 + \mu_F^2)\Omega + \mu_r \mu_P \Omega^2] \sin(\theta_i)^2}. \quad (۱۲)$$

که در این روابط $\Omega = \frac{\ell_P}{\ell_F}$ نشانگر نسبت ضخامت لایه‌های پلاسما و فریت می‌باشد. حال، برای به دست آوردن ضرایب عبور و بازتاب از روش ماتریس‌های ۴×۴ استفاده می‌کنیم. این روش ماتریسی در مرجع شماره [۸] به تفصیل توضیح داده شده است. اساس این روش به کار گرفتن معادلات ماکسول و حل معادله انتشار موج به دست آمده در محیط مورد نظر می‌باشد. با انجام این کار، ضرایب بازتاب و عبور برای موجی با قطبش TE به ترتیب به صورت زیر بیان می‌شود:

$$R = \frac{\mathbb{T}_{43}\mathbb{T}_{11} - \mathbb{T}_{41}\mathbb{T}_{13}}{\mathbb{T}_{33}\mathbb{T}_{11} - \mathbb{T}_{13}\mathbb{T}_{31}}, \quad (۱۳)$$

$$T = \frac{\mathbb{T}_{11}}{\mathbb{T}_{33}\mathbb{T}_{11} - \mathbb{T}_{13}\mathbb{T}_{31}}. \quad (۱۴)$$

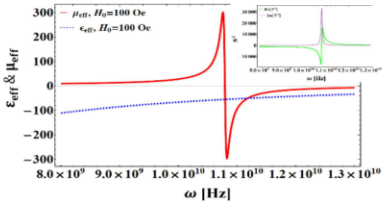
در معادلات (۱۳) و (۱۴)، $\mathbb{T}_{ij}$ بیانگر درایه‌های تانسور انتقال موج می‌باشد که روش به دست آوردن آن در مرجع شماره [۸] بیان شده است.

تحلیل عددی:

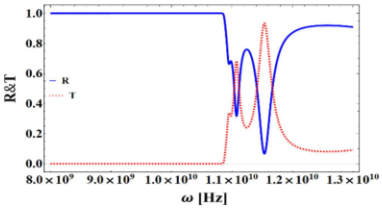
برای تحلیل عددی، فرض می‌کنیم که لایه‌ی فرومغناطیس از جنس گارنت آهن ایتریوم باشد که با پارامترهای $M_0 = 1750\ Oe$ ، $\epsilon_F = 25$، و $\alpha = 0.002$ مشخص می‌شود. همچنین، بسامد برخوردی لایه پلاسما برابر با $\nu = 0.01\ GHz$ است.

در شکل (۲) تغییرات ϵ_{eff} و μ_{eff} بر حسب فرکانس موج فرودی به ازای مقادیر $H_0 = 100\ Oe$ ، $n_e = 5 \times 10^{12}\ cm^{-3}$ ، $\ell_P = \ell_F = 0.05\ cm$ و $\theta_i = 30^\circ$ نشان داده شده است. می‌دانیم زمانی که فرکانس موج فرودی کمتر از فرکانس پلاسما باشد، تابع دی الکتریک پلاسما مقداری منفی می‌شود و این امر باعث می‌شود که امواج الکترومغناطیسی انتشاری به امواج میرا تبدیل شوند. با توجه به چگالی عددی به کار رفته در محاسبات ما، این شرط برای $\omega < \omega_p \cong 12 \times 10^{10}\ Hz$ برقرار است. از طرف دیگر، تشدید پذیرفتاری مؤثر در نزدیکی $\omega = 10.8\ GHz$ رخ می‌دهد. بنابراین مشاهده می‌شود که هر دو پارامتر ϵ_{eff} و μ_{eff} در نواحی فرکانسی بالاتر از $\omega = 10.8\ GHz$ مقادیر منفی پیدا می‌کنند. در واقع، این ناحیه همان محدوده ضریب شکست منفی است که طبق معادله (۱۰) امکان عبور موج فرودی از ساختار را فراهم می‌کند. طیف عبوری و بازتابی موج الکترومغناطیسی فرودی بر ساختار پلاسما-فریت در شکل

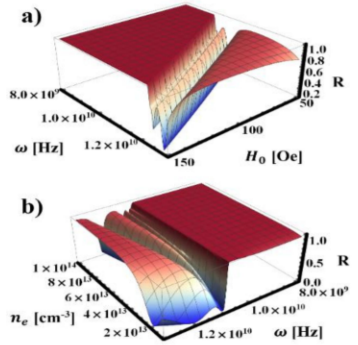
(۳) نشان داده شده است. این نمودار به ازای همان مقادیر به کار رفته در شکل (۲) رشم شده است.



شکل ۲. تغییرات نفوذپذیری الکتریکی و پذیرفتاری مغناطیسی مؤثر بر حسب تابعی از فرکانس موج فرودی.



شکل ۳. طیف عبوری و بازتابی به ازای مقادیر مشابه شکل قبل.



شکل ۴. نمایش سه بعدی ضرایب بازتابی به ازای مقادیر متفاوتی از میدان مغناطیسی خارجی و چگالی عددی پلاسما.

این نمودار نشان می‌دهد که در خارج از ناحیه‌ای که هر دو پارامتر ϵ_{eff} و μ_{eff} منفی هستند، موج فرودی تقریباً به طور کامل بازتاب می‌شود. با این حال، مشاهده می‌شود که در ناحیه‌ای که ساختار ویژگی‌های چپگرد از خود نشان می‌دهد، یک باند عبور وجود دارد. لازم به ذکر است که این نتایج با نتایج نشان داده‌شده در شکل (۲) کاملاً مطابقت دارد. تأثیر میدان مغناطیسی خارجی و چگالی عددی پلاسما بر طیف‌های بازتاب در شکل (۴) به صورت نشان داده شده است. این تصاویر، بازتاب قوی در ناحیه فرکانسی پایین را نشان می‌دهند که این امر به منفی بودن نفوذپذیری مؤثر نسبت داده می‌شود. این ناحیه فاقد عبور با افزایش میدان مغناطیسی خارجی عریض‌تر می‌شود. به عبارتی دیگر، افزایش میدان مغناطیسی خارجی باعث می‌شود باند مجاز عبور به سمت فرکانس‌های بالاتر انتقال پیدا کند.

نتیجه‌گیری:

در این مقاله، ما به صورت نظری یک فراماده دوگانه منفی را توصیف کرده‌ایم که از لایه‌های فریت و پلاسما تحت چیدمان وویت ساخته شده است. در ابتدا، ما با استفاده از تقریب طول موج بلند، پارامترهای گذردهی الکتریکی و پذیرفتاری مغناطیسی مؤثر این فراماده را استخراج کردیم و سپس، ضرایب بازتاب و عبور را با استفاده از روش ماتریسی محاسبه نمودیم. بر اساس محاسبات عددی، مشخص شد که ساختار پیشنهادی ما در ناحیه‌ای که هر دو تابع گذردهی و پذیرفتاری منفی هستند، یک باند عبور از خود نشان می‌دهد. همچنین، نمودارهای ضرایب بازتاب و عبور، حضور این باند عبور را برای برخی پارامترهای ساختاری خاص تأیید کردند و نشان دادند که خارج از ناحیه با اندیس شکست منفی، موج تابشی تقریباً به طور کامل بازتاب می‌شود. ما بر این باوریم که از ساختار معرفی شده در این مطالعه می‌توان برای طراحی فیلترهای فرکانسی قابل تنظیم استفاده کرد.

مرجع ها

[1] Veselago, V. G. (1968). The electrodynamics of substances with simultaneously negative values of ε and μ. *Soviet Physics Uspekhi, 10*, 509–514.
[2] Smith, D. R., Padilla, W. J., Vier, D. C., Nemat-Nasser, S. C., & Schultz, S. (2000). Composite medium with simultaneously negative permeability and permittivity. *Physical Review Letters, 84*, 4184.
[3] Sakai, O., & Tachibana, K. (2012). Plasmas as metamaterials: A review. *Plasma Sources Science and Technology, 21*, 013001.
[4] Chiang, W. H., Mariotti, D., Sankaran, R. M., Eden, J. G., & Ostrikov, K. (2020). Microplasmas for advanced materials and devices. *Advanced Materials, 32*, 1905508.
[5] Nobahar, D., & Khorram, S. (2022). Terahertz vortex beam propagation through a magnetized plasma-ferrite structure. *Optics & Laser Technology, 146*, 107522.
[6] Fan, F., Zhao, D., Tan, Z., Ji, Y., Cheng, J., & Chang, S. (2021). Magnetically induced terahertz birefringence and chirality manipulation in transverse-magnetized metasurface. *Advanced Optical Materials, 9*, 2101097.
[7] Yeh, P. (1979). Electromagnetic propagation in birefringent layered media. *Journal of the Optical Society of America, 69*, 742–756.
[8] Nobahar, D., & Barvestani, J. (2025). Tunable magneto-optical Faraday and polar Kerr rotations in a plasma-ferrite metamaterial. *Scientific Reports, 15*, 8132.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P3-15

رشد میکروناپایداری الکترومغناطیسی در پلاسمای چگال سوخت همجوشی دوتریوم- تریتیوم

فاطمه خدادادی آزادبنی *
گروه آموزش فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، صندوق پستی ۸۸۹ -۱۴۶۶۵ تهران، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : F.khodadadi@cfu.ac.ir

چکیده

میکروناپایداری‌های الکترومغناطیسی می‌توانند با تأثیر بر تعدیل باریکه‌های الکترونی و ایجاد گرمایش غیرعادی در پلاسمای چگال دوتریوم-تریتیوم، دستیابی به شرایط همجوشی هسته‌ای را مختل کنند. این مقاله به بررسی اثر شرایط پلاسما در حالت‌های تبهگن، کلاسیک، و نسبیتی بر نرخ رشد میکروناپایداری‌های الکترومغناطیسی می‌پردازد. نتایج نشان می‌دهد که در پلاسمای قرص سوخت تبهگن، نرخ رشد این میکروناپایداری‌ها به طور قابل‌توجهی کمتر از حالت‌های کلاسیک و نسبیتی است؛ به‌طوری‌که نرخ رشد در شرایط کلاسیک ٪۱۱ و در شرایط نسبیتی ٪۴۵ بیشتر از حالت تبهگن است. بیشینه نرخ رشد میکروناپایداری الکترومغناطیسی در نزدیکی هاله پلاسما مشاهده می‌شود، اما با افزایش آشفتگی چگالی پلاسما، این رشد متوقف می‌شود. تبهگنی به‌عنوان یکی از عوامل کلیدی در ترابرد ذرات پرانرژی و کنترل رشد میکروناپایداری‌ها در پلاسمای سوخت همجوشی شناسایی شده است.

کلید واژه: میکروناپایداری الکترومغناطیسی، پلاسمای چگال، دوتریوم – تریتیوم، نسبیتی، تبهگن

Electromagnetic Microinstabilities Growth in Dense Plasma of Deuterium-Tritium Fusion Fuel

F. Khodadadi Azadboni *
Department of Physics Education, Farhangian University, P.O. Box 14665-889, Tehran, Iran
*corresponding e-mail: F.khodadadi@cfu.ac.ir

Abstract

Electromagnetic microinstabilities can disrupt the attainment of nuclear fusion conditions by affecting electron beam modulation and inducing anomalous heating in dense deuterium-tritium plasma. This study investigates the impact of plasma conditions in degenerate, classical, and relativistic regimes on the growth rate of electromagnetic microinstabilities. The results indicate that in degenerate fuel pellet plasma, the growth rate of these instabilities is significantly lower than in classical and relativistic regimes, with the growth rate in classical conditions being 11% higher and in relativistic conditions 45% higher than in the degenerate regime. The maximum growth rate of electromagnetic micron instabilities is observed near the plasma halo, but this growth ceases with increasing plasma density turbulence. Degeneracy is identified as a key factor in the transport of high-energy particles and the control of micron instability growth in fusion fuel plasma.

Keywords: Electromagnetic microinstability, dense plasma, deuterium-tritium, relativistic, degenerate

مقدمه

انرژی حاصل از همجوشی دوتریوم-تریتیوم، یکی از امیدبخش‌ترین و اقتصادی‌ترین منابع تأمین انرژی پایدار در آینده محسوب می‌شود [۱]. دستیابی به همجوشی هسته‌ای کنترل‌شده نیازمند غلبه بر سد کولنی بین هسته‌های دوتریوم و تریتیوم است که یکی از روش‌های مؤثر برای تحقق آن، محصورسازی لختی است. در این روش، انتشار باریکه‌های الکترونی در پلاسمای چگال سوخت، زمانی که شدت جریان باریکه از حد آلفن فراتر می‌رود، تحت تأثیر میدان مغناطیسی خود محدود می‌شود. این محدودیت سبب انتشار معکوس الکترون‌ها در لبه‌های باریکه و ایجاد جریان برگشتی می‌شود [۲]. جریان برگشتی، با خنثی‌سازی پس‌زمینه پلاسما، سیستمی دوجریانه ایجاد می‌کند. در شرایطی که جریان

باریکه به‌طور کامل توسط جریان برگشتی خنثی شود، میدان مغناطیسی ناشی از اختلالات پلاسمایی، تنگش باریکه را به دنبال دارد که به تشدید اختلالات و تبدیل جریان باریکه به جریان‌های رشته‌ای منجر می‌شود. چنین سیستم‌هایی نسبت به آشفتگی‌های هارمونیکی ناپایدار بوده و میکروناپایداری‌های الکترومغناطیسی، از جمله ناپایداری‌های رشته‌شدگی و ویبل، را ایجاد می‌کنند که با نرخ نمایی رشد می‌یابند [۳و۴]. این میکروناپایداری‌ها به‌طور گسترده در پلاسماهای اخترفیزیکی و همجوشی مورد مطالعه قرار گرفته‌اند [۵-۷] و با افزایش اتلاف انرژی در فرآیند ترابرد باریکه در پلاسمای سوخت، کارایی همجوشی را کاهش می‌دهند [۸]. با توجه به نقش محوری درک رفتار میکروناپایداری‌ها و اثرات کوانتومی در بهبود فرآیندهای همجوشی هسته‌ای، این پژوهش به بررسی رشد میکروناپایداری‌های الکترومغناطیسی در پلاسمای چگال دوتریوم-تریتیوم تحت رژیم‌های تبهگن، کلاسیک، و نسبیتی می‌پردازد.

روش کار:

برای کاهش هزینه‌های فشرده‌سازی سوخت همجوشی، قرص سوخت به‌صورت پلاسمای چگال سرد تبهگن طراحی می‌شود. در مسیر انتشار باریکه الکترونی از هاله پلاسمای چگال سرد تا مرکز قرص سوخت، که پلاسمایی داغ است، تغییرات دمایی و گذار بین حالت‌های تبهگن، کلاسیک، و نسبیتی مشاهده می‌شود. ابتدا ساخت را تبهگن در نظر می‌گیریم. رابطه پراکندگی امواج عرضی در پلاسمای کوانتومی، بر اساس سیستم ویگنر-ماکسول، به‌صورت زیر بیان می‌شود:

$$\omega^2 - k^2c^2 - \omega_{pe}^2 + \frac{m_e\omega_{pe}^2}{2n_0\hbar}\int dv\left(\frac{v_x^2+v_y^2}{\omega-\vec{k}v_z}\right)\left[f_0\left(\vec{v}+\frac{\hbar\vec{k}}{2m_e}\right)-f_0\left(\vec{v}-\frac{\hbar\vec{k}}{2m_e}\right)\right]=0 \qquad (۱)$$

در این رابطه، v بردار سرعت و f_0 تابع ویگنر برای سیستم‌های فرمی است که عبارتست از

$$f_0 = -\frac{n_0\sqrt{T_{||}}\left(\frac{m_e}{2\pi k_B}\right)^{3/2}\exp\{L\}}{T_\perp Li_{3/2}[-\exp(\eta\alpha_{||}\beta^{2/3}-\alpha_\perp\beta^{-1/3})]} \qquad (۲)$$

که در آن، $L = -\frac{m}{2}\left[\frac{(v_x^2+v_y^2)}{k_BT_\perp}+\frac{(v_z^2+v_{ez}^2)}{k_BT_{||}}\right]+\eta\alpha_{||}\beta^{2/3}+\alpha_\perp\beta^{-1/3}$، $\eta=(n_0/n_e(z,t))^2$ آشفتگی چگالی قرص سوخت، $Li_{3/2}$ تابع پلی‌لگاریتم، $\alpha_{||}$ و $\alpha_\perp$ به‌ترتیب پارامترهای تبهگنی طولی و عرضی، $\beta = T_{||}/T_\perp$ ناهمسانگردی دمایی سیستم هستند [۱۴]. با در نظر گرفتن $\alpha' = \mu\alpha_{||}\beta^{2/3}+\alpha\perp\beta^{-1/3}$ و $\xi=\omega/(\eta k v_{t||})$، معادله پراکندگی به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$Z(\xi)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{\ln(y-\xi)ydy}{e^{y^2}+e^{\alpha'}} \qquad (۳)$$

با حل رابطه پراکندگی و اعمال تقریب $\omega^2 << c^2k^2$، نرخ رشد میکروناپایداری ($\delta = \mathrm{Im}\omega$) به‌صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\delta_q = -\beta\eta k v_{t||}\left(\left(kc/\omega_{pe}\right)^2+\left(1-T_\perp/T_{||}\right)\right)/\left(\sqrt{\pi}\ln\left(1+e^{\alpha'}\right)\right) \qquad (۴)$$

با افزایش دما، پارامتر تبهگنی در پلاسما منفی شده و در رژیم کلاسیک، زمانی که $\hbar\to 0$ رابطه پراکندگی به‌صورت زیر بیان می‌شود:

$$\omega^2-k^2c^2-\omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta}-[1+\xi Z(\xi)]/\beta\right)=0 \qquad (۵)$$

با تعریف معادله پراکندگی به‌صورت:

$$Z(\xi)\cong\begin{cases}-2\xi+\frac{4}{3}\xi^3-\cdots+i\sqrt{\pi}\exp\left(-\xi^2\right) for|\xi|<<1\\ -\frac{1}{\xi}-\frac{1}{2\xi^3}-\frac{3}{4\xi^2}-\cdots for|\xi|>>1\end{cases} \qquad (۶)$$

که در آن $\xi=(\omega_r+i\delta)/\left(\sqrt{\eta}kv_{t||}\right)$ است، برای $|\omega|<<ck$، نرخ رشد میکروناپایداری در رژیم کلاسیک به‌صورت زیر به دست می‌آید:

$$\delta_c=\sqrt{\eta/\pi}kv_{t||}\left(1-\beta\left(\sqrt{\eta}+\left(k^2c^2/\omega_{pe}^2\right)\right)\right) \qquad (۷)$$

در دمای غیرنسبیتی پلاسما (۱۰keV)، باریکه الکترونی با انرژی ۴ MeV، که بیش از انرژی انتشار ۰/۵ MeV است، رفتار نسبیتی از خود نشان می‌دهد. با حل معادله ولاسوف نسبیتی، رابطه پراکندگی میکروناپایداری در رژیم نسبیتی عبارتست از

$$\frac{\partial f}{\partial t}+\vec{v}.\frac{\partial f}{\partial\vec{r}}+e\left(\vec{E}+\frac{\vec{v}}{c}\times\vec{B}\right)\frac{\partial f}{\partial\vec{p}}=0 \qquad (۸)$$

تابع توزیع اولیه الکترون‌های نسبیتی با ناهمسانگردی دمایی به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

$$f_0\left(p_\perp^2,p_{||}\right)=\frac{\sqrt{\eta}\delta(p_\perp-\hat{p}_\perp)}{4\pi m_ec\gamma_\perp p_\perp K_1(a)}e^{-\frac{m_ec^2\gamma'}{T_{||}}}, \qquad (۹)$$

که در آن $\gamma_\perp=\sqrt{1+(p_\perp/(m_ec))^2}$ مولفه عرضی فاکتور لورنتس نسبیتی، $\gamma'=\sqrt{1+\eta\left(p_{||}/(m_ec)\right)^2+\left(p_\perp/(m_ec)\right)^2}$ فاکتور لورنتس نسبیتی تحت آشفتگی چگالی قرص سوخت، $K_1(a)$ تابع بسل اصلاح‌شده نوع دوم مرتبه اول، و $a=m_ec^2\gamma_\perp/T_{||}$ کمیتی بدون بعد است. با تعریف، $a'=m_ec^2\sqrt{\eta}\gamma_\perp/T_{||}$، $x=\eta\sqrt{1+\left(p_{||}/(\gamma_\perp m_ec)\right)^2}$، $\hat{p}_\perp^2=T_\perp 2m_e\gamma_\perp K_1(\alpha)/\left(K_0(\alpha')\sqrt{\eta}\right)$ و $\xi=\sqrt{\alpha'/2}\omega/(ck)$، پارامترهای تابع پراکندگی به‌صورت زیر بیان می‌شود:

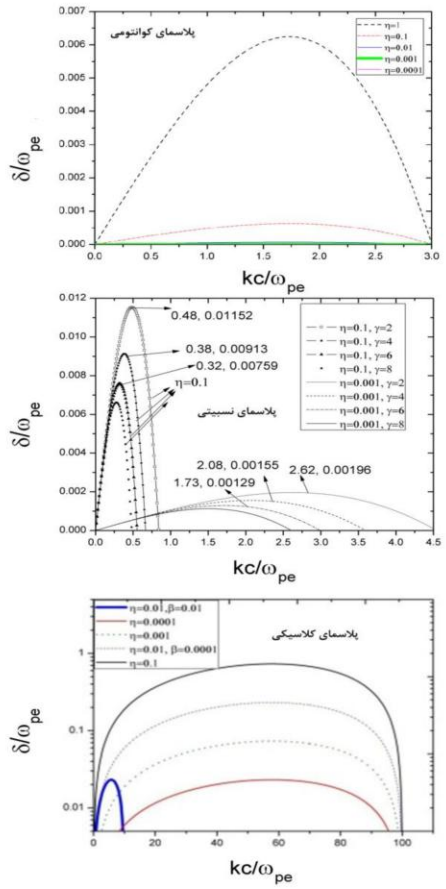
$$Z(\xi)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\left(P\int_{-\infty}^{+\infty}\frac{e^{-t^2}}{(t-\xi)}dt+i\pi e^{-\xi^2}\right) \qquad (۱۰)$$

که در آن P نشان‌دهنده قسمت حقیقی تابع پراکندگی است. با جایگذاری تابع پراکندگی در رابطه پراکندگی و با فرض $\omega=\omega_r+i\delta$، نرخ رشد میکروناپایداری در رژیم نسبیتی عبارتست از

$$\delta_r = \frac{kc\sqrt{2/\pi}}{2\alpha\alpha'^{3/2}}\left[1+4\alpha-\frac{2\alpha^{5/2}\eta^{5/4}}{\beta\sqrt{2\pi}}\left(\frac{K_0^2(\alpha')}{K_1(\alpha)}+\frac{k^2c^2K_0(\alpha')}{\omega_{pe}^2\sqrt{\eta}}\right)\right] \quad (۱۱)$$

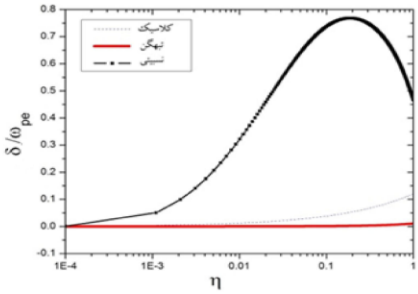
نتایج:

شکل ۱ نرخ رشد میکروناپایداری‌های الکترومغناطیسی را در پلاسمای چگال سوخت دوتریوم-تریتیوم به‌عنوان تابعی از عدد موج در رژیم‌های کوانتومی، کلاسیک، و نسبیتی نشان می‌دهد. در نزدیکی هاله پلاسما، جایی که پارامتر تبهگنی مثبت است، سیستم در حالت کاملاً تبهگن قرار دارد. در این رژیم، با کاهش آشفتگی چگالی η، بیشینه نرخ رشد ناپایداری ویبل کوانتومی کاهش می‌یابد، در حالی که عدد موج بحرانی ناپایداری k_{cut} ثابت باقی می‌ماند (شکل ۱). با کاهش بیشتر η، پارامتر تبهگنی تحت تأثیر آشفتگی چگالی و ناهمسانگردی دمایی منفی شده و سیستم به رژیم کلاسیک وارد می‌شود. در این حالت، اثر تبهگنی در کاهش نرخ رشد ناپایداری تنها در نزدیکی هاله پلاسما قابل‌توجه است. در رژیم کلاسیک، کاهش آشفتگی چگالی منجر به کاهش نرخ رشد ناپایداری می‌شود و با افزایش ۱۰ برابری پارامتر ناهمسانگردی، بیشینه نرخ رشد و عدد موج بیشینه ناپایداری k_{max} به‌میزان ۱۰ برابر کاهش می‌یابد. در رژیم نسبیتی، با کاهش η به سمت مرکز قرص سوخت، بیشینه نرخ رشد ناپایداری، k_{max} و k_{cut} کاهش می‌یابند. این کاهش نشان‌دهنده انتقال انرژی کمتر از باریکه الکترونی به مرکز قرص سوخت است. کاهش آشفتگی چگالی η با ضریب ۱۰۰ و افزایش پارامتر نسبیتی با ضریب ۳، به کاهش حدود ۸۸ درصدی نرخ رشد و حدود ۸۷ درصدی k_{max} منجر می‌شود. این رفتار به افزایش جرم نسبیتی الکترون‌ها نسبت داده می‌شود که حرکت آن‌ها را کند کرده و جریان باریکه را کاهش می‌دهد. در شکل ۲، نرخ رشد به عنوان تابعی از آشفتگی چگالی سوخت در سه حالت پلاسما نشان داده شده است. رفتار پلاسمای کلاسیک (خط چین) افزایش ثابت در نرخ رشد ناپایداری را با افزایش پارامتر آشفتگی چگالی η نشان می‌دهد. در رژیم پلاسمای کوانتومی (خط قرمز)، نرخ رشد ناپایداری وایبل به طور قابل توجهی با افزایش η، به ویژه در طول موج‌های بزرگ، کاهش می‌یابد. این امر نشان می‌دهد که اثرات کوانتومی تأثیر پایدارکننده بر ناپایداری در پلاسماهای چگال سوخت دارند. رفتار پلاسمای نسبیتی (خط سیاه) یک روند پیچیده‌تر را نشان می‌دهد،



شکل ۱. نرخ رشد میکروناپایداری الکترومغناطیسی بر حسب عدد موج در حالت؛ تبهگن، کلاسیک و نسبیتی

به طوری که نرخ رشد در ابتدا با فاصله از هاله پلاسمای سوخت افزایش می‌یابد و به حداکثر مقدار خود می‌رسد. سپس به آرامی در فاصله کوچکی از مرکز سوخت کاهش می‌یابد. ناهمسانگردی دمایی در محدوده $0.001<\eta<0.01$ به دلیل گسترش دمایی، با ضریب ۱.۳ کاهش می‌یابد. این امر نشان‌دهنده تعامل بین اثرات نسبیتی، آشفتگی چگالی و تونل کوانتومی در دینامیک ناپایداری است. رشد میکروناپایداری الکترومغناطیسی در پلاسمای نسبیتی حدود ۶.۴ برابر پلاسمای کلاسیکی و ۷۸ برابر پلاسمای کوانتومی است.



شکل ۲. نرخ رشد میکرو ناپایداری، به عنوان تابعی از آشفتگی چگالی پلاسما در حالت؛ تبهگن، کلاسیک و نسبیتی

بحث ونتیجه گیری:

در این مقاله، نرخ رشد میکروناپایداری‌های الکترومغناطیسی در پلاسمای چگال سوخت دوتریوم-تریتیوم تحت رژیم‌های کوانتومی، کلاسیک، و نسبیتی بررسی شد. دینامیک الکترون‌ها به‌ترتیب با استفاده از معادلات ویگنر-ماکسول (برای رژیم کوانتومی)، والاسوف-ماکسول (برای رژیم کلاسیک)، و والاسوف نسبیتی (برای رژیم نسبیتی) مدل‌سازی شد. تابع توزیع اولیه الکترون‌ها متناسب با هر رژیم پلاسما و با در نظر گرفتن ناهمسانگردی دمایی تعریف گردید. نتایج نشان داد که در رژیم تبهگن، نرخ رشد میکروناپایداری‌های الکترومغناطیسی به‌طور قابل‌توجهی کاهش می‌یابد. به‌طور خاص، نرخ رشد در رژیم کلاسیک و نسبیتی به‌ترتیب ۱۱٪ و ۴۵٪ بیشتر از رژیم تبهگن بود.

این یافته‌ها نشان‌دهنده نقش کلیدی اثرات کوانتومی در پلاسماهای چگال سوخت، به‌ویژه در رژیم تبهگن، در کاهش رشد میکروناپایداری‌های الکترومغناطیسی است. در پلاسمایی با تابع توزیع ناهمسانگرد دمایی، اثرات کوانتومی منجر به کاهش نرخ رشد ناپایداری و عدد موج بیشینه ناپایداری می‌شوند. این اثرات با افزایش پراکندگی ذرات در فضای فاز، ناهمسانگردی دمایی مؤثر را کاهش می‌دهند. در نتیجه، برای ایجاد ناپایداری مشابه در رژیم کوانتومی، ناهمسانگردی دمایی بیشتری نسبت به رژیم کلاسیک مورد نیاز است. همچنین، میکروناپایداری‌ها در نزدیکی هاله پلاسما به بیشینه خود می‌رسند، اما با افزایش آشفتگی چگالی به سمت مرکز قرص سوخت، رشد این ناپایداری‌ها به دلیل گسترش دمایی الکترون‌های پرانرژی متوقف می‌شود. میکروناپایداری‌های الکترومغناطیسی نقش حیاتی در توقف الکترون‌های داغ و مکانیزم رسوب انرژی در پلاسمای چگال سوخت دوتریوم-تریتیوم ایفا می‌کنند. نتایج این پژوهش بینش ارزشمندی در مورد تأثیر آشفتگی چگالی و اثرات کوانتومی بر تعدیل نرخ رشد ناپایداری فراهم می‌کنند. این یافته‌ها برای بهینه‌سازی انتقال انرژی و محصورسازی پلاسما در سیستم‌های همجوشی محصورسازی لختی (ICF) اهمیت بسزایی دارند و می‌توانند به‌عنوان مبنایی برای تحقیقات آینده در زمینه همجوشی هسته‌ای و پلاسماهای چگال مورد استفاده قرار گیرند.

مراجع:

[1] Garcia, J., Kazakov, Y., Coelho, R., Dreval, M., de la Luna, E., Solano, E. R., ... & JET contributors. (2024). Stable Deuterium-Tritium plasmas with improved confinement in the presence of energetic-ion instabilities. *Nature Communications*, *15*(1), 7846.

[2] Guttenfelder, W., Mandell, N. R., Le Bars, G., Singh, L., Bader, A., Mata, K. C., ... & Schmitt, J. C. (2025). Predictions of core plasma performance for the Infinity Two Fusion Pilot Plant. *Journal of Plasma Physics*, *91*(3), E83.

[3] Buchanan, M. (2019). Evolution of fusion. *Nature Physics*, *15*(7), 620-620.

[4] Khodadadi Azadboni, F. (2021). Quantum effects role on the electromagnetic instability growth rate in turbulent state of the fuel fusion. *Chinese Journal of Physics*, *71*, 375-384.

[5] Li, H., Li, J. Q., Fu, Y. L., Wang, Z. X., & Jiang, M. (2022). Simulation prediction of micro-instability transition and associated particle transport in tokamak plasmas. *Nuclear Fusion*, *62*(3), 036014.

[6] Kolmes, E. J., Mlodik, M. E., & Fisch, N. J. (2021). Fusion yield of plasma with velocity-space anisotropy at constant energy. *Physics of Plasmas*, *28*(5).

[7] Davies, R. (2022). *Kinetic ballooning mode studies and the treatment of electromagnetic microinstabilities and turbulence in complex geometry* (Doctoral dissertation, University of York).

[8] Mazzi, S. (2021). *Impact of fast ions on microturbulence in fusion plasmas* (Doctoral dissertation, Aix-Marseille Université).

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-12

بهبود عملکرد فیبرهای نوری با غلاف پلاسمایی در فوتونیک پیشرفته از طریق تنظیم فرکانس پلاسما

فرخنده زمانی نژاد[۱] و سارا سادات غفاری اسکوئی[۲و*]
[۱] پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
[۲]گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران
*s.ghaffari@alzahra.ac.ir

چکیده

در این مقاله، عملکرد فیبر نوری با غلاف پلاسمایی (PCOF) با هدف بهبود ویژگی‌های انتشار نور بررسی شده است. برخلاف فیبرهای معمولی، با تنظیم فرکانس پلاسما در PCOF می‌توان پارامترهایی مانند قطر میدان مد، پاشندگی و عدد موج را به‌صورت لحظه‌ای کنترل کرد. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که این ساختار امکان کاهش تلفات تزویج، بهینه‌سازی روزنه عددی، و مدیریت دینامیکی پاشندگی در باند C را بدون نیاز به تغییر فیزیکی در ساختار فیبر فراهم می‌سازد. این قابلیت‌ها، PCOF را به گزینه‌ای مناسب برای کاربردهای جدید در فوتونیک پیشرفته تبدیل می‌کند.

کلید واژه: فیبر نوری با غلاف پلاسما، ضریب شکست قابل تنظیم

Enhancing the performance of plasma-cladded optical fibers in advanced photonics through plasma frequency tuning

Farkhondeh Zamaninejad[1] and Sara Sadat Ghaffari-Oskooei[2,*]
[1]Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti, Tehran, Iran,
[2]Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran.
*s.ghaffari@alzahra.ac.ir

Abstract

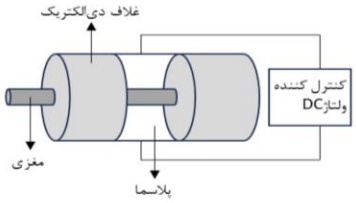
This paper investigates the performance of plasma-cladded optical fibers (PCOFs) to enhance light propagation properties. Unlike conventional fibers, PCOFs allow real-time control of parameters such as mode field diameter, dispersion, and propagation constant by tuning the plasma frequency. Simulation results show that this structure enables reduction of coupling losses, optimization of numerical aperture, and dynamic dispersion management in the C-band without requiring physical changes to the fiber. These capabilities make PCOFs a promising candidate for emerging applications in advanced photonics.

Keywords: Plasma-cladded optical fiber, tunable refractive index

مقدمه

فیبرهای نوری به دلیل پهنای باند بالا، تضعیف کم و مقاومت در برابر نویزهای الکترومغناطیسی، نقش مهمی در سامانه‌های ارتباطی، حسگری و پردازش سیگنال ایفا می‌کنند. با این حال، در فیبرهای دی‌الکتریک متداول، کنترل لحظه‌ای پارامترهایی مانند پاشندگی، سرعت گروهی و تزویج بین مدها پس از ساخت ممکن نیست، زیرا ویژگی‌های انتشار آن‌ها به صورت ثابت تعریف می‌شود و تنها با تغییرات ساختاری قابل تنظیم است. برای مقابله با این محدودیت‌ها، پژوهشگران به طراحی ساختارهای غیرمتعارف از جمله فیبرهایی با غلاف مارپیچی، مغزی‌های حلقوی و یا بارگذاری شده با محیط‌های فعال روی آورده‌اند. در این میان، یکی از رویکردهای جدید، استفاده از پلاسما به عنوان غلاف اطراف مغزی فیبر نوری است که به آن فیبر نوری با غلاف پلاسمایی (PCOF) گفته می‌شود.

پلاسما برخلاف مواد دی‌الکتریک متداول دارای ضریب شکست وابسته به فرکانس است که با تنظیم پارامترهایی مانند فرکانس پلاسما (ω_p)، امکان کنترل دقیق انتشار امواج الکترومغناطیسی در فیبر فراهم می‌شود. این وابستگی باعث می‌شود که پلاسما بسته به نسبت ω به ω_p ، نقش عبوردهنده یا بازتاب‌دهنده موج نوری را ایفا کند؛ بنابراین می‌توان تنها با اعمال پتانسیل الکتریکی و بدون نیاز به تغییرات فیزیکی در ساختار فیبر، ویژگی‌های انتشار را به صورت لحظه‌ای مطابق شکل ۱ تنظیم کرد[۱]. مطالعات پیشین غالباً به تحلیل تئوری و بررسی ویژگی‌های مدها، پاشندگی، شرایط تک‌مد و رفتار مدهای هیبرید پرداخته‌اند. در این مطالعات اثرات فرکانس پلاسما بر ضریب‌شکست، سرعت گروه و توزیع توان مدها بررسی شده و روش‌های آنها عمدتاً شامل حل معادلات ویژه مقداری یا تحلیل مدها با شرایط مرزی بوده است [۱ و ۲]. در این مقاله تأثیر فرکانس پلاسما بر پارامترهای عملیاتی فیبر از جمله قطر میدان مد، ثابت انتشار و پاشندگی بررسی شده است. این رویکرد امکان تنظیم لحظه‌ای ویژگی‌های انتشار را فراهم می‌کند و هدف آن بهینه‌سازی پاشندگی و انتقال داده در شرایط عملیاتی واقعی است که وجه تمایز اصلی این کار نسبت به مطالعات پیشین محسوب می‌شود.



شکل ۱. نمایش فیبر نوری با مغزی دارای ضریب شکست ثابت و ایجاد پلاسما با چگالی پایین در بخشی از غلاف

مبانی نظری

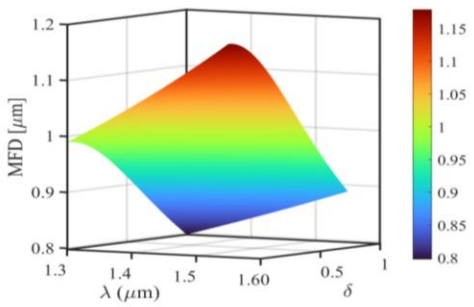
در ساختارهای مرسوم فیبر نوری با ضریب شکست پله‌ای، مغزی دی‌الکتریک با ضریب شکست ثابت توسط غلافی با ضریب شکست پایین‌تر احاطه می‌شود. در ساختار PCOF، به‌جای غلاف دی‌الکتریک معمول، از ناحیه‌ای حاوی پلاسما با چگالی پایین استفاده می‌شود که این ناحیه به کمک میدان الکتریکی خارجی ایجاد می‌گردد. ضریب شکست غلاف پلاسمایی با استفاده از رابطه‌ی زیر محاسبه می‌شود[۳]:

$$n_2 = (\varepsilon_L - \omega_p^2 / \omega^2)^{1/2} = (1-\delta^2)^{1/2} \qquad (۱)$$

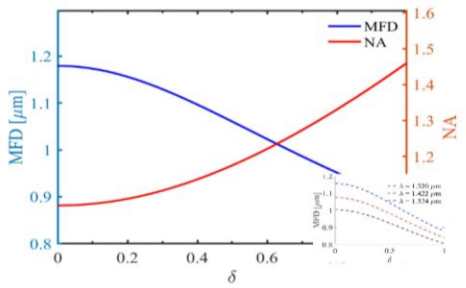
که در آن ε_L ثابت دی‌الکتریک نسبی محیط، ω فرکانس نور، ω_p فرکانس پلاسما است. δ کمیتی بی بعد است که نسبت فرکانس پلاسما به فرکانس نور را نشان می‌دهد. در این مقاله، انتشار میدان‌های نوری در PCOF بر اساس معادلات ماکسول و معادله هلمهولتز مورد بررسی قرار می‌گیرد. از مد اصلی HE_{11} برای بررسی انتشار استفاده می‌شود، زیرا این مد دارای تلفات بسیار پایین، پهنای باند بالا و تطابق مناسب با پرتو گوسی است. معادله مشخصه به صورت زیر است[۴]:

$$\left(\frac{J'_m(pm)}{pJ_m(pm)} + \frac{K'_m(qm)}{qk_m(qm)}\right)\left(\frac{J'_m(pm)}{pJ_m(pm)} + \frac{n_2^2}{n_1^2}\frac{K'_m(qm)}{qk_m(qm)}\right) = \frac{m^2}{a^2}\left(\frac{1}{p^2}+\frac{1}{q^2}\right)\left(\frac{1}{p^2}+\frac{n_2^2}{n_1^2}\frac{1}{q^2}\right) \qquad (2)$$

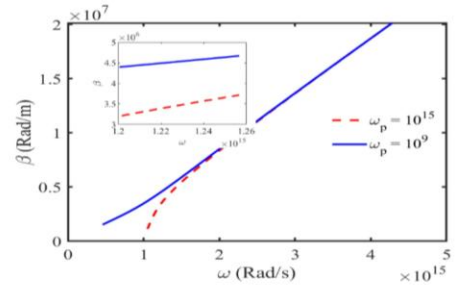
در این معادله داریم: $p = (n_1^2 k_0^2 - \beta^2)^{1/2}$ و $q = (\beta^2 - n_1^2 k_0^2)^{1/2}$ که در آن ثابت انتشار (β) از طریق حل معادله (۲) به روش ریشه‌یابی مشخص می‌شود. n_1 ضریب شکست هسته است که ۱.۴۶ انتخاب شده و a نیز بیانگر شعاع هسته است که ۴۰۰ نانومتر انتخاب می‌شود. n_2 نیز ضریب شکست غلاف پلاسما بوده و $m=1$ است. $k_0 = 2\pi / \lambda_0$ است که λ_0 برابر با ۱۵۵۰ نانومتر در نظر گرفته شد. J_m، K_m، J'_m و K'_m به ترتیب بیانگر توابع بسل، بسل تعمیم‌یافته و مشتق این توابع است.



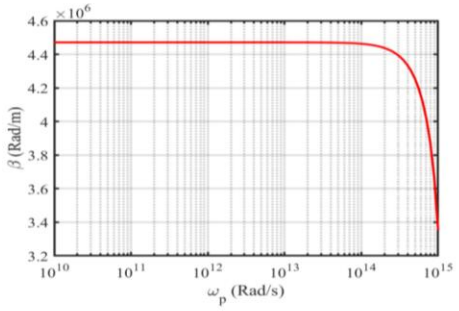
شکل ۲. تغییرات قطر میدان مد بر حسب طول موج و δ



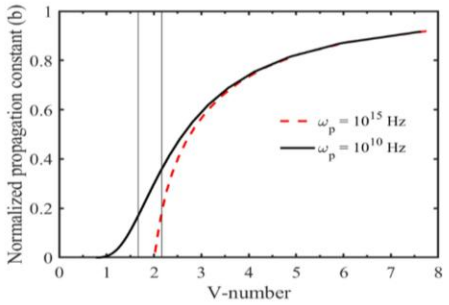
شکل ۳. تغییرات قطر میدان مد و روزنه عددی بر حسب δ



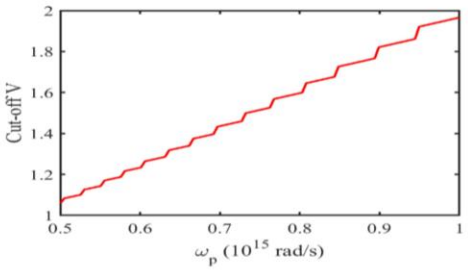
شکل ۴. تغییرات ثابت انتشار بر حسب فرکانس نور ورودی به ازای مقادیر مختلف ω_p



شکل ۵. تغییرات β بر حسب ω_p در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر



شکل ۶. پاشندگی مدی مد HE_{11} در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر



شکل ۷. تنظیم‌پذیری فرکانس قطع بر حسب ω_p در طول موج ۱۵۵۰ نانومتر

بحث

در شکل ۲ قطر میدان مد با استفاده از رابطه مارکوزه [۵] بر حسب طول موج و δ رسم شده است. با انتخاب مناسب پارامترها می‌توان شرایط بهینه برای انتشار مدی را تعیین نمود. نمودار آبی‌رنگ شکل ۳ نشان می‌دهد که با تغییر δ، مقدار MFD در بازه حدود ۰.۸۶ تا ۱.۱۵ میکرون تغییر می‌کند، درحالی‌که طول‌موج نور ثابت فرض شده است (۱۵۵۰ نانومتر). کاربرد اصلی این تغییر دینامیکی، کاهش تلفات تزویج بین فیبرها است، چرا که تنظیم دقیق MFD باعث تطابق بهتر میدان نوری و کاهش افت توان ناشی از عدم تطابق می‌شود. این قابلیت امکان کنترل سریع و الکترونیکی قطر میدان مد را بدون نیاز به تنظیمات مکانیکی فراهم می‌کند که در بهینه‌سازی اتصال فیبرها و بهبود عملکرد حسگرهای فیبری مؤثر است. نمودار قرمزرنگ شکل ۳ نشان می‌دهد که با کنترل δ از طریق تنظیم فرکانس پلاسما، می‌توان روزنه عددی فیبر نوری را نیز به‌صورت هم‌زمان تنظیم کرد. در شکل ۴، تغییرات ثابت انتشار بر حسب فرکانس نور به‌ازای مقادیر مختلف فرکانس پلاسما رسم شده است. نتایج نشان می‌دهند که در محدوده باند C منحنی‌های β تقریباً موازی‌اند و پاشندگی بسیار کمی دارند. در شکل ۵، رابطهٔ بین β و فرکانس پلاسما در طول‌موج ثابت ۱۵۵۰ نانومتر بررسی شده است. نتایج نشان می‌دهد که β با افزایش ω_p به طور یکنواخت تغییر می‌کند، به‌طوری‌که در بازه 10^{13}–10^{15} هرتز تغییرات محسوس و قابل‌کنترل مشاهده می‌شود. در شکل ۶ اثر فرکانس پلاسما بر ویژگی‌های پاشندگی مدی بررسی شده است. منحنی فرکانس 10^{10} هرتز پاشندگی کمتری را نشان می‌دهد. طبق شکل ۷ با تنظیم فرکانس می‌توان بازه مقادیر عدد موج بهنجار شده را تغییر داد؛ به‌گونه‌ای که در فرکانس‌های پایین‌تر، عدد موج از مقدار کمتری شروع می‌شود و در فرکانس‌های بالاتر، نقطه شروع آن افزایش می‌یابد. این تغییر در محدوده عدد موج نشان‌دهنده تغییر در ویژگی‌های هدایت نور و نواحی مدی قابل تحریک فیبر است.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، فیبر نوری با روکش پلاسما (PCOF) مورد بررسی قرار گرفت. تغییر فرکانس پلاسما امکان کنترل عددی، قطر میدان مد و ثابت انتشار مد HE_{11} را بدون تغییر در ساختار هندسی فیبر مهیا می‌سازد؛ در نتیجه، می‌توان تلفات کوپلینگ منبع به فیبر و فیبر به فیبر را کاهش داد. از دیگر ویژگی‌های این فیبر، توانایی تخت‌سازی منحنی پاشندگی است که منجر به بهبود کیفیت انتقال و افزایش پهنای باند در سامانه‌های مخابراتی می‌شود. علاوه بر کاربردهای مخابراتی، قابلیت کنترل دینامیکی ثابت انتشار طولی این نوع فیبرها زمینه استفاده از آنها را در طراحی سوئیچ‌ها، مدولاتورها، و بافرهای نوری فراهم می‌آورد. همچنین، وابستگی ویژگی‌ها به δ موجب می‌شود این ساختار در باندهای فرکانسی مختلف از جمله فرکانس‌های پایین کاربرد داشته باشد. بدین ترتیب، PCOF به عنوان یک موجبر پیشرفته و چندمنظوره با قابلیت تنظیم برخط، چشم‌اندازهای نوینی در فوتونیک پیشرفته را ارائه می‌دهد.

مرجع‌ها

[1] Mishra, A. K., Kumar, M., Kumar (2013).Modal study of plasma cladded cylindrical optical fiber. Journal of Electromagnetic Waves and Applications, 27(7), 868-876.

[2] Mishra, A. K., Medhekar, S., Parashar, J., & Kumar, M. (2021). Investigation of plasma cladded optical fiber for dynamic manipulations of its propagation properties. *Optik*, *232*, 166537.

[3] Piel, A. (2010). An introduction to laboratory, space, and fusion plasmas. *Plasma Physics*, Springer, 141-142

[4] Yariv, A., Yeh, P., & Yariv, A. (2007). Photonics: optical electronics in modern communications (Vol. 6). New York: Oxford university press, 100 -110.

[5] Marcuse, D. (2012). *Principles of optical fiber measurements*. Elsevier, 500-501.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-26

شبیه سازی بررسی تاثیر فرکانس و ضریب دی‌الکتریک روی چگالی الکترون ها در پلاسما ناشی از تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD)با گاز ارگون در نرم افزار کامسول

سینا کاشانی*[1]، امیر عباس فلاح [2]

[1] دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهران s.kashani.phisyc@gmail.com
[2] دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، تهرانMr.abasfallah@gmail.com
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول :
s.kashani.phisyc@gmail.com

کلید واژه: چگالی الکترون، پلاسما ،ارگون،شبیه سازی، کامسول

چکیده

در این پژوهش، اثر فرکانس و ضریب دی‌الکتریک بر چگالی الکترون در پلاسمای مبتنی بر گاز آرگون تولیدشده به روش تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) در فشار اتمسفر مورد بررسی قرار گرفته است. ساختار سیستم شامل دو دی‌الکتریک تخت با ضخامت 1 mm. و قطر10 mm و فاصله 2 mm. میلی‌متر بین آن‌ها می‌باشد. مدل‌سازی استفاده از نرم‌افزار COMSOL و شامل 2 قسمت است که در قسمت اول شبیه‌سازی یک بعدی در محدوده فرکانس 50 KHz تا 100 KHz انجام شده است. تغییرات زمانی و مکانی چگالی الکترون به‌دست آید. نتایج نشان دادند که با افزایش فرکانس در ولتاژ ثابت 1 KV ، چگالی الکترون افزایش می‌یابد و به مرتبه 10^{17} میرسد . همچنین در قسمت دوم مشاهده شد که افزایش ضریب دی‌الکتریک منجر به افزایش چگالی الکترون در مرکز گاف پلاسما می‌شود و به مقدار5.8×10^{17} میرسد. این رفتار به دلیل تجمع بیشتر بارها در ناحیه تخلیه و تشدید میدان الکتریکی داخلی است که منجر به تولید پلاسما با چگالی بالاتر می‌گردد. نتایج حاصل می‌تواند در بهینه‌سازی طراحی سیستم‌های پلاسما با کاربردهای متنوع در محیط‌های صنعتی، پزشکی و تحقیقاتی مؤثر واقع شود.

Simulation of the effect of frequency and dielectric constant on the electron density in plasma generated by dielectric barrier discharge (DBD) with Argon gas in COMSOL software

Sina Kashani[1]*, Abbas Fallah[2]
[1,2] Department of Physics, Khajeh Nasir Toosi University of Technology, Tehran, Iran
*Corresponding author's e-mail: s.kashani.phisyc@gmail.com

Abstract

In this study, the effect of frequency and dielectric constant on the electron density in argon-based plasma generated by Dielectric Barrier Discharge (DBD) at atmospheric pressure has been investigated. The system setup consists of two flat dielectric plates with a thickness of 1 mm and a diameter of 10 mm, separated by a 2 mm gap. The modeling was carried out using COMSOL Multiphysics and includes two parts. In the first part, a one-dimensional simulation was performed within the frequency range of 50 to 100 kHz to determine the temporal and spatial variations of electron density. The results showed that, at a constant voltage of 1 kV, increasing the frequency leads to an increase in electron density, reaching the order of 10^{17}. In the second part, it was observed that increasing the dielectric constant results in a higher electron density at the center of the plasma gap, reaching up to 5.8×10^{17}. This behavior is attributed to greater charge accumulation in the discharge region and the enhancement of the internal electric field, which leads to the generation of higher-density plasma. These findings can contribute to the optimization of plasma system designs for various industrial, medical, and

research applications.

Keywords: Electron density, plasma, Argon, simulation, COMSOL

مقدمه

تخلیه سد دی الکتریک توسط ارنست زیمنس در سال 1857 اختراع شد.ساختار دستگاه پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک مبتنی بر دو الکترود است که قسمتی از فضای بین دو الکترود توسط مواد دی الکتریک پر می‌شود.در این ساختار بارهای الکتریکی بر روی سطح یا سطوح دی الکتریک توسط ولتاژ AC اعمال شده به الکترود ها ایجاد میشود.اعمال ولتاژ باعث تجمع بار در دالکتریک شده و این رویداد باعث می‌شود که تخلیه الکتریکی بین فضای 2 الکترود رخ داده و احتراق(جرقه) شکل بگیرد. نقش سطح دی الکتریک در فرایند پلاسمای سد دی الکتریک کنترل کنندگی بار می‌باشد یعنی مقدار بار انتقال یافته ازالکترودی به الکترود دیگر را محدود میکند. پلاسمل ناشی از تخلیه سد دی الکتریک شامل تعداد زیادی ریز تخلیه با عمر نانو ثانیه میباشد و حضور دی الکتریک‌ها باعث می‌شود که ریزتخلیه ها در کل سطح الکترودها پخش شود . میدان الکتریکی بین دوصفحه ی تخلیه ی سد دی الکتریک باید به اندازه کافی و بالا باشد و عملاً حضور دی‌الکتریک‌ها در تخلیه باعث کنترل بزرگی جریان در تخلیه الکتریکی می‌باشد.کاربردهای پلاسمای ناشی از تخلیه سد دی الکتریک در صنایع کشاورزی ، علوم پزشکی ، محیط زیست وغیره مشهود میباشد و بررسی ساز و کار این سیستم پلاسمایی با توجه به نیازمند بودن فشار اتمسفری ان و با توجه به شاخصه هایش مورد توجه قرار گرفته است. از جمله پارامترهای موثر درپلاسما چگالی الکترون‌ها میباشند و پارامتر نامبرده تبعیت میکند از ویژگی های منبع تغذیه مانند (فرکانس و ولتاژ اعمالی) و ساختمان سیستم (مانند شکل الکترودها ، نوع دی الکتریک ها و ضخامتشان و غیره).چگالی پلاسما تعیین کننده فعال بودن ،رسانایی و واکنش پذیری ان است. این پارامتر پایه‌ای در طراحی و تحلیل انواع پلاسمای سرد و گرم است و به همین علت اندازه گیری چگالی الکترون و بررسی ان اهمیت پیدا میکند.انالیز های متعددی برای شبیه سازی پلاسمای تخلیه‌ی سد دی الکتریک انجام شده است.گادکاری و همکاران [1] در سال 2017 پلاسمای تخلیه‌ی سد دی الکتریک استوانهای هم محور را برای گاز هلیم در محیط نرم‌افزار کامسول به صورت دوبعدی شبیه سازی کردند؛ در این شبیه سازی تمام پارامترها به جز پتانسیل و بسامد اعمال شده به الکترودها، ثابت درنظر گرفته شد. صحبت زاده و سلطانی[2] در سال 2018 پلاسمای تخلیه‌ی سد دی الکتریک صفحه ای را برای ترکیب گاز نیتروژن، اکسیژن و بخار آب در محیط نرم افزار کامسول به صورت یک بعدی شبیه سازی کرده و در شرایط ثابت پارامترهای پلاسما را به دست آوردند. مازندرانی و همکاران [3] در سال 2020 با شبیه سازی پلاسما سد دی الکتریک به صورت یک‌بعدی با گاز ارگون در کامسول به بررسی چگالی و دمای پلاسما تحت تاثیر فرکانس های کمتر از 50 KHz و ولتاژ های مختلف و تغییر خواص ساختمان سیستم پرداختند.

مقاله ی حاضر، پلاسمای تخلیه ی سد دی الکتریک صفحه ای برای گاز آرگون در محیط نرم‌افزار کامسول به صورت یک‌بعدی شبیه سازی و اثر فرکانس اعمال‌شده به الکترودها و تغییر ضریب دی الکتریک های قرار گرفته روی الکترودها بر چگالی الکترون ها بررسی شده است.

روش کار.

1)معادلات حاکم

در کامسول ، ابتدا معادله پواسون (1) حل میشود تا پتاسیل الکتریکی و میدان الکتریکی در سیستم محاسبه شود.

$$\nabla \cdot (\varepsilon_r E) = \rho_q \qquad (1)$$

سپس براساس میدان بدست امده و جایگذاری در معادله (2) با توجه به ارتباط این معادله با میدان الکتریکی و D_e (ضریب پخش) ، Γ_e (شار الکترونی) بدست می‌اید.

$$\Gamma_e = -(\mu_e \cdot E)n_e - D_e \cdot \nabla n_e \qquad (2)$$

برای محاسبه چگالی الکترون ها بایستی شار در معادله پیوستگی (3)جایگذاری شود تا چگالی الکترون ها در هر لحظه محاسبه شود[4].

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e - (u \cdot \nabla)n_e \qquad (3)$$

2)فرایند

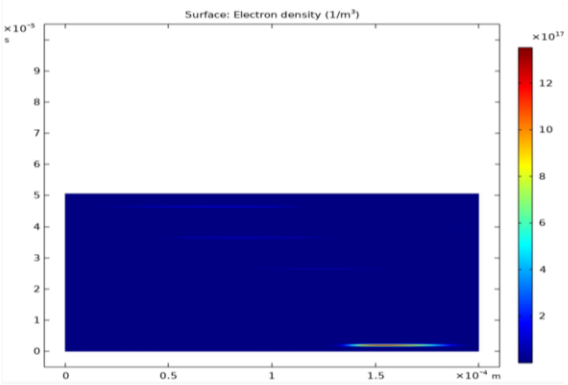
در این مقاله به شبیه سازی پلاسمای تخلیه‌ی سد دی الکتریک،برای گاز ارگون به صورت یک‌بعدی درفشار یک اتمسفر پرداخته ایم. شکل 1 نمایی ازدستگاه تخلیه‌ی سد دی الکتریک را نیز نشان میدهد.

شکل 1) نمای هندسه سیستم

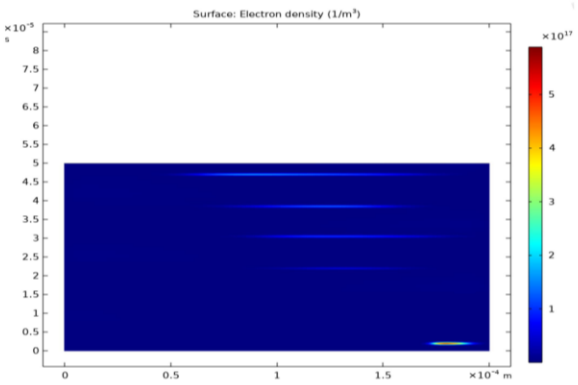
در شبیه سازی انجام شده ، روی هر الکترود ، دی‌الکتریک صورت صفحه‌های دایرهای با قطر 0.1 m و ضخامت 0.1 mm و ثابت درنظر گرفته شده‌اند. فاصله‌ی بین دی الکتریک ها 0.2 mm (فضای گاف برای شکل گرفتن پلاسما) میباشد.تاثیر فرکانس بر چگالی الکترون ها ، با در نظر گرفتن ولتاژ 1 KV و ضریب دی‌الکتریک 3.5 ، در بازه فرکانسی 50 KHz تا 100 KHz در 5 گام ، بررسی میشود. در قسمت دوم شبیه سازی، با تغییر ضریب دی الکتریک در 5 گام ، که از 3.5 تا 4.5 اتفاق میافتد، به تغییر چگالی الکترون ها پرداخته میشود و نکته قابل توجه این است که فرکانس در این قسمت 80 KHz و ولتاژ 1 KV ثابت میباشند.

نتایج و بحث

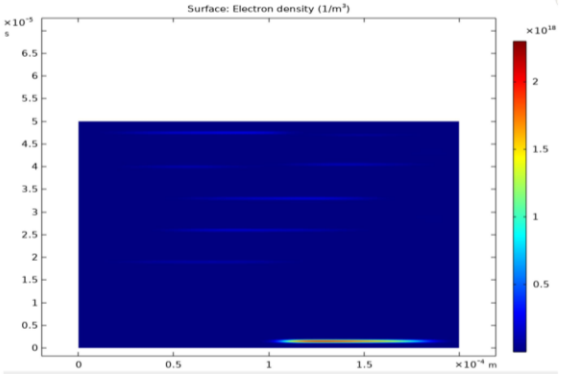
پروفایل در فضای زمان و فضای مکان چگالی الکترون را بررسی میکند. محور افقی فضای پلاسما را مشخص میکند و محور عمودی سمت چپ ، نشان دهنده ی زمان شبیه سازی میباشد و محور عمودی سمت راست ، چگالی الکترون در این دو فضا را مشخص میکند.شکل 2 پروفایل رفتار چگالی الکترون ها بر اساس فرکانس اعمالی و شکل 3 پروفایل را با اعمال ضرایب دی الکتریک نشان میدهد.



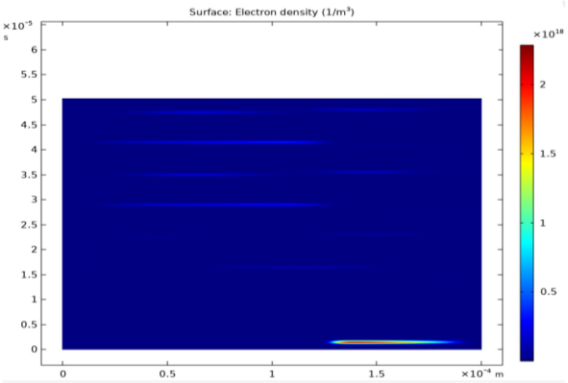
شکل 2)a) پروفایل چگالی الکترون با ضریب دی الکتریک 3.5 و فرکانس 50 KHz



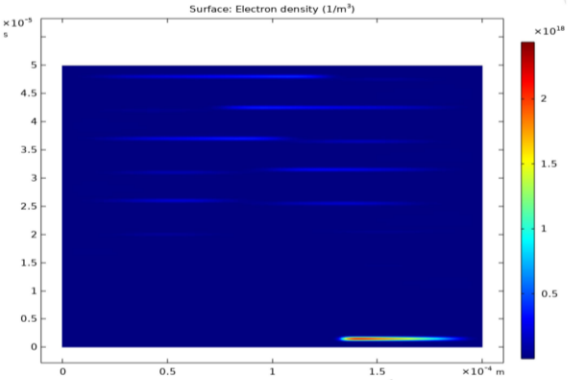
شکل 2)b پروفایل چگالی الکترون با ضریب دی الکتریک 3.5 و فرکانس 60 KHz



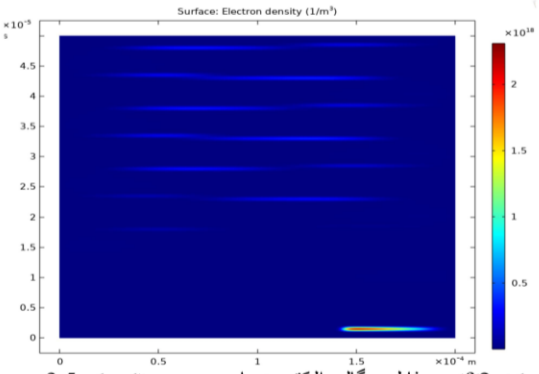
شکل 2)c پروفایل چگالی الکترون با ضریب دی الکتریک 3.5 و فرکانس 70 KHz



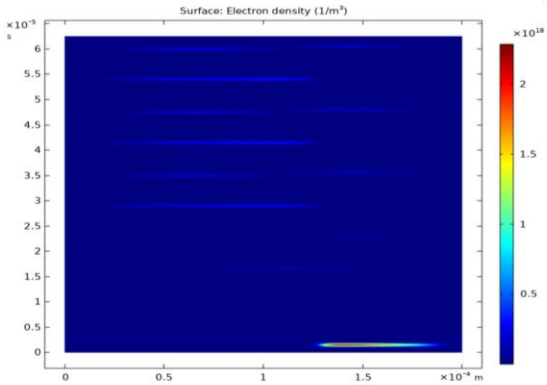
شکل 2)d پروفایل چگالی الکترون با ضریب دی الکتریک 3.5 و فرکانس 80 KHz



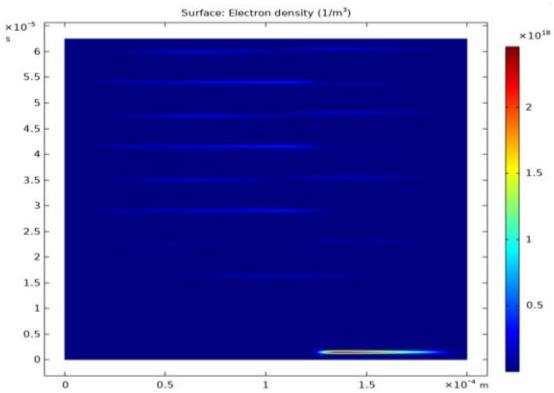
شکل 2)e پروفایل چگالی الکترون با ضریب دی الکتریک 3.5 و فرکانس 90 KHz



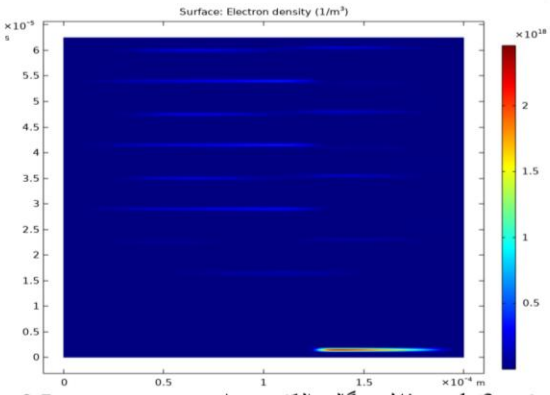
شکل 2)f پروفایل چگالی الکترون با ضریب دی الکتریک 3.5 و فرکانس 100 KHz



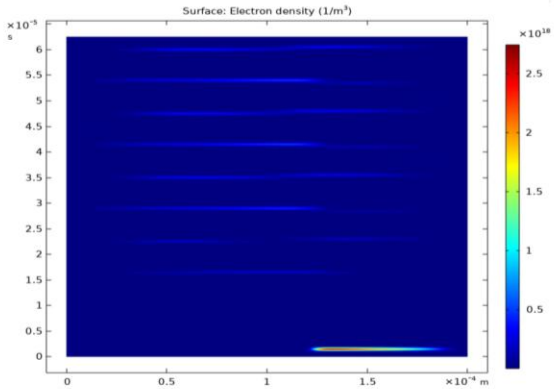
شکل 3)a) پروفایل چگالی الکترون با ضریب دی الکتریک 3.5 و فرکانس 80 KHz



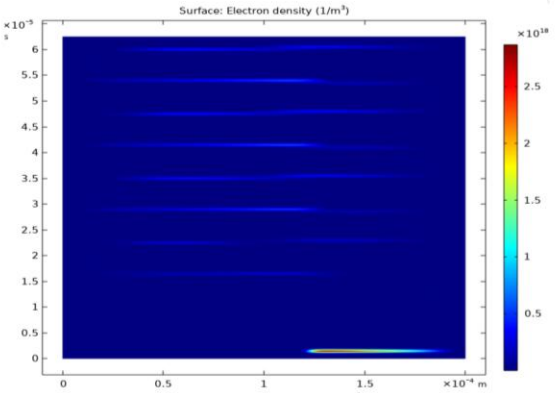
شکل 3)c) ضریب دی الکتریک 3.9 و فرکانس 80 KHz



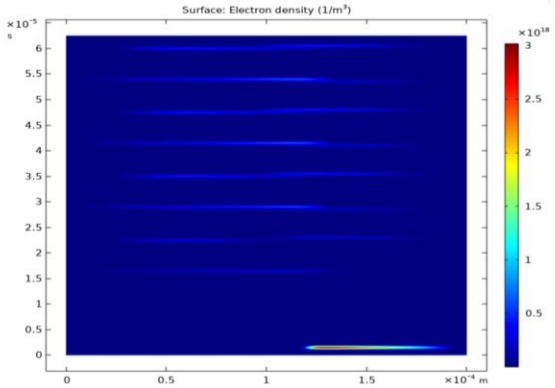
شکل 3)b) پروفایل چگالی الکترون با ضریب دی الکتریک 3.7 و فرکانس 80 KHz



شکل 3)d) پروفایل چگالی الکترون با ضریب دی الکتریک 4.1 و فرکانس 80 KHz



شکل 3)e) پروفایل چگالی الکترون با ضریب دی الکتریک 4.3 و فرکانس 80 KHz



شکل 3)f) پروفایل چگالی الکترون با ضریب دی الکتریک4.5 و فرکانس 80 KHz

منبع ولتاژ متناوب استفاده شده میتواند فرکانس های متعددی را به سیستم تخلیه سد دی الکتریک اعمال کند و این بسامد در رفتار پلاسما و چگالی ان تاثیر گذار میباشد. فرکانس در یک ولتاژ متناوب نه‌تنها جهت نوسان ولتاژ را تعیین می‌کند، بلکه ماهیت و رفتار میدان‌ها، جریان‌ها، و کل فرآیندهای فیزیکی را در ماده (رسانا یا گاز یا دی‌الکتریک) تحت تأثیر قرار می‌دهد.ولتاژ AC متغیر است، بنابراین میدان الکتریکی چه از لحاظ اندازه و چه از لحاظ جهت ایجاد شده نیز متغیر خواهد بود.میدان الکتریکی ناشی از منبع AC با فرکانس منبع نوسان می‌کند و میدان در هر ثانیه با توجه به عدد فرکانس دارای تغییر جهت میشود.به علت نوسان میدان، جریان الکتریکی هم به طور سینوسی نوسان می‌کند.بارها با فرکانس حرکت رفت‌وبرگشتی براساس میدان الکتریکی دارند.براساس قسمت اول شبیه سازی ،با افزایش فرکانس در ۵ گام و ضریب دی الکتریک ثابت 3.5، الکترون‌ها در مدت زمان کوتاه‌تری انرژی بیشتری دریافت می‌کنند و ماکسیمم چگالی الکترون ها بیشتر میشود و از لحاظ زمانی چگالی سریع تر به مقدار ماکسیمم خود میرسد. همچنین چگالی الکترون ها از 10^{16} به 10^{17} افزایش میابد.

در روند افزایش فرکانس ، زمان برای گسترش تخلیه به اطراف کمتر میشود ، میدان الکتریکی بیشتر در مرکز متمرکز می‌شود و هدایت الکترون‌ها به اطراف کاهش می‌یابد، بنابراین چگالی الکترون ها در مرکز گاف قوی‌تر و در نزدیکی دی‌الکتریک ها کمتر میشود. از طرفی ضریب دی الکتریک نقش بسزایی در رفتار میدان دارد.ضریب دی‌الکتریک به تعبیری نشان‌دهنده توانایی یک ماده برای کاهش میدان الکتریکی درون خودش نسبت به خلأ است.هنگامی که یک ماده دی‌الکتریک درون یک میدان الکتریکی قرار می‌گیرد، مولکول‌های آن قطبیده می‌شوند و این باعث کاهش شدت میدان الکتریکی خالص در داخل ماده نسبت به میدان اولیه می‌شود و در حقیقت این میدان روی چگالی الکترون ها تاثیر میگذارد. با افزایش ضریب دی الکتریک ، بار بیشتری قبل از ایجاد تخلیه ، داخل دی‌الکتریک ایجاد میشود و همین ساز و کار باعث میشود در زمان تخلیه ، ولتاژ بیشتر و میدان قوی تری روی گاز اعمال شود و این موضوع باعث میشود الکترون ها سریع تر با رشد چگالی مواجه شوند در نتیجه ماکسیمم مقدار چگالی افزایش داشته و از مقدار 3.2×10^{17} به 5.8×10^{17} رسیده است. از طرفی با توجه به این که میدان الکتریکی در گاز با افزایش ضریب دی الکتریک ، بیشتر میشود ، تمرکز تخلیه در مرکز گاف است.

جمعبندی و نتیجه گیری

چگالی الکترون در این تحقیق با افزایش فرکانس روند افزایشی داشته است.همچنین با افزایش ضریب دی‌الکتریک از 3.5 تا4.5 ،

چگالی الکترون در مرکز گاف افزایش یافته که نشان‌دهنده‌ی تاثیر مستقیم ویژگی‌های دی‌الکتریک بر تمرکز و تولید پلاسماست.

مرجع‌ها

[1].S.Gadkari,S.Gu,Numerical investigation of co axial DBD: Influence of relative permittivity of the dielectric barrier, applied voltage amplitude, and frequency, Physics of Plasmas (2017).

[2].F.Sohbatzadeh,H.Soltani,Time-dependent one dimensional simulation of atmospheric dielectric barrier discharge in N2/O2/H2O using COMSOL Multiphysics, Journal of Theoretical and Applied Physics (2018)

[3].A.Mazandarani,Sh.Goudarzi, Calculation of temperature and density for dielectric- barrier discharge (DBD) plasma using COMSOL Multiphysics(2020)

[4].H.-Y.Zhang,D.-Z.Wang,X.-G. Wang, Numerical studies of atmospheric pressure glow discharge controlled by a dielectric barrier between two coaxial electrodes (2007).

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P7-07

ارزیابی تاثیر پلاسما_هیدروپرایمینگ بر درصد و سرعت جوانه زنی بذر پنبه

شقایق بختیاریان[۱]، حسن مهدیان[۱]، کمال حاجی شریفی[۱]، سمیرا تاجیک نژاد[۲،*]، علی حسن بیگی [۱]
[۱] گروه فیزیک ،پژوهشکده پلاسما ،دانشگاه خوازمی،تهران، ایران
[۲] گروه فیزیک ،دانشکده علوم پایه ،دانشگاه گنبدکاووس ،گنبدکاووس ، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : Samira.tajiknezhad@gonbad.ac.ir

چکیده

در سال‌های اخیر، پلاسمای سرد به‌عنوان روشی نوین و سازگار با محیط‌زیست برای بهبود جوانه‌زنی بذر مورد توجه قرار گرفته است. این پژوهش اثر تیمار مستقیم و غیرمستقیم پلاسما (آب فعال‌شده با پلاسما) را بر درصد و سرعت جوانه‌زنی بذر پنبه رقم گلستان بررسی کرد. برای این منظور دو سامانه مبتنی بر تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) به کار گرفته شد؛ در سامانه نخست چهار سطح ولتاژ ۲۶ تا ۳۰ کیلوولت و در سامانه دوم ولتاژ ۱۸.۸۰کیلو ولت اعمال گردید. در روش مستقیم، بذرها به‌مدت ۳۰، ۶۰، ۹۰ و ۱۲۰ ثانیه در معرض پلاسما قرار گرفتند و در روش غیرمستقیم، بذرها به‌مدت ۸ ساعت در آب فعال‌شده (با پلاسما ۱۵ دقیقه‌ای) خیسانده شدند. آزمایش‌ها در قالب طرح کاملاً تصادفی با سه تکرار انجام شد. نتایج نشان داد بیشترین بهبود جوانه‌زنی در تیمار ترکیبی (T4) و تیمار غیرمستقیم همراه با هیدروپرایمینگ (T1) حاصل شد. این اثر احتمالاً ناشی از تولید گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن (RONS) و تحریک فرایندهای زیستی بذر است. یافته‌ها بیانگر ظرفیت بالای پلاسما سرد برای ارتقای عملکرد بذر و حرکت به‌سوی کشاورزی پایدار است.

کلید واژه: پلاسمای سرد، آب فعال‌شده با پلاسما، جوانه‌زنی بذر

Assessment of Plasma-Hydropriming Effects on Germination Percentage and Rate in Cotton Seeds

Shaghayegh Bakhtiarian[1],Hasan Mahdian[1],Kamal Hajisharifi[1], Samira Tajiknezhad[2], Ali Hasanbeigi[1]
[1] Physics Group, Plasma Research Institute, Kharazmi University, Tehran, Iran
[2,*]Physics Group, Faculty of Basic Sciences, Gonbad Kavous University, Gonbad Kavous, Iran

***corresponding e-mail:** Samira.tajiknezhad@gonbad.ac.ir

Abstract

In recent years, cold plasma has attracted attention as an innovative and environmentally friendly method for improving seed germination. This study investigated the effects of direct and indirect plasma treatments (plasma-activated water) on the germination percentage and rate of cotton seeds (Gorgan cultivar). For this purpose, two dielectric barrier discharge (DBD)-based systems were employed; in the first system, four voltage levels ranging from 26 to 30 kV were applied, while in the second system a voltage of 18.80 kV was used. In the direct method, seeds were exposed to plasma for 30, 60, 90, and 120 seconds, whereas in the indirect method, seeds were soaked for 8 hours in plasma-activated water (15-minute treatment). The experiments were conducted in a completely randomized design with three replications. The results showed that the greatest improvement in germination was achieved in the combined treatment (T4) and the indirect treatment accompanied by hydropriming (T1). This effect is likely attributed to the generation of reactive oxygen and nitrogen species (RONS) and the stimulation of seed biological processes. The findings highlight the great potential of cold plasma in enhancing seed performance and advancing sustainable agriculture.

Keywords : Cold plasma, Plasma-activated water, Seed germination

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

مقدمه

افزایش سریع جمعیت، کاهش منابع آب شیرین، و تغییرات اقلیمی، کشاورزی پایدار را با چالش‌های اساسی مواجه کرده‌اند. در چنین شرایطی، بهبود عملکرد و بهره‌وری محصولات کشاورزی بدون وابستگی به کودها و آفت‌کش‌های شیمیایی اهمیت فزاینده‌ای یافته است [۱]. یکی از راهکارهای کارآمد در این زمینه، ارتقاء کیفیت بذر به‌عنوان نقطه آغاز زنجیره تولید گیاه است. بذرهایی با توان زیستی بالا، درصد و سرعت جوانه‌زنی بیشتر، یکنواختی رشد و مقاومت بهتر در برابر تنش‌های محیطی دارند[2].

در سال‌های اخیر، استفاده از فناوری‌های نوین فیزیکی مانند تیمار پلاسما به‌عنوان روشی غیرشیمیایی و سازگار با محیط زیست، توجه بسیاری از پژوهشگران را در زمینه بهبود ویژگی‌های فیزیولوژیکی و بیوشیمیایی بذر جلب کرده است [۳,۴]. پلاسما، حالت چهارم ماده، شامل مجموعه‌ای از گونه‌های فعال مانند یون‌ها، الکترون‌ها، فوتون‌ها، و مهم‌تر از همه، گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن است که می‌توانند ساختار سطحی بذر را تغییر داده و موجب افزایش نفوذپذیری پوسته، تحریک مسیرهای آنزیمی، و در نتیجه بهبود جوانه‌زنی شوند[5,6].

دو رویکرد اصلی در کاربرد پلاسما در کشاورزی شامل تیمار مستقیم بذر با تخلیه پلاسما و تیمار غیرمستقیم از طریق آب فعال‌شده با پلاسما (PAW) است [۷]. در روش مستقیم، بذرها مستقیماً در معرض پلاسمای سرد قرار می‌گیرند، در حالی که در روش غیرمستقیم، بذرها با آبی که پیش‌تر در معرض پلاسما قرار گرفته است، تیمار می‌شوند. روش غیرمستقیم در قالب هیدروپرایمینگ، فرآیندی که در آن بذر بدون ظهور ریشه، مقدار مشخصی آب جذب می‌کند تا فرآیندهای زیستی آغاز شوند و سپس خشک شده و کشت می‌گردد [۸]. این روش موجب افزایش سرعت و یکنواختی جوانه‌زنی و بهبود استقرار گیاه در شرایط مختلف محیطی می‌شود. هریک از این روش‌ها دارای مزایا و محدودیت‌هایی هستند، و انتخاب روش به شرایط نوع بذر، گونه گیاهی و هدف تیمار بستگی دارد.

پنبه (Gossypium hirsutum) یکی از مهم‌ترین گیاهان صنعتی و زراعی در ایران و جهان است که به‌دلیل ارزش اقتصادی بالا و نقش استراتژیک در نساجی، تأمین روغن خوراکی، خوراک دام، اشتغال‌زایی و جایگاه جهانی، «طلای سفید» نامیده می‌شود [۹]. با توجه به حساسیت بالای بذر پنبه نسبت به شرایط نامساعد محیطی، بهبود ویژگی‌های جوانه‌زنی و استقرار اولیه آن از اهمیت بالایی برخوردار است. همچنین روش‌های شیمیایی بهبود رشد بذر به دلیل اثرات زیست‌محیطی و اقتصادی محدود شده‌اند، از این رو توجه به روش‌های فیزیکی مانند پلاسمای سرد افزایش یافته است.

در این پژوهش، با هدف بررسی اثرات تیمار پلاسما به دو روش مستقیم و غیرمستقیم، آزمایشی با استفاده از پلاسمای سرد در سیستم تخلیه سد دی الکتریک طراحی شد. پارامترهای ولتاژ و زمان تیمار نیز به‌عنوان متغیرهای کلیدی در فرآیند در نظر گرفته شدند تا بهینه‌ترین شرایط جهت بهبود درصد و سرعت جوانه‌زنی بذر پنبه تعیین شود.

مواد و روش ها

در این پژوهش از دو سامانه تخلیه سد دی‌الکتریک طراحی‌شده در دانشگاه خوارزمی استفاده شد. سامانه تیمار مستقیم شامل یک راکتور تخلیه سد دی‌الکتریک مربعی بود که با منبع تغذیه ولتاژ بالا (۰ تا ۳۰ کیلوولت، جریان حداکثر ۱۵ میلی‌آمپر) و فرکانس قابل تنظیم در بازه ۱ تا ۶ کیلوهرتز تغذیه می‌شد (شکل ۱). تشکیل پلاسما در فاصله میان دو الکترود و با استفاده از لایه‌ای از جنس کوارتز به‌عنوان دی‌الکتریک انجام می‌گرفت. نمونه‌ها درون محفظه‌ای از جنس پلکسی‌گلس (ابعاد ۱۰×۱۰ سانتی‌متر، ضخامت ۱ میلی‌متر) بین الکترودها قرار داده شدند. فرایند تیمار در فشار اتمسفری، با استفاده از هوا به‌عنوان گاز حامل، در زمان‌های ۳۰، ۶۰، ۹۰ و ۱۲۰ ثانیه و تحت چهار سطح ولتاژ در محدوده ۲۶ تا ۳۰ کیلوولت اجرا شد.

شکل ۱. پلاسمای سرد فشار اتمسفری

برای تهیه آب فعال‌شده با پلاسما، از سامانه تخلیه سد دی‌الکتریک دیگری شامل دو لوله کوارتز با الکترودهای فلزی مرکزی استفاده شد. این سامانه با منبع تغذیه واریاک (۲۲۰ ولتAC ، 50هرتز) و ولتاژ قابل تنظیم تا ۳۰۰ ولت راه‌اندازی گردید. در این فرایند، آب دیونیزه درون لوله‌ای شیشه‌ای حاوی الکترود فولادی ضدزنگ قرار گرفت و تحت اثر پلاسما به آب فعال‌شده تبدیل شد. تیمار در شرایط فشار اتمسفری، با گاز حامل هوا، در زمان‌های ۵، ۱۰، ۱۵ و ۲۰ دقیقه و در ولتاژ ۱۸.۸۰کیلو ولت انجام شد.در این پژوهش، تیمار مستقیم بذرها با استفاده از تخلیه سد دی‌الکتریک و تیمار غیرمستقیم به‌صورت هیدروپرایمینگ ۸ ساعته با آب فعال‌شده توسط پلاسما صورت گرفت. تیمارها هم به‌طور جداگانه و هم به‌صورت ترکیبی (با جابه‌جایی ترتیب تیمار مستقیم و غیرمستقیم) اعمال شدند. بذرهای مورد استفاده از رقم گلستان و از موسسه تحقیقات پنبه کشور تهیه شدند. آزمایش در ۳ تکرار انجام گرفت و در هر تکرار، ۱۰ بذر در هر نمونه قرار داده شد. در این مطالعه، درصد جوانه‌زنی بذرها اندازه‌گیری شد.برای محاسبه درصد جوانه زنی ازفرمول $=\frac{N}{n}\times 100$ درصدجوانه زنی ، به صورتی که n=تعداد بذرهای جوانه زده وN =تعداد کل بذر های آزمایش شده در هرتکرار است ،استفاده شد.و در محاسبه ی سرعت جوانه زنی از فرمول

$(\sum(\frac{n_i}{t_i}) =$ سرعت جوانه زنی ، استفاده شد [۱۰]. پس از اعمال تیمار، بذرها درون رول‌های کاغذی مرطوب قرار داده شدند و توسط آب مقطر و آب فعال شده با پلاسما آبیاری شدند .بذرها به مدت ۱۲روز درون انکوباتور در دمای۲۵ درجه سانتیگراد نگهداری شدند و تنها زمانی آبیاری می شدند که کاغذ های صافی رطوبت خود را از دست داده بودند. محاسبات و تحلیل داده‌ها توسط نرم‌افزارهای SPSS و Origin صورت گرفت و برای مقایسه میانگین‌ها از t-test دوطرفه برای هر متغیر استفاده شد .P-value برای تعیین معناداری تفاوت‌ها، خطای استاندارد میانگین برای بررسی دقت و تکرارپذیری داده‌ها محاسبه شد.

بحث

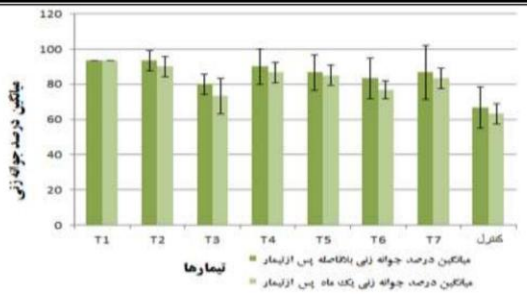
نتایج نشان داد دربین تیمارهای مستقیم ، تیمار با ولتاژ ۲۷ کیلوولت و زمان ۶۰ ثانیه مؤثرترین گزینه در بهبود صفات جوانه‌زنی بود.در تیمار غیرمستقیم ، تیمار غیرمستقیم با آب فعال شده با پلاسما با ولتاژ ۱۸.۸۰ کیلو ولت و زمان ۱۵ دقیقه بهترین عملکرد را نشان

داد.بر اساس این نتایج، هفت تیمار نهایی به همراه نمونه شاهد به شرح زیر انتخاب شدند T1 := هیدروپرایمینگ با آب فعال شده با پلاسما، T2 = تیمار مستقیم، T3= هیدروپرایمینگ باآب مقطر،T4 = ابتدا هیدروپرایمینگ با آب فعال شده با پلاسما سپس تیمارمستقیم ، T5= ابتداتیمار مستقیم سپس هیدروپرایمینگ باآب فعال شده با پلاسما،T6 = ابتدا هیدروپرایمینگ با آب مقطر سپس تیمارمستقیم، T7= ابتداتیمار مستقیم سپس هیدروپرایمینگ باآب مقطر،C = نمونه شاهد .بررسی میانگین درصد جوانه زنی و میانگین سرعت جوانه زنی، اثر مثبت تیمارهارا نسبت به نمونه شاهد نشان داد.مقایسه میانگین ها در جدول(۱) آورده شده است.مقادیرهمراه با خطای استاندارد نشان دهنده دقت و تکرار پذیری داده ها هست .

جدول (۱) : میانگین درصد جوانه زنی و میانگین سرعت جوانه زنی درتیمارهای مختلف

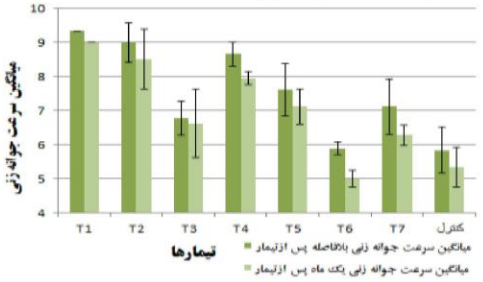
نمونه ها	G% mean ± SE (زمان صفر)	G% mean ± SE (یک ماه بعد)	GS %mean ± SE (زمان صفر)	GS %mean ± SE (یک ماه بعد)
T1	93.33* ± 3.33	93.33** ± 3.33	9.33** ± 0.33	9** ± 0.06
T2	93.33* ± 3.33	90* ± 5.77	9** ± 0.28	8.5* ± 0.02
T3	80 ± 5.77	73.33* ± 3.33	6.77 ± 0.20	6.61* ± 0.02
T4	90* ± 5.78	86.66** ± 3.33	8.66** ± 0.44	7.94** ± 0.09
T5	86.66* ± 6.66	85** ± 2.88	7.61* ± 0.11	7.10** ± 0.06
T6	83.33 ± 8.82	76.66* ± 3.33	5.88 ± 0.47	4.99 ± 0.09
T7	86.66* ± 6.66	83.33* ± 3.33	7.11* ± 0.38	6.27* ± 0.09
C	66.66 ± 6.67	63.33 ± 3.33	5.83 ± 0.41	5.33 ± 0.06

جدول (۱) علامت های (**) و(*) به ترتیب بیانگر تفاوت معنادار در سطح اطمنیان ۱ و ۵ درصد است. در آزمون جوانه‌زنی زمان صفر، تیمارهای T1 و T2 هر دو میانگین درصد جوانه‌زنی (۹۳.۳۳) را نشان دادند. همچنین، در آزمون جوانه‌زنی یک ماه پس از تیمار، میانگین درصد جوانه‌زنی این تیمارها به ترتیب (۹۳.۳۳) و (۹۰) بود. بنابراین، تیمارهای T1 و T2 در مقایسه با سایر تیمارها عملکرد بهتری در حفظ و افزایش میانگین درصد جوانه‌زنی بذر پنبه داشتند. در آزمون جوانه‌زنی زمان صفر، تیمارهای T1 و T2 به ترتیب میانگین سرعت جوانه‌زنی (۹.۳۳) و(۹) نشان دادند. همچنین، در آزمون جوانه‌زنی یک ماه پس از تیمار، میانگین سرعت جوانه زنی این تیمارها به ترتیب (۹) و (۸.۵) گزارش شد. براین اساس، تیمارهای T1 و T2 نسبت به سایر تیمارها توانستند عملکرد مطلوب تری درحفظ و پایداری سرعت جوانه‌زنی بذر پنبه نشان دهندجهت تحلیل دقیق تر و مقایسه عملکرد تیمارها دونمودار زیر به ترتیب میانگین درصد جوانه زنی و سرعت جوانه زنی را نشان می دهند. بر اساس نمودار (۱)، بیشترین کاهش میانگین درصد جوانه‌زنی بین دو آزمون در تیمارهای T3 و T6 مشاهده شد. به‌طور کلی، با درنظر گرفتن خطای استاندارد، تمامی تیمارهای معنادار در آزمون زمان صفر عملکرد بهتری داشتند و در آزمون یک ماه پس از تیمار، کاهش میانگین درصد جوانه‌زنی در همه تیمارها دیده شد.



نمودار۱:نمودار میانگین درصد جوانه زنی

بر اساس نمودار (۲)، بیشترین کاهش میانگین سرعت جوانه زنی بین دوآزمون در تیمار T7 مشاهده شد. به‌طور کلی، همه تیمارهای معنادار در آزمون زمان صفر نتایج بهتری نشان دادند، و در آزمون یک ماه پس از تیمار، کاهش میانگین سرعت جوانه‌زنی در همه تیمارها گزارش شد. اما تیمار T6 در آزمون یک ماه پس از تیمار عملکرد ضعیف تری نسبت به نمونه کنترل داشت.



نمودار۲: نمودار میانگین سرعت جوانه زنی

نتایج نشان داد بیشترین اثر مربوط به تیمار های T1 و T2 بود که یکی از دلایل احتمالی بهبود این تیمارها، حضور ترکیبات فعالی مانند نیترات و نیتریت در پلاسمای سرد است که می تواند نقش موثری درتحریک جوانه زنی ایفاکند؛علاوه براین پلاسما ازطریق ایجاد تغییرات فیزیکی سطحی روی پوشش بذر موجب آبدوستی بذر و بهبود سرعت جوانه زنی می شود[11]. ازطرفی در یک مطالعه، پیش‌درمان بذر نخودفرنگی با آب فعال‌شده توسط پلاسما موجب کاهش زاویه تماس آب و تبدیل سطح بذر از حالت هیدروفوبیک به هیدروفیل شد. این تغییرات ضمن بهبود نفوذپذیری و افزایش جذب آب، همراه با ارتقای فعالیت آنزیم‌های آنتی‌اکسیدانی، منجر به افزایش سرعت و درصد جوانه‌زنی گردید [12]. علاوه بر این درمطالعه ای دیگر، تیمار بذرهای پنبه با تخلیه سد دی‌الکتریک همراه با خیساندن در آب فعال‌شده توسط پلاسما موجب کاهش رسانایی الکتریکی و افزایش نفوذپذیری آب شد. تغییرات فیزیکی و شیمیایی سطح بذر که توسط میکروسکوپ الکترونی روبشی و طیف‌سنجی FTIR تأیید

شدند، فرآیند جذب آب و فعالیت آنزیم‌های مرتبط با جوانه‌زنی را تسریع کرده و در نهایت به افزایش قابل‌توجه سرعت و درصد جوانه‌زنی منجر گردید [13]. بنابراین، یافته‌های گزارش‌شده می‌توانند به‌عنوان پشتوانه‌ای برای توجیه و تأیید رویکرد حاضر در به‌کارگیری تیمارهای پلاسما و PAW در بهبود جوانه‌زنی بذر محسوب شوند.

نتیجه گیری

در این پژوهش، تأثیر تیمارهای مستقیم و غیرمستقیم پلاسما، به صورت مستقل و ترکیبی، بر درصد و سرعت جوانه‌زنی بذر پنبه بررسی شد. نتایج نشان داد که تیمار غیرمستقیم (آب فعال‌شده با پلاسما با ولتاژ ۱۸.۸ کیلوولت و زمان ۱۵ دقیقه) با بهره‌گیری از فرآیند هیدروپرایمینگ ۸ ساعته (T1) و تیمار مستقیم پلاسما با ولتاژ ۲۷ کیلوولت و زمان ۶۰ ثانیه (T2) بهترین عملکرد را در هر دو شاخص نسبت به نمونه کنترل از خود نشان دادند.علاوه بر این، این دو تیمار در حفظ ویژگی‌های مثبت ایجادشده، در سرعت و درصد جوانه‌زنی، پس از یک ماه ذخیره‌سازی، عملکرد بهتری نسبت به سایر تیمارها داشتند. به نظر می‌رسد این بهبود ناشی از تأثیر گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن تولیدشده در طول تیمار مستقیم و تیمار غیرمستقیم با استفاده از فرآیند هیدروپرایمینگ، بر ساختار فیزیکی و فعالیت‌های متابولیکی بذر باشد.

به‌طور کلی، استفاده از پلاسما، به ویژه در قالب تیمار ترکیبی، می‌تواند به‌عنوان روشی نوین، مؤثر و بدون نیاز به مواد شیمیایی برای بهبود جوانه‌زنی بذر پنبه مورد بهره‌برداری قرار گیرد. این یافته‌ها می‌تواند در راستای توسعه کشاورزی پایدار و بهینه‌سازی تولیدات زراعی کاربرد داشته باشد.

مرجع ها

[۱] .FAO. (2021). The state of the world's land and water resources for food and agriculture – Systems at breaking point. FAO & Routledge.

[۲] .Finch-Savage, W. E., & Bassel, G. W. (2016). Seed vigour and crop establishment: Extending performance beyond adaptation. Journal of Experimental Botany, 67(3), 567–591.

[۳] .Randeniya, L. K., & de Groot, G. J. J. B. (2015). Non-thermal plasma treatment of agricultural seeds for stimulation of germination, removal of surface contamination and other benefits: A review. Plasma Processes and Polymers, 12(7), 608–623.

[٤] .Filatova, I., Azharonok, V., & Tiron, V. (2013). Plasma agriculture: Impact of plasma treatment on wheat seeds germination and yield. In AIP Conference Proceedings, 1496, 160–166.

[٥] .Zahoranová, A., Henselová, M., Hudecová, D., Kaliňáková, B., & Černák, M. (2016). Effect of cold atmospheric pressure plasma on the wheat seedlings vigor and on the inactivation of microorganisms on seeds surface. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 36, 397–414.

[٦] .Sivachandiran, L., & Khacef, A. (2017). Enhanced seed germination and plant growth by atmospheric pressure cold air plasma: Combined effect of seed and water treatment. RSC Advances, 7, 1822–1832.

[٧] .Thirumdas, R., Sarangapani, C., & Annapure, U. S. (2015). Cold plasma: A novel non-thermal technology for food processing. Food Biophysics, 10, 1–11.

[٨] .Paparella, S., Araújo, S. S., Rossi, G., Wijayasinghe, M., Carbonera, D., & Balestrazzi, A. (2015). Seed priming: State of the art and new perspectives. Plant Cell Reports, 34, 1281–1293.

[٩] .Nacoulma, B. M., & Traoré, O. (2020). Cotton: The white gold of Africa. In: Cotton production and uses. Springer, Singapore.

[10] .Wiese, A. M., & Binning, L. K. (1987). Calculating the threshold temperature of development for weeds. Weed Science, 35(2), 177–179.

[11] .Ling, L., Jiafeng, J., Jiangang, L., Minchong, S., Xin, H., Hanliang, S., & Yuanhua, D. (2014). Effects of cold plasma treatment on seed germination and seedling growth of soybean. Scientific Reports 4: 5859

[12]. Rathore, V., Tiwari, B. S., & Nema, S. K. (2022). germination, plant growth, and plant composition. Plasma Chemistry and Plasma Processing, 42(1), 109–129. https://doi.org/10.1007/s11090-021-10273-3

[13]. Mohajer, M. H., Monfaredi, M., Rahmani, M., Mirjalili, M. H., Hamidi, A., & Ghomai, H. R. (2024). Impact of dielectric barrier discharge plasma and plasma-activated water on cotton seed germination and seedling growth. Heliyon, 10(19), e38160.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P3-06

نقش پتانسیل کاتدی در انتشار امواج مکانیکی کم بسامد در پلاسماهای غباری

امیر محمد احدی

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز، اهواز، ایران
ahadi.am@gmail.com

چکیده

در این مطالعه انتشار امواج کم بسامد یون غبار صوتی در یک پلاسمای بدون برخورد در حضور یک باریکهٔ الکترونی مورد بررسی قرار می‌گیرد. رابطهٔ پاشندگی بدست آمده نشان می‌دهد چگالی باریکهٔ الکترونی و پتانسیل کاتدی نقش برجسته‌ای در دینامیک انتشار مد یون غبار صوتی بازی می‌کند. نتایج ارزیابی‌های عددی نشان می‌دهند در یک پتانسیل کاتدی ویژه اثر باریکهٔ الکترونی در دینامیک انتشار مد ناپدید (سرکوب) می‌شود. مطالعات بیشتر مشخص می‌کند، پتانسیل کاتدی ویژه، که اثر باریکه را سرکوب می‌نماید، به پارامترهای پلاسما وابسته است. با افزایش جمعیت درشت دانه‌های با بار منفی، پتانسیل کاتدی ویژه بطور خطی افزایش می‌یابد درحالی‌که رشد چگالی درشت دانه‌های مثبت باردار باعث کاهش خطی این پتانسیل می‌گردد. یافته‌های ما همچنین موید اینست که افزایش چگالی الکترون‌های پلاسما، باعث کاهش (افزایش) غیرخطی پتانسیل کاتدی ویژه در پلاسماهای مشتمل بر درشت دانه‌های منفی (مثبت) باردار می‌شود.

کلمات کلیدی: امواج یون غبار صوتی، باریکهٔ الکترونی، پتانسیل کاتدی

The role of cathode potential in propagation of low frequency mechanical waves in dusty plasmas

Amir Mohammad Ahadi

Department of Physics, Faculty of Science, Shahid Chamran University of Ahvaz, Ahvaz- Iran

ahadi.am@gmail.com

Abstract

In this study, we investigate the propagation of low-frequency dust-ion acoustic waves in a collisionless plasma with an electron beam. The derived dispersion relation reveals that the electron beam density and the cathode potential play crucial roles in the propagation dynamics of the dust-ion acoustic mode. Numerical assessments show that at a specific cathode potential, the impact of the electron beam on the propagation dynamics of the mode is nearly eliminated (suppressed). Further studies indicate that the specific cathode potential suppressing the beam effect depends on the plasma parameters. An increase in the population of negatively charged grains results in a linear rise in the specific cathode potential, whereas a higher density of positively charged grains leads to a linear decrease in this potential. Our findings indicate that increasing electron plasma density leads to a nonlinear decrease (increase) in the specific cathode potential of plasmas containing negatively (positively) charged grains.

Keywords: Dust-Ion acoustic waves, Electron beam, Cathode potential

مقدمه

دینامیک انتشار امواج مکانیکی کم بسامد، همانند امواج یون غبار صوتی، در پلاسماها از مباحث مورد توجه پلاسما فیزیکدانان در سه دهه گذشته بوده است[1]. مطالعهٔ شرایط و پارامترهای پلاسما و همچنین نقش مؤلفه‌های مختلف در انتشار امواج مکانیکی کم بسامد، که مولفه‌های بسیار سنگین پلاسماها شامل ذرات غبار را تحت تأثیر قرار می‌دهند، از چالش‌های مورد توجه در این شاخهٔ بالنده علم بشمار می‌رود. وجود امواج کم بسامد صوتی در پلاسماهای غباری ابتدا توسط شوکلا و همکاران بصورت تحلیلی پیش‌بینی و متعاقب آن درآزمایشات تجربی مشاهده گردید[2]. نقش دینامیک یون‌ها و ذرات غبار با توجه به لختی متفاوت آنها در رابطهٔ پاشندگیِ معرف امواج غبارصوتی بسیار کلیدی و تعیین کننده است. طی سالیان گذشته مطالعات فراوانی در زمینه انتشار خطی و غیرخطی امواج صوتی غباری در پلاسماهای مغناطیسی و غیرمغناطیسی صورت گرفته است. از طرفی تولید یک باریکهٔ الکترونی توسط یک الکترود و انتشار آن درون پلاسما نه تنها با اضافه کردن مؤلفه جدیدی به پلاسما، تعادل بار را تغییر می‌دهد بلکه دینامیک ساختارهای مختلف درون و در مرزهای پلاسما را نیز می‌تواند تحت تأثیر قرار دهد. بطور ویژه، حضور یک باریکهٔ الکترونی با برهم زدن جمعیت مؤلفه‌ها، دینامیک انتشار امواج مکانیکی را تغییر داده و رابطهٔ پاشندگی مربوطه را متحول می‌کند. در مطالعات قبلی نقش باریکهٔ الکترونی در تحول انتشار خطی مد غبارصوتی و مد یون غبار صوتی در دو وضعیت پلاسماهای برخوردی و پلاسماهای غیربرخوردی بصورت مبسوط مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است [3], [4]. در تحقیق حاضر به مطالعهٔ دینامیک خطی انتشار امواج یون غبار صوتی در حضور یک باریکهٔ الکترونی تولید شده توسط یک الکترود (کاتد) درون یک پلاسمای بدون برخورد و نقش پتانسیل کاتدی در تنظیم اثرگذاری باریکه می‌پردازیم.

رابطهٔ پاشندگی

در این مطالعه به بررسی رابطهٔ پاشندگی و انتشار امواج یون غبار صوتی در پلاسمایی مشتمل بر الکترون‌هایی که در تعادل گرمایی قرار دارند، یون‌ها و درشت دانه‌هایی که بدلیل لختی بالا رفتار سیال سرد دارند، می پردازیم. مضاف بر این فرض می‌شود یک باریکهٔ الکترونی از طریق یک کاتد در پتانسیل $-V_c$ که درون پلاسما قرار گرفته تولید و منتشر می‌شود. اگر دمای تعادلی الکترون‌ها T_e باشد، در پتانسیل موج φ توزیع بولتزمنی الکترون‌ها با رابطهٔ $n_e = n_{0e}\exp(\frac{e\,\varphi}{K_B T_e})$ داده می‌شود. همچنین چگالی تعداد الکترون‌ها در یک باریکهٔ الکترونی (n_b) با چگالی جریان آن (J_b) بصورت زیر رابطه دارد:

$$n_b = \frac{J_b\, m_e^{1/2}}{e^{3/2}\,(2V_c - 2\varphi)^{1/2}} \quad (1)$$

از طرفی دینامیک سیال یونی و سیال غباری از طریق حل معادلات هیدرودینامیکی بشکل زیر قابل تجزیه و تحلیل است:

$$\frac{\partial n_\alpha}{\partial t} + \vec{\nabla}.(n_\alpha \overrightarrow{u_\alpha}) = 0 \quad (2)$$

$$\frac{\partial \overrightarrow{u_\alpha}}{\partial t} + (\overrightarrow{u_\alpha}\,.\vec{\nabla})\overrightarrow{u_\alpha} = -\frac{q_\alpha}{M_\alpha}\vec{\nabla}\varphi - \frac{\vec{\nabla}P_\alpha}{M_\alpha n_\alpha} \quad (3)$$

که در روابط اخیر اندیس α نشان دهندهٔ مولفه‌های یونی و یا غباری می‌باشد. فرض می‌شود نوسانات موج بصورت $\exp[i(kr-\omega t)]$ قابل توصیف باشند. جهت بررسی دینامیک خطی امواج یون غبار صوتی و با فرض کوچک بودن پتانسیل موج می‌توان با خطی‌سازی روابط هیدرودینامیکی و تلفیق آنها برای هر مؤلفه، اختلال مرتبه اول چگالی یون‌ها و ذرات غبار را محاسبه نمود. با بسط تیلور رابطهٔ بولتزمن معرف الکترون‌ها و همچنین بسط معادلهٔ ۱ برای باریکهٔ الکترونی به ازای پتانسیل‌های کوچک موج، اختلال در چگالی

الکترون‌های باریکه محاسبه می‌شود. در نهایت با بکارگیری معادلهٔ پواسون، اختلال مرتبه اول چگالی مولفه‌های مختلف بصورت زیر قابل تجمیع است:

$$-\varepsilon_0 k^2 \varphi_1 = \left(e N_{e0} \frac{e\,\varphi_1}{K_B T_e} + e \frac{J_b \sqrt{\frac{m_e}{2e}}\,\varphi_1}{2e\,V_c^{3/2}} - e \frac{\left(\frac{n_{i0}}{M_i}\right) e\,k^2}{\omega^2 - 3\,V_{Ti}^2\,k^2}\,\varphi_1 - Q_d \frac{\left(\frac{n_{0d}}{M_d}\right) Q_d\,k^2}{\omega^2 - 3\,V_{Td}^2\,k^2}\,\varphi_1 \right) \quad (4)$$

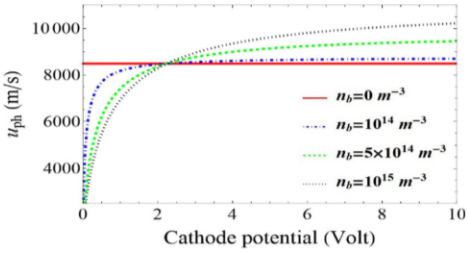
که در رابطهٔ اخیر V_{Ti} و V_{Td} به ترتیب سرعت‌های گرمایی سیال یونی و سیال غباری را نشان می‌دهند. با حذف پتانسیل اختلالی موج از طرفین رابطهٔ ۴ و اندکی محاسبات، رابطهٔ پاشندگی موج یون غبار صوتی در طول موج‌های بلند و در حضور باریکهٔ الکترونی بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\lambda_{De}^{-2} + \frac{J_b \sqrt{\frac{m_e}{e}}}{\varepsilon_0 (2V_c)^{3/2}} = \left(\omega_{pi}^2 + \omega_{pd}^2 - \omega^2\right) \frac{k^2}{\omega^2} \quad (5)$$

در این رابطه، طول دبای بصورت $\lambda_{De} = \left(\frac{\varepsilon_0 K_B\,T_e}{n_{e0}\,e^2}\right)^{\frac{1}{2}}$ داده شده است. مضاف بر آن $\omega_{Pi}^2 = \left(\frac{e^2 n_{i0}}{\varepsilon_0 M_i}\right)$ و $\omega_{Pd}^2 = \left(\frac{Q_d^2\,N_{d0}}{\varepsilon_0 M_d}\right)$ به ترتیب فرکانس یونی پلاسما و فرکانس غباری پلاسما می‌باشند.

نتایج و بحث

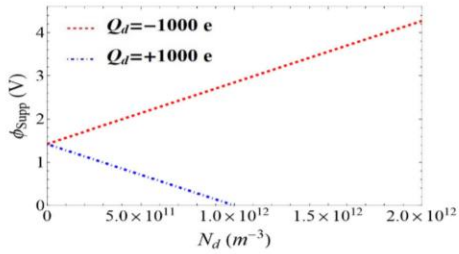
همانگونه که از رابطهٔ پاشندگی بدست آمده برمی‌آید دینامیک موج یون غبار صوتی به ویژگی‌های باریکهٔ الکترونی و پتانسیل کاتدی وابسته است. برای یک پلاسمای نوعی با چگالی الکترونی در محدودهٔ $۱۰^{۱۴}$-$۱۰^{۱۵}$ m^{-3} ، چگالی باریکه در محدودهٔ $۰ - ۱۰^{۱۵} m^{-3}$ ، بار غبار $Q_d = \pm ۱۰^{۳} e$ و یون‌هایی با جرم $۱۰^{-۲۶}$ kg رابطهٔ پاشندگی بدست آمده مورد بررسی عددی قرار گرفت. همانگونه که نتایج بدست آمده در شکل ۱ نشان می‌دهند سرعت فاز موج یون غبار صوتی در حضور یک باریکه با چگالی مشخص با افزایش پتانسیل کاتدی بسرعت و بصورت غیرخطی افزایش می‌یابد. این افزایش تا زمان رسیدن مقدار سرعت فاز به حالت بدون باریکه بسیار محسوس است. پس از آن رشد سرعت فاز بطور معناداری کند شده و سپس ثابت می‌شود. این رفتار در چگالی‌های مختلف باریکه مشابه است. بطور جالبی در یک پتانسیل کاتدی ویژه سرعت فاز انتشار موج به ازای تمام چگالی‌های باریکهٔ بکار رفته یکسان است. بعبارتی دیگر در پتانسیل ویژه فوق، نقش باریکه در تغییر سرعت فاز بطور کامل توسط کاتد سرکوب می‌شود.



شکل ۱: تغییرات سرعت فاز با پتانسیل کاتدی برای پلاسماهایی شامل باریکه‌هایی الکترونی متفاوت

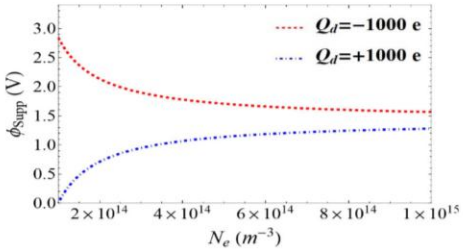
در گام بعدی توجه خود را به نحوه تغییرات پتانسیل ویژه متمرکز نمودیم. همانگونه که در شکل ۲ نشان داده شده است با تغییر چگالی ذرات غبار پتانسیل ویژهٔ سرکوب‌گر کاتدی برای غبارهای منفی باردار بطور خطی افزایش می یابد در حالی‌که در صورت مثبت بودن بار ذرات غبار این روند معکوس بوده و با افزایش چگالی درشت دانه‌ها پتانسیل ویژه کاهش می‌یابد و نهایتاً نیز با رسیدن به مقدار صفر نقش خود را از دست می‌دهد و امکان سرکوب کامل نقش باریکه را نخواهد داشت. در پلاسماهای شامل درشت‌دانه‌هایی با بار منفی، افزایش چگالی ذرات غبار با تأثیر بر فراوانی یون‌های مثبت پلاسما، سرعت فاز مد انتشاری را بزرگ‌تر می‌کند و بنابراین به پتانسیل‌های کاتدی بزرگ‌تری جهت حذف نقش کاهندهٔ

باریکهٔ الکترونی نیاز است. این روند در حضور ذرات غبار مثبت معکوس می‌شود.



شکل ۲: تغییرات پتانسیل ویژه کاتدی با چگالی درشت دانه‌های غباری برای بار غبار مثبت و منفی

در مرحلهٔ آخر نیز به بررسی نقش چگالی الکترونی پلاسما بر تحول پتانسیل ویژه پرداخته شد. تحلیل‌های عددی نشان می‌دهند در پلاسماهای شامل ذرات غبار منفی، پتانسیل سرکوبگر باریکه با رشد چگالی الکترون‌های پلاسما بطور غیرخطی کاهش می‌یابد و در مقادیر زیاد چگالی الکترونی به یک مقدار اشباع شده می‌رسد. رشد چگالی الکترون‌های پلاسما نقش متفاوتی در پلاسماهای شامل درشت دانه‌های مثبت باردار بازی می‌کند. در این پلاسماها با رشد n_e پتانسیل ویژه بطور غیرخطی رشد می‌کند.



شکل ۳: تغییرات پتانسیل ویژهٔ کاتدی با چگالی الکترون‌های پلاسما برای بار غبار مثبت و منفی

نتیجه‌گیری:

در این کار مطالعاتی ضمن بدست آوردن رابطهٔ پاشندگی امواج یون غبار صوتی در حضور یک باریکهٔ الکترونی، نقش پارامترهای مختلف در دینامیک انتشار خطی این دسته از امواج مورد کنکاش قرار گرفت. نتایج عددی اولیه نشان داد دینامیک مد انتشاری به طور قوی وابسته به مشخصه‌های باریکهٔ الکترونی و پتانسیل کاتدی است. به‌ویژه در یک پتانسیل کاتدی منحصربفرد نقش باریکه در دینامیک انتشار بطور کامل می‌تواند سرکوب گردد. مقدار این پتانسیل کاتدی ویژه به ترکیب مؤلفه‌های پلاسما و علامت بار درشت دانه‌های غباری وابستگی معنادار دارد. بعبارتی روند تحول پتانسیل ویژه (سرکوب‌گر نقش باریکه) با پارامترهای مؤثر بر سرعت فاز مد انتشاری قابل تشریح است. یافته‌های این تحقیق می‌تواند در جهت فهم عمیق‌تر فیزیک انتشار امواج یون غبار صوتی در نزدیکی الکترودها در پلاسما، بهینه‌سازی شرایط انتشار نوسانات کم بسامد صوتی و بویژه حذف آثار مخرب محتمل ناشی از بکارگیری الکترودها بر دینامیک انتشار مدهای یون غبار صوتی، مورد توجه و استفاده قرار گیرد.

مراجع

[1] Beckers, J. et al. (2023). Physics and applications of dusty plasmas: The Perspectives, *Physics of Plasmas*, 30(12), 120601.

[2] Shukla, P. K., & Mamun, A. A. (2002). *Introduction to Dusty Plasma Physics*. Bristol and Philadelphia: IOP Ltd.

[3] Ahadi, A. M. (2021). Linear propagation of dust acoustic modes in the presence of an electron beam, *Chinese Journal of Physics*, 72, 415–424.

[4] Ahadi, A. M., Amvaee Zadeh, M., & Afshar, D. (2024). Propagation dynamics of dust acoustic modes in collisional multicomponent plasmas, *Physics of Fluids*, 36 (12), 127101.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-04

پیش خوشه‌ای نمودن الکترون‌ها به کمک موج ضربانی در لیزرهای الکترون آزاد با پمپ الکترومغناطیسی

مهدی زاده، نادر [۱]؛ رقوی، افضل [۲]

[۱]گروه فیزیک، واحد سبزوار، دانشگاه آزاد اسلامی، سبزوار، ایران (mahdizadeh@iaus.ac.ir)
[۲]دانشگاه پیام نور،۴۶۹۷- ۱۹۳۹۵، تهران، ایران (raghavi@pnu.ac.ir)

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: mahdizadeh@iaus.ac.ir

کلید واژه: لیزرالکترون آزاد، پرتوهای الکترونی نسبیتی، خوشه‌ای شدن، پمپ الکترومغناطیسی

چکیده

این تحقیق به منظور بسط دانش ما در مورد فرآیند ریزخوشه‌ای شدن باریکه‌ی الکترونی با سرعت نسبیتی در یک لیزر الکترون آزاد با پمپ اپتیکی انجام شده است. هرچند، در مدلهای یک بعدی از لیزرهای الکترون آزاد با پمپ اپتیکی فرآیند خوشه‌ای شدن و به تبع آن تقویت موج به طور عادی مانند لیزرهای الکترون آزاد متداول قابل تصور است، ولی در یک مدل واقعی در فرمول‌بندی سه بعدی نتایج شبیه‌سازی مطابق انتظار نیست و نیاز به بررسی بیشتر دارد. در این پژوهش فرآیند تغییرات توزیع فضایی الکترونها در برهمکنش با یک موج الکترومغناطیسی در حالت سه بعدی مطالعه شده و اثرات این برهمکنش بر عامل خوشه‌ای شدن الکترونها به منظور استفاده در لیزر الکترون آزاد مورد بحث قرار گرفته است.

Beat-wave electron prebunching in electromagnetically pumped free electron lasers

Mahdizadeh, Nader[1*]; Raghavi, Afzal[2]
[1]Department of Physics, Sab.C, Islamic Azad University, Sabzevar, Iran
[2]Department of Physics, Payame Noor University, Tehran, 193954697 Iran

*corresponding e-mail: mahdizadeh@iaus.ac.ir

Abstract

This research was conducted to expand our knowledge about the microbunching process of a relativistic electron beam in an optically pumped free electron laser. Although, in one-dimensional models of optically pumped free electron lasers, the bunching process and consequently the wave amplification can be imagined normally like in conventional free electron lasers, in a real model in three-dimensional formulation the simulation results are not as expected and need further investigation. In this research, the process of changes in the spatial distribution of electrons in interaction with an electromagnetic wave in three dimensions is studied and the effects of this interaction on the electron clustering factor for use in free electron lasers are discussed.

Keywords: free electron laser, the Maxwell equations, momentum equation, relativistic electron beams, pre-bunching, two-stream.

*mahdizadeh@iaus.ac.ir

مقدمه

لیزرهای الکترون آزاد با پمپ اپتیکی، با توجه به محدوده‌ی طیفی مورد انتظار، که میتوانند تا ناحیه‌ی پرتوهای ایکس سخت امتداد داشته باشند، و همچنین میزان درخشایی باریکه‌ی لیزر حاصل از آنها از منابع تابش نسل پنجم به شمار می‌آیند. صرف نظر از نوع پمپ مورد استفاده، این نوع لیزرها به دلیل قابلیت تنظیم، روشنایی و توان بالا، بهترین انتخاب برای تولید پرتوهای ایکس تا گاما با درخشندگی بالا با خواص لیزر هستند. چندین پروژه تحقیقاتی مهم مانند تولید هارمونیک با بهره بالا[1]، طرح فعال‌سازی پژواک [2]و همچنین کلایسترون‌های نوری برای تولید تابش با توجه به مشخصه لیزر در ناحیه طیفی پرتو ایکس نرم و پرتو گاما معرفی شده‌اند. در اکثر منابع نوری سینکروترونی، تولید تابش از طریق برهمکنش الکترون‌های آزاد نسبیتی با ویگلرها (برخی میدان‌های مغناطواستاتیکی متناوب) تولید می‌شود. در لیزرهای الکترون آزاد طول موج خروجی لیزر از طریق رابطه‌ی زیر با عوامل مربوط به الکترون و میدان ویگلر ارتباط دارد؛

$$\lambda = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2}(1 + K_e^2). \qquad (1)$$

با توجه به این رابطه، در این ساختارها معمولاً برای دستیابی به طول موج‌های کوتاهتر، به پرتوهای الکترونی با انرژی بالاتر و دوره‌های تناوب ویگلر کوتاهتر نیاز است. برای رسیدن به طول موجهایی از مرتبه‌ی پرتو ایکس با ساختارهای ویگلر مغناطیسی متداول به انرژی‌هایی از مرتبه‌ی چندین گیگا الکترون ولت نیاز است. به همین علت طول شتاب‌دهنده‌های مورد نیاز برای رسیدن به این انرژی به نسبت زیادی افزایش می‌یابد. از سوی دیگر به همین منظور طول دوره‌های میدان ویگلر نیز کاهش داده می‌شود. این ملزومات معمولا باعث افزایش سرسام‌آور هزینه‌ی پروژه‌های مربوط به لیزرهای الکترون آزاد پرتو ایکس می‌شود. گذشته از این موارد، طراحی و ساخت چنین منابع نوری نه تنها گران، بلکه زمان‌بر نیز هستند. با وجود مزایا و امکانات بی‌سابقه‌ای که لیزرهای الکترون آزاد معمولی دارند، این لیزرهای بزرگ مقیاس قابل حمل نیستند و برای ارتقاء آنها زمان بیشتری ماشین ها خاموش هستند. ایده‌ی استفاده از پمپ الکترومغناطیسی با کاهش طول تناوب میدان ویگلر، که در این حالت یک موج الکترومغناطیسی است، امکان رسیدن به طول موجهای کوتاه را بدون نیاز به انرژی‌های خیلی بالا ممکن می‌سازد. به همین دلیل استفاده از این ایده موضوع مورد توجه بسیاری از محققین در این زمینه است.

ایده استفاده از یک ویگلر با پمپ اپتیکی در لیزرهای الکترون آزاد اولین بار توسط گالاردو و همکارانش پیشنهاد شد [۱]. آنها از یک لیزر دی اکسید کربن در جهت مخالف به عنوان یک نوسان‌ساز نوری استفاده کردند. مطالعه آنها در مدل یک بعدی برای تأیید بهره توان در حالت تقویت‌کننده انجام شد. در این مرجع با استفاده از یک فرمولبندی صریح، برخی از اثرات مانند پراکندگی انرژی و پراش نوسان‌ساز الکترومغناطیسی نشان داده شده است.

یک لیزر الکترون آزاد پرتو ایکس با بهره بالا و پمپ اپتیکی در حالت تقویت‌کننده توسط اسپرانگل و همکارانش در مرجع [۲] تجزیه و تحلیل شده است. برای یک پرتو الکترونی با انرژی حدود ۶ مگا الکترون ولت و جریان الکتریکی ۵۰۰ آمپر، آنها دریافتند که پرتو ایکس همدوس در ۲۰ آمپر با طول بهره توان ۳۰۰ میکرومتر، طول اشباع ۰.۴ سانتی‌متر و راندمان تبدیل ۰.۰۱٪ قابل تولید است.

یک مدل نظری برای تولید پرتو گامای همدوس در یک پیکربندی لیزر الکترون آزاد با یک پمپ اپتیکی توسط الیاسون و لیو انجام شده است[۳]. استفاده از یک شتاب‌دهنده میدان دنباله لیزری و یک پمپ اپتیکی توسط شارما و همکارانش ارائه شده است[۴]. مطالعات عددی در مورد انتشار القایی و اشباع لیزرهای الکترون آزاد توسط تاگوچی و میما انجام شده است که آنها نیز یک لیزر دی اکسید کربن را به عنوان یک پمپ اپتیکی در رژیم کامپتون فرض کردند[۵-۷]. پژوهش و تحقیق در رابطه با این ایده هنوز از موضوعات مورد علاقه و توجه پژوهشگران در زمینه‌ی منابع تابش همدوس پرتو ایکس می‌باشد [۸ -۱۱].

[1] . High gain harmonic generation
[2] . Echo enable scheme

توصیف مدل

در لیزرهای الکترون آزاد با پمپ اپتیکی، پراکندگی کامپتون وارون نقش اساسی ایفا می‌کند. فوتونهای با انرژی کمتر به فوتونهای با انرژی بیشتر توسط الکترونهای پرانرژی و با سرعت فوق نسبیتی پراکنده می‌شوند، طوریکه فوتونها انرژی می‌گیرند و الکترونها انرژی از دست می‌دهند. این فرایند عکس پراکندگی کامپتون معمولی می‌باشد. یک پرتو الکترونی پر انرژی و با سرعت فوق نسبیتی را درنظر بگیرید که در جهت z بوسیله دو موج الکترومغناطیسی با قطبش های خطی پراکنده شوند. مولفه‌های x موج الکترومغناطیسی طبق روابط زیر به عنوان یک پمپ ویگلر عمل می‌کنند.

$$B_\alpha(z) = B_{\alpha 0}\cos(k_\alpha z + \omega_\alpha t) \quad (2)$$
$$E_\alpha(z) = -E_{\alpha 0}\cos(k_\alpha z + \omega_\alpha t) \quad (3)$$

که در آنها α=1,2 است. همانطور که می‌دانیم برای عمل لیزر بایستی شرط تشدید برقرار باشد. به این منظور فوتونها که سرعتشان بیشتر از سرعت ذرات باردار می‌باشد باید به طریقی سرعتشان کاهش یابد تا با ذرات باردار نسبیتی برهم کنش داشته باشد. در لیزرهای الکترون آزاد با ویگلر مغناطیسی استاتیک، بر اثر برهم‌نهی میدان مغناطیسی ساکن و متناوب ویگلر، موجی با سرعت کمتر از سرعت نور ایجاد می‌شود، که آنرا موج گرانرو می‌نامند. بدین ترتیب امکان تشدید آن با الکترونهای نسبیتی فراهم می‌شود. با توجه به اینکه برای میدان استاتیک $\omega_w = 0$ است، سرعت فاز این موج گرانرو از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید،

$$v_p = \frac{\omega}{k+k_w} \quad (4)$$

این سرعت فاز به وضوح کمتر از سرعت انشار موج الکترومغناطیسی یعنی $c = \omega/k$ است و لذا امکان هم‌گامی بین الکترون‌ها و موج ایجاد می‌گردد. فرآیند خوشه‌ای شدن باریکه‌ی الکترونی، که اساس عملکرد لیزر الکترون آزاد است، در جریان همین همگامی اتفاق می‌افتد. به عبارت دیگر، لازمه‌ی خوشه‌ای شدن خودبخودی الکترونها در میدان ویگلر همین شرط همگامی بین موج و الکترون‌ها است.

در صورتی که از موج الکترومغناطیسی به عنوان میدان ویگلر استفاده شود، شرایط کاملا متفاوت خواهد بود. به عنوان مثال اگر حالت پراکندگی کامپتون وارون را در نظر بگیریم که در آن دو موج در خلاف هم در حال انتشار هستند، رابطه‌ی سرعت فاز موج حاصل از ترکیب این دو موج به صورت زیر خواهد بود

$$v_p = \frac{\omega_1 + \omega_2}{|k_1 - k_2|} \quad (5)$$

رابطه بالا نشان می‌دهد که در این حالت سرعت فاز همیشه بیشتر از سرعت انتشار نور است. بنابراین هیچگاه امکان همگامی بین الکترونها و موج ایجاد نمی‌گردد. به عبارت دیگر، در این حالت نمی‌توان انتظار خوشه‌ای شدن الکترونها و در نتیجه، خروجی لیزر را داشت.

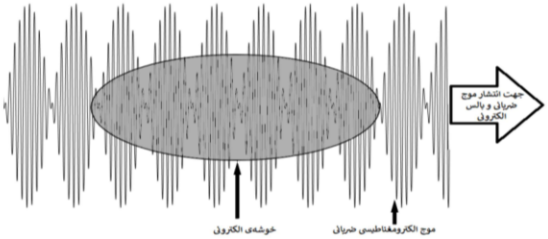
راه حلی که برای غلبه بر این مشکل وجود دارد استفاده از باریکه‌ی الکترونی از پیش خوشه‌ای شده است. این ساختار مشابه ساختار کلایسترون‌های نوری خواهد بود، که در آن عملیات لیزر گیری در دو بخش مجزا تحت عنوان‌های مدولاتور و رادیاتور انجام می شود. بخش مدولاتور وظیفه‌ی خوشه‌ای سازی الکترون-ها را قبل از ورود به بخش رادیاتور دارد.

در این مقاله امکان استفاده از یک موج ضربانی حاصل از ترکیب دو موج با فرکانسهای بسیار نزدیک به هم به عنوان مدولاتور یا بخش پیش‌خوشه‌ای ساز لیزر مورد مطالعه قرار گرفته است و نشان داده شده است که عمل از پیش خوشه ای شدن با بکارگیری دو لیزر با فرکانس و طول موج های کمی متفاوت از هم (به جای یک لیزر) که در در جهت خلاف انتشار پرتوهای الکترونی منتشر می شود مقدور می باشد. برای این منظور از نرم افزار شبیه سازی سه‌بعدی پلاسما به نام Smilei استفاده شده است[12].

محاسبات عددی

با وجود اینکه در کد اسمایلی امکان شبیه‌سازی کامل سه بعدی فرآیند برهم‌کنش بین ذرات و موج قراهم است ولی در عمل شبیه-سازی فرآیندهای سه بعدی بسیار زمانبر هستند. با وجود این، بسیاری از پدیده‌های مربوط به برهمکنش لیزر-پلاسما را می‌توان در یک ساختار دو بعدی نیز مطالعه کرد در حالیکه نتایج آن از نظر کلیت فیزیکی پدیده‌ها با حالت سه بعدی تفاوت زیادی ندارند و تفاوت‌ها معمولا مربوط به مقیاس زمانی و یا معادل آن، مسافت

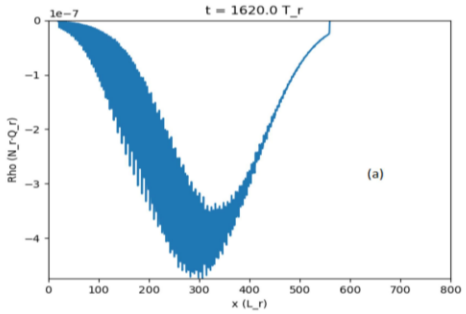
طولی حادث شدن آنها محدود می‌شوند. به همین دلیل در این تحقیق شبیه‌سازی در حالت دو بعدی انجام شده است. الکترون‌ها به صورت یک خوشه‌ی الکترونی با توزیع طولی گاوسی با بیشینه‌ی چگالی $n_e = 10^{18} cm^{-3}$ با توزیع مکانی تصادفی و توزیع تکانه بر اساس مدل maxwell-juettner در نظر گرفته شده‌اند. باریکه‌ی لیزری نیز به صورت یک باریکه‌ی پیوسته با نمای عرض گاوسی و قطری از مرتبه‌ی قطر باریکه‌ی الکترونی انتخاب شده است (شکل ۱).



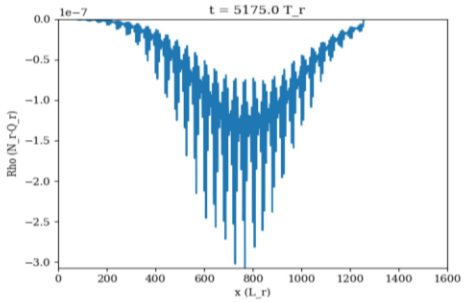
شکل (۱) نمایی از ساختار برهمکنش بین موج الکترومغناطیسی و خوشه‌ی الکترونی

در ادامه چشم اندازی از نمایه چگالی برحسب مکان رسم شده‌اند. در اینجا شبیه‌سازی‌ها برای یک پالس گاوسی از الکترون‌ها به همراه دو پالس گاوسی لیزری با اختلاف فرکانس ۱۰٪ و در طول موج 800nm انجام شده است. برای اینکه تأثیر این تکنیک در فرایند خوشه‌ای شدن روشن‌تر شود، ابتدا برهم‌کنش بین الکترون‌ها با یک تک پالس لیزری شبیه‌سازی شده است که نتیجه‌ی آن در شکل (۲) نشان داده شده است. همانگونه که در این شکل مشخص است، اثر این برهمکنش تنها اختلال بسیار شدید در توزیع عرضی الکترونها است. اگرچه این اختلال در ظاهر نوعی مدولاسیون چگالی به نظر میرسد که میتواند به معنی خوشه‌ای شدن الکترون‌ها باشد ولی بررسی دقیق‌تر این توزیع نشان می‌دهد که این مدولاسیون تنها در توزیع عرضی الکترونها صورت گرفته و تاثیر قابل توجهی در توزیع طولی آنها ندارد.

در حالت بعدی همین برهمکنش را با موج ضربانی حاصل از دو پالس لیزری مذکور در بالا شبیه‌سازی کرده‌ایم. توزیع عرضی حاصل از این فرآیند در شکل (۳) نشان داده شده است. در این شکل به وضوح مدولاسیون چگالی در هر دو جهت طولی و عرضی قابل مشاهده است که بیانگر خوشه‌ای شدن الکترون‌ها است.



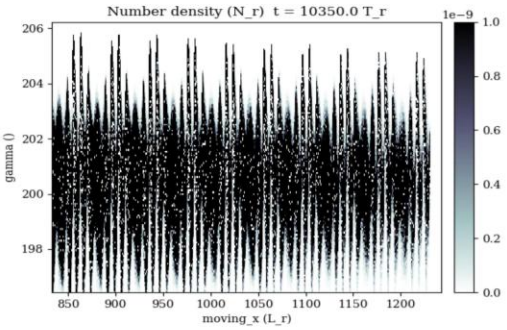
شکل (۲) تغییرات طولی و عرضی چگالی الکترونها در طول پالس الکترونی در برهمکنش با یک پالس لیزری



شکل (۳) تغییرات طولی و عرضی چگالی الکترونها در طول پالس الکترونی در برهمکنش با یک موج ضربانی حاصل از دو پالس لیزری

پدیده‌ی خوشه‌ای شدن الکترون‌ها را در نمودار فضای فاز ذرات به صورت واضحتری می‌توان مشاهده کرد. به همین منظور توزیع فضای فاز الکترونها در شکل (۴) برای حالت دوم نمایش داده شده است. در این نمودار تغییرات انرژی ذرات بر حسب موقعیت طولی آنها رسم شده است. این نمودار به وضوح تشکیل خوشه‌های الکترونی و همچنین مدولاسیون انرژی الکترون‌ها را نشان می‌دهد. در این شکل، محور طولی موقعیت خوشه‌های الکترونی در امتداد محور انتشار پرتو و محور عرضی انرژی ذرات را نشان می‌دهد. با توجه به این شکل، الکترون‌ها در این مرحله دچار

مدولاسیون در انرژی الکترون‌ها شده‌اند. این مدولاسیون انرژی مقدمه‌ی ایجاد مدولاسیون در چگالی و یا همان خوشه‌ای شدن الکترونها است.



شکل (۴) نمودار فضای فاز الکترونهای در حال برهم‌کنش با موج ضربانی

نتیجه گیری

در این مقاله با به کارگیری کد اسمایلی برای شبیه‌سازی برهمکنش لیزر-پلاسما، فرآیند خوشه‌ای شدن پرتو الکترونی نسبیتی در مدلی از یک لیزر الکترون آزاد با پمپ اپتیکی نمایش داده شد. این کار در سه بعد و با استفاده از دو باریکه‌ی لیزری در حال انتشار در جهت پرتو الکترونی به عنوان پمپ اجرا شده است. شبیه سازی در حالت غیردینامیکی، در یک بخش، بدون درنظر گرفتن چهارقطبی ها و پراکندگی انرژی پرتو انجام شده است. در این مدل پراکندگی کامپتون نقشی اساسی در گسیل تابش همدوس ایفا می کند و اختلاف فرکانس لیزرها باعث خوشه‌ای شدن انرژی پرتو الکترونی و در نتیجه‌ی آن خوشه‌ای شدن چگالی الکترونها می‌شود.

منابع و مراجع

[1] J. C. Gallardo & etal., "Theory of a free-electron laser with a gaussian optical undulator", *IEEE J. Quantum Electron.*, **24** 1988
[2] B. Eliason, Ch. Sh. Lio, "An electromagnetic gamma-ray free electron laser", Journal of plasma Physics, **79** 2013
[3] S. C. Sharma & etal., "Effect of beam pre-bunching on gain and efficiency in a surface wave-pumped free electron laser" Journal of Plasma Physics, **78**, 2012
[4] T. Taguchi & K. Mima, Japanese Journal of Applied Physics, **28**, 1989
[5] J. Parashar & etal., "Electromagnetic-wave-pumped free electron laser in a plasma channel", Journal of Plasma Physics, **58** 1997
[6] P. Sprangle, B. Hafizi, & J. R. Penano, "Laser-pumped coherent x-ray free-electron laser", Physical review special topics - accelerators and beams **12** 2009.
[7] J. Gea-Banacloche & etal., "Soft X-Ray Free-Electron Lase with a Laser Undulator", IEEE journal of quantum electronics, QE-23, NO. 9 1987.
[8] A. Curcio & etal., "An optical cavity design for a compact wave-undulator based-FEL", Optics Communications, 405 2017
[9] W. Liu, Y. Jiao & S. Wang, "High-gain x-ray free-electron laser driven by a laser-plasma accelerator using a vertical gradient optical undulator", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A, 983, 2020
[10] Alessandro Curcio, "Recirculated Wave Undulators for Compact FELs", Applied Sciences, **11**, 2021
[11] X. Xu & etal., "Attosecond x-ray free-electron lasers utilizing an optical undulator in a self-selection regime", Physical review accelerators and beams **27**, 2024
[12] https://smileipic.github.io/Smilei/index.html

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P2-08

پیش خوشه‌ای نمودن الکترون‌ها به کمک موج ضربانی در لیزرهای الکترون آزاد با پمپ الکترومغناطیسی

مهدی زاده، نادر [۱]؛ رقوی، افضل [۲]

[۱]گروه فیزیک، واحد سبزوار، دانشگاه آزاد اسلامی، سبزوار، ایران (mahdizadeh@iaus.ac.ir)
[۲]دانشگاه پیام نور،۴۶۹۷- ۱۹۳۹۵، تهران، ایران (raghavi@pnu.ac.ir)

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: mahdizadeh@iaus.ac.ir

کلید واژه: لیزرالکترون آزاد، پرتوهای الکترونی نسبیتی، خوشه‌ای شدن، پمپ الکترومغناطیسی

چکیده

این تحقیق به منظور بسط دانش ما در مورد فرآیند ریزخوشه‌ای شدن باریکه‌ی الکترونی با سرعت نسبیتی در یک لیزر الکترون آزاد با پمپ اپتیکی انجام شده است. هرچند، در مدلهای یک بعدی از لیزرهای الکترون آزاد با پمپ اپتیکی فرآیند خوشه‌ای شدن و به تبع آن تقویت موج به طور عادی مانند لیزرهای الکترون آزاد متداول قابل تصور است، ولی در یک مدل واقعی در فرمول‌بندی سه بعدی نتایج شبیه‌سازی مطابق انتظار نیست و نیاز به بررسی بیشتر دارد. در این پژوهش فرآیند تغییرات توزیع فضایی الکترونها در برهمکنش با یک موج الکترومغناطیسی در حالت سه بعدی مطالعه شده و اثرات این برهمکنش بر عامل خوشه‌ای شدن الکترونها به منظور استفاده در لیزر الکترون آزاد مورد بحث قرار گرفته است.

Beat-wave electron prebunching in electromagnetically pumped free electron lasers

Mahdizadeh, Nader[1*]; Raghavi, Afzal[2]
[1]Department of Physics, Sab.C, Islamic Azad University, Sabzevar, Iran
[2]Department of Physics, Payame Noor University, Tehran, 193954697 Iran

*corresponding e-mail: mahdizadeh@iaus.ac.ir

Abstract

This research was conducted to expand our knowledge about the microbunching process of a relativistic electron beam in an optically pumped free electron laser. Although, in one-dimensional models of optically pumped free electron lasers, the bunching process and consequently the wave amplification can be imagined normally like in conventional free electron lasers, in a real model in three-dimensional formulation the simulation results are not as expected and need further investigation. In this research, the process of changes in the spatial distribution of electrons in interaction with an electromagnetic wave in three dimensions is studied and the effects of this interaction on the electron clustering factor for use in free electron lasers are discussed.

Keywords: free electron laser, the Maxwell equations, momentum equation, relativistic electron beams, pre-bunching, two-stream.

*mahdizadeh@iaus.ac.ir

مقدمه

لیزرهای الکترون آزاد با پمپ اپتیکی، با توجه به محدوده‌ی طیفی مورد انتظار، که میتوانند تا ناحیه‌ی پرتوهای ایکس سخت امتداد داشته باشند، و همچنین میزان درخشایی باریکه‌ی لیزر حاصل از آنها از منابع تابش نسل پنجم به شمار می‌آیند. صرف نظر از نوع پمپ مورد استفاده، این نوع لیزرها به دلیل قابلیت تنظیم، روشنایی و توان بالا، بهترین انتخاب برای تولید پرتوهای ایکس تا گاما با درخشندگی بالا با خواص لیزر هستند. چندین پروژه تحقیقاتی مهم مانند تولید هارمونیک با بهره بالا[1]، طرح فعال‌سازی پژواک [2]و همچنین کلایسترون‌های نوری برای تولید تابش با توجه به مشخصه لیزر در ناحیه طیفی پرتو ایکس نرم و پرتو گاما معرفی شده‌اند. در اکثر منابع نوری سینکروترونی، تولید تابش از طریق برهمکنش الکترون‌های آزاد نسبیتی با ویگلرها (برخی میدان‌های مغناطواستاتیکی متناوب) تولید می‌شود. در لیزرهای الکترون آزاد طول موج خروجی لیزر از طریق رابطه‌ی زیر با عوامل مربوط به الکترون و میدان ویگلر ارتباط دارد؛

$$\lambda = \frac{\lambda_w}{2\gamma^2}(1 + K_e^2). \qquad (1)$$

با توجه به این رابطه، در این ساختارها معمولاً برای دستیابی به طول موج‌های کوتاهتر، به پرتوهای الکترونی با انرژی بالاتر و دوره‌های تناوب ویگلر کوتاهتر نیاز است. برای رسیدن به طول موجهایی از مرتبه‌ی پرتو ایکس با ساختارهای ویگلر مغناطیسی متداول به انرژی‌هایی از مرتبه‌ی چندین گیگا الکترون ولت نیاز است. به همین علت طول شتاب‌دهنده‌های مورد نیاز برای رسیدن به این انرژی به نسبت زیادی افزایش می‌یابد. از سوی دیگر به همین منظور طول دوره‌های میدان ویگلر نیز کاهش داده می‌شود. این ملزومات معمولا باعث افزایش سرسام‌آور هزینه‌ی پروژه‌های مربوط به لیزرهای الکترون آزاد پرتو ایکس می‌شود. گذشته از این موارد، طراحی و ساخت چنین منابع نوری نه تنها گران، بلکه زمان‌بر نیز هستند. با وجود مزایا و امکانات بی‌سابقه‌ای که لیزرهای الکترون آزاد معمولی دارند، این لیزرهای بزرگ مقیاس قابل حمل نیستند و برای ارتقاء آنها زمان بیشتری ماشین ها خاموش هستند. ایده‌ی استفاده از پمپ الکترومغناطیسی با کاهش طول تناوب میدان ویگلر، که در این حالت یک موج الکترومغناطیسی است، امکان رسیدن به طول موجهای کوتاه را بدون نیاز به انرژی‌های خیلی بالا ممکن می‌سازد. به همین دلیل استفاده از این ایده موضوع مورد توجه بسیاری از محققین در این زمینه است.

ایده استفاده از یک ویگلر با پمپ اپتیکی در لیزرهای الکترون آزاد اولین بار توسط گالاردو و همکارانش پیشنهاد شد [۱]. آنها از یک لیزر دی اکسید کربن در جهت مخالف به عنوان یک نوسان‌ساز نوری استفاده کردند. مطالعه آنها در مدل یک بعدی برای تأیید بهره توان در حالت تقویت‌کننده انجام شد. در این مرجع با استفاده از یک فرمولبندی صریح، برخی از اثرات مانند پراکندگی انرژی و پراش نوسان‌ساز الکترومغناطیسی نشان داده شده است.

یک لیزر الکترون آزاد پرتو ایکس با بهره بالا و پمپ اپتیکی در حالت تقویت‌کننده توسط اسپرانگل و همکارانش در مرجع [۲] تجزیه و تحلیل شده است. برای یک پرتو الکترونی با انرژی حدود ۶ مگا الکترون ولت و جریان الکتریکی ۵۰۰ آمپر، آنها دریافتند که پرتو ایکس همدوس در ۲۰ آمپر با طول بهره توان ۳۰۰ میکرومتر، طول اشباع ۰.۴ سانتی‌متر و راندمان تبدیل ۰.۰۱٪ قابل تولید است.

یک مدل نظری برای تولید پرتو گامای همدوس در یک پیکربندی لیزر الکترون آزاد با یک پمپ اپتیکی توسط الیاسون و لیو انجام شده است[۳]. استفاده از یک شتاب‌دهنده میدان دنباله لیزری و یک پمپ اپتیکی توسط شارما و همکارانش ارائه شده است[۴]. مطالعات عددی در مورد انتشار القایی و اشباع لیزرهای الکترون آزاد توسط تاگوچی و میما انجام شده است که آنها نیز یک لیزر دی اکسید کربن را به عنوان یک پمپ اپتیکی در رژیم کامپتون فرض کردند[۵-۷]. پژوهش و تحقیق در رابطه با این ایده هنوز از موضوعات مورد علاقه و توجه پژوهشگران در زمینه‌ی منابع تابش همدوس پرتو ایکس می‌باشد [۸ -۱۱].

[1] . High gain harmonic generation
[2] . Echo enable scheme

توصیف مدل

در لیزرهای الکترون آزاد با پمپ اپتیکی، پراکندگی کامپتون وارون نقش اساسی ایفا می‌کند. فوتونهای با انرژی کمتر به فوتونهای با انرژی بیشتر توسط الکترونهای پرانرژی و با سرعت فوق نسبیتی پراکنده می‌شوند، طوریکه فوتونها انرژی می‌گیرند و الکترونها انرژی از دست می‌دهند. این فرایند عکس پراکندگی کامپتون معمولی می‌باشد. یک پرتو الکترونی پر انرژی و با سرعت فوق نسبیتی را درنظر بگیرید که در جهت z بوسیله دو موج الکترومغناطیسی با قطبش های خطی پراکنده شوند. مولفه‌های x موج الکترومغناطیسی طبق روابط زیر به عنوان یک پمپ ویگلر عمل می‌کنند.

$$B_\alpha(z) = B_{\alpha 0}\cos(k_\alpha z + \omega_\alpha t) \quad (2)$$
$$E_\alpha(z) = -E_{\alpha 0}\cos(k_\alpha z + \omega_\alpha t) \quad (3)$$

که در آنها α=1,2 است. همانطور که می‌دانیم برای عمل لیزر بایستی شرط تشدید برقرار باشد. به این منظور فوتونها که سرعتشان بیشتر از سرعت ذرات باردار می‌باشد باید به طریقی سرعتشان کاهش یابد تا با ذرات باردار نسبیتی برهم کنش داشته باشد. در لیزرهای الکترون آزاد با ویگلر مغناطیسی استاتیک، بر اثر برهم‌نهی میدان مغناطیسی ساکن و متناوب ویگلر، موجی با سرعت کمتر از سرعت نور ایجاد می‌شود، که آنرا موج گرانرو می‌نامند. بدین ترتیب امکان تشدید آن با الکترونهای نسبیتی فراهم می‌شود. با توجه به اینکه برای میدان استاتیک $\omega_w = 0$ است، سرعت فاز این موج گرانرو از رابطه‌ی زیر بدست می‌آید،

$$v_p = \frac{\omega}{k+k_w} \quad (4)$$

این سرعت فاز به وضوح کمتر از سرعت انشار موج الکترومغناطیسی یعنی $c = \omega/k$ است و لذا امکان هم‌گامی بین الکترون‌ها و موج ایجاد می‌گردد. فرآیند خوشه‌ای شدن باریکه‌ی الکترونی، که اساس عملکرد لیزر الکترون آزاد است، در جریان همین همگامی اتفاق می‌افتد. به عبارت دیگر، لازمه‌ی خوشه‌ای شدن خودبخودی الکترونها در میدان ویگلر همین شرط همگامی بین موج و الکترون‌ها است.

در صورتی که از موج الکترومغناطیسی به عنوان میدان ویگلر استفاده شود، شرایط کاملا متفاوت خواهد بود. به عنوان مثال اگر حالت پراکندگی کامپتون وارون را در نظر بگیریم که در آن دو موج در خلاف هم در حال انتشار هستند، رابطه‌ی سرعت فاز موج حاصل از ترکیب این دو موج به صورت زیر خواهد بود

$$v_p = \frac{\omega_1 + \omega_2}{|k_1 - k_2|} \quad (5)$$

رابطه بالا نشان می‌دهد که در این حالت سرعت فاز همیشه بیشتر از سرعت انتشار نور است. بنابراین هیچگاه امکان همگامی بین الکترونها و موج ایجاد نمی‌گردد. به عبارت دیگر، در این حالت نمی‌توان انتظار خوشه‌ای شدن الکترونها و در نتیجه، خروجی لیزر را داشت.

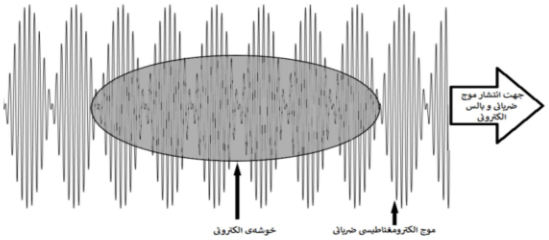
راه حلی که برای غلبه بر این مشکل وجود دارد استفاده از باریکه‌ی الکترونی از پیش خوشه‌ای شده است. این ساختار مشابه ساختار کلایسترون‌های نوری خواهد بود، که در آن عملیات لیزر گیری در دو بخش مجزا تحت عنوان‌های مدولاتور و رادیاتور انجام می شود. بخش مدولاتور وظیفه‌ی خوشه‌ای سازی الکترون-ها را قبل از ورود به بخش رادیاتور دارد.

در این مقاله امکان استفاده از یک موج ضربانی حاصل از ترکیب دو موج با فرکانسهای بسیار نزدیک به هم به عنوان مدولاتور یا بخش پیش‌خوشه‌ای ساز لیزر مورد مطالعه قرار گرفته است و نشان داده شده است که عمل از پیش خوشه ای شدن با بکارگیری دو لیزر با فرکانس و طول موج های کمی متفاوت از هم (به جای یک لیزر) که در در جهت خلاف انتشار پرتوهای الکترونی منتشر می شود مقدور می باشد. برای این منظور از نرم افزار شبیه سازی سه‌بعدی پلاسما به نام Smilei استفاده شده است[12].

محاسبات عددی

با وجود اینکه در کد اسمایلی امکان شبیه‌سازی کامل سه بعدی فرآیند برهم‌کنش بین ذرات و موج قراهم است ولی در عمل شبیه-سازی فرآیندهای سه بعدی بسیار زمانبر هستند. با وجود این، بسیاری از پدیده‌های مربوط به برهمکنش لیزر-پلاسما را می‌توان در یک ساختار دو بعدی نیز مطالعه کرد در حالیکه نتایج آن از نظر کلیت فیزیکی پدیده‌ها با حالت سه بعدی تفاوت زیادی ندارند و تفاوت‌ها معمولا مربوط به مقیاس زمانی و یا معادل آن، مسافت

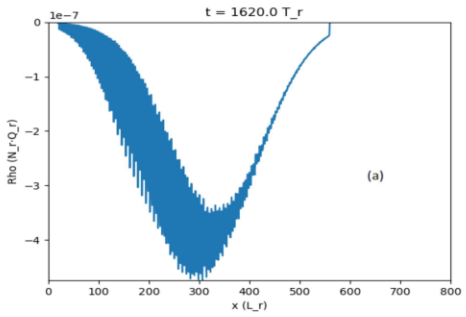
طولی حادث شدن آنها محدود می‌شوند. به همین دلیل در این تحقیق شبیه‌سازی در حالت دو بعدی انجام شده است. الکترون‌ها به صورت یک خوشه‌ی الکترونی با توزیع طولی گاوسی با بیشینه‌ی چگالی $n_e = 10^{18} cm^{-3}$ با توزیع مکانی تصادفی و توزیع تکانه بر اساس مدل maxwell-juettner در نظر گرفته شده‌اند. باریکه‌ی لیزری نیز به صورت یک باریکه‌ی پیوسته با نمای عرض گاوسی و قطری از مرتبه‌ی قطر باریکه‌ی الکترونی انتخاب شده است (شکل ۱).



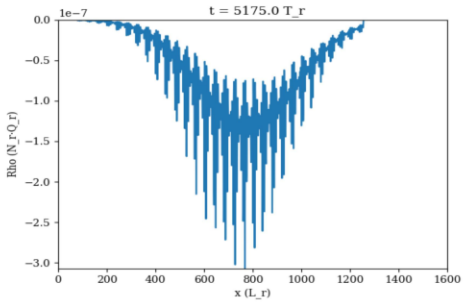
شکل (۱) نمایی از ساختار برهمکنش بین موج الکترومغناطیسی و خوشه‌ی الکترونی

در ادامه چشم اندازی از نمایه چگالی برحسب مکان رسم شده‌اند. در اینجا شبیه‌سازی‌ها برای یک پالس گاوسی از الکترون‌ها به همراه دو پالس گاوسی لیزری با اختلاف فرکانس ۱۰٪ و در طول موج 800nm انجام شده است. برای اینکه تأثیر این تکنیک در فرایند خوشه‌ای شدن روشن‌تر شود، ابتدا برهم‌کنش بین الکترون‌ها با یک تک پالس لیزری شبیه‌سازی شده است که نتیجه‌ی آن در شکل (۲) نشان داده شده است. همانگونه که در این شکل مشخص است، اثر این برهمکنش تنها اختلال بسیار شدید در توزیع عرضی الکترونها است. اگرچه این اختلال در ظاهر نوعی مدولاسیون چگالی به نظر میرسد که میتواند به معنی خوشه‌ای شدن الکترون‌ها باشد ولی بررسی دقیق‌تر این توزیع نشان می‌دهد که این مدولاسیون تنها در توزیع عرضی الکترونها صورت گرفته و تاثیر قابل توجهی در توزیع طولی آنها ندارد.

در حالت بعدی همین برهمکنش را با موج ضربانی حاصل از دو پالس لیزری مذکور در بالا شبیه‌سازی کرده‌ایم. توزیع عرضی حاصل از این فرآیند در شکل (۳) نشان داده شده است. در این شکل به وضوح مدولاسیون چگالی در هر دو جهت طولی و عرضی قابل مشاهده است که بیانگر خوشه‌ای شدن الکترون‌ها است.



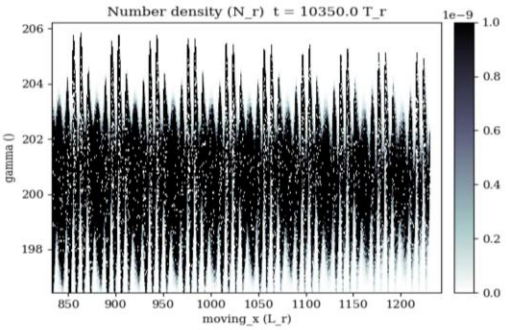
شکل (۲) تغییرات طولی و عرضی چگالی الکترونها در طول پالس الکترونی در برهمکنش با یک پالس لیزری



شکل (۳) تغییرات طولی و عرضی چگالی الکترونها در طول پالس الکترونی در برهمکنش با یک موج ضربانی حاصل از دو پالس لیزری

پدیده‌ی خوشه‌ای شدن الکترون‌ها را در نمودار فضای فاز ذرات به صورت واضحتری می‌توان مشاهده کرد. به همین منظور توزیع فضای فاز الکترونها در شکل (۴) برای حالت دوم نمایش داده شده است. در این نمودار تغییرات انرژی ذرات بر حسب موقعیت طولی آنها رسم شده است. این نمودار به وضوح تشکیل خوشه‌های الکترونی و همچنین مدولاسیون انرژی الکترون‌ها را نشان می‌دهد. در این شکل، محور طولی موقعیت خوشه‌های الکترونی در امتداد محور انتشار پرتو و محور عرضی انرژی ذرات را نشان می‌دهد. با توجه به این شکل، الکترون‌ها در این مرحله دچار

مدولاسیون در انرژی الکترون‌ها شده‌اند. این مدولاسیون انرژی مقدمه‌ی ایجاد مدولاسیون در چگالی و یا همان خوشه‌ای شدن الکترونها است.



شکل (۴) نمودار فضای فاز الکترونهای در حال برهم‌کنش با موج ضربانی

نتیجه گیری

در این مقاله با به کارگیری کد اسمایلی برای شبیه‌سازی برهمکنش لیزر-پلاسما، فرآیند خوشه‌ای شدن پرتو الکترونی نسبیتی در مدلی از یک لیزر الکترون آزاد با پمپ اپتیکی نمایش داده شد. این کار در سه بعد و با استفاده از دو باریکه‌ی لیزری در حال انتشار در جهت پرتو الکترونی به عنوان پمپ اجرا شده است. شبیه سازی در حالت غیردینامیکی، در یک بخش، بدون درنظر گرفتن چهارقطبی ها و پراکندگی انرژی پرتو انجام شده است. در این مدل پراکندگی کامپتون نقشی اساسی در گسیل تابش همدوس ایفا می کند و اختلاف فرکانس لیزرها باعث خوشه‌ای شدن انرژی پرتو الکترونی و در نتیجه‌ی آن خوشه‌ای شدن چگالی الکترونها می‌شود.

منابع و مراجع

[1] J. C. Gallardo & etal., "Theory of a free-electron laser with a gaussian optical undulator", *IEEE J. Quantum Electron.*, **24** 1988
[2] B. Eliason, Ch. Sh. Lio, "An electromagnetic gamma-ray free electron laser", Journal of plasma Physics, **79** 2013
[3] S. C. Sharma & etal., "Effect of beam pre-bunching on gain and efficiency in a surface wave-pumped free electron laser" Journal of Plasma Physics, **78**, 2012
[4] T. Taguchi & K. Mima, Japanese Journal of Applied Physics, **28**, 1989
[5] J. Parashar & etal., "Electromagnetic-wave-pumped free electron laser in a plasma channel", Journal of Plasma Physics, **58** 1997
[6] P. Sprangle, B. Hafizi, & J. R. Penano, "Laser-pumped coherent x-ray free-electron laser", Physical review special topics - accelerators and beams **12** 2009.
[7] J. Gea-Banacloche & etal., "Soft X-Ray Free-Electron Lase with a Laser Undulator", IEEE journal of quantum electronics, QE-23, NO. 9 1987.
[8] A. Curcio & etal., "An optical cavity design for a compact wave-undulator based-FEL", Optics Communications, 405 2017
[9] W. Liu, Y. Jiao & S. Wang, "High-gain x-ray free-electron laser driven by a laser-plasma accelerator using a vertical gradient optical undulator", Nuclear Instruments and Methods in Physics Research, A, 983, 2020
[10] Alessandro Curcio, "Recirculated Wave Undulators for Compact FELs", Applied Sciences, **11**, 2021
[11] X. Xu & etal., "Attosecond x-ray free-electron lasers utilizing an optical undulator in a self-selection regime", Physical review accelerators and beams **27**, 2024
[12] https://smileipic.github.io/Smilei/index.html

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P3-01

تحلیل تابع توزیع انرژی الکترون‌ها در پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک گاز آرگون

رشید ریاحی[۱]، فرخنده زمانی نژاد[۲]، علی اصغر مولوی چوبینی[۳] و سارا سادات غفاری اسکوئی[۴و*]

[۱]مرکز تحقیقات انرژی و محیط زیست، واحد شهرکرد، دانشگاه آزاد اسلامی، شهرکرد، ایران

[۲]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

[۳]دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، تهران، ایران

[۴]گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران

*s.ghaffari@alzahra.ac.ir

چکیده

در این مطالعه، تابع توزیع انرژی الکترون‌ها (EEDF) در پلاسماهای تخلیه سد دی‌الکتریک گاز آرگون (DBD) با تمرکز بر ویژگی‌های غیرماکسولی آن تحت شرایط تحریک مختلف مورد بررسی قرار گرفته است. برای تحلیل رفتار طیفی و فضایی تابع، از مدل‌های نظری مختلف استفاده شده است. نتایج نشان می‌دهند که EEDF به شدت میدان الکتریکی، فرکانس تحریک و موقعیت فضایی وابسته است و ناهمسانگردی زاویه‌ای و پویایی الکترون‌ها تحت تأثیر مستقیم میدان نوسانی قرار دارد.

کلید واژه: پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک، تابع توزیع انرژی الکترون‌ها، گاز آرگون، مدل‌های غیرماکسولی

Analysis of the Electron Energy Distribution Function in Argon Gas Dielectric Discharge Plasma

Rashid Riahi[1], Farkhondeh Zamaninejad[2], Ali Asghar Molavi Choobini[3] and Sara Sadat Ghaffari-Oskooei[4,*]

[1]Energy and Environment Research Center, ShK.C., Islamic Azad University, Shahrekord, Iran,
[2]Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti, Tehran, Iran,
[3]Department of Physics, University of Tehran, Tehran, Iran,
[4]Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran.
*s.ghaffari@alzahra.ac.ir

Abstract

This study investigates the Electron Energy Distribution Function (EEDF) in argon dielectric barrier discharge (DBD) plasma, focusing on its non-Maxwellian features under varying excitation conditions. Various theoretical models are applied to describe the spatial and spectral variations of EEDF. Results highlight the strong dependence of EEDF on electric field intensity, excitation frequency, and spatial location, revealing significant anisotropy and field-driven electron dynamics.

Keywords: Dielectric Barrier Discharge Plasmas, Electron Energy Distribution Function (EEDF), Argon Gas, Non-Maxwellian Models

مقدمه

پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) در گاز آرگون به دلیل ویژگی‌های منحصربه‌فرد، از جمله انرژی یونش پایین، جرم اتمی بالا و نرخ برخورد کشسان کم، به‌عنوان یکی از سیستم‌های کلیدی در فیزیک و مهندسی پلاسما شناخته می‌شود [۱]. این نوع پلاسما با تولید گونه‌های فعال شیمیایی، فوتون‌ها و ذرات برانگیخته در فشار اتمسفری، کاربردهای گسترده‌ای در حوزه‌هایی نظیر اصلاح سطح،

سنتز نانوذرات، تصفیه محیط‌زیست و پلاسماپزشکی پیدا کرده است [۲]. در سیستم‌هایDBD اعمال پتانسیل الکتریکی متناوب با فرکانس‌های کیلوهرتزی و شدت میدان الکتریکی در محدوده شکست گاز، منجر به ایجاد میکروپالس‌های پلاسمایی نانوثانیه‌ای می‌شود که جریان‌های پالس‌شکل و میدان‌های الکترومغناطیسی پیچیده‌ای را به دنبال دارد. رفتار این سیستم‌ها به شدت وابسته به پویایی الکترون‌ها و توزیع انرژی آن‌ها در پلاسما است که از طریق تابع توزیع انرژی الکترون‌ها (EEDF) توصیف می‌شود [۳]. در این مطالعه با به‌کارگیری مدل‌های پیشرفته دوگانه ماکسولی و توزیع انرژی توانی، توصیفی دقیق‌تر و واقع‌گرایانه‌تر نسبت به مدل‌های تعادلی ارائه شده است. این رویکرد نوآورانه امکان شناسایی جزئیات دینامیکی EEDF را فراهم کرده و مسیر بهینه‌سازی فرآیندهای وابسته به الکترون‌های پرانرژی مانند یونش، تابش فوتونی و واکنش‌های سطحی را هموار می‌سازد.

معادلات حاکم

تابع توزیع انرژی الکترون‌ها احتمال حضور الکترون‌ها در بازه‌های مختلف انرژی جنبشی را بیان می‌کند. از منظر نظری، در پلاسماهای DBD که به‌طور معمول در شرایط غیرتعادلی فعالیت می‌کنند، تابع EEDF می‌تواند شکل‌های بسیار متنوعی به خود بگیرد که وابسته به میدان الکتریکی، فشار گاز، فرکانس ولتاژ اعمالی و ساختار هندسی ناحیه پلاسما است. در شرایطی که پلاسما نزدیک به تعادل حرارتی باشد، مدل ماکسولی کاربرد دارد. با افزایش شدت میدان و دور شدن پلاسما از تعادل، مدل دروستاین بهتر می‌تواند واقعیت فیزیکی را بازتاب دهد. در این مدل، کاهش تابع توزیع در انرژی‌های بالا سریع‌تر از مدل ماکسولی اتفاق می‌افتد و فرم آن به‌صورت:

$$f(E) = C exp\left(-\frac{E^2}{E_0^2}\right) \qquad (۱)$$

نمایش داده می‌شود. در این رابطه C ثابت بهنجارش است و پارامتر E_0 نماینده انرژی مشخصه‌ای است که تحت تأثیر پارامتر کاهش‌یافته میدان الکتریکی یعنی نسبت میدان به فشار گاز قرار دارد. در تقریب تجربی، این انرژی مشخصه به شکل $(E/p)^2$ پیشنهاد شده است. در بسیاری از سیستم‌های DBD، به‌ویژه در آرگون، مشاهده می‌شود که دو جمعیت مجزا از الکترون‌ها، یکی با انرژی پایین و دیگری با انرژی بالا، وجود دارند. این رفتار را می‌توان با استفاده از مدل دو تابع ماکسولی توصیف کرد که ترکیبی از دو تابع توزیع نمایی است:

$$f(E) = A_1 exp\left(-\frac{E}{k_B T_1}\right) + A_2 exp\left(-\frac{E}{k_B T_2}\right) \qquad (۲)$$

در اینجا T_1 و T_2 به‌ترتیب دمای مؤثر گروه‌های سرد و گرم هستند و ضرایب بهنجارش A_1 و A_2 وزن هر گروه را در تابع تعیین می‌کنند. این مدل به‌ویژه در شرایطی که میدان الکتریکی قوی موجب شتاب‌گیری دسته‌ای از الکترون‌ها به سمت انرژی‌های بالا می‌شود، مفید است. در مواردی که پلاسما دارای میدان الکتریکی بسیار قوی و نرخ برخورد پایین باشد، می‌توان شاهد شکل‌گیری دم‌های بلند در EEDF بود که بیانگر حضور قابل‌توجه الکترون‌های بسیار پرانرژی است. مدل توانی توزیع انرژی این ویژگی را به‌خوبی بازنمایی می‌کند:

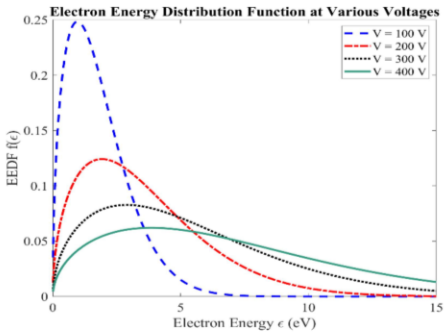
$$f(E) = \frac{C}{E^{\alpha}} \qquad (۳)$$

که در آن α نمایه توان است و معمولاً در بازه ۱ تا ۳ قرار می‌گیرد.

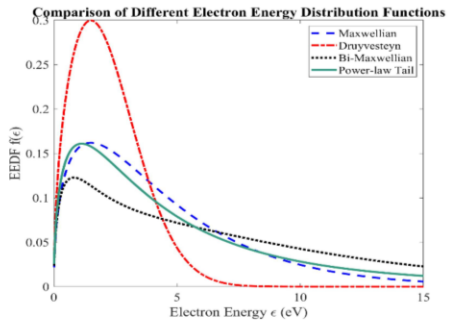
بحث

برای تحلیل عددی EEDF در پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک آرگون، از نرم‌افزارهای MATLAB و COMSOL (ماژول پلاسما و روش المان محدود) انجام شده است. فاصله الکترودهای دی‌الکتریک یک میلی‌متر در نظر گرفته شده است. مطابق شکل ۱، با افزایش ولتاژ اعمالی، انرژی متوسط الکترون‌ها افزایش می‌یابد و

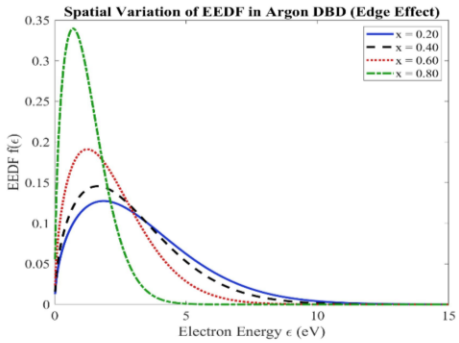
تابع توزیع از حالتی متمرکز در انرژی‌های پایین، به شکلی گسترده‌تر و یکنواخت‌تر در انرژی‌های بالاتر تبدیل می‌شود. در ولتاژهای پایین، پلاسما سرد است و بیشتر الکترون‌ها کم‌انرژی‌اند، در حالی که در ولتاژهای بالا شرایط برای پدید آمدن پلاسماهای داغ‌تر فراهم می‌شود؛ حالتی که نقش مهمی در افزایش نرخ یونیزاسیون و برانگیختگی دارد. مقایسه‌ی مدل‌های مختلف نظری برای تابع توزیع انرژی در شکل ۲ نشان می‌دهد که انتخاب مدل باید متناسب با ویژگی‌های فیزیکی پلاسما باشد. مدل ماکسولی رفتار تعادلی را نشان را نمایش می‌دهد، در حالی که مدل دروستاین به پلاسماهایی که



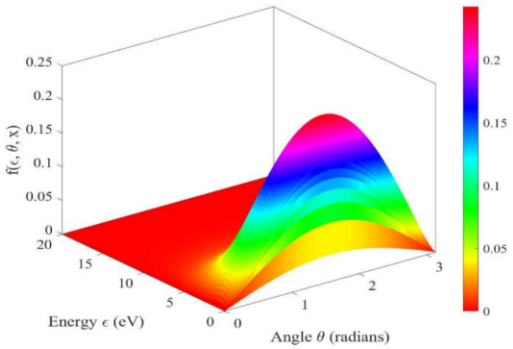
شکل ۱. تابع توزیع انرژی الکترون‌ها (EEDF) برای ولتاژهای مختلف در پلاسما.



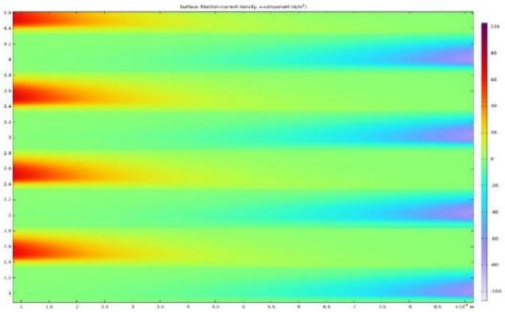
شکل ۲. مقایسه‌ی تابع توزیع انرژی الکترون‌ها (EEDF) برای چهار مدل مختلف در پلاسماهای غیرحرارتی.



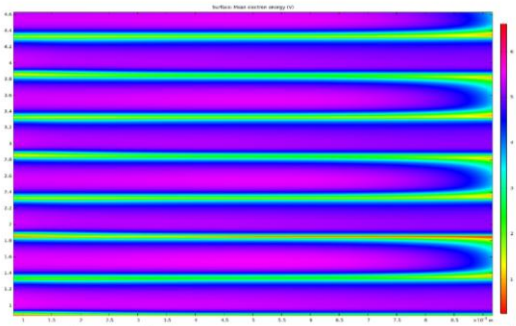
شکل ۳. تغییرات مکانی تابع توزیع انرژی الکترون (EEDF) در تخلیه سد دی‌الکتریک آرگون با تأکید بر اثر لبه‌ها.



شکل ۴. توزیع زاویه‌ای–انرژی تابع توزیع انرژی الکترون (EEDF) در پلاسماهای DBD آرگون.



شکل ۵. تغییرات نقشه سطحی چگالی جریان الکترونی در پلاسما با تخلیه الکتریکی متناوب.



شکل ۶. تغییرات توزیع دوبعدی انرژی متوسط الکترون‌ها (بر حسب ولت) در پلاسما تحت تأثیر تخلیه الکتریکی.

برخوردهای غیرجهت دار دارند، اختصاص یافته است. مدل دو تابع ماکسولی نشانگر وجود دو دمای الکترونی است و مدل توزیع انرژی توانی، که افت کندتری در انرژی‌های بالا دارد، نشان‌دهنده‌ی حضور مؤثر الکترون‌های پرانرژی در پلاسماهای با میدان قوی یا تحریک شدید است. مطابق شکل ۳، تابع توزیع انرژی الکترون‌ها بسته به موقعیت مکانی دچار تغییر می‌شود. در ناحیه‌های مرکزی، توزیع انرژی گسترده‌تر و دارای دم بلندتری است که بیانگر حضور الکترون‌های پرانرژی و برخوردهای مؤثرتر است. در مقابل، در نزدیکی لبه‌ها، توزیع تیزتر شده و بیشینه تابع در انرژی‌های پایین‌تر ظاهر می‌شود، که حاکی از کاهش نرخ برخوردها یا شدت میدان است. این ناهمگنی مکانی در توزیع انرژی، بازتابی از توزیع غیریکپارچه میدان الکتریکی و شرایط مرزی پلاسماست. تابع توزیع زاویه‌ای–انرژی شکل ۴ در تخلیه DBD نشان می‌دهد که تراکم الکترون‌ها در انرژی‌های پایین و در زوایای عرضی نسبت به میدان الکتریکی بیشتر است، که نشانگر انتقال انرژی به صورت غالباً عرضی است. این رفتار غیرماکسولی می‌تواند ناشی از پراکندگی شدید زاویه‌ای و بازتاب‌های مرزی باشد. شدت تابع با افزایش انرژی به‌سرعت کاهش می‌یابد و در امتداد میدان، مقدار تابع تقریباً به صفر می‌رسد، که بیانگر آن است که انرژی‌گیری عمدتاً در جهت‌های غیرهم‌راستا انجام می‌شود. نتایج به‌دست‌آمده با مشاهدات تجربی گزارش‌شده در مرجع [۴] سازگاری دارند. در شکل ۵ چگالی جریان الکترونی رسم شده که به صورت نوسانات متناوب مشاهده می‌شود. این رفتار نشان‌دهنده‌ی تحریک الکترون‌ها توسط میدان متناوب RF است. نواحی با جریان مثبت و منفی، ساختاری نسبتاً متقارن در راستای محور افقی ایجاد کرده‌اند که معرف افت میدان الکتریکی در طول مسیر است. علاوه‌براین، ساختار لایه‌لایه در راستای عمودی نیز حاکی از فازهای مختلف جریان و احتمال وجود میدان‌های ایستا یا شبه‌پایدار در ساختار تخلیه است. این نتایج با داده های تجربی گزارش شده در مرجع [۵] تطبیق دارد. توزیع دوبعدی انرژی متوسط الکترون‌ها در پلاسما، ساختاری نوارمانند و تناوبی در راستای محور عمودی در شکل ۶ نشان می‌دهد که بیانگر نواحی با نرخ شتاب‌دهی متفاوت است. بیشینه انرژی در نواحی خاص، به‌ویژه در مرزها، متمرکز است و معمولاً این نواحی محل بیشترین شدت میدان الکتریکی هستند. چنین ساختاری می‌تواند نتیجه‌ی تشکیل امواج ایستاده یا بازتاب‌های میدانی باشد و الکترون‌های پرانرژی حاصل از این نواحی، نقش کلیدی در تداوم تخلیه و فرایندهای پرانرژی پلاسما دارند.

نتیجه‌گیری

نتایج حاصل از این مطالعه نشان می‌دهد که توزیع انرژی الکترون‌ها در DBD آرگون به‌شدت غیریکسان، و وابسته به موقعیت، میدان، دما و ساختار تحریک است. مدل‌های نظری متنوع بسته به شرایط پلاسما کاربرد دارند. مدل‌های دو تابع ماکسولی و توزیع انرژی توانی در توصیف دقیق این رفتارها مؤثرتر از مدل‌های تعادلی هستند. تحلیل دقیق EEDF می‌تواند مسیر بهینه‌سازی فرایندهای وابسته به الکترون‌های پرانرژی مانند یونیزاسیون، گسیل فوتون و واکنش‌های سطحی را هموار کند.

مرجع‌ها

[1] Van der Gaag, T., Nezu, A., & Akatsuka, H. (2023). Partial EEDF analysis and electron diagnostics of atmospheric-pressure argon and argon–helium DBD plasma. Journal of Physics D: Applied Physics, 56(30), 304001.

[2] Brandenburg, R. (2017). Dielectric barrier discharges: progress on plasma sources and on the understanding of regimes and single filaments. Plasma Sources Science and Technology, 26(5), 053001.

[3] Stankov, M., Becker, M. M., Bansemer, R., Weltmann, K. D., & Loffhagen, D. (2020). Influence of surface parameters on dielectric-barrier discharges in argon at subatmospheric pressure. Plasma Sources Science and Technology, 29(12), 125009.

[4] D. Zhang, J. Yu, ... Zh. Fang, ... & Shiratani, M. (2023). Experimental and numerical investigation on the uniformity of nanosecond pulsed dielectric barrier discharge influenced by pulse parameters. Plasma Sci. Technol. 25 114004.

[5] Saidi, T., Loukil, Khodja, K., Belasri, A., Callier, B., & Gruillot (2022). Experimental and Theoretical Investigations of Dielectric Barrier Discharge (DBD) Lamp in Ne/Xe Mixture. IEEE Transactions on Plasma Science, 50(7), 2147-2155.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-06

حسگر اپتیکی مبتنی بر مدهای لبه‌ای توپولوژیکی در ساختار بلور فوتونی پلاسمایی تحت میدان مغناطیسی خارجی

فاطمه بهمرد، عبدالرسول اسفندیاری، صمد روشن انتظار

آدرس نویسنده اول، دوم و سوم (دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران)

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : f.behmard@tabrizu.ac.ir , f.behmard7474@gmail.com

چکیده

در این پژوهش، ساختار یک‌بعدی بلور فوتونی توپولوژیکی متشکل از لایه‌های پلاسما و دی‌الکتریک، تحت تأثیر میدان مغناطیسی خارجی بررسی شده است. هدف، طراحی و شبیه‌سازی یک سنسور نوری با بهره‌گیری از مد لبه توپولوژیکی مقاوم به اغتشاشات ساختاری بوده است. با استفاده از روش ماتریس انتقال، ویژگی‌هایی نظیر جابجایی فرکانسی مد لبه، پهنای طیفی، فاکتور کیفیت و حساسیت نسبت به ضریب شکست محیط تحلیل شده‌اند. نتایج نشان می‌دهند که اعمال میدان مغناطیسی منجر به تقویت پاسخ توپولوژیکی و افزایش دقت سنسوری می‌شود. این ساختار، به‌ویژه با استفاده از قطبش دایروی راست‌گرد در مدل‌سازی پلاسما، پتانسیل بالایی برای توسعه حسگرهای نوری دقیق و تطبیق‌پذیر در کاربردهای اپتوالکترونیک دارد.

کلید واژه: بلور فوتونی پلاسمایی توپولوژیکی، حسگر نوری، میدان مغناطیسی خارجی.

Topological Edge state Based Optical Sensor in a Plasmonic Photonic Crystal Structure Under External Magnetic Field

Fatemeh Behmard, Abdolrasoul Esfandyari and Samad Roshan Entezar

Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran

*corresponding e-mail: f.behmard@tabrizu.ac.ir , f.behmard7474@gmail.com

Abstract: In this research, we investigate the properties of a one-dimensional topological photonic crystal (TPC) structure, composed of alternating plasma and dielectric layers, when subjected to an external magnetic field. Our primary objective was to design and simulate an optical sensor that leverages the robust topological edge mode to withstand structural perturbations. Using the transfer matrix method, we analyzed key performance indicators such as the frequency shift of the edge mode, its spectral linewidth (FWHM), the quality factor (Q), and the sensitivity to the refractive index of the surrounding medium. Our findings demonstrate that applying an external magnetic field significantly enhances the topological response and consequently improves the sensing accuracy. Notably, this structure, particularly when incorporating right-handed circular polarization in the plasma modeling, exhibits high potential for the development of accurate and adaptable optical sensors for various optoelectronic applications.

Keywords: Topological Plasmonic Photonic Crystal, Optical Sensor, External Magnetic Field.

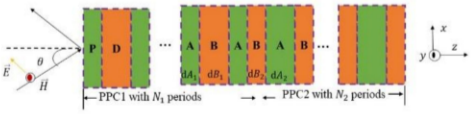
مقدمه

در سال‌های اخیر، ساختارهای بلور فوتونی توپولوژیکی به‌عنوان بسترهایی نوظهور برای مهندسی و هدایت امواج الکترومغناطیسی، به‌ویژه در محیط‌های مستعد اغتشاش، جایگاه ویژه‌ای در علوم فوتونیک یافته‌اند. این ساختارها به‌واسطه ایجاد مدهای لبه‌ای پایدار و مقاوم، توانسته‌اند مسیر تازه‌ای برای طراحی عناصر نوری با دقت و اطمینان بالا هموار سازند. در این میان، ساختارهای یک‌بعدی متشکل از لایه‌های پلاسما و دی‌الکتریک، به دلیل قابلیت تنظیم‌پذیری و انعطاف‌پذیری بالا، توجه زیادی را در زمینه کاربردهای اپتوالکترونیکی و حسگری به خود جلب کرده‌اند[۱،۲].

اعمال میدان مغناطیسی خارجی به محیط پلاسمایی، با برهم زدن تقارن زمانی، زمینه‌ساز شکل‌گیری مدهای لبه‌ای غیرمتقارن و قابل کنترل می‌شود. این پدیده امکان مهندسی باندگپ و افزایش تفکیک‌پذیری ساختار را فراهم می‌سازد.همچنین، به‌کارگیری ساختارهای هتروتوپولوژیکی، که از ترکیب دو بلور فوتونی با ویژگی‌های متفاوت شکل می‌گیرند، منجر به تشکیل مدهای لبه‌ای موضعی در محل پیوند می‌شود که از نظر کاربردی بسیار حائز اهمیت‌اند[۳،۴]. در این تحقیق، با بهره‌گیری از قابلیت‌های ذکرشده، یک سنسور نوری مبتنی بر مد لبه‌ای توپولوژیکی طراحی و شبیه‌سازی شده است. هدف، بررسی رفتار طیفی این ساختار تحت اثر میدان مغناطیسی و تغییر ضریب شکست محیط بیرونی است تا میزان حساسیت و پایداری آن در شرایط گوناگون محیطی ارزیابی شود.

محاسبات /معادلات حاکم

در این پژوهش، ساختار مورد مطالعه شامل دو بخش بلور فوتونی پلاسمایی با نام‌های PPC1 و PPC2 است که در امتداد محورxz به‌صورت متوالی قرار گرفته‌اند. هر بلور از لایه‌های متناوب پلاسما و دی‌الکتریک با ضخامت‌های مشخص تشکیل شده که به‌ترتیب با پارامترهای dA_1 و dB_1 در PPC1 و dA_2, dB_2 در PPC2 مشخص می‌شوند. که $dA_1 = 10 \times 10^{-3}mm$, $dA_2 = 21 \times 10^{-3}mm, dB_1 = 10.15 \times 10^{-3}mm$ و $dB_2 = 4.83 \times 10^{-3}mm$ به این صورت است. علاوه‌براین، پارامترهای الکترومغناطیسی پلاسما شامل فرکانس پلاسما $\omega_p = 6.2 \times 10^9 GHz$ گیگاهرتز و فرکانس برخورد $\gamma = 12.5 \times 0^4 Hz$ هرتز می‌باشند. تعداد دوره‌ها در هر بخش نیز به ترتیب با N_1 و N_2 کنترل شده است. ماده دی‌الکتریک با ضریب شکست ۲ و محیط پلاسمایی به‌صورت وابسته به فرکانس مدل‌سازی شده است. شبیه‌سازی‌های عددی با استفاده از روش ماتریس انتقال انجام گرفت که به‌دلیل توانایی بالا در مدل‌سازی چندلایه‌ها و تحلیل مرزی[۵]، گزینه‌ای مناسب برای مطالعه مدهای لبه‌ای و رفتار گذار امواج در این ساختار به‌شمار می‌رود به صورت زیر است:



شکل۱: ساختار چندلایه کامپوزیتی بلور فوتونی پلاسمایی مبتنی بر حالت‌های لبه‌ای توپولوژیکی، شامل دو بلور فوتونی PPC1 و PPC2 است. این بلورها به صورت متوالی در جهت محور z قرار گرفته‌اند، که هر مستطیل سبز و نارنجی به ترتیب نمایانگر لایه‌های دی‌الکتریک (D) و پلاسما (P) است. ضخامت لایه‌ها در محیط‌های A و B با پارامترهای dA_1، dB_1، dA_2 و dB_2 مشخص شده‌اند. مطالعه بر اساس قطبش TE و میدان الکتریکی در صفحه xz انجام شده است.

$$M_i = \begin{bmatrix} \cos(k_{zi}d_i) & -ip_i \sin(k_{zi}d_i) \\ -ip_i \sin(k_{zi}d_i) & \cos(k_{zi}d_i) \end{bmatrix}, \qquad (۱)$$

در این چارچوب، مؤلفه‌های بردار موج در هر لایه و پارامتر امپدانس نرمال‌شده تعریف می‌شوند که به ترتیب با روابط $k_{zi} = \frac{\omega}{c}\sqrt{n_{zi}^2 - (n_i \sin(\theta))^2}$ و $p_i = \frac{i\omega}{ck_{zi}}$ به دست می‌آیند. پس از محاسبه ماتریس کلی ساختار، با اعمال شرایط مرزی در ابتدا و انتهای آن، ضرایب بازتاب و عبور موج به‌دست می‌آیند. این ضرایب بر اساس عناصر ماتریس انتقال کل محاسبه می‌شوند و به صورت زیر بیان می‌گردند[۶, ۷]:

$$r = \frac{((M_{11}+M_{12}P_s)P_0-(M_{21}+M_{22}P_s))}{((M_{11}+M_{12}P_s)P_0+(M_{21}+M_{22}P_s))}, \qquad (۲)$$

$$t = \frac{(2P_0)}{((M_{11}+M_{12}P_s)P_0+(M_{21}+M_{22}P_s))}, \qquad (۳)$$

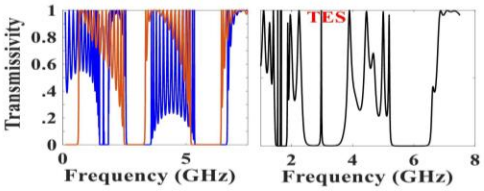
$$T = \frac{P_0}{P_s}|t|^2, R = |r|^2, \qquad (٤)$$

برای بررسی اثر میدان مغناطیسی بر مدهای موجی، محیط پلاسما تحت تأثیر میدان مغناطیسی خارجی به صورت یک محیط فعال با دو قطبش دایروی راست‌گرد و چپ‌گرد در نظر گرفته می‌شود[۷]. فرکانس پلاسما به جرم الکترون (m)، بار الکترون (e) و چگالی آن طبق عبارت زیر بستگی دارد[۸]:

$$\omega_{pe} = \sqrt{\frac{e^2 n_e}{\varepsilon_0 m_e}}, \qquad (۵)$$

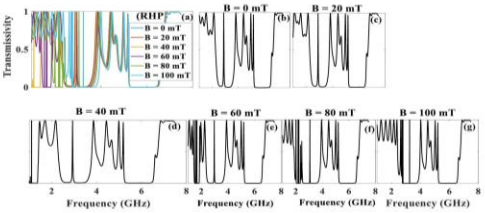
بحث

در این بخش، نتایج حاصل از شبیه‌سازی ساختار بلور فوتونی توپولوژیکی ارائه شده است. هدف اصلی از این تحلیل، بررسی اثرات اعمال میدان مغناطیسی خارجی بر رفتار امواج الکترومغناطیسی و استخراج ویژگی‌هایی همچون موقعیت مود لبه، پهنای طیفی، فاکتور کیفیت و میزان حساسیت ساختار به تغییرات محیطی بوده است. در ابتدا، ساختار ترکیبی متشکل از دو بلور فوتونی پلاسمایی با مشخصات متفاوت PPC1 و PPC2 بررسی شد. شکل ۲ طیف عبور کلی این ساختار را نمایش می‌دهد که در آن یک پیک باریک درون ناحیه گاف نواری مشترک دو ساختار ظاهر شده است. پیک ایجادشده بیانگر مد لبه‌ای توپولوژیکی پایدار در مرز دو بلور است.



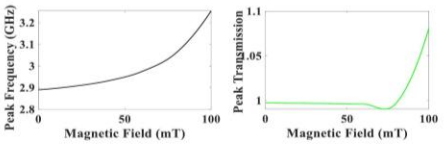
شکل۲: الف) نمایش حالت لبه توپولوژیکی (TES) تناوبی یک‌بعدی مبتنی بر لایه‌های پلاسما و دی‌الکتریک در حضور میدان مغناطیسی خارجی دایروی راستگرد. ب) نمایش انتقال در ساختار PPC1 (خط قرمز) و PPC2 ساختار (خط سبز) با میدان مغناطیسی B = 60 mT.

نمودارهای ارائه‌شده در شکل ۲ نشان می‌دهند که ساختار دوره‌ای شامل لایه‌های پلاسما و دی‌الکتریک، در حضور میدان مغناطیسی خارجی B = 60 mT، دارای مدهای لبه‌ای توپولوژیکی مشخصی در ناحیه باندگپ است. همچنین، مقایسه گذردهی دو زیرساختار PPC1, PPC2 در نمودار ب، وجود باندهای ممنوعه مشخص و مناطق گذر موج را تأیید می‌کند. نتایج به‌دست‌آمده، نقش کلیدی ساختار در هدایت کنترل‌شده امواج در مرزها و کاربرد آن در طراحی سیستم‌های نوری مبتنی بر پلاسما را تقویت می‌کند.



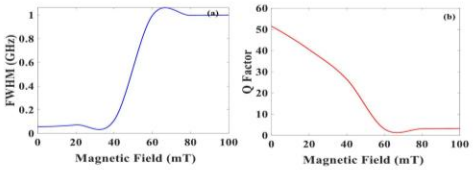
شکل۳: الف) گذردهی امواج با قطبش دایروی راستگرد در ساختار پلاسمایی-دی‌الکتریک یک‌بعدی، نمایش‌دهنده تأثیر میدان مغناطیسی خارجی متغیر (۰ تا ۱۰۰ میلی‌تسلا) بر باندهای گذر و توقف. (ب) تا (گ) نمایش تحول مدهای لبه‌ای توپولوژیکی در نواحی گاف فرکانسی، برای شدت‌های مختلف میدان مغناطیسی.

نمودار شکل ۳ (الف) نشان می‌دهد که با افزایش شدت میدان مغناطیسی از ۰ تا ۱۰۰ میلی‌تسلا، باندهای گذر و توقف ساختار برای امواج با قطبش دایروی راستگرد به‌طور قابل توجهی جابجا و دچار تغییر شکل می‌شوند. در نمودارهای جزئی‌تر (شکل‌های ۳ ب تا گ)، پیدایش و تحول قله‌های باریک در باندگپ با افزایش میدان مغناطیسی تأییدکننده حضور مدهای لبه توپولوژیکی و قابلیت تنظیم‌پذیری آن‌هاست. روند منظم جابجایی فرکانسی این مدها در برابر میدان مغناطیسی در شکل ۴ (الف) به‌صورت منحنی شبه‌خطی نمایش داده شده و پایه محاسبه حساسیت ساختار قرار می‌گیرد. علاوه‌براین، نمودار شکل ۴ (ب) تغییرات طیف گذردهی را در شدت‌های مختلف میدان نشان می‌دهد که بیانگر تأثیر میدان مغناطیسی بر پهنای طیف و پاسخ کلی ساختار است.



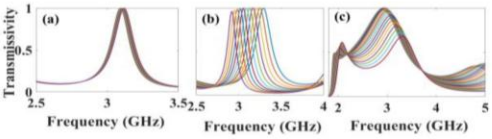
شکل۴: الف) تغییرات فرکانس پیک مد لبه توپولوژیکی بر حسب شدت میدان مغناطیسی خارجی (B) از ۰ تا ۱۰۰ میلی‌تسلا، نشان‌دهنده قابلیت تنظیم فرکانسی. ب) تغییرات گذردهی پیک مد لبه بر حسب شدت میدان مغناطیسی.

شکل ۴ (الف) فرکانس پیک مد لبه به‌صورت غیرخطی افزایش می‌یابد. این جابجایی ناشی از تغییر ویژگی‌های الکترومغناطیسی پلاسما و حرکت تدریجی مد درون گاف توپولوژیکی است. همچنین، در شکل ۴ (ب) مشاهده می‌شود که افزایش شدت میدان، گذردهی مد لبه را تقویت می‌کند. این رفتار ناشی از بهبود شرایط هدایت توپولوژیکی و کاهش تلفات در میدان‌های قوی‌تر است.



شکل۵: الف) تغییرات پهنای باند در نیم‌توان مد لبه توپولوژیکی بر حسب شدت میدان مغناطیسی خارجی، نشان‌دهنده تأثیر میدان بر پهنای طیفی مد. ب) تغییرات فاکتور کیفیت مد لبه توپولوژیکی بر حسب شدت میدان مغناطیسی، بیانگر تأثیر میدان بر میرایی و کیفیت طنین مد.

نمودارهای شکل ۵ نشان می‌دهند که افزایش میدان مغناطیسی تأثیر دوگانه‌ای بر ویژگی‌های طیفی مد لبه دارد. در شکل ۵ (الف)، پهنای باند در نیم‌توان با عبور از آستانه‌ای حدود ۳۰ میلی‌تسلا، به‌طور قابل توجهی افزایش یافته و در میدان‌های قوی‌تر به اشباع می‌رسد. این گسترش طیفی می‌تواند نشان‌دهنده افزایش تلفات یا کاهش تمرکز میدان در مد لبه باشد. هم‌زمان، شکل ۵ (ب) در میدان‌های قوی، کاهش فاکتور کیفیت و افزایش پهنای باند در نیم‌توان مشاهده می‌شود.



شکل۶: نمودارهای گذردهی ساختار تناوبی یک‌بعدی پلاسمایی-دی‌الکتریک (تحت میدان مغناطیسی دایروی راستگرد) با تغییر پارامترهای محیطی و داخلی، نشان‌دهنده قابلیت حسگری فرکانسی: الف) تغییر فرکانس پیک مد لبه در پاسخ به تغییرات شاخص شکست محیط خارجی (n_0) از ۱ تا ۱.۱. ب) تأثیر تغییر شاخص شکست لایه پلاسمایی اول (n_{a1}) از ۱.۸ تا ۲.۲ بر مکان فرکانسی مود لبه. ج) جابجایی فرکانس پیک مد لبه با تغییر شاخص شکست ناحیه میانی (n_s) از ۱.۵ تا ۲.۵.

تغییرات ضریب شکست در نواحی مختلف ساختار (محیط بیرونی، لایه پلاسما و ناحیه میانی) منجر به جابجایی منظم فرکانس مد لبه‌ای شده که بیانگر حساسیت بالای ساختار است. پارامتر حساسیت $S=\Delta f/\Delta n$ برای کمی‌سازی این پاسخ تعریف شد [۷].

نتیجه‌گیری

نتایج این پژوهش نشان داد که ترکیب خواص توپولوژیکی با قابلیت تنظیم‌پذیری ناشی از میدان مغناطیسی در ساختارهای بلور فوتونی یک‌بعدی پلاسمایی، منجر به ظهور مدهای لبه‌ای با پایداری بالا و واکنش‌پذیری موضعی نسبت به تغییرات ضریب شکست می‌شود. این مدها، به‌ویژه در شرایطی با تغییرات محیطی کوچک، عملکرد سنسوری دقیقی از خود نشان داده‌اند. پارامترهایی مانند پهنای طیفی و فاکتور کیفیت نیز با اعمال میدان مغناطیسی بهبود یافته‌اند که بیانگر افزایش وضوح و حساسیت ساختار است. از جمله محدودیت‌های مطالعه حاضر، تمرکز بر یک زاویه تابش و یک نوع پلاریزاسیون (TE) است. همچنین، مدل‌سازی پلاسما با فرض محیطی سرد و یکنواخت انجام شده که پاسخ ساختار را در شرایط عملی محدود می‌سازد. در گام‌های آتی، پیشنهاد می‌شود اثر پارامترهایی نظیر زاویه تابش، دما، میدان مغناطیسی غیریکنواخت یا زمان‌متغیر، و حتی خواص غیرخطی پلاسما بررسی شود. همچنین، پیاده‌سازی مدل در شرایط تجربی با استفاده از مواد واقعی و تحلیل چندفازی (مایع یا گاز) به اعتبارسنجی عملکرد حسگری و توسعه کاربردی آن در حوزه‌های نانو، زیستی و محیطی کمک شایانی خواهد کرد.

مرجع ها

1. Lu, L., Joannopoulos, J. D., & Soljačić, M. (2014). Topological photonics. *Nature Photonics*, 8(11), 821–829.
2. Wu, L.-H., & Hu, X. (2015). Scheme for achieving a topological photonic crystal by using dielectric material. *Physical Review Letters*, 114(22), 223901.
3. Wang, Z., et al. (2009). Observation of unidirectional backscattering-immune topological electromagnetic states. *Nature*, 461(7265), 772–775.
4. Yang, T., et al. (2018). Transmission Properties in Plasma Photonic Crystal Controlled by Magnetic Fields. *Plasma Physics Reports*, 44(9), 869–877.
5. Zhang,H.-F.; Liu, S.-B.; Kong, X.-K. Photonic Band Gaps in One-dimensional Magnetized Plasma Photonic Crystals with Arbitrary Magnetic Declination. Phys. Plasmas 2012, 19, 122103.
6. Zhu, H., et al. (2023). Topological photonic crystal biosensor with valley edge modes based on a silicon-on-insulator slab. *Biosensors and Bioelectronics*, 213, 114439.
7. Hojo, H., & Mase, A. (2004). Dispersion relation of electromagnetic waves in one-dimensional plasma photonic crystals. *Journal of Plasma and Fusion Research*, *80*(2), 89-90.
8. Zhao, Y., Liang, F., Han, J., Wang, X., Zhao, D., & Wang, B. Z. (2022). Tunable topological edge and corner states in an all-dielectric photonic crystal. Optics Express, 30(22), 40515-40530.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-10

تحلیل عددی انرژی و چگالی بارفضایی یون‌ها در دستگاه محصورسازی الکترواستاتیکی لختی (IEC) با استفاده از شبیه‌ساز COMSOL

مهران آبرومندی پی ۱، فاطمه تفتیش ۲، مهدی نصری نصرآبادی ۱
۱ دانشکده فیزیک گروه مهندسی هسته‌ای، دانشگاه اصفهان، اصفهان، ایران
۲ دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، ایران
mehranabromandee@gmail.com

چکیده

دستگاه‌های محصورسازی الکترواستاتیکی لختی (IEC) به دلیل سادگی ساختار، هزینه کمتر نسبت به سایر روش‌های محصورسازی و قدرت بالا در تولید پارامترهایی مناسب برای واکنش همجوشی، همواره موردتوجه محققان فیزیک پلاسما و همجوشی هسته‌ای بوده است. در پژوهش حاضر، با تمامیت بر تحلیل انرژی و چگالی بارفضایی یون‌ها در نقاط مختلف محور تقاطع دستگاه IEC، تلاش شده است تا رفتار دینامیک ذرات با دقت و جزئیات بیشتری موردبررسی قرار گیرد. با استفاده از نرم‌افزار COMSOL Multiphysics و مدل‌های عددی دقیق، توزیع پتانسیل، پروفایل چگالی و انرژی یون‌ها در نقاط مختلف محور شبیه‌سازی شد. نتایج نشان می‌دهند که در ولتاژ $۷۰kV$—به سرعتی در میانه $۱۰^{۶} m/s$ و چگالی ذرات تا سطح $۱۰^{۱۵} m^{-۲}$ در ناحیه مرکزی دست‌یافته می‌شود. این یافته‌ها ضمن تصویرسازی بهتر از ساختار داخلی IEC، بر ضرورت استفاده از مدل‌های تصحیح‌شده برای شناسایی موانع محصورسازی مؤثر تأکیددارند.

کلیدواژه: محصورسازی الکترواستاتیکی لختی، پلاسما، COMSOL، چگالی بارفضایی، چاه پتانسیل، همجوشی هسته‌ای، گداخت

Numerical Analysis of Ion Energy and Space Charge Density in an Inertial Electrostatic Confinement (IEC) Device Using COMSOL Simulation

Mehran Abrumandee pay1, Fateme Taftish 2 and Mehdi Nasri NasrAbadi 3
1 physics department, Isfahan university, Isfahan, Iran
2 Energy Engineering and Physics Department, Amir Kabir University of Technology, Tehran, Iran
1 physics department, Isfahan university, Isfahan, Iran
mehranabromandee@gmail.com

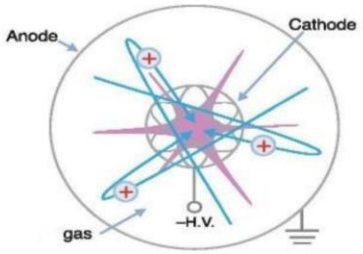
Abstract

Inertial Electrostatic Confinement (IEC) devices have long attracted the attention of plasma physics and nuclear fusion researchers due to their structural simplicity, relatively lower cost compared to other confinement methods, and their strong capability to generate suitable parameters for fusion reactions. In the present study, with a focus on analyzing the energy and space charge density of ions at various points along the intersection axis of the IEC device, an effort has been made to investigate the dynamic behavior of particles with greater accuracy and detail. Using COMSOL Multiphysics software and precise numerical models, the potential distribution, density profile, and ion energy were simulated at different positions along the axis. The results show that at a voltage of –70 kV, ion velocities on the order of 10^6 m/s and particle densities up to 10^{15} m^{-2} are achieved in the central region. These findings not only provide a better visualization of the internal structure of the IEC, but also emphasize the need for refined models to identify barriers to effective confinement.

Keywords: Inertial Electrostatic Confinement, Plasma, COMSOL, Space Charge Density, Potential Well, nuclear fusion

مقدمه

تحقق واکنش‌های گداخت هسته‌ای کنترل‌شده به‌عنوان منبعی پایدار، پاک و بدون پسماند پرتوزا، یکی از چالش‌های اساسی در فیزیک انرژی هسته‌ای محسوب می‌شود. برخلاف شکافت هسته‌ای که با تولید زباله‌های رادیواکتیو بلندمدت همراه است، گداخت هسته‌ای نویدبخش تولید انرژی ایمن و سازگار با محیط زیست است [1]. برای دستیابی به اشتعال در گداخت، ضروری است که پلاسما در دماهای بالا به مدت کافی محصور شود تا برخورد بین یون‌ها منجر به واکنش هسته‌ای گردد؛ این شرط موسوم به معیار لاوسون است [2]. در میان روش‌های گوناگون محصورسازی پلاسما، محصورسازی الکترواستاتیکی لختی (Inertial Electrostatic Confinement - IEC) به دلیل سادگی ساختاری، هزینه نسبتاً پایین، و قابلیت اجرا در مقیاس‌های کوچک و متوسط، توجه زیادی را به خود جلب کرده است [3]. در چنین دستگاهی، با اعمال یک ولتاژ منفی چند ده کیلوولتی به کاتد ، یون‌های مثبت گاز تخلیه الکتریکی شده در فضای بین کاتد و آند (نظیر هلیوم) را به سمت مرکز شتاب می‌دهد شکل۱. این یون‌ها در طی مسیر خود ممکن است با یکدیگریا با دیواره‌های دستگاه برخورد کنند و بخشی از آن‌ها با عبور مکرر از ناحیه مرکزی، به انرژی کافی برای انجام واکنش همجوشی برسند. درنتیجه حضور یون‌ها، ناحیه‌ای با چگالی بارفضایی مثبت در مرکز شکل می‌گیرد که به ایجاد چاه‌های پتانسیل تودرتو منجر می‌شود. تحلیل دقیق ساختار این چاه ها و توزیع انرژی و چگالی یون‌ها، برای درک بهتر عملکرد دستگاه و طراحی بهینه آن ضروری است [4].



شکل ۱-نمایش شکل کلی دستگاه IEC، ناحیه آزادسازی ذرات در شبیه‌سازی بین آند و کاتد قرار می‌گیرد.

این دستگاه برای مقاصد آموزشی و با بهبودهایی برای مقاصد پزشکی و نظامی و تحقیقاتی می‌تواند مناسب باشد [5].هدف پژوهش حاضر ارائه تحلیلی دقیق از رفتار یون‌ها، شامل پروفایل چگالی و انرژی و مسیر حرکت آن‌ها به کمک شبیه‌سازی عددی در محیط COMSOL Multiphysics است. شعاع محفظه ، آند و کاتد دستگاه به ترتیب ۲۵ و ۱۰ و ۴/۵ سانتی‌متر است.

مواد و روش‌ها

از میان معادلات ماکسول، دو معادله در محیط‌های الکترواستاتیک (که تغییرات زمانی میدان مغناطیسی صفر در نظر گرفته می‌شود) کاربرد مستقیم دارند:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = \rho \,/\, \varepsilon_0 \qquad (۱)$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0 \qquad (۲)$$

معادله (۱) بیان‌گر رابطه بین میدان الکتریکی و چگالی بارفضایی است. می‌توان معادله پواسون را برای پتانسیل الکتریکی به‌دست آورد:

$$\nabla^2 \varphi = -\rho \,/\, \varepsilon_0 \qquad (۳)$$

در این رابطه: φ :پتانسیل الکتریکی (ولت)، ρ :چگالی بارفضایی (کولن بر مترمکعب)، ε_0 :گذردهی خلأ $(8.854 \times 10^{-12}\, F/m)$

برای مدل‌سازی پویایی ذرات، از قانون دوم نیوتن استفاده می‌شود که با جایگذاری نیروی الکترواستاتیکی حاصل از میدان به‌صورت زیر خواهد بود:

$$\vec{F} = m.\vec{a} = q.\vec{E} = -q\vec{\nabla}\varphi(r) \qquad (٤)$$

که در آن m جرم ذره، q بار ذره است

$\vec{r}(t)$ بردار موقعیت ذره در زمانt هست که از طریق رابطه ساده $\vec{r}(t) = \frac{1}{2}\vec{a}t^2 + \overrightarrow{v_0}t + \overrightarrow{r_0}$ به دست می‌آید.

برای محاسبه چگالی عددی ذرات در یک حجم یا سطح معین (مثلاً در مرکز دستگاه)، از رابطه زیر استفاده می‌شود:

$$n(r) = \Delta N(r) \,/\, \Delta V(r) \qquad (٥)$$

که ΔN تعداد ذرات در حجم ΔV است.شبیه سازی در دو بعد صورت میگرد، پس بدیهی است که در شبیه سازی پیش رو، منظور از چگالی؛ چگالی سطحی است. چگالی بار نیز به‌صورت زیر تعریف می‌شود:

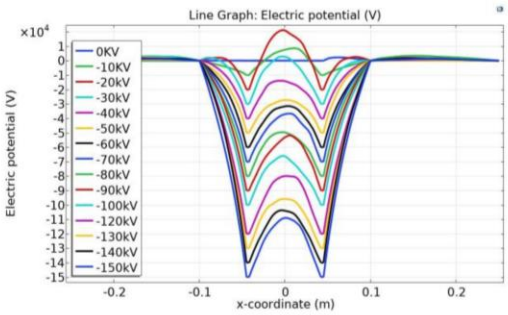
$$\rho(r) = q.n(r) \qquad (۶)$$

این چگالی در معادله پواسون جایگذاری می‌شود تا پتانسیل جدید حاصل گردد. فرایند محاسبه به‌صورت خودسازگار (Self-consistent) انجام می‌شود: ابتدا پتانسیل با فرض چگالی اولیه محاسبه‌شده، سپس موقعیت ذرات محاسبه و چگالی جدید محاسبه‌شده و مجدداً در معادله (۳) جایگذاری می‌شود. این عمل به اندازه ای تکرار میشود تا همگرایی حاصل

شود.شبیه‌سازی در نرم‌افزار COMSOL با حل هم‌زمان معادله پواسون و ردیابی ذرات، امکان محاسبه دقیق مسیر حرکت، انرژی جنبشی (سرعت)، چگالی عددی و درنتیجه توزیع سطحی بار را فراهم می‌سازد. این ساختار تحلیلی نقش کلیدی در پیش‌بینی شکل چاه پتانسیل و رفتار ذرات در شرایط ولتاژهای مختلف دارد. ۵۲۴ ذره آلفا، با ضریب تکثیر آماری برابر با 10^{10} برای نمایندگی جمعیت واقعی، از ناحیه بین آند و کاتد به درون دستگاه آزاد شد. رفتار ذرات از پتانسیل 0 kV تا 150 kV- موردبررسی قرار گرفت شکل۱.

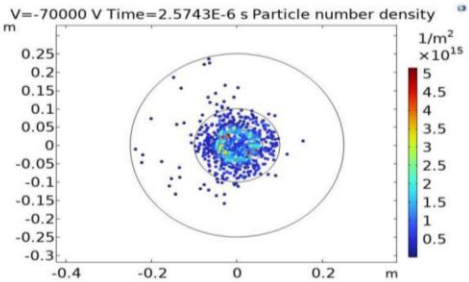
بحث

نتایج حاصل از حل معادله پواسون و قانون دوم نیوتن نشان می‌دهند که در حضور یون‌های شتاب‌یافته، چاه پتانسیل مجازی قابل‌توجهی در ناحیه مرکزی دستگاه شکل می‌گیرد. در ولتاژ $-۷۰kV$، اختلاف‌پتانسیل بین مرکز و لبه کاتد به بیش از $-31\ kV$ می‌رسد، که مؤید تجمع بار مثبت در مرکز است شکل ۲. همچنین در شکل ۲ مشاهده می‌شود که به دلیل تجمع لحظه‌ای یون‌ها در ناحیه مرکزی چاه‌های پتانسیل تودرتو تشکیل‌شده به‌طوری‌که حتی در پتانسیل‌های کمتر دستگاه، پتانسیل حاصل از تجمع ذرات باردار از پتانسیل دستگاه که بر کاتد اعمال‌شده فراتر رفته. برای دریافت اطلاعات مناسب از وضعیت ذرات گام زمانی محاسبات با توجه به ابعاد دستگاه و سرعت بالای ذرات از مرتبه نانوثانیه هست.

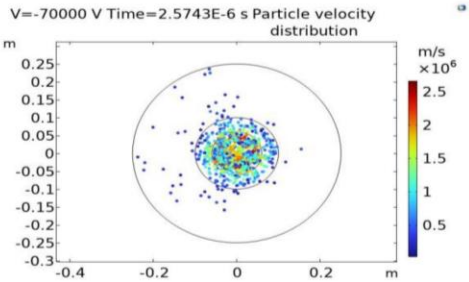


شکل ۲-پتانسیل‌های مجازی شکل‌گرفته ناشی از حضور ذرات باردار .

با تحلیل مسیر حرکت یون‌ها و موقعیت تجمع آن‌ها، چگالی عددی یون‌ها در دستگاه استخراج شد. در بیشینه مقدار، چگالی به حدود $۱۰^{۱۵}\ m^{-2}$ می‌رسد که به‌وضوح نشان‌دهنده تمرکز مؤثر ذرات در ناحیه مرکز است. هرچند که دما و انرژی بیشینه برای مدت‌زمان بسیار کوتاهی در دسترس هستند، در این مدت‌زمان بسیار کوتاه واکنش‌های همجوشی می‌توانند به بیشینه مقدار خود برسند شکل ۳ شکل ۴.

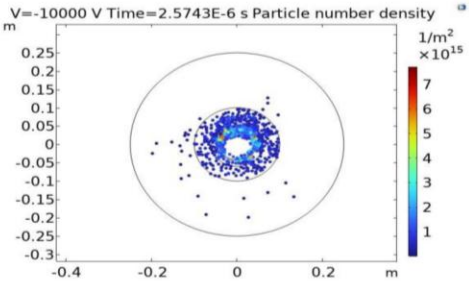


شکل ۳-توزیع چگالی ذرات در ولتاژ 70 kV-



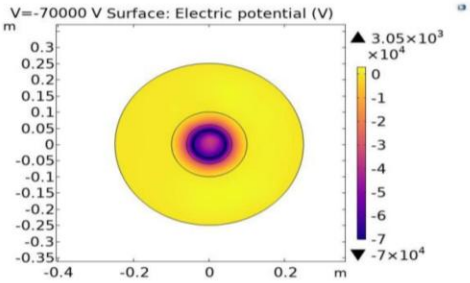
شکل ٤-توزیع سرعت ذرات در ولتاژ 70 kV-

تعدادی از ذرات قادر بودند که از سد پتانسیل عبور کرده و به خارج از محدوده محصورسازی به سمت محفظه دستگاه که به زمین متصل شده پرتاب شوند. در ولتاژهای پایین دستگاه به دلیل اینکه چاه پتانسیل ایجادشده قادر به محصور کردن ذرات نیست چگالی این ذرات در ناحیه مرکزی صفر می‌باشد شکل۵.



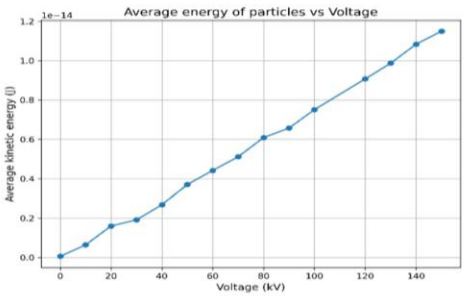
شکل ۵-چگالی ذرات در ولتاژ 10 kV-

شکل ۶ توزیع پتانسیل دوبعدی وقتی‌که ولتاژ دستگاه $-۷۰\ kV$ می‌باشد را نمایش می‌دهد. تشکیل چاه پتانسیل مجازی در مرکز دستگاه قابل مشاهده می‌باشد.



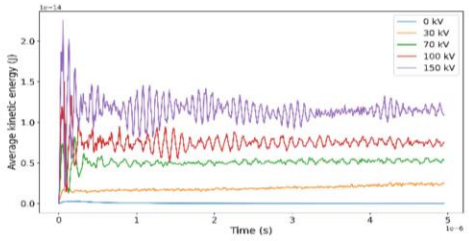
شکل ٦-توزیع پتانسیل در ولتاژ 70- kV

برای مقایسه انرژی ذرات در ولتاژهای مختلف باید متوسط انرژی ذرات را در ولتاژهای مختلف را باهم مقایسه کنیم شکل ۷. بدیهی است که با افزایش ولتاژ متوسط انرژی ذرات نیز افزایش پیدا می‌کند.



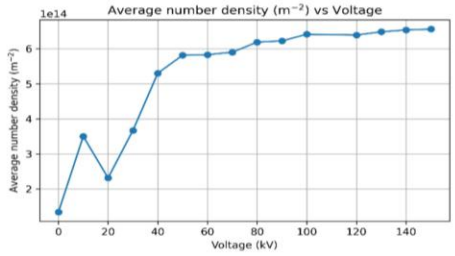
شکل ۷-متوسط انرژی ذرات در ولتاژهای مختلف.

نمودار شکل ۷ میانگین سطحی (Surface average) متوسط انرژی ذرات در طول تمام مدت شبیه‌سازی است. این میانگین‌گیری بر روی سطح محصور درون حلقه کاتد یعنی مرکز دستگاه گرفته‌شده است. به دلیل نوسانی بودن(رفت‌وبرگشت ذرات) در دستگاه IEC انرژی ذرات در گام‌های زمانی مختلف دستخوش تغییرات خواهد شد چراکه با هر بار رفت‌وبرگشت ذرات تعداد قابل‌توجهی از این ذرات به محیط بیرون پرتاب می‌شوند و از فضای شبیه‌سازی خارج می‌شوند و یا دیگر تحت تأثیر چاه پتانسیل دستگاه نیستند. شکل ۸ نمودار انرژی برحسب زمان شبیه‌سازی را نمایش می‌دهد. همانطور که عنوان شد ذرات در حال رفت و برگشت به سمت مرکز هستند و این رخداد سبب ایجاد افت و خیز های مشاهده شده در شکل های ۸ و ۱۰ میباشد. مدت زمان هر رفت یا برگشت با توجه به سرعت ذره و ابعاد دستگاه محاسبه شده و با تقسیم بندی این زمان به ۵۰ قسمت، گام زمانی مناسبی که حرکت دقیق ذرات را در آن میتوانیم تحلیل و بررسی کنیم محاسبه شد. در صورتی که گام زمانی طولانی تر باشد اطلاعات کافی از ذرات نخواهیم داشت و در صورت کوچکتر بودن هزینه محاسباتی بالا خواهد بود.

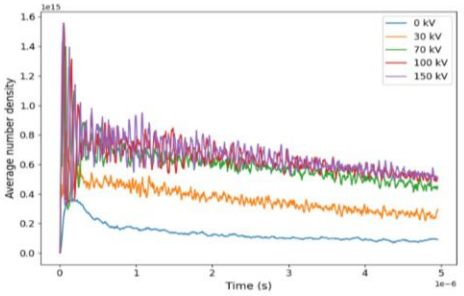


شکل ۸- متوسط انرژی ذرات در مدت‌زمان شبیه‌سازی در ولتاژ های نمایش داده شده.

به دلیل پالسی بودن رفتار سیستم و برای درک صحیح رفتار چگالی ذرات، میانگین سطحی چگالی ذرات در ولتاژهای مختلف و در مدت‌زمان شبیه‌سازی در شکل ۹ و ۱۰ قرار می‌گیرد.



شکل ۹-متوسط چگالی تعداد ذرات در ولتاژ های مختلف.



شکل ۱۰-چگالی تعداد ذرات در طول مدت شبیه‌سازی در ولتاژ های نمایش داده شده.

نکته قابل‌توجه در شکل ۹ این است که در ولتاژ 20- kV میزان چگالی کاهش پیدا کرده است دلیل این رخداد در نمودارهای پتانسیل شکل ۲ معلوم شده است. میزان پتانسیل مجازی ناشی از ذرات باردار در مرکز از میزان چاه پتانسیل دستگاه پیشی می‌گیرد و اجازه تجمع به ذرات را نمی‌دهد به همین خاطر چگالی کاهش پیدا میکند. با افزایش ولتاژ دستگاه و افزایش سرعت ذرات این مورد برطرف می‌شود. در شکل ۱۰ دلیل روند

کاهشی چگالی ذرات با گذر زمان، پرتاب شدن ذرات به بیرون از فضای شبیه‌سازی می‌باشد. بین ذرات باردار دافعه وجود دارد بنابراین حتی اگر ولتاژ دستگاه صفر باشد، ذرات به بیرون پخش می‌شوند و روند چگالی کاهشی خواهد بود.

نتیجه‌گیری

اگرچه دستگاه‌های IEC به دلیل سادگی و هزینه ساخت پایین گزینه‌های مناسبی برای انجام آزمایش‌ها و تحقیقات موردنیاز برای توسعه دستگاه‌های محصورسازی پیشرفته‌تر همانند توکامک‌ها می‌باشند ولی این دستگاه‌ها به دلیل ضعف ساختاری توانایی کنترل چگالی ذرات و دمای بالا در مرکز را به‌طوری‌که شرط لاوسون برای مدت مناسب برقرار باشد را ندارند. بنابراین این دستگاه ها استعداد دست‌یابی به شرط اشتعال را ندارند. در شبیه‌سازی‌های صورت گرفته مشاهده شد که انرژی (سرعت) و چگالی ذرات تنها در مدت‌زمان بسیار کوتاهی در مقیاس نانوثانیه به حد بیشینه می‌رسد و سپس از بین می‌رود. اگرچه شبیه‌سازی صورت گرفته با ساده‌سازی‌هایی همراه بوده است اما می‌توان به کمک این شبیه‌سازی این‌طور تحلیل کرد که زمان محصورسازی در این دستگاه‌ها بسیار کوتاه می‌باشد.

مرجع‌ها

[1] Sadik-Zada, E. R., et al. (2024). "Back to the future: Revisiting the perspectives on nuclear fusion and juxtaposition to existing energy sources." Energy **290**: 129150.

[2] Chaerani, J., et al. (2024). Lawson Criterion Analysis of D-3He Fusion Reaction. Journal of Physics: Conference Series, IOP Publishing.

[3] Black, J., et al. (2021). "Study of inertial electrostatic confinement fusion using a finite-volume scheme for the one-dimensional Vlasov equation." Physical Review E **103**(2): 023212.

[4] Ghammas, H. and M. Nasrabadi (2025). "Simulation and optimization of an inertial electrostatic confinement device by adding a second feed-stalk and ion gun." Physics of Plasmas **32**(5).

[5] Mohanty, S., et al. (2021). Basics of inertial electrostatic confinement fusion and its applications. AIP Conference Proceedings, AIP Publishing LLC.

Paper ID: P8-01

شبیه سازی یک بعدی تخلیه الکتریکی با مانع دی الکتریک در گاز نیتروژن با فشار اتمسفر

آزاده برجسته*، عبدالعزیز مصلح محمد
دانشکده علوم پایه، دانشگاه لرستان
Barjasteh.a@lu.ac.ir*

چکیده

در این مقاله تخلیه الکتریکی با مانع دی الکتریک در گاز نیتروژن با فشار اتمسفر به کمک نرم افزار کامسول شبیه سازی می شود و تحولات فضا-زمانی ذرات مختلف به دست می آید. واکنش ها و تابش های پلاسما با استفاده از تصویر سطحی از شبیه سازی به دست می آیند. این نتیجه به دست می آید که مهمترین یون ها در این تخلیه یون های N_2^+ و N_4^+ هستند. هم چنین تابش های این پلاسما در مجاورت الکترودها به بیشینه مقدار خود می رسد. لذا برای کاربردهایی که نیاز به تابش های بیشتر داشته باشند از جمله اصلاح سطوح، می توان سطح مورد نظر را به جای یکی از الکترودها در نظر گرفت.

کلید واژه: تخلیه الکتریکی با مانع دی الکتریک، شبیه سازی، گاز نیتروژن.

One-dimensional simulation of Dielectric Barrier Discharge at atmospheric pressure Nitrogen

Azadeh Barjasteh*, Abdolaziz Mosleh Mohammad
*Barjasteh.a@lu.ac.ir

Abstract

In this paper, nitrogen gas is simulated in an electric dielectric barrier at atmospheric pressure using COMSOL software, and the spatio-temporal evolutions of various particles are obtained. Plasma reactions and radiations are obtained using a surface image from the simulation. It is concluded that the most important ions in these ions are N2+ and N4+. Additionally, the radiation from this plasma reaches its maximum value in the vicinity of the electrodes. For applications that require more radiation, such as surface modification, the desired surface can be considered as an alternative to one of the electrodes.

Keywords: Dielectric Barrier Discharge, simulation. Nitrogen gas

مقدمه

تخلیه الکتریکی با مانع دی الکتریک نام خود را از این حقیقت به دست می آورد که حداقل یک لایه دی الکتریک در مسیر تخلیه بین دو الکترود قرار می گیرد. این لایه دی الکتریک با محدود کردن بار و جریان، از شکل گیری قوس یا جرقه پیش گیری می کند. بنابراین پلاسمایی که در این تخلیه ها ایجاد می شود یک پلاسمای سرد است. بدین معنی که الکترون های آن بسیار پرانرژی هستند و دمایی از مرتبه ۱۰۰۰۰ درجه کلوین دارند در حالی که یون ها در درمای اتاق باقی می مانند. همین امر باعث شده است که تخلیه های الکتریک با مانع دی الکتریک که به آن ها به اختصار DBD نیز می گویند کاربردهای بسیاری از جمله در کشاورزی [1]، استریلیزاسیون [2]، پزشکی [3]، و ... داشته باشند. از طرفی تخلیه های فشار اتمسفری به این دلیل که به پمپ خلا نیازی ندارند و به راحتی در فشار اتمسفر ایجاد می شوند بسیار مورد توجه هستند. برای کاربرد موفق تخلیه های الکتریکی، و فهم بهتر برهم کنش های بین پلاسما و مواد، باید پارامترهای پلاسما به صورت تجربی یا شبیه

سازی به دست آیند. این مساله زمانی اهمیت می یابد که بخواهیم از پلاسما برای اصلاح سطوح استفاده کنیم زیرا در این مورد ذرات فوق پایدار و ذرات برانگیخته ذرات اصلی هستند که سبب ایجاد واکنش های مختلف با سطح از جمله شکستن پیوندهای سطحی یا برانگیخته کردن سطح می شوند. بنابراین برای بهینه سازی فرآیندهای سطحی توسط پلاسما باید تغییرات ذرات مختلف از جمله ذرات فوق پایدار را بررسی کرد [4]. در این مقاله از شبیه سازی یک بعدی با استفاده از نرم افزار Comsol Multiphysics استفاده می‌شود تا شیمی تخلیه DBD در گاز نیتروژن با فشار اتمسفر با جزئیات بیشتری بررسی شود.

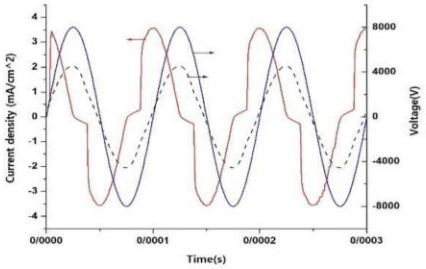
شبیه سازی

در این مطالعه شبیه سازی یک بعدی تخلیه الکتریکی با مانع دی الکتریک در گاز نیتروژن با فشار اتمسفر به کمک نرم افزار کامسول انجام می شود. برای این شبیه سازی یک ولتاژ سینوسی با دامنه ۸ کیلوولت و فرکانس ۱۰ کیلوهرتز در نظر گرفته می شود. هندسه در نظر گرفته شده برای این تخلیه شامل دو الکترود مسطح دایره ای شکل با مساحت ۰/۰۱ متر مربع است که روی هر کدام از آن ها یک لایه دی الکتریک از جنس Al_2O_3 با ثابت دی الکتریکی ۸ و ضخامت ۰/۵ میلی متر قرار گرفته است. ضخامت گپ در نظر گرفته شده برای این شبیه سازی ۱ میلی متر است که با گاز نیتروژن فشار اتمسفری و دمای ۳۰۰ درجه کلوین پر شده است. برای انجام این شبیه سازی ذرات مختلفی از جمله الکترون ها، یون های N_2^+، N_3^+، N_4^+، ذرات برانگیخته از جمله $N_2(A)$، $N_2(a)$، $N_2(B)$، $N_2(C)$، $N(D)$، و N در نظر گرفته می شود که در میان آن ها ذرات $N_2(A)$ و $N_2(a)$، ذرات فوق پایدار و $N_2(B)$ و $N_2(C)$ ذرات تابشی نیتروژن هستند. مجموعه واکنش های در نظر گرفته شده برای این شبیه سازی در مرجع [4] به طور کامل بیان شده اند. برای واکنش های الکترونی نیز از سطح مقطع واکنش ها استفاده می شود که داده های مربوط به آن ها در سایت Lxcat.net موجود می باشد. همچنین مقادیر اولیه برای چگالی الکترون ها $۱۰^{۱۳}/m^3$،$۵\times۱۰^{۱۳}/m^3$ برای چگالی یون های N_4^+، $۲\times۱۰^{۱۱}/m^3$، و برای چگالی یون های N_3^+، $۱\times۱۰^{۱۱}m^3$ در نظر گرفته می شود. مجموعه روابطی که این شبیه سازی بر اساس آن ها ایجاد می شود در مرجع [5] به طور کامل بیان شده اند. لازم به ذکر است که برای معادلات الکترونی، باید روی مرز دی الکتریک ها شرایط مرزی در نظر گرفته شود. این شرایط مرزی با وارد کردن انتشار ثانویه الکترون ها ناشی از برخورد یون ها و ذرات فوق پایدار روی مرزهای دی الکتریک ها برقرار می شود که این ضریب برای یون ها و ذرات فوق پایدار نیتروژن به اندازه ۰/۰۱ در نظر گرفته می شود.

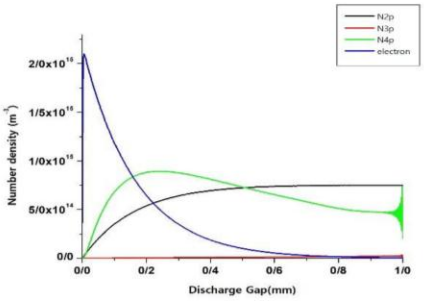
نتایج

اولین نتیجه از این شبیه سازی منحنی جریان ولتاژ آن است که در شکل (۱) نشان داده شده است. همانطوری که مشاهده می شود جریان دارای یک قله در هر نیم چرخه از ولتاژ اعمال شده است که این قله در زمان $۹.۹e^{-۵}$ s اتفاق می افتد. برای بررسی ذرات باردار مهم در این تخلیه الکتریکی، شکل (۲) چگالی تعداد الکترون ها و یون ها را در زمان بیشینه جریان نشان می دهد. همانطوری که در این شکل مشاهده می شود در این لحظه چگالی الکترون ها روی دی الکتریک سمت چپ به بیشینه مقدار خود می رسد در حالیکه یون هایی که پشت سر خود ایجاد کرده اند فرصت کافی برای رسیدن به دی الکتریک مقابل را ندارند. بدین ترتیب در این لحظه از زمان که الکترون ها به دی الکتریک می رسند، ستون ها یا رشته های تخلیه شکل می گیرند و جریان به بیشینه مقدار خود می رسد. سپس به خاطر اثر تجمع بارها روی دی الکتریک ها جریان به سرعت کاهش می یابد. هم چنین این شکل نشان می دهد که یون های N_2^+ و N_4^+ مهم ترین یون های موجود در تخلیه نیتروژنی هستند در حالیکه یون های N_3^+ سهم بسیار کوچکی را بازی می کنند به طوری که می توان از این یون ها در تخلیه نیتروژنی نیز صرف نظر کرد. برای بررسی تحولات ذرات فوق پایدار، در لحظه بیشینه جریان، نمودار یک بعدی توزیع آن ها در شکل (۳) نشان داده شده است. همانطوری که در این شکل مشاهده می شود، چگالی ذرات N_2A بسیار بیشتر از چگالی ذرات N_2a در لحظه بیشینه جریان است. این نتیجه بیان می کند که نقش این ذرات در تخلیه نیتروژنی بیشتر است. هم چنین توزیع ذرات فوق پایدار در نواحی نزدیک به دی الکتریک ها بیشتر است. این نتیجه بیان می کند که یونیزاسیون پنینگ در این نواحی اثر بیشتری خواهد داشت. برای درک بیشتر، در شکل (۴) توزیع فضا- زمانی چگالی این ذرات فوق پایدار نیز نشان داده شده است. همانطوری که مشاهده می شود در هر نیم چرخه از ولتاژ اعمال شده،چگالی این ذرات فوق پایدار در نواحی نزدیک به دی الکتریک ها به بیشینه مقدار خود می رسد. برای بررسی تابش های پلاسما، توزیع فضایی چگالی ذرات برانگیخته ناپایدار از جمله N_2B و N_2C در لحظه بیشینه جریان در شکل (۵) رسم شده است. همانطوری که مشاهده می شود چگالی این

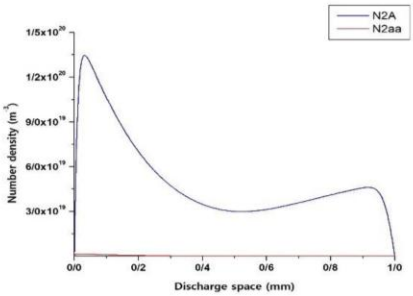
ذرات در مجاورت دی الکتریک سمت چپ بیشتر است. در این لحظه از زمان الکترود سمت چپ مثبت است، لذا چگالی الکترون ها در این ناحیه بیشتر است.این امر سبب



شکل (۱)- منحنی جریان- ولتاژ



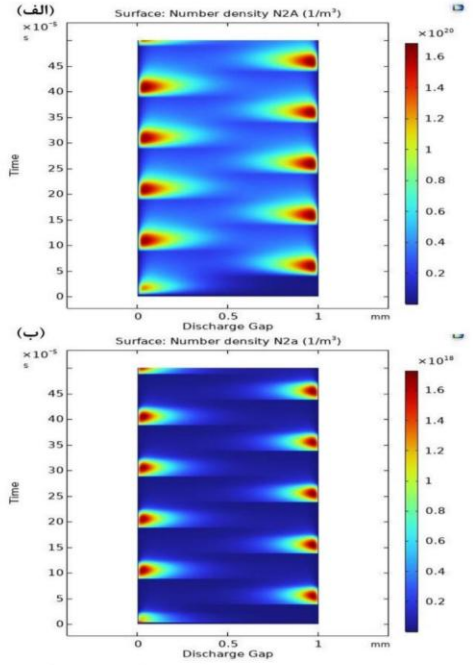
شکل (۲)- توزیع فضایی الکترون ها و یون ها در لحظه بیشینه جریان



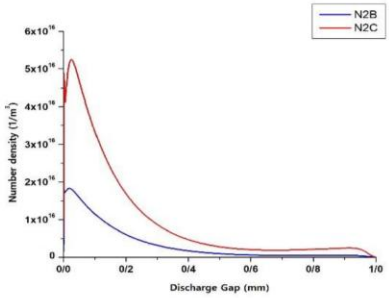
شکل (۳)- توزیع ذرات فوق پایدار در لحظه بیشینه جریان

در نیم چرخه بعدی نیز که الکترود سمت راست مثبت می شود تولید این ذرات و بنابراین تابش ها در مجاورت الکترود سمت راست بیشتر می شود. بنابراین تابش های می شود واکنش های تولید کننده این ذرات تابشی از جمله $N_2+e=>N_2B+e$ و $N_2+e=>N_2C+e$ در این نواحی نیز بیشتر انجام شوند.

پلاسما در نواحی نزدیک به الکترودها بیشتر است. شکل (۶) (توزیع فضا زمانی تابش ها) درستی این ادعا را تایید می کند. همچنین توزیع زمانی انرژی الکترونی متوسط در

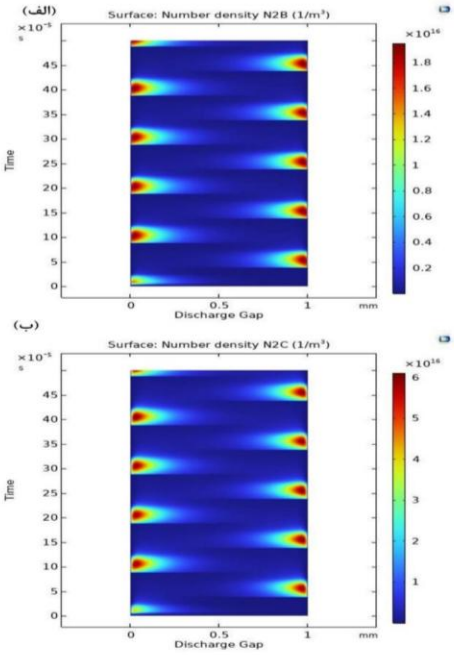


شکل (۴)- توزیع فضا-زمانی چگالی ذرات فوق پایدار

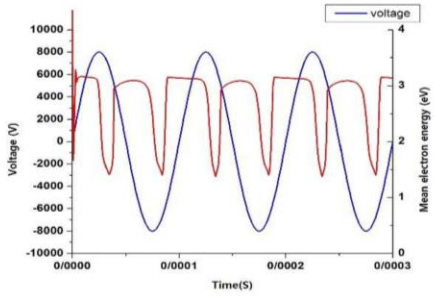


شکل (۵)- توزیع فضایی ذرات تابشی در لحظه بیشینه جریان

شکل (۷) ترسیم شده است. همانطوری که در این شکل مشاهده می شود، انرژی الکترونی متوسط در این تخلیه از ۱/۳ تا ۳.۱۵ الکترون ولت تغییر می کند.



شکل (۶)- توزیع فضا-زمانی ذرات تابشی



شکل (۷)- توزیع زمانی انرژی الکترونی متوسط

نتیجه گیری

در این مقاله تخلیه الکتریکی با مانع دی الکتریک در گاز نیتروژن با فشار اتمسفر شبیه سازی شده است.این نتیجه به دســـت می آید که مهمترین یون ها در این تخلیه یون های N_2^+ و N_4^+ هســـتند. هم چنین تابش های این پلاسما و ذرات فوق پایدار در مجاورت الکترودها به بیشینه مقدار خود می رسد. لذا برای کاربردهایی که نیاز به تابش های بیشتر و توزیع بیشتر ذرات فوق پایدار داشته باشند از جمله اصلاح سطوح، می توان سطح مورد نظر را به جای یکی از الکترودها در نظر گرفت.

مراجع

[1] Barjasteh, Azadeh, et al. "Recent progress of non-thermal atmospheric pressure plasma for seed germination and plant development: current scenario and future landscape." *Journal of Plant Growth Regulation* 42.9 (2023): 5417-5432.

[2] Domonkos, Mária, et al. "Applications of cold atmospheric pressure plasma technology in medicine, agriculture and food industry." *Applied Sciences* 11.11 (2021): 4809.

[3] Barjasteh, Azadeh, et al. "Cold atmospheric pressure plasma: a growing paradigm in diabetic wound healing—mechanism and clinical significance." *International Journal of Molecular Sciences* 24.23 (2023): 16657.

[4] Choi, Y. H., J. H. Kim, and Y. S. Hwang. "One-dimensional discharge simulation of nitrogen DBD atmospheric pressure plasma. *Thin solid films* 506 (2006): 389-395.

[5] Sohbatzadeh, Farshad, and Hamed Soltani. "Time-dependent one-dimensional simulation of atmospheric dielectric barrier discharge in N2/O2/H2O using COMSOL Multiphysics." *Journal of Theoretical and Applied Physics* 12 (2018): 53-63.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P2-13

اثر جرم بر تولید قطار پالس لیزری در پلاسماهای هیدروژن و آرگون

ایمان براهیمی*، مهسا صداقت، علیرضا نیکنام
پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
***آدرس رایانامه نویسنده مسئول : imanbarahimi119@gmail.com**

چکیده

در این پژوهش براساس کار های انجام شده بر تولید قطار پالس لیزر در پلاسما به مطالعه اثر جرم بر تولید قطار پالس لیزری در پلاسمای آرگون و هیدروژن پرداختیم و نشان دادیم که اثر افزایش جرم تاثیر معکوس بر تولید تعداد پالس در قطار پالس لیزری دارد و همچنین تاثیر معکوس بر دوره زمانی زیر پالس ها در لیزر دارد.

کلید واژه: قطار پالس لیزری، مدوله شدن پالس لیزر، پلاسمای هیدروژن، پلاسمای آرگون، اثر جرم

Mass effect on laser pulse train generation in hydrogen and argon plasmas

Iman Barahimi* Mahsa Sedaghat Ali Reza Niknam
Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
*corresponding e-mail: imanbarahimi119@gmail.com

In this research, based on the work done on the production of laser pulse trains by plasma, we studied the effect of mass on the production of laser pulse trains in argon and hydrogen plasmas and showed that increasing the mass effect has an adverse effect on the production of the number of pulses in the laser pulse train and also has an adverse effect on the time period of the sub-pulses in the laser.

Keywords: Laser pulse train, laser pulse modulation, hydrogen plasma, argon plasma, mass effect

مقدمه

توسعه شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی میدان دنباله لیزری در سال‌های اخیر پیشرفت‌های چشمگیری داشته است. امروزه بسته‌های الکترونی با ابعاد میکرومتر و انرژی‌هایی در مقیاس گیگاالکترون‌ولت می‌توانند توسط شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی میدان دنباله لیزری با طول تنها چند سانتیمتر تولید شوند. این ویژگی، شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی میدان دنباله لیزری را به منابع بسیار فشرده‌ای از ذرات و تابش با انرژی بالا و طول دوره زمانی از مرتبه فمتوثانیه تبدیل کرده است. کاربردهای اثبات‌شده این فناوری شامل تصویربرداری پرتو ایکس با وضوح زمانی فوق‌العاده بالا، مطالعات شیمی فوتونی در مقیاس فمتوثانیه و رادیوتراپی الکترونی پیشرفته می باشد برای تحریک کارآمد موج پلاسما، مدت زمان پالس لیزر محرک بایداز مرتبه طول دوره زمانی موج پلاسما باشد برای یک پلاسما با چگالی $2.5 \times 10^{23}\ m^{-3}$ دوره زمانی موج پلاسما باید کوچکتر از $100fs$ باشد و شدت پالس لیزر در حدود $۱۰^{۱۸}$ وات بر سانتیمتر مربع باشد. در عمل، تقریباً تمام شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی میدان دنباله لیزری توسط پالس‌های لیزر تیتانیوم-یاقوت کبود با $\tau \approx 40\ fs$ و قدرت پالس تا محدوده پتاوات راه‌اندازی می‌شوند. اما این سیستم‌های لیزری به نرخ تکرار پالس کمتر از ۱۰ هرتز و قدرت متوسط زیر ۱۰۰ وات محدود هستند. این در حالی است که بسیاری از کاربردهای

شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی میدان دنباله لیزری نیاز به عملکرد در نرخ تکرار بیش از ۱ کیلوهرتز با قدرت لیزر متوسط در محدوده کیلووات دارند تا بتوانند نیاز های مورد نظر را برآورده کنند. تاکنون، عملکرد لیزرهای مورد نظر با نرخ تکرار کیلوهرتز در شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی میدان دنباله لیزری به دلیل انرژی پایین پالس لیزرهای تیتانیوم-یاقوت کبود، به تولید بسته های الکترونی با انرژی‌های زیر ۱۵ مگاالکترون‌ولت محدود شده است. مسئله دیگر، راندمان پایین تابش نوری برای این لیزر ها است. برای لیزرهای تیتانیوم-یاقوت کبود این بازدهی کمتر از ٪۰.۱ است و با در نظر گرفتن بازدهی مراحل دیگر (لیزر-به-میدان دنباله لیزری و میدان دنباله لیزری -به-بسته الکترون)، بازدهی کلی بسیار کمتر از ٪۱۰ است که بسیار کمتر از بازدهی مورد نیاز برای شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی میدان دنباله لیزری پرانرژی آینده است. شتاب‌دهنده موج ضربه‌ای پلاسما (PBWA) در این روش، دو پالس بلند با فرکانس‌های زاویه‌ای ω_1 و $\omega_2 = \omega_1 + \omega_p$ ترکیب می‌شوند تا یک پالس مدوله‌شده ایجاد کنند که می‌تواند موج پلاسما را به صورت رزونانسی تحریک کند. این روش امکان استفاده از پالس‌های بلندتر را فراهم می‌کند. این روش نیاز به دو پالس لیزر با اختلاف فرکانسی معادل فرکانس پلاسما دارد که با توجه به محدودیت فرکانسی منابع تولید لیزر یک محدودیت تکنولوژیک محسوب می شود. روش نوین که اخیراً پیشنهاد شده شتاب‌دهنده پلاسمایی مدوله‌شده با پلاسما (P-MoPA) است، با این هدف که شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی را با لیزرهای دیسک نازک با نرخ تکرار بالا و پر بازده ترکیب کند. در شتاب‌دهنده پلاسمایی مدوله‌شده با پلاسما پالس لیزر محرک با زیرپالس های متعدد که هر کدام با فاصله فرکانس پلاسما هستند در قسمت پلاسمای مدوله کننده تولید می شوند سپس یک سیستم نوری پاشنده، فرکانس های نوارهای جانبی را حذف می‌کند تا یک رشته پالس کوتاه تولید شود این رشته پالس می‌تواند برای تحریک تشدیدی و تقویت شده میدان دنباله لیزری در مرحله شتاب‌دهنده استفاده شود. شتاب‌دهنده پلاسمایی مدوله‌شده با پلاسما دارای دو مزیت کلیدی هستند: [2]

۱. تنها به یک پالس محرک ورودی نیاز دارند.

۲. پروفایل زمانی رشته پالس‌های تولیدشده قابل کنترل است و می‌تواند میدان دنباله لیزری را کارآمدتر تحریک کند.

توسعه نوآورانه و جدید لیزرهای دیسک نازک با بازدهی نوری-به-نوری[1] بیش از ٪۵۰ می‌تواند امیدبخش رسیدن به انرژی های بالاتر در این دسته از شتاب دهنده ها باشد. این لیزر ها پالس‌هایی با انرژی در حدود ۱ ژول با نرخ تکرار ۱ کیلوهرتز تولید می کنند. اما طول دوره زمانی طولانی پالس آنها (پیکوثانیه) آنها را برای راه‌اندازی مستقیم شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی میدان دنباله لیزری نامناسب می‌کند. روش‌هایی مانند گسترش طیفی در گازها می‌توانند طول دوره زمانی پالس را کاهش دهند، اما هنوز پالس‌هایی با دوره زمانی زیر ۱۰۰ فمتوثانیه با انرژی مورد نیاز در منابع تولید لیزر ایجاد نشده‌اند.[4]

از مزایای کلیدی شتاب‌دهنده میدان دنباله لیزری چندپالسیمی توان به موارد زیر اشاره کرد:

۱. کاهش شدت پیک لیزر و در نتیجه کاهش آسیب به اجزای چیدمان اپتیکی

۲. امکان استفاده از ادوات اپتیکی با قطر کوچکتر و طول کانونی کوتاه‌تر

۳. کنترل بیشتر بر پارامترهای شتاب‌دهنده

۴. تحریک و تقویت میدان‌های دنباله لیزری با دوره زمانی بزرگ

۵. کاهش ناپایداری‌های کانال پلاسمایی در اثر انتشار پالس لیزر

در این پژوهش مطالعه ما بر روی شتاب‌دهنده میدان دنباله لیزری چندپالسی است با هدف مطالعه اثر جرم یون های پلاسما بر روی مدوله شدن پالس لیزر است. برای این منظور یک چیدمان اپتیکی به صورت زیر در نظر میگیریم با این شرایط که یک پالس لیزر با شدت بالا ($a_\circ > 1$) به عنوان پالس اولیه و یک پالس ثانویه لیزر با شدت پایین تر ($a_\circ < 1$) با فاصله زمانی $1.7ps$ از هم وارد پلاسما می شوند. نیروی پاندرماتیو پالس اولیه سبب ایجاد میدان دنباله لیزری و امواج چگالی الکترونی در پشت پالس اول می شود زمانی که پالس دوم به این امواج چگالی می رسد سبب ایجاد پراکندگی رامان در پالس دوم می شود این پدیده موجب مدوله شدن پالس دوم می شود. در مطالعاتی که انجام شده است اثر جرم یون های پلاسما در نظر گرفته نشده است در این پژوهش ما به دنبال مطالعه اثر جرم یون های پلاسما بر پراکندگی رامان پالس دوم و میدان دنباله لیزری در پشت پالس دوم هستیم. به این منظور

[1] Optical to optical efficency

شبیه سازی با استفاده از نرم افزار EPOCH براساس الگوریتم ذره در سلول (PIC) انجام داده ایم.

روش

برای این منظور اندازه پنجره متحرک را ۵۱۰۰ میکرومتر در راستای طولی و ۸۰ میکرومتر در راستای عرضی در نظر گرفتیم برای مشبندی اندازه هر سلول در راستای طولی را به $\lambda/10$ و اندازه هر سلول در راستای عرضی را به $\lambda/2.5$ تقسیم انجام شد که منظور از λ طول موج پالس لیزر فرودی است. ما از دو پالس لیزر با طول موج یکسان استفاده شد پالس اول با طول دوره زمانی $40\ fs$ و پالس دوم با طول دوره زمانی $1ps$ استفاده شد. تعداد هر ذره در سلول را ۱۰ گرفتیم تعداد ۵ الکترون و ۵ یون در هر سلول در نظر گرفتیم. این شبیه سازی را برای پلاسمای هیدروژن و آرگون انجام دادیم. علت این انتخاب ابتدا متداول بودن استفاده از این گونه پلاسماها در کارهای تحقیقاتی است سپس اختلاف جرمی معنی دار یون های آرگون از یون های هیدروژن است. پلاسما توسط فرایند تخلیه الکتریکی تولید شده است دمای پلاسما را $5eV$ در نظر گرفتیم.[1]

معادلات حاکم

در اثر انتشار پالس لیزر در پلاسما طبق رابطه زیر امواج دنباله لیزری در پلاسما منتشر می شود:

$$\frac{\partial^2\varphi}{\partial t^2} = \frac{{\omega_{p0}}^2}{2}\left[\frac{1+a^2/2}{(1+\varphi^2)} - 1\right]$$

که منظور از a بردار نرمال شده پتانسیل الکتریکی پالس لیزر است. این پتانسیل الکتریکی ناشی از انتشار پالس لیزر منجر به ایجاد میدان الکتریکی در پشت پالس لیزر می شود که همان امواج لانگمور در پلاسما است این امواج باعث ایجاد تغییراتی در چگالی پلاسما می شوند که توسط رابطه زیر بیان می شود:

$$\frac{\delta n}{n_{e0}} = \frac{1+a^2+(1+\varphi)^2}{2(1+\varphi)^2} - 1$$

پالس لیزر ثانویه در عبور از این امواج چگالی طبق رابطه زیر مدوله می شود

$$a(\zeta,\tau) \approx |a_\circ(\zeta)| \sum_{-\infty}^{\infty} [i^m J_m(-\beta) \exp\,(im(\omega_{p0}\tau + \Delta\varphi')]$$

که در آن β هست:

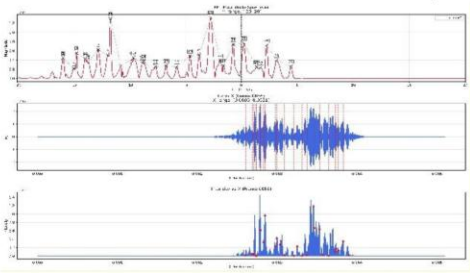
$$\beta = \frac{1}{2}\frac{{\omega_{p0}}^2}{\omega_\circ}\frac{\delta n}{n_\circ}\frac{z}{v_g}$$

و $\Delta\varphi'$ تغییر فاز پالس مدوله شده هست:

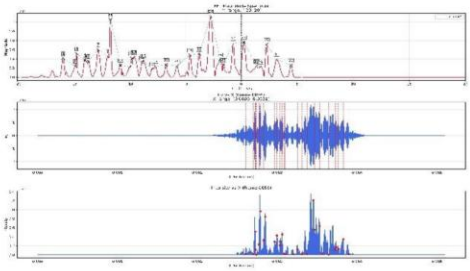
$$\Delta\varphi' = -(\Delta\varphi + \omega_{p0}\frac{z}{v_p})$$

این رابطه بیان می کند که بر اثر انتشار لیزر با دوره زمانی بلند (از مرتبه پیکو ثانیه) پالس لیزر تحت اثر پراکندگی استوکس و آنتی استوکس مدوله می شود.[1]

مدوله شدن پالس لیزر بر اثر پراکندگی استوکس و آنتی استوکس سبب ایجاد پالس هایی می شود که فاصله آنها از هم به اندازه دوره زمانی پلاسما است و این ویژگی شرط لازم برای تقویت میدان دنباله لیزری در پشت پالس را برقرار میکند. در کارهایی که انجام شده است از اثر جرم یون های پلاسما صرف نظر شده است و مدوله شدن پالس لیزر نمایش داده شده است. در اینجا ما جرم یون ها را در نظر گرفتیم و اثر آن را بر مدوله شده پالس لیزر مطالعه انجام شد.

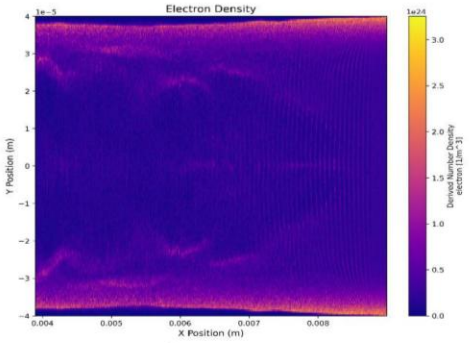


تصویر ۱ الف) تبدیل فوریه پالس لیزر منتشر شده در پلاسمای آرگون نشان داده شده است . ب) شکل پالس منتشر شده در پلاسما آرگون در طول ۲۷۰ میکرومتر ج) شدت پالس منتظر شده بعد از انتشار در طول ۲۷۰ میکرومتر

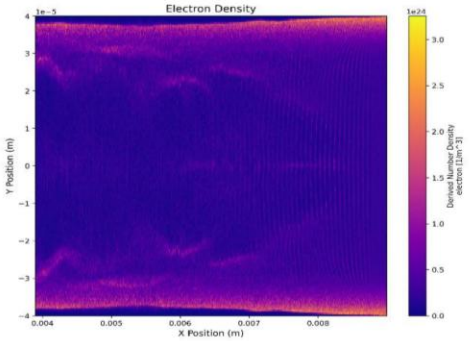


تصویر 2 الف) تبدیل فوریه پالس لیزر منتشر شده در پلاسمای هیدروژن نشان داده شده است . ب) شکل پالس منتشر شده در پلاسما هیدروژن در طول ۲۷۰ میکرومتر ج) شدت پالس منتظر شده بعد از انتشار در طول ۲۷۰ میکرومتر

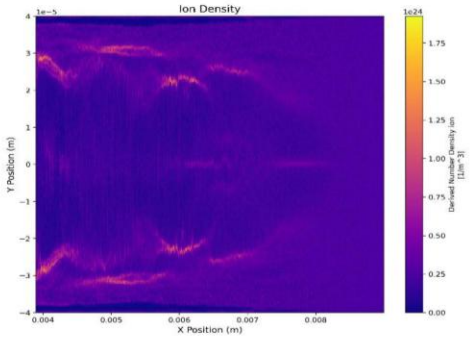
نتایج شبیه سازی نشان می دهد که در پلاسمای هیدروژن تعداد ۱۶ زیر پالس تشکیل شده است و در پلاسمای آرگون تعداد ۱۵ زیر پالس تشکیل شده است. طول دوره زمانی زیر پالس ها در پلاسمای هیدروژن کوتاه تر از پلاسمای آرگون است. تعداد پالس هایی که فاصله آن ها از هم برابر اختلاف زمانی دوره امواج لانگمور در پلاسما است در پلاسمای آرگون بیشتر از پلاسمای هیدروژن است.



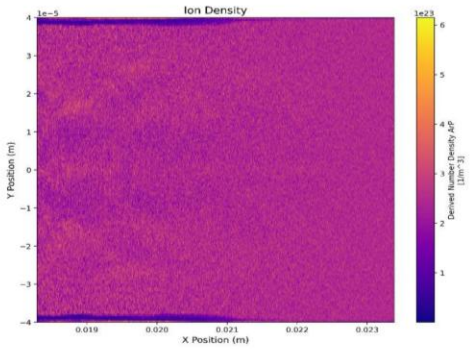
تصویر ۳ تغییرات چگالی الکترون ها در پلاسمای آرگون



تصویر ۴ تغییرات چگالی الکترون ها در پلاسمای هیدروژن



تصویر ۵ تغییرات چگالی یون ها در پلاسمای هیدروژن



تصویر ۶ تغییرات چگالی یون ها در پلاسمای آرگون

بحث و نتیجه گیری

تفاوت های مشاهده شده در بین دو پالس منتشر شده در پلاسمای هیدروژن و آرگون را به اثر اختلاف جرم در دو پلاسما منتسب می کنیم این اختلاف جرم بر تحرک یون ها در پلاسمای آرگون و هیدروژن اثر می گذارد. شبیه سازی انجام شده برای تغییرات چگالی الکترون ها و یون ها بیانگر آن است که در پلاسمای آرگون به دلیل سنگین بودن یون های آرگون می توان آن ها را تقریبا ساکن در نظر گرفت و در پلاسمای هیدروژن به دلیل سبک بودن

یون های هیدروژن، یون ها در اثر نیروی پلندرموتیو پالس لیزر جابجا می شوند که این جابجایی سبب تغییر چگالی الکترون ها در میدان دنباله لیزری می شود این تغییر چگالی بر روی پراکندگی رامان پالس ثانویه اثر می گذارد. از طرفی دوره زمانی پالس ها در پلاسمای هیدروژن کوتاه تر از دوره زمانی پالس ها در پلاسمای آرگون است این نشان دهنده آن است که در پلاسمای هیدروژن پالس ها بیشتر فشرده می شوند و شدت پالس ها بزرگتر است در مقایسه با انتشار در پلاسمای آرگون است.

جرم یون ها و تحرک یون ها بر شیفت فرکانسی و تغییرات پالس منتشر شده در پلاسما موثر است. هر اندازه جرم یون ها کمتر باشد یون ها بیشتر تحت اثر انتشار پالس لیزر قرار خواهند گرفت و تغییرات چگالی یون ها بر توزیع چگالی الکترون ها متاثر خواهد بود و این تاثیر بر طول دوره زمانی زیر پالس ها و فشردگی آنها و میزان مدوله شدن آنها اثر می گذارد. در پلاسمای آرگون به دلیل جرم سنگین یون ها اثر آنها کمتر و با حالتی که یون ها در نظر گرفته نشده اند نتایج تقریبا یکسان است. افزایش اثر جرم تاثیر معکوس بر تولید تعداد پالس در قطار پالس لیزری دارد و همچنین تاثیر معکوس بر دوره زمانی زیر پالس ها در لیزر دارد.

مراجع

1 Jakobsson, O., Hooker, S. M., & Walczak, R. (2021). Gev-scale accelerators driven by plasma-modulated pulses from kilohertz lasers. *Physical Review Letters*, *127*(18), 184801.

2 Hooker, S. M. (2013). Developments in laser-driven plasma accelerators. *Nature Photonics*, *7*(10), 775-782.

3 Ross, A. J., Chappell, J., van de Wetering, J. J., Cowley, J., Archer, E., Bourgeois, N., ... & Hooker, S. M. (2024). Resonant excitation of plasma waves in a plasma channel. *Physical Review Research*, *6*(2), L022001.

4 von Boetticher, A., Walczak, R., & Hooker, S. M. (2023). Modulational instability in large-amplitude linear laser wakefields. *Physical Review E*, *107*(2), L023201.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P1-07

مطالعه تجربی اندازهگیری جریان اشباع و پتانسیل شناور پلاسما با استفاده از تیپهای لانگمویر پروب میکس در توکامک IR-T1

مهدی مهجور۱*، منصوره لفوتی۲ محمود قرآن نویس۱ محمد کاظم سالم۱، سیامک محمدی۱
۱ مرکز تحقیقات فیزیک پلاسما، واحد علوم و تحقیقات، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران
۲ دانشگاه آزاد اسلامی، واحد دماوند، دماوند، ایران

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : physicist.mehdi@gmail.com

چکیده:
در این پژوهش، اندازهگیری جریان اشباع و پتانسیل شناور لبه پلاسما در توکامک IR-T1 با استفاده از تیپهای لانگمویر تعبیه شده در سیستم تشخیصی میکسپروب انجام شده است. یک تیپ در مد شناور برای اندازهگیری پتانسیل و تیپهای دیگر در مد اشباع برای اندازهگیری جریان یون به کار گرفته شدند. این سیستم در فاصله مشخصی از محدودکننده نصب گردید و نوسانات زمانی این پارامترها در طول تخلیه پلاسما ثبت شدند. نتایج نشان میدهد که میکسپروب با طراحی ترکیبی خود توانایی مناسبی برای آشکارسازی ساختارهای تلاطمی مانند بلاب ها در ناحیه لبه پلاسما دارد.
کلید واژه: پلاسما، توکامک، لانگمویر

Experimental Study of Ion Saturation Current and Floating Potential Measurement Using Langmuir Tips of Mix-Probe in the IR-T1 Tokamak

Mahdi Mahjour1*, Mansoureh Lafouti2, Mahmood Ghoranneviss1, Mohammad Kazem Salem1, Siamak Mohammadi1
1. Plasma Physics Research Center, Science and Research Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran
2. Damavand Branch, Islamic Azad University, Damavand, Iran
*corresponding e-mail: physicist.mehdi@gmail.com

Abstract
In this study, the ion saturation current and floating potential of edge plasma in the IR-T1 tokamak were measured using Langmuir tips integrated in the Mix-Probe diagnostic system. One tip operated in floating mode while others were biased to saturation mode for ion current detection. Installed at a specific distance from the limiter, the probe captured time-resolved measurements during plasma discharges. Results indicate that the Mix-Probe, with its multi-tip Langmuir configuration, is well-suited for detecting turbulent edge structures such as blobs in the plasma boundary region.
Keywords: Plasma, Tokamak, Langmuir probe

مقدمه

یکی از چالش‌های اساسی در توسعه‌ی راکتورهای همجوشی مغناطیسی، درک و کنترل انتقال انرژی و ذرات در ناحیه لبه پلاسما و ناحیه اسکرپ-آف (Scrape-Off Layer, SOL)است. در این نواحی، ناپایداری‌های پلاسمایی و ساختارهای تلاطمی مانند بلاب‌ها (blobs) و گردابه‌ها (vortices)نقش بسزایی در تعیین شار حرارتی و ذره‌ای به دیواره‌ها دارند. مطالعه‌ی دقیق این ساختارها نیازمند استفاده

مناسب جهت مشاهده‌ی گذر ساختارهای تلاطمی ایجاد کند. استفاده از سیستم جمع‌آوری داده با نرخ بالا امکان ثبت دقیق سیگنال‌های سریع ناحیه لبه را فراهم ساخت.

مطالعات انجام‌شده در این مقاله می‌تواند زمینه‌ساز به‌کارگیری سیستم‌های تشخیصی ساده ولی کارآمد مانند میکس‌پروب در بررسی انتقال تلاطمی ذرات و انرژی و ارزیابی رفتار ناحیه مرزی پلاسما در سایر دستگاه‌های همجوشی نیز باشد.[1-5]

چیدمان آزمایشگاهی:

آزمایشها در توکامک IR-T1 انجام شده است. شرایط عملیاتی رکتور نیز به شرح زیر است: شعاع بزرگ ۰.۴۵ متر و شعاع کوچک ۰.۱۲ متر، حداکثر جریان رکتور ۳۰ کیلو آمپر، میدان تروئیدالی ۰.۵ تسلا، زمان محصورسازی ۳۰ میلی ثانیه و چگالی الکترون در این رکتور نیز ($0.7\text{-}1.5\times10^{13}$ cm^{-3}) می باشد. سیستم تشخیصی میکس پروب مورد استفاده، شامل چهار تیپ لانگمویر ساخته شده از تنگستن با قطر ۰.۵ میلیمتر و طول بیرونزده ۵ میلیمتر بود. سه عدد از این تیپها (LP2, LP3, LP4) در مد اشباع و با بایاس منفی ۱۰۰ ولت برای اندازهگیری جریان اشباع یون مورد استفاده قرار گرفتند. تیپ دیگری (LP1) در مد شناور برای اندازهگیری پتانسیل فلوت به کار گرفته شد. سرِ پروب در فاصله +۲ میلیمتر از محدودکننده به داخل پلاسما وارد شد. دادهها برای جریان اشباع با نرخ نمونهبرداری ۲۰ مگاهرتز جمع آوری شدند.

شکل ۱. توکامک IR-T1

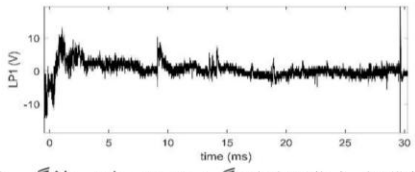
از ابزارهای تشخیصی با دقت مکانی و زمانی بالا است. از میان ابزارهای موجود، پروب‌های الکترواستاتیکی به‌ویژه پروب لانگمویر به‌دلیل سادگی ساخت، عملکرد مطمئن، و قابلیت استفاده در محیط‌های سخت، انتخاب مناسبی برای اندازه‌گیری پارامترهای موضعی پلاسما محسوب می‌شوند.

پروب لانگمویر می‌تواند در دو مد عملکردی مورد استفاده قرار گیرد: در مد شناور، پروب بدون بایاس به پتانسیل فلوت پلاسما می‌رسد که یک تخمینی از پتانسیل پلاسما است. در مد اشباع، با اعمال بایاس منفی مناسب، پروب جریان اشباع یون‌ها را اندازه‌گیری می‌کند که با چگالی الکترونی مرتبط است. با استفاده از این دو مد، اطلاعات پایه‌ای و بسیار مهمی از رفتار پلاسما در لبه دستگاه‌ها قابل استخراج است.

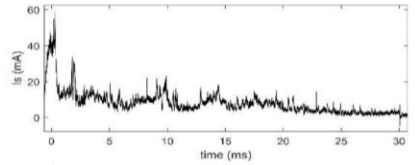
در توکامک‌ها، ناحیه لبه پلاسما محل گذار بین پلاسما محصور شده و ناحیه تعامل با دیواره است. این ناحیه تحت تأثیر نوسانات شدید پارامترهای پلاسما قرار دارد که ناشی از ناپایداری‌های تلاطمی مختلف از جمله مدهای رانده‌شده توسط گرادیان فشار و مدهای الکترواستاتیکی می‌باشد. اندازه‌گیری دقیق پتانسیل فلوت و جریان اشباع در این ناحیه، می‌تواند دید روشنی از وجود و ویژگی‌های این نوسانات فراهم کند. به‌ویژه، تطابق زمانی بین قله‌های مشاهده‌شده در این کمیت‌ها می‌تواند به شناسایی ساختارهای تلاطمی عبوری مانند بلاب‌ها کمک نماید.

در این پژوهش، با استفاده از تیپ‌های لانگمویر تعبیه‌شده در پروب ترکیبی (Mix-Probe)، اندازه‌گیری همزمان جریان اشباع یون‌ها و پتانسیل فلوت در لبه توکامک IR-T1 انجام شده است. هدف اصلی، بررسی توانایی این تیپ‌ها در شناسایی رفتار تلاطمی پلاسما و ارزیابی کارایی هندسه‌ی مکانیکی میکس‌پروب در آشکارسازی نوسانات محلی بوده است. به‌علاوه، در این مطالعه بر تحلیل زمانی سیگنال‌های اندازه‌گیری‌شده تمرکز شده تا با مقایسه‌ی موقعیت قله‌های زمانی، ارزیابی دقیقی از عملکرد اندازه‌گیری‌ها ارائه گردد.

پروب مورد استفاده در این تحقیق شامل چهار تیپ لانگمویر با آرایش مناسب در راستای پولوئیدی بود که سه تیپ در مد اشباع برای اندازه‌گیری جریان یون‌ها و یک تیپ در مد شناور برای اندازه‌گیری پتانسیل فلوت قرار داشتند. این آرایش به‌گونه‌ای طراحی شده بود که هم‌پوشانی مکانی و زمانی



شکل۳. پتانسیل فلوت اندازه گیری شده توسط تیپ لانگمیر ۱



شکل۴. جریان اشباع اندازه گیری شده توسط تیپ لانگمیر ۲

نتیجه گیری

اندازه‌گیری جریان اشباع و پتانسیل فلوت با استفاده از تیپ‌های لانگمویر تعبیه‌شده در میکس‌پروب نصب‌شده بر روی توکامک IR-T1 ، اثربخشی این سیستم ترکیبی را در آشکارسازی ساختارهای تلاطمی لبه پلاسما تأیید می‌کند .تطابق زمانی در نوسانات ثبت‌شده توسط تیپ‌ها نشان‌دهنده کارایی هندسه‌ی طراحی‌شده در شناسایی بلوب‌ها و سایر پدیده‌های ناحیهSOL است .نتایج این مطالعه می‌تواند به عنوان پایه‌ای برای تحقیقات دقیق‌تر در انتقال ذرات و انرژی در مرز پلاسما مورد استفاده قرار گیرد.

مراجع

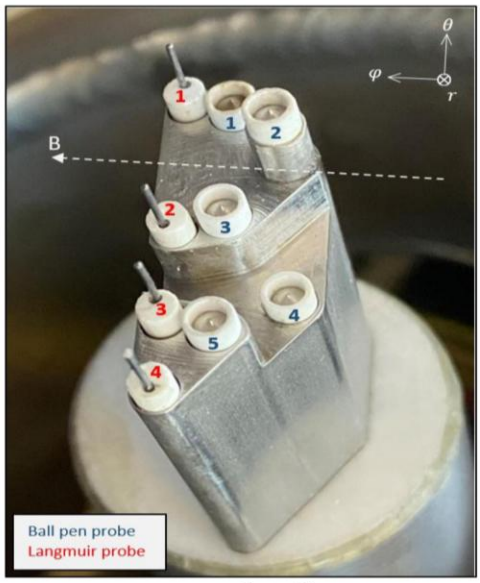
۱.Chen, F. F. (1984). Introduction to plasma physics and controlled fusion. Plenum Press.

۲.Hutchinson, I. H. (2002). Principles of plasma diagnostics. Plasma Physics and Controlled Fusion, 44(12), 2603.

۳.Shun'ko, E. V. (2009). Langmuir probe in theory and practice. Universal-Publishers.

۴.Adamek, J., et al. (2005). Comparative measurements of the plasma potential with the ball-pen and emissive probes on the CASTOR tokamak. Czechoslovak Journal of Physics, 55, 235-242.

۵.Grover, O., et al. (2017). First simultaneous measurements of Reynolds stress with ball-pen and Langmuir probes. Review of Scientific Instruments, 88(6).



شکل۲. میکس پروب

نتایج بدست آمده:

در این پژوهش، داده‌های حاصل از تیپ‌های لانگمویر پروب میکس در دو مد عملکردی مورد تحلیل قرار گرفت. تیپ (LP1) در مد شناور برای اندازه‌گیری پتانسیل فلوت و تیپ‌های (LP2, LP3, LP4) در مد اشباع برای اندازه‌گیری جریان اشباع به‌کار گرفته شدند. اندازه‌گیری‌ها در فاصله +۲ میلی‌متر از محدودکننده انجام شد.

نمودارهای زمانی ثبت‌شده نشان دادند که نوسانات پتانسیل فلوت و جریان اشباع دارای ساختارهای منظم با قله‌های تکرارشونده هستند که با گذر ساختارهای تلاطمی همچون بلاب‌ها در لبه پلاسما مرتبط هستند. هم‌پوشانی زمانی بین قله‌های ثبت‌شده توسط تیپ‌های مختلف نشان می‌دهد که هندسه و فاصله‌ی بین تیپ‌ها برای آشکارسازی این پدیده‌ها به‌خوبی تنظیم شده است.

تفاوت در دامنه‌ی قله‌های جریان اشباع میان تیپ‌های مختلف نشان‌دهنده وجود ناهمگنی‌های فضایی در توزیع چگالی یون در لبه پلاسما است. همچنین، ثبات سیگنال در طول تخلیه پلاسما نشان داد که میکس‌پروب در شرایط کاری پایدار، داده‌هایی قابل اعتماد ارائه می‌دهد. این نتایج می‌تواند مبنای مناسبی برای بررسی رفتار آماری و طیفی نوسانات لبه‌ای در آینده باشد.

Paper ID: P4-16

طراحی و بهبود عملکرد جت پلاسمای فشار اتمسفری مارپیچی غیرمتقارن :(NS-APPJ) مطالعه محاسباتی دینامیک میدان الکتریکی و کنترل چگالی الکترون

سمانه توکلی *[1]، پژمان خورشید[2] ،کوروش جاویدان [3]

۱ گروه فیزیک ،واحد مشهد، دانشگاه آزاد اسلامی ، مشهد ،ایران

۲ گروه فیزیک ،دانشگاه فردوسی مشهد ،مشهد، ایران

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : pejmankhorshid@iau.ac.ir

چکیده

در این پژوهش شبیه‌سازی‌های عددی سه‌بعدی (3D) برای تجزیه و تحلیل ویژگی‌های تخلیه یک جت پلاسمای مارپیچی فشار اتمسفری غیرمتقارن جدید (NS-APPJ) انجام شد .این پیکربندی از ساختارهای دوره‌ای و تقارن استوانه‌ای برای دستیابی به تولید پلاسمای کارآمد و همگن استفاده می‌کند .دینامیک سیالات و توزیع میدان الکتریکی با استفاده از نرم‌افزار COMSOL Multiphysics برای بررسی اثرات پارامترهای منبع تغذیه (ولتاژ، فرکانس)، پارامترهای سیال (فشار گاز، سرعت) و پیکربندی‌های هندسی شبیه‌سازی شدند. شبیه‌سازی‌ها نشان داد که NS-APPJ در مقایسه با طرح‌های مرسوم، جت پلاسمای پایدارتر و همگن‌تری با چگالی الکترون (ne) بالاتر و مدت زمان تخلیه طولانی‌تر تولید می‌کند .این یافته‌ها بینش‌های عملی برای پیشبرد کاربردهای NS-APPJ در زمینه‌های زیست‌پزشکی، صنعتی و زیست‌محیطی ارائه می‌دهند.

کلید واژه: پلاسمای غیر حرارتی فشار اتمسفری ، شبیه سازی جت پلاسما، توزیع چگالی الکترونی و دما.

Design and Performance Enhancement of a Non-Symmetrical Spiral Atmospheric Pressure Plasma Jet (NS-APPJ): A Computational Study on Electric Field Dynamics and Electron Density Control

Samane Tvakkoly 1, Pejman Khorshd 2 ,Korosh Javidan 3

1 Dept of Physics, Ma.C, Islamic Azad University, Mashhad, Iran
2 Department of Physics, Ferdowsi University of Mashhad, Mashhad, Iran

*corresponding e-mail***pejmankhorshid@iau.ac.ir**

Abstract

Three-dimensional (3D) numerical simulations were conducted to analyze the discharge characteristics of a novel **non-symmetric** spiral atmospheric pressure plasma jet (NS-APPJ). This configuration leverages periodic structures and cylindrical symmetry to achieve efficient, homogeneous plasma generation. Fluid dynamics and electric field distributions were simulated using **COMSOL Multiphysics** to investigate the effects of power supply parameters (voltage, frequency), fluid conditions (gas pressure, velocity), and geometric configurations. Simulations revealed

that the NS-APPJ produces a more stable and homogeneous plasma jet with higher electron density and **extended discharge duration** compared to conventional designs. These findings provide **practical guidance** for advancing NS-APPJ applications in biomedical, industrial, and environmental fields.

Keywords: Atmospheric pressure non-thermal plasma, plasma jet simulation, electron density and temperature distribution.

مقدمه

پلاسما جت‌های فشار اتمسفری غیرحرارتی به عنوان ابزاری انقلابی در حوزه‌های زیست‌پزشکی (درمان سرطان، ضدعفونی زخم، جوان‌سازی پوست) و صنعتی (اصلاح سطوح، رسوب‌دهی نانولایه‌ها) توجه گسترده‌ای را به خود جلب کرده‌اند. قلب عملکرد این سیستم‌ها مبتنی بر تولید گونه‌های فعال (RONS) و ذرات باردار در دمای نزدیک به محیط است که امکان تعامل ایمن با بافت‌های زنده را فراهم می‌سازد. با این حال، چالش اصلی در طراحی این مولدها، کنترل دقیق پارامترهای پلاسمایی (چگالی الکترونی، دمای الکترونی، توزیع فضایی گونه‌ها) به‌منظور بهینه‌سازی کارایی و کاهش آسیب‌های جانبی است .

پلاسما جت ها منابع فشار اتمسفری تولید پلاسمای سرد هستند که به منظور کاربردهای پزشکی امروزه کابردهای فراوانی دارند. از جمله کاربردهای این مولدهای پلاسما میتوان به به درمان سرطان، بهبود روند ترمیم زخم، جوان سازی پوست و ... اشاره نمود. پلاسما جت های سرد فشار اتمسفری مورد استفاده در این حوزه معمولا از یک تخلیه سد دی الکتریک برای تولید پلاسما استفاده میکنند. برای بررسی رفتار پلاسما جت فشار اتمسفری گروه های تحقیقاتی فراوانی در این زمینه مطالعات متعددی انجام داده اند[۱,۲]. و نایدیس و همکاران [۱] نشان دادند گلوله های پلاسمایی یا موج یونیزاسیون در پلاسما جت ها بسیار مهم هستند. تاثیر گازهای مختلف بر روی ویژگی های پلاسما جت مورد مطالعه قرار گرفته شد[۳]. نوع هندسه و تغییر پارامتر های فیزیکی از جمله جنس الکترود ها و دی الکتریک مورد استفاده دیگر پارامتر مورد بررسی بوده است[۴].

راهکارهای متداول تولید پلاسما جت (مانند تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) اغلب با ناپایداری‌های جریان، توزیع ناهمگون پلاسما و محدودیت در تنظیم چگالی ذرات مواجه هستند. مطالعات پیشین نشان داده‌اند که هندسه الکترود نقش تعیین‌کننده‌ای در یکنواختی و پایداری پلاسما ایفا می‌کند [۱–۴]. برای مثال :نایدیس و همکاران [۱] اثبات کردند که دینامیک استریمرها (امواج یونیزاسیون) در جت‌ها مستقیماً بر چگالی الکترونی مؤثر است .آزمایش‌های مبتنی بر گازهای مختلف (آرگون، نیتروژن، هلیوم) حاکی از تأثیر چشمگیر ترکیب گازی بر دمای پلاسما و تولید گونه‌های فعال است[۳] شبیه‌سازی‌های دوبعدی [۲,۴] نیز حساسیت سیستم را به پیکربندی للکترود و خواص دی‌للکتریک تأیید کرده‌اند .

مطالعات پیشین نشان می‌دهند که هندسه‌ی الکترود تعیین‌کننده‌ترین عامل در یکنواختی پلاسماست[۴-۵].سیستم‌های متقارن مرسوم (DBD) قادر به ایجاد میدان الکتریکی چرخشی نیستند [۴] طراحی‌های موجود فاقد مکانیسمی برای تولید پلاسمای پیوسته در طول محور جت هستند [۵].

پژوهش حاضر با معرفی یک الکترود مارپیچی غیرمتقارن (NS-APPJ)این چالش‌ها را هدف قرار می‌دهد. نوآوری کلیدی در چیدمان اختلاف‌فازدار نیم‌حلقه‌های الکترودی (شکل ۱) نهفته است که دو مزیت بنیادین ایجاد می‌کند: ۱-تولید میدان الکتریکی دورانی و ۲- توزیع انرژی پیوسته در راستای محور جت.

این مقاله با به‌کارگیری شبیه‌سازی سه‌بعدی در نرم‌افزار COMSOL Multiphysics، مکانیسم تشکیل پلاسمای پیوسته تحت میدان الکتریکی دورانی، اثر ساختار غیرمتقارنبر توزیع چگالی الکترونی و پتانسیل الکتریکی و ایجاد جریان گاز کاملاً یکنواخت بدون آشوب را به‌طور سیستماتیک بررسی می‌کند.

محاسبات / معادلات حاکم

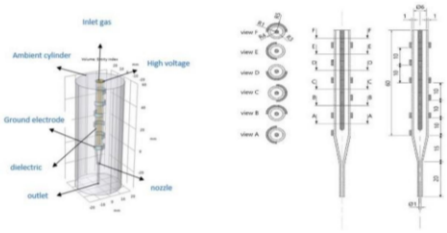
نرم افزار کامسول با استفاده از حل عددی المان های اجزا محدود (FEM) به بررسی تخلیه الکتریکی در گاز ها میپردازد، یکی از قابلی های مهم این نرم افزار شبیه سازی تخلیه الکتریکی در پلاسما جت ها است، برای شبیه سازی تخلیه الکتریکی در پلاسما جت در این نرم افزار از دو

ماژول سیالات و پلاسما استفاده شده است. معادلات حاکم برای تخلیه الکتریکی در پلاسما در زیر آورده شده است.

$E = -\nabla V$	(۱)
$\nabla \cdot (\epsilon_0 \epsilon_r E) = \rho_q$	(۲)
$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_e = R_e - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_e$	(۳)
$\frac{\partial n_\varepsilon}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{\Gamma}_\varepsilon + \mathbf{E} \cdot \mathbf{\Gamma}_e = S_{en} - (\mathbf{u} \cdot \nabla) n_\varepsilon + (Q + Q_{gen})/q$	(۴)

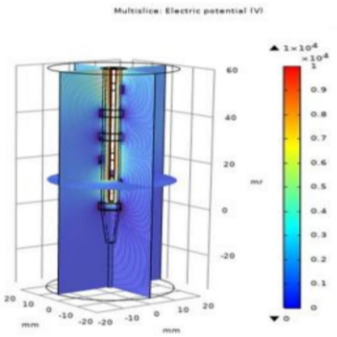
که در این روابط ρ_q چگالی بارالکتریکی، ϵ_r گذردهی الکتریکی نسبی محیط ، ϵ_0 گذردهی الکتریی خلاء، و V ولتاژ است. روابط ۱ و ۲ به صورت ترکیبی معادله پواسون هستند که میدان الکتریکی در پلاسما را مشخص میکنند. همچنین روابط ۳ و ۴ معادلات ناویر استوکس هستند که برای حل مساله شارش برای یک سیال تراکم ناپذیر استفاده شده است.

برای شبیه سازی به علت عدم تقارن سمتی در ساختار پلاسما جت از هندسه با سه بعدی در شبیه سازی استفاده شده است.



شکل ۱) شماتیک و هندسه جت پلاسمایی مورد بررسی.

شکل ۱ هندسه مورد مطالعه را نشان میدهد، پلاسما جت شامل یک الکترود مرکزی، یک تیوپ پلاسمایی که در انتها به یک نازل متصل شده و الکترود های بیرونی به صورت آرایه ای از نیم حلقه ها است که در چیدمان با یکدیگر یک اخلاف زاویه ای دارند و در بیرون تیوپ پلاسمایی تعبیه شده است. در شکل ۱ نمای کنار و همچنین هندسه متقارن آن نشان داده شده است که این هندسه متقارن در نرم افزار مورد استفاده قرار گرفته است.



شکل ۲) توزیع پتانسیل الکتریکی در پلاسما .

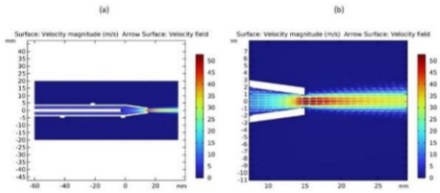
نتایج و بحث

برای شبیه سازی این جت پلاسمایی از یک ولتاژ سینوسی با فرکانس ۵۰ کیلو هرتز با دامنه ولتاژ ۵ کیلو ولت و گاز مورد استفاده آرگون در نظر گرفته شد.

برای شبیه سازی ابتدا با استفاده از ماژول سیالات توزیع سرعت و فشار در پلاسما جت مورد مطالعه قرار گرفت و سپس با استفاده از ماژول الکترو استاتیک

در شکل ۲ توزیع پتانسیل الکتریکی را در این پلاسما جت مشاهده میکنید. همانگونه که قابل مشاهده است رفتار تناوبی در توزیع پتانسیل الکتریکی ناشی از ساختار تناوبی الکترود ها در پلاسما جت است، همچنین به علت عدم تقارن و اختلاف فاز بین چیدمان الکترودهای خارجی یک چرخش در توزیع پتانسیل الکتریکی به وجود آمده است.

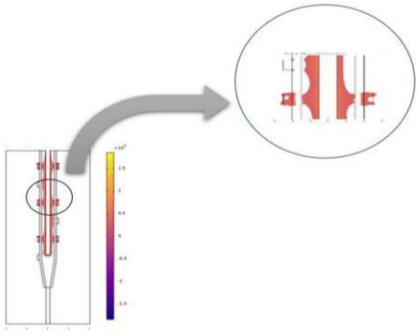
در شکل ۳ توزیع سرعت سیال درون و خارج پلاسما جت را نشان میدهدخروجی شار گاز با توجه به شبیه سازی به صورت یکنواخت و بدون آشوب است.



شکل ۳) توزیع سرعت در پلاسما جت و تصویر بزرگنمایی شده از نازل.

در شکل ۴ توزیع میدان الکتریکی با شدت بیشتر از شدت میدان یونش را نشان میدهد. درصورتی که شدت میدان الکتریکی بزرگتر از 10^6 V/m باشد، تخلیه الکتریکی رخ

میدهد و مطابق شکل ۴ تصویر بزگنمایی شده نشانگر این است که پلاسما در سرتاسر جت شکل میگیرد، درحالی که در نواحی نزدیک الکترود نامتقارن شدت و مساحت آن بزرگتر از نواحی دیگر است. درحالی که ساختار الکترودها در این پلاسما جت ناقص است و دوران کامل ندارد، یک میدان الکتریکی سمتی علاوه بر میدان شعاعی به وجود می آید. همچنین میدان الکتریکی طولی در راستای محور استوانه تیوپ پلاسما جت باعث میشود که یک پلاسما همکن و پایدار درون این ساختار شکل گیرد.



شکل ۴) ناحیه توزیع میدان با شدت بیشتر از شدت یونش.

در این کار شبیه سازی پلاسما جت فشار اتمسفری با ساختار نامتقارن مارپیچی انجام شد. این پژوهش ثابت کرد که **هندسه‌نامتقارن** الکترود دوار با کنترل مؤثر شدت میدان الکتریکی راهکاری نوین برای بهینه‌سازی جت‌های فشار اتمسفری است. نتایج، پتانسیل بالای این طراحی را در **کاربردهای چند منظوره** (زیست‌پزشکی، صنعتی ومحیط زیست) نشان می‌دهد. برای توسعه عملی، پیشنهاد می‌شود شبیه سازی ۳ بعدی تخلیه الکتریکی با استفاده از گاز های آرگون، نیتروژن و اکسیژن و همچنین رطوبت بر تولید گونه‌های فعال در مطالعات آتی بررسی گردد.

مراجع

[۱] Naidis, G. V. (2017). Modeling of streamer dynamics in atmospheric-pressure air plasma jets. *Plasma Processes and Polymers*, *14*(4-5), 1600127.

[۲] Amiri, Y., Ghasemi, B., & Shahbazi-rad, Z. (2022). Two-dimensional modeling of atmospheric-pressure cold plasma jet generator for treatment application. *Radiation Physics and Engineering*, *3*(2), 1-6.

[۳] Bingbing, D. O. N. G., Zhiyuan, G. U. O., Zhang, Z., Tao, W. E. N., & Xiang, N. (2023). Numerical simulation and experimental verification of plasma jet development in gas gap switch. *Plasma Science and Technology*, *25*(5), 055505.

[۴] Bose, A. K., Maddipatla, D., & Atashbar, M. Z. (2022). 2-D finite-element modeling of surface dielectric barrier plasma discharge devices to understand the influence of design parameters on sterilization applications. *IEEE Transactions on Plasma Science*, *50*(4), 841-852.

Paper ID: P5-12

ساخت و مشخصه یابی سطوح با الگوی آبگریز-آبدوست تکرار شونده

مرتضی خسروی[۱] ، فرشاد صحبت زاده[۱]، مجید عشق آبادی[۱]

[1] گروه اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه مازندران

نویسنده مسئول: eshghabadi@gmail.com

چکیده:

در این پژوهش، با هدف هدایت کنترل‌شده سیال، الگوهای متناوب آبدوست–آبگریز بر روی سطح لام شیشه‌ای ایجاد شد. نواحی آبدوست با افزایش انرژی سطحی موجب جذب سیال شده و نواحی آبگریز با کاهش انرژی سطحی، نقش دیواره‌هایی برای هدایت جریان ایفا می‌کنند. برای ساخت این الگوها، از روش لایه‌نشانی به‌کمک پلاسما سرد اتمسفری با مانع دی‌الکتریک استفاده شد. در فرایند آبگریزسازی، پیش‌ساز تولوئن به‌عنوان منبع هیدروکربنی جهت کاهش انرژی سطحی به‌کار رفت. انتخاب پلاسما سرد اتمسفری به‌دلیل سادگی، هزینه پایین، و عدم نیاز به سیستم‌های خلأ صورت گرفت. نتایج نشان می‌دهد این روش، امکان ساخت الگوهای هدایت‌کننده سیال با کارایی مناسب و هزینه کم را فراهم می‌آورد.

کلید واژه: پلاسما سرد اتمسفری، لایه‌نشانی پلیمری، سطوح آبدوست-آبگریز.

Fabrication and Characterization of Surfaces with Repeating Hydrophobic-Hydrophilic Patterns

Morteza Khosravi[1], Farshad Sohbatzadeh[1], Majid EshghAbadi[1]

[1] Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Science, University of Mazandaran, Babolsar, Iran

Corresponding e-mail: eshghabadi@gmail.com

Abstract:

In this study, alternating hydrophilic–hydrophobic patterns were created on glass slides to achieve controlled fluid guidance. Hydrophilic regions, by increasing surface energy, attract the fluid, while hydrophobic areas, by reducing surface energy, act as barriers to direct the flow. The patterns were fabricated using atmospheric-pressure cold plasma deposition with a dielectric barrier discharge. During the hydrophobization process, toluene was used as a hydrocarbon precursor to lower the surface energy. Atmospheric cold plasma was chosen due to its simplicity, low cost, and the absence of vacuum requirements. The results demonstrate that this method enables the fabrication of efficient fluid-guiding patterns at low cost.

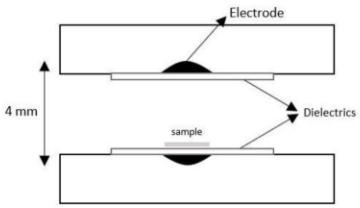
Keywords: Atmospheric cold plasma, Polymer deposition, Hydrophilic–hydrophobic surfaces.

مقدمه

الگوهای آبدوست و آبگریز الهام‌گرفته از طبیعت، کاربردهای وسیعی در حوزه‌هایی مانند صنایع میکروسیال، خودتمیزشوندگی، ضدباکتری، ضد مه، و همچنین در حوزه‌های دریایی، هوایی و خودروسازی دارند[۱]. پردازش پلاسما به‌عنوان روشی مؤثر برای اصلاح سطوح، به دلیل سازگاری زیست‌محیطی، قابلیت کنترل بالا و عدم نیاز به شرایط خلأ، توجه زیادی را به خود جلب کرده است. در این پژوهش، با استفاده از پلاسما سرد اتمسفری مبتنی بر تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD)[۲]، الگوهای تکرارشونده آبدوست–آبگریز روی سطح شیشه ایجاد شد. در این فرآیند، تولوئن به‌عنوان پیش‌ماده کربنی جهت کاهش انرژی سطحی و ایجاد خاصیت آبگریزی به‌کار رفت. سپس با اعمال الگوی فیزیکی و پردازش مجدد بدون پیش‌ماده، نواحی آبدوست شکل گرفت. گاز آرگون نیز به‌عنوان گاز حامل مورد استفاده قرار گرفت. مطالعات مشابهی نیز انجام شده است؛ از جمله بوشر [۳]و همکاران که ساخت سطوح فوق آبگریز چسبنده روی فویل آلومینیوم را با استفاده از پلاسما DBD در فشار اتمسفری و گازهای N_2/HMDSO گزارش کردند. آن‌ها با طراحی راکتوری شامل الکترودهای مسطح با پوشش آلومینا و تغذیه پلاسما با پیش‌ماده ارگانوسیلیکونی (HMDSO)، موفق به ساخت لایه‌های پایدار ppHMDSO با خواص آبگریزی بالا شدند. فیلم‌های حاصل حتی پس از یک سال یا قرارگیری در محیط‌های مرطوب، خواص زاویه تماس خود را حفظ کردند.

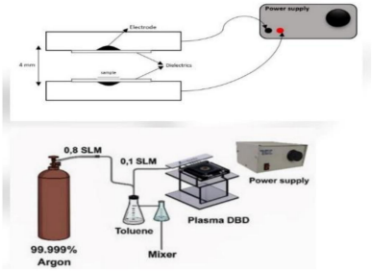
مواد و روش‌ها

در این آزمایش از دو دی‌الکتریک شیشه‌ای به ضخامت ۱ میلی‌متر استفاده شد. الکترودها از جنس مس و به شکل دایره‌ای بودند که هر یک قطر ٤٤,٨ میلی‌متر و ضخامت کلی ٣,١٥ میلی‌متر داشتند. فاصله بین دو الکترود ٤ میلی‌متر در نظر گرفته شد.



شکل۱. شماتیک سیستم.

برای ایجاد پلاسما، از سیستم تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) تحت فشار اتمسفری استفاده شد. ولتاژ مورد نیاز از طریق یک منبع تغذیه سوئیچینگ تأمین شد که ابتدا ولتاژ ورودی DC را به AC تبدیل کرده و سپس به سطح مطلوب برای تحریک پلاسما رساند. عملکرد این منبع تغذیه مبتنی بر تکنیک سوئیچینگ با استفاده از ترانزیستورهایی است که به‌طور متناوب بین حالت‌های روشن و خاموش تغییر می‌کنند.. در این سیستم از گاز آرگون با خلوص ۹۹.۹٪ به‌عنوان گاز حامل و از تولوئن مایع(C_7H_8) ، شرکت Merck، جرم مولی g/mol۹۲.۱۴ ، چگالی ۸۶۷ (kg/m^3) به‌عنوان پیش‌ماده هیدروکربنی استفاده شد. بخار تولوئن از طریق عبور گاز آرگون از داخل بالن حاوی مایع تولوئن تولید گردید. سپس مخلوط گاز آرگون و بخار تولوئن در محفظه پلاسما وارد شد. به‌دلیل ساختار غیرقطبی تولوئن، این ترکیب به کاهش انرژی سطحی و ایجاد خاصیت آبگریزی منجر شد. فرایند لایه‌نشانی به روش APCVD (رسوب‌دهی شیمیایی بخار در فشار اتمسفری) انجام شد. این روش با امکان کنترل دقیق واکنش در سطح زیرلایه، مناسب برای تولید صنعتی لایه‌های نازک فلزی، نیمه‌هادی و آلی است.



شکل۲. شماتیک دستگاه و سیستم پلاسما.

برای ایجاد نواحی الگودار آبدوست، از ماسک‌هایی

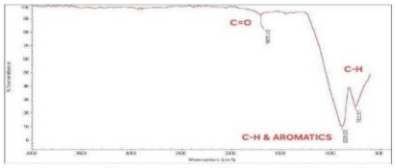
استفاده شد که با پرینتر سه‌بعدی مدل PRUSA i3 MK1 و فیلامنت PLA+ از برند eSUN ساخته شدند. این الگوها دارای عرض ۱ میلی‌متر بودند و روی سطح شیشه (لام آزمایشگاهی) قرار داده شدند.

شکل۳. الگو(پترن) تولید شده توسط پرینتر ۳-بعدی.

نمونه‌های شیشه‌ای به ابعاد ۲ × ۲.۵ سانتی‌متر پس از شستشو با آب مقطر در معرض فرایند پلاسما قرار گرفتند. برای راه‌اندازی سیستم، ابتدا ولتاژ خروجی منبع سوئیچینگ در بازه ۱۲ تا ۱۴ ولت تنظیم شد. سپس منبع تغذیه DC به ۲۷ ولت و جریان ۱ آمپر تنظیم گردید. بخار تولوئن تولیدشده در یک محفظه میکس جداگانه با گاز آرگون ترکیب و وارد ناحیه تخلیه پلاسما شد تا لایه‌نشانی انجام گیرد.

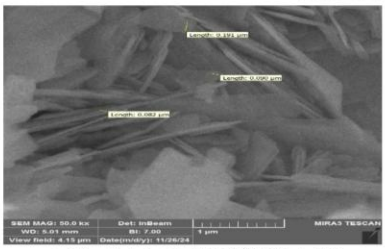
بحث و بررسی:

آنالیز FTIR حاکی از وجود ترکیبات و پیوند های کربن دار و آروماتیک بوده که درصد بسیار بالایی داشتند که خود سندی بر استفاده تولوئن بعنوان منبع کربنی دارد.



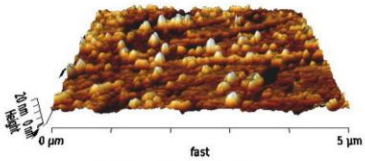
شکل۴. آنالیز FTIR از سطح آبگریز شده توسط پلاسما سرد اتمسفری.

همچنین عکس هایی که توسط دستگاه FESEM گرفته شد که در مقیاس ۱ میکرومتر و با بزرگنمایی ۵۰.۰۰۰ برابر گرفته شد، ساختار های بلوری سوزنی شکلی دیده میشود که قطری در حدود ۰.۱ میکرومتر دارند، علاوه بر این در حاشیه های سمت چپ تصویر ساختار های لایه ای(که بشکل ذوزنقه‌ای گونه) دیده می‌شود که گویا این ساختار های سوزنی در ادامه‌ی آن‌ها رشد کردند و همچنین این ساختار های بلوری سوزنی بصورت لایه‌ای روی یکدیگر تشکیل شده است.



شکل ۵. FESEM گرفته شده از نمونه‌ی آبگریز.

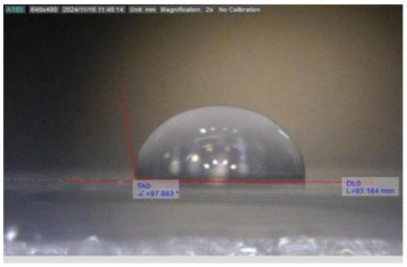
تصویر AFM که در شکل ۶ نشان داده شده است، در ابعاد ۵ میکرومتر، ساختار لایه ای و ساختار های طولی بخوبی دیده می شود و همچنین در این سطح، ساختار سوزنی به وضوح دیده می شود. این ساختارهای رشد کرده در راستای طولی، در تطابق کامل با ساختارهای مشاهده شده در تصاویر FESEM می باشد. همچنین ارتفاع قله های ما تا ماکزیمم ۷.۷ نانومتر دیده می شود. نقاط روشن ارتفاع(قله) و نقاط تاریک بیانگر دره هستند[۴].



شکل۶.تصویر آنالیز AFM

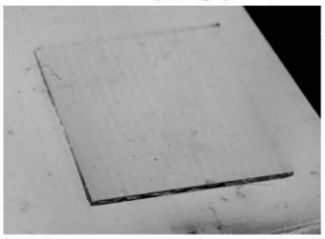
زاویه تماس قطره بدون پردازش پلاسما 36° بود و زاویه تماس قطره آبدوست تحت پردازش پلاسما آرگون کمتر از 5° بود. بر اساس تیمار های انجام داده شده توسط پلاسما

در زمان های مختلف، نقطه کاری مناسب پیدا شد که نشان از آبگریز بودن سطح صاف و صیقلی شیشه(لام) بود. بنابه عکس های گرفته شده از سطح شیشه تیمار شده با پلاسمای سرد توانستیم در زمان ۱.۳۰ دقیقه و ولتاژ ۲۰ کیلو ولت به زاویه های تماس° ۹۰ به بالا دسترسی پیدا کنیم که در عکس های زیر مشخص شده است.



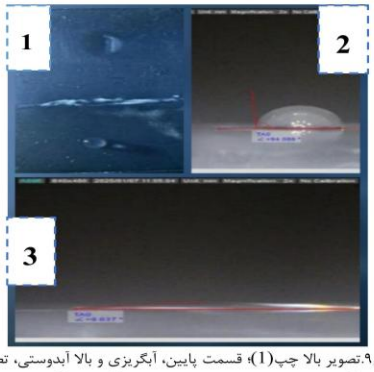
شکل۷.نمونه آبگریز شده.

در این قسمت از یک الگو از جنس PLA استفاده شد تا از معرض قرار گرفتن تمام سطح جلوگیری کند و تنها قسمت های مشخصی آبگریز شود، هدف از انجام این کار ایجاد سطحی جهت هدایت کردن سیال است.



شکل۸. الگو های آبدوست و آبگریز ایجاد شده توسط پلاسما اتمسفری.

در سطح پردازش شده همزمان آبدوستی و آبگریزی مشاهده شد که هر دو سمت به‌خوبی خاصیت سطحی خود را حفظ کرده است و آب در مرز آنها به قسمت دیگری نفوذ نکرده است.



شکل۹.تصویر بالا چپ(1)؛ قسمت پایین، آبگریزی و بالا آبدوستی، تصویر بالا-راست(2)؛ زاویه تماس ۹۵درجه، تصویر پایین(3)؛ زاویه آبدوستی ۸.۵ درجه.

نتیجه‌گیری:

در این پژوهش، روشی ساده و کم‌هزینه برای ایجاد الگوهای تکرارشونده آبدوست–آبگریز بر روی سطح شیشه ارائه شد که بر پایه لایه‌نشانی پلاسما سرد اتمسفری با تخلیه سد دی‌الکتریک و استفاده از تولوئن به‌عنوان پیش‌ماده هیدروکربنی توسعه یافت. نتایج نشان داد که با اعمال الگوهای فیزیکی و تغییر شرایط پردازش، می‌توان به کنترل مطلوبی بر انرژی سطحی نواحی مختلف دست یافت. این ساختارهای هیبریدی قابلیت بالایی در هدایت سیالات دارند و می‌توانند در فناوری‌های میکروسیالی، سامانه‌های خودتمیزشونده، و کاربردهای زیست‌پزشکی مانند پروتزهای عصبی مورد استفاده قرار گیرند. رویکرد پیشنهادی نه تنها به دلیل حذف نیاز به تجهیزات خلأ از نظر اقتصادی مقرون‌به‌صرفه است، بلکه به دلیل سادگی و انعطاف‌پذیری در طراحی الگو، برای توسعه سریع سطوح عملکردی در مقیاس آزمایشگاهی و حتی صنعتی نیز مناسب است. به‌عنوان ادامه‌ی این پژوهش، بررسی دوام زمانی این الگوها و رفتار آن‌ها در تماس‌های مکرر با سیال پیشنهاد می‌شود.

مراجع:

۱. Tsougeni, K., et al., *Photolithography and plasma processing of polymeric lab on chip for wetting and fouling control and*

cell patterning. Microelectronic Engineering, 2014. **124**: p. 47–52.

۲. Pappas, D., *Status and potential of atmospheric plasma processing of materials.* Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films, 2011. **29**(۲).

۳. Boscher, N.D., et al., *Single-Step Process for the Deposition of High Water Contact Angle and High Water Sliding Angle Surfaces by Atmospheric Pressure Dielectric Barrier Discharge.* ACS Applied Materials & Interfaces, 2013. **5**(3): p. 1053–1060.

۴. Boscher, N.D., et al., *Chemical compositions of organosilicon thin films deposited on aluminium foil by atmospheric pressure dielectric barrier discharge and their electrochemical behaviour.* Surface and Coatings Technology, 2010. **205**(7): p. 2438–2448.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P7-02

تاثیر گونه‌های واکنش‌پذیر تولیدی توسط پلاسما الکترولیز بر بهبود جوانه‌زنی بذر گندم

فاطمه بهارلونژاد[1*]، محمدعلی محمدی[1]
۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران
***آدرس رایانامه نویسنده مسئول : f.baharlou@tabrizu.ac.ir**

چکیده

پلاسمای سرد اتمسفری به عنوان منبع قابل تنظیم گونه‌های واکنش‌پذیر، یک فناوری نوین و نوظهور در زمینه‌های مختلف، به ویژه کشاورزی است. گزارش‌های زیادی استفاده از گونه‌های پرانرژی و واکنش‌پذیر آب فعال‌شده با پلاسما (PAW) را جهت بهبود جوانه‌زنی بذرها ارائه کرده‌اند. این مطالعه تأثیر آب قلیایی فعال‌شده با پلاسما (APAW) حاوی گونه‌های واکنش‌پذیر تولید شده توسط پلاسما الکترولیز بر بهبود جوانه‌زنی بذر گندم را مورد بررسی قرار داده است که تا به حال گزارشی برای آن ارائه نگردیده است. در مقایسه با غلظت یون هیدروژن، درصد تأثیر غلظت هیدروژن پراکسید [(ریشه = ۹۹/۹۸٪ و ساقه = ۹۹٪/۹۸)] و پتانسیل اکسایش- کاهش (ORP) [(ریشه = ۹۹/۹۲٪ و ساقه = ۹۹/۹۲٪)] بر طول ریشه و ساقه بیشتر از غلظت یون‌های نیتریت [(ریشه = ۹۹/۸۹٪ و ساقه = ۹۹/۸۹٪)] و نیترات [(ریشه = ۹۹/۸۲٪ و ساقه = ۹۹/۸۲٪)] به دست آمد.

کلید واژه: بذر، پلاسما، گندم.

The effect of reactive species produced by plasma electrolysis on improving wheat seed germination

Fatemeh Baharlounezhad [1*], Mohammad Ali Mohammadi [1]
1 Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran
*corresponding e-mail: f.baharlou@tabrizu.ac.ir

Abstract

Cold atmospheric plasma as an adjustable source of reactive species is a modern and emerging technology in various fields, recently in agriculture. Many reports have presented the usage of energetic and reactive species of plasma-activated water (PAW) to improve the germination of seeds. This study investigated the effect of alkaline plasma-activated water (APAW) containing reactive species produced by plasma electrolysis on improving wheat seed germination, for which reports have not yet been presented. Compared to hydrogen ion concentration, the impact percentage of hydrogen peroxide concentration [(root=99.98% and shoot=99.98%)] and oxidation-reduction potential (ORP) [(root=99.92% and shoot=99.92%)] was higher than nitrite [(root=99.89% and shoot=99.89%)] and nitrate [(root=99.82% and shoot=99.82%)] ions concentration on root and shoot length.

Keywords: plasma, seed, wheat.

مقدمه

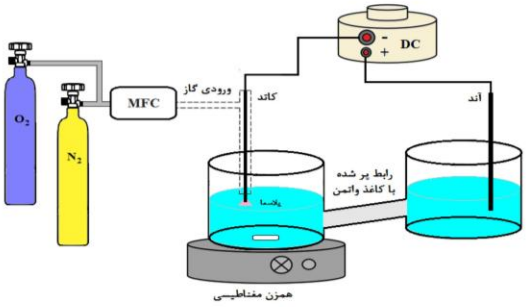
پلاسما الکترولیز از تخلیه گاز جهت هدایت الکترون‌ها یا یون‌ها به داخل محلول مایع استفاده می‌کند که برای شروع واکنش‌های اکسایش-کاهش (ردوکس) مورد استفاده قرار می‌گیرد. پلاسما الکترولیز، که در آن یک یا هر دو الکترود جامد درون یک سلول الکترولیتی با پلاسما جایگزین می‌شوند، متفاوت از الکترولیز معمول می‌باشد. در پلاسما الکترولیز، واکنش‌های ردوکس توسط گونه‌های بسیار واکنش‌پذیر که توسط پلاسما وارد محلول می‌شوند صورت می‌پذیرند، در حالی که در الکترولیز معمول، این واکنش‌ها توسط ویژگی‌های سطحی الکترودهای جامد اغلب فلزی رخ می‌دهند [۱]. در پلاسما الکترولیز، گونه‌های واکنش‌پذیر اولیه همچون اکسیژن اتمی (O)، اکسیژن تک‌تایی(O_2) ، رادیکال‌های هیدروکسیل ($OH^{\bullet}$)، رادیکال‌های نیتریک اکسید ($NO^{\bullet}$)، رادیکال‌های سوپراکسید ($O_2^{\bullet-}$) و نیتروژن برانگیخته (N_2^*) و گونه‌های ثانویه همانند یون نیتریت (NO_2^-)، یون نیترات (NO_3^-)، هیدروژن پراکسید (H_2O_2) و ازن (O_3) تولید می‌شوند [۲-۳].

گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن (RONS) تولید شده توسط پلاسما می‌توانند نقش اصلی را در بهبود جوانه‌زنی با برهمکنش مستقیم با سطح بذر یا آب فعال شده توسط پلاسمای حاوی این گونه‌ها از طریق افزایش فعالیت آنزیم و بالا رفتن ژن‌هایی مانند TaSOD یا TaCAT ایفا نمایند [۴-۵]. RONS می‌توانند با اصلاح پوشش بذر، افزایش جذب آب و فعال کردن مسیرهای سیگنال دهی تقویت کننده رشد، جوانه‌زنی را تحریک نمایند [۶]. پیش‌تر روش‌هایی مانند تخلیه سد دی الکتریک (DBD) یا پلاسما جت، جهت بهبود درصد و سرعت جوانه زنی گندم گزارش شدند [۷-۹].

از اینرو در این تحقیق، پلاسمای فشار اتمسفری کاتدی اکسیژن-نیتروژن جهت تولید RONS از طریق پلاسما الکترولیز با سطح آب برهمکنش داده شد و تاثیر ORP، غلظت هیدروژن پراکسید [H_2O_2] و یون‌های نیتریت [NO_2^-] و نیترات [NO_3^-] در مقایسه با غلظت یون هیدروژن [H^+] تولیدی در آب بر روی جوانه زنی بذر گندم مورد بررسی قرا گرفت.

مواد و روش‌ها

مطابق شکل ۱، از یک راکتور H شکل متقارن شامل دو لوله ۲۰۰ml متصل به یکدیگر استفاده شد.



شکل ۱. چیدمان راکتور H شکل پلاسما الکترولیز.

راکتور با آب مقطر پر شد. برای جدا کردن دو لوله و جلوگیری از نوسانات آب ناشی از اعمال پلاسما، کاغذ صافی واتمن بدون خاکستر شماره ۴۲ در داخل رابط قرار گرفت. سمت کاتدی راکتور بر روی یک همزن مغناطیسی قرار داده شد تا پلاسمای فشار اتمسفری جریان مستقیم (DC) اکسیژن-نیتروژن به طور یکنواخت با سطح آب برهمکنش کند. برهمکنش پلاسما با سطح آب با اعمال اختلاف پتانسیل ۷/۵kV به مدت ۵min در سمت کاتد انجام شد.

بذرهای گندم رقم باران استریل شده، در دو گروه جدا با APAW و آب شیر (TW) با دو تکرار برای هر گروه خیسانده شدند.

تعیین غلظت آنیون‌های NO_2^- و NO_3^- در فاز مایع توسط کروماتوگرافی یونی شرکت متروهم و H_2O_2 با نوار تست

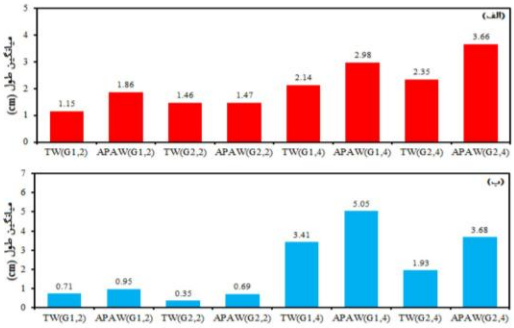
هیدروژن پراکسید (mg/l ۵-۲-۵-۱۰-۲۵/۰) شرکت بیولوژیکی لوهاند هانگژو انجام شد. غلظت یون هیدروژن (H^+)از رابطه $pH = -\log [H^+]$ محاسبه شد. مقادیر pH و ORP آب با pH متر شرکت هانا اندازه‌گیری شدند. طول ریشه و ساقه با خط‌کش بر حسب سانتی‌متر اندازه‌گیری شد. درصد تأثیر ORP، غلظت هیدروژن پراکسید و یون-های هیدروژن، نیتریت و نیترات بر طول ریشه و ساقه با استفاده از رگرسیون خطی چندگانه (MLR) تعیین شد.

بحث

شکل ۲ بذرهای خیسانده شده با (الف) TW و (ب) APAW پس از ۴ روز را نشان می‌دهد.

شکل ۲. بذرهای خیسانده شده با (الف) TW و (ب) APAW پس از ۴ روز.

شکل ۳ میانگین طول (الف) ریشه و (ب) ساقه در بذرهای خیسانده شده با APAW و TW پس از ۲ و ۴ روز را نشان می‌دهد که در بذرهای خیسانده شده با APAW بیشتر از بذرهای خیسانده شده با TW مشاهده شد.



شکل ۳. میانگین طول (الف) ریشه و (ب) ساقه (G1: تکرار اول، G2: تکرار دوم).

بررسی افزایش طول ریشه و ساقه پس از ۲ و ۴ روز از خیساندن انجام شد. درصد تأثیر ORP،$[H^+]$ ، $[NO_2^-]$، $[NO_3^-]$ و $[H_2O_2]$ بر طول ریشه و ساقه گندم با استفاده از MLR مطابق با معادلات (۸)-(۱)، بررسی شد. در مقایسه با غلظت یون هیدروژن، درصد تأثیر هیدروژن پراکسید و پتانسیل اکسایش-کاهش بیشتر از آنیون‌های نیتریت و نیترات بر طول ریشه و ساقه بود.

$$L_{root} = (0.19539) + (0.00193)[H^+] + (2.36428)ORP$$
$$[H^+] = 0.08\% \quad [ORP] = 99.92\% \qquad (1)$$

$$L_{root} = (0.01532) + (0.00353)[H^+] + (3.21371)[NO_2^-]$$
$$[H^+] = 0.11\% \quad [NO_2^-] = 99.89\% \qquad (2)$$

$$L_{root} = (-0.21959) + (0.00933)[H^+] + (5.2208)[NO_3^-]$$
$$[H^+] = 0.18\% \quad [NO_3^-] = 99.82\% \qquad (3)$$

$$L_{root} = (0.01665) + (0.00010)[H^+] + (0.56293)[H_2O_2]$$
$$[H^+] = 0.02\% \quad [H_2O_2] = 99.98\% \qquad (4)$$

$$L_{shoot} = (0.39106) + (0.00413)[H^+] + (5.06428)ORP$$
$$[H^+] = 0.08\% \quad [ORP] = 99.92\% \qquad (5)$$

$$L_{shoot} = (0.00534) + (0.00757)[H^+] + (6.88375)[NO_2^-]$$
$$[H^+] = 0.11\% \quad [NO_2^-] = 99.89\% \qquad (6)$$

$$L_{shoot} = (-0.49783) + (0.02)[H^+] + (11.18293)[NO_3^-]$$
$$[H^+] = 0.18\% \quad [NO_3^-] = 99.82\% \qquad (7)$$

$$L_{shoot} = (0.00820) + (0.000232259)[H^+] + (1.20578)[H_2O_2]$$
$$[H^+] = 0.02\% \quad [H_2O_2] = 99.98\% \qquad (8)$$

نتیجه‌گیری

با توجه به اینکه اطلاعاتی در مورد APAW در بهبود محصولات کشاورزی وجود ندارد، تحقیقی در این زمینه با روش پلاسما الکترولیز انجام شد. میانگین طول ریشه و ساقه بذرهای گندم خیسانده شده با APAW بیشتر از بذرهای گندم خیسانده شده با TW به دست آمدند. در مقایسه با غلظت یون هیدروژن، درصد تأثیر غلظت هیدروژن پراکسید، ORP، غلظت یون‌های نیتریت و نیترات بر طول ریشه و ساقه به ترتیب بیشترین بود. APAW می‌تواند pH خاک را در یک محیط اسیدی افزایش دهد و pH مناسبی را برای در دسترس بودن مواد مغذی برای استفاده گیاهان از طریق ریشه فراهم سازد. APAW حاوی RONS با عمر طولانی در کشاورزی می‌تواند به عنوان جایگزینی غیرسمی برای کودهای تجاری مورد استفاده قرار گیرد.

مرجع‌ها

[1] Delgado, H. E. & et al. (2019). Effect of competing oxidizing reactions and transport limitation on the faradaic efficiency in plasma electrolysis. *Journal of the Electrochemical Society*, 166, E181-E186.

[2] Chaffin, J. H., Bobbio, S. M., Inyang, H. I. & Kaanagbara, L. (2006). Hydrogen production by plasma electrolysis. *Journal of Energy Engineering*, 132, 104-108.

[3] Kaushik N. K. & et al. (2018). Biological and medical applications of plasma activated media, water and solutions. *Biological chemistry*, 400, 39-62.

[4] Zhang, Y., & et al. (2022). Catalase (CAT) Gene Family in Wheat (Triticum aestivum L.): Evolution, expression pattern and function analysis. *International Journal of Molecular Sciences*, 23(1), 542.

[5] Padureanu, S., et al. (2023). Non-thermal plasma-activated water: a cytogenotoxic potential on triticum aestivum, *Agronomy*, 13(2):459.

[6] Kumar, A., Saini, V. K., & Huaccallo-Aguilar, Y. (2025). Characterization of reactive species in water induced by cold atmospheric air plasma: Experimental applications for industrial micropollutant removal from wastewater and seed germination. *Journal of Environmental Chemical Engineering*, 13, 117263.

[7] Sera, B., Spatenka, P., Sery, M., Vrchotová, N., Hrušková, I., (2010). Influence of plasma treatment on wheat and oat germination and early growth, *IEEE Transactions on Plasma Science*, 38(10):2963-2968.

[8] Jangra, S., Mishra, R., Mishra, A., Pandey, S., & Prakash, R. (2024). Analysis of short-term treatment effects of dielectric barrier discharge plasma to improve germination characteristics of wheat seeds. *Radiation Effects and Defects in Solids*, 179(7–8), 1023–1031.

[9] Velichko, I., & et al. (2019). Plasma jet and dielectric barrier discharge treatment of wheat seeds, *Plasma Chemistry and Plasma Processing*, 39(1):1-16.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P5-09

بررسی تاثیر پلاسمای سردتخلیه سد دی الکتریک(DBD) بر رنگ پذیری پارچه های کتان

فاطمه خدنگ[۱]، وحید سیاهپوش[۱و۲و*] و عبدالرسول اسفندیاری کلجاهی[۱و۲]
[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز
[۲] پژوهشکده فیزیک کاربردی و ستاره شناسی، دانشگاه تبریز
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : v_siahpoush@tabrizu.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، تأثیر پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) بر خواص سطحی و میزان رنگ پذیری پارچه کتان رنگ‌آمیزی شده با متیلن بلو بررسی شد. نمونه‌های پارچه کتان تحت تیمار پلاسمایی در بازه زمانی ۱۰ تا ۳۰ ثانیه قرار گرفتند. به منظور ارزیابی تأثیر اصلاح پلاسمایی، اندازه گیری وزن، آزمون‌های زمان ترشوندگی و پراکندگی لکه انجام شد. نتایج بهبود قابل توجهی در کاهش زمان ترشوندگی با افزایش مدت پلاسمادهی نشان داده شد، به طوری که پس از ۳۰ ثانیه این زمان نزدیک به صفر رسید. همچنین، با افزایش زمان پلاسمادهی، مساحت لکه رنگ متیلن بلو افزایش یافت که بیانگر جذب بیشتر رنگ بر روی الیاف کتان است. این تحقیق نشان می‌دهد که فناوری پلاسمای سرد اتمسفری روشی کارآمد برای بهبود ویژگی‌های سطحی و رنگ پذیری در پارچه‌های کتان است.

کلید واژه: اصلاح سطح، پلاسمای سرد، متیلن بلو

Investigating the effect of cold dielectric barrier discharge (DBD) plasma on the dyeability of cotton fabrics

Fatemeh Khadang[1], Vahid Siahpoush[1,2,*] Abdul Rasoul Esfandiari Kaljahi [1]
[1]Faculty of Physics, University of Tabriz
[2] Institute of Applied Physics and Astronomy, University of Tabriz
*Corresponding e-mail: v_siahpoush@tabrizu.ac.ir

Abstract

In this study, dielectric barrier plasma (DBD) was investigated on the surface and dyeability of cotton fabric dyed with methylene blue. Cotton fabric samples were subjected to plasma treatment for 10 to 30 times. In order to evaluate the plasma change, weight measurement, wettability time and stain dispersion tests were performed. The results showed a significant improvement in the reduction of wettability time with increasing plasma treatment time, so that after 30 seconds this time reached close to zero. Also, with increasing plasma treatment time, the area of methylene blue dye stain increased, indicating greater dye absorption on cotton fibers. This study shows that atmospheric cold plasma technology is an efficient method for improving surface properties and dyeability in cotton fabrics.

Keywords: Surface Modification, Cold Plasma, Methylene Blue

مقدمه

پارچه کتان یکی از پرکاربردترین منسوجات در صنعت نساجی است که عمدتاً از الیاف طبیعی پنبه تولید می‌شود. این پارچه به دلیل ویژگی‌های مطلوبی که دارد در تولید پوشاک، منسوجات خانگی و

محصولات بهداشتی کاربرد گسترده‌ای دارد[۱]. با این حال، یکی از چالش‌های اساسی در استفاده از پارچه‌های کتان، ضعف ثبات رنگ آن‌ها به ویژه در فرآیندهای رنگرزی سنتی است. این مسئله نه تنها باعث کاهش کیفیت و دوام رنگ در محصولات نهایی می‌شود، بلکه منجر به تولید پساب‌های حاوی مقادیر زیادی از مواد شیمیایی و رنگ می‌شود که آلودگی زیست‌محیطی به همراه دارد[۲]. یکی از رنگ‌های متداول مورد استفاده در رنگرزی پارچه‌های کتان، متیلن بلو است. این رنگ به دلیل ساختار شیمیایی پایدار و قدرت رنگ‌دهی بالا، به طور گسترده در صنایع نساجی به کار می‌رود. با این حال، متیلن بلو به عنوان یک ماده سمی و بالقوه سرطان‌زا شناخته می‌شود و حضور آن در پساب‌های صنعتی می‌تواند به آلودگی منابع آبی و تهدید حیات آبزیان منجر شود. بنابراین، کاهش مصرف متیلن بلو و جلوگیری از آزادسازی آن در محیط زیست از اهمیت بالایی برخوردار است[۳]. در سال‌های اخیر، استفاده از فناوری پلاسمای سرد اتمسفری به عنوان یک روش زیست سازگار و کارآمد برای اصلاح سطح الیاف پارچه‌های کتان و بهبود ثبات رنگ آن‌ها مورد توجه قرار گرفته است. این فناوری موجب بهبود ترشوندگی، افزایش جذب رنگ و کاهش مصرف انرژی می‌شود. بدین ترتیب از ایجاد پساب‌های سمی جلوگیری می شود[۴]. هدف از این تحقیق بررسی اثر پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک (DBD) بر میزان آبدوستی، و رنگ پذیری پارچه کتان است. بدین منظور، تست زمان ترشوندگی و پراکندگی لکه انجام می گیرد[۵].

مواد و روش‌ها

در این پژوهش، دستگاه تخلیه سد دی الکتریک ساخته شده در دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز به کار گرفته شده است. مطابق شکل ۱، این دستگاه شامل دو الکترود مسی به قطر ۷.۵ سانتی متر با فاصله ۲ میلی متر از هم قرار دارد. جنس دی الکتریک این سیستم، شیشه کوارتز است. گاز مورد استفاده هوا بوده با فرکانس ۳۵ کیلو هرتز، ولتاژ ۵ کیلو ولت و توان حدود ۵۰ وات می باشد. ابتدا نمونه های پارچه کتان و محلول متیلن بلو(2ppm) تهیه شد. نمونه شاهد و سه نمونه به ابعاد ۵ × ۵ سانتی متر در زمان های ۱۰، ۲۰ و ۳۰ ثانیه تحت تیمار پلاسما قرار گرفتند. نمونه ها قبل و پس از پلاسمادهی با ترازو به دقت ۶ رقم اعشار وزن شدند. تمامی اندازه گیری ها ۳ بار تکرار شده و میانگین آنها محاسبه شد.

شکل۱. تصویر دستگاه پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک.

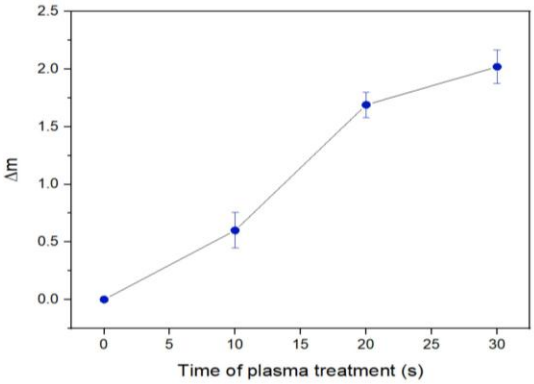
تست زمان ترشوندگی نمونه ها بعد از پلاسمادهی در فاصله زمانی ۱۰ الی ۳۰ ثانیه انجام گرفت. بدین منظور سه قطره آب مقطر (هر قطره حدود ۱۰ میکرولیتر) با فاصله زمانی جذب قطره ها به ترتیب ریخته شد و میانگین زمان جذب قطره ها برای هر نمونه محاسبه گردید. تست پراکندگی لکه رنگ با اندازه گیری مساحت لکه رنگ متیلن بلو برای هر نمونه شاهد و پلاسمادهی شده با سه بار تکرار انجام شد و میانگین مساحت ها محاسبه شد. برای انجام این تست، قطره رنگ متیلن بلو توسط سرنگ هامیلتونین به صورت قائم و با فاصله یک سانتی متر بر روی نمونه شاهد و تیمار شده ریخته شد و مساحت هر لکه با نرم افزار Digimizer به صورت دقیق اندازه گیری شد.

بحث

تغییرات وزن نمونه ها با فرمول زیر محاسبه شده که در آن m_1 وزن اولیه و m_2 وزن ثانویه نمونه بعد از پلاسمادهی است:

$$\Delta m = \frac{m_2 - m_1}{m_1} \times 100$$

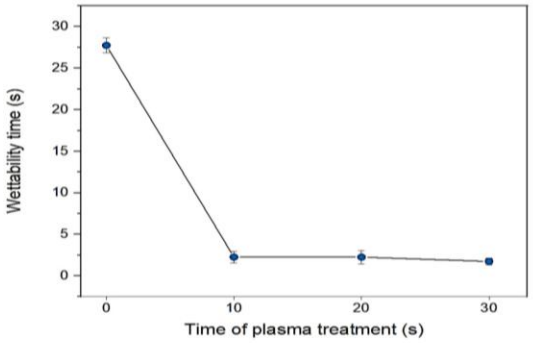
نتایج حاصل از تغییرات وزن نمونه ها برحسب زمان پلاسمادهی در شکل ۲ نمایش داده شده است:



شکل ۲. نمودار تغییرات وزن برحسب زمان پلاسمادهی.

تیمار پلاسما منجر به فرسایش سطحی الیاف پنبه می شود و این عمل، باعث کاهش وزن می شود. کاهش وزن پارچه به دلیل حذف ناخالصی هایی است که در سطح پارچه وجود دارد واز آنجایی که پلاسمادهی یک فرآیند حکاکی سطحی است، ناخالصی‌های موجود در سطح را می‌تواند به قطعات کوچک شکسته و باعث کاهش وزن شود[۶].

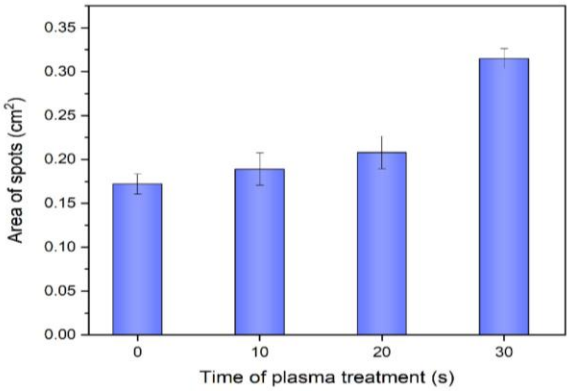
نتایج حاصل از اندازه گیری زمان ترشوندگی نمونه ها در شکل ۳ گزارش شده است.



شکل ۳. نمودار تست ترپذیری برحسب زمان پلاسمادهی.

میانگین زمان تست ترشوندگی برای نمونه شاهد ۲۷/۷۵ ثانیه اندازه گیری شد. همانطور که در نمودار مشاهده می شود، بعد از ۱۰ ثانیه پلاسمادهی این زمان ترشوندگی کاهش یافته و به ۲/۲۵ ثانیه رسیده است. زمان ترشوندگی بعد از ۳۰ ثانیه پلاسمادهی به حدود صفر می رسد و ثابت می ماند. نتایج این تست نشان می دهد پلاسمادهی نقش مهمی در بهبود ترشوندگی پارچه کتان دارد.

تست اندازه گیری مساحت لکه نیز برای هر نمونه ۳ بار تکرار شده و میانگین نتایج در شکل ۴ گزارش شده است. با توجه به نمودار، مساحت لکه ی پخش شده روی نمونه شاهد ۰/۱۷۲ سانتی متر مربع بوده که بعد از ۳۰ ثانیه پلاسمادهی به ۰/۳۱۵ سانتی متر مربع افزایش یافته است.



شکل ۴. نمودار مساحت لکه بر حسب زمان پلاسمادهی.

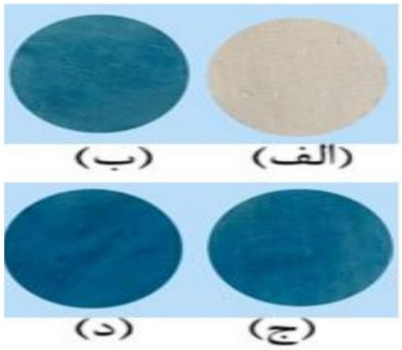
در شکل ۵ مساحت لکه های ایجاد شده برای الف)نمونه شاهد و ب)۳۰ ثانیه پلاسمادهی در پارچه کتان بدین شرح می باشد که با استفاده از سرنگ هامیلتونین به فاصله یک سانتی متر لکه متیلن بلو ریخته شده، با توجه به شکل قابل مشهود است که با زمان بیشتر پلاسمادهی اندازه لکه ها بزرگتر شده و مساحت بیشتری را روی پارچه ایجاد کرده اند که این یافته‌ها حاکی از تاثیر مثبت فرآیند

پلاسمادهی‌بر افزایش میزان رنگ پذیری پارچه‌های کتان رنگ‌آمیزی شده با متیلن بلو است.

الف) ب)

شکل ۵. تصاویر مساحت لکه برروی پارچه کتان (الف) نمونه شاهد و (ب) نمونه پلاسمادهی شده.

بعد از پلاســـمادهی نمونه ها را در محلول متیلن بلو(2ppm) به مدت ۱۰دقیقه غوطه ور کرده و بعد از آبکشـی با آب مقطر خشـک شدند. تصاویر شکل۶ به ترتیب از سمت راست نشان دهنده نمونه شـاهد و زمان پلاسـمادهی ۱۰، ۲۰ و۳۰ ثانیه اسـت که نشـان می دهد با افزایش زمان پلاسمادهی شدت رنگ پذیری نمونه ها افزایش یافته است.



شکل ۶. تصاویر شدت رنگ بر روی پارچه کتان (الف) نمونه شاهد، زمان پلاسمادهی (ب)۱۰، (ج)۲۰ و (د) ۳۰ ثانیه.

نتیجه‌گیری

در این مطالعه، نشان داده شد که پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک تاثیر قابل توجهی بر بهبود رنگ پذیری پارچه‌های کتان رنگ‌آمیزی شده با متیلن بلو دارد. پلاسمادهی باعث کاهش زمان آبدوستی و افزایش میزان جذب رنگ شد که این امر به تثبیت بهتر رنگ بر روی الیاف کمک می‌کند. بنابراین، فناوری پلاسمای سرد اتمسفری می‌تواند به عنوان روشی مؤثر، زیست‌سازگار و کم‌هزینه برای بهبود کیفیت رنگرزی، کاهش پساب و آلودگی‌های محیطی در صنعت نساجی مورد استفاده قرار گیرد.

مرجع‌ها

[1] Özdogan, E., Saber, R., Ayhan, H., & Seventekin*, N. (2002). A new approach for dyeability of cotton fabrics by different plasma polymerisation methods. *Coloration technology*, *118*(3), 100-103.
[2] MAALEK, R., & Holme, I. (2003). The effect of plasma treatment on some properties of cotton.
[3]Lam, C. F. (2014). Investigation of atmospheric pressure plasma treatment for cotton fabrics preparation.
[4] Bozaci, E., Sever, K., Sarikanat, M., Seki, Y., Demir, A., Ozdogan, E., & Tavman, I. (2013). Effects of the atmospheric plasma treatments on surface and mechanical properties of flax fiber and adhesion between fiber–matrix for composite materials. *Composites Part B: Engineering*, *45*(1), 565-572.
[5] Ibrahim, N. A., El-Sayed, W. A., & Ameen, N. A. (2010). A novel technique to minimise energy and pollution in the dyeing of linen fabric. *Coloration Technology*, *126*(5), 289-295.
[6] Aboltakhty, H., Rashidi, A., Yazdanshenas, M. E., & Shahidi, S. (2018). Effect of nitrogen plasma treatment and direct dye on zeta potential of cotton fabric. *Oriental Journal of Chemistry*, *34*(1), 301.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-25

بررسی چگالی و دمای پلاسما در شبیه سازی پیکربندی میدان معکوس (FRC) به روش گراد–شفرانف

میررضا علیزاده پیله رود[۱]، محمدکاظم سالم[۱و*]، مرتضی اصلانی نژاد[۱]
۱ گروه فیزیک، واحد علوم و تحقیقات، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : mksalem@iau.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، شبیه سازی دو بعدی تعادل پلاسما در پیکربندی میدان معکوس (FRC) با حل عددی معادله گراد–شفرانف و به‌کارگیری مدل سیال ایستا و مدل چرخانه صلب اصلاح شده (MRR) انجام شده است. شبیه سازی بر روی محفظه‌ای به شعاع 14 cm و طول 150cm با استفاده از کد GSEQ-FRC صورت گرفته است. میدان مغناطیسی خارجی 1 T و شعاع جداکننده 7.5 cm در نظر گرفته شده و چگالی پلاسما با استفاده از پروفایل فشار MRR محاسبه شده است. همچنین، توزیع دمایی الکترون و یون در پلاسمای FRC با اتخاذ پروفایل فشارMRR و با استفاده از چگالی محاسبه شده، بدست آمده است. نتایج این پژوهش نشان می دهد که پروفایل چگالی پلاسمای FRC با در نظر گرفتن توزیع فضایی یکنواخت دما، شبیه به پروفایل فشار خواهد بود. علاوه براین، نشان داده شده است که دمای یون در مرکز پلاسمای FRC، بیش از 2 keV می باشد. یافته های این پژوهش می تواند برای بررسی شرایط گداخت سوخت های پیشرفته از قبیل H-B11 و D-He3 تحت تاثیر فشرده سازی آدیاباتیک مغناطیسی، مورد استفاده قرار گیرد.

کلید واژه: پیکربندی میدان معکوس، شبیه سازی مگنتوهیدرودینامیک ، معادله گراد–شفرانف

Investigation of Plasma Density and Temperature in the Simulation of Field-Reversed Configuration (FRC) Using the Grad–Shafranov Method

Mirreza Alizadeh Pilehroud[1], Mohammad Kazem Salem[1,*], Morteza Aslaninejad[1]
[1] Department of Physics, SR.C., Islamic Azad University, Tehran, Iran
*Corresponding e-mail: mksalem@iau.ac.ir

Abstract

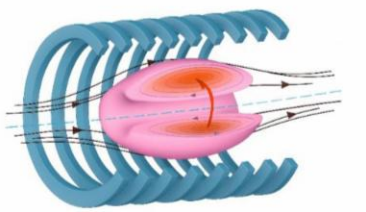
In this study, a two-dimensional simulation of plasma equilibrium in a Field-Reversed Configuration (FRC) is presented by numerically solving the Grad-Shafranov equation. The simulation was performed using the GSEQ-FRC code for a cylindrical chamber with a 14 cm radius and a length of 150 cm. An external magnetic field of 1 T and a separatrix radius of 7.5 cm were considered. The analysis utilized a static fluid equilibrium model combined with the Modified Rigid Rotor (MRR) pressure profile. The plasma density was calculated based on the MRR pressure profile. Subsequently, the temperature distributions for electrons and ions were derived from the calculated density. The results demonstrate that the FRC plasma density profile closely resembles the pressure profile when assuming a spatially uniform temperature distribution. Furthermore, it was found that the ion temperature in the center of the FRC plasma exceeds 2 keV. These findings are valuable for investigating fusion conditions for advanced fuels, particularly under the influence of magnetic adiabatic compression.

Keywords: Field Reversed Configuration, Grad-Shafranov equation, MHD simulation

مقدمه

گداخت هسته‌ای به طور بالقوه یک منبع انرژی پاک، سازگار با محیط زیست و ذاتاً ایمن است که می‌تواند نقش مهمی در تأمین انرژی آینده بشر ایفا کند. محصورسازی مغناطیسی پلاسما به عنوان یکی از اصلی‌ترین رویکردهای دستیابی به گداخت کنترل شده، طیف وسیعی از پیکربندی‌های مختلف را در بر می‌گیرد. سیستم های محصورسازی مغناطیسی بسیار متنوع هستند و مطالعات مربوط به آن ها نیز به طور چشمگیری توسعه یافته اند. پیشرفته ترین این سیستم ها، توکامک[1] و استلراتور[2] می باشند که متشکل از ساختار مهندسی بسیار پیچیده ای هستند. پیکربندی میدان معکوس[3] (FRC) نوع دیگری از سیستم های محصور ساز مغناطیسی است که به دلیل ویژگی‌های منحصر به فرد خود مانند پارامتر بتا (نسبت فشار پلاسما به فشار میدان مغناطیسی) بالا، هندسه خطی، عدم نیاز به میدان چنبره‌ای[4] خارجی و قابلیت انتقال، توجه گسترده‌ای را در مطالعات گداخت هسته‌ای به خود جلب کرده است[۱و۲]. بتای بالا به معنای استفاده بهینه از میدان مغناطیسی برای محصورسازی است و FRC را به گزینه‌ای ایده‌آل برای سوخت‌های پیشرفته و کم نوترون مانند D^3He و $p^{11}B$ [۳] تبدیل می‌کند. در این نوع پیکربندی، جریان‌های الکتریکی تولید شده توسط پلاسما، یک میدان مغناطیسی قطبی[5] در جهت معکوس میدان اولیه اعمال شده خارجی به وجود می‌آورد. این امر باعث می‌شود خطوط میدان مغناطیسی در داخل پلاسما بسته شده و یک ناحیه محصورسازی چنبره‌ای شکل ایجاد کنند. پلاسمای خودمحصور[6] داغ و فشرده در این ناحیه تشکیل می شود.

بر خلاف توکامک، FRC متشکل از خطوط میدان مغناطیسی باز و بسته می‌باشد. پلاسمای FRC در یک میدان مغناطیسی کاملاً قطبی محصور می‌شود و در این پیکربندی، میدان مغناطیسی چنبره‌ای (B_θ) خارجی وجود ندارد یا بسیار کوچک است. عدم وجود میدان چنبره‌ای و هسته مرکزی (مانند سیم پیچ اهمی در توکامک)، ساختار مهندسی راکتور FRC را به مراتب ساده‌تر از سایر دستگاه های محصورسازی مغناطیسی می‌کند [۴]. شکل(۱) به صورت شماتیک یک پلاسمای FRC محصور شده را نمایش می



شکل ۱- طرح مفهومی پلاسمای FRC محصور شده توسط کویل های مغناطیسی. خطوط معرف میدان مغناطیسی هستند و پیکان قرمز رنگ، جهت جریان الکتریکی پلاسما را نشان می دهد.

دهد. مطالعات نظری و شبیه سازی های عددی FRC در راستای بهینه سازی این سیستم و درک عمیق تر تعادل، پایداری و انتقال آن، اهمیت بالایی دارد. در این مقاله با استفاده از معادله گراد-شفرانوف، که توصیف‌کننده تعادل مگنتوهیدرودینامیک (MHD) پلاسما است، یک سیستم FRC خاص شبیه سازی و پارامترهای اساسی آن همچون توزیع دما و چگالی محاسبه و مورد بررسی قرار گرفته اند.

۱- معادلات حاکم و مبانی نظری

مطالعات تئوری پلاسمای FRC در شرایط خاص مورد بررسی قرار می گیرد. معمولا برای حل نظری یا محاسباتی FRC از شرایط تعادلی استفاده می شود. در اینجا از مدل تعادلی سیال ایستا[7] استفاده شده است. در این مدل، پلاسمای محصور شده در حالت ایستا است و جریان صرفا توسط الکترون ها حمل می شود[۴]. در حالت تعادل مغناطیسی و هیدرودینامیکی ایستا، معادله اصلی حاکم، معادله گراد-شفرانوف (GS) می باشد که رابطه بین شار مغناطیسی قطبی (ψ) و پروفایل فشار (P) و جریان چنبره ای (J_θ) را برقرار می سازد. با استفاده از رابطه GS، تابع شار مغناطیسی با تقارن محوری ($\partial/\partial\theta = 0$) در مختصات استوانه ای، به شکل زیر تعریف می شود[۵]:

$$\Delta^*\psi \equiv r\frac{\partial}{\partial r}\left(\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r}\right) + \frac{\partial^2\psi}{\partial z^2} = -\mu_0 r^2 \frac{\partial P(\psi)}{\partial\psi} \quad (1)$$

[1] Tokamak
[2] Stellarator
[3] Field Reversed Configuration
[4] Toroidal
[5] Poloidal
[6] Self-confined
[7] Steady fluid equilibria

که در این رابطه $\Delta^* = r^2\nabla\cdot[(1/r^2)\nabla]$ عملگر GS است، ψ تابع شار مغناطیسی قطبی و $P(\psi)$ فشار پلاسما، تابعی از شار است و بر روی یک سطح شار معین، ثابت می‌باشد. چگالی جریان چنبره‌ای پلاسما (J_θ) و مؤلفه‌های شعاعی و محوری میدان مغناطیسی $(B_r$ و $B_z)$ از طریق روابط زیر با تابع شار مرتبط هستند

$$J_\theta(\psi) = r\frac{\partial P(\psi)}{\partial\psi} \text{ و } B_z = \frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial r} \text{ و } B_r = -\frac{1}{r}\frac{\partial\psi}{\partial z} \quad (2)$$

در این روابط $\psi = \Psi p/2\pi = \int_0^r B_z\, r\, dr$ شار مغناطیسی قطبی نرمال شده، μ_0 ضریب تراوایی مغناطیسی و برابر با $\mu_0 = 4\pi\times10^{-7}(T.m/A)$ است. همچنین مولفه ی چنبره ای میدان مغناطیسی $(B_\theta = 0)$ در نظر گرفته شده است. حل معادله GS نیازمند تعیین یک مدل فیزیکی برای تابع فشار $P(\psi)$ است. مدل‌های مختلفی برای این منظور توسعه یافته‌اند. مدل کلاسیک چرخانه صلب[1] (RR) یکی از پرکاربردترین مدل ها بوده است، اما به دلیل انعطاف پذیری کم و عدم توانایی در توصیف پروفایل های جریان توخالی که در آزمایش‌ها مشاهده می‌شوند، با محدودیت هایی روبرو است[۶]. برای رفع این کاستی‌ها، مدل های پیشرفته تری همچون مدل چرخانه صلب اصلاح شده [2] (MRR) ارائه شده است. مدل MRR یک مدل دو پارامتری است که تعادل شعاعی FRC را تنها با دو کمیت فیزیکی بدون بعد تعیین می‌کند. تابع فشار در مدل MRR به شرح زیر است:

$$P(\psi) = \frac{B_e^2}{2\mu_0}\beta_s \exp\left(-\alpha\frac{\psi}{B_e R_s^2}\right)\left[\sigma\left(\frac{\psi}{B_e R_s^2}\right)+1\right]^2 \quad (3)$$

در این رابطه α و σ پارامترهای آزاد هستند و δ_s و β_s به صورت زیر تعریف شده اند:

$$\delta_s = -p\left.\frac{dp}{dr}\right|_{r=R_s} \quad \text{و} \quad \beta_s = \frac{2\mu_0 P_s}{B_e^2} \quad (4)$$

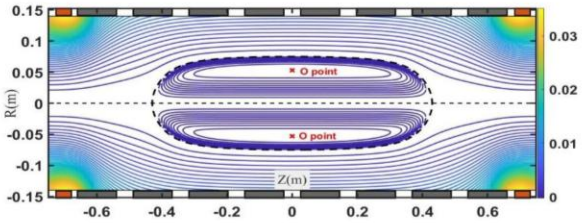
در روابط بالا، B_e مولفه میدان مغناطیسی خارجی و β_s نسبت فشار پلاسما به فشار مغناطیسی خارجی در مرز جداکننده می باشد. پارامتر δ_s معیاری برای محاسبه ضخامت لایه سایش[3] (SOL) می باشد و R_s شعاع مرز جداکننده و معرف آخرین سطح شار مغناطیسی بسته پلاسمای FRC است.

نتیجه حل معادله GS، تعیین توزیع میدان مغناطیسی و چگالی جریان پلاسما است که باید با تعادل فشار مغناطیسی درون و بیرون مرز جداکننده[4] سازگار باشد.

۲- نتایج و بحث

۲-۱- محاسبه تعادل دو بعدی FRC

در این پژوهش، حل معادله گراد شفرانوف با استفاده از کد حل کننده GSEQ[5] [۵] و حل معادله پروفایل فشار با استفاده از مدل چرخانه صلب اصلاح شده[6] (MRR) [۶] انجام گرفته است. کد GSEQ، قابلیت حل معادله GS در شرایط مرزی ثابت و غیر ثابت را داراست. این کد با استفاده از روش تفاضل محدود[7] و الگوریتم تکرار[8] SOR تعادل پلاسمای FRC را محاسبه می کند. در این شبیه سازی، شعاع محفظه ی محصورساز، ۱۴ سانتی متر و طول آن ۱۵۰ سانتی متر در نظر گرفته شده است.

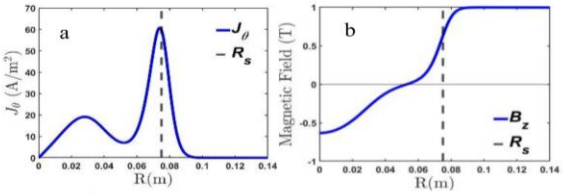


شکل (2). کانتورهای خطوط میدان مغناطیسی باز(میدان خارجی B_e) و بسته (میدان قطبی پلاسما B_z). علامت x نشانگر نقاط صفر میدان مغناطیسی (O-point) است. ناحیه جداکننده با خط چین نمایش داده شده است. مربع های قرمز بیانگر کاسپ های محصورساز و مستطیل های طوسی بیانگر کویل های مغناطیسی هستند. پارامترهای محاسباتی $B_e = 1\,T$ و $R_s = 0.075\,m$. جریان الکتریکی هر کویل $2.42\times10^5 A$ در نظر گرفته شده است.

شکل ۲، خطوط کانتوری محاسبه شده دو بعدی در یک سیستم FRC را نشان می دهد. در این شکل ۸ کویل مغناطیسی، میدان مغناطیسی خارجی مورد نیاز جهت محصور کردن پلاسمای FRC را ایجاد می کنند. خطوط باز، معرف سطوح مغناطیسی حاصل از کویل ها و مغناطیس های خارجی است و خطوط بسته ی داخل، معرف سطوح مغناطیسی به وجود آمده توسط جریان القایی تولید

[1] Rigid Rotor
[2] Modified Rigid Rotor
[3] Scrape-Off Layer
[4] Separatrix
[5] General Solver for Equilibrium
[6] Modified Rigid Rotor
[7] Finite difference method
[8] Successive over-relaxation

شده در پلاسما به واسطه ی معکوس سازی جریان اعمالی خارجی در کویل های مغناطیسی است. در نقاط O، میدان مغناطیسی صفر است و فشار پلاسما به حداکثر مقدار خود می رسد.



شکل (۳). a) پروفایل شعاعی چگالی جریان الکتریکی پلاسما J_θ و b) پروفایل شعایی میدان مغناطیسی B_z در صفحه میانی. خط چین بیانگر شعاع مرز جداکننده است.

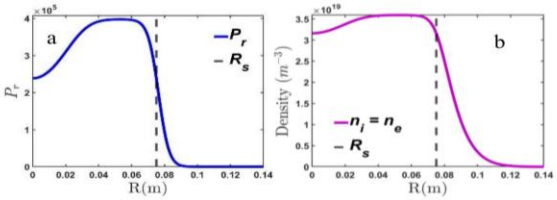
(شکلa-۳)، پروفایل شعاعی چگالی جریان (J_θ) و (شکلb-۳) میدان مغناطیسی محوری (B_z) را در صفحه میانی ($Z = 0$) نشان می‌دهد. پروفایل میدان مغناطیسی به وضوح معکوس شدن میدان را نشان می‌دهد؛ میدان در مرکز منفی است، در نقطه O به صفر می‌رسد و در خارج از جداکننده مثبت شده و به مقدار میدان خارجی B_e میل می‌کند. این وارونگی میدان توسط یک جریان چنبره‌ای (J_θ) که در خود پلاسما القا می‌شود، ایجاد و حفظ می‌گردد. این جریان دقیقاً در ناحیه‌ی درون جداکننده متمرکز شده و عامل اصلی خود-محصورسازی (self-confinement) پلاسما است.

۲-۲- محاسبه چگالی پلاسمای FRC

در مطالعات نظری FRC، برخلاف سایر پلاسماهای همجوشی، به دلیل بتای بالا، توزیع دماهای یون و الکترون به صورت فضایی یکنواخت اما غیر یکسان، فرض می‌شوند. این امر به طور تجربی و نظری تأیید شده است[۷]. با در نظر گرفتن این فرض، توزیع چگالی پلاسما در داخل جداکننده، شبیه به پروفایل فشار خواهد بود[۵]. از این رو، چگالی پلاسمای FRC با استفاده از پروفایل فشار محاسبه شده در مدل MRR، می تواند از رابطه زیر بدست آید[۸].

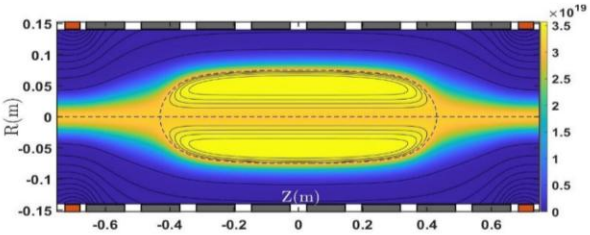
$$n(\psi) = n_0 \left(\frac{P(\psi)}{P_0}\right)^{\Gamma} \qquad (5)$$

که در این رابطه ψ شار مغناطیسی قطبی FRC و n_0 چگالی اولیه پلاسما می باشد. Γ شاخصی برای تعیین چگونگی توزیع چگالی اولیه مطابق با مدل چرخانه صلب می باشد به طوریکه $\Gamma = 0$ بیانگر توزیع یکنواخت چگالی و $\Gamma = 1/4$ معرف مدل چرخانه صلب می باشد. با در نظر گرفتن $n_0 = 2.4 \times 10^{19} m^{-3}$ به عنوان چگالی اولیه و با فرض شبه خنثایی ($n_i = n_e$)، با استفاده از پروفایل فشار محاسبه شده در مدل MRR، توزیع چگالی پلاسمای FRC محاسبه شده است.



شکل (۴). a) پروفایل شعاعی فشار $P(r)$. b) پروفایل شعاعی محاسبه شده چگالی $n(r)$

شکل (۴)، پروفایل های شعاعی فشار و چگالی محاسبه شده با استفاده از رابطه 5 را مقایسه می کند. مشاهده می شود که پروفایل چگالی تقریباً از پروفایل فشار تبعیت می‌کند. هر دو نمودار نشان می‌دهند که فشار و چگالی در نزدیکی نقطه O به اوج خود رسیده و در مرز جداکننده به سرعت به سمت صفر کاهش می یابند. این نشان دهنده‌ی یک هسته‌ی پلاسمای داغ و چگال است که توسط میدان مغناطیسی از محیط بیرون جدا شده است.



شکل (۵)، توزیع چگالی الکترون و یون در پلاسمای FRC.

شکل(۵)، توزیع دو بعدی چگالی پلاسما در یک پیکربندی میدان معکوس با مشخصات شرح داده شده در بخش قبل را نمایش می دهد. همانطورکه مشخص است، چگالی پلاسما در نقاط O که میدان مغناطیسی صفر می باشد، مقدار بیشینه خود را دارد و با حرکت به سمت خط مرکزی حلقه ی پلاسما، مقدار چگالی کاهش می یابد. هاله کمرنگ در این شکل بیانگر لایه سایش (SOL) می باشد و چگالی در خارج از ناحیه SOL به صفر میل می کند.

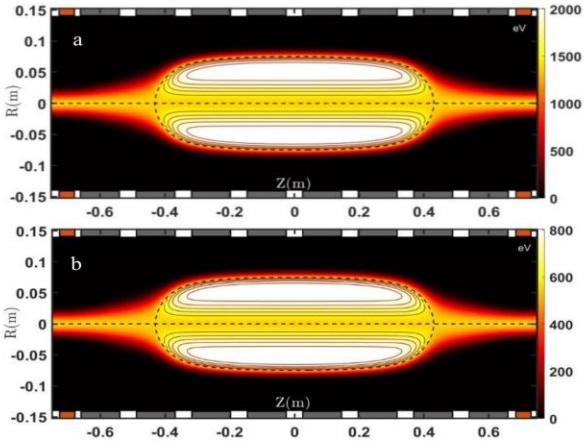
۲-۳- محاسبه توزیع دمایی در پلاسمای FRC

برای محاسبه توزیع دمایی الکترون و یون در پلاسمای FRC، از رابطه گاز ایده آل استفاده کرده ایم.

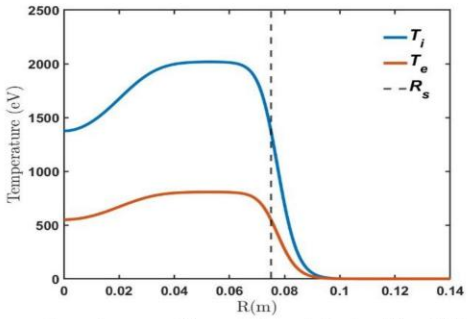
$$T_{e,i} = \frac{P(\psi)}{n_{e,i}(\psi)K_b} \qquad (6)$$

که در این رابطه K_b، ثابت بولتزمن می باشد.

در آزمایشات اخیر نشان داده شده است که دمای الکترون و یون در سیستم های FRC یکسان نیست. به دلیل تفاوت زمان همپاری[1] انرژی و همچنین فرکانس برخورد، میزان متفاوتی از انرژی توسط الکترون و یون دریافت می گردد[۷]. با در نظر گرفتن نسبت $T_e = 0.4T_i$، دمای الکترون و یون نیز با استفاده از پروفایل فشارMRR و چگالی محاسبه شده بدست آمده است. شکل (۶)، توزیع دمایی الکترون ها و یون ها را در پلاسمای FRC، نشان می دهد. بیشینه دما در مرکز پلاسما در نواحی نقاط O با میدان مغناطیسی صفر رخ می دهد. مشاهده می شود که بیشینه دمای یون محاسبه شده با مفروضات شکل(۱) در مرکز پلاسما بیش از 2 keV و دمای الکترون بیش از 0.8 keV می باشد. این نتیجه با مطالعات گذشته[۷] تطابق دارد. در نواحی خارج از مرز جداکننده و ناحیه SOL، در نزدیکی دیواره ها دما کمینه است.



شکل (۶). توزیع دمایی a) یون ها و b) الکترون ها در پلاسمای FRC.



شکل۷) پروفایل های شعاعی دمای یون و الکترون در صفحه میانی

شکل ۷، پروفایل های شعاعی دمای الکترون و یون را نشان می دهد. این نمودار شیب تند دما در لبه‌ی پلاسما (جداکننده) را به وضوح نشان می‌دهد. این گرادیان شدید دما، گواهی بر عایق بندی حرارتی موثر هسته ی داغ پلاسما از دیواره های سردتر محفظه است و یکی از اهداف اصلی در تمام طرح های همجوشی مغناطیسی محسوب شده و از ویژگی های منحصر به فرد FRC می باشد.

۳- نتیجه گیری

در این مقاله، با استفاده از کد دو بعدی GSEQ-FRC، یک سیستم FRC با شرایط مرزی ثابت شبیه سازی شد. معادله گراد شفرانف با اتخاذ پروفایل فشار در مدل چرخانه صلب اصلاح شده (MRR)، حل شد و برای بدست آوردن چگالی پلاسما، از پروفایل فشار بدست آمده در مدل MRR، استفاده شد. مشخص شد که فشار در مرکز پلاسما (نزدیک به نقطه O)، به حداکثر مقدار خود می رسد و در ناحیه SOL، به سرعت افت می کند. پروفایل چگالی (شکل b-۴) نیز از همین الگو پیروی می‌کند. نهایتا، با استفاده از رابطه ساده پلاسمای ایده آل، توزیع دمایی الکترون و یون نیز در FRC بررسی شد. دما در داخل جداکننده به حداکثر مقدار خود می رسد و در ناحیه SOL به شدت کاهش می‌یابد. این نشان می‌دهد که محصورسازی انرژی در ناحیه خطوط بسته به خوبی صورت می‌گیرد. این توزیع متمرکز در مرکز، شرایط لازم برای نرخ بالای واکنش‌های گداخت را فراهم می سازد. نتایج این پژوهش می تواند در بررسی شرایط گداخت آدیاباتیک برای سوخت های پیشرفته مانند $H-^{11}B$ و $D-^{3}He$، مورد استفاده قرار گیرد.

[1] Equipartition time

مرجع ها

[1] Roche, T., Dettrick, S., Fontanilla, A., Gupta, S., Onofri, M., Romero, J. A., ... & Binderbauer, M. W. (2025). Generation of field-reversed configurations via neutral beam injection. *Nature Communications, 16(1),* 3487.

[2] Hu, C., Qin, W., Chen, Y., Yang, Z., Ren, B., Liu, M., & Sun, X. (2025). Optimizing FRC formation and splitting behavior under DC bias field. *Physics of Plasmas*, 32(3).

[3] Ryzhkov, S. V., & Chirkov, A. Y. (2018). *Alternative fusion fuels and systems*. CRC Press.

[4] Steinhauer, L. C. (2011). Review of field-reversed configurations. *Physics of Plasmas*, *18*(7).

[5] Ma, H. J., Xie, H. S., Deng, B. H., Bai, Y. K., Cheng, S. K., Li, Y., ... & Liu, J. Y. (2021). A new tool GSEQ-FRC for two-dimensional field-reversed configuration equilibrium. *Nuclear Fusion*, *61*(8), 086006.

[6] Ma, H. J., Xie, H. S., Bai, Y. K., Cheng, S. K., Deng, B. H., Tuszewski, M., ... & Liu, J. Y. (2021). Two-parameter modified rigid rotor–radial equilibrium model for field-reversed configurations. *Nuclear Fusion*, *61*(3), 036046.

[7] Kirtley, D., & Milroy, R. (2023). Fundamental scaling of adiabatic compression of field reversed configuration thermonuclear fusion plasmas. *Journal of Fusion Energy*, *42*(2), 30.

[8] Ma, Y., Zhu, P., Rao, B., & Li, H. (2023). MHD simulation on magnetic compression of field reversed configurations with NIMROD. *Nuclear Fusion*, *63*(4), 046017.

Paper ID: P4-22

اثرات حرارتی و فشار بر روی مشخصات عبور و گاف نواری بلورهای فوتونی پلاسمایی یک بعدی

نسیبه غفاری[۱]*، علیرضا نیکنام[۱]، مصطفی مرادی[۲]
[۱]پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران
[۲]پژوهشکده مطالعات میان رشته ای قرآن، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

nasibehghafarii@gmail.com*

چکیده

این مقاله به بررسی ویژگی‌های عبور موج الکترومغناطیسی در بلورهای فوتونی پلاسمایی یک‌بعدی شامل ماده نیمه‌هادی GaAsمی‌پردازد. با استفاده از روش ماتریس انتقال، تأثیر پارامترهای مختلف مانند فاکتور پرشدگی، دما، زاویه تابش و فشار بر مکان و عرض گاف نواری تحلیل شده است. نتایج نشان می‌دهد که افزایش فاکتور پرشدگی منجر به افزایش عرض گاف نواری و جابجایی آن به سمت فرکانس‌های بالاتر می‌شود. برای GaAs تغییرات دمایی منجر به جابجایی کمی می‌شود. همچنین، تأثیر فشار نیز مورد تحلیل قرار گرفته است که نشان‌دهنده حساسیت بالای گاف نواری به تغییرات فشار است. نتایج این مطالعه نشان می‌دهد که بلورهای فوتونی پلاسمایی دارای پتانسیل بالایی برای کنترل و هدایت امواج الکترومغناطیسی در حوزه تراهرتز هستند.

کلید واژه: بلور فوتونی پلاسمایی ، گاف نواری ، حوزه تراهرتز

Thermal and pressure effects on the transmission and bandgap characteristics of one-dimensional plasma photonic crystals

Nasibeh Ghaffari[1]*, Ali Reza Niknam[1], Mostafa Moradi[2]
[1]Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
[2]Interdisciplinary Qur'anic Studies Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
*corresponding e-mail: nasibehghafarii@gmail.com

Abstract

Abstract: This article investigates the characteristics of electromagnetic wave propagation in one-dimensional photonic crystalline plasmas, including the semiconductor GaAs. Using the transfer matrix method, the effects of various parameters, including fill factor, temperature, angle of incidence, and pressure, on the band gap location and width have been analyzed. The results indicate that increasing the fill factor results in a widening of the band gap and a shift towards higher frequencies. For GaAs, temperature variations result in minor shifts. Additionally, the effect of pressure has also been analyzed, indicating a high sensitivity of the band gap to pressure changes. The results of this study demonstrate that photonic crystalline plasmas have great potential for controlling and guiding electromagnetic waves in the terahertz domain.

Keywords: Plasma photonic crystals, Band gap, Terahertz electromagnetic waves

مقدمه

بلورهای فوتونی ساختارهایی متناوب از مواد با ضریب شکست‌های متفاوت هستند [۱, ۲]. به دلیل کاربردهای گسترده‌ای که این ساختارها در صنایع ارتباطی، فیلترها، موجبرها و غیره یافته‌اند، در دهه‌های اخیر توجه بسیاری از دانشمندان حوزه‌های مختلف فیزیک و مهندسی را به خود جلب کرده‌اند. یکی از ویژگی‌های مهم بلورهای فوتونی، وجود گاف نواری در طیف عبوری آنها است؛ به این معنی که موج الکترومغناطیسی با فرکانس معینی از ساختار عبور می‌کند، در حالی که موج با فرکانس دیگر به طور کامل جذب یا بازتاب شده و عبور به صفر می‌رسد [۳-۵] .مکان و پهنای گاف نواری برای یک ساختار به پارامترهای مختلفی از جمله زاویه فرود موج، ضخامت لایه‌ها، ضریب شکست لایه‌ها، نحوه چینش لایه‌ها و غیره بستگی دارد

بلورهای فوتونی پلاسمایی، ساختارهایی متناوب متشکل از پلاسما و مواد مختلفی نظیر دی‌الکتریک‌ها، ابررساناها، نیمه‌هادی‌ها و غیره هستند که در یک، دو یا سه بعد قابل ساخت می‌باشند. پلاسما محیطی پاشنده است که ضریب شکست آن وابسته به فرکانس است. از این ویژگی برای تنظیم و تغییر خصوصیات بلورهای فوتونی پلاسمایی استفاده می‌شود. در سال‌های اخیر، اثر پارامترهای مختلفی نظیر میدان مغناطیسی، چگالی الکترونی پلاسما، فرکانس برخورد و غیره بر ویژگی‌های بلورهای فوتونی پلاسمایی بررسی شده است.

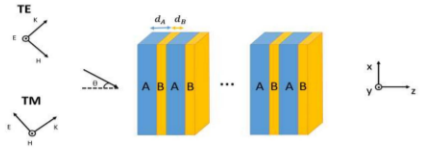
موج تراهرتز به بخشی از طیف الکترومغناطیسی اطلاق می‌شود که فرکانس آن در بازه ۰.۱ تا ۱۰ تراهرتز (THz) و طول موج آن در بازه ۳۰ تا ۳۰۰۰ میکرومتر قرار دارد. در دهه‌های اخیر، فناوری تراهرتز به دلیل قابلیت انتقال بالا، مصرف انرژی پایین، نسبت سیگنال به نویز (SNR)

مناسب و پهنای باند وسیع، به سرعت پیشرفت کرده است. این فناوری به طور گسترده در حوزه‌های مختلفی از جمله تصویربرداری پزشکی،مخابرات امن، طیف‌سنجی مواد، محاسبات سریع، علوم پزشکی، نظارت بر محیط زیست، رادار، ارتباطات بی‌سیم پهن باند و نظارت بر محیط زیست و کنترل کیفیت محصولات به کار گرفته شده است(6) .

در این مقاله، ویژگی‌های عبور موج الکترومغناطیسی در برخورد با یک بلور فوتونی پلاسمایی با N سلول بررسی شده است. هر سلول شامل یک لایه پلاسمای نیمه‌هادی و یک لایه دی‌الکتریک است. از روش ماتریس انتقال(TMM) برای تحلیل اثر پارامترهای مختلف بر عبور و گاف نواری استفاده شده است. هدف، بررسی چگونگی کنترل مکان و عرض گاف نواری با تغییر فاکتور پرشدگی (نسبت عرض لایه پلاسما به عرض سلول) و چگالی حامل پلاسما (توسط تغییر دما و فشار) در شرایط تابش عمودی و غیر عمودی است.

معادلات پایه و روش TMM :

در این مقاله بلور فوتونی پلاسمایی با N سلول ، که هر سلول شامل یک لایه پلاسمای نیمه هادی و یک لایه دی الکتریک است ، در نظر گرفته شده. شماتیک در شکل ۱ نشان داده شده است . لایه A ماده دی الکتریک SiO_2 با ثابت دی الکتریک ε_A و عرض d_A و لایه B پلاسمای نیمه هادی پلاسمای نیمه هادی GaAs با عرض d_B و ثابت دی الکتریک مختلط $\varepsilon_B(\omega)$ در نظر گرفته شده است.



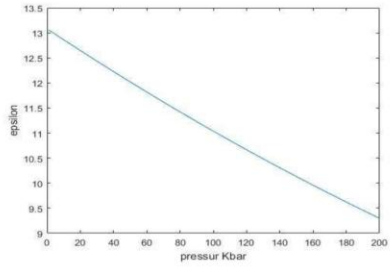
شکل ۱) شماتیک بلور فوتونی یک بعدی

ثلبت دی الکتریک مختلط لایه GaAs با این معادله داده می شود:

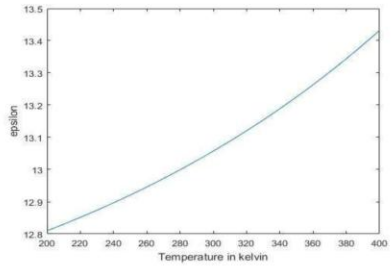
$$\varepsilon_b\ (P\ ,\ T) = \left(\varepsilon_0 + A\ e^{T/T_0}\right) e^{-\alpha P} \quad (1)$$

که در آن $\varepsilon_0 = 12.446$,A=0.21125 , $T_0 =$, $240.7\ K$ α=0.00173$kbar^{-1}$ است(7).

درشکل های ۲و۳ گذردهی الکتریکی GaAs بر حسب فشار و دما رسم شده است.



شکل 2) گذردهی الکتریکی GaAs بر حسب فشار



شکل 3) گذردهی الکتریکی GaAs بر حسب دما

همانطور که در شکل های ۲ و۳ مشخص است تغییرات گذردهی الکتریکی GaAs نسبت به تغییرات فشار بیشتر از تغییرات نسبت به دما است.

روش ماتریس انتقال نمایانگر رابطه بین میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در دو لایه متوالی از یک محیط دوره‌ای است. ماتریس انتقال (که در زیر نشان داده شده است) می‌تواند در تحلیل ساختارهای چندلایه مفید باشد.

$$M = \begin{bmatrix} \cos\delta_j & \frac{i}{\gamma_j}\sin\delta_j \\ i\,\gamma_j\ \sin\delta_j & \cos\delta_j \end{bmatrix}\ ,\quad j=1,2$$

شماره های ۱ و ۲ به ترتیب نشان دهنده لایه دی الکتریک و لایه پلاسما است. δ_j *ثابت انتشار فاز و* γ_j *مربوط به امواج* TE *و* TM *منتشر شده در محیط است که می توان به صورت زیر تعریف کرد :*

$$\delta_j = \frac{\omega}{c}\sqrt{\varepsilon_j}\sqrt{\mu_j}\,d_j\sqrt{1-(\sin^2\theta/\varepsilon_j\mu_j)}$$

$$\gamma_j = \frac{\sqrt{\varepsilon_j}}{\sqrt{\mu_j}}\sqrt{1-(\sin^2\theta/\varepsilon_j\mu_j)} \quad , \quad TE$$

$$\gamma_j = \frac{\sqrt{\mu_j}}{\sqrt{\varepsilon_j}}\sqrt{1-(\sin^2\theta/\varepsilon_j\mu_j)} \quad , \quad TM$$

که در آن θ زاویه فرودی و ε_j و μ_j به ترتیب گذردهی الکتریکی و نفوذپذیری مغناطیسی لایه j ام می‌باشند.

میدان الکتریکی و مغناطیسی لایه n ام با ماتریس انتقال به لایه (n+1) ام مرتبط است :

$$\begin{bmatrix} E_n \\ B_n \end{bmatrix} = M_n \begin{bmatrix} E_{n+1} \\ B_{n+1} \end{bmatrix}$$

بنابراین ارتباط بین میدان الکتریکی و مغناطیسی اولین لایه و آخرین لایه از ضرب ماتریس های انتقال همه لایه ها با رابطه زیر بدست می آید :

$$\begin{bmatrix} E_1 \\ B_1 \end{bmatrix} = M_A\ M_B\ M_A\ M_B\ M_A\ M_B \ldots M_A\ M_B \begin{bmatrix} E_{n+1} \\ B_{n+1} \end{bmatrix}$$

$$= M \begin{bmatrix} E_{n+1} \\ B_{n+1} \end{bmatrix} = \begin{pmatrix} m_{11} & m_{12} \\ m_{21} & m_{22} \end{pmatrix} \begin{bmatrix} E_{n+1} \\ B_{n+1} \end{bmatrix}$$

که m_{11} ، m_{12}، m_{21} و m_{22} عناصر $M = \prod_{j=1}^{n} M_j$ هستند. ضریب بازتاب وضریب عبور از معادلات زیر حساب میشوند :

$$r = \frac{\gamma_0\, m_{11} + \gamma_0\, \gamma_{n+1}\ m_{12} - m_{21} - \gamma_{n+1}\, m_{22}}{\gamma_0\, m_{11} + \gamma_0\, \gamma_{n+1}\ m_{12} + m_{21} + \gamma_{n+1}\, m_{22}}$$

$$t = \frac{2\,\gamma_0}{\gamma_0\, m_{11} + \gamma_0\, \gamma_{n+1}\; m_{12} + m_{21} + \gamma_{n+1}\, m_{22}}$$

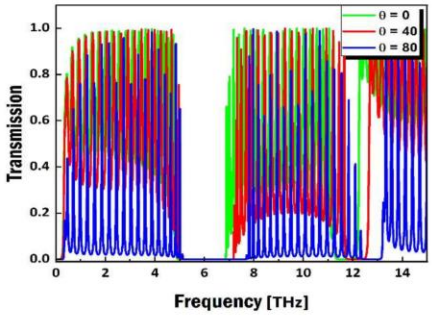
که در آنها $\gamma_o = n_o \sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}\, \cos\theta_0$ مربوط به محیط خلا است. میزان بازتاب، عبور و جذب به صورت زیر بدست می آید(8):

$$R = |r|^2 \quad , T = |t|^2 \;,\; A = 1 - R - T$$

بیان نتایج :

در این قسمت نتایج محاسبات عددی را ارائه می دهیم. برای لایه A ماده دی الکتریک SiO2 $\varepsilon_A = (2.092)^2$ و $\mu_A = 1$ است. برای لایه B پلاسمای نیمه هادی GaAs انتخاب شده است، $\varepsilon_B(\omega)$ از رابطه (1) داده می شود ، $\mu_B = 1$ است.

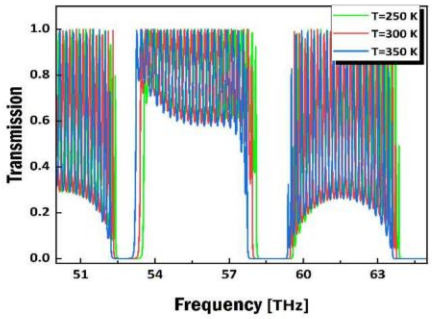
میزان عبور برای زاویه های فرود متفاوت θ= 0, 40, 80 در شکل ۵ نشان داده شده است. فاکتور پرشدگی ff=0.3، دما T=300 K ، عرض هر سلول L=20 μm ، تعداد کل سلول ها N=20 است.



شکل ۵) میزان عبور موج الکترومغناطیسی از بلور فوتونی پلاسمایی با لایه پلاسما GaAs برای زاویه های فرودی مختلف

می بینیم که عرض گاف نواری اول با افزایش زاویه فرود بیشتر شده و به سمت فرکانس های بالاتر جابجا میشود و همینطور عرض گاف نواری دوم تغییر کمی دارد و به سمت فرکانس بالاتر میرود.

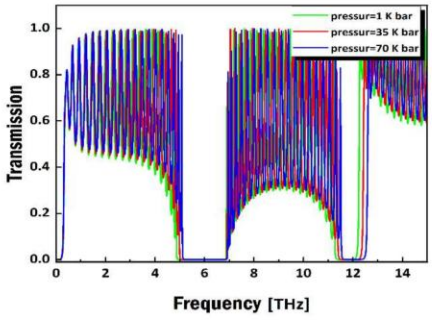
میزان عبور برای سه دمای T = 250 , 300 , 350 K در شکل ۶ نشان داده شده است. فاکتور پرشدگی ff=0.3، عرض هر سلول L=20 μm ، تعداد کل سلول ها N=20 است. ثابت دی‌الکتریک ماده نیمه‌رسانای GaAs به دما وابسته است، که قابلیت تنظیم گاف نواری را فراهم می‌کند.



شکل ۶) میزان عبور موج الکترومغناطیسی از بلور فوتونی پلاسمایی با لایه پلاسما GaAs برای دما های مختلف

می بینیم که عرض گاف نواری اول و دوم با افزایش دماتغییر کمی دارد و به سمت فرکانس های پایین تر کمی جابجا میشود . جابجایی گاف نواری ناشی از تغییرات دمایی به دلیل تغییر ضریب شکست مواد و در نتیجه اندازه دوره تناوب ساختار بلور است که موجب تغییر شرایط پراکندگی و تداخل امواج نوری میشود.

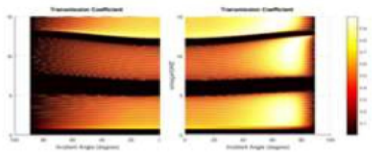
میزان عبور برای سه فشار P = 1 , 35 , 70 Kbaar در شکل ۷ نشان داده شده است. فاکتور پرشدگی ff=0.3 ، عرض هر سلول L=20 μm ، تعداد کل سلول ها N=20 است. ثابت دی‌الکتریک ماده نیمه‌رسانای GaAs به فشار وابسته است، که قابلیت تنظیم گاف نواری را فراهم می‌کند.



شکل ۷) میزان عبور موج الکترومغناطیسی از بلور فوتونی پلاسمایی با لایه پلاسما GaAs برای فشار های مختلف

می بینیم که عرض گاف نواری اول با افزایش فشار کمی کوچک شده و به سمت فرکانس های بالاتر جابجا میشود و همینطور عرض گاف نواری دوم با افزایش فشار تغییر کمی دارد و به سمت فرکانس بالاتر میرود. جابجایی گاف نواری ناشی از تغییرات فشار به دلیل تغییر ضریب شکست مواد و در نتیجه اندازه دوره تناوب ساختار بلور است که موجب تغییر شرایط پراکندگی و تداخل امواج نوری میشود.

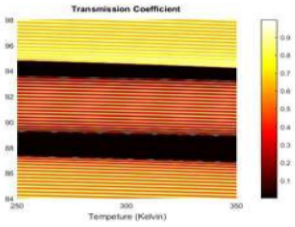
برای بحث در مورد خواص چندجهتی ساختار طراحی‌شده، گاف های نواری برای قطبش‌های TE و TM را در شکل ۸ نشان داده ایم. فاکتور پرشدگی ff=0.3 ، عرض هر سلول L=20 μm ، تعداد کل سلول ها N=20 ، T = 300 K است.



شکل ۸) میزان عبور موج الکترومغناطیسی از بلور فوتونی پلاسمایی برای قطبش TM و TE برای زاویه های عبور متفاوت

در اینجا منطقه سیاه، گاف نواری و منطقه سفید، بخش عبوری را نشان می‌دهد. برای قطبش TE، با افزایش زاویه فرودی عرض گاف نواری اول تقریبا بدون تغییر است و گاف نواری به سمت فرکانس های بالاتر میرود و عرض گاف نواری دوم کمی کوچک میشود و گاف نواری به فرکانس‌های بالاتر حرکت می‌کند. برای قطبش TM، با افزایش زاویه فرودی گاف نواری اول و دوم به فرکانس‌های بالاتر حرکت می‌کنند. نتایج این شکل با شکل دو بعدی مطابقت دارد.

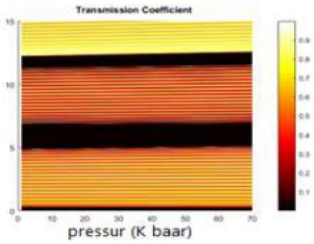
در شکل ۹ جابجایی گاف نواری با افزایش دما نشان داده شده است. فاکتور پرشدگی ff=0.3 ، عرض هر سلول L=20 μm ، تعداد کل سلول ها N=20 ، زاویه فرودی $\theta = 0$ است.



شکل ۹) میزان عبور موج الکترومغناطیسی از بلور فوتونی پلاسمایی برای دماهای متفاوت

میبینیم که با افزایش دما گاف نواری به سمت فرکانس های پایین تر میرود. جابجایی گاف نواری ناشی از تغییرات دمایی به دلیل تغییر ضریب شکست مواد و در نتیجه اندازه دوره تناوب ساختار بلور است که موجب تغییر شرایط پراکندگی و تداخل امواج نوری میشود.

در شکل ۱۰ جابجایی گاف نواری با افزایش فشار نشان داده شده است. فاکتور پرشدگی ff=0.3 ، عرض هر سلول L=20 μm ، تعداد کل سلول ها N=20 ، زاویه فرودی $\theta = 0$ است.



شکل ۱۰) میزان عبور موج الکترومغناطیسی از بلور فوتونی پلاسمایی برای فشارهای متفاوت

با افزایش فشار عرض هردو گاف نواری اول و دوم تغییر کمی دارد ولی گاف نواری به فرکانس های بالاتر حرکت می کند. جابجایی گاف نواری ناشی از تغییرات فشار به دلیل تغییر ضریب شکست مواد و در نتیجه اندازه دوره تناوب ساختار بلور است که موجب تغییر شرایط پراکندگی و تداخل امواج نوری میشود.

نتیجه گیری :

در این مقاله، ویژگی‌های عبور و جذب یک بلور فوتونی پلاسمایی با استفاده از روش ماتریس انتقال بررسی شد. نتایج نشان داد که پارامترهای مختلف مانند دما، زاویه تابش و فشار تاثیر قابل توجهی بر مکان و عرض گاف نواری بلور فوتونی دارند. مطالعه نشان داد که افزایش زاویه تابش منجر به جابجایی گاف نواری به سمت فرکانس‌های بالاتر می‌شود. همچنین، افزایش دما باعث جابجایی گاف نواری به سمت فرکانس‌های بالاتر و کاهش عرض آن می‌شود. نتایج این مقاله نشان می‌دهد که بلورهای فوتونی پلاسمایی پتانسیل قابل توجهی برای کنترل و هدایت امواج الکترومغناطیسی در حوزه فرکانسی تراهرتز دارند .

References :

[1] Yablonovitch, E. (1987). Inhibited spontaneous emission in solid-state physics and electronics. Physical review letters, 58(20), 2059.

[2] John, S. (1987). Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices. Physical review letters, 58(23), 2486.

[3] Notomi, M. (2010). Manipulating light with strongly modulated photonic crystals. Reports on Progress in Physics, 73(9), 096501.

[4] Joannopoulos, J. D., Johnson, S. G., Winn, J. N., & Meade, R. D. (2008). Molding the flow of light. Princet. Univ. Press. Princeton, NJ [ua], 12, 33.

[5] Jena, S., Tokas, R. B., Thakur, S., & Udupa, D. V. (2019). Tunable mirrors and filters in 1D photonic crystals containing polymers. Physica E: Low-dimensional systems and Nanostructures, 114, 113627.

[6] Liu, D., Yu, X., Wu, F., Xiao, S., Itoigawa, F., & Ono, S. (2021). Terahertz high-Q quasi-bound states in the continuum in laser-fabricated metallic double-slit arrays. Optics Express, 29(16), 24779-24791.

[7] Segovia-Chaves, F., & Vinck-Posada, H. (2018). Tuning of transmittance spectrum in a one-dimensional superconductor-semiconductor photonic crystal. Physica B: Condensed Matter, 543, 7-13.

[8] Balili, R. B. (2012). Transfer matrix method in nanophotonics. In International Journal of Modern Physics: Conference Series (Vol. 17, pp. 159-168). World Scientific Publishing Company.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P8-03

شبیه‌سازی و تحلیل پارامتری پلاسما القایی (ICP) در فشارپایین و توان متغیر

حمیدرضا میرزائی۱، مریم عسکری شایگان۲ * و ابوالفضل عباسی ۱ .
۱ پژوهشکده فیزیک و شتابگرها، سازمان انرژی اتمی ایران، ۸۳۶-۱۴۳۹۵، تهران، ایران.
۲ گروه مهندسی انرژی و فیزیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر(پلی تکنیک تهران)، ۱۵۹۱۶۳۴۳۱۱، تهران، ایران.
***آدرس رایانامه نویسنده مسئول: marsha@aut.ac.ir**

چکیده

در این پژوهش، یک پلاسمای جفت‌شده القایی (ICP) در فشار پایین ۰/۰۴۵تور و فرکانس ۱۳/۵۶ مگاهرتز با استفاده از نرم‌افزار COMSOL شبیه‌سازی شد. تأثیر توان ورودی در بازه ۱۰۰۰ تا ۴۰۰۰ وات بر دمای الکترونی، چگالی پلاسما و توان جذب‌شده بررسی گردید. نتایج نشان داد با افزایش توان، این پارامترها رشد می‌کنند و در توانی مشخص به اشباع می‌رسند. دمای الکترونی زودتر پایدار می‌شود ولی چگالی الکترونی دیرتر به ثبات می‌رسد. این رفتار ناشی از پدیده عمق نفوذ میدان است که باعث می‌شود انرژی ورودی فقط در لایه‌های سطحی پلاسما جذب شود. توان بهینه سیستم ۳۱۰۰ وات تعیین شد که از آن بیشتر جذب انرژی بهبود نمی‌یابد.

کلید واژه: پلاسمای القایی،چگالی الکترونی ، جذب توان.

Parametric Simulation and Analysis of Inductively Coupled Plasma (ICP) at Low Pressure and variable Power

Hamidreza Mirzae 1, Maryam Askari Shayegan 2* and Abolfazl Abbasi 1
1 Physics and Accelerator Research School, NSTRI, P.O. Box 14395-836, Tehran, Iran
2 Department of Energy Engineering and Physics, Amirkabir University of Technology, Tehran, Iran.
*corresponding e-mail : marsha@aut.ac.ir

Abstract

In this study, an inductively coupled plasma (ICP) was simulated using COMSOL at a low pressure of 0.045 Torr and a frequency of 13.56 MHz. The effect of input power in the range of 200 to 3500 watts on electron temperature, plasma density, and power deposition was investigated. The results showed that with increasing power, these parameters grow and eventually reach saturation at a certain power level. The electron temperature stabilizes earlier, while the electron density takes longer to reach equilibrium. This behavior is attributed to the deep skin effect, which causes the input energy to be absorbed mainly in the surface layers of the plasma. The optimal input power for the system was determined to be 3100 watts, beyond which no significant improvement in energy absorption occurs.

Keywords: Induced Plasma, Electron Density, Power Deposition.

مقدمه

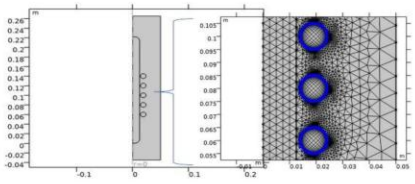
در سال‌های اخیر، بدلیل نیاز به تولید جریان‌های گازی پیوسته، با خلوص ،دما، آنتالپی وچگالی بالا علاقه فزاینده‌ای به شبیه‌سازی و تقاضا برای تولیدپلاسمای ICP(پلاسمای جفت‌شده القایی) (*Inductively Coupled Plasma*) با توان بالاتر در کاربردهای عملی به طور قابل توجهی افزایش یافته است (Jiang et al., 2024). تخلیه *ICP* یکی از منابع یونیزاسیون بسیار کارآمد است که از انرژی فرکانس رادیویی (*RF*) برای تولید و نگه‌داری پلاسما استفاده می‌کند. در این روش، میدان مغناطیسی نوسانی ناشی از جریان RF (معمولاً در فرکانس‌های ۱۳.۵۶ *MHz*) در یک سیم‌پیچ مسی، باعث

در این مطالعه معادلات مختلفی برای توصیف رفتار الکترون‌ها، یون‌ها و مواد خنثی در تخلیه پلاسمای آرگون ارائه شده است که شامل معادلات میدان الکترومغناطیسی ، معادلات پایستگی جرم و معادلات انرژی الکترون می‌باشند.برای توصیف همه گونه‌های آرگون موجود در پلاسما نظیر یون‌ها، الکترون‌ها و مواد خنثی، پنج معادله انتقال مختلف ارائه شده است که همگی از معادلات پایستگی جرم پیروی می‌کنند .جزئیات معادلات به شرح زیر است:

انرژی اتلافی (الکترون ولت)	معادله انتقال	نوع برخورد
-	e+Ar=>e+Ar	الاستیک
۱۱/۵	e+Ar=>e+Ars	برانگیختگی
-۱۱/۵	e+Ars=>e+Ar	برانگیختگی
۱۵/۸	e+Ar=>2e+Ar+	یونیزاسیون
۴/۴۲۷	e+Ars=>2e+Ar+	یونیزاسیون

تنظیم مدل اولیه

در این مطالعه، یک مدل دو بعدی از شبیه‌سازی تخلیه ICPبرپایه گاز آرگون به عنوان منبع پلاسما ، که در شکل ۱. آمده است، توسعه داده شده است .ناحیه شبیه‌سازی شده نشان دهنده یک محفظه ICP با طول ۵۰میلی‌متر و ارتفاع ۳۰۰ میلی‌متر است .محفظه تخلیه، که به عنوان ناحیه پلاسما نیز شناخته می‌شود، دارای یک ساختار استوانه‌ای با قطر ۱۲.۵ میلی‌متر و ارتفاع ۲۲۰ میلی‌متر است .در فاصله ۲۰ میلی‌متر از دیواره لوله کوارتز، پنج سیم‌پیچ بصورت گروهی پیچیده شده‌اند .قطر هر سیم‌پیچ برابر ۱۰ میلی‌متر است .این سیم‌پیچ‌ها با قدرت های ورودی مختلف و فرکانس ۱۳.۵۶ مگاهرتز انرژی می‌گیرند .خواص آرگون، مانند چگالی، ویسکوزیته، رسانایی حرارتی، گرمای ویژه در فشار ثابت و رسانایی الکتریکی، متناسب با دما ۳۰۰ کلوین و در فشار ۰/۰۴۵ تور در نظر گرفته شدند. مرزهای اطراف محفظه ICP، عایق مغناطیسی هستندو شرط مرزی محور متقارن در



دیواره داخلی لوله تنظیم شده‌است.

شکل ۱. مدل دو بعدی از شبیه‌سازی تخلیهICP و ساختار شبکه‌ای آن

ساختار شبکه

القای جریان‌های گردابی در گاز نجیب (معمولاً آرگون) می‌شود. این جریان‌ها موجب یونیزاسیون گاز و در نهایت تولید پلاسما می‌گردند(Liu et al.). این پلاسما با چگالی بالا (10^{11}-10^{12} cm^{-3}) (Cheng et al., ۲۰۱۳)تولید می‌شود(Cheng et al., ۲۰۱۳) وکاربردهای گسترده‌ای در زمینه‌های مختلف از جمله پردازش مواد مانند سنتز نانومواد، حکاکی و رسوب لایه نازک (Abu-Thabit & Makhlouf, ۲۰۲۰; Jiang et al., ۲۰۲۴)و توسعه مواد محافظ حرارتی مقاوم در برابر فرسایش دارند(Kong et al., ۲۰۱۸).تا کنون تحقیقات قابل توجهی در مورد محاسبه توزیع میدان الکترومغناطیسی و ویژگی‌های جریان پلاسما و انتقال حرارت درون لوله کوارتز در سیستم های *ICP* با توان کم تا متوسط انجام شده است. فان لی و همکاران ، شبیه‌سازی مدل تخلیه پلاسمای جفت‌شده القایی (*ICP*) دوبعدی متقارن محوری با گاز پس زمینه هوا را از طریق نرم‌افزار شبیه‌سازی المان محدود کامسول و بر اساس معادلات هیدرودینامیکی انجام دادند .نتایج تحقیقات آنها نشان می‌داد که پلاسما در میانه محفظه تخلیه ظاهر می‌شود و به تدریج در امتداد دیواره محفظه پراکنده می‌شود(Lei et al., ۲۰۲۵).از آنجایی که در حال حاضر، مدل‌سازی پلاسما به عنوان یک الگو مهم در توسعه و بهبود تجهیزات جدید مورد استفاده قرار می‌گیرد .در این مقاله، تخلیه گاز آرگون در یک سیستم *ICP*با نرم افزار شبیه‌سازی *COMSOL* مبتنی بر یک حل‌کننده *PDE* (معادله دیفرانسیل جزئی) مورد تحلیل قرار گرفته است.

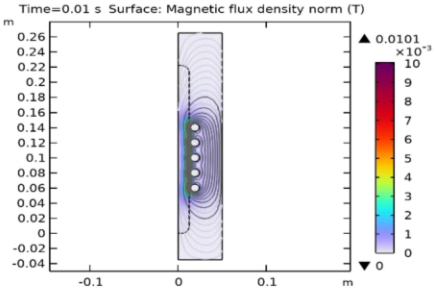
مواد و روش

شبیه‌سازی تخلیه ICP در درجه اول بر پلاسما به عنوان منبع تولید الکترون تمرکز دارد و انتقال حرارت و فرآیند یونیزاسیون در گاز داخل لوله کوارتز را بررسی می‌کند . هنگامی که گاز تزریقی دچار شکست می‌شود و الزامات رسانایی را در سیستم برآورده می‌کند، میدان مغناطیسی متناوب تولید شده توسط جریان سیم‌پیچ، یک میدان الکتریکی متناوب القا می‌کند .این امر منجر به تولید جریان‌های الکتریکی و گرمایش ژول در گاز رسانا می‌شود و در نهایت یک پلاسمای یکنواخت در داخل لوله کوارتز تشکیل می‌دهد(Kumar et al., ۲۰۲۳). برای ساده‌سازی محاسباتی، فرض می‌شود که پلاسما از نظر الکتریکی خنثی است و تقارن محوری دوبعدی از خود نشان می‌دهد.

فرمول‌بندی مدل پلاسما

به‌عنوان سبک‌ترین ذرات پلاسما، با اندکی افزایش انرژی قادر به رسیدن به تعادل گرمایی هستند. از آن‌سو، چگالی الکترونی پلاسما، که به میزان یونیزاسیون گاز و پایداری ساختار پلاسما وابسته است، روندی افزایشی داشته و تنها در توان‌های بالا (نزدیک به ۳۱۰۰ وات) به حالت اشباع و ثبات نسبی می‌رسد. این تفاوت در نرخ پایداری دما و چگالی نشان می‌دهد که ابتدا شرایط انرژی مناسب برای پایداری ذرات الکترونی فراهم می‌شود، اما دستیابی به تعداد کافی ذرات یونیزه و تولید چگالی بالا نیازمند انرژی و زمان بیشتری است.

توان جذب‌شده توسط پلاسما نیز هم‌راستا با چگالی الکترونی، با افزایش توان منبع افزایش یافته، اما در حدود ۳۱۰۰ وات به یک حد اشباع می‌رسد. این موضوع به پدیده‌ای موسوم به "اثر عمق نفوذ میدان" (Skin Effect) مرتبط است. در فرکانس‌های بالا و فشار پایین، میدان الکترومغناطیسی در پلاسما به صورت سطحی‌تر جذب می‌شود و تنها در ناحیه‌ای نزدیک به کویل‌های القایی نفوذ می‌کند. با افزایش توان، این لایه جذب انرژی عمقی‌تر نمی‌شود بلکه صرفاً ناحیه‌ای محدود از پلاسما در معرض انرژی القایی قرار می‌گیرد و مابقی حجم پلاسما بدون تغییر باقی می‌ماند. بنابراین، پس از یک نقطه مشخص، هرچه توان بیشتری به سیستم داده شود، میزان جذب انرژی دیگر افزایش نمی‌یابد و سیستم به حالت اشباع می‌رسد. برای این سیستم خاص، توان بهینه برای ایجاد پلاسما و رسیدن به بیشترین بازده، در حدود ۳۱۰۰ وات است. شماتیک های مربوط به دماو چگالی الکترونی، خطوط میدان مغناطیسی و میزان توان جذب‌شده مربوط به توانی که در آن پارامترهای کلیدی به اشباع رسیده اند، نشان داده شده است.

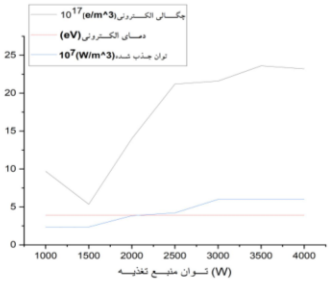


شکل۳. چگالی خطوط میدان مغناطیسی در زمان ۰/۰۱ ثانیه و توان ۳۱۰۰ وات

دامنه محاسباتی با استفاده از شبکه بندی کنترل‌شده توسط کاربر (User-controlled mesh) در COMSOL مش‌بندی شد تا دقت بیشتری در نواحی بحرانی حاصل شود. مطابق با شکل ۱.در نواحی با شیب زیاد میدان، شبکه ها به صورت ریزتر تعریف شدند و در نواحی با تغییرات کمتر، از المان‌های درشت‌تر برای کاهش پیچیدگی محاسباتی استفاده شد. نواحی پلاسما و کویل نواحی اصلی محاسبه هستند و به شبکه های ریزتر نیاز دارد. تعداد المان‌های شبکه که در نهایت بدست آمد برابر ۱۱۵۴۷ و تعداد درجات آزادی حل ۲۸۶۴۲ بود.

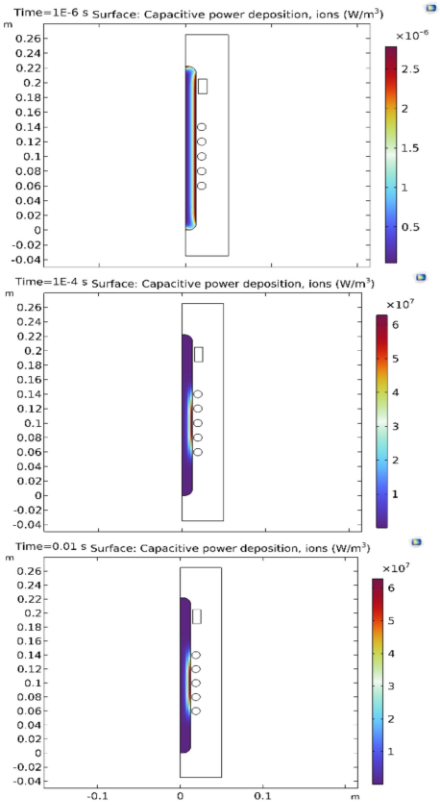
بحث

برای شبیه‌سازی پلاسمای القایی (ICP) در فشارثابت و فرکانس ۱۳.۵۶ مگاهرتز در توان های مختلف، شرایط مرزی دقیق بررسی شد و تغییرات توان به‌صورت تحلیل پارامتری اعمال شد تا تأثیر توان بر رفتار پلاسما و میدان مغناطیسی بررسی گردد. برای تحلیل کمی نتایج شبیه‌سازی، پارامترهای کلیدی شامل چگالی الکترونی، دمای الکترونی و توان جذب‌شده توسط پلاسما در یک نقطه مشخص با مختصات (۱۰,۱۰,۱۰۰) میلی‌متر در نزدیک دیواره محفظه بررسی شدند. این نقطه به‌عنوان نماینده‌ای از ناحیه میانی و فعال پلاسما در نظر گرفته شد. اندازه‌گیری‌ها در زمان ۰/۰۱ ثانیه، زمانی که پلاسما به پایداری نسبی رسیده بود، انجام شد. مقادیر این پارامترها در توان‌های مختلف از ۱۰۰۰ تا ۴۰۰۰ وات ثبت شده و سپس برای تحلیل روند تغییرات، نمودار خطی (شکل ۲) بر اساس داده‌های به دست‌آمده ترسیم شدند.



شکل ۲. نمودار چگالی الکترونی، دمای الکترونی و توان جذب‌شده توسط پلاسما در توان‌های مختلف

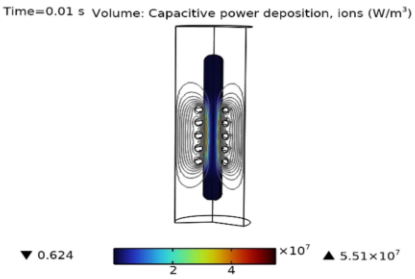
مطابق با شکل ۲. با افزایش توان ورودی، دمای الکترونی پلاسما به‌سرعت تغییر یافته و سپس در توان‌های پایین‌تر (حدود ۱۵۰۰ تا ۲۰۰۰ وات) به یک مقدار تقریباً ثابت می‌رسد. این رفتار نشان‌دهنده آن است که الکترون‌ها،



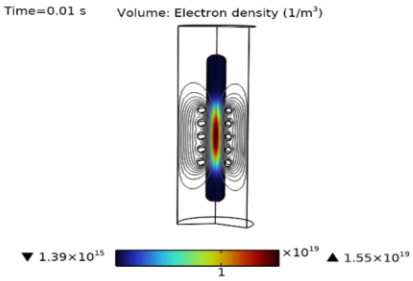
شکل۷.تغییرات توان جذبی پلاسما در پوسته خارجی در سه زمان 10^{-6}، 10^{-4} و 10^{-2} ثانیه.

نتیجه‌گیری

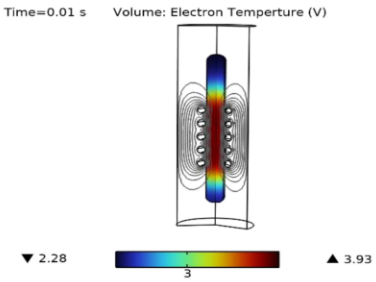
در این مطالعه، رفتار پلاسما در یک سیستم پلاسمای القایی (ICP) تحت فشار پایین و فرکانس ۱۳.۵۶ مگاهرتز بررسی شد. نتایج شبیه‌سازی نشان داد که با افزایش توان ورودی، در زمان ۰.۰۱ ثانیه که پلاسما به تعادل رسیده‌است، دمای الکترونی به‌سرعت به حالت پایدار می‌رسد، در حالی که چگالی الکترونی با شیب بیش‌تری افزایش یافته و تنها در توان حدود ۳۱۰۰ وات به اشباع می‌رسد. توان جذب‌شده توسط پلاسما نیز روند مشابهی داشته و پس از ۳۱۰۰ وات افزایش بیشتری نشان نمی‌دهد. بررسی توان جذبی پلاسما در این توان و در زمان های مختلف نشان داد که جذب عمدتاً در پوسته خارجی نزدیک دیواره محفظه رخ داده و پس از 10^{-4} ثانیه به پایداری می‌رسد. این پدیده به اثر عمق نفوذ میدان مربوط است، که باعث می‌شود انرژی ورودی فقط در لایه‌های سطحی پلاسما جذب شود. در نتیجه، افزایش بیشتر توان تأثیر قابل‌توجهی بر پارامترهای پلاسما ندارد.



شکل۴. میزان توان جذب‌شده در ستون پلاسما در زمان ۰/۰۱ ثانیه و توان ۳۱۰۰ وات.



شکل۵. چگالی الکترونی پلاسما در زمان ۰/۰۱ ثانیه و توان ۳۱۰۰ وات.



شکل ۶. دمای الکترونی پلاسما در زمان ۰/۰۱ ثانیه و توان ۳۱۰۰ وات.

مطابق با شکل ۷. توان جذبی پلاسما در سه زمان 10^{-6}، 10^{-4} و 10^{-2} ثانیه برای توان منبع تغذیه ۳۱۰۰ وات بررسی شد. نتایج نشان داد که جذب عمدتاً در نزدیکی دیواره محفظه و در پوسته خارجی پلاسما رخ داده و پس از 10^{-4} ثانیه، تغییرات جذب تقریباً ثابت می‌شود، که حاکی از پایداری فرآیند جذب است .

بنابراین، می‌توان نتیجه گرفت که توان بهینه برای این سیستم حدود ۳۱۰۰ وات است و استفاده از منابع با توان بالاتر نه تنها مفید نیست، بلکه منجر به اتلاف انرژی خواهد شد.

مراجع

[1]Abu-Thabit, N. Y., & Makhlouf, A. S. H. (2020). Fundamental of smart coatings and thin films: Synthesis, deposition methods, and industrial applications. In *Advances in smart coatings and thin films for future industrial and biomedical engineering applications* (pp. 3-35). Elsevier.

[2]Cheng, J., Ji, L., Wang, K., Han, C., & Shi, Y. (2013). Two-dimensional simulation of inductively coupled plasma based on COMSOL and comparison with experimental data. *Journal of Semiconductors*, *34*(6), 066004.

[3]Jiang, Q., Liu, Z., Niu, Y., Xie, Y., & Liu, Y. (2024). Calculations of flow field and heat exchange properties in high-power high-enthalpy inductively coupled plasma generator. *Physics of Plasmas*, *31*(4).

[4]Kong, L., Zuo, X., Zhu, S., Li, Z., Shi, J., Li, L., Feng, Z., Zhang, D., Deng, D., & Yu, J. (2018). Novel carbon-poly (silacetylene) composites as advanced thermal protection material in aerospace applications. *Composites Science and Technology*, *162*, 163-169.

[5]Kumar, S., Munafo, A., Jo, S. M., & Panesi, M. (2023). Multi-physics modeling of non-equilibrium phenomena in inductively coupled plasma discharges: Part I. A state-to-state approach. *arXiv preprint arXiv:2310.02214*.

[6]Lei, F., Wu, H., & Zhang, Z. (2025). Study on the characteristics of inductively coupled plasma discharge at different frequencies under air background. Journal of Physics: Conference Series,

[7]Liu, D., Li, X., Lei, F., & Liu, Y. Numerical simulation of a large scale magnetized inductively coupled plasma generator using COMSL.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P7-09

مطالعه اثر پلاسمای سرد بر عملکرد جوانه‌زنی بذر خارشتر (*Alhagi maurorum*)

شیما قره‌سفلو[۱]، مجید محمداسمعیلی[۲]، سمیرا تاجیک‌نژاد [۳و*]، الهام امینی[۴]، مجتبی کاشانی[۵]

[۱] دانشجوی ارشد زیست شناسی گیاهی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گنبدکاووس، گنبدکاووس، ایران
[۲] گروه مرتع و آبخیزداری، دانشکده کشاورزی و منابع طبیعی، دانشگاه گنبدکاووس، گنبدکاووس، ایران
[۳] گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه گنبدکاووس، گنبدکاووس، ایران
[۴] گروه زیست شناسی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گنبدکاووس، گنبدکاووس، ایران
[۵] گروه آمار و ریاضی، دانشکده علوم پایه و فنی مهندسی، دانشگاه گنبدکاووس، گنبدکاووس، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : Samira.tajik28@gmail.com, Samira.tajiknezhad@gonbad.ac.ir

چکیده

به‌منظور بررسی اثر پلاسمای سرد بر بهبود جوانه‌زنی بذر خارشتر(*Alhagi maurorum*) آزمایشی در قالب طرح کاملا تصادفی با ۱۶ تیمار در سه تکرار به‌صورت فاکتوریل انجام شد. فاکتور اول شامل تیمار مستقیم بذر با پلاسما در هفت زمان (۳۰ ثانیه، ۱، ۲، ۳، ۴، ۶ و ۹دقیقه) به همراه دو شاهد و فاکتور دوم شامل تیمار غیرمستقیم (آبیاری با آب پلاسما دیده) بود. نتایج نشان داد که پلاسمای سرد با افزایش نفوذپزیری پوسته بذر و تحریک آنزیم‌های رشدی، موجب بهبود در سرعت و درصد جوانه‌زنی شد. به‌طوری‌که در گروه آبیاری با آب مقطر، تیمار ۲ دقیقه (۳۶/۶۶٪) بیشترین درصد جوانه‌زنی را نسبت به شاهد (۳۰٪) نشان داد، در حالی که تیمار ۱ دقیقه کمترین میانگین زمان جوانه‌زنی (۳/۴۴) را در مقایسه با شاهد (۶/۷۷) ایجاد کرد. در گروه آبیاری با آب پلاسمادیده، تیمار ۱ و ۴ دقیقه (۴/۷۵) میانگین زمان جوانه‌زنی کمتری در مقایسه با شاهد (۵/۳۱) و تیمار ۴ دقیقه درصد جوانه‌زنی بالاتری (۳۳/۳۳٪) نسبت به شاهد (۲۸/۳۳٪) نشان داد. به طور کلی، تیمارهای پلاسما، به‌ویژه در ترکیب با آب پلاسمادیده، اثر مطلوبی بر بهبود شاخص‌های جوانه‌زنی داشتند.

کلید واژه: خارشتر، جوانه‌زنی، پلاسمای سرد

Study on the Effect of Cold plasma on the Germination performance of *Alhagi maurorum* Seeds

Shima Gharahseflou [1], Majid Mohammad-Esmaeili [2], Samira Tajiknezhad [3], Elham Amini [4], Mojtaba Kashani [5]

[1] M.Sc. Student in Plant Biology, Department of Biology, Faculty of Basic Sciences, Gonbad Kavous University, Gonbad kavous, Iran
[2] Department of Rangeland and Watershed Management, Faculty of Agriculture and Natural Resources, Gonbad Kavous University, Gonbad kavous, Iran
[3] Department of Physics, Faculty of Science, Gonbad Kavous University, Gonbad Kavous, Iran
[4] Department of Biology, Faculty of Basic Sciences, Gonbad Kavous University, Gonbad Kavous, Iran
[5] Department of Statistics and mathematics, Faculty of Basic Sciences and Engineering, Gonbad Kavous University, Gonbad Kavous, Iran
*corresponding e-mail: Samira.tajik28@gmail.com, Samira.tajiknezhad@gonbad.ac.ir

Abstract

To investigate the effect of cold plasma on improving seed germination of camelthorn (*Alhagi maurorum*), an experiment was conducted in a completely randomized design with 16 treatments in three replications, arranged factorially. The first factor included direct plasma treatment of seeds at seven exposure times (30 seconds, 1, 2, 3, 4, 6, and 9 minutes) along with two control groups, and the second factor included indirect treatment (irrigation with plasma-activated water and distilled water). The results showed that in the distilled water irrigation group, the 2-minute treatment showed the highest germination percentage (36.66%) compared to the control (30%), while the 1-minute treatment produced the lowest average germination time (3.44) compared to the control (6.77). In the plasma-treated water irrigation group, the 4-minute treatment showed a lower average germination time (4.75) compared to the control (5.31) and a higher germination percentage (33.33%) compared to the control (28.33%). In general, plasma treatments, especially in combination with plasma-treated water, had a favorable effect on improving germination indices.

Keywords: *Alhagi maurorum*, Cold plasma, Germination

مقدمه

خارشتر *(Alhagi camelorum)* به‌عنوان یک گیاه مرتعی، فرم بوته‌ای و نیمه‌درختچه‌ای دارد (Cirrus et al., 2019). این گونه با تثبیت نیتروژن و افزایش حاصلخیزی خاک، به تأمین بخشی از نیازهای پروتئینی نشخوارکنندگان کمک می‌کند. ترکیبات فنولی آن نیز قابلیت هضم گیاه و عملکرد میکروارگانیسم‌های روده را بهبود می‌بخشد (Mokhtarpour & Jahantigh, 2023). با این حال، بذرهای خارشتر ضخیم و نفوذناپذیر هستند و همین امر موجب جوانه‌زنی ضعیف و کاهش یکنواختی این گیاه می‌شود (Pirasteh-Anosheh et al., 2017). از این رو برای دستیابی به جوانه‌زنی موثر، به‌کارگیری تیمارهای مناسب جهت شکست خواب بذر، امری ضروریست. اکثر روش‌های فیزیکی و شیمیایی معمولا زمان‌بر، پرهزینه و دارای بقایای شیمیایی هستند؛ بنابراین به کارگیری روش‌های نوین زمینه را برای بهبود کیفیت جوانه‌زنی، افزایش بازده تولید و استفاده بهینه از منابع را فراهم می‌سازد. پلاسمای سرد، به‌عنوان یک فناوری نوین و غیرحرارتی، می‌تولند در حوزه کشاورزی نقش مهمی در بهبود جوانه‌زنی بذر، تقویت فرآیندهای رشد و ارتقای عملکرد گیاه لیفا کند (Cherukuri et al., 2022). همچنین، به دلیل خواص ضدمیکروبی، رویکردی سازگار با محیط زیست برای کنترل آفات و بیماری‌ها ارائه می‌دهد (Konchekov et al., 2023). علاوه بر این یکی از روش‌های نوظهور در این حوزه، استفاده از آب فعال شده با پلاسمای سرد است که با تولید گونه‌های واکنشگر و اثر ضدعفونی‌کننده، فرآیند جوانه‌زنی و رشد گیاه را تقویت می‌کند (Darmanina et al., 2020). برای مثال در یک پژوهشی مشاهده شد که پیش‌تیمار بذرهای مارچوبه وحشی با پلاسمای سرد به مدت ۱ دقیقه، جذب آب را افزایش داده و درصد جوانه‌زنی را تا ۱۵٪ بهبود بخشید و زمان لازم برای رسیدن به نیمه حداکثر درصد جوانه‌زنی را در پنج روز کاهش داد (Porto et al., 2019). همچنین، استفاده از آب فعال شده با پلاسما موجب افزایش درصد و سرعت جوانه‌زنی و رشد اولیه بذر تربچه شد و تفاوت معنی‌داری نسبت به شاهد نشان داد (Shetab Bushehri et al., 2019).

مواد و روش ها

در این پژوهش بذرهای خارشتر از مرکز معتبر تهیه و ضدعفونی شدند. آزمون به‌صورت فاکتوریل در قالب طرح کاملا تصادفی با دو گروه شاهد و دو تیمارتابش به‌صورت مستقیم و غیرمستقیم (آبیاری با آب پلاسما دیده) اجرا شد. ۱۶ تیمار در سه تکرار (هر تکرار شامل ۲۰ بذر) به‌مدت ۳۰ ثانیه، ۱، ۲، ۳، ۴، ۶ و ۹ دقیقه تحت پردازش پلاسما قرار گرفتند. در تیمار مستقیم، بذرها مستقیماً در معرض پلاسمای سرد اتمسفری حاصل از راکتور تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) قرار گرفتند. این سامانه قادر به تولید پلاسما با ولتاژ پالسی DC تا میزان حداکثر ۳۵ کیلوولت است. در این آزمایش از ولتاژ ۲۱ کیلوولت و فرکانس ۵۰ هرتز استفاده شد. الکترودها از جنس استیل ضدزنگ با قطر ۱۵ سانتی‌متر و فاصله قابل تنظیم بودند. گاز ورودی هوای محیط با دمای ۲۷ درجه و فشار یک اتمسفر به‌کار گرفته شد. برای تیمار غیرمستقیم، از آب فعال‌شده توسط پلاسما (PAW) استفاده شد. در این روش، آب مقطر توسط دستگاه تخلیه کرونای پلاسما با بیشینه توان ۵۰۰ وات، ولتاژ ۲۰ کیلوولت و جریان کاری ۲۰ میلی‌آمپر در معرض پلاسما قرار گرفت شکل(۱).

شکل(۱) نمایی از فرآیند تولید آب فعال شده با پلاسما

گاز مصرفی در این سیستم نیز هوای محیط بود. پس از اعمال تیمارها، بذرها درون پتری‌دیش‌ها کشت شدند به طوریکه برای هر یک از تیمارهای مستقیم، سه تکرار با آب مقطر و سه تکرار با آب فعال شده با پلاسما آبیاری شدند. سپس نمونه‌ها در اتاقک رشد با دمای ۲۵ درجه، رطوبت نسبی ۵۰٪ و چرخه ی نوری ۱۶ ساعت روشنایی و ۸ ساعت تاریکی به‌مدت ۱۴ روز نگهداری شدند و روزانه جوانه‌زنی آن‌ها بررسی و ثبت شد. پس از پایان دوره درصد جوانه‌زنی نهایی با استفاده از رابطه (۱) محاسبه گردید:

$$G\% = \frac{N \times 100}{Nt}$$ رابطه(۱)

همچنین میانگین زمان جوانه‌زنی با استفاده از رابطه (۲) محاسبه گردید:

رابطه(۲) $$MGT=\frac{\sum(n\times D)}{N}$$

n= تعداد بذرهای جوانه‌زده در انتهای آزمایش

Nt= تعداد کل دانه‌ها

N= تعداد کل بذرهای جوانه‌زده در انتهای آزمایش

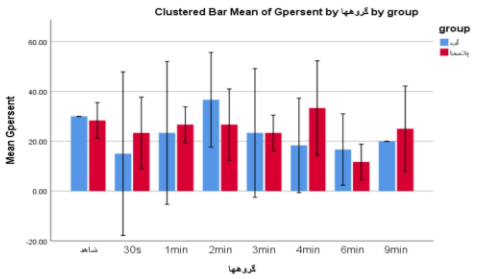
D= تعداد روز از شروع آزمایش

بحث

بررسی میانگین‌ها به منظور ارزیابی درصد جوانه‌زنی درگیاه خارشتر نشان داد که در گروه آب مقطر، تنها تیمار ۲ دقیقه (۳۶/۶۶) موجب افزایش درصد جوانه‌زنی نسبت به شاهد (۳۰/۰۰) شد. در گروه آب پلاسما نیز تنها تیمار ۴ دقیقه (۳۳/۳۳) افزایش درصد جوانه‌زنی را در مقایسه با شاهد (۲۸/۳۳) ایجاد کرد جدول (۱). همچنین مقایسه میانگین درصد جوانه‌زنی گروه‌های آب مقطر و آب پلاسما در هر تیمار نشان داد که در زمان ۳ دقیقه اثرگذاری هردو گروه تقریبا برابر بود. همچنین در تیمارهای ۲ و ۶ دقیقه، آب مقطر عملکرد بهتری نسبت به آب پلاسما داشت؛ درحالی که در تیمارهای۳۰ ثانیه، ۱، ۴ و ۹ دقیقه، آب پلاسما درصد جوانه زنی بالاتری را ایجاد کرد، شکل(۲).

جدول (۱): میانگین (± خطای استاندارد) درصد جوانه‌زنی بذرخارشتر در تیمارهای مختلف پلاسما

TIME (Min)	DW G% mean ±SE	PAW G% mean ± SE
0	30.000 ± 0.000	28.333 ± 1.666
0.5	15.000 ± 7.637	23.333 ± 3.333
1	23.333 ± 6.666	26.666 ± 1.666
2	36.666 ± 4.409	26.666 ± 3.333
3	23.333 ± 6.009	23.333 ± 1.666
4	18.333 ± 4.409	33.333 ± 4.409
6	16.666 ± 3.333	11.666 ± 1.666
9	21.666 ± 1.666	25.000 ± 7.637

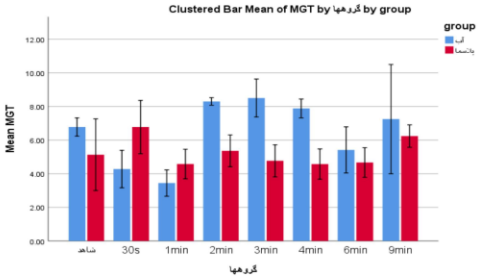


شکل(۲) مقایسه میانگین درصد جوانه‌زنی بذر خارشتر در تیمارهای مختلف پلاسما

نتایج میانگین‌ها جهت بررسی زمان جوانه‌زنی هر تیمار نشان داد که در گروه آب مقطر، بیشترین کاهش زمان جوانه زنی در تیمار ۱ دقیقه (۳/۴۴) نسبت به شاهد (۶/۷۷) مشاهده شد. در گروه آب پلاسما، سریع ترین جوانه زنی در مقایسه با شاهد (۵/۱۳) مربوط به تیمار ۴ و ۱ دقیقه (۴/۵۷) بود، جدول(۲). مقایسه میانگین زمان جوانه‌زنی تیمارها بین گروه‌های آب مقطر و آب پلاسما نشان داد که در تیمارهای ۳۰ ثانیه و ۱ دقیقه اثرگذاری آب مقطر در کاهش زمان جوانه‌زنی بیشتر از آب پلاسما بوده است؛ در حالی‌که در زمان های ۲، ۳، ۴، ۶ و ۹ دقیقه، آب پلاسما تاثیر بیشتری در کاهش زمان رشد گیاه نسبت به آب مقطر داشته است شکل (۳).

جدول (۲): میانگین (± خطای استاندارد) زمان جوانه‌زنی در تیمارهای مختلف پلاسما

TIME (Min)	DW G% mean ±SE	PAW G% mean ± SE
0	6.776 ± 0.546	5.130 ± 2.131
0.5	4.707 ± 0.898	6.776 ± 1.586
1	3.443 ± 0.784	4.576 ± 0.878
2	8.300 ± 0.225	5.360 ± 0.946
3	8.300 ± 0.225	4.766 ± 0.956
4	7.883 ± 0.560	4.573 ± 0.900
6	5.416 ± 1.371	4.666 ± 0.881
9	7.100 ± 1.882	6.053 ± 0.904



شکل (۳) مقایسه میانگین زمان جوانه‌زنی بذر خارشتر در تیمارهای مختلف پلاسما

اثر مثبت پلاسمای سرد می تواند به دلیل حضور گونه‌های فعال مانند دی‌اکسید نیتروژن، نیترات و نیتریت و همچنین ایجاد تغییرات سطحی در پوشش بذر باشد که باعث تسهیل جذب آب و افزایش سرعت جوانه‌زنی می شود (Ling et al., 2014). نتایج این تحقیق با یافته‌های پژوهش‌های پیشین هم‌راستا است و نشان می‌دهد که پلاسما، به‌ویژه در بذرهای دارای پوسته سخت، می‌تواند فرآیند جوانه‌زنی را به‌طور مؤثر تسهیل کند. برای نمونه،

در یکی از پژوهش‌های اخیر اثرات پلاسمای DBD و آب فعال‌شده با پلاسما (PAW) بر جوانه‌زنی و رشد اولیه ذرت بررسی شد. نتایج نشان داد که تیمار با پلاسمای DBD، درصد جوانه‌زنی را تا ۹۰٪ افزایش داده و زمان میانه جوانه‌زنی را ۳۷.۵٪ کاهش می‌دهد (Kamseu-Mogo et al., 2024). همچنین، تیمار بذرهای لوبیا چشم بلبلی با پلاسما به مدت ۲ دقیقه پیش از کاشت، سرعت و درصد جوانه‌زنی را افزایش داد. این تیمار علاوه بر بهبود عملکرد کلی گیاه حتی در شرایط شوری بالا، کیفیت خوراک حاصل را نیز ارتقا داد که می‌تواند مزایای مستقیمی برای تغذیه دام و انسان فراهم کند (Saudy et al., 2025).

نتیجه‌گیری

نتایج این پژوهش نشان داد که تیمار پلاسمای سرد، چه به‌صورت مستقیم و چه غیرمستقیم (آبیاری با آب پلاسما دیده) می‌تواند به‌طور موثری باعث بهبود پارامترهای جوانه‌زنی بذر خارشتر شود. در گروه آبیاری با آب مقطر، تیمارهای ۱ و ۲ دقیقه به‌ترتیب موجب کاهش زمان جوانه‌زنی و افزایش درصد جوانه‌زنی نسبت به شاهد شدند. همچنین در گروه آبیاری شده با آب پلاسما، تیمار ۱ و ۴ دقیقه باعث کاهش زمان جوانه‌زنی و تیمار ۴ دقیقه افزایش درصد جوانه‌زنی نسبت به شاهد را نشان داد. به طورکلی مقایسه‌ی بین دو گروه نشان داد که آب پلاسما عملکرد بهتری نسبت به آب مقطر داشته است بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که استفاده از پلاسمای سرد، به ویژه در ترکیب با آب پلاسما، به احتمال زیاد می‌تواند روشی موثر برای بهبود پارامترهای جوانه‌زنی بذر گیاهان با پوسته‌ی سخت باشد. این امر نه تنها در بازسازی مراتع و افزایش تولید علوفه مؤثر است، بلکه می تواند در مدیریت منابع طبیعی و توسعه کشاورزی پایدار نیز نقش مهمی ایفا کند.

مرجع ها

Cirrus, A., Goodarzi, D., Jahangiri, E. (2019). *Effects of burning sweat on the removal of ureter stones*. Journal of Arak University of Medical Sciences, 13, 505-562. (in Persian).

Konchekov, E. M., Gusein-zade, N., Burmistrov, D. E., Kolik, L. V., Dorokhov, A.S., Izmailov, A. Y., Shokri, B., & Gudkov, S. V. (2023). Advancements in plasma agriculture: A review of recent studies. International Journal of Molecular Sciences, 24, 15093.

Darmanina, M., Kozak, D., Malliaa, J. D. O., Blundelld, R., Gattb, R., & Valdramidis, V. P. (2020). Generation of plasma functionalized water: Antimicrobial assessment and impact on seed germination. *Food Control 113: 107168.*

Kamseu-Mogo, J.-P., Soulier, M., Kamgang-Youbi, G., Mafouasson, H. N. A., & Dufour, T. (2024). Advancements in maize cultivation: Synergistic effects of dry atmospheric plasma combined with plasma-activated water. Journal of Physics D: Applied Physics, 58(5), 055201.

Ling, L., Jiafeng, J., Jiangang, L., Minchong, S., Xin, H., Hanliang, S., & Yuanhua, D. (2014). Effects of cold plasma treatment on seed germination and seedling growth of soybean. *Scientific Reports 4: 5859.*

Mokhtarpour, A., & Jahantigh, M. (2023). Feed intake, ruminal fermentation, blood metabolites and growth performance of lambs fed on camelthorn (*Alhagi camelorum* Fisch.) based diets. *Agriculturae Conspectus Scientificus*, 88(2), 157-164.

Pirasteh-Anosheh , H., Ranjbar, G., Emam, Y., & Hashemi, S. E. (2017). Forage production of *Alhagi* using saline water and soil. Paper presented at National Haloculture Congress, Yazd, Iran. (In Persian, With English abstract).

Porto, C. L., Sergio, L., Boari, F., Logrieco, A. F., & Cantore , V. (2019). Cold plasma pretreatment improves the germination of wild asparagus (Asparagus acutifolius L.) seeds. *Scientia Horticulturae*, *256*, 108554.

Shetab Bushehri, S. M., Abbaszadeh, R., & Sarami, S. (2019), The effect of plasma activated water on the percentage and speed of seed germination and early stem growth. *7th Plasma Engineering and physics Conference*, 17-18 July, Shahrood University of Technology, Shahrood, Iran, pp. 101-104. (in Persian).

Saudy, H. S., Hamed, M. F., Abd El-Mageed, T. A., El-Bordeny, N. E., Madkour, M. A., Shokry, M. H., Gouda, G. F., Jaremko, M., Emwas, A., & Elgendy, A. T. (2025). Utilization of plasma as an ameliorator for forage productivity and in vitro traits of cowpea cultivated in salty soil. Scientific Reports, 15, 20322.

Cherukuri, S., Kumar, S. P. J., Chintagunta, A. D., Lichtfouse, E., Naik, B., P, R., Kumari, K., & Kumar, S. (2022). Non-thermal plasmas for disease control and abiotic stress management in plants. Environmental Chemistry Letters, 20, 2135–2164.

Paper ID: P8-18

مقایسه اثر برهمکنش پلاسماهای سرد اتمسفری با محلول متیل اورانژ

ترگل نقیب زاده[1*]، فاطمه بهارلونژاد[1]، محمدعلی محمدی[1]
[1] دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : t_naghibzadeh@yahoo.com

چکیده

در این پژوهش برهمکنش پلاسمای سرد فشار اتمسفری گازهای نیتروژن، آرگون و هوا حاصل از تخلیه الکتریکی تابان جریان مستقیم با محلول متیل اورانژ، روند تغییرات pH و طیف جذب مرئی- فرابنفش در مدت زمان ۳۹۰s مورد بررسی قرار گرفت. مشاهده شد که رنگ محلول در هر سه نمونه از زرد در محدوده خنثی به نارنجی پررنگ در محدوده اسیدی تغییر یافت. این نشان دهنده ویژگی کاهندگی pH پلاسماهای کاربردی در برهمکنش با محلول متیل اورانژ از طریق تولید مقدار قابل توجه یون‌های هیدروژن در مقایسه با غلظت یون‌های هیدروکسید تولید شده بود. بررسی داده‌های به دست آمده از طیف‌سنجی نشان داد که تخلیه الکتریکی داخل محلول باعث جابجایی طول موج‌های بیشینه جذب به سمت طول موج‌های بلندتر و انتقال به سرخ شد که با تغییر رنگ و pH محلول در طی آزمایش همخوانی داشت.

کلید واژه: برهمکنش، پلاسما، متیل اورانژ.

Comparing the effect of the cold atmospheric plasmas interaction with methyl orange solution

Targol Naghibzadeh [1*], Fatemeh Baharlounezhad [1], Mohammad Ali Mohammadi [1]
[1] Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran
*corresponding e-mail: t_naghibzadeh@yahoo.com

Abstract

In this study, the interaction of atmospheric pressure cold plasma generated from nitrogen, argon, and air gas resulting from a direct current glow discharge with a methyl orange solution was investigated. The trend of pH changes and the ultraviolet -visible absorption spectrum were investigated at 390s. It was observed that the color of the solution in all three samples changed from yellow in the neutral range to deep orange in the acidic range. This indicated the pH-reducing property of the applied plasmas interaction with methyl orange solution through the production of a significant amount of hydrogen ions compared to the concentration of hydroxide ions. Analysis of spectroscopy results showed that the electrical discharge in the methyl orange solution caused a red shift towards longer wavelengths in the maximum absorption wavelengths. It was consistent with the change in color and pH of the solution during the experiment.

Keywords: Interaction, methyl orange, plasma.

مقدمه

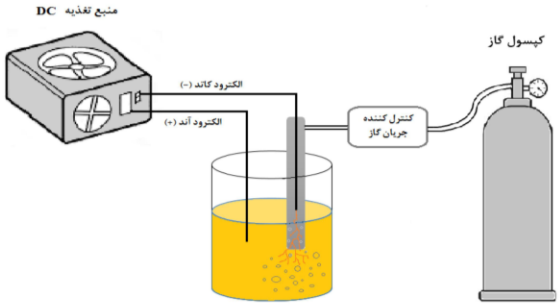
پلاسما به عنوان چهارمین حالت ماده، گازی به طور جزئی یا کاملاً یونیزه متشکل از ذرات مختلفی مانند الکترون، یون، اتم و مولکول است. برای توصیف کمی پلاسما معمولاً از اصطلاح دما استفاده می‌شود که در تعادل حرارتی میان تمام اجزای آن، پلاسمای حرارتی (TP) و در اختلاف دما میان الکترون و سایر ذرات آن (یون‌ها، اتم‌ها و مولکول‌ها) پلاسمای غیر حرارتی (NTP) نامیده می‌شود [۱]. دمای الکترون‌ها به طور معمول از ۱-۲۰eV متغیر است. این الکترون‌های بسیار پرانرژی، رادیکال‌های آزادی را از مولکول‌های مادر در فرآیندهای فیزیکی و شیمیایی چند مرحله‌ای تولید می‌کنند که با آلاینده‌ها واکنش نشان می‌دهند و آن‌ها را تجزیه می‌کنند تا محصولات حاصل از تجزیه را تولید کنند [۲].

متیل اورانژ (MO) با فرمول شیمیایی $C_{۱۴}H_{۱۴}N_{۳}NaO_{۳}S$ و جرم مولی ۳۲۷/۳۳g/mol یک شناساگر pH است که به دلیل حضور گروه $SO_{۳}$ محلول در آب می‌باشد. این ماده به دلیل تنوع رنگی مشخص در مقادیر مختلف pH اغلب در تیتراسیون استفاده می‌شود. از آنجایی که در pKa یک اسید با قدرت متوسط تغییر رنگ می‌دهد، معمولاً در تیتراسیون اسیدها مورد استفاده قرار می‌گیرد. تغییر رنگ متیل اورانژ در محلول اسیدی به بازی از رنگ قرمز به نارنجی و در نهایت به زرد تبدیل می‌شود. به این معنا که بر خلاف یک نشانگر جهانی، متیل اورانژ طیف کاملی از تغییر رنگ را ندارد، اما نقطه پایانی تیز دارد [۳].

در این پژوهش اثر برهمکنش پلاسماهای سرد اتمسفری سه گاز آرگون، نیتروژن و هوا، بر pH و طیف جذب مرئی-فرابنفش محلول متیل اورانژ مورد بررسی قرار گرفت.

مواد و روش‌ها

مطابق شکل ۱، ظرفی به حجم ۱۰۰mL مورد استفاده قرار گرفت که با محلول متیل اورانژ به غلظت ۲۰ppm پر شده بود.



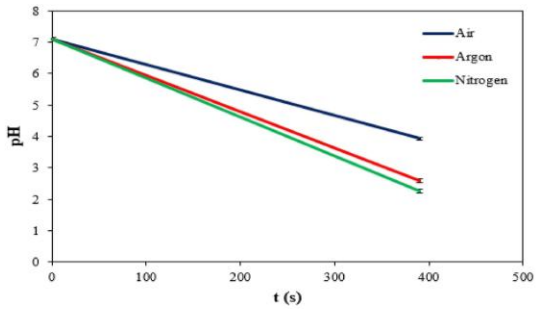
شکل ۱. مجموعه آزمایشی مورد استفاده.

از دو الکترود تنگستنی به قطر ۲mm استفاده شد که الکترود کاتد داخل لوله سرامیکی به گونه‌ای تعبیه شد که از انتهای لوله به اندازه ۱cm فاصله داشت. الکترود آند داخل محلول قرار گرفت. گاز کاری با سرعت جریان ۵۰sccm از قسمت بالایی لوله سرامیکی جریان یافت و با اعمال اختلاف پتانسیل بالا توسط یک منبع تغذیه DC در ولتاژ ۸kV و با شدت جریان ۱/۲mA، پلاسما در شرایط استاندارد، در دمای اتاق و فشار اتمسفری و در ناحیه بین انتهای کاتد و لوله سرامیکی تشکیل و داخل مایع شد. آزمایش در مدت زمان ۳۹۰s با تکرار سه مرتبه در هر گاز انجام شد. در رسم

نمودار طیف جذب، نزدیک‌ترین حالت به میانگین pH انتخاب شد. مقادیر عددی pH محلول‌ها با pH متر رومیزی (WTW Lab-pH Meter inoLab® pH 7110) و طیف جذب مرئی- فرابنفش تمام نمونه‌ها با طیف سنج ساخت شرکت Analytik Jena به دست آمد.

بحث

در برهمکنش پلاسما با محلول متیل اورانژ، پلاسما می‌تواند مولکول‌های موجود در محلول را یونیزه کند. این یونیزاسیون می‌تواند باعث ایجاد رادیکال‌های آزاد، الکترون‌ها یا یون‌های جدیدی شود که با مولکول‌های متیل اورانژ واکنش دهند و ترکیبات جدیدی را تولید کنند. این واکنش‌ها ممکن است منجر به تغییر در ساختار شیمیایی متیل اورانژ و در نتیجه تغییر رنگ و pH آن شوند. اگر یون‌های هیدروکسید بسیاری تولید شوند، pH محلول افزایش یافته و رنگ متیل اورانژ به زرد تغییر خواهد کرد و اگر یون‌های هیدروژن زیادی تولید شوند، pH کاهش یافته و رنگ متیل اورانژ به قرمز تغییر می‌کند. داده‌های حاصل از اندازه‌گیری pH محلول متیل اورانژ در برهمکنش با پلاسماهای آرگون، نیتروژن و هوا پس از مدت زمان ۳۹۰s در شکل ۲ ارائه شدند.



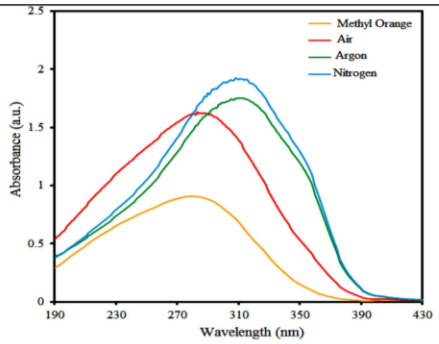
شکل ۲. تغییرات pH محلول متیل اورانژ در برهمکنش با پلاسماهای آرگون، نیتروژن و هوا پس از مدت زمان ۳۹۰s.

بیشترین کاهش pH در محلول متیل اورانژ در برهمکنش با پلاسماهای به ترتیب نیتروژن و آرگون مشاهده شد. این کاهش pH به دلیل تولید یون‌های هیدروژن و رادیکال‌های آزاد در دماهای بالا در پلاسماهای نیتروژن و آرگون است که می‌تواند به شدت بر روی ساختار متیل اورانژ تأثیر بگذارد [۴]. کمترین کاهش pH در برهمکنش با پلاسمای هوا مشاهده شد که می‌تواند ناشی از ترکیب پایدار نیتروژن و اکسیژن در هوا باشد که باعث کاهش فعالیت شیمیایی و در نتیجه کاهش کمتر pH می‌شود [۴].

انتقال به سرخ، به تغییر طول موج نور منتشر یا جذب شده توسط یک ماده اشاره دارد. در مورد برهمکنش پلاسماها با محلول‌های رنگی مانند متیل اورانژ، این تغییرات می‌تواند ناشی از تغییرات در انرژی الکترونی یا انتقال الکترونی باشد. در مولکول‌های رنگی همچون متیل اورانژ، الکترون‌ها می‌توانند در حالت‌های انرژی مختلف وجود داشته باشند. زمانی که پلاسما با این مولکول‌ها برهمکنش می‌کند، ممکن

است انرژی الکترون‌ها تغییر نماید. این تغییر انرژی می‌تواند باعث انتقال الکترون‌ها از حالت‌های انرژی پایین به حالت‌های بالاتر شود. هنگامی که الکترون‌ها به حالت‌های بالاتر منتقل می‌شوند در بازگشت به حالت‌های پایین‌تر، انرژی اضافی را به صورت نور منتشر می‌کنند. اگر این نور در طول موج‌های بلندتر باشد، انتقال به سرخ مشاهده می‌شود [۵]. انتقال الکترونی به معنای جابجایی الکترون‌ها میان اتم‌ها و یا مولکول‌ها می‌باشد. در حضور پلاسما، شرایط محیطی می‌تواند باعث افزایش فعالیت‌های شیمیایی و انتقال الکترونی گردد. این انتقالات می‌توانند منجر به تغییرات در جذب یا انتشار نور توسط مولکول‌ها شوند. برای مثال، اگر یک مولکول متیل اورانژ تحت تأثیر رادیکال‌های آزاد یا یون‌های موجود در پلاسما قرار گیرد، ممکن است ساختار آن تغییر کند و این تغییرات می‌تواند به انتقال طول موج منجر شود.

تغییرات بیشینه جذب در طیف جذب مرئی- فرابنفش محلول متیل اورانژ در برهمکنش با پلاسماهای آرگون، نیتروژن و هوا پس از مدت زمان ۳۹۰s در شکل ۳ نشان داده شده است. بیشترین تغییرات به سمت انتقال به سرخ نیز در برهمکنش با پلاسماهای نیتروژن و آرگون مشاهده شد. این امر ناشی از دما و انرژی بالای پلاسماهای نیتروژن و آرگون ناشی از یونیزاسیون است که منجر به تولید رادیکال‌های آزاد بیشتری می‌شود که باعث تغییرات ساختاری در مولکول و تغییرات رنگی و pH متیل اورانژ می‌گردد. کمترین انتقال به سرخ مربوط به پلاسمای هوا با پایداری بیشتر بود که فعالیت شیمیایی کمتری را نشان داد.



شکل ۳. تغییرات بیشینه جذب در طیف جذب مرئی- فرابنفش محلول متیل اورانژ در برهمکنش با پلاسماهای آرگون، نیتروژن و هوا پس از مدت زمان ۳۹۰s.

نتیجه‌گیری

با تغییر ساختار شیمیایی متیل اورانژ در اثر برهمکنش آن با پلاسما، pH محلول کاهش یافته و تغییر رنگ از محدوده زرد به نارنجی رخ داد. کاهش pH در پلاسمای نیتروژن و آرگون بیشتر از هوا بود. با توجه به این که pH پایین موجب تسهیل واکنش‌های نیتروژن فعال می‌شود، تخریب رنگ (ساختار) در شرایط اسیدی سریع‌تر و مؤثرتر رخ می‌دهد [۶]. تفاوت‌های مشاهده شده در انتقال به سرخ‌ها به دلیل طبیعت شیمیایی و فیزیکی گازها و نحوه برهمکنش آن‌ها با نور و مواد دیگر بود. به طور کلی، کمترین انتقال به سرخ در برهمکنش پلاسمای هوا به دلیل ترکیب شیمیایی پایدارتر و دماهای پایین‌تر بود، در حالی که بیشترین انتقال به سرخ در نیتروژن و آرگون ناشی از یونیزاسیون قوی‌تر، انتقال انرژی و فعالیت شیمیایی بیشتر و دماهای بالاتر بود که منجر به واکنش‌های قوی‌تری با محلول متیل اورانژ شد. یکی از

کاربردهای این روش، تصفیه پساب‌های صنعتی رنگی حاصل از صنایعی همچون نساجی، رنگ‌سازی، کاغذ و چاپ است که با توجه به هزینه بالای پاک‌سازی به روش‌های متداول، به‌عنوان راهکاری مقرون به صرفه‌تر مطرح می‌شود [۶].

مرجع‌ها

[1] Kim, H., (2004). Nonthermal Plasma Processing for Air-Pollution Control: A Historical Review, Current Issues, and Future Prospects. *Plasma Processes and Polymer*, 1, 91–110.

[۲] شاه‌رسائی، لعیا، ۱۴۰۰. نگرشی بر پلاسماهای غیرحرارتی، روش‌های تولید و کاربردها. انتشارات چلچله.

[3] Sandberg, R., Henderson, G., White, R., Eyring, E., (1972). Kinetics of Acid Dissociation-Ion Recombination of Aquoeus Methyl Orange. *The Journal of Physical Chemistry*, 76, 26.

[4] Kim, D., Lee, B., Park, D., (2019). Anodizing Behavior of Copper by Plasma Electrolysis in Deionized Water as a Sole Electrolyte. *Journal of the Electrochemical Society,* 166, C3200-C3206.

[5] Haq, S., et al. (2022). A Novel Shift in the Absorbance Maxima of Methyl Orange with Calcination Temperature of Green Tin Dioxide Nanoparticle-Induced Photocatalytic Activity. *Catalysts*, 12, 1397.

[6] Cadorin, B. M., Tralli, V. D., Ceriani, E., de Brito Benetoli, L. O., Marotta, E., Ceretta, C., ... & Paradisi, C. (2015). Treatment of methyl orange by nitrogen non-thermal plasma in a corona reactor: the role of reactive nitrogen species. *Journal of hazardous materials*, *300*, 754-764.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-21

بررسی انتشار پرتو میکروموج در یک پلاسمای متناهی برخوردی جهت استفاده در سیستم‌های تشخیصی میکروموج

احسان اله نوری[1*]

[1] پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران

* نویسنده مسئول: ehssan.noori@gmail.com

کلید واژه: سیستم‌های تشخیصی میکروموج، پلاسمای برخوردی، میرایی موج

چکیده

سیستمهای تشخیصی مبتنی بر انتشار پرتوهای میکروموج در داخل پلاسما مانند تداخل‌سنجی، بازتاب‌نگاری، قطبش سنجی و چرخش فاراده به عنوان ابزارهای تشخیصی مهم در اندازه‌گیری پارامترهای اساسی پلاسما مانند اندازه‌گیری چگالی الکترونی و تعیین افت و خیز پلاسما توسعه داده شده‌اند. به طور کلی، این سیستم‌ها معمولاً در محدوده فرکانس میکروموج و فرکانس قطع پلاسما فعالیت می‌کنند. اثرات برخوردی می‌تواند بر انتشار پرتو میکروموج در داخل پلاسمای مغناطیده تاثیرات قابل توجهی داشته باشد و اندازه‌گیری پارامترهای پلاسما را به ویژه در محدوده فرکانس قطع پلاسما دستخوش تغییر نماید. هدف این پژوهش، بررسی انتشار پرتو میکروموج در پلاسمای مغناطیده با میدان مغناطیسی خارجی و با در نظر گرفتن اثرات برخوردی بر انتشار پرتو میکروموج در محدوده فرکانس قطع جهت استفاده در سیستم‌های تشخیصی میکروموج مانند بازتاب‌نگاری میکروموج مد غیر عادی می‌باشد.

Investigation of microwave beam propagation in finite collisional plasma for use in microwave diagnostic systems

Ehsanollah Noori[1*]

[1] Plasma and nuclear fusion research school, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Atomic Energy Organization of Iran

*Corresponding author e-mail: ehssan.noori@gmail.com

Abstract

Diagnostic systems based on microwave propagation inside plasma, such as interferometry, reflectometry, polarimetry, and Faraday rotation, have been developed as important diagnostic tools for measuring fundamental plasma parameters such as electron density measurement and plasma oscillation determination. In general, these systems usually operate in the microwave frequency range and plasma cutoff frequency. Collisional effects can have significant effects on microwave propagation inside magnetized plasma and change the measurement of plasma parameters, especially in the plasma cutoff frequency range. The aim of this research is to investigate microwave propagation in magnetized plasma with an external magnetic field and to consider collisional effects on microwave propagation in the cutoff frequency range for use in microwave diagnostic systems such as extraordinary mode microwave reflectometry.

Keywords: Microwave plasma diagnostics systems, Collisional plasma, Wave attenuation

مقدمه

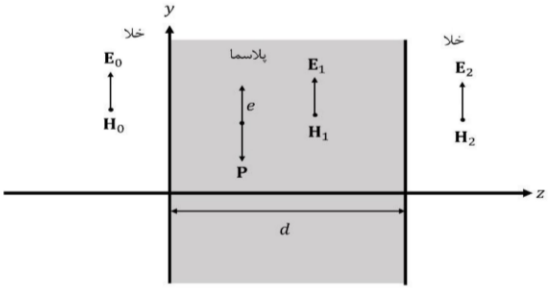
در بسیاری از مطالعات تجربی پلاسما، استفاده از روش‌های تشخیصی غیر تماسی پلاسما مبتنی بر برهمکنش امواج الکترومغناطیس با پلاسما کاربرد بسیار گسترده‌ای دارد. عمده روش‌های تشخیصی به صورت غیر تهاجمی (غیر مخرب) بوده و اندازه‌گیری پارامترهای پلاسما را با بیشترین دقت امکان‌پذیر می‌نمایند [۱ و ۲]. در مورد پلاسمای مغناطیده با میدان مغناطیسی خارجی استفاده از روش‌های مبتنی بر انتشار پرتو میکروموج در پلاسما مانند قطبش‌نگاری میکروموج و چرخش فاراده جهت تعیین چگالی پلاسما و بررسی تحول افت و خیز آن کاربرد زیادی دارند. با این حال، حضور میدان مغناطیایی خارجی، تعامل موج با پلاسما را پیچیده می‌کند و نیازمند توسعه مدل‌های نظری پیشرفته و تکنیک‌های تجربی خاص است. بسته به میزان چگالی دمای الکترونی و فشار پلاسما، اثرات اتلافی ناشی از برخوردهای میان ذرات باردار، در انتشار امواج در محدوده فرکانسی رادیویی و میکروموج در داخل پلاسما اثر میگذارد. تأثیر برخورد اتلافی میان ذرات در هنگام انتشار پرتو میکروموج در داخل پلاسما، در رابطه با پلاسمای با چگالی متوسط مانند سامانه‌های تشخیصی میکروموج که در محدوده فرکانس قطع پلاسما عمل می‌کنند، از اهمیت بسیار زیادی برخوردار است [۱ و ۲]. در این مقاله نقش اثرات برخوردی در انتشار پرتو میکروموج در در پلاسمای غناطیده سرد برخوردی در محدوده فرکانس قطع مورد بررسی قرار می‌گیرد. به طور کلی، وجود میدان مغناطیسی خارجی باعث ناهمسانگردی تانسور دی‌الکتریک و در ترکیب با ساختار مرزی باعث هیبرید شدن مدها می‌شود. در این مقاله تمرکز اصلی بر انتشار امواج الکترومغناطیس در پلاسمای سرد با استفاده از مدل درود[1] (حل معادله حرکت) می‌باشد و بر همین اساس ضرایب انتشار و میرایی موج مورد بررسی قرار خواهند گرفت.

معادلات حاکم

برای بررسی بیشتر پدیده‌های موجود در انتشار امواج الکترومغناطیس در داخل پلاسما ی گذرا، لازم است تا معادلات پاشندگی امواج تحلیل و بررسی گردند. به طور کلی در بررسی برهمکنش امواج با پلاسما (در تقریب پلاسمای سرد)، پلاسما را می‌توان به صورت یک محیط پاشنده[2] متشکل از الکترون‌ها و یون‌هایی در نظر گرفت. از این رو، با درنظر گرفتن نحوه‌ی قطبش الکترون‌ها ویون‌ها در داخل پلاسما، می‌توان رابطه‌ی پاشندگی را به انتشار امواج در داخل پلاسما نسبت داد. به عنوان ساده‌ترین نمونه، برهمکنش یک موج تخت با ورقه‌ای از یک پلاسما با مرز مشخص، مانند آنچه که درشکل ۱ نشان داده شده است، را در نظر می‌گیریم.

[1] Drude model

[2] Dispersive medium



شکل ۱: موج تخت فرودی به نواری از پلاسما به طول d

در ادبیات مدل‌سازی ناحیه مرزی پلاسمای محصور دو رویکرد رایج وجود دارد که پیامدهای الکترودینامیکی متفاوتی به دنبال دارند. مرز تیز یا پله‌ای[3] که در آن چگالی الکترونی را تقریباً به‌صورت یک پله فرض می‌کنند و پروفیل رمپ[4] که در آن چگالی در ناحیه‌ای با پهنای مشخص به‌صورت پیوسته تغییر می‌کند. انتخاب هر یک از این مدل‌ها تعیین‌کننده همگنی/ناهمگنی فضای انتشار موج بوده و بنابراین نحوه تبدیل مدها، پراکندگی و جذب موج را به‌طور اساسی تغییر می‌دهد. از دیدگاه الکترومغناطیسی، مرز تیز به‌طور معمول موجب بازتاب مشخص و حساب‌شده‌ای می‌شود که می‌توان آن را با کاربرد شرایط مرزی فرنسل و محاسبه ضرایب بازتاب-انتقال بدست آورد.

بردار قطبش الکترونی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\mathbf{p} = -ne\mathbf{y} \qquad (۱)$$

که در آن n و $\boldsymbol{y}$ به ترتیب بیانگر تعداد الکترون‌ها در واحد حجم (چگالی الکترونی) و جابجایی (به صورت برداری) الکترون‌ها هستند. در حالت خطی و بدون جریان آزاد اضافی، با استفاده از قانون پیوستگی، چگالی جریان مقید را می‌توان به صورت $\mathbf{J} = -\frac{\partial \mathbf{P}}{\partial t}$ بیان نمود. در این صورت، معادلات ماکسول در داخل قالب پلاسما (فرض شبه خنثی بودن در داخل نوار پلاسما برقرار می‌باشد) به صورت زیر نوشته می‌شوند

$$\nabla \times \mathbf{H} = \frac{\partial}{\partial t}\left(\varepsilon_0 \mathbf{E} - ne\mathbf{y}\right) \qquad (۲)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\mu \frac{\partial \mathbf{H}}{\partial t} \qquad (۳)$$

با فرض بر اینکه تحول زمانی کمیت‌های فیزیکی به صورت $exp(i\omega t)$ باشد، با استفاده از معادلات ۲ و ۳، معادله موج مربوط به میدان الکتریکی به صورت زیر بیان می‌شود [۳]

$$\nabla^2 \mathbf{E} = \omega^2 \mu ne\mathbf{y} - \omega^2 \mu \varepsilon_0 \mathbf{E} \qquad (۴)$$

برای بررسی کامل‌تر مسئله، اثرات برخوردی نیز در نظر گرفته می‌شوند و در ادامه اعتبار در نظر گرفتن اثرات برخوردی بررسی خواهد شد. در محدوده‌ی فرکانسی میکروموج، معادلات حرکت الکترون‌ها در یک پلاسمای نیمه متناهی، با در نظر گرفتن میرایی برخوردی در پلاسما و میدان مغناطیسی خارجی، به صورت زیر توصیف می‌شود

[3] step boundary

[4] Ramped profile

$$\begin{aligned} \hat{\mathbf{e}}_x &: m\ddot{x} + m\delta\dot{x} + eE_x + e\left(\dot{y}\hat{\mathbf{e}}_y \times \mathbf{B}\right)_x = 0 \\ \hat{\mathbf{e}}_y &: m\ddot{y} + m\delta\dot{y} + eE_y - e\left(\dot{x}\hat{\mathbf{e}}_x \times \mathbf{B}\right)_y = 0 \end{aligned} \tag{۵}$$

که در آن δ به عنوان پارامتری جهت توصیف میرایی برخوردی معرفی شده است.

با ترکیب حل همزمان معادلات حرکت و معادلات ماکسول، می‌توان مؤلفه‌های تانسور رسانندگی (یا تانسور دی الکتریک) پلاسما را به دست آورد. به طور کلی، ضریب انتشار موج را می‌توان به صورت

$$\gamma = \alpha + i\beta \tag{۷}$$

در نظر گرفت که در آن پارامترهای α و β ترتیب عامل فاز و میرایی موج نامیده می‌شوند و با عنوان پارامترهای جذب (میرایی) و فاز موج الکترومغناطیس شناخته می‌شوند. در حالتی که میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی بر یکدیگر عمود باشند ($\mathbf{B} \perp \mathbf{E}$)، معادلات حرکت را می‌توان بر حسب ویژگی‌های دی الکتریک پلاسما، با در نظر گرفتن حرکت یون‌ها، بیان نمود. در این صورت ضریب انتشار موج به صورت زیر به دست خواهد آمد

$$\begin{aligned} \gamma = i\frac{\omega}{c}\Bigg[1 &- \frac{\omega_p^2}{\omega}\left(\frac{1}{\omega \pm (\omega_c + i\nu_c)}\right) \\ &- \frac{m}{M}\frac{\omega_p^2}{\omega}\left(\frac{1}{\omega + (\omega_i - i\nu_i)}\right)\Bigg]^{1/2} \end{aligned} \tag{۶}$$

معادله ۶ پارامتر γ را به عنوان تابعی از n ، ω_c و ν_c بیان می‌کند. در معادله بالا $\omega_c = eB/m$ و $\omega_i = ZeB/M$ به ترتیب بیان‌گر فرکانس سیکلوترونی الکترون و یون و M نیز نشان دهنده جرم یون می‌باشند. در محدوده فرکانسی میکروموج، نسبت ω_i/ω قابل چشم‌پوشی می‌باشد. بنابراین، با جدا کردن قسمت‌های حقیقی و موهومی رابطهٔ پاشندگی ۶، عامل فاز و میرایی موج به صورت زیر به دست می‌آیند

$$\alpha = \frac{\omega}{c}\left\{-\frac{1}{2}\left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\left(\frac{1 \pm \frac{\omega_c}{\omega}}{1 \pm 2\frac{\omega_c}{\omega} + \frac{\omega_c^2}{\omega^2} + \frac{\nu_c^2}{\omega^2}}\right)\right] + \frac{1}{2}\sqrt{\begin{aligned}&\left[1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\left(\frac{1 \pm \omega_c/\omega}{1 \pm 2\left(\omega_c/\omega\right) + \omega_c^2/\omega^2 + \nu_c^2/\omega^2}\right)\right]^2 \\ &+ \left[\frac{\left(\omega_p^2/\omega^2\right)\left(\nu_c^2/\omega^2\right)}{1 \pm 2\left(\omega_c/\omega\right) + \omega_c^2/\omega^2 + \nu_c^2/\omega^2}\right]^2\end{aligned}}\right\}^{1/2}$$

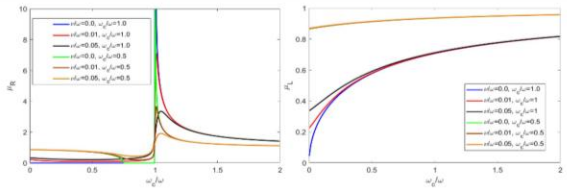
$$\beta = \frac{\omega}{c} \left\{ \frac{1}{2}\left[1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\left(\frac{1\pm\frac{\omega_c}{\omega}}{1\pm 2\frac{\omega_c}{\omega}+\frac{\omega_c^2}{\omega^2}+\frac{\nu_c^2}{\omega^2}}\right)\right] + \frac{1}{2}\sqrt{\left[1-\frac{\omega_p^2}{\omega^2}\left(\frac{1\pm \omega_c/\omega}{1\pm 2\left(\omega_c/\omega\right)+\omega_c^2/\omega^2+\nu_c^2/\omega^2}\right)\right]^2 + \left[\frac{\left(\omega_p^2/\omega^2\right)\left(\nu_c^2/\omega^2\right)}{1\pm 2\left(\omega_c/\omega\right)+\omega_c^2/\omega^2+\nu_c^2/\omega^2}\right]^2}\right\}^{1/2} \quad (۸)$$

بحث

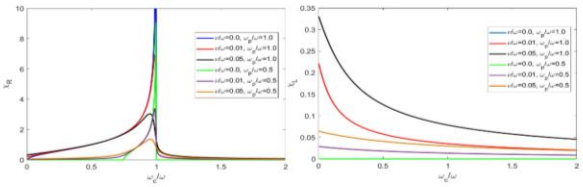
برای درک بهتر میزان نفوذ پرتو میکروموج در داخل پلاسما در نواحی فرکانسی معرفی شده پارامتر عمق پوسته به صورت زیر تعریف می‌شود

$$\mu = \frac{\omega}{c}\alpha \qquad \chi = \frac{\omega}{c}\beta \quad (۹)$$

در شکل‌های ۲ و ۳ تغییرات پارامترهای ضریب عبور و تضعیف موج نشان داده شده است.



شکل ۲. تغییرات عامل فاز موج و عمق پوسته به ازای مقادیر مختلف فرکانس برخورد در داخل پلاسما



شکل ۳. تغییرات عامل فاز موج و عمق پوسته به ازای مقادیر مختلف فرکانس برخورد در داخل پلاسما

با توجه به نمودارهای شکل‌ها، تغییرات پارامترهای عبور و تضعیف موج در چند ناحیه از اهمیت بیشتری برخوردار هستند. مؤلفه قطبش دایروی راستگرد در $\omega_c = \omega$ دارای رفتار پاشندگی بی‌هنجار[5] می‌باشد در حالی که این رفتار برای مؤلفه چپگرد دیده نمی‌شود. به ازای $\omega_c > \omega$ امکان انتشار موج در داخل پلاسمای چگال (منطقه‌ی قطع) وجود دارد. از نظر فیزیکی، وجود برخورد در هنگام انتشار موج در داخل پلاسما، باعث افزایش گستره پاسخ سیکلوترونی (فرکانس سیکلوترونی پلاسما) می‌گردد. در حالتی که $\frac{\omega_c}{\omega} \to 0$ باشد، معادلات ۷ و ۸ به معادلات آشنای روابط برانگیختگی مرتبط

[5] Anomalous dispersion

با امواج عادی تبدیل می‌شوند [۲]. زمانی که فرکانس برخورد کوچک باشد ($\nu_c \ll \omega$)، خواهیم داشت. زمانی که فرکانس برخورد کوچک باشد ($\nu_c \ll \omega$)، خواهیم داشت

$$\alpha \to 0$$
$$\beta \to \frac{\omega}{c}\sqrt{\frac{1-\omega_p^2}{\omega^2 \pm \omega\omega_c}} \qquad (۱۰)$$

با اندازه‌گیری مقدار توان بازتاب شده و جذب شده توسط پلاسما می‌توان فرکانس برخورد در پلاسما را به دست آورد. به طور کلی، در نظر گرفتن برخورد در برهمکنش امواج با پلاسما (جذب امواج در پلاسما)، در نتیجهٔ وجود بازتاب‌های داخلی درون پلاسما می‌باشد. نشانهٔ وجود بازتاب‌های داخلی در داخل پلاسما، معمولاً افت و خیزهای کوچک تداخلی هستند که در کنار جذب در داخل پلاسما اتفاق می‌افتند. در بسیاری از موارد، با استفاده از تکنیک متوسط گیری می‌توان این گونه اثرات ناخواسته را از بین برد. از سوی دیگر، وجود بازتاب داخلی در پلاسمای محصورسازی مغناطیسی، مانند توکامک، قابل چشم‌پوشی می‌باشد و می‌توان از نظریهٔ انتشار امواج در پلاسمای بدون برخورد پیروی نمود.

نتیجه‌گیری

در این مقاله انتشار پرتو میکروموج در محیط پلاسمای مغناطیده برخوردی سرد، با هدف استفاده در سیستم‌های تشخیصی میکروموج مورد بررسی قرار گرفت. مشخص شد که به ازای انتشا پرتو موج با فرکانسی برابر با فرکانس سیکلوتورنی الکترون، قطبش راستگرد موج دچار ناهنجاری در رابطه پاشندگی می‌شود در حالی که برای قطبش چپگرد ناهنجاری مشاهده نشد. با بررسی پارامترهای ضریب عبور و تضعیف موج، مشخص شد که اثرات برخوردی می‌تواند تاثیر قابل توجهی در تغییر شرایط تشدید سیکلوترونی در هنگام انتشار پرتو موج در داخل پلاسمای مغناطیده داشته باشد. از سوی دیگر انتشار موج در محدوده فرکانس قطع پلاسما می‌تولند انتشار پرتو موج را دستخوش تغییرات جدی نماید. نتایج حاصل از این تحقیق در طراحی سیستم‌های تشخیصی مبتنی بر انتشار یا بازتاب پرتو میکروموج در پلاسمای مغناطیده می‌تواند مفید باشد.

مرجع ها

[1] Wang, J. J., Laroussi, M., Roth, J. R. (2013). Numerical calculation of the reflection, absorption, and transmission of microwaves by a nonuniform plasma slab. *IEEE Transaction on Plasma Science*, *21*, 366.

[2] Heald, M. A., Wharton, C. B. (1978). *Plasma Diagnostics with Microwaves.* Ktieger, New York.

[3] Swanson, D. G. (2003). *Plasma waves*. Springer.

Paper ID: P2-09

دستکاری ویژگی‌های نوری در باریکه های لیزری پرتوان: تبادل انرژی و کنترل قطبش در محیط‌های پلاسمایی غیرخطی

علی آدینه[۱]، مهران شاه منصوری[۲]
[۱] گروه فیزیک،دانشکده علوم، دانشگاه اراک، اراک، ایران
[۲] گروه فیزیک اتمی و مولکولی،دانشکده فیزیک،دانشگاه الزهرا،تهران،ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : A.adineh.99@phd.araku.ac.ir

چکیده

در این مقاله دستکاری شاخصه های امواج نوری لیزی پرتوان بواسطه پدیده ی برهمکنش دو پرتو در محیط های غیرخطی به صورت قابل تنظیم ، بررسی شده است. این مدل شامل دو موج نوری است که وارد محیط می شوند و ضمن برهمکنش با محیط، با یکدیگر انرژی مبادله می کنند. این برهمکنش، موجب تغییر در دامنه، فاز و قطبش امواج خواهد شد. با توجه به انعطاف دستکاری در پارامترهای پلاسما، در این مطالعه پلاسما بعنوان محیط غیرخطی در نظر گرفته شده است. که این امر موجب دستکاری شاخصه های نوری گردید. با توجه به اهمیتی که دستکاری شاخصه های نوری نظیر قطبش این امواج برای لیزرهای پرتوان در کاربردهای اکترودینامیکی، تولیدهارمونیک های بالا، لیزر فیوژن ، سویچینگ نوری و غیره دارد، نتایج این مقاله می تواند از نظر عملی بسیار دارای اهمیت باشد.

کلید واژه: دستکاری نوری، قابل تنظیم، برهمکنش دو پرتو، پلاسما

Optical Manipulation in High-Power Laser Beams: Energy Exchange and Polarization Control in Nonlinear Plasma Media

Ali Adineh[1], Mehran Shahmansouri[2]
1 Department of Physics, Faculty of Science, Arak University, Arak, Iran
2 Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran
*corresponding e-mail: A.adineh.99@phd.araku.ac.ir

Abstract

In this study, the tunable manipulation of optical characteristics in high-power laser beams through the phenomenon of two-beam mixing in nonlinear media is investigated. The model consists of two optical waves entering the medium, exchanging energy with each other through interactions with the environment. This interaction induces modifications in the amplitude, phase, and polarization of the waves. Given the flexibility in manipulating plasma parameters, plasma is considered the nonlinear medium in this study, enabling the control of optical properties. Due to the significance of tailoring optical characteristics—such as polarization—for high-power lasers in electrodynamic applications, high-order harmonic generation, laser fusion, optical switching, and other fields, the results of this study hold considerable practical importance.

Keywords: Tunable, Optical Manipulation, Two-Beam Mixing, Plasma

مقدمه

کنترل و دستکاری شاخصه های نوری در بسیاری از کاربردها در زمینه های مختلف تحقیقات فیزیک بسیار دارای اهمیت است. اما لیزرهای پیشرفته امروزی آنقدر قدرتمند هستند که قطبنده های معمولی نظیر مدولاتورهای الکترواپتیکی و پلاسمونیکی را از بین می برند. یک لیزر قدرتمند، با جدا کردن الکترون ها از اتم ها، به تجهیزات نوری معمولی، آسیب می رساند. اما پلاسما از قبل شکسته است و با پرتو های شدید، آسیب نمی بیند. با توجه به اینکه زمان پاسخ پلاسما نسبت به سایر مواد، می تواند بسیار سریع باشد لازم است برای دستکاری شاخصه های امواج نوری از مدولاسیون پلاسمایی، برای مدوله کردن این شاخصه ها استفاده نمود[۱]. مایکل و همکاران، روش تغییر قطبش را در یک محیط غیرخطی همگن به روش اندرکنش دو پرتو که یکی پرتو کمکی و دیگری پرتو مورد نظر برای تغییر دستکاری است را در رژیم خطی [۲] و غیر خطی بررسی کرده اند [۳].

در این مقاله فرایند انتقال انرژی باریکه های متقاطع (CBET) در حضور جملات خود کنشی (self-action) در یک محیط پلاسمای غیرخطی بررسی شده است.

معادلات حاکم:

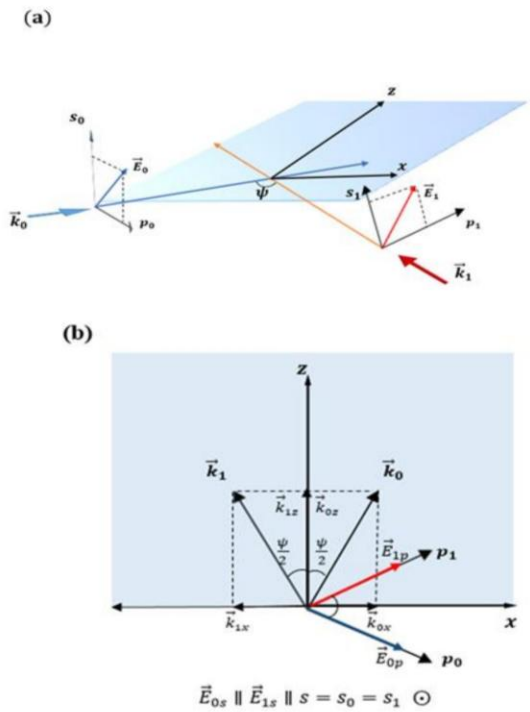
اجازه دهید مدل سازی برهمکنش امواج با محیط غیرخطی که در این مقاله ارائه می شود را معرفی کنیم.

در ادامه مطلب، ω_0 و k_0 به ترتیب فرکانس و عدد موج باریکه اول(پمپ) و ω_1 و k_1 فرکانس و عدد موج باریکه دوم(پروب) می باشند. دو پرتور تحت زاویه ψ با یکدیگر درون محیط غیر خطی مورد نظر برهمکنش انجام می دهند. محور z بعنوان نیمساز زاویه ψ انتخاب شده است. و همچنین فرض شده است دامنه میدان الکتریکی تنها در جهت z تغییر می کند.

$\mathbf{r} = x\hat{i} + y\hat{j} + z\hat{k}$ و $\mathbf{k}_0 = k_{0x}\hat{i} + k_{0z}\hat{k}$ و $\mathbf{k}_1 = -k_{1x}\hat{i} + k_{1z}\hat{k}$.

که $k_{0,1x} = k_{0,1}\sin\left(\frac{\psi}{2}\right)$ و $k_{0,1z} = k_{0,1}\cos\left(\frac{\psi}{2}\right)$

همچنین $k_{0,1} = \frac{n_0\omega_{0,1}}{c}$.



شکل ۱ : a) برهمکنش دو پرتو تحت زاویه ψ در محیط غیرخطی.b) بردارهای عدد موج و میدان الکتریکی.

میدان کل را می‌توان بصورت زیر نوشت.

$$\widetilde{\boldsymbol{E}}(x.z.t) = \boldsymbol{E}_0(z)\, exp[i\psi_0] + \boldsymbol{E}_1(z) exp[i\psi_1] \qquad (۱)$$

که $\psi_0 = k_0\left(x\sin\left(\frac{\psi}{2}\right) + z\cos\left(\frac{\psi}{2}\right)\right) - \omega_0 \cdot t$ و
$\psi_1 = k_1\left(-x\sin\left(\frac{\psi}{2}\right) + z\cos\left(\frac{\psi}{2}\right)\right) - \omega_1 \cdot t$
میدان های الکتریکی $\mathbf{E_0}$ و $\mathbf{E_1}$ به تریب در $(p_0.s_0)$ و $(p_1.s_1)$ پولاریزه شـــده اند. این هندســـه را می توان در شکل ۱ مشاهده نمود. برای استخراج نتایج جفت شدگی از معادله موج (۱) استفاده می شود.

$$\nabla^2\tilde{\mathbf{E}} - \frac{n^2}{c^2}\frac{\partial^2\tilde{\mathbf{E}}}{\partial t^2} = 0 \qquad (۲)$$

n ضریب شکست محیط ، یک پاسخ غیر خطی نسبت به شدت باریکه نوری بصورت $n = n_0 + n_2 I$ دارد. n_0 ضریب شکست خطی و n_2 ضریب شکست مرتبه دوم غیرخطی نامیده می شود که نرخ تغییرات ضریب شکست را با شدت تابشی بیان می کند.
و $I = 2n_0 \cdot c \cdot \varepsilon_0|\tilde{E}|^2$ شدت تابشی کل می باشد.

$$I = 2n_0\varepsilon_0 c[\mathbf{E_0}\cdot\mathbf{E_0}^* + \mathbf{E_1}\cdot\mathbf{E_1}^* + (\mathbf{E_0}\cdot\mathbf{E_1}^* e^{i(k_2\cdot r-\delta t)} + c.c.)] \qquad (۳)$$

که اختلاف فرکانس ها $\delta = \omega_0 - \omega_1$ و اختلاف عدد موج ها $k_2 = k_0 - k_1$.
بخش غیرخطی ضریب شکست n_{NL} از معادله‌ی ریلکسیشن دبای به فرم زیر پیروی می‌کند [۴]؛

$$\tau\frac{dn_{NL}}{dt} + n_{NL} = n_2 I \qquad (۴)$$

که τ زمان پاسخ محیط به میدان می باشد. جواب معادله فوق به فرم زیر نوشته می شود.

$$n_{NL} = 2n_0 n_2 \varepsilon_0 c\left(E_0\cdot E_0^* + E_1\cdot E_1^* + \frac{E_0\cdot E_1^* e^{i(k_2\cdot r-\delta t)}}{1-i\delta\tau} + \frac{E_0^*\cdot E_1 e^{-i(k_2\cdot r-\delta t)}}{1+i\delta\tau}\right) \qquad (۵)$$

با استفاده از این فرض که $|n_{NL}| \le n_0$ می توان برای توان دوم ضریب شکست از تقریب زیر استفاده نمود:

$$n^2 = n_0^2 + 2\,n_0 n_{NL} \qquad (۶)$$

جایگذاری معادلات (۵) و (۶) در معادله موج (۲) و تفکیک این معادله برای باریکه $\mathbf{E_0}$ و $\mathbf{E_1}$ منجر می شود به:

$$\frac{d\mathbf{E_0}}{dz} = \frac{2\,in_0 n_2\varepsilon_0\omega_0}{\cos\left(\frac{\psi}{2}\right)}\cdot\left[(|\mathbf{E_0}|^2 + |\mathbf{E_1}|^2)\mathbf{E_0} + \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2}\cdot\frac{(\mathbf{E_0}\cdot\mathbf{E_1}^*)}{1-i\delta\tau}\mathbf{E_1}\right] \qquad (۷)$$

$$\frac{d\mathbf{E_1}}{dz} = \frac{2\,in_0 n_2\varepsilon_0\omega_1}{\cos\left(\frac{\psi}{2}\right)}\cdot\left[(|\mathbf{E_0}|^2 + |\mathbf{E_1}|^2)\mathbf{E_1} + \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2}\cdot\frac{(\mathbf{E_0}^*\cdot\mathbf{E_1})}{1+i\delta\tau}\mathbf{E_0}\right] \qquad (۸)$$

حل تحلیلی مسئله برای زاویه ۹۰درجه

با ضرب معادله (۷) در بردار یکه $(p_0.s)$ و ضرب معادله (۸) در بردار یکه $(p_1.s)$ و با در نظر گرفتن $\psi = \pi/2$ می توان این معادلات را به فرم ماتریسی بازنویسی نمود:

$$\frac{d}{dz}\begin{pmatrix}E_{0\,p}\\E_{0\,s}\end{pmatrix} = 2\sqrt{2}in_0 n_2\varepsilon_0\omega_0\cdot\left[(|\mathbf{E_0}|^2 + |\mathbf{E_1}|^2)\begin{pmatrix}E_{0\,p}\\E_{0\,s}\end{pmatrix} + \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2}\frac{1}{1-i\delta\tau}\begin{pmatrix}0\\|\mathbf{E}_{1\,s}|^2E_{0\,s}\end{pmatrix}\right] \qquad (۹)$$

$$\frac{d}{dz}\begin{pmatrix}E_{1\,p}\\E_{1\,s}\end{pmatrix} = 2\sqrt{2}in_0 n_2\varepsilon_0\omega_1\cdot\left[(|\mathbf{E_0}|^2 + |\mathbf{E_1}|^2)\begin{pmatrix}E_{1\,p}\\E_{1\,s}\end{pmatrix} + \frac{\omega_0^2}{\omega_1^2}\cdot\frac{1}{1+i\delta\tau}\begin{pmatrix}0\\|\mathbf{E}_{0\,s}|^2E_{1\,s}\end{pmatrix}\right] \qquad (۱۰)$$

مایکل و همکاران [۳] معادلات بالا را بدون در نظر گرفتن جملات خودکنشی (جمله اول سمت راست- $|\mathbf{E_1}|^2$ و $|\mathbf{E_0}|^2$)حل کرده اند. همچنین آنها برای ساده سازی فرض کرده اند که موج 0 تنها s پولاریزه است.
در ادامه این معادلات را با درنظر گرفتن جملات خودکنشی حل کرده و موج 0 نیز هم در $(p_0.s_0)$ پولاریزه در نظر گرفته شده است.

انتقال انرژی

با استفاده از $I = 2n_0\varepsilon_0 c(E \cdot E^*)$ برای معادلات انتقال انرژی می توان نوشت:

$$\frac{dI_{0,1\,p}}{dz} = 2n_0\varepsilon_0 c\left(E_{0,1\,p}{}^* \frac{dE_{0,1\,p}}{dz} + E_{0,1\,p}\frac{dE_{0,1\,p}{}^*}{dz}\right) \quad (11)$$

$$\frac{dI_{0,1\,s}}{dz} = 2n_0\varepsilon_0 c\left(E_{0,1\,s}{}^* \frac{dE_{0,1\,s}}{dz} + E_{0,1\,s}\frac{dE_{0,1\,s}{}^*}{dz}\right) \quad (12)$$

بنابراین معادلات مربوط به شدت را می توان با استفاده از معادلات (۱۲-۹) به فرم زیر نوشت:

$$\frac{d}{dz}\begin{pmatrix} I_{0\,p} \\ I_{0\,s}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{2}\alpha I_{1\,s} I_{0\,s}\end{pmatrix} \quad (13)$$

$$\frac{d}{dz}\begin{pmatrix} I_{1\,p} \\ I_{1\,s}\end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0 \\ \sqrt{2}\beta I_{0\,s} I_{1\,s}\end{pmatrix} \quad (14)$$

که $\alpha = -\frac{2n_2\omega_1{}^2}{c\omega_0}\cdot\frac{\delta\tau}{1+\delta^2\tau^2}$ و $\beta = \frac{2n_2\omega_0{}^2}{c\omega_1}\cdot\frac{\delta\tau}{1+\delta^2\tau^2}$

همانطور که واضح است جملات اول(سمت راست) معادلات (۹) و (۱۰) جملات خود کنشی در انتقال انرژی شرکت ندارند. و همچنین از معادلات (۱۳) و (۱۴) این نکته دریافت می شود که، مولفه های p (مولفه های روی صفحه برهمکنش) با یکدیگر تبادل انرژی ندارند و ثابت خواهند ماند. $I_{0\,p}(z) = I_{0\,p}(0)$ و $I_{1\,p}(z) = I_{1\,p}(0)$. که $I_{0\,p}(0)$ و $I_{1\,p}(0)$ شدت تابشی مربوط به مولفه های p در $z = 0$ هستند.

برای حل مولفه های s مربوط به معادلات کوپل شده ی (۱۳) و (۱۴) از روش AGM استفاده شده است.

در AGM، در ابتدا، یک تابع جواب متشکل از ضرایب ثابت مجهول فرض می‌شود که معادله دیفرانسیل و شرایط اولیه و مرزی (IBC) را ارضا می‌کند. سپس، ضرایب مجهول با استفاده از معادلات جبری به‌دست‌آمده نسبت به IBC و مشتقات آنها محاسبه می‌شوند. (برای جزئیات بیشتر، به [۵] مراجعه کنید) . برای این معادله، از دو تابع پیشنهادی به فرم نمایی زیر استفاده شده است:

$$I_{0\,s}(z) = I_{0\,s}(0)\cdot e^{-a1(e^{a2\cdot z}-1)} \quad (15)$$

$$I_{1\,s}(z) = I_{1\,s}(0)\cdot e^{-b1(e^{b2\cdot z}-1)} \quad (16)$$

که $I_{0\,s}(0)$ و $I_{1\,s}(0)$ شدت تابشی مربوط به مولفه های s در $z = 0$ هستند. و جملات a1 و b1 مربوط به میزان تبادل انرژی هستند و جملات a2,b2 شیب نمودار را می سازند.در نهایت با استفاده ازروش AGM ضرایب مجهول a1,a2,b1,b2 حاصل می گردند:

$$b1 = \ln\left(1 + \left(\frac{\omega_0}{\omega_1}\right)^2 \frac{I_{.\,s}(0)}{I_{1\,s}(0)}\right) . b2 = \frac{\sqrt{2}\beta I_{0\,s}(0)}{b1} \quad (18)$$

با توجه به فرم معادلات (۱۸-۱۵) نکته قابل توجه این است که، به محض شروع فرایند برهمکنش و کوپل شدن باریکه ها، شدت مولفه s پرتویی که فرکانس بزگتری دارد(HF) ، شروع به کاهش می کند(انرژی کاهش می یابد) و شدت مولفه s پرتویی که فرکانس کمتری دارد(LF) افزایش می یابد(انرژی افزایش می یابد)، در ادامه با ذکر مثالی این مورد بررسی کرده ایم.

اختلاف فاز

با توجه به اینکه $E_{0,1\,z}(z) = |E_{0,1\,z}(z)|exp[i\varphi_{0,1}(z)]$ اختلاف فاز بین مولفه های s و p هر باریکه بصورت زیر تعریف می شود.

$$\Delta\varphi_0 = \int_0^z \frac{\sqrt{2}n_2\omega_0}{c}\cdot\left(\frac{\omega_1}{\omega_0}\right)^2\cdot\frac{I_{1\,s}}{1+\delta^2\tau^2}dz \quad (19)$$

$$\Delta\varphi_1 = \int_0^z \frac{\sqrt{2}n_2\omega_1}{c}\cdot\left(\frac{\omega_0}{\omega_1}\right)^2\cdot\frac{I_{0\,s}}{1+\delta^2\tau^2}dz \quad (20)$$

پلاسما بعنوان محیط غیرخطی

با توجه به اینکه در پلاسما، $\omega^2 = \omega_{pe}{}^2 + k^2c^2$

می توان نوشت، $n^2 = \left(\frac{k^2c^2}{\omega^2}\right) = \left(1 - \frac{\omega_{pe}{}^2}{\omega^2}\right)$

که n ضریب شکست محیط می باشد و $\omega_{pe} = \left(\frac{n_e e^2}{\varepsilon_0 m_e}\right)^{1/2}$ فرکانس الکترونی پلاسما می باشد. که n_e چگالی الکترونی پلاسما و m_e جرم الکترون می باشد. در نهایت می توان ضریب شکست همگن را به فرم زیر نوشت:

$$n_0 = \left(1 - \frac{n_{0\,e}}{n_c}\right)^{1/2} \qquad (۲۱)$$

که n_c چگالی بحرانی پلاسما می باشد.

در پلاسما برای n_2 می توان از عبارت زیر استفاده کرد [۲].

$$n_2 = \frac{|F_x| q^2}{4 k_0{}^2 n_c m_e c^3} \qquad (۲۲)$$

و همچنین:

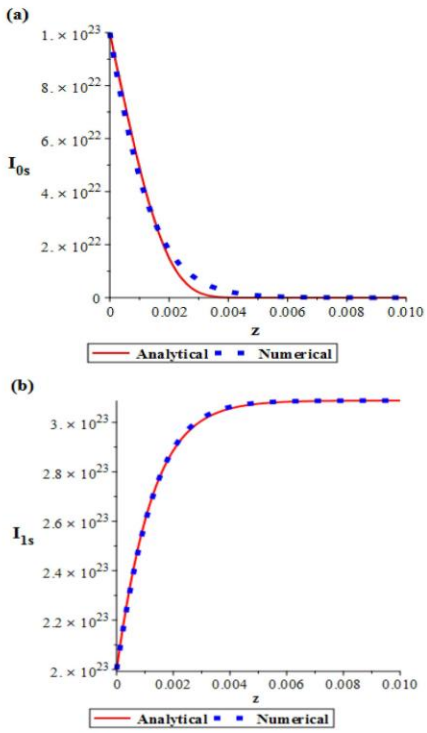
$$\mathrm{Re}(F_x) = \frac{\omega_{pi}{}^2(\omega_s{}^2 - \delta^2)}{(\omega_s{}^2 - \delta^2)^2 + 4\nu^2\omega_s{}^2} \qquad (۲۳)$$

$$\mathrm{Im}(F_x) = \frac{2\omega_{pi}{}^2\delta\nu}{(\omega_s{}^2 - \delta^2)^2 + 4\nu^2\omega_s{}^2} \qquad (۲۴)$$

که $\omega_s = k_2 c_s$ فرکانس موج یون صوتی پلاسما می باشد که c_s سرعت صوت می باشد و ω_{pi} فرکانس یونی پلاسما و ν میرایی آکوستیکی یونی می باشد.

اجازه دهید داده های انتخابی را معرفی نماییم. طول موج لیزرها $\lambda_0 = 350\ \mathrm{nm}$ ، $\lambda_1 = 360\ \mathrm{nm}$ ، شدت لیزرها $I_{0\,x}(0) = I_{0\,y}(0) = 10^{23}\ \mathrm{W/m^2}$ و $I_{1\,x}(0) = I_{1\,y}(0) = 2 \times 10^{23}\ \mathrm{W/m^2}$ ، c سرعت نور و ε_0 گذردهی الکتریکی در خلاء ، زمان پاسخ پلاسما در حد معکوس فرکانس پلاسما می باشد و یا $\tau = 1/\delta$ و $n_c/n_0 = 3$ ، و فرض شده است که میرایی یونی آکوستیکی $\nu = \omega_s/4$ ، با توجه به این داده ها، $n_2 = 1.2 \times 10^{-28}\ \mathrm{m^2/W}$.

در شکل ۲، با استفاده از معادلات تحلیلی (۱۵) و (۱۶) شدت مربوط به مولفه های عمود بر صفحه برهمکنش (مولفه های s) رسم شده است. (همانطور که در قسمت قبل ذکر شد مولفه های p با یکدیگر تبادل انرژی ندارند و ثابت می مانند و نیازی به رسم آنها نیست)

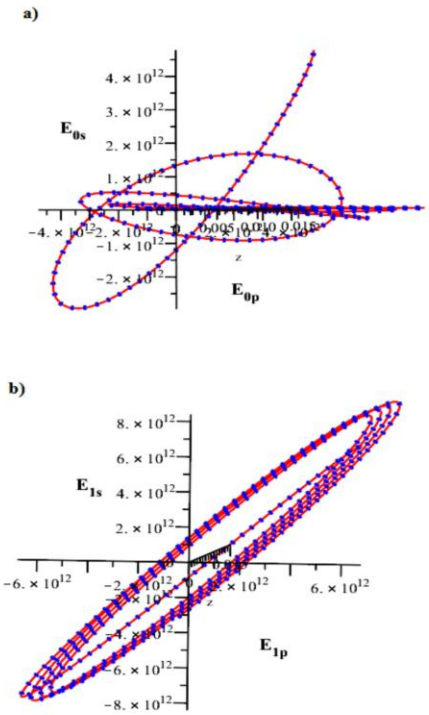


شکل ۲. انتقال انرژی مولفه های عمودی (a) شدت مولفه s باریکه HF و (b) شدت مولفه s باریکه LF.

همانطور که در شکل ۲(a) مشخص است، مولفه s باریکه HF به کلی نابود می شود و شکل ۲(b) نشان می دهد که شدت (انرژی) از باریکه HF به باریکه LF منتقل شده است و مطابق معادله (۱۶) و (۱۸) که جواب های تحلیلی و پارامتری هستند، شدت این مولفه تا مقدار $(\omega_0/\omega_1)^3 I_{0s}(0)$ افزایش می یابد. در ضمن این نشان می دهد که میزان نهایی شدت و انرژی دریافتی تنها به نرخ ω_0/ω_1 وابسته است نه عوامل محیطی مانند n_2 و یا τ و غیره.

قطبش

اگر $\delta > 0$ ، ابتدا مولفه های عمود بر صفحه برهمکنش(مولفه های s) با یکدیگر جفت شده و در اتمام فرایند تبادل انرژی، مولفه s باریکه HF که فرکانس بیشتری دارد، حذف می شود و مولفه p آن نیز ثابت می ماند. از طرفی مولفه s باریکه LF افزایش می یابد، همچنین طبق معادله (۲۰)، بین مولفه ها اختلاف فاز ایجاد شده و در این صورت قطبش موج E_1 ،که خطی می باشد، به قطبش بیضوی تبدیل خواهد شد(شکل ۲).



شکل۲: تغییر حالت قطبش باریکه ها در پلاسما .a) قطبش باریکه E_0 و b) حالت قطبش باریکه E_1. رنگ قرمز جواب تحلیلی و نقطه چین آبی جواب عددی است.

بحث و نتیجه گیری

در این مقاله به بررسی اندرکنش دو پرتو در یک محیط غیرخطی با در نظر گرفتن فرآیند خودکنشی پرداختیم و تأثیر پارامترهای فیزیکی را به‌صورت تحلیلی و عددی تحلیل کردیم. مجموعه کامل معادلات حاکم (با حضور فرآیند خودکنشی) برای نخستین بار به‌صورت تحلیلی حل شده‌اند. نتایج به‌صورت زیر خلاصه می‌شوند:

با در نظر گرفتن اثرات خودکنشی در اندرکنش دو پرتو در محیط غیرخطی، دریافتیم که مؤلفه‌هایی که عمود بر صفحه تعامل هستند - یعنی مؤلفه‌های (s)-، با یکدیگر برهمکنش داشته و انتقال انرژی رخ می‌دهد؛ به‌طوری‌که مؤلفه s موج با فرکانس بالا (HF) تخریب می‌شود، در حالی‌که انرژی و شدت مؤلفه s پرتو با فرکانس پایین (LF) افزایش می‌یابد. همچنین مشخص شد که قطبش پرتو خطی با فرکانس پایین پس از فرآیند کوپل شدن پرتوها به حالت دایره‌ای یا بیضوی تبدیل می‌شود.

تفاوت این کار با تحقیقات پیشین اینگونه است که از استفاده از تقریب هایی که رفتار امواج در محیط های غیرخطی را بدرستی نشان نمی دهد ،اجتناب کرده ایم. از جمله این تقریب ها، اینکه فرکانس امواج برابر درنظرگرفته شده است، این در حالی است که تبادل انرژی بین امواج مستقیما به اختلاف فرکانس بین پرتوها وابسته است. و یا اینکه در تحقیقات قبلی برای ساده سازی معادلات ، جملات خود کنشی حذف شده است اما این جملات نقشی اساسی در ایجاد فاز و تغییر قطبش دارند. همچنین معادله موج برای هر مولفه میدان و شدت باریکه، به صورت تحلیلی و پارامتری ارائه گردیده است و تمامی پارامتر های مهم و نقش آنها در این پروسه مورد تحلیل قرار گرفته.

برای $\delta = \omega_0 - \omega_1 > 0$ ، موج با فرکانس بیشتر(E_0)، انرژی خود را به موج دیگر (E_1) می دهد. همچنین با استفاده از معادلات (۱۸-۱۵)، تنها عبارتی که در ماکزیمم انتقال انرژی نقش دارد، نرخ ω_0/ω_1 می باشد. و همچنین طول تبادل انرژی به عواملی همچون n_2، τ و ε وابسته

است. با توجه به اهمیت دستکاری شاخصه های نوری با شدت بالا در زمینه های مختلف فیزیک ، و همچنین سرعت مدولاسیون بالای پلاسما، نتایج تحلیلی این طرح می تواند در تمامی پروژه های مرتبط با این حوزه مورد استفاده محققان قرار گیرد.

مراجع

[1] L.-L. Yu, Y. Zhao, L.-J. Qian, M. Chen, S.-M. Weng, Z.-M. Sheng, D. A. Jaroszynski, W. B. Mori, J. Zhang. "Plasma optical modulators for intense lasers." Nature Communications (2016).

[2] P. Michel, L. Divol, D. Turnbull, J. D. Moody. "Dynamic control of the polarization of intense laser beams via optical wave mixing in plasmas." Phys. Rev. Lett. (2014).

[3] P. Michel, E. Kur, M. Lazarow, T. Chapman, L. Divol, J. S. Wurtele. "Polarization-dependent theory of two-wave mixing in nonlinear media, and application to dynamical polarization control." Phys. Rev. X 10 (2020)

[4] R. W. Boyd. Nonlinear Optics. 3rd ed. Orlando, FL: Academic Press, Inc., (2008).

[5] M. R. Akbari, M. Nimafar, D. D. Ganji, M. M. Akbarzade. "Scrutiny of non-linear differential equations Euler Bernoulli beam with large rotational deviation by AGM." Front. Mech. Eng. (2014).

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P2-12

بررسی اثر اندازه لکه پالس لیزر بر شتاب‌دهی میدان دنباله لیزری الکترون‌ها

مهدی لشگری*، ملیکا اصغری و علیرضا نیکنام

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

***آدرس رایانامه نویسنده مسئول : mahdilashgari20@yahoo.com**

چکیده

در این پژوهش به بررسی تأثیر اندازه لکه لیزر بر عملکرد شتاب‌دهی لیزر-پلاسمایی(LWFA) الکترون‌ها با استفاده از شبیه‌سازی‌های عددی به کمک کد FBPIC پرداخته شده است. محیط پلاسما با چگالی ثابت به همراه رمپ افزایشی اولیه و پالس لیزر با پروفایل گاوسی و توان ۱۳ TW مدل‌سازی شده است. نتایج نشان می‌دهند که در فوکس‌های تنگ، علی‌رغم شدت بالای لیزر، ساختار موج پلاسما ناپایدار شده و توزیع انرژی الکترون‌ها پهن و نامنظم می‌گردد. در مقابل، با افزایش اندازه لکه و کاهش شدت پیک لیزر، به دلیل پایداری ساختار حباب پلاسمایی و افزایش طول برهم‌کنش، الکترون‌ها انرژی بیشتری کسب می‌کنند. این نتایج نشان می‌دهد که صرفاً افزایش شدت لیزر تضمینی برای دستیابی به بازده بالای شتاب‌دهی نیست و طراحی بهینه شرایط فوکس و چگالی پلاسما نقش کلیدی در بهره‌وری شتاب‌دهی ایفا می‌کند.

کلید واژه: شتاب‌دهی لیزر-پلاسمایی، اندازه لکه لیزر، شبیه‌سازی ذره در سلول

Investigation of laser pulse spot size effect on laser wakefield acceleration of electrons

Mahdi Lashgari*, Melika Asghari and Ali Reza Niknam

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

*corresponding e-mail: mahdilashgari20@yahoo.com

Abstract

In this study, we investigate the effect of laser spot size on the laser wakefield acceleration (LWFA) of electrons using numerical simulations performed with the FBPIC code. A plasma target with a constant density profile and a linear density ramp is employed, and the laser pulse is modeled with a Gaussian spatiotemporal profile and power of 13 TW. The results indicate that for tightly focused laser beams, despite high peak intensities, the wakefield structure becomes unstable, leading to broad and irregular electron energy distributions. In contrast, increasing the spot size leads to enhanced stability of the plasma bubble and extended interaction lengths, resulting in more efficient electron acceleration even at lower peak intensities. These findings highlight that maximizing the laser intensity alone is not sufficient to ensure high acceleration efficiency; rather, optimizing the focusing conditions and plasma parameters is crucial for the development of high-performance LWFA systems.

Keywords: Laser wakefield acceleration, Laser spot size, Particle-in-cell simulation

مقدمه

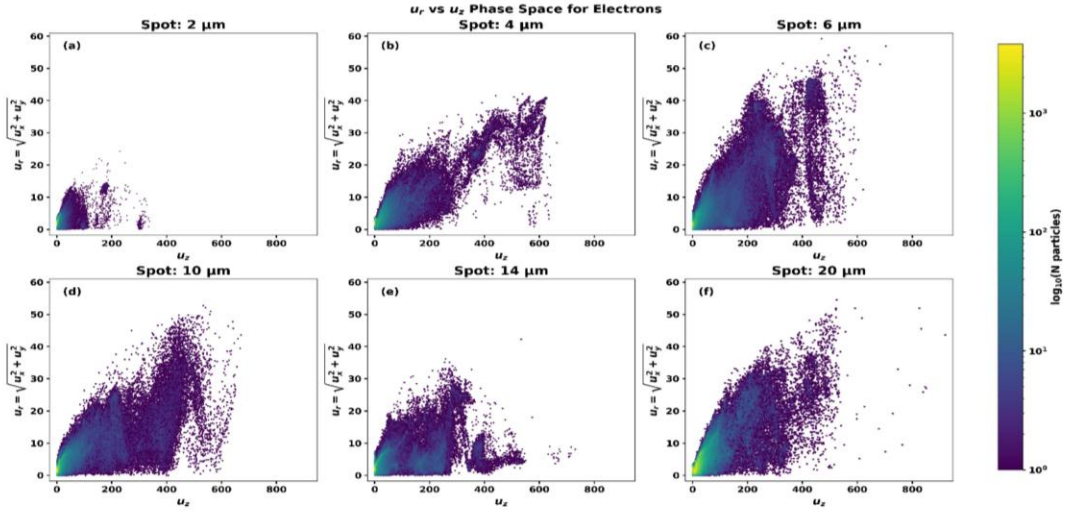
شتاب‌دهنده‌های ذرات از دهه ۱۹۳۰ میلادی به عنوان ابزارهای اساسی در فیزیک انرژی‌های بالا مورد استفاده قرار گرفته‌اند. با این حال، شتاب‌دهنده‌های متعارف به دلیل نیاز به ساختارهای بزرگ و پیچیده و هزینه‌های بالای ساخت و نگهداری، با محدودیت‌های فنی و اقتصادی مواجه هستند. این چالش‌ها محققان را به سمت توسعه روش‌های نوین شتاب ذرات سوق داد که در میان آن‌ها، شتاب‌دهنده‌های لیزر-پلاسمایی (LWFA) به عنوان یکی از امیدوارکننده‌ترین راهکارها ظهور کرده‌اند[۱].

ایده اولیه استفاده از پلاسما برای شتاب ذرات به دهه ۱۹۷۰ میلادی باز می‌گردد، زمانی که تاجیما و داوسون نظریه تشکیل موج پلاسما توسط پالس‌های لیزری را ارائه کردند[۲]. این نظریه پایه‌ای برای توسعه LWFA شد که در آن یک پالس لیزر فوق‌کوتاه و پرانرژی در محیط پلاسما منتشر شده و موجی از نوسانات چگالی الکترونی ایجاد می‌کند. این نوسانات میدان‌های شتاب‌دهنده‌ای بسیار قوی در حد چند ده [GV/m] تولید می‌کنند که در مقایسه با میدان‌های [MV/m] در شتاب‌دهنده‌های معمولی، پیشرفتی انقلابی محسوب می‌شود[۳]. پیشرفت‌های فناوری لیزرهای فمتوثانیه در دهه ۱۹۹۰

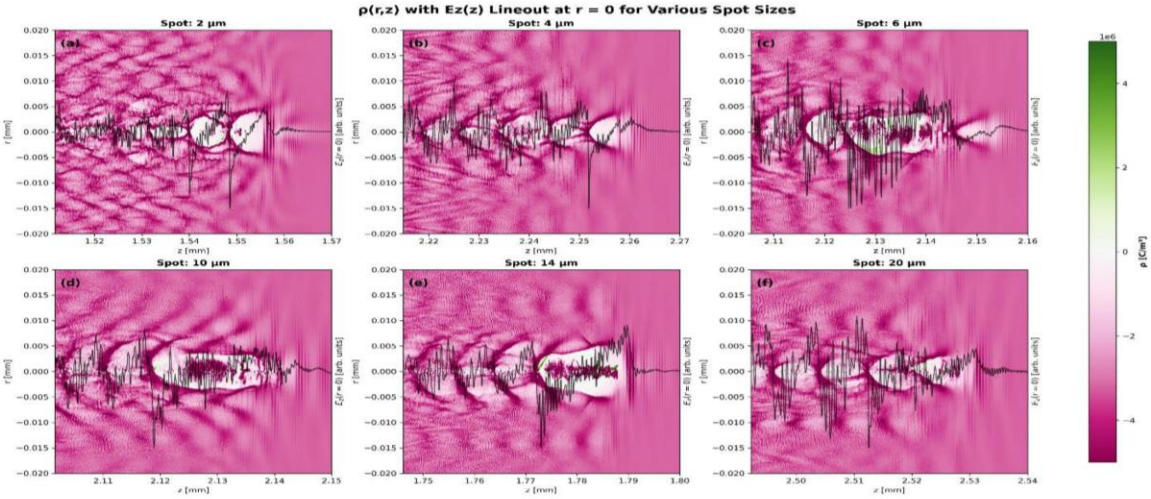
امکان آزمایش‌های عملی LWFA را فراهم کرد. نقطه عطف این تحقیقات در سال ۲۰۰۴ اتفاق افتاد، زمانی که گروه‌های تحقیقاتی در آزمایشگاه ملی لارنس برکلی و Imperial College London موفق به تولید پرتوهای الکترونی با انرژی چند صد [MeV] در طول‌های میلی‌متری شدند. این دستاورد چشم‌اندازهای جدیدی را در فیزیک ذرات و کاربردهای پزشکی گشود[۴و۵]. امروزه LWFA به دلیل توانایی تولید پرتوهای الکترونی با کیفیت بالا در مقیاس‌های فشرده، توجه زیادی را به خود جلب کرده است. کاربردهای بالقوه این فناوری شامل درمان سرطان با پرتوهای یونی، تصویربرداری پزشکی با وضوح بالا و تحقیقات بنیادی در فیزیک پلاسما و ذرات می‌شود. با این حال، چالش‌های مهمی در مسیر بهینه‌سازی این سیستم‌ها وجود دارد که یکی از کلیدی‌ترین آن‌ها کنترل پایداری پالس لیزر و کیفیت پرتوهای الکترونی خروجی است. در این میان، شرایط فوکس لیزر نقش تعیین‌کننده‌ای در عملکرد LWFA ایفا می‌کند. فوکس لیزر نه تنها بر توزیع انرژی پالس در پلاسما تأثیر می‌گذارد، بلکه ساختار موج پلاسما و مکانیسم تزریق الکترون‌ها را نیز تعیین می‌کند[۶]. به طور کلی، دو رژیم فوکس قابل تشخیص است: در فوکس تنگ با شعاع کانونی چند میکرونی، اگرچه شدت لیزر بسیار بالا است، اما پالس مستعد شکست فیلامانی و ناپایداری می‌شود که منجر به تشکیل موج پلاسمای نامنظم و تزریق غیرفازی الکترون‌ها می‌گردد. در مقابل، در فوکس بلند با شعاع کانونی ده‌ها میکرون، پالس لیزر پایدارتر بوده و می‌تواند به صورت خود هدایت شونده منتشر شود که نتیجه آن تشکیل موج پلاسمای یکنواخت و تولید الکترون‌های تک‌انرژی است. مطالعات متعدد نشان داده‌اند که انتخاب نادرست پارامترهای فوکس از جمله اندازه لکه پالس لیزر می‌تواند منجر به تولید پرتوهای الکترونی با طیف انرژی پهن و بازدهی پایین شود. از این رو، درک دقیق تأثیر هندسه فوکس بر دینامیک پالس لیزر و ساختار پلاسما برای بهینه‌سازی LWFA ضروری است. در این مقاله نشان می‌دهیم که چگونه تغییر اندازه لکه می‌تواند مسیر توسعه شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی کارآمدتر برای کاربردهای علمی و صنعتی را هموار کند. یافته‌های این پژوهش نه تنها به درک بهتر فیزیک پایه حاکم بر برهمکنش لیزر-پلاسما کمک می‌کند، بلکه راهنمای عملی ارزشمندی برای طراحی سیستم‌های LWFA بهینه شده محسوب می‌شود.

ملاحظات شبیه‌سازی

در این پژوهش، شبیه‌سازی‌های عددی با استفاده از کد FBPIC انجام شده است که یک کد مبتنی بر روش ذره در سلول (PIC) می‌باشد[۷]. محیط شبیه سازی به صورت پلاسمایی با چگالی



شکل ۱. نمودار فضای فاز u_r بر حسب u_z برای الکترون‌ها در اندازه‌های لکه مختلف لیزر با دامنه‌های 9.9(a، 4.9(b، 3.2(c، 1.8(d، 1.3(e، 0.95(f.



شکل ۲. پراکندگی چگالی پلاسما

$2 \times 10^{19}\ cm^{-3}$ شامل $0.3\ mm$ رمپ افزایشی و $3.5\ mm$ چگالی ثابت در نظر گرفته شده است. برای مدل‌سازی پالس لیزری، از پروفایل گاوسی زمانی و مکانی با دوره پالس $50\ fs$، طول موج $0.8\ \mu m$ و توان $13\ TW$ استفاده شده است. ابعاد محاسباتی به صورت دو بعدی در نظر گرفته شده‌اند که شامل محور انتشار لیزر (z) و یک محور عرضی (r) می‌باشد. اندازه سلول‌ها $80\ \mu m \times 60\ \mu m$ است که به 2048×400 نقطه شبکه تقسیم شده و در هر سلول ۱۶ ذره قرار گرفته است. پارامترهای پالس لیزر در تمام شبیه‌سازی‌ها ثابت بوده‌اند و تنها پارامتر متغیر، اندازه لکه لیزر بوده است که در بازه‌ای از ۲ تا ۲۰ میکرومتر بررسی شده است .

نمودار فضای فاز الکترون‌ها

تحلیل نمودارهای $u_r - u_z$ نشان می‌دهد که برای اندازه لکه های کوچک مانند ۲ میکرومتر (شکل۱-a)، علی‌رغم شدت میدان بسیار بالا ($a_0 \approx 9.9$)، توزیع فضای فاز الکترون‌ها پراکندگی زیادی در راستای عرضی دارد و بخش قابل توجهی از الکترون‌ها به انرژی‌های طولی بالا نمی‌رسند. این رفتار نشان‌دهنده ورود به ناحیه‌ای بسیار غیرخطی و بی‌ثبات است که در آن، پایداری ساختار حبابی پلاسما مختل شده و بازده شتاب‌دهی کاهش می‌یابد. با افزایش اندازه لکه تا حدود ۶ تا ۱۰ میکرومتر (شکل ۱-d,c)، ساختار فضای فاز منظم‌تر و متمرکزتری مشاهده می‌شود. در این بازه، میدان‌های برانگیخته شده در پلاسما پایداری بیشتری دارند و تشکیل حباب‌های پلاسما با ساختار مشخص‌تر امکان‌پذیر می‌گردد. در نتیجه، الکترون‌ها به صورت موثرتری به دام انداخته می شوند و شتاب می‌گیرند. در اندازه‌های بزرگ‌تر مانند ۱۴ تا ۲۰ میکرومتر (شکل ۱-f,e)، با وجود کاهش شدید در مقدار a_0 (تا ۰/۹۵)، باز هم الکترون‌ها به انرژی‌های بالاتری می‌رسند (تا ۴۵۰MeV). دلیل این پدیده را می‌توان در افزایش طول برهمکنش به واسطه افزایش طول ریلی دانست که منجر به ایجاد حباب‌های پایدارتر و میدان شتاب‌دهنده‌ی طولی منظم‌تری می‌شود.

چگالی پلاسما و میدان طولی

در شرایط فوکس تنگ پالس لیزری به سرعت دچار ناپایداری‌های شدید می‌شود. این ناپایداری‌ها منجر به شکست پالس به چندین فیلامان مجزا گردیده که نتیجه آن توزیع نامنظم انرژی در محیط پلاسما است (شکل۲-b,a). در این حالت، ساختار موج پلاسما به‌شدت تخریب شده و مکانیسم تزریق الکترون‌ها به صورت ناهم‌فاز انجام می‌پذیرد. در این حالت، هدایت پالس لیزری فراتر از طول رایلی

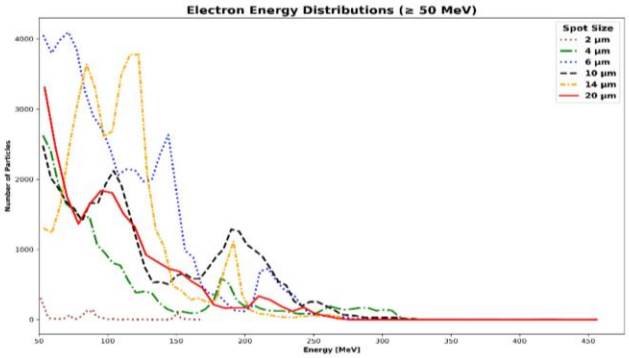
امکان‌پذیر نبوده و انرژی پالس به صورت ناکارآمد در محیط پلاسما توزیع می‌شود. در مقابل، در حالت فوکس بلند پالس لیزری قادر به حفظ یکپارچگی ساختاری خود در مسافت‌های قابل توجهی است و به صورت یک فیلامان پایدار به صورت خود هدایت شونده منتشر می‌شود. این پایداری موجب تشکیل ساختار حباب پلاسمایی منظم‌تری می‌گردد که برای تزریق هم‌فاز الکترون‌ها ایده‌آل است. مکانیسم غالب در حالت فوکس بلند، خود هدایت شوندگی پالس لیزری است که در آن تعادل دقیقی بین اثرات پراش و فوکس غیرخطی برقرار می‌شود. این تعادل موجب می‌شود پالس لیزر بتواند ساختار خود را در طولی قابل مقایسه با طول دفازه شدن حفظ کند. از طرف دیگر، در حالت فوکس تنگ، شدت بالای لیزر منجر به بروز اثرات غیرخطی شدید شده که نتیجه آن شکست پالس و تشکیل ساختارهای نامنظم در پلاسما است. این نتایج با یافته‌های تئوری همخوانی خوبی دارد.

توزیع انرژی

با توجه به شکل ۳ با وجود کاهش a_0 در اندازه لکه‌های بزرگ‌تر، انرژی نهایی الکترون‌ها افزایش می‌یابد. یعنی در شرایطی که میدان پایدارتر است، حتی با شدت لیزر کمتر نیز می‌توان بازده بالاتری در شتاب‌دهی به دست آورد. در حالت فوکس بلند (اندازه لکه۲۰ میکرومتر)، انرژی الکترون‌ها تا حدود $۴۵۰ MeV$ افزایش یافته که بیانگر نقش کلیدی طول برهم‌کنش در بهبود بازده شتاب‌دهی است.این نتیجه حاکی از اهمیت طراحی بهینه ساختار لیزر–پلاسما و در نظر گرفتن طول تعامل مؤثر است.

نتیجه‌گیری

نتایج این مطالعه نشان می‌دهد که در شتاب‌دهی الکترون‌ها در میدان دنباله لیزری، صرفاً افزایش شدت لیزر (a_0) تضمینی برای دستیابی به انرژی بالا نیست. بلکه، تعادل میان شدت میدان، پایداری ساختار حبابی و طول برهمکنش نقش تعیین‌کننده‌ای در بهره‌وری شتاب‌دهی دارد. برای کاربردهایی که به بیشینه‌سازی انرژی نیاز دارند، استفاده از اندازه لکه بزرگ‌تر و طراحی بهینه چگالی پلاسما می‌تواند مسیر مؤثرتری باشد.



شکل ۳. توزیع انرژی الکترون‌ها برای اندازه لکه های مختلف لیزر(تنها برای انرژی‌های ≤ ۵۰MeV)

مرجع‌ها

[1] Katsouleas, T. (2004). Progress on plasma accelerators: from the energy frontier to tabletops. *Plasma physics and controlled fusion*, *46*(12B), B575.

[2] Tajima, T., & Dawson, J. M. (1979). Laser electron accelerator. *Physical Review Letters*, *43*(4), 267.

[3] Tajima, T., Yan, X. Q., & Ebisuzaki, T. (2020). Wakefield acceleration. *Reviews of Modern Plasma Physics*, *4*(1), 7.

[4] Geddes, C. G. R., Toth, C., Van Tilborg, J., Esarey, E., Schroeder, C. B., Bruhwiler, D., ... & Leemans, W. P. (2004). High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding. *Nature*, *431*(7008), 538-541.

[5] Mangles, S. P., Murphy, C. D., Najmudin, Z., Thomas, A. G. R., Collier, J. L., Dangor, A. E., ... & Krushelnick, K. (2004). Monoenergetic beams of relativistic electrons from intense laser–plasma interactions. *Nature*, *431*(7008), 535-538.

[6] Thomas, A. G. R., Najmudin, Z., Mangles, S. P. D., Murphy, C. D., Dangor, A. E., Kamperidis, C., ... & Krushelnick, K. (2007). Effect of Laser-Focusing Conditions on Propagation and Monoenergetic Electron Production<? format?> in Laser-Wakefield Accelerators. *Physical Review Letters*, *98*(9), 095004.

[7] Lehe, R., Kirchen, M., Andriyash, I. A., Godfrey, B. B., & Vay, J. L. (2016). A spectral, quasi-cylindrical and dispersion-free particle-in-cell algorithm. *Computer Physics Communications*, *203*, 66-82.7

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P5-01

ساخت و آزمایش پوشش‌های نانوکامپوزیتی رسانا برای شناسایی انتخابی گاز آمونیاک در دمای اتاق با استفاده از پلاسمای فشار اتمسفری

سمیرا قلی پور[۱]، فرشاد صحبت زاده[۲و*]

[۲،۱] ایران، بابلسر، دانشگاه مازندارن،دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک اتمی و مولکولی و مرکز پژوهش فناوری پلاسما ، ۴۷۴۱۶۹۵۴۴۷

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: F.Sohbat@umz.ac.ir

چکیده

در این مطالعه، ساخت حسگرهای گاز برای نخستین‌بار با استفاده از یک روش نوآورانه‌ی پلاسماجت در فشار اتمسفری گزارش شده است. در این راستا، روشی نو، تک‌مرحله‌ای و کم‌هزینه برای لایه‌نشانی نانومواد به‌منظور دستیابی به یک حسگر گاز آمونیاک طراحی شد. برای این منظور، نانولایه‌هایی از اکسید گرافن، اکسید مس و پلی‌آنیلین (PANI) به‌عنوان مواد فعال انتخاب شدند و در قالب محلول کلوئیدی یا به‌صورت لایه‌به‌لایه به درون ناحیه‌ی پلاسما تزریق گردیدند . در این پژوهش از فیلم‌های نانوکامپوزیتی با ساختارهای مختلف به‌عنوان حسگرهای انتخابی گاز آمونیاک استفاده شد. تغییرات مقاومت الکتریکی در بازه‌ی غلظتی ۱۰۰ تا ۴۰۰ پی‌پی‌ام تحت شرایط تجربی ثابت، یعنی در دمای محیط (۱ ± ۲۵ درجه سلسیوس) و رطوبت نسبی ۵ ± ۳۵ درصد اندازه‌گیری شد. نمونه‌ها در برابر تمام غلظت‌های گاز آمونیاک، پاسخ مناسبی از خود نشان دادند. لایه‌های حسگر تک‌مرحله‌ای سنتز شده با پلاسما، به‌طور کلی زمان بازیابی کوتاه‌تر و پایداری بسیار خوبی داشتند. آزمایش‌های تکرارپذیری نشان داد که نمونه‌های سنتز شده پس از گذشت ۹۰ روز همچنان خواص حسگری خود را حفظ کرده‌اند.

کلید واژه: پلاسمای‌فشار اتمسفری، پوشش‌دهی سطح، حسگر گاز، نانوذرات.

Fabrication and Testing of Conductive Nanocomposite Coatings for Selective Ammonia Gas Sensing at Room Temperature Using Low-Temperature Aerosol-Assisted Atmospheric Pressure Plasma

Samira Gholipour[۱], Farshad Sohbat zadeh [۲،*]

[۲]Plasma Technology Research Core, Faculty of Science, University of Mazandaran, Babolsar, ٤٧٤١٦٩٥٤٤٧, Iran

Abstract:

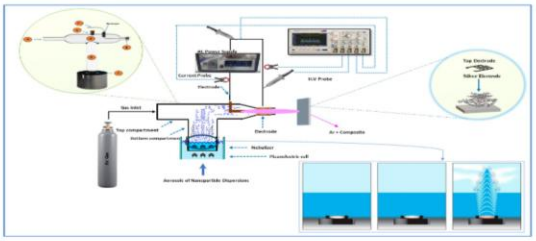
In this study, the fabrication of gas sensors using an innovative atmospheric pressure plasma jet (APPJ) method is reported for the first time. A novel, single-step, and low-cost technique was developed for the deposition of nanomaterials to create an ammonia gas sensor. For this purpose, nanolayers of graphene oxide, copper oxide, and polyaniline (PANI) were selected as active materials and injected into the plasma region either in colloidal form or layer-by-layer. In this research, nanocomposite films with different structures were used as selective ammonia gas sensors. The variations in electrical resistance were measured over a concentration range of ١٠٠ to ٤٠٠ ppm under constant experimental conditions, i.e., at room temperature (٢٥ ± ١ °C) and relative humidity of ٣٥ ± ٥%. The samples exhibited appropriate responses to all ammonia gas concentrations. The plasma-synthesized single-step sensor layers generally showed shorter recovery times and very good stability. Repeatability tests indicated that the synthesized samples maintained their sensing properties even after ٩٠ days.

Keywords: Atmospheric pressure plasma, coating on the surface, gas sensor, nanoparticles

مقدمه

با پیشرفت صنعت، بهبود استانداردهای زندگی، و تأکید بر پایش محیط زیست، شناسایی گازهای سمی و خطرناک اهمیت فزاینده‌ای یافته است. حسگرهای گاز، به‌عنوان ابزارهای هوشمندی که قادر به شناسایی و اندازه‌گیری گاز در محیط‌های پیچیده هستند، نقش کلیدی در این حوزه ایفا می‌کنند [۱]. حسگرها ابزارهایی عملی و غیرمخرب برای تعیین غلظت گاز هدف فراهم می‌کنند [۲-۴] و در پایش محیط زیست، ایمنی عمومی، کشاورزی و پزشکی کاربردهای مهمی دارند.[۵] با پیشرفت علم و فناوری، پژوهش‌ها در حوزه حسگرهای گاز بر ویژگی‌هایی چون حساسیت و گزینش‌پذیری بالا، پاسخ‌دهی سریع، هزینه و مصرف توان پایین، پایداری و قابل‌حمل بودن، و همچنین استفاده از مواد نوین و کارآمد تمرکز یافته‌اند .[٦]آمونیاک (NH_3) گازی بی‌رنگ با بویی تند و زننده است. منابع عمده انتشار مستقیم یا غیرمستقیم آمونیاک شامل بخش کشاورزی، مدیریت پسماند، حمل‌ونقل جاده‌ای، کاربردهای صنعتی و فعالیت‌های انسانی هستند. آمونیاک نقش تعیین‌کننده‌ای در تشکیل ذرات معلق (PM) در مناطق آلوده دارد [۷] و خطرات جدی برای سلامت انسان ایجاد می‌کند؛ به‌ویژه برای چشم‌ها، پوست، دستگاه تنفسی، کبد و کلیه‌ها [۸،۹]. از این‌رو، اندازه‌گیری و پایش آمونیاک برای کنترل انتشار، حفاظت محیط زیست و

ایمنی انسان اهمیت زیادی دارد.حسگرهای آمونیاک در سال‌های اخیر کاربردهای نوینی در پزشکی یافته‌اند، زیرا NH_3 به‌عنوان یک نشانگر زیستی برای بیماری‌های کلیوی و زخم‌ها مطرح است [۱۰]. در این پژوهش، نسخه‌ای جدید از چاپگر جت‌پلاسما سرد در فشار اتمسفری طراحی شد تا لایه‌های حسگر را روی بسترهای شیشه‌ای لایه‌نشانی کند. یکی از نوآوری‌های سیستم توسعه‌یافته، نصب فلاسکی حاوی کلوئید روی نبولایزر است که آئروسل کلوئیدی را به محیط پلاسما هدایت می‌کند. یک سل پیزوالکتریک نیز در انتهای فلاسک قرار دارد که مستقیماً آئروسل کلوئیدی تولید می‌کند و سپس آن را با کمک گاز آرگون وارد ناحیه پلاسما می‌کند.مزیت اصلی این سیستم نسبت به اسپری پلاسما، امکان تزریق هر غلظتی از نانوذرات به‌صورت محلول کلوئیدی و دستیابی به لایه نانوکامپوزیتی مطلوب در یک مرحله است. در این تحقیق، نانوکامپوزیت‌های سبک‌وزن تولیدشده با این روش، فعالیت مناسبی در تشخیص آمونیاک در دمای محیط از خود نشان دادند و زمان عملکرد کوتاه‌تر و هزینه‌ی کمتری نیز داشتند.



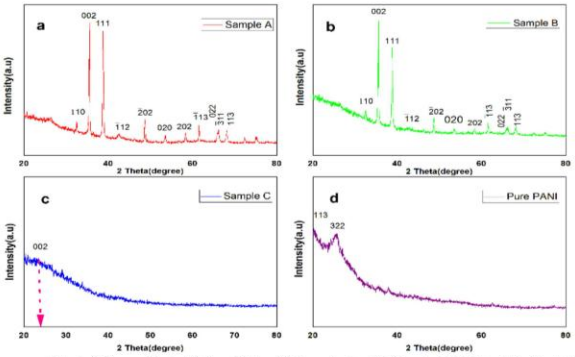
شکل ۱. شماتیک جت پلاسمای اتمسفری.

مواد و روش‌ها

در ابتدا اکسید مس، پلی آنیلین و اکسید گرافن را سنتز می‌کنیم سپس برای تهیه لایه حسگر A به روش تک‌مرحله‌ای، صفحات نانویی اکسید گرافن ، مقداری پلی‌آنیلین و نانوذرات اکسید به ۴۰ میلی‌لیتر اتانول و ۲۰ میلی‌لیتر هگزان اضافه شد. این مخلوط به مدت یک ساعت در دستگاه اولتراسونیک قرار گرفت تا مایعی کلوئیدی و یکنواخت حاصل شود. سپس این مایع کلوئیدی با استفاده از جت‌پلاسما و گاز حامل آرگون، به مدت ۳۰ دقیقه روی زیرلایه شیشه‌ای لایه‌نشانی شد (مطابق شکل ۱). در مرحله بعد، نمونه Bبا استفاده از روش لایه به لایه تهیه شد. برای این منظور، اکسید گرافن و نانوذرات اکسید مس در ۳۰ میلی‌لیتر اتانول و ۱۰ میلی‌لیتر هگزان پراکنده شده و پس از یک ساعت فراصوت، محلول یکنواخت حاصل با استفاده از پلاسماجت و گاز حامل آرگون، به مدت ۳۰ دقیقه روی زیرلایه شیشه‌ای لایه‌نشانی شد. سپس، ۵ میکرولیتر از مایع کلوئیدی حاوی پلی‌آنیلین پراکنده‌شده در ۱۰ میلی‌لیتر NMP روی لایه نانوکامپوزیتی حاصل از مرحله جت‌پلاسما قطره‌گذاری شد. پوشش دولایه حاصل در دمای ۵۰ درجه سانتی‌گراد و به مدت ۴۵ دقیقه در آون خشک شد. در ادامه، نمونه C نیز با روش لایه به لایه تهیه شد. نانوذرات اکسید گرافن به ۲۰ میلی‌لیتر اتانول و ۷ میلی‌لیتر هگزان افزوده شده و به مدت ۳۰ دقیقه هم‌زده شد. سپس این مخلوط به مدت یک ساعت فراصوت شد تا مایع کلوئیدی یکنواخت حاصل شود. این محلول با استفاده از جت‌پلاسما و گاز حامل آرگون، به مدت ۳۰ دقیقه روی زیرلایه شیشه‌ای لایه‌نشانی شد. در مرحله بعد، ۵ میکرولیتر از محلول کلوئیدی حاوی پلی‌آنیلین در ۱۰ میلی‌لیتر NMP روی لایه ایجادشده قطره‌گذاری شد. لایه نهایی دولایه‌ای، مانند نمونه B، در دمای ۵۰ درجه سانتی‌گراد و به مدت ۴۵ دقیقه خشک شد. همان‌طور که ذکر شد، تفاوت اصلی بین نمونه‌های B و C در عدم حضور اکسید مس در نمونه C است.

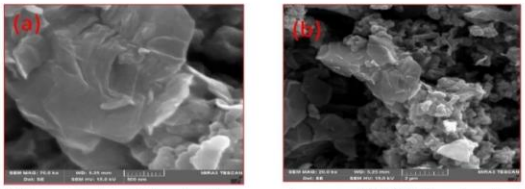
بحث

طیف XRD

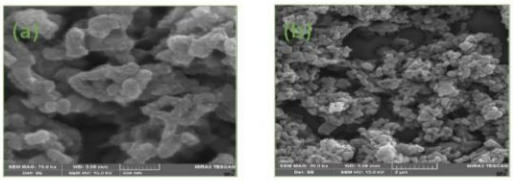


شکل ۲. طیف XRD برای (a) نمونهA ، (b)نمونهB ، (c)نمونهC ، و (d) پلی‌آنیلین خالص.

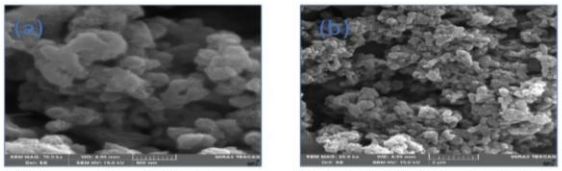
آنالیز FESEM



شکل ۳. تصاویر FE-SEM از نمونه A در دو بزرگ‌نمایی (a) :۵۰۰ نانومتر و (b) ۲ میکرومتر.

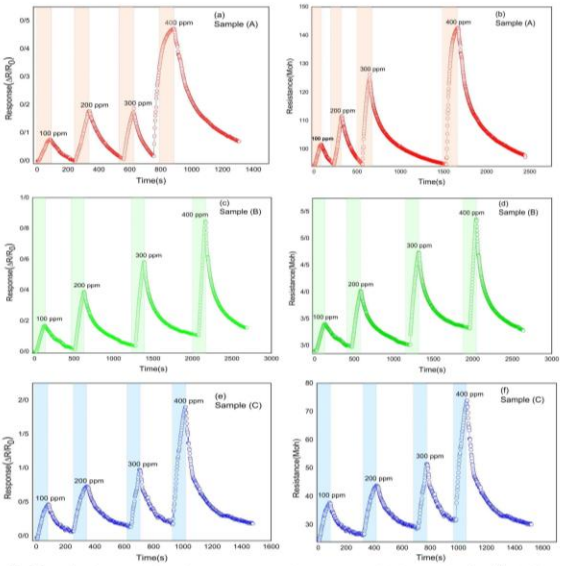


شکل ۴. تصاویر FE-SEM از نمونه B در دو بزرگ‌نمایی (a) :۵۰۰ نانومتر و (b) ۲ میکرومتر



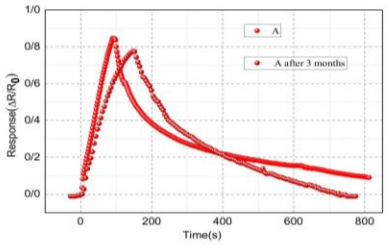
شکل ۵. تصاویر FE-SEM از نمونه C در دو بزرگ‌نمایی (a) :۵۰۰ نانومتر و (b) ۲ میکرومتر.

نتایج حسگری گاز NH_3 برای لایه‌های ساخته شده



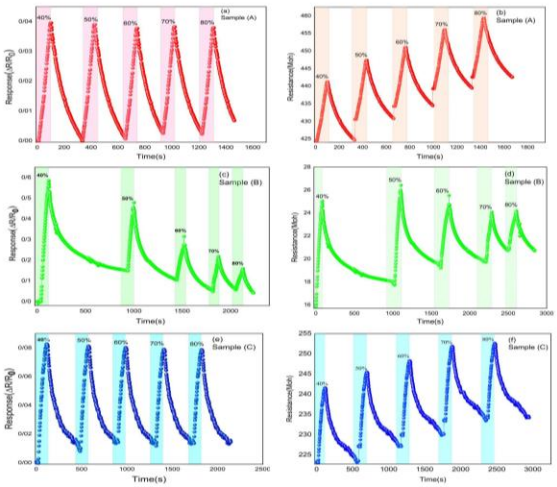
شکل ۶.(a–f) پاسخ دینامیکی و تغییر مقاومت نسبت به زمان برای نمونه‌های A، B و C در برابر غلظت‌های مختلف NH_3 در دمای ۲۵ درجه سانتی‌گراد.

طول عمر لایه‌های حسگر



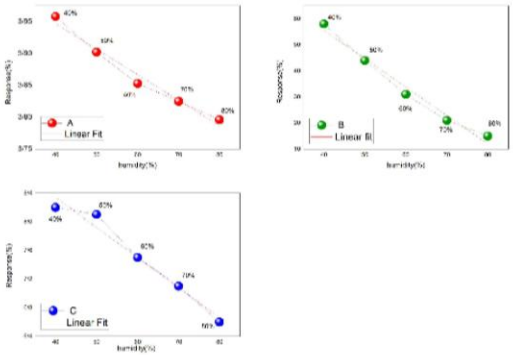
شکل ۷. پاسخ دینامیکی در برابر زمان برای نمونه A پس از ۳ ماه در معرض گاز ۲۰۰ ppmدر دمای ۲۵ درجه سانتی‌گراد.

عملکرد حسگری نانوکامپوزیت‌های تهیه‌شده در معرض رطوبت‌های مختلف (۳۵٪، ۴۰٪، ۵۰٪، ۶۰٪، ۷۰٪ و ۸۰٪) در غلظت ۲۰۰ ppm از NH_3، فشار ۱ اتمسفر و دمای ۲۵ درجه سانتی‌گراد بررسی شد.



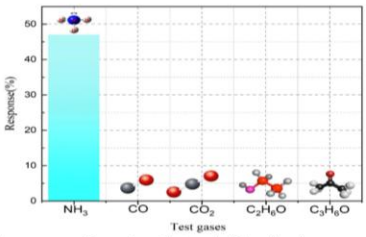
۸. (a–f) پاسخ دینامیکی و تغییر مقاومت نسبت به زمان برای نمونه‌های A، B و C در برابر سطوح مختلف رطوبت در غلظت ۲۰۰ ppm از NH_3 در دمای ۲۵ درجه سانتی‌گراد.

پاسخ دینامیکی حسگرها در برابر رطوبت‌های مختلف



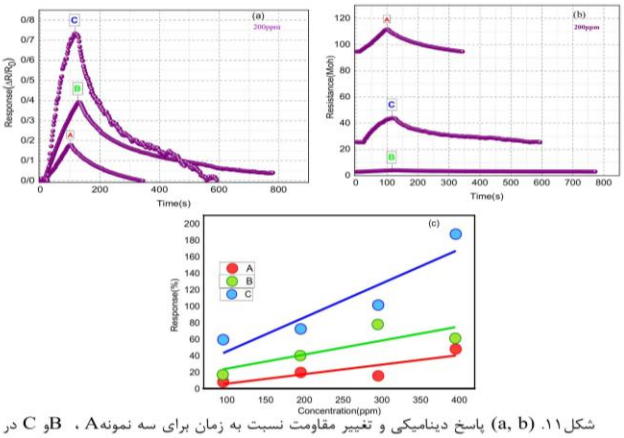
شکل ۹. برازش خطی پاسخ-رطوبت حسگرها در غلظت ۲۰۰ ppm از NH_3 در دمای ۲۵ درجه سانتی‌گراد.

پاسخ دینامیکی حسگرها در برابر گازهای مختلف



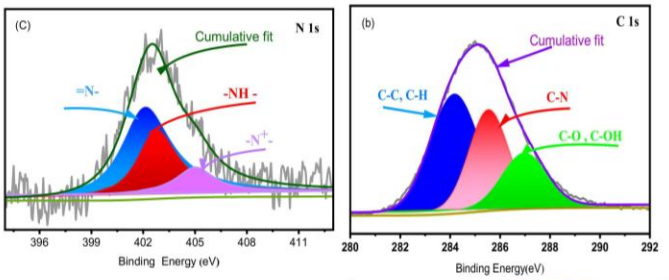
شکل ۱۰. پاسخ نمونه‌های A به گازهای مختلف برای ۴۰۰ ppm در دمای ۲۵ درجه

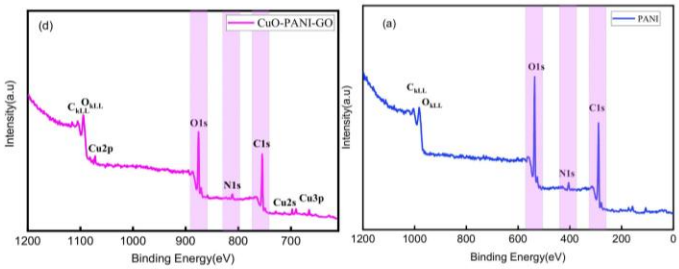
مقایسه زمان پاسخ‌گویی سه نمونه در غلظت ۲۰۰ ppm گاز NH_3 در دمای ۲۵ درجه سانتی‌گراد

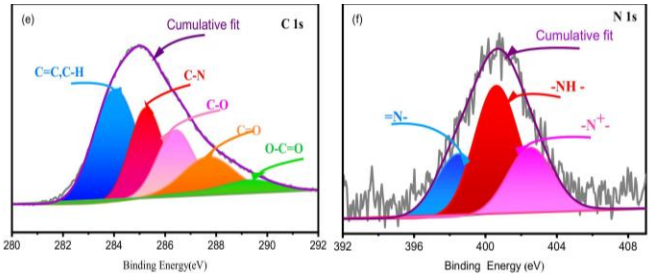


شکل۱۱. (a, b) پاسخ دینامیکی و تغییر مقاومت نسبت به زمان برای سه نمونهA ، Bو C در غلظت ۲۰۰ ppm گاز NH_3 در دمای ۲۵ درجه سانتی‌گراد. (c) برازش خطی پاسخ حسگرها نسبت به غلظت‌های ۱۰۰ تا ۴۰۰ ppm گاز NH_3 در دمای ۲۵ درجه سانتی‌گراد.

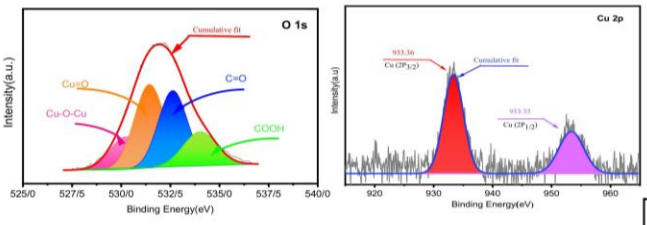
طیف‌سنجی فوتوالکترون پرتو ایکس (XPS)







شکل ۱۲. طیف‌های XPS نانوکامپوزیت‌های(a, b, c) C و B ، A (d, e, f) نمودارهای شکل d کاهش شدیدی را در شدت گروه‌های حاوی اکسیژن در نمونه A نشان می‌دهند که نشان‌دهنده‌ی سطح بالاتر اکسیژنه شدن و کاهش موفقیت‌آمیز GO به GO کاهش‌یافته (r-GO) در طی فرآیند کاهش شیمیایی است؛ فرآیندی که به‌طور مؤثری بر رسانایی الکتریکی نمونه A تأثیر گذاشته است.



شکل۱۳. طیف‌های O^1s و Cu^2p نانوکامپوزیت.A طیف Cu^2p دارای یک پیک ۲ $p^{3/2}$و یک پیک ۲ $p^{1/2}$در انرژی بستگی ۹۵۲.۵۲ eV است. طیف O^1s نیز به چهار پیک در انرژی‌های بستگی ۵۳۰.۳۹، ۵۳۱.۵۳، ۵۳۲.۷۴ و ۵۳۴.۳۱ eV تفکیک‌پذیر است که به‌ترتیب به پیوند اکسیژن با یون مس یک‌ظرفیتی کوپروس، (Cu^+)، پیوند اکسیژن با یون مس دوظرفیتی کوپریک، (Cu^{2+})، اکسیژن مربوط به گروه‌های کربونیل غیرکاهش‌یافته (C=O) و گروه‌های اسید کربوکسیلیک نسبت داده می‌شوند.

نتیجه‌گیری

در این تحقیق، استفاده از یک روش جدید و مقرون به‌صرفه جت‌پلاسما جدید برای رسوب حسگر گاز آمونیاک بر روی سطح شیشه گزارش شده است. روش توسعه‌داده‌شده نسبت به تکنیک‌های رقیب مزایای زیادی دارد از جمله سازگاری با انواع مختلف زیرلایه‌ها، صرفه‌جویی در هزینه و زمان رسوب‌گذاری کوتاه‌تر. پلاسما نرخ رسوب‌گذاری و چسبندگی را افزایش داده و در نتیجه یک شبکه متراکم از نانومواد بر روی زیرلایه ایجاد می‌کند. کلوئید توسعه‌یافته شامل ساختارهای کربنی (گرافن اکسید)، پلیمرهای هادی پلی‌انیلین (PANI) و نانوذرات اکسید فلزی (اکسید مس) است. ارزیابی مورفولوژیکی نمونه‌ها با تکنیک FESEM نشان داد که توزیع یکنواخت و همگنی از مرکب جوهری بر روی سطح نمونه‌های شیشه‌ای وجود دارد. روش‌های تحلیلی مانندEDX ، نقشه EDX و XPS برای تأیید رسوب موفقیت‌آمیزGO/CuO₂/PANI، GO/CuO₂-PANI و نانوکامپوزیت‌های GO-PANI روی شیشه استفاده شدند. یک نمونه

کلوئیدی از ترکیب‌های مذکور با استفاده از پلاسما جت فشار جو (APPJ) رسوب داده شد؛ در حالی که نمونه دیگر به‌صورت لایه‌به‌لایه رسوب گردید. اندازه‌گیری‌های حسگری برای گازهای مختلف با استفاده از تنظیمات حسگر گاز جریان دینامیک در دمای اتاق و با توجه به اثر غلظت گاز بر پاسخ حسگر انجام شد. نمونه‌ها پاسخ مناسبی برای گاز آمونیاک در دمای اتاق و در تمامی غلظت‌ها نشان دادند. در این مطالعه، نانوکامپوزیت‌های سبک‌وزن توسعه‌یافته عملکرد مناسبی به‌عنوان حسگر انتخابی گاز آمونیاک در دمای اتاق با زمان عملیاتی کوتاه‌تر و پردازش کم‌هزینه نشان دادند.

مراجع:

[۱] Basu, S., & Bhattacharyya, P. (۲۰۱۲). Recent developments on graphene and graphene oxide based solid state gas sensors. *Sensors and Actuators B: Chemical*, *173*, ۱-۲۱.

[۲] Wang, Y. C., Sun, Z. S., Wang, S. Z., Wang, S. Y., Cai, S. X., Huang, X. Y., ... & Xie, W. F. (۲۰۱۹). Sub-ppm acetic acid gas sensor based on In ۲ O ۳ nanofibers. *Journal of Materials Science*, *54*, ۱٤۰۵۵-۱٤۰٦۳.

[۳] Felix, A. A., Silva, R. A., & Orlandi, M. O. (۲۰۲۰). Layered α-MoO ۳ nanoplates for gas sensing applications. *CrystEngComm*, *22*(۲۷), ٤٦٤۰-٤٦٤۹.

[٤] Chang, X., Li, X., Qiao, X., Li, K., Xiong, Y., Li, X., ... & Xue, Q. (۲۰۲۰). Metal-organic frameworks derived ZnO@ MoS۲nanosheets core/shell heterojunctions for ppb-level acetone detection: Ultra-fast response and recovery. *Sensors and Actuators B: Chemical*, *304*, ۱۲۷٤۳۰.

Paper ID: P6-05

مطالعه تطبیقی اثر محیط فعال‌شده با پلاسما (PAM) بر سلول‌های گلیوبلاستوما و فیبروبلاست انسانی: رویکرد نوین در درمان هدفمند تومورها

الهام سادات موسوی۱، فاطمه عروجعلیان۲، رضا فلاح۱، امیر رحمانیان شریف آباد۳*، سید محمد خراشادی زاده۱

۱ دانشگاه بیرجند، دانشکده علوم، گروه فیزیک

۲ دانشگاه علوم پزشکی خراسان شمالی، دانشکده پزشکی، گروه نانوتکنولوژی پزشکی

۳ دانشگاه علوم پزشکی خراسان شمالی، دانشکده پزشکی، گروه طب اورژانس

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : rahmanian_amir@yahoo.com

چکیده

پلاسمای غیر حرارتی (NTP) و به‌ویژه محیط فعال‌شده با پلاسما (PAM) به‌عنوان رویکردی نوین در درمان هدفمند سرطان پیشنهاد شده‌اند. این مطالعه با هدف بررسی اثر غلظت‌های مختلف PAM بر بقاء سلول‌های سرطانی گلیوبلاستوما (U87-MG) و سلول‌های سالم فیبروبلاست (IMR-32) در شرایط آزمایشگاهی انجام شد. سلول‌ها تحت تیمار با مقادیر مختلف PAM (100%, 50%, 25%, 12/5%) قرار گرفتند و میزان بقای سلولی به روش MTT و تحلیل آماری با نرم‌افزار R ارزیابی شد. نتایج نشان داد که PAM در غلظت 100% موجب کاهش معنی‌دار بقاء سلول‌های گلیوبلاستوما (OD=0.394±0.122, p=0.038) و در غلظت‌های پایین‌تر (50%, 25%, 12/5%) موجب افزایش معنی‌دار بقاء فیبروبلاست‌ها نسبت به گروه کنترل شد ($p<0.05$). این یافته‌ها بیانگر اثر انتخابی و وابسته به غلظت PAM بر سلول‌های بدخیم و طبیعی بوده و پتانسیل کاربردی آن را به عنوان درمان کمکی در سرطان‌های مغزی نشان می‌دهد. بررسی‌های تکمیلی برای ارزیابی ایمنی و کارایی PAM در مدل‌های پیش‌بالینی توصیه می‌شود.

کلید واژه: آپوپتوز، درمان سرطان، محیط فعال‌شده با پلاسما (PAM)

Comparative Study of Plasma-Activated Medium (PAM) Effects on Human Glioblastoma and Fibroblast Cells: A Novel Approach for Targeted Tumor Therapy

Elham sadat Mousavi1, fatemeh oroojalian2, Reza Fallah1, Amir rahmanian sharifabad3, Seyed mohammad Khorashadizadeh1

1 Department of Physics, Faculty of Sciences, Birjand University

2 Department of Medical Nanotechnology, School of Medicine, North Khorasan University of Medical Sciences

3 Department of Emergency Medicine, School of Medicine, North Khorasan University of Medical Sciences

*corresponding e-mail: rahmanian_amir@yahoo.com

Abstract

Non-thermal plasma (NTP), particularly plasma-activated medium (PAM), is emerging as a selective approach for targeted cancer therapy. This study aimed to evaluate the effects of various concentrations of PAM on the viability of human glioblastoma (U87-MG) and fibroblast (IMR-32) cell lines in vitro. Cells were treated with different PAM concentrations (100%, 50%, 25%, 12.5%), and cell viability was assessed using the MTT assay. Statistical analyses were performed in R software. PAM at 100% concentration significantly decreased the viability of glioblastoma cells (OD=0.394±0.122, p=0.038). In contrast, lower concentrations of PAM (50%, 25%, 12.5%) significantly increased fibroblast viability

compared to the control group ($p<0.05$). PAM demonstrated a selective and concentration-dependent effect, reducing the survival of malignant cells while enhancing the viability of normal fibroblasts. These findings support the potential application of PAM as an adjunctive therapy in brain cancers, warranting further preclinical evaluation.
Keywords: Apoptosis, Cancer Therapy, Plasma-Activated Medium (PAM)

مقدمه

گلیوبلاستوما یکی از تهاجمی‌ترین تومورهای مغزی است که به دلیل رشد سریع، تهاجم بالا به بافت اطراف و مقاومت نسبت به درمان‌های رایج، چالش جدی در درمان سرطان مغز محسوب می‌شود[۱–۳]. نوآوری‌های درمانی متعددی در سال‌های اخیر برای غلبه بر این موانع مطرح شده‌اند، از جمله استفاده از فناوری‌های مبتنی بر پلاسمای سرد اتمسفری (CAP)[۴–۶]. یکی از روش‌های غیرمستقیم و نسبتاً ایمن‌تر استفاده از محیط فعال‌شده با پلاسما (Plasma-Activated Medium, PAM) است که بواسطه غنی‌سازی محیط با گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن (ROS/RNS) بدون تماس مستقیم سلول با جریان پلاسما، می‌تواند اثری ترجیحی و انتخابی بر سلول‌های بدخیم داشته باشد[۷–۱۰].

شواهد متعدد نشان می‌دهد PAM می‌تواند فرآیند آپوپتوز را در سلول‌های سرطانی همچون گلیوبلاستوما فعال کند، در حالی که بر سلول‌های سالم یا طبیعی مانند فیبروبلاست، اثرات مخرب کمتری دارد یا حتی باعث افزایش زیست‌پذیری می‌گردد[۱۱–۱۴]. این تمایز عمدتاً ناشی از تفاوت حساسیت سلول‌های سرطانی و غیرسرطانی نسبت به استرس اکسیداتیو است[۹،۱۵]. با این حال، بررسی اثر غلظت‌های مختلف PAM بر سلول‌های سرطانی و سالم برای کشف پنجره درمانی ایمن و کارآمد، حیاتی است[۱۶].

هدف از مطالعه حاضر، مقایسه کمی تاثیر غلظت‌های متفاوت PAM بر روی بقای سلول‌های گلیوبلاستوما و فیبروبلاست انسانی و بررسی امکان بهره‌گیری از این فناوری به عنوان رویکردی نوین در درمان هدفمند تومورها با کمینه‌سازی آسیب به سلول‌های سالم است.

مواد و روش ها

رده‌های سلولی و شرایط کشت

در این پژوهش، سلول‌های گلیوبلاستومای انسانی (U87-MG) و فیبروبلاست انسانی (IMR-32) از پژوهشکده زیست‌فناوری دانشگاه فردوسی مشهد تهیه شدند. پیش از آزمایش، زیست‌پذیری سلول‌ها با آزمون تریپان بلو بررسی گردید و فقط سلول‌های سالم به مراحل بعدی وارد شدند. سلول‌ها در محیط DMEM حاوی ۱۰٪ سرم جنین گاوی (FBS) و ۴.۵ گرم در لیتر گلوکز در پلیت‌های ۴۸ خانه‌ای (۱۵۰۰۰ سلول/چاهک) کشت داده شده، و به مدت ۲۴ ساعت در دمای ۳۷ درجه سانتی‌گراد، ۹۵٪ رطوبت و ۵٪ CO_2 انکوبه شدند تا چسبندگی و تکثیر اولیه حاصل شود. هر تیمار و کنترل با ۲۴ تکرار انجام شد.

روش تهیه محیط فعال‌شده با پلاسما (PAM)

برای تهیه PAM، از دستگاه پلاسما تورچ اتمسفری مدل Satya (توان ۵۰۰ وات، گاز حامل هوا) استفاده شد. مقدار ۵ میلی‌لیتر آب دیونیزه استریل در چاهک پلیت شش‌خانه‌ای (عمق تقریبی ۵ میلی‌متر) ریخته شد. نازل پلاسما در فاصله دقیق ۲ سانتی‌متری از سطح آب قرار داده شد. دستگاه برای تولید بهینه گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن به مدت زمان پلاسمادهی ۵ دقیقه تنظیم گردید.

آنالیز کمی و کیفی PAM

جهت اطمینان از تولید مناسب گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن (ROS/RNS)، محلول PAM با دستگاه ELISA Reader (Tecon Sunrise) در محدوده ۲۰۰ تا ۳۰۰ نانومتر مورد پایش طیف‌سنجی جذبی قرار گرفت. مشاهده اوج جذب در ۲۱۵ نانومتر (OD=1.85) و حداقل جذب در ۲۶۰ نانومتر (OD=0.021) صحت تولید گونه‌های فعال اثبات شد.

رقیق‌سازی و کاربرد PAM

محلول PAM تولیدشده در چهار غلظت (100%, 50%, 25%, 12/5%) با استفاده از آب دییونیزه استریل تهیه گردید. برای هر چاهک، ۱۰ میکرولیتر از محلول PAM (در غلظت مربوطه) به ۱۵۰ میکرولیتر محیط کشت اضافه شد. گروه کنترل با آب دییونیزه جایگزین شد تا اثر حلال حذف شود. تیمار سلول‌ها با PAM به مدت ۷۲ ساعت در شرایط انکوباسیون استاندارد (۳۷ درجه، ۵٪ CO_2، رطوبت ۹۵٪) انجام شد.

سنجش بقاء سلولی (آزمون MTT)

پس از ۷۲ ساعت تیمار سلولی، محیط هر چاهک جمع‌آوری و سلول‌ها با ۲۰۰ میکرولیتر PBS یک بار شستشو شدند. سپس ۵۰ میکرولیتر محلول MTT (۵ میلی‌گرم بر میلی‌لیتر) افزوده شد و صفحات برای ۴ ساعت در دمای ۳۷ درجه انکوبه شدند. پس از حذف سوپرناتانت، به هر چاهک ۲۰۰ میکرولیتر DMSO اضافه و کریستال‌های فورمازان حل شد. پس از ۳۰ دقیقه، جذب نوری در طول موج ۵۷۰ نانومتر توسط ELISA Reader سنجش گردید. هر گروه با ۲۴ تکرار بررسی شد.

تحلیل آماری

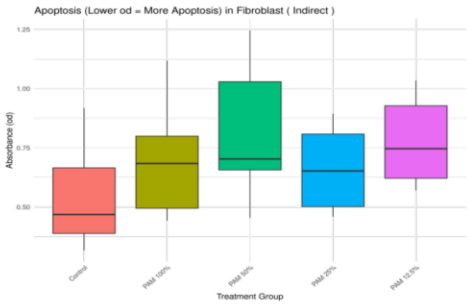
تحلیل داده‌ها با استفاده از نرم‌افزار R نسخه ۴.۲.۲ انجام شد. برای وارد کردن داده‌ها و انجام آنالیز آماری، بسته‌های haven، dplyr و ggplot2 به کار رفتند. آزمون نرمالیتی (Shapiro-Wilk)، آزمون t مستقل یا Mann-Whitney (بسته به شرایط داده)، تحلیل ANOVA و مقایسه‌های جفتی توسط کد اختصاصی انجام شد. برای مصورسازی و ترسیم نمودارها نیز از بسته ggplot2 استفاده شد.

نتایج

بر اساس آزمون MTT پس از ۷۲ ساعت تیمار با غلظت‌های مختلف PAM، تفاوت معناداری در بقای سلولی (OD) بین رده‌های گلیوبلاستوما (U87-MG) و فیبروبلاست (IMR-32) مشاهده شد.

فیبروبلاست (IMR-32)

افزایش بقاء سلولی در پاسخ به غلظت‌های پایین‌تر PAM مشهود بود، به‌طوری که گروه تیمار شده با PAM 50% بالاترین مقدار جذب نوری (OD=0.797 ± 0.250; p=0.0007 نسبت به کنترل) را نشان داد و این تفاوت از نظر آماری معنادار بود. تیمار با 25%, 12/5% نیز به ترتیب ODهای ۰.۷۷۴ ± ۰.۱۶۵ و ۰.۶۶۱ ± ۰.۱۶۵ را نشان دادند ($p<0.01$ و $p=0.014$)، که بیانگر کاهش آپوپتوز و حتی محتمل است نشانه افزایش تکثیر باشد. تیمار با غلظت PAM 100% نیز موجب افزایش بقای سلول نسبت به کنترل (OD=0.675 ± 0.200; p=0.012) شد[جدول ۱ و شکل ۱].



شکل۱. نمودار میزان جذب در سلول های فیبروبلاست با غلظت های مختلف PAM

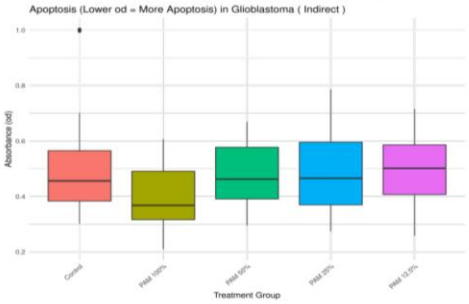
تیمار	مقدار OD (میانگین ± انحراف معیار)	ارزش p نسبت به کنترل
کنترل	۰.۱۹۹ ± ۰.۵۴۷	—
PAM 100%	۰.۲۰۰ ± ۰.۶۷۵	۰.۰۱۲
PAM 50%	۰.۲۵۰ ± ۰.۷۹۷	۰.۰۰۰۷
PAM 25%	۰.۱۶۵ ± ۰.۶۶۱	۰.۰۱۴۵
PAM 12.5%	۰.۱۶۵ ± ۰.۷۷۴	۰.۰۰۰۱

جدول ۱. اثر غلظت‌های مختلف PAM بر بقاء سلول‌های فیبروبلاست انسانی (IMR-32)

گلیوبلاستوما (U87-MG)

در رده گلیوبلاستوما، بیشترین کاهش بقاء سلولی مربوط به غلظت PAM 100% بود (OD=0.394 ± 0.122; p=0.038 نسبت به کنترل)، که نشان‌دهنده اثر آپوپتوزکننده PAM در این غلظت بالا است. غلظت‌های پایین‌تر PAM—یعنی 50%, 25%, 12/5%—تفاوت

معناداری با گروه کنترل نشان ندادند (OD حدود -0.47 0.5 و p>0.5)، که نشانگر حساسیت بیشتر سلول‌های بدخیم به غلظت‌های بالای گونه‌های فعال موجود در PAM می‌باشد[جدول ۲ و شکل ۲].

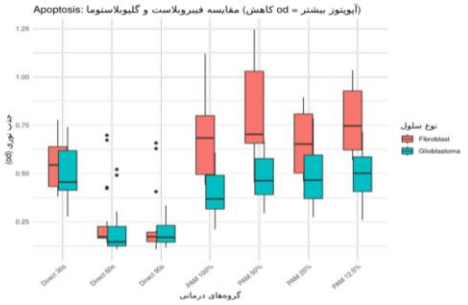


شکل ۲. نمودار میزان جذب در سلول های فیبروبلاست با غلظت های مختلف PAM

تیمار	مقدار OD (میانگین ± انحراف معیار)	ارزش p نسبت به کنترل
کنترل	۰.۵۰۸ ± ۰.۱۹۶	—
PAM 100%	۰.۳۹۴ ± ۰.۱۲۲	۰.۰۳۸
PAM 50%	۰.۴۷۷ ± ۰.۱۱۸	۰.۸۸۵
PAM 25%	۰.۴۸۹ ± ۰.۱۴۱	۰.۹۰۲
PAM 12.5%	۰.۵۰۰ ± ۰.۱۴۱	۰.۵۹۹

مقایسه بین دو رده سلولی

در تمام غلظت‌های PAM، مقادیر OD برای فیبروبلاست به طور معناداری بالاتر از گلیوبلاستوما بود به ویژه در غلظت‌های پایین PAM [شکل ۳]. این اختلاف گواهی بر اثر انتخابی و ترجیحی PAM بر تومور است؛ یعنی در غلظت بهینه، می‌تواند موجب آپوپتوز در سلول بدخیم و ارتقاء بقاء در سلول نرمال شود.



شکل3. نمودار مقایسه میزان جذب در سلول های گلیوبلاستوما و فیبروبلاست با غلظت های مختلف PAM

بحث

مطالعه حاضر نشان داد که تیمار سلول‌های گلیوبلاستوما (U87-MG) و فیبروبلاست انسانی (IMR-32) با محیط فعال‌شده با پلاسما (PAM) می‌تواند به صورت وابسته به غلظت، آثار متمایزی بر بقای سلولی این دو رده ایجاد کند. یافته‌های ما با مطالعات قبلی که تأکید کرده‌اند درمان با پلاسما می‌تواند منجر به آسیب DNA و القای آپوپتوز در سلول‌های سرطانی گردد، هم‌راستا است [۱۷,۱۸]. بررسی تیمار سلول‌های گلیوبلاستوما با PAM نشان داد که غلظت 100% موجب کاهش معنی‌دار بقای سلول‌های سرطانی شد، در حالی که غلظت‌های پایین‌تر اثر مشخصی نداشتند. این موضوع با یافته‌های مطالعات Hirst و همکاران که گزارش کرده‌اند پلاسما از طریق ایجاد آسیب DNA و فعال‌سازی مسیرهای مرگ سلولی برنامه‌ریزی شده، باعث حذف سلول‌های بدخیم می‌شود، مطابقت دارد [۱۷]. همچنین، Lin و همکاران نشان داده‌اند که گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن حاصل از پلاسما نقش کلیدی در القای مرگ سلولی ایمونوژنیک دارند و می‌توانند اثرات ضدسرطانی موثری را حتی در غلظت‌های کوتاه‌مدت ایجاد کنند [۱۸].

از سوی دیگر، نتایج مطالعه حاضر نشان داد که تیمار سلول‌های فیبروبلاست با غلظت‌های پایین‌تر PAM (50% و 12/5%) موجب افزایش معنی‌دار بقاء (و احتمالاً پرولیفراسیون) این سلول‌ها شد. این یافته همسو با گزارش

Khani و همکاران است که نشان دادند پلاسما می‌تواند پرولیفراسیون و ترمیم فیبروبلاست‌های ریوی را تسهیل کند [۱۹]. به نظر می‌رسد که تفاوت پاسخ سلول‌های بدخیم و سالم به PAM، ناشی از تفاوت بنیادین در وضعیت تعادل اکسیداتیو و ظرفیت دفاع آنتی‌اکسیدانی این سلول‌ها باشد [۲,۵,۱۶].

علاوه بر این، مروری بر پژوهش‌های اخیر حاکی از آن است که تأثیرات درمانی پلاسما تنها محدود به سلول‌های سرطانی نبوده و پتانسیل کاربرد وسیع در حوزه‌های مختلف پزشکی مانند ترمیم زخم، تعدیل عملکرد ایمونولوژیک و حتی بهبود انعقاد پلاسما را نیز داراست [۲۰,۲۱]. به عنوان مثال، Adhikari و همکاران به جنبه‌های مختلف درمان سرطان با پلاسما اشاره کرده‌اند و مطالعات Musavi و همکاران نیز نشان داده‌اند که استفاده از پلاسما در شرایط آزمایشگاهی، حتی در بیماران دریافت‌کننده داروهای ضدانعقاد مانند وارفارین، می‌تواند ایمنی و کارایی مناسبی داشته باشد [۲۰,۲۱].

از نقاط قوت مطالعه حاضر می‌توان به طراحی دقیق، استفاده از نمونه‌های هم‌زمان و تعداد تکرار کافی، و نیز تحلیل آماری داده‌ها با نرم‌افزار R اشاره کرد که بازتولید و اعتبار علمی نتایج را تقویت می‌کند. با این حال، محدودیت‌هایی همچون استفاده از مدل سلولی ساده (in vitro)، شبیه‌سازی ناقص ریزمحیط تومور و تفاوت ترکیب محیط پایه PAM با شرایط درون‌بدنی باید مدنظر قرار گیرد. لذا توصیه می‌شود در مطالعات آتی آزمون‌های درون‌بدنی (in vivo) و شرایط پیچیده‌تر سه‌بعدی برای راستی‌آزمایی و تعمیم نتایج انجام گیرد.

در مجموع، یافته‌های این مطالعه تأیید می‌کنند که محیط فعال‌شده با پلاسما به‌صورت انتخابی بر روی سلول‌های بدخیم اثر منفی و بر روی سلول‌های سالم در شرایط خاص اثر حفاظتی و حتی تحریک‌کننده دارد. این ویژگی می‌تواند افق‌های تازه‌ای را در توسعه درمان‌های مکمل، کم‌تهاجمی و هدفمند سرطان‌های مقاوم به درمان بگشاید [۱۷-۲۱].

مرجع ها

1. Keidar, M. "Plasma for cancer treatment." Physics of Plasmas, 22(12), 122001, 2015.
2. Khalili, M., et al. "Cold atmospheric plasma and cancer: mechanisms of action and current state of in vitro and in vivo studies." Current Oncology, 28(4), 2984-2995, 2021.
3. Yan, D. Y., Sherman, J. H., & Keidar, M. "Cold atmospheric plasma, a novel promising anti-cancer treatment modality." Oncotarget, 8(9), 15977–15995, 2017.
4. Vandamme, M., et al. "ROS implication in a new antitumor strategy based on non-thermal plasma." International Journal of Cancer, 130(9), 2185–2194, 2012.
5. Metelmann, H. R., et al. (2015). Non-thermal atmospheric pressure plasma preferentially induces apoptosis in p53-mutated cancer cells by activating ROS stress-response pathways. PLOS ONE, 10(4), e0091947. https://doi.org/10.1371/journal.pone.0091947
6. Canal, C., et al. "Plasma-assisted hydrogel immobilization for antimicrobial coating development." Materials Letters, 145, 247–250, 2015.
7. Bekeschus, S., et al. "Physical plasma–triggered ROS induces tumor cell death independently from the cell cycle." PLoS ONE, 8(11), e79019, 2013.
8. Yan, D., et al. "A physically triggered cell death via membrane damage by cold atmospheric plasma in melanoma cells." Scientific Reports, 7, 44772, 2017.
9. Privat-Maldonado, A., et al. "Cold atmospheric plasma triggers immunogenic cell death in A549 lung carcinoma cells." Clinical Plasma Medicine, 10, 1–8, 2018.
10. Akbarzadeh, R., et al. "Mechanistic aspects of apoptosis induction by plasma-activated media." Journal of Physiology and Pharmacology, 68(5), 689–695, 2017.
11. Arjunan, K. P., Sharma, V. K., & Ptasinska, S. "Effects of atmospheric pressure plasma treatment on the cancer cell viability for different plasma sources." Applied Physics Letters, 98(4), 2011.
12. Gweon, B., Kim, K. N., & Kim, M. S. "Differential Cell Death Effects of Anti-Cancer Herbal Extract Induced by Cold Atmospheric Plasma in Glioblastoma and Normal Astrocytes." Cancers, 14(1), 2022.
13. Conway, G. E., et al. "Cold atmospheric plasma induces apoptosis in U87–MG glioblastoma cells

targeting cell cycle and cytoskeletal regulation." Journal of Physics D: Applied Physics, 52(15), 155202, 2019.

14. Bauer, G., Sersenová, D., Graves, D. B., & Machala, Z. "Cold atmospheric plasma and plasma-activated medium: antitumor effects stimulate immunogenic cell death in cancer cells." Plasma Processes and Polymers, 16(8), 1900108, 2019.
15. Zijnge, M., Schuringa, J. J., & Syed, W. "Redox-responsive mechanisms in non-thermal plasma-treated cancer and stem cells." Redox Biology, 48, 102206, 2021.
16. Liedtke, K. R., Bekeschus, S., et al. "Non-thermal plasma-treated solutions in cancer therapy." Cancers, 13(7), 2021.
17. Hirst, A. M., et al. "Low temperature plasma treatment induces DNA damage and apoptosis in U87-MG glioblastoma cells." IEEE Transactions on Plasma Science, 44(11), 2945-2953, 2016.
18. Lin, A., et al. "Non-thermal plasma as a unique delivery system of short-lived reactive oxygen and nitrogen species for immunogenic cell death in cancer cells." Advanced Science, 6(6), 1802062, 2019.
19. Khani, P., et al. "Cold Atmospheric Plasma, Pulmonary Fibroblast Proliferation, and Wound Healing." Plasma Medicine, 9(2), 2019.
20. Adhikari, M., et al. "Cold atmospheric plasma and cancer: A review." Cancers, 12(2), 336, 2020.
21. Musavi, E. S., Khorashadizadeh, S. M., Fallah, R., & Rahmanian Sharifabad, A. (2018). Effect of nonthermal atmospheric pressure plasma on plasma coagulation in healthy persons and patients under treatment with Warfarin. Contributions to Plasma Physics, 58(10), 1017-1025. https://doi.org/10.1002/ctpp.201800026

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P1-06

تحلیل میدان مغناطیسی چنبره‌ای در توکامک الوند با بررسی هندسه واقعی و ایده‌آل پیچه های مولد میدان

زهرا طاهری[۱]، محمدرضا عبدی[۱]، بنفشه پورشهاب*[۲]، چاپار رسولی[۲]

[۱] دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان
[۲] پژهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای
*bpourshahab@aeoi.org.ir

چکیده

در این پژوهش به شبیه‌سازی و تحلیل میدان مغناطیسی چنبره‌ای پایا در توکامک الوند با هدف ارزیابی تأثیر نحوه‌ی چیده‌مان و اتصال قرارگیری پیچه های مولد میدان بر یکنواختی آن پرداخته شده است. برای این منظور، دو آرایش متفاوت از پیچه‌ها مدل‌سازی شده‌اند: حالت ایده‌آل که در آن سیم‌پیچ‌ها به‌صورت متقارن و تکرارشونده در نظر گرفته شده‌اند و حالت واقعی که چیدمان و اتصال فیزیکی واقعی پیچه‌ها را بازنمایی می‌کند. مشخصات هندسی پیچه‌ها در هر دو حالت یکسان بوده و شبیه‌سازی با نرم افزار COMSOL انجام گرفته است. در این شبیه سازی توزیع مؤلفه چنبره‌ای میدان مغناطیسی B_Φ مورد بررسی قرار گرفت و نتایج حاکی از آن است که در پیکربندی واقعی، اعوجاج‌هایی در میدان، به‌ویژه در نواحی مرزی محفظه خلأ ظاهر می‌شود. این در حالی است که در حللت ایده‌آل، میدان از یکنواختی بیشتری در ناحیه مرکزی برخوردار است. این مقایسه، ضرورت در نظر گرفتن جزئیات هندسی دقیق در طراحی پیچه های مغناطیسی توکامک‌ها و تحلیل دقیق میدان های مغناطیسی حاصل با استفاده از روش های شبیه سازی را نشان می‌دهد.

کلمات کلیدی: توکامک الوند، پیچه های مغناطیسی، ریپل میدان مغناطیسی چنبره ای

Toroidal Magnetic Field Analysis in the Alvand Tokamak Based on Realistic and Ideal Configurations of Magnetic Field Coils

Zahra Taheri[1], Mohammad Reza Abdi[1], Banafsheh Pourshahab[2*] and Chapar Rasouli[2]

[1] Plasma Research Center, Department of Physics, Kharazmi University, Tehran, Iran
[2] Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), AEOI, Tehran, Iran
*bpourshahab@aeoi.org.ir

Abstract

In this study, the steady-state toroidal magnetic field in the Alvand Tokamak is simulated and analyzed to evaluate the impact of the arrangement and physical connection of magnetic field-generating coils on field uniformity. Two different coil configurations are modeled: an ideal configuration, in which the coils are assumed to be symmetrically and periodically arranged, and a realistic configuration that reflects the actual physical layout and connections of the coils. The geometric specifications of the coils are identical in both cases, and the simulations are conducted in COMSOL software. The distribution of the toroidal component of the magnetic field (B_Φ) is examined and the results indicate that in the realistic configuration, significant ripples, particularly near the vacuum vessel boundaries, are observed. In contrast, the ideal configuration exhibits a more uniform magnetic field in the central region. This comparison underscores the importance of accounting for precise geometrical details in the design of

tokamak magnetic coils and highlights the need for accurate field analysis using simulation-based methods.
Keywords: Alvand Tokamak, Magnetic Coils, Toroidal Magnetic Field Ripple

مقدمه

همجوشی هسته‌ای به‌عنوان یکی از منابع بالقوه‌ی تولید انرژی پاک، ایمن و پایدار در دهه‌های اخیر مورد توجه بسیاری از پژوهشگران قرار داشته است. یکی از چالش‌های اصلی در تحقق این فناوری، دستیابی به شرایط پایدار برای محصورسازی پلاسمای داغ با دمایی در حدود چند ده میلیون درجه کلوین است. در میان روش‌های مختلف محصورسازی، استفاده از میدان‌های مغناطیسی در ساختار دستگاه‌هایی مانند توکامک به‌عنوان یکی از گزینه‌های کارآمد و عملی مورد توجه ویژه قرار دارد [۱]

در ساختار توکامک، میدان مغناطیسی به‌صورت ترکیبی از دو مؤلفه چنبره‌ای (توروئیدال) و قطبی (پولوئیدال) تولید می‌شود که عملکرد هماهنگ آن‌ها برای حفظ تعادل پلاسمای داغ و جلوگیری از تماس آن با دیواره‌های محفظه خلاء ضروری است. میدان چنبره‌ای، که معمولاً توسط پیچه‌های چنبره‌ای پیرامون محفظه خلاء تولید می‌شود، نقش اصلی در تأمین پایداری محوری پلاسما دارد. از آنجا که این پیچه‌ها ماهیتاً گسسته‌اند و به‌صورت فیزیکی از طریق کابل‌ها یا ساختارهای پیوسته به یکدیگر متصل می‌شوند، میدان مغناطیسی حاصل از آن‌ها به‌طور کامل یکنواخت نخواهد بود و ممکن است ناهماهنگی‌هایی در توزیع آن، به‌ویژه در نواحی مرزی و مجاور محفظه خلاء ایجاد شود.

تحلیل دقیق میدان مغناطیسی چنبره‌ای و شناسایی منابع ایجاد اعوجاج در آن، می‌تواند به درک بهتر رفتار پلاسما و طراحی بهینه‌تر سامانه‌های مولد میدان منجر شود. این مسئله در دستگاه‌های آزمایشگاهی نظیر توکامک الوند، که به‌عنوان نخستین توکامک ساخته‌شده در ایران برای اهداف پژوهشی و آموزشی مورد استفاده قرار می‌گیرد، از اهمیت بالایی برخوردار است. سادگی هندسی این دستگاه و در دسترس بودن مشخصات فنی آن، امکان شبیه‌سازی و بررسی دقیق توزیع میدان مغناطیسی در آن را تسهیل می‌کند.

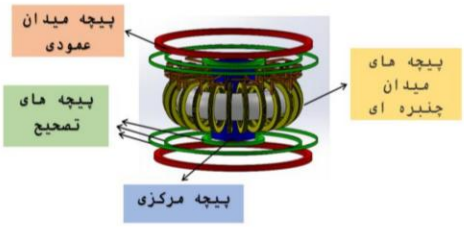
در این پژوهش، با تمرکز بر بررسی میدان مغناطیسی چنبره‌ای در توکامک الوند، دو آرایش متفاوت از پیچه‌های چنبره ای مورد تحلیل قرار گرفته‌اند: حالت اول که فرض می‌شود پیچه‌ها به‌صورت متقارن و تکرارشونده پیرامون محفظه خلاء توزیع شده‌اند، و حالت دوم که نحوه‌ی فعلی قرارگیری، اتصال و عبور جریان از پیچه‌ها را در نظر می‌گیرد. مقایسه‌ی نتایج این دو چیده‌مان، نقش جزئیات فیزیکی پیچه‌ها را در کیفیت و همواری میدان مغناطیسی چنبره‌ای حاصل روشن می‌سازد و می‌تواند به بهبود و ارتقاء طراحی ها در دیگر دستگاه‌های محصورسازی کمک کند.

در ادامه‌ی بحث، ابتدا روش مدل‌سازی عددی و نحوه‌ی تعریف هندسه‌ی پیچه‌ها در دو پیکربندی مختلف تشریح شده است. سپس نتایج حاصل از تحلیل مؤلفه چنبره‌ای میدان مغناطیسی در صفحات مختلف شعاعی و محوری ارائه و مقایسه شده‌اند. در پایان، بر اساس تفاوت‌های مشاهده‌شده میان دو مدل، جمع‌بندی و نتیجه‌گیری از یافته‌های پژوهش ارائه شده است.

توکامک الوند

توکامک الوند، یک توکامک اندازه کوچک و دارای محفظه چنبره‌ای با سطح مقطع دایروی، با شعاع کوچک۱۲/۶سانتی‌متر و شعاع بزرگ ۴۵/۵ سانتی‌متر می‌باشد. میدان مغناطیسی این توکامک تا ۰/۹ تسلا قابل افزایش است و جریان پلاسمایی تا حدود ۳۰ کیلوآمپر تولید می‌کند. مطابق با طراحی دستگاه، بیشینه دمای الکترون‌ها تا حدود ۱۰۰ الکترون‌ولت و دمای یون‌ها تا ۵۰ الکترون‌ولت قابل افزایش است. دو دیافراگم دایروی به فاصله زاویه‌ای تقریبی ۱۸۰ درجه چنبره‌ای و به شعاع حدود ۱۱ سانتی‌متر به عنوان محدود کننده عمل کرده و از برخورد ستون پلاسما با دیواره داخلی محفظه خلاء جلوگیری می‌کنند.

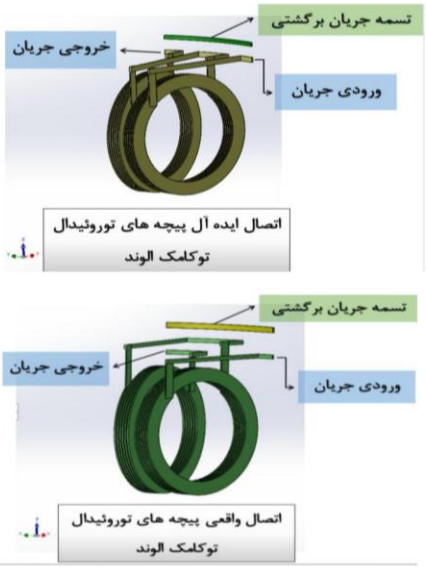
در شکل (۱) نمای سه بعدی از سطح مقطع توکامک الوند شامل پیچه‌های اصلی نشان داده شده است. همانطور که مشاهده می‌شود در این شکل، پیچه اهمی یا مرکزی با رنگ آبی، پیچه مولد میدان عمودی با رنگ قرمز، پیچه‌های تصحیح شار پیچه اهمی بارنگ سبز، پیچه‌های میدان چنبره‌ای بارنگ زرد و ورودی و خروجی هر یک از پیچه‌های مولد میدان چنبره ای با رنگ قهوه‌ای نمایش داده شده‌اند. محفظه خلا نیز در این شکل در وسط به رنگ خاکستری دیده می‌شود. لازم به توضیح است که چیدمان پیچه‌های مولد میدان چنبره‌ای و قطبی نسبت به صفحهٔ استوایی توکامک قرینه‌اند.



شکل ۱. نمای شماتیک از پیچه‌های میدان مغناطیسی توکامک الوند

روش پژوهش

در این تحقیق، شبیه‌سازی میدان مغناطیسی چنبره‌ای توکامک الوند به منظور بررسی اثر دو نوع چیدمان بر روی توزیع میدان مغناطیسی انجام شد. این شبیه‌سازی‌ها به دو حالت متفاوت انجام گرفت: حالت ایده‌آل که بر اساس فرضیات تقارن و شرایط متناوب مدل‌سازی شده و حالت واقعی که هندسه و شرایط عملی توکامک را به طور دقیق‌تر در نظر می‌گیرد. در شکل (۲) دو انتخاب اولیه از سکتورها قابل مشاهده است که در زوایای ۱۵ و ۳۰ درجه هستند. برای حالت پایا، از سکتور حاوی دو پیچه استفاده شده است.



شکل ۲: پیچه های شبیه سازی شده در حالت ایده‌آل (الف) و حالت واقعی (ب)

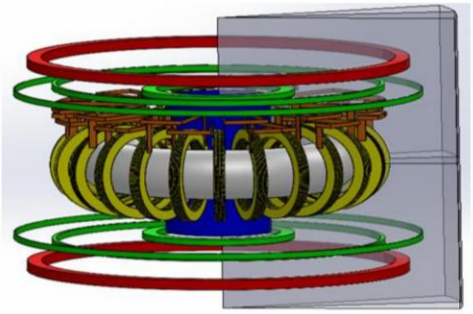
شبیه‌سازی سه‌بعدی میدان مغناطیسی در توکامک الوند بر اساس هندسه واقعی دستگاه انجام شد. هندسه شامل دو پیچه نمونه از مجموع ۲۴ پیچه چنبره‌ای بود که موقعیت آن‌ها نماینده رفتار کل سیستم در طول محفظه در نظر گرفته شد. با توجه به تقارن ۲۴ پیچه و محدودیت‌های محاسباتی، یک سکتور با زاویه‌ای معادل $\frac{1}{12}$ کل محفظه انتخاب شد. این انتخاب ضمن کاهش هزینه محاسباتی، امکان تحلیل دقیق یکنواختی میدان و اثر جزئیات هندسی پیچه‌ها را فراهم می‌کند. برای شبیه‌سازی میدان، شرط مرزی پریودیک در لبه‌های سکتور اعمال شد تا توزیع میدان در طول محفظه به‌صورت پیوسته و مشابه شرایط واقعی توکامک شبیه‌سازی شود. این رویکرد اجازه می‌دهد تا اثر جزئی جابجایی‌ها و ناهمگونی‌های موقعیت پیچه‌ها بر یکنواختی میدان مغناطیسی با دقت بالا بررسی گردد.

برای حل معادلات، در حالت حل کننده ثابت[1] که حلگر هندسه پیچه است ،از حل کننده مستقیم با سالور MUMPS[2] استفاده شد، که پایداری عددی بالایی فراهم می‌کند و تضمین می‌کند که معادلات مغناطیسی با دقت حل شوند. در مرحله بعد، برای تحلیل شرایط پیچیده‌تر و شامل تعامل حجم هوا و پیچه‌ها، از حلگر تکراری[3] با روش FGMRES[4] بهره گرفته شد. استفاده از FGMRES باعث شد که همگرایی عددی سریع‌تر و با دقت بالا حاصل شود و اثرات کوچک ناهمگونی‌ها در موقعیت پیچه‌ها و هندسه محفظه به خوبی شبیه‌سازی گردد.

این ترکیب حلگرهای مستقیم و تکراری نه تنها بهینه‌سازی زمان محاسبات را ممکن می‌سازد، بلکه امکان تحلیل جزئیات فیزیکی و مشاهده تغییرات میدان مغناطیسی در نقاط حساس محفظه، به ویژه در صفحه $Z=0$ را فراهم می‌کند. بنابراین این رویکرد، یک چارچوب محکم و دقیق برای اعتبارسنجی مدل با داده‌های تجربی و بررسی اثرات عملی جریان و موقعیت پیچه‌ها ارائه می‌دهد. در شکل (۳) سکتور انتخاب شده روی نمای شماتیک توکامک الوند نشان داده شده است. لازم به ذکر است که مشخصات هندسی پیچه‌های مولد میدان چنبره‌ای مانند تعداد دور (۵/۷۵ دور)، سطح مقطع (۵×۵۰ میلی‌متر)، شعاع مرکزی (۴۷/۵ سانتی‌متر) و نحوه توزیع آن‌ها، در هر دو حالت یکسان در نظر گرفته شده‌اند. تنها تفاوت میان این دو مدل، نحوه اتصال و قرارگیری پیچه‌ها است

[1] Stationary solver
[2] Multi-frontal Massively Parallel Solver
[3] Iteration
[4] Flexible Generalized Minimal Residual

که تأثیر مستقیمی بر توزیع میدان مغناطیسی در ناحیه پلاسما دارد.



شکل ۳: سکتور ۳۶ درجه ای در میان آرایش دایروی از پیچه های TF

مدل‌سازی سه‌بعدی با استفاده از نرم‌افزار کامسول و به‌کارگیری ماژول Magnetic Fields انجام شد که امکان شبیه‌سازی دقیق میدان مغناطیسی ایجاد شده توسط پیچه‌ها را فراهم می‌کند [۲].

برای مش‌بندی مدل، از شبکه چهاروجهی[5] سه‌بعدی استفاده شد. به منظور افزایش دقت در نواحی حساس، مش‌بندی به‌صورت غیر یکنواخت انجام شد. در نزدیکی پیچه‌ها و در صفحه $z = 0$ ، مش ریزتری انتخاب گردید تا تغییرات سریع میدان به‌خوبی ثبت شود. در حجم‌های هوای پیرامونی که تغییرات میدان مغناطیسی آهسته‌تر بود، مش درشت‌تر در نظر گرفته شد تا زمان محاسباتی کاهش یابد. تعداد کل المان‌های شبکه در مدل حدود ۲۰۰۰۰۰۰ المان بود که تعادلی مناسب بین دقت و زمان محاسباتی ایجاد کرد. برای اطمینان از کفایت مش انتخابی، آنالیز همگرایی مش انجام شد. نتایج نشان داد که با افزایش تعداد المان‌ها، تغییرات در شدت میدان مغناطیسی کمتر از ۲٪ بوده که نشان‌دهنده پایداری و دقت مناسب مش نهایی است.

نکته قابل توجه آن است که گسسته بودن چینش پیچه‌ها منجر به ایجاد اعوجاج‌هایی در میدان مغناطیسی می‌شود که هرچند در ناحیه مرکزی کاهش می‌یابند، اما در نزدیکی دیواره‌های محفظه خلاء قابل مشاهده و تحلیل‌پذیرند. این اثرات در شبیه‌سازی‌های میدان مغناطیسی به‌وضوح مشاهده شده و در تحلیل‌های مربوط به پایداری و همواری میدان مورد بررسی قرار گرفته‌اند.

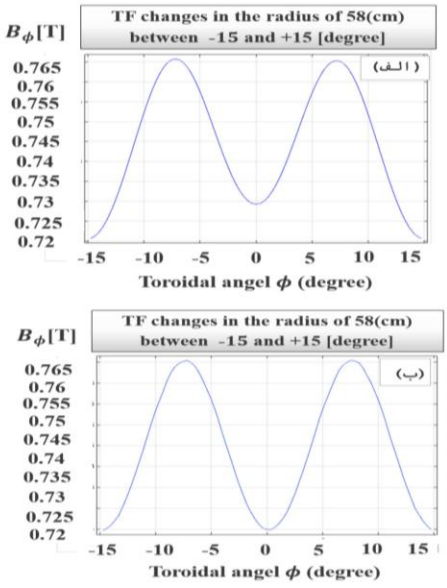
[5] Tetra-hedral

بحث و بررسی نتایج

با توجه به گسسته بودن پیچه‌ها، در فضای بین دو پیچه خطوط میدان چنبره‌ای از هم بازتر شده و اصطلاحا چگالی خطوط میدان مغناطیسی اندکی کاهش خواهد یافت. اگرچه این تغییرات در مرکز محفظه خلاء بسیار ناچیز است ولی در مناطق بیرونی و نزدیک به دیواره محفظه خلاء این تغییرات قابل توجه است. با توجه به اینکه ذرات باردار به دور این خطوط میدان در حال حرکت هستند این اعوجاج‌ها می تواند حرکت ذرات پلاسما و در نتیجه کیفیت محصورسازی را تحت تاثیر قرار دهند [۳].

در شکل (۴) برای هر دو حالت چیدمان تغییرات اندازهٔ TF در شعاع ۵۸ سانتی‌متر و بین زوایای ۱۵- تا ۱۵+ درجه (بین دو سطح جانبی سکتور ۳۰ درجه‌ای) آورده شده است. پارامتر موج (اعوجاج میدان) به صورت عددی روی این شعاع بدست می‌آید که در این صورت این پارامتر برابر با رابطه ۱ خواهد بود:

$$\varepsilon = \frac{TF_{max} - TF_{min}}{TF_{average}} \qquad (۱)$$



شکل ۴: (الف) تغییرات TF در شعاع ۵۸ سانتی‌متر بین زوایای ۱۵- و ۱۵ درجه (حالت واقعی)؛ (ب) تغییرات TF در شعاع ۵۸ سانتی‌متر بین زوایای ۱۵- و ۱۵ درجه (حالت ایده‌آل)

در هر یک از شکل‌ها دو قله مربوط به میدان مغناطیسی چنبره‌ای در روی پیچه‌ها و کمینه بین دو قله مربوط به میدان مغناطیسی چنبره‌ای در فضای بین دو پیچه است. همانطور که در شکل (۴-الف) مشاهده می‌شود میدان مغناطیسی در وسط پیچه به حدود ۷۶۵ میلی تسلا می‌رسد و این درحالی است که در فضای بین دو پیچه این مقدار به حدود ۷۲۸ میلی‌تسلا می‌رسد. تغییرات اعوجاج میدان با توجه به رابطه (۱) در این ساختار در حدود ۴٪ است. اگر این میدان ۷۶۵ میلی تسلا را با کمینه میدان با پیچه مجاور (که در شکل (۴-الف) در فواصل ۱۵± نشان داده شده است) مقایسه کنیم، این تغییرات ریپل به حدود ۶٪ می رسد.

این تغییرات متناوب ریپل بین دو پیچه، خود می‌تواند عامل دیگری برای ایجاد اختلال در مسیر حرکت ذرات پلاسما در توکامک باشد. اگر این تغییرات را برای چیدمان ایده‌آل بررسی کنیم (شکل (۴-ب)) تغییرات اعوجاج هم در فضای بین دو پیچه و هم در فضای بین پیچه‌های مجاور در حدود ۵٪ می‌باشد.

نتیجه گیری

در این پژوهش میدان مغناطیسی چنبره‌ای ناشی از ۲۴ پیچه گسسته مولد میدان در توکامک الوند توسط نرم افزار کامسول- مولتی فیزیکس تحت شبیه سازی و محاسبه قرار گرفت. تغییرات میدان مغناطیسی چنبره‌ای در طول مسیر چنبره‌ای توکامک مورد تحلیل قرار گرفت. باتوجه به وجود اعوجاج میدان مغناطیسی چنبره ای درفضای بین دو پیچه، مقدار نوسانات میدان در حالت چیدمان واقعی (فعلی) و یک حالت چیدمان ایده‌آل مورد مقایسه قرار گرفتند و مشخص گردید بر خلاف حالت ایده‌آل، پارامتر اعوجاج میدان مغناطیسی خود نیز بسته به نحوه اتصال پیچه‌ها در حال تغییر است که این امر باعث ایجاد اختلال در مسیر حرکت ذرات پلاسما و اتلاف آنها می‌گردد.

ترکیب شبیه‌سازی حالت ایده‌آل و واقعی، همراه با اعتبارسنجی‌های لازم، یک رویکرد قدرتمند برای پیش‌بینی رفتار میدان مغناطیسی، بهینه‌سازی طراحی پیچه‌ها و افزایش کارایی توکامک‌های کوچک ارائه می‌دهد. در نهایت، این مطالعه نشان می‌دهد که یک مدل عددی دقیق و کاربردی می‌تواند شکاف بین طراحی نظری و عملکرد واقعی توکامک‌ها را پر کند و راهنمایی ارزشمند برای توسعه دستگاه‌های گداخت کوچک و ارتقای عملکرد آن‌ها ارائه دهد.

مراجع

[1] Hazeltine, R. D. and Meiss, J. D. (2003), *Plasma confinement*, Dover press, ISBN-10 0486432424.

[2] COMSOL Inc., *COMSOL Multiphysics Reference Manual*, (2023) Version 6.1

[3] Knoepfel, H. E., (2008) *Magnetic Fields: A Comprehensive Theoretical Treatise for Practical Use,* Wiley & Sons, Ins, ISBN: 978-3-527-61742-5

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-15

شبیه سازی محرک پلاسمایی برای کنترل جریان مرزی اطراف ایرفویل

علی نواب صفا و امیر هوشنگ مزینان
دانشگاه آزاد اسلامی واحد تهران جنوب
Navabsafa.a@gmail.om

چکیده

کنترل جریان در لایه مرزی یکی از مهم‌ترین مباحث کاربردی در آیرودینامیک اجسام پرنده می‌باشد. پلاسمای سرد به عنوان یک روش کاربردی وکارآمد در کنترل جریان های مرزی مطرح است. در این مقاله اثرگذاری پلاسمای سد دی الکتریک سطحی بر کنترل آشفتگی جریان سیال در اطراف ایرفویل از طریق شبیه سازی بررسی می شود. نتایج حاصل نشان می دهد که پلاسمای سرد با آرام کردن جریان آشفته روی سطح ایرفویل سبب افزایش نیروی برآ و کاهش نیروی پسا می‌گردد.

کلید واژه: ایرفویل، شبیه سازی، محرک پلاسمایی.

Simulation of Plasma Actuator for Boundary Flow Control around an Airfoil

Ali Navab Safa
Islamic Azad University South of Tehran Branch
Navabsafa.a@gmail.com

Abstract

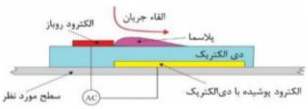
Boundary layer flow control is one of the most important applied topics in aerodynamics of flying objects. Cold plasma is considered as a practical and efficient method in boundary flow control. In this paper, the effect of surface dielectric barrier plasma on the fluid turbulence control around an airfoil is investigated through simulation. The results show that cold plasma increases lift and reduces drag by reduction of the turbulent flow on the airfoil surface.

Keywords: Airfoil, Plasma actuator, Simulation.

مقدمه

لایه مرزی به عنوان لایه‌ای از یک سیال در نزدیکی یک سطح در بسیاری از تحقیقات هوا و فضا مورد توجه قرار می گیرد. چنانچه جدایش لایه مرزی رخ دهد اثرات مخربی مانند پدیده واماندگی و سقوط را ایجاد می‌کند[۱, ۲]. انواع مختلفی از محرکها برای تصحیح جریان مرزی به روش های مختلف ارائه شده است[۳-۶]. یکی از محرکهای به کار گرفته شده برای تصحیح آشفتگی های پشت بال و جدایش لایه مرزی محرک پلاسمایی است. محرک پلاسمایی به عنوان یکی از شیوه‌های فعال، کاربردی، کارآمد و کم هزینه برای کنترل لایه مرزی محسوب می شود[۷, ۸]. اساس کارکرد راکتورهای مولد پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی شبیه مولدهای پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک می‌باشند. مطابق آنچه در شکل ۱ نشان داده شده است این دسته از منابع شامل دو الکترود هستند که بوسیله یک ماده دی‌الکتریک از هم جدا شده‌اند که یکی از الکترودها در معرض هوا قرار می‌گیرد و الکترود دیگر بوسیله ماده دی‌الکتریک کاملاً پوشانده می‌شود. پلاسما روی ناحیه الکترودی که بوسیله دی‌الکتریک پوشانده شده تشکیل می‌شود. پلاسمای ایجاد شده در حضور میدان الکتریکی الکترود یک بردار نیروی حجمی ایجاد می‌کند که بر هوای خنثی اعمال می‌شود و می‌تواند تولید جریان هوا کند. سرعت جریان هوا به پارامترهای متعددی از قبیل ولتاژ اعمالی، فرکانس، هندسه الکترود، ضخامت دی‌الکتریک و جنس دی‌الکتریک و .... بستگی دارد. در میان این عوامل ولتاژ و فرکانس پالسهای اعمالی بر الکترودها از جمله عواملی هستند که می توانند در حین کارکرد محرک تغییر داده شده و به بهینه سازی کارکرد و کنترل آن کمک نمایند.

در این مقاله محرک‌های پلاسمایی به عنوان یک ابزار فعال برای کنترل جریان روی ایرفویل به‌کار گرفته و استفاده از کنترل‌کننده‌های هوشمند در تنظیم بهینه پارامترهای محرک پلاسمایی بررسی می‌شود و رفتار سیال در اطراف فویل توصیف می شود.



شکل ۱: شماتیک یک محرک پلاسمایی و تصویر عملکرد آن در فشار یک اتمسفر

معادلات حاکم

محاسبه معادلات لایه مرزی شامل معادلات پیوستگی و ناویر-استوکس برای یک جریان دو-بعدی (x و y) پایدار تراکم ناپذیر در مختصات دکارتی به صورت روابط ۱و۲ بیان می‌گردد. این معادلات وجود یک منطقه دارای آشفتگی که منجر به کاهش کارایی جسم پرنده می‌شود را نشان می‌دهند. با اعمال پلاسما نیرویی در این معادلات اضافه خواهد شد که می‌تواند به تصحیح لایه آشفتگی جریان هوای پشت بال بیانجامد. این معادلات با در نظرگرفتن نیروهای حجمی به صورت روابط [۱] و [۲] بیان شده‌اند.

$$\frac{\partial u_j^*}{\partial x_j^*} = 0 \qquad [1]$$

$$\frac{\partial u_i^*}{\partial t^*} + \frac{\partial (u_i^* u_j^*)}{\partial x_j^*} = F_i^* - \frac{\partial p^*}{\partial x_i^*} + \frac{1}{Re}\frac{\partial}{\partial x_j^*}\left(\frac{\partial u_i^*}{\partial x_j^*}\right) \qquad [2]$$

که در آن F_i^* بردار نیروی تولید شده توسط محرک پلاسمایی، $x_i^* = x_i/c$ مختصات دکارتی در سیستم، $u_i^* = u_i/u_\infty$ سرعت جریان، $p^* = (p - p_\infty)/\rho U_\infty^2$ فشار می‌باشد. همه پارامترها بدون بُعد می‌باشند و عدد رینولدز برابر $Re = \rho U_\infty c/\mu$ است که در آن c طول وتر بال، ρ چگالی هوا ، U_∞ سرعت جریان آزاد و μ ویسکوزیته هوا است. در محاسبه F_i میدان الکتریکی حاصل از پلاسما معادل یک خازن صفحه موازی با اختلاف پتانسیل معادل و محصور شده بین الکترودها در نظر گرفته شده و مطابق معادله [۳] به صورت خطی برآورد شده است.

$$|E| = E_0 - k_1 x - k_2 y \qquad [3]$$

در رابطه فوق، E_O مقدار شـدت میدان الکتریکی در نقطه O است که توسط رابطه [۴] محاسبه می‌شود.

$$E_O = \frac{v}{d} \qquad [4]$$

در این رابطه v ولتاژ بیشینه میان دو الکترود و d فاصله جدایش میان الکترودها در راستای x است. مقدار ثوابت k_1 و k_2 نیز با استفاده از این شرط حاصل می‌شوند که شدت میدان الکتریکی در مرز میان پلاسما و سیال برابر مقدار شکست است. به عبارت دیگر می توان رابطه [۵] را در نظر گرفت.

$$k_i = \frac{E_O - E_{cr}}{L_i} \qquad [5]$$

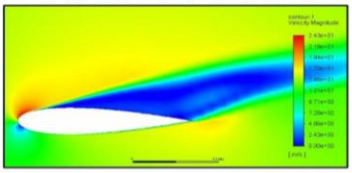
در رابطه فوق E_{cr} شدت میدان الکتریکی در حالت شکست و L_i فاصله الکترودها در راستای x و y می‌باشد. مؤلفه‌های میدان الکتریکی که منجر به اعمال نیروی حجمی به سیال با رابطه [۶] داده می‌شوند.

$$F_i = E_i \rho e \qquad [6]$$

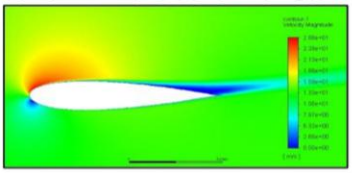
که در آن ρ چگالی بار و e مقدار بار پایه اسـت. در این شبیه سازی چگالی بار $10^{11} cm^{-3}$ و $E_{cr} = 30 \frac{kV}{cm}$ ، دی الکتریک کوارتز با ضخامت $1mm$ ، ولتاژ ۱۶ kV و فاصله دو الکترود $5mm$ در نظر گرفته شده است. جریان هوا در اطراف جسم پرنده در زاویه حمله ۷ درجه توسط نرم افزار فلوئنت شـبیه‌سـازی شـده اسـت. نرم‌افزار فلوئنت، یک نرم‌افزار در زمینه دینامیک سـیالات محاسـباتی اسـت که برای مـدل‌کردن جریـان سـیـال و انتقـال حرارت در هندسـه‌های پیچیده می‌باشـد. معادلات پیوسـتگی و ناویر استوکس با روش تکرار و همگرایی باقی‌مانده تا مرتبه 10^5 حل و پاسـخ نهایی ارائه شـده اسـت. نمودارهای پروفایل سرعت و فشاردر دو حالت با پلاسما و بدون پلاسما مقایسه شـده اسـت. لازم به ذکر اسـت که در زوایای حمله بالا (عموماً ۱۵درجه) آشـفتگی زیاد جریان پشـت بال سـبب ایجاد واماندگی می شـود. بنابراین در شـبیه سـازی زاویه حمله ۷درجه، کمتر از این زاویه بحرانی درنظرگرفته شد.

بحث

شکل ۲ خطوط سرعت جریان حول یک ایرفویل در حالت بدون کنترل‌کننده و شـکل ۳ خطوط سـرعت در حالت وجود محرک پلاسمایی را نشان می‌دهد. این شکل نشان می‌دهد که کنترل‌کننده‌ها به‌خوبی توانسـته‌اند خطوط جریان را در مجاورت سطح منظم نموده و آشفتگی موجود در پشـت بال را رفع نمایند. تکلنه ناشـی از ذرات باردار پلاسـما که در میدان الکتریکی شـتاب گرفته‌اند به مولکول‌های هوای محیط جفت می‌شـود. جفت شـدگی تکلنه جریان هوای القایی تولید می‌نماید که بر روی لایه دی‌الکتریک و بالای بال کشیده می‌شود. این جفت‌شدگی، سرعت هوا را در لایه مرزی از مقدار صفر افزایش می‌دهد و باعث اصلاح جریان هوا در لایه مرزی می‌گردد.



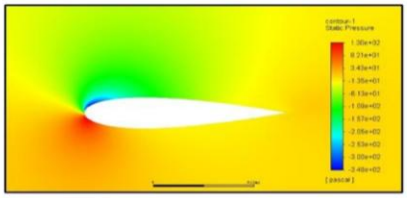
شکل ۲: توزیع سرعت بر ایرفویل در غیاب محرک پلاسمایی



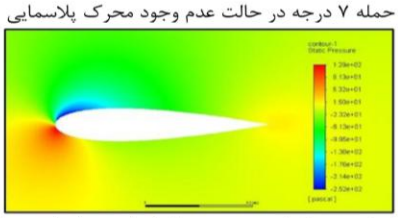
شکل ۳: توزیع سرعت بر ایرفویل با حضور محرک پلاسمایی

در شـکل ۴ و ۵ به بررسـی فشـار حول ایرفویل و تونل باد به‌ترتیب در زوایای حمله ۷ درجه در عدم حضـور و حضـور محرک پلاسمایی پرداخته شده است. اندازه فشار در شکل با رنگ‌های مختلف به نمایش در آمده اسـت که در آن رنگ آبی معادل کمینه فشـار بوده و رنگ قرمز که معادل بیشینه فشار می‌باشد. در حقیقت افزایش سرعت سیال در بالای بال باعث کاهش فشار دینامیکی مطابق قانون برنولی شـده و اندازه فشـار منفی روی سـطح ایرفویل افزایش می یابد. در نتیجه فشار بر روی سطح بالایی که از نوع مکشی

است زیاد می شود. افزایش اختلاف فشار در دو سوی بال سبب افزایش نیروی بالابرنده بال یا برآ می شود. همچنین با کنترل گردابه ها و آشفتگی پشت بال نیروی پسا کاهش یافته و به این ترتیب با بکارگیری محرک پلاسمایی شرایط لازم برای برخاستن جسم پرنده و غلبه بر نیروی پسا و ایجاد نیروی برآی لازم ایجاد می شود.



شکل ۴: توزیع فشار بر روی بدنه ایرفویل و تونل باد در زاویه حمله ۷ درجه در حالت عدم وجود محرک پلاسمایی



شکل ۵: توزیع فشار بر روی بدنه ایرفویل و تونل باد در زاویه حمله ۷ درجه در حالت وجود محرک پلاسمایی

نتیجه‌گیری

در این گزارش شبیه‌سازی جریان هوا در اطراف ایرفویل در تونل باد به عنوان اولین گام در طراحی کنترل هوشمند جریان هوا در اطراف بال جسم پرنده براساس محرک های پلاسمایی ارائه شده است. با توجه به اهمیت کنترل‌کننده‌های جریان هوا در اطراف بال جسم پرنده که می‌تواند تأثیری بسزا در راندمان و کارایی آن داشته باشد، شبیه‌سازی جریان هوا در اطراف ایرفویل از بخش های مهم و اساسی در این مقاله تحقیق می‌شود. به این ترتیب هر گونه اثرگذاری و کنترل بر جریان هوای اطراف ایرفویل توسط محرک پلاسمایی و کنترل هوشمند آن با استخراج نمودارهای مربوط به پروفایل سرعت، فشار نیروهای پسا و برآ قابل مشاهده خواهد بود.

مرجع ها

[1] Roy, A. (2012). *A First course on Aerodynamics*: Bookboon..
[2] Kuethe, A. M., Chow, C.-Y., & Fung, Y. (1987). Foundations of Aerodynamics, Bases of Aerodynamics Design.
[3] McCormick, B. W. (1994). *Aerodynamics, aeronautics, and flight mechanics*: John Wiley & Sons.
[4] Atik, H., Kim, C.-Y., Van Dommelen, L., & Walker, J. (2005). Boundary-layer separation control on a thin airfoil using local suction. *Journal of Fluid Mechanics, 535*, 415-443.
[5] Wong, C., & Kontis, K. (2007). Flow control by spanwise blowing on a NACA 0012. *Journal of aircraft, 44*(1), 337-340. [6] Huang, L., Huang, P., LeBeau, R., & Hauser, T. (2004). Numerical study of blowing and suction control mechanism on NACA0012 airfoil. *Journal of aircraft, 41*(5), 1005-1013.
[7] Mushyam, A., Rodrigues, F., & Pascoa, J. (2019). A plasma-fluid model for EHD flow in DBD actuators and experimental validation. *International Journal for Numerical Methods in Fluids, 90*(3), 115-139. [8] Szulga, N., Vermeersch, O., Forte, M., & Casalis, G. (2015). Experimental and numerical study of boundary layer transition control over an airfoil using a DBD plasma actuator. *Procedia IUTAM, 14*, 403-412.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P5-07

بررسی اثر افزودنی گرافن توربواسترتیک بر کاهش ضریب اصطکاک و بهبود روانکاری روغن پایه

سمیه کاکاسلطانی[۱]، محمدکاظم سالم [۲]، هادی ذاکری خطیر [۳و*]، امیرحسین ساری[۴] و محمدعلی نکویی[۵]
(B Nazanin 12, Bold)

[۱] گروه فیزیک، واحد علوم و تحقیقات، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران s.kakasoltani@iau.ir
[۲] گروه فیزیک، واحد علوم و تحقیقات، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران mksalem@iau.ac.ir
[۳و*] مجتمع دانشگاهی پدافند غیرعامل، دانشگاه صنعتی مالک‌اشتر، تهران، ایران zakeri_hadi@ut.ac.ir
[۴] گروه فیزیک، واحد علوم و تحقیقات، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران a.sari@iau.ir
[۵] گروه مهندسی عمران، دانشکده مهندسی، دانشگاه دانش البرز، آبیک، قزوین، ایران nekooie@alborzq.ac.ir

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : zakeri_hadi@ut.ac.ir

چکیده

گرمایش فلش ژول به‌عنوان یک روش سریع برای سنتز گرافن مطرح است که از پلاسمای تخلیه قوس پالسی برای تولید مقادیر قابل توجهی در عرض چند ثانیه استفاده می‌کند. هدف این مطالعه تولید گرافن توربواسترتیک به روش فلش ژول هیتینگ و بررسی اثر آن در روغن پایه روان‌کننده PAO6 برای کاهش اصطکاک است. مشخصه‌یابی گرافن سنتز شده با استفاده از فناوری‌های پراش اشعه ایکس، میکروسکوپ الکترونی روبشی و طیف رامان انجام شد. نتایج نشان می دهد که گرافن فلش شده حاصل گرافن توربواسترتیک است. افزودنگرافن فلش شده به روان‌کننده منجر به کاهش قابل توجه ضریب اصطکاک می‌شود.

کلید واژه: پلاسمای تخلیه قوس، گرافن توربواسترتیک، اصطکاک

Investigating the effect of turbostratic graphene on friction coefficient reduction and base oil lubrication improvement

Somayeh Kakasoltani, Mohammad Kazem Salem2, Hadi Zakeri Khatir3, Amir Hossein Sari and Mohammad Ali Nekooie

[1] Department of Physics, SR.C., Islamic Azad University, Tehran, Iran
[2] Department of Physics, SR.C., Islamic Azad University, Tehran, Iran.
[3] Department of Civil Defense, Malek-Ashtar University, Tehran, Iran.
[4] Department of Physics, SR.C., Islamic Azad University, Tehran, Iran
[5] Department of Civil Engineering, Alborz Knowledge University, Abiq, Qazvin, Iran
*zakeri_hadi@ut.ac.ir

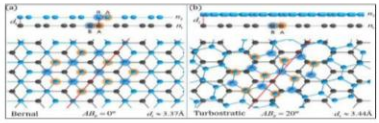
Abstract (Times New Roman 12, Bold)

Flash Joule heating (FJH) stands as a rapid method for graphene synthesis, leveraging pulsed arc-discharge plasma to produce substantial quantities within seconds. This study aims to synthesis of turbostratic graphene using the Flash Joule Heating(FJH) method and examine its impact as an additive in PAO6 base lubricant for friction reduction. Characterization of the synthesized graphene was conducted using X-ray diffraction, SEM (Scanning Electron Microscope) and Raman spectra technologies. It was concluded that the produced graphene material is turbostratic. Adding FG to lubricant results in a significant decrease in the coefficient of friction (CoF).

Keywords: Arc discharge plasma, Turbostratic Graphene, Friction

مقدمه

گرافن توربواسترتیک بدست آمده از کربن به روش فلش ژول هیتینگتکنیکی نوآورانه است که از یک فرآیند سریع و با دمای بالا استفاده می‌کند که می‌تواند طیف متنوعی از مواد حاوی کربن را به گرافن تبدیل کند [۲و ۱]. محققان با موفقیت زباله‌های پلاستیکی [۱و۳]، زغال سنگ خانگی و زباله‌های زیست توده [۴و۵] را به گرافن تبدیل کرده اند که مزایای زیست محیطی قابل توجه و کاهش مصرف انرژی را در مقایسه با روش‌های سنتز سنتی نشان می دهد. گرمایش فلش ژول از منابع کربن ارزان قیمت می‌تولند مقادیر گرمی گرافن را در کمتر از یک ثانیه تولید کند. این محصول که بهنام فرآیند مورد استفاده برای تولید آن، فلش گرافن (FG) نامگذاری شده است، آرایش توربواستراتیکی (یعنی نظم کمی) بین لایه‌های گرافن انباشته شده نشان می‌دهد. سنتز FG از هیچ کوره و هیچ حلال یا گازهای واکنشی استفاده نمی‌کند. بازده به میزان کربن منبع بستگی دارد؛ هنگام استفاده از یک منبع پرکربن، مانند کربن سیاه، زغال سنگ آنتراسیت یا کک کلسینه شده، بازده می‌تواند از ۸۰ تا ۹۰ درصد با خلوص کربن بیش از ۹۹ درصد متغیر باشد. هیچ مرحله خالص‌سازی لازم نیست. گرافن تربواسترتیک فرمی از کربن با آرایش لایه‌ای از صفحات به‌هم چسبیده (از ورقه‌های گرافنی) به سبک شطرنجی است که روی هم انباشته شده‌اند. بر خلاف ساختار بلوری برنال، ورقه‌های گرافنی، جهت گیری زاویه‌ای اتفاقی نسبت به یکدیگر دارند [۷]. فاصله‌ی بین این صفحات ۳/۴۵ آنگستروم و طول پیوند کربن ـــــ کربن در آن حدوداً ۰/۱۴۲ نانومتر است که بر هم کنش بین این صفحات نیز از نوع واندروالسی می‌باشد.



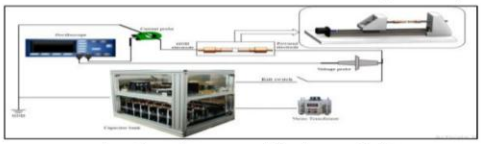
شکل۱- نحوه‌ی قرارگیری بلورهای گرافن با چینش‌های منظم در برنال و اتفاقی در گرافن تربواسترتیک

طی مطالعات انجام شده در سال ۲۰۲۱ توسط پروفسور تور و همکارانش با استفاده از پلاسما دیس چارج بر اساس روش آرک دیس چارج پلاسمایی، بانک خازنی شامل ۲۰ عدد خازن با ظرفیت کل ۰/۲۲ فاراد و حداکثر ولتاژ ۴۵۰ ولت مورد استفاده قرار گرفت. پودر کربن داخل یک کوآرتز یا یک تیوب سرامیک بین دو تا الکترود فشرده شد. سیستم می تواند در فشار اتمسفری یا تحت خلاء سبک قرار بگیرد تا خارج کردن گاز را آسان کند. الکترودها می‌تواند مس، گرافیت یا هر ماده‌ی رسانای نسوز دیگری باشد، و آنها بطور آزادانه داخل تیوب کوآرتز قرار می گیرند تا اجازه خروج گاز پس از فرآیند فلش ژول هیتینگ را بدهند و نهایتاً دیس چارج الکتریکی با ولتاژ بالا از یک بانک خازنی سورس کربن را تا دماهای بالاتر از ۳۰۰۰ درجه کلوین در کمتر از ۱۰۰ میلی‌ثانیه می رساند و بطور موثری کربن بی‌شکل را به توربواسترتیک فلش گرافن تبدیل می کند. همچنین برای آنالیز گرافن تولید شده از اسپکتروسکوپی رامان، میکروسکوپ الکترونی، میکروسکوپ الکترونی عبوری و پراش اشعه ایکس بر پایه طیف‌های بدست آمده استفاده می شود. در این مبحث تولید گرافن توربواسترتیک را مورد بررسی قرار داده و از آن به‌عنوان افزودنی به روغن پایه برای کاهش اصطکاک استفاده می کنیم.

۲-مواد و روش ها

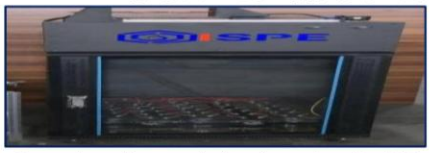
در این مبحث مواد و روش‌های مورد استفاده بررسی می گردد.

۲-۱- یک گرممنبع کربن را درون یک لوله فلزی از جنس کوآرتز با طول ۱۰ سانتی‌متر و بین دو الکترود فلزی به‌عنوان کاتد و آند با قطر ۱ سانتی‌متر فشرده شد تا با منابع کربن تماس پیدا کنند و امکان گاززدایی مواد فرار فراهم شود. (شکل۲)


شکل۲-چیدمان آرک دیس چارج پلاسمایی

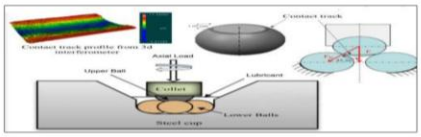
منبع تغذیه شامل ۲۸ عدد خازن ۲/۲ میلی فاراد می باشد که انرژی الکتریکی در حدود ۱۰ کیلوژول بر گرم را تامین می کند (شکل ۳). ولتاژ بر روی ۴۵۰ ولت تنظیم می گردد همچنین زمان آزمایش نیم‌ثانیه می باشد. برای انجام تست از کلیدهای استارت شارژ و دشارژ استفاده می گردد، ورودی واریاک که به برق ۲۲۰ ولت شهری متصل است جریان را به داخل ترانس هدایت می‌کند و پس از شارژ مدار، کربن

سیاه طی فرآیند فلش ژول هیتینگ یا آرک دیس چارج پلاسمایی تبدیل به گرافن توربواسترتیک می‌گردد. پلاسمای تولید شده بین دو الکترود توسط آرک دیس چارج که یک جریان مستقیم است در زمان نیم‌ثانیه کربن سیاه را به گرافن توربواسترتیک تبدیل می‌کند.



شکل۳- طرحی از چیدمان خازنها در روش فلش ژول هیتینگ

سپس tFG ترکیب شده با روغن پایه PAO6 با توپ‌های فولادی به مدت ۱ ساعت در ۴۰۰ دور در دقیقه آسیاب شد. تست چهار ساچمه برای روغن پایهPAO6 و روغن پایه‌ای که گرافن توربواسترتیک به آن اضافه گردید توسط یک گوی چرخان و سه گوی ثابت است که محکم و فشرده در کنار هم قرار دارند و در کل مدت‌زمان انجام آزمون در یک روان کار غوطه‌ور هستند، انجام شد. برای حل گرافن در روغن و یکنواختی روغن نهایی از اولتراسونیک استفاده گردید. در نهایت نمودار ضریب اصطکاک بر حسب زمان که تقریبا یک ساعت می باشد رسم و بررسی شد. (شکل۴)

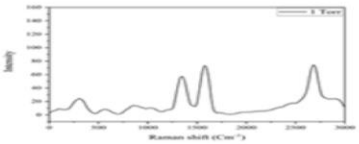


شکل۴- تست چهارتوپ یا چهار ساچمه

۲-۲ – برای آنالیزها و اندازه‌گیری‌ها از ابزار تشخیصی اسپکتروسکوپی رامان، پراش اشعه ایکس، میکروسکوپ الکترونی و تست چهار ساچمه استفاده شد.

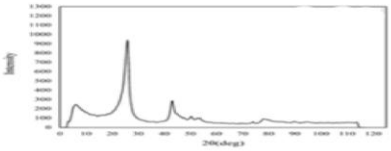
۳- بحث و بررسی

۳-۱- اسپکتروسکوپی رامان با رسم نمودار شدت بر حسب جابجایی و حضور پیک‌های اصلی 2D، G و D در موقعیت‌های حول ۲۷۰۰، ۱۷۰۰ و ۱۳۵۰ بر سانتی‌متر تشکیل گرافن توربواسترتیک را به نمایش می‌گذارد [۵و۱]. (شکل۵) نسبت $\frac{I_{2D}}{I_G}$ و $\frac{I_{2D}}{I_G}$ در این تست به ترتیب ۰/۸۵۲ و۰/۷۲۸ بدست آمد.



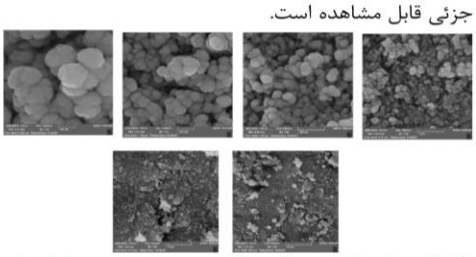
شکل۵- نمودار رامان با حضور پیک‌های 2D، G و D

همچنین در نمودار پراش اشعه‌ی ایکس که شدت بر حسب 2θ را نشان می دهد، حضور پیک اصلی حول ۲۶ درجه و فاصله بین لایه ای بیشتر از۳/۴۵ آنگستروم گرافن توربواسترتیک را به اثبات می‌رساند. (شکل ۶)



شکل۶- نمودار پراش اشعه ایکس، شدت بر حسب زاویه

شکل ۷ تصاویر اسپکتروسکوپی الکترونی ارائه شده، مورفولوژی سطح نمونه‌های کربن را بعد از فلش ژول هیتینگ در مقیاس‌های مختلف ۱۰۰، ۲۰۰، ۵۰۰ نانومتر و ۱، ۱۰و ۵۰ میکرومتر را نشان می‌دهند. گرافن توربواستراتیک با لبه‌های مشخص و چین و چروک‌های جزئی قابل مشاهده است.

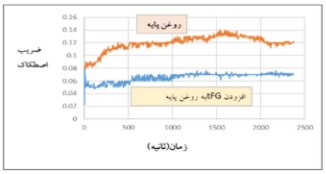


شکل۷- تصاویر اسپکتروسکوپی الکترونی تهیه شده در مقیاس‌های مختلف

تصویر ۷ فاصله بین لایه‌های کربن افزایش یافته را نمایش می‌دهد که پیوند ضعیف‌تری نیز بین ذرات وجود دارد. علاوه بر این، افزایش نسبت شدت $\frac{I_{2D}}{I_G}$، یک شاخص شناخته شده که به شدت با تعداد لایه‌های گرافن مرتبط است، هرچه تعداد لایه ها کمتر باشد این نسبت افزایش می یابد. [۹].

۳-۲- پس از تولید گرافن توربواسترتیک از طریق گرمایش ژول فلش، به پلی (آلفا الفین) ۶ (PAO 6) اضافه شد. افزودن FG مشتق شده از کربن سیاه به روان‌کننده‌ها منجر به کاهش قابل توجه ضریب اصطکاک (CoF) در طول آزمایش چهار گلوله‌ای شد. توپ‌ها به مدت ۳۰ دقیقه در حمام استون به روش اولتراسونیک تمیز شدند. سپس ضریب اصطکاک بر حسب زمان اندازه‌گیری شد و برای روان کننده پایه و روان کننده ترکیب شده باFG گزارش شد. بر اساس نمودار، ضریب اصطکاک برای روغن پایه شامل گرافن توربواسترتیک نسبت به روغن پایه خالص

کاهش پیدا کرد. (شکل۸) . توربواستراتیسیته مشاهده شده در روغن پایه ترکیبی باعث می‌شود این مواد برای افزودنی‌های روان‌کننده ترجیح داده شوند، زیرا کاهش برهم‌کنش‌های واندروالس ناشی از چرخش لایه‌ها و افزایش فاصله بین لایه‌ها و بین ورق‌ها باعث می‌شود لایه‌برداری آنها در روان‌کننده‌ها در زیر برش آسان‌تر شود[۶].



شکل۸- نمودار ضریب اصطکاک بر حسب زمان برای روغن پایه و روغن ترکیبی با افزودنیtFG

طبق شکل ۸ نتایج نشان می‌دهد که افزودن tFG عملکرد تریبولوژیکی PAO 6 را افزایش می‌دهد. CoF کمتر در غلظت ۰.۱ میلی‌گرم برمیلی لیترFG در PAO 9 به‌دست می‌آید که باعث کاهش CoF در مقایسه با روغن پایه می‌شود. پایداری و پایین بودن ضریب اصطکاک نشان‌دهنده روانکاری عالی، اتلاف انرژی کمتر و احتمالاً نرخ سایش بسیار پایین است.

۴-نتیجه گیری

این مطالعه بررسی فرآیند گرمایش ژول فلش (FJH) بر کربن و تولید گرافن توربواستراتیک را نشان داده است. با استفاده از تجزیه و تحلیل‌های تجربی دقیق شامل طیف‌سنجی رامان، میکروسکوپ الکترونی روبشی و پراش اشعه ایکس، ویژگی‌های حیاتی گرافن حاصل، مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهد که ماده‌ی حاصله با وجود تشکیل پیک‌های رامان گرافن و فضای بین لایه‌ای در پراش اشعه ایکس گرافن توربواسترتیک می‌باشد که آنرا می‌توان بصورت افزودنی در روغن‌های روان کننده استفاده کرد. هنگامی‌که تعداد لایه‌های گرافن افزایش می‌یابد، برهم کنش‌های بین لایه‌ای اثر جمع شدن را به حداقل می‌رسانند و در نتیجه اصطکاک را کاهش می‌دهند.

FG تولید شده از مواد اولیه کربن با مقدار کم به عنوان یک افزودنی برای روغن‌های روان کننده PAO 6 برای کاهش اصطکاک استفاده شد. توربواستراتیسیته به خاطر ساختارآن و فضای بین لایه‌ای بیشتر، تا چند برابر در روغن روان کننده نسبت به گرافن انباشته AB پراکنده می‌شود و آنها را کاندیدای ایده‌آل برای اضافه کردن به روان کننده‌ها می‌کند. افزودنی‌های FG باعث کاهش CoF شد.

1. Luong, Duy X., et al.2020. Gram-scale bottom-up flash graphene synthesis. *Nature,* 577.7792, 647-651.
2. Sun, Zhuxing, and Yun Hang Hu.2020. Ultrafast, low-cost, and mass production of high-quality graphene. Angewandte Chemie *International Edition* 59.24, 9232-9234
3. Wyss, Kevin M., Duy Xuan Luong, and James M. Tour. 2022. Large-scale syntheses of 2D materials: flash joule heating and other methods. *Advanced materials* 34.8, 2106970.
4. Hung, Hao-Chien, et al.2022. Living-donor liver transplantation for hepatocellular carcinoma: impact of the MELD score and predictive value of NLR on survival. *Current Oncology* 29.6, 3881-3893.
5. Advincula, Paul A., et al. 2021. Flash graphene from rubber waste, Carbon 178, 649-656.
6. Advincula, Paul A., et al. 2023. Waste plastic-and coke-derived flash graphene as lubricant additives, Carbon 203, 876-885
7. Garlow, Joseph A., et al. 2016. Large-area growth of turbostratic graphene on Ni (111)

via physical vapor deposition.
Scientific reports 6.1, 19804.

Paper ID: P3-16

ناپایداری مدولاسیونی موج الکترون صوتی غیرخطی در پلاسماهای اتلافی با ذرات ابرحرارتی

مسعود علی محمدی*1 و فاطمه کیان2

گروه آموزش فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، صندوق پستی ۸۸۹-۱۴۶۶۵ تهران، ایران1,2

***آدرس رایانامه نویسنده مسئول :** m.alimohamadi@cfu.ac.ir

چکیده

در این مطالعه، ساختارهای موج الکترون آکوستیک مدوله‌شده و غیرخطی در پلاسماهای با حضور ذرات فوق‌گرمایی و اثرات اتلافی، مورد بررسی قرار گرفته است. برای این منظور، با بهره‌گیری از روش استاندارد اختلالی، معادله شرودینگر غیرخطی میرا استخراج شده است. بررسی‌های تحلیلی و عددی، پویایی موج‌های تک‌پیکری روشن و تاریک و همچنین ساختارهای تنفسی ($breather$) را آشکار می‌سازد. ناپایداری مدولاسیونی امواج الکترون آکوستیک مورد تحلیل قرار گرفته و شرایط وقوع ناپایداری و تأثیر آن بر شکل‌گیری ساختارهای موجی موضعی مانند موج‌های تک‌پیکری تاریک و ساختارهای تنفسی در رژیم‌های فیزیکی مختلف بررسی شده است. ما نقش پارامترهای مختلف پلاسما نظیر ویژگی‌های فوق‌گرمایی الکترون‌های داغ، نسبت چگالی الکترون‌های داغ به سرد، و بسامد برخوردها را در تغییر ویژگی‌های ناپایداری و حالت‌های موجی غیرخطی تحلیل می‌کنیم.

کلید واژه: موج الکترون آکوستیک ، معادله شرودینگر غیرخطی، ناپایداری مدولاسیونی، ساختار تنفسی

Modulational Instability of Nonlinear Electron Acoustic Wave in Superthermal Dissipative Plasmas

Masoud Alimohamadi1, Fatemeh Kian 2

Department of Physics Education, Farhangian University, P.O. Box 14665-889, Tehran Iran [1,2]

*Corresponding e-mail: m.alimohamadi@cfu.ac.ir

Abstract

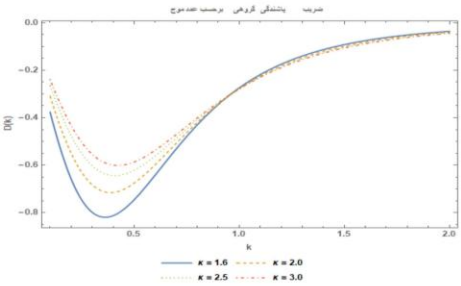
In this study, the modulated and nonlinear electron acoustic wave structures in plasmas with the presence of superthermal particles and dissipative effects are investigated. For this purpose, the damped nonlinear Schrödinger equation is derived using the standard perturbation method. Analytical and numerical investigations reveal the dynamics of bright and dark single-body waves as well as breather structures. The modulation instability of electron acoustic waves is analyzed, and the conditions for the occurrence of the instability and its effect on the formation of local wave structures such as dark single-body waves and breather structures in different physical regimes are investigated. We analyze the role of various plasma parameters such as the superthermal properties of hot electrons, the ratio of the density of hot to cold electrons, and the collision frequency in changing the instability properties and nonlinear wave modes.

Keywords: Breather structure, Electron acoustic wave (EAW), Modulational instability (MI), Nonlinear Schrödinger equation ($NLSE$)

مقدمه

در پژوهش‌های اخیر پیرامون امواج و نوسانات پایه‌ای در پلاسما، توجه قابل‌توجهی به یکی از مدهای بنیادی به نام موج

الکترونی صوتی (EAW) معطوف شده است. این مد که با نوسانات طولی شناخته می‌شود، به دلیل اهمیت بالای آن، از آزمایشگاه‌های تجربی گرفته تا محیط‌های مختلف پلاسمای فضایی، مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است. شبیه‌سازی عددی معادله ولاسوف نشان می‌دهد که موج الکترون صوتی به‌صورت یک مد الکترواستاتیکی با فرکانس بالا ظاهر می‌شود که در محدوده‌ای بین دو مد رایج دیگر، یعنی موج یونی صوتی و موج پلاسما الکترونی قرار دارد. دینامیک EAW زمانی بهتر قابل درک است که پلاسما از دو گروه مجزا از الکترون‌ها با دماهای بسیار متفاوت (الکترون‌های سرد و داغ) و یون‌های ساکن به عنوان پس‌زمینه‌ی خنثی‌کننده تشکیل شده باشد. در حین انتشار همدوس EAW در فضا-زمان، نیروی بازگرداننده توسط فشار حرارتی الکترون‌های داغ تأمین می‌شود و الکترون‌های سرد، سهم اینرسی لازم را فراهم می‌کنند، در حالی که یون‌ها نقش پس‌زمینه‌ی خنثی‌کننده را دارند. در دهه گذشته، پژوهشگران مطالعات نظری فراوانی برای شناخت بهتر خواص، رفتار و نقش‌های EAW در محیط‌های فضایی انجام داده‌اند. این مطالعات تلاش کرده‌اند تا جنبه‌های خطی و غیرخطی این امواج را توضیح دهند. مشاهدات تجربی امواج الکترون صوتی در طیف گسترده‌ای از سیستم‌های پلاسمایی گزارش شده‌اند. در آزمایش‌های آزمایشگاهی، این امواج در پیکربندی‌های مختلفی از پلاسما، از جمله پلاسماهای مغناطیده، پلاسماهای تولیدشده توسط لیزر، و پلاسماهای غبارآلود مشاهده شده‌اند[۱]. به طور سنتی، امواج الکترون صوتی عمدتاً در پلاسماهای گرمایی مورد بررسی قرار گرفته‌اند، جایی که توزیع سرعت الکترون‌ها از نوع ماکسولی است. در پلاسماهای غیرگرمایی، که در آن‌ها توزیع سرعت الکترون‌ها از حالت تعادلی حرارتی انحراف دارد، پیچیدگی‌هایی در انتشار، پاشندگی و میرایی امواج به وجود می‌آید. در این نوع پلاسما، انحراف از توزیع ماکسولی می‌تواند به‌واسطه منابع انرژی خارجی، برخورد با ذرات پرانرژی، یا وجود بی‌نظمی‌های سرعتی (ناپایداری‌های فضای سرعتی) رخ دهد. حضور ذرات فوق‌گرمایی ($Superthermal$) در توزیع سرعت باعث شکل‌گیری دُمی با انرژی بالا در تابع توزیع می‌شود که نشانه‌ی انحراف از توزیع ماکسولی است. چنین توزیع‌هایی که با یک فرم توان‌قانونی مشخص می‌شوند، به‌خوبی توسط توزیع کاپا ($kappa$) توصیف می‌گردند. واسیل‌یوناس [۲] برای نخستین بار این تابع توزیع را معرفی کرد. مطالعه‌ی امواج EAW در پلاسماهای فوق‌گرمایی، افق جدیدی در تحقیقات فیزیک پلاسما گشوده است که نه‌تنها درک ما را از پدیده‌های موجی بنیادی در پلاسما افزایش می‌دهد، بلکه دارای کاربردهای عملی نیز هست [۳]. در سال‌های اخیر، تمرکز زیادی بر درک پدیده ناپایداری مدولاسیونی (MI) در EAW ها شده است. MI زمانی رخ می‌دهد که اختلالات کوچکی در موج باعث رشد تدریجی مدولاسیون دامنه می‌شوند که در نهایت منجر به تشکیل ساختارهای موضعی مانند موج‌های تک‌پیکری پوششی، تنفسگرها یا امواج سرکش می‌شود. ناپایداری مدولاسیونی به‌ویژه در پلاسماها اهمیت دارد، زیرا می‌تواند منجر به شکل‌گیری نوسانات چگالی شده و بر پایداری و محبوس‌سازی پلاسما تأثیر بگذارد. معادله شرودینگر غیرخطی ($NLSE$) ابزاری قدرتمند برای توصیف تکامل بسته‌های موجی در محیط‌های غیرخطی است و به ما اجازه می‌دهد تا پدیده‌هایی مانند مدولاسیون دامنه و ناپایداری‌های وابسته به آن را تحلیل کنیم. تمامی مطالعات پیشین پیرامون ناپایداری مدولاسیونی امواج پلاسما محدود به رژیم بدون برخورد بوده‌اند. در حالی که برخوردها بخش جدایی‌ناپذیر فرآیندهای انتقالی پلاسما در هر دو محیط فضایی و آزمایشگاهی هستند. هدف این مقاله آن است که بررسی کند پارامترهای مختلف پلاسما چگونه بر تکامل زمانی موج‌های تک‌پیکری پوششی EAW در حضور الکترون‌های داغ با توزیع فوق‌گرمایی تأثیر می‌گذارند.



شکل ۱. رفتار ضریب پاشندگی گروهی D نسبت به عدد موج k برای چند مقدار مختلف از پارامتر فوق گرمایی κ_h، در حالی که $\alpha = 1.5$ است.

معادلات تکامل غیرخطی

یک پلاسما با سه مؤلفه را که شامل الکترون‌های داغ، الکترون‌های سرد و یون‌ها بوده و دارای ویژگی‌های همگن، فاقد میدان مغناطیسی و برخوردی است، بررسی می‌کنیم. رفتار امواج الکترون آکوستیک غیرخطی در این محیط پلاسما که دارای برخورد است، با استفاده از معادلات نرمال‌سازی‌شده زیر توصیف می‌شود:

$$\frac{\partial n_{ce}}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_{ce}u_{ce}) = 0,$$

$$\frac{\partial u_{ce}}{\partial t} + u_{ce}\frac{\partial u_{ce}}{\partial x} = \alpha\frac{\partial \phi}{\partial x} - \nu_c u_{ce},$$

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = n_{he} + \frac{1}{\alpha}n_{ce} - \left(1 + \frac{1}{\alpha}\right)$$

معادلات فوق، n_{ce} و n_{he} به‌ترتیب نمایانگر چگالی عددی الکترون‌های سرد و داغ هستند که نسبت به مقادیر تعادلی آن‌ها، یعنی n_{ce0} و n_{h0}، نرمال‌سازی شده‌اند. سرعت الکترون‌های سرد، u_{ce}، نسبت به $C_{ce} = \sqrt{2k_BT_{he}/\alpha m}$ نرمال‌سازی شده است، که در آن $\alpha = n_{he0}/n_{ce0} > 1$ (α: نسبت چگالی الکترون‌های داغ به سرد) است. پتانسیل موج الکترواستاتیک ϕ نیز نسبت به

$2k_BT_{he}/e$ نرمال‌سازی شده است. در این روابط: m جرم الکترون، k_B ثابت بولتزمن، e بزرگی بار الکترون، و T_{he} دمای الکترون‌های داغ است. متغیرهای زمان و مکان نسبت به وارون فرکانس پلاسما برای الکترون‌های سرد، یعنی $\omega_{pce}^{-1} = \sqrt{\frac{m}{4\pi n_{ce0}e^2}}$ و طول دبای الکترون‌های داغ، یعنی $\lambda_{he} = \sqrt{2k_BT_{he}4\pi n_{he0}e^2}$ نرمال‌سازی شده‌اند. پارامتر $\nu_c = \frac{\nu_{ci}}{\omega_{pce}}$ نسبت بسامد برخورد بین الکترون‌های سرد و یون‌های ساکن زمینه (که با ν_{ci} نمایش داده می‌شود) به فرکانس پلاسما برای الکترون‌های سرد (ω_{pce}) را بیان می‌کند. در حالت تعادل، شرط $n_{ce0} + n_{he0} = n_{i0}$ برقرار است، که در آن n_{i0} چگالی تعادلی یون‌هاست. برای توصیف توزیع الکترون‌های داغ، از توزیع کاپا سه‌بعدی و ایزوتروپیک استفاده می‌کنیم که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$f_{\kappa_h}(v_{he}) = \frac{n_{he0}}{(\pi\kappa_h\theta^2)^{3/2}}\frac{T(\kappa_h+1)}{T\left(\kappa_h-\frac{1}{2}\right)}\left(1+\frac{v_{he}^2}{\kappa_h\theta^2}\right)^{-(\kappa_h+1)}$$

در این رابطه، $\theta^2 = \left[\frac{(\kappa_h-3/2)}{\kappa_h}\right].\left(\frac{2k_BT_{he}}{m}\right)$ نشان‌گر سرعت حرارتی مؤثر است، که با شاخص طیفی κ_h (κ_h: فوق گرمایی الکترون‌های داغ) تنظیم می‌شود. در اینجا، T_{he} دمای جنبشی الکترون‌های داغ، k_B ثابت بولتزمن و m جرم الکترون است. همچنین $T_{(x)}$ تابع گاما را نشان می‌دهد. عبارت $v_{he}^2 = v_{hex}^2 + v_{hey}^2 + v_{hez}^2$ نشان‌دهنده مجذور اندازه بردار سرعت V_{he} در فضای سه‌بعدی است. برای اینکه سرعت حرارتی دارای معنا باشد، باید $\kappa_h > 3/2$ رعایت شود. توزیع کاپا وقتی $\kappa_h \to \infty$ باشد، به توزیع ماکسولی نزدیک می‌شود، و برای مقادیر کوچک‌تر κ_h، یک دُم غنی و غیرماکسولی با رفتار توزیع توان‌قانونی در سرعت‌های بالا ایجاد می‌کند.

چگالی عددی الکترون‌های داغ را با انتگرال‌گیری توزیع کاپا در فضای سرعت به‌دست می‌آوریم، که پس از نرمال‌سازی، چگالی الکترون‌های داغ را در قالب متغیرهای بدون واحد می‌توان به شکل زیر نوشت:

$$n_{he} = \left(1-\frac{\phi}{\kappa_h-\frac{3}{2}}\right)^{-\kappa_h+\frac{1}{2}}$$

برای بررسی مدولاسیون موج EAW غیرخطی در حالت طول‌موج کوتاه، متغیرهای کشیده شده زیر را تعریف می‌کنیم تا مقیاس‌های فضای و زمان آهسته معرفی شود:

$$\zeta = \epsilon(x-\lambda t), \qquad \tau = \epsilon^2 t$$

در اینجا، λ سرعت گروهی موج در جهت انتشار و ϵ پارامتری کوچک است که شدت غیرخطی‌گری را مشخص می‌کند. با استفاده از این متغیرهای کشیده‌شده، عملگرهای مشتق زمانی و مکانی تبدیل می‌شوند به:

$$\frac{\partial}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial t} - \epsilon\lambda\frac{\partial}{\partial\zeta} + \epsilon^2\frac{\partial}{\partial\tau}, \qquad \frac{\partial}{\partial x} = \frac{\partial}{\partial x} + \epsilon\frac{\partial}{\partial\zeta},$$

برای وارد کردن اثرات برخورد میان الکترون‌های سرد و یون‌ها در ناحیه غیرخطی، فرض می‌کنیم که $\nu_c = (\nu_{ci}/\omega_{pce}) \ll 1$ به این معنا که فرکانس برخورد بین الکترون‌های سرد و یون‌های ساکن، بسیار کمتر از فرکانس پلاسمایی الکترون‌های سرد است. بنابراین، برای سازگاری این فرض با روش اختلالی، مقیاس‌گذاری زیر را در نظر می‌گیریم $\nu_c \sim \nu\delta^2$ که در آن، $\nu \approx O(1)$ است. با استفاده از روابط فوق معادلات کاهش‌یافته را در مرتبه متفاوت به‌صورت زیر می‌باشد. ضرایب:

$$\beta_1 = \frac{\kappa_h-\frac{1}{2}}{\kappa_h+\frac{1}{2}}, \quad \beta_2 = \frac{(\kappa_h-\frac{1}{2})(\kappa_h+\frac{1}{2})}{2(\kappa_h-\frac{3}{2})^2}, \quad \beta_3 = \frac{(\kappa_h-\frac{1}{2})(\kappa_h+\frac{1}{2})(\kappa_h+\frac{3}{2})}{6(\kappa_h-\frac{3}{2})^3}$$

با محاسبه مرتبه اول هارمونیک، مرتبه دوم هارمونیک صفر ، مرتبه دوم هارمونیک دوم، مرتبه سوم، هارمونیک صفر و شرط سازگاری به‌صورت زیر است: $\lambda = \frac{\partial\omega}{\partial k} = \frac{\beta_1\omega^3}{k^3}$ که در آن:

$$A = \frac{\alpha\omega\beta_2+\frac{3\alpha^2k^4}{2\omega^3}}{\frac{\alpha k^2}{\omega}-\alpha\omega(4k^2+\beta_1)}$$ و

$$B = \frac{\alpha}{\beta_1\lambda^2-1}\left[2\beta_2+\frac{\alpha\beta_1k^2}{\omega^2}\left(1+\frac{2\lambda k}{\omega}\right)\right]$$

معادله شرودینگر غیرخطی نهایی برای $\phi_1^{(1)}[=\Phi]$ به‌صورت زیر به‌دست می‌آید:

$$i\frac{\partial\phi}{\partial\tau} + D\frac{\partial^2\phi}{\partial\zeta^2} + N|\phi|^2\phi + iR\phi = 0\ , \quad (5)$$

که در آن: D ضریب پاشندگی گروهی: $D = -\frac{3\beta_1\omega^5}{2k^4}$

N ضریب غیرخطی که مربوط به شیفت فرکانسی غیرخطی است:

$$N = \frac{\alpha\omega}{2}[(4k^2+\beta_1)A+\beta_2] - k\left(\lambda B - \frac{3\alpha^2k^3}{2\omega^3} - \frac{\alpha kA}{\omega}\right) - \frac{\omega B}{2} + \frac{\omega^3}{2k^2}\left[2\beta_2\left\{A+\frac{1}{\alpha}\left(\frac{\alpha^2k^2}{\omega^2}+\frac{2\lambda\alpha^2k^3}{\omega^3}-\lambda^2B\right)\right\}+3\beta_3\right]$$

R جمله میرایی ناشی از برخورد: $R = \frac{\nu k}{2}$ در معادله غیرخطی شرودینگر (معادله ۵) ، ضریب D که به آن ضریب پاشندگی گروهی است، با خمیدگی رابطه‌ی پاشندگی مرتبط است؛ در حالی که ضریب غیرخطی N با تغییر فرکانس غیرخطی مرتبط است و جمله‌ی اتلافی R ناشی از برخوردهاست. نکته قابل توجه این است که جمله اتلافی R برای تمام اعداد موج k مثبت باقی می‌ماند، که نشان‌دهنده‌ی ارتباط ذاتی آن با برهم‌کنش‌های برخوردی بین الکترون‌های سرد و یون‌هاست. ماهیت مثبت R تضمین می‌کند که این جمله همواره به تضعیف موج کمک می‌کند و در واقع اتلاف انرژی را به واسطه‌ی فرایندهای برخوردی درون پلاسما بازنمایی می‌کند.

ناپایداری مدولاسیونی

با فرض این‌که در حضور اتلاف ناشی از برخورد الکترون-یون، معادله‌ی غیرخطی تکامل (۵) دارای راه‌حلی به شکل یک موج صفحه‌ای است: $\Phi = \Phi_0(\tau)exp\left(-i\int_0^\tau\Delta(\tau')d\tau'\right)$ تغییر فرکانس غیرخطی را نمایش می‌دهد و $\Delta(\tau)$ که در آن Φ_0) پمپاژ است. با carrier wave دامنه‌ی موج حامل) جای‌گذاری این جواب موج صفحه‌ای در معادله (۵)، و روش مرجع ، رابطه‌ی پاشندگی اختلال به‌راحتی به‌دست می‌آید:

$$(\tilde{\omega}+iR)^2 = P^2\tilde{k}^4 - 2DN|\Phi_0|^2\tilde{k}^2.$$

$$P = \frac{d^2\omega}{2dk^2} = D$$

از طرف دیگر، اگر $D\,N > 0$ باشد، سیستم ناپایدار می‌شود که پدیده‌ای به نام ناپایداری مدولاسیونی را به دنبال دارد.

در این حالت، اگر عدد موج $\tilde{k}$ کمتر از مقدار بحرانی $\tilde{k}_c$ باشد، ممکن است بی‌ثباتی رخ دهد. مقدار بحرانی عدد موج به صورت زیر داده می‌شود: $\tilde{k}_c < \tilde{k}_c^{\,2} = (\frac{2ND}{P^2})|\Phi_0|^2$. که منجر به نامساوی زیر می‌شود: $R < D\sqrt{\tilde{k}_c^{\,2} - \tilde{k}^2}$

پس بازه‌ی مقادیر $\tilde{k}$ با فرض مثبت بودن برابر است با:

$$0 < \tilde{k} < \sqrt{\tilde{k}_c^{\,2} - \frac{R^2}{D^2}}$$

به شرطی که $R < D\,\tilde{k}_c$

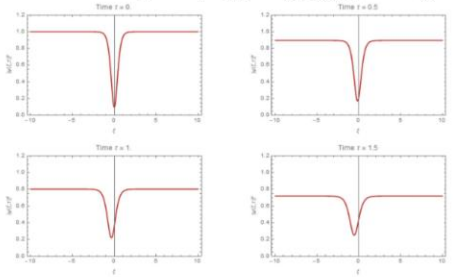
با افزایش هر یک از این پارامترها، ناحیه پایدار کوچک‌تر شده و ناحیه ناپایدار مدولاسیونی گسترش می‌یابد. اکنون، به‌صورت عددی به بررسی ضریب غیرخطی N و ضریب پاشندگی گروهی D برای عدد موج k می‌پردازیم. شکل ۱ نشان می‌دهد که، ضریب پاشندگی D برای تمام مقادیر k، همواره منفی است. و اندازه ضریب پاشندگی گروهی D ، در مقادیر کوچک k، با افزایش پارامتر فوق گرمایی الکترون‌های داغ افزایش می‌یابد. در این حالت، امواج الکترواکوستیک (EAW) برای اختلال‌های با طول‌موج کوتاه، ناپایدار به‌صورت مدولاسیونی می‌شوند. برای به‌دست آوردن حل‌های سالیتونی معادله $NLSE$ ، این معادله را به شکل استاندارد زیر بازنویسی می‌کنیم:

$$i\frac{\partial\Phi}{\partial T} - \frac{1}{2}\frac{\partial^2\Phi}{\partial\xi^2} + \delta|\Phi|^2 + i\epsilon(\Phi) = 0,$$

که در آن، مختصات بازتعریف‌شده برای زمان و مکان به‌صورت زیر معرفی شده‌اند:

$$T = |N|\tau, \quad \xi = \zeta\sqrt{\frac{|N|}{2|D|}}, \quad \epsilon(\Phi) = \frac{\nu k\Phi}{2|N|}$$

این معادله، یک سالیتون روشن را زمانی توصیف می‌کند که $\delta = -1$، و یک سالیتون تاریک را وقتی $\delta = +1$ باشد. در حضور اتلاف، این ویژگی‌ها تغییر خواهند کرد.



شکل ۲. سالیتون تاریک تحت تأثیر اتلاف ناشی از اثرات برخوردی. حل عددی معادله (۴۰) برای $\delta = +1$. در شکل فوق مشاهده می‌شود که با گذشت زمان، دامنه‌ی سالیتون تاریک کاهش یافته و پهنای آن افزایش می‌یابد.

نتیجه‌گیری

بر اساس معادلات دینامیک سیالی، یک پلاسما با سه مؤلفه را که شامل الکترون‌های داغ، الکترون‌های سرد و یون‌ها بوده و دارای ویژگی‌های همگن، فاقد میدان مغناطیسی و برخوردی است، بررسی کردیم. دینامیک غیرخطی موج مدوله‌شده توسط معادله $NLSE$ اتلافی بررسی کردیم و تمرکز ما بر تعامل بین پاشندگی، اتلاف، و غیرخطی‌بودن در شکل‌گیری پدیده‌های موجی بود. مشخص شد که ضریب پاشندگی برای تمام مقادیر پارامترهای پلاسمایی منفی است، در حالی که ضریب غیرخطی برای طول‌موج‌های بلند مثبت بوده و پایداری مدولاسیونی را تضمین می‌کند. موج سالیتون تاریک نشان می‌دهد که دامنه‌ی افت سالیتون (نقطه کمینه‌ی آن) با گذر زمان کاهش می‌یابد، در مقابل، پهنای سالیتون افزایش می‌یابد، دلیل این رفتار، میرایی ناشی از برخوردهای بین الکترون‌های سرد و یون‌های پس‌زمینه است که موجب کاهش تدریجی انرژی موضعی در پلاسما می‌شود.

منابع

[1] Jahangir, R., Ali, S., Eliasson, B., (2025), Beam-driven electron-acoustic waves in auroral region of magnetosphere with superthermal trapped electrons, Phys. Fluids 37, 027108.

[2] Mace, R.L et al,,(1999) The electron-acoustic mode in a plasma with hot suprathermal and cool Maxwellian electrons, Phys. Plasmas 6, 44.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P8-08

طراحی و ساخت مولد پالسی پلاسما ۵۰ کیلو ولت ، ۵ کیلوهرتز و زمان صعود ۲۳ نانوثانیه و عرض پالس ٤٤ نانو ثانیه

انیسی، حامد[۱] ، لفوتی منصوره[۲]

[۱] واحد تحقیق و توسعه گروه پارسا دی الکتریک

[۲] گروه فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد دماوند، دماوند، ایران

چکیده

یکی از مهمترین نکات کلیدی در طراحی منابع تغذیه ولتاژ بالا به منظور دست یابی به زمان صعود و عرض پالس کم ، بهینه سازی عملکرد ترانسفورماتور پالیسی و سوئیچ مغناطیسی مولد پالسی در ساختار فشرده سازی پالس مغناطیسی میباشد. در این پژوهش،به طراحی و ساخت مولد فشرده نانوثانیه ای با ساختار فشرده سازی پالس معناطیسی با قابلیت نرخ تکرار ۵ کیلو هرتز دامنه ولتاژ ۵۰ کیلو ولت و زمان صعود ۲۳ نانوثانیه و عرض پالس ۲۲ نانوثانیه پرداخته شده است. از ویژگی های این مواد میتوان به قابلیت تغییر دامنه ولتاژ و فرکانس به منظور ایجاد محیط پلاسمای مناسب برای سد تخلیه دی الکتریک اشاره کرد

Construction and Design of a Plasma Generator with 50 kV, 5 kHz, 23 ns Rise Time and 44 ns Pulse width

H.Anisi[1] , M.Lafouti[2]

[1] *Research and Development Parsa Dielectric Group, Email: h_anisi@yahoo.com*

[2] *Department of Physics , Dav.C., Islamic Azad University, Damavand, Iran*

Abstract

One of the most important key points in designing high voltage power supplies to achieve low rise time and pulse width is optimizing the performance of the pulse transformer and magnetic switch of the pulse generator in the magnetic pulse compression topology. In this research, a compact nanosecond generator with a magnetic pulse compression topology with a repetition rate of 5 kHz, a voltage range of 50 kV, a rise time of 23 nanoseconds, and a pulse width of 44 nanoseconds is designed and manufactured Among the features of this generator is the ability to change the voltage range and frequency in order to create a suitable plasma environment for the dielectric discharge barrier. The output waveform of the device shows the results of the device's performance well.

***Keywords**: High Voltage Pulse Generator, Magnetic Switch, Saturable Pulse Transformers, Dielectric Barrier Discharges, Magnetic Pulse Compression*

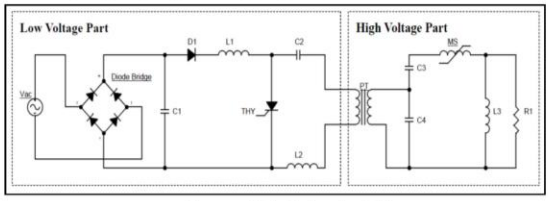
۱-مقدمه

کاربرد گسترده پلاسما در حوزه های مختلفی چون فیزیک پلاسما، مهندسی پلاسما، شیمی پلاسما، پزشکی و بیولوژی، می باشد. منابع مولد پلاسما را می توان به دو بخش عمده تقسیم بندی کرد: پلاسما طبیعی که در طبیعت ایجاد می شود (مانند بادهای خورشیدی، بین ستاره ای، خورشید، کرونای خورشید و یونسفر) و پلاسما انسانی که توسط محققان در محیط آزمایشگاهی به دست می آید. برای تولید پلاسما در محیط آزمایشگاهی، از منابع پالسی با پالس های کوتاه مدت و دامنه ولتاژ چند کیلو ولت تا ده ها کیلو ولت استفاده می شود. علاوه بر دامنه ولتاژ، زمان جهش و عرض پالس نیز نقش مهمی در این فرآیند دارند. پالس بسیار کوتاه نانوثانیه ای با دامنه چند کیلو ولت می تواند در فراهم آوردن پلاسما موثر باشد.[۱] امروزه، پژوهش های متعددی در زمینه منابع پالسی انجام شده است و منابع پالسی با ساختارهای متفاوت و ویژگی های متنوع، که هر یک مزایا و معایب خود را نسبت به یکدیگر دارند، مورد استفاده قرار می گیرند. یکی از این روش ها،

استفاده از مدارهای فشرده ساز پالس مغناطیسی می باشد. این روش، به دلیل تکراری پذیری، قابلیت اطمینان، طول عمر طولانی، شرایط تعمیر و نگهداری مناسب و قابلیت سهولت در راه اندازی ، مزایایی از خود نشان می دهد که آن را در موارد مختلف از جمله تولید پلاسما، تولید انرژی و سایر کاربردهای الکترولیکی مفید و محبوب کرده است. مکانیزم تولید پالس قدرت معمولاً بر اساس تخلیه سریع انرژی ذخیره شده در خازن ها و افزایش دامنه ولتاژ از طریق ترانسفورماتور اشباع شونده انجام می‌شود. در مدارهای مولد پالس قدرت، سویچ های مغناطیسی به منظور شارژ و تخلیه خازن به صورت رزونانسی استفاده می‌شوند تا عرض پالس را متراکم کرده و بهبود قابلیت‌های الکتریکی و الکترومغناطیسی مدار را امکان‌بخشند[۲]. مولد فشرده نانوثانیه ای با ساختار فشرده سازی پالس مغناطیسی که در این پژوهش طراحی و ساخته شده است، دارای ویژگی‌هایی است که به طور گسترده در زمینه های متفاوت تحقیقاتی و تجاری مورد استفاده قرار می‌گیرد. از آن میان می توان به تولید پلاسمای مغناطیسی, تخلیه دی الکتریک, سیستم‌های تولید نور فلوروسنت و ستم‌های تولید الکترون اشاره کرد. در زمینه تولید پلاسمای مغناطیسی مولد می‌تواند در تولید پلاسمای مغناطیسی در زمینه هایی مانند تولید نور فلوروسنت، تحلیل شیمیایی، تولید نانو ماده و تولید نور در میدان مغناطیسی مورد استفاده قرار می‌گیرد. این پلاسمای مغناطیسی می‌تواند به انتشار نور از مولکول‌ها کمک کند و در سیستم‌های نوری با دوام بالا و کیفیت بالا استفاده شود. هدف اصلی این پژوهش، ابتدا تحلیل و بررسی عملکرد مولد پالسی از نظر کلی، و در ادامه معرفی و بررسی روش طراحی ترانسفورماتور پالسی و سوئیچ مغناطیسی می باشد. پس از ارائه مدار مورد نظر، فرآیند ساخت منبع پالسی انجام شده و صحت و اجرای نتایج به منظور تأیید عملکرد مورد بررسی قرار می گیرد

۲-تحلیل عملکرد مداری منبع پالسی

منبع پالسی از دو بخش یعنی بخش ولتاژ پایین و بخش ولتاژ بالا تشکیل می‌شود (شکل ۱). در ادامه، عملکرد مداری منبع در هر یک از بخش‌های ولتاژی مورد بررسی و تحلیل قرار می‌گیرد.



شکل ۱: مدار شماتیک منبع پالسی

۲-۱- عملکرد منبع پالسی در قسمت ولتاژ پایین

در این مدار(شکل ۱) از یک منبع ولتاژ متناوب برای افزایش و یا کاهش سطح ولتاژ استفاده شده که این منبع با کمک مدارهای یکسوساز به منبع جریان مستقیم تبدیل می شود. برای کاهش نوسان ولتاژ خروجی (هر چه بهتر شدن سطح ولتاژ) از یک خازن C_1 به ظرفیت در حد میلی فاراد استفاده شده که در واقع این خازن تامین کننده انرژی مورد نیاز اولیه ترانس نیز می باشد. هنگامی که کلید THY خاموش (قطع) است خازن C_2 به کمک دیود D1 وسلف های L1 و L2 شارژ می شود و هنگامی که کلید قدرت وصل (روشن) می شود خازن تغییر جهت داده و انرژی ذخیره شده در آن دشارژ می شود . بعد از دشارژ خازن C_2 انرژی باقی مانده مدار از طریق سلف L2 و دیود موازی با THY (دیود هرز گرد موازی با کلید های قدرت) به خازن C_2 باز می گردد و زمانی که ولتاژ خازن C_2 کمتر از C_1 باشد، خازن C_1 اقدام به شارژ مجدد خازن C_2 با استفاده از سلف L1 و L2 می کند و مدار به حالت اول باز می گردد.

۲-۲- عملکرد منبع پالسی در قسمت ولتاژ بالا

انرژی ذخیره شده در قسمت اولیه، در قسمت سطح ولتاژ بالا فشرده خواهد شد (با انتخاب رزونانس‌های سلفی و خازنی متفاوت)، که منجر به تقویت ولتاژ در سطح بالا می‌گردد. دو جز

مهم این بخش ترانس پالس اشباع شونده (PT) که یک ترانس غیر خطی با قابلیت اشباع و یک کلید مغناطیسی (MS) می باشد . در قسمت ثانویهPT خازن های C4 و C3 قرار دارند که خازن C4 با کمک ثانویه ترانس به صورت کامل شارژ می شود و پس از شارژ کامل ترانس به اشباع می رود و جهتگیری خازن C4 بر عکس می شود . زمانی که C4 و C3 تخلیه می شود کلید مغناطیسی به اشباع می رود و جریان در مقاومت R1 جاری می گردد. اگر اندوکتانس سلف L_3 بزرگتر از اندوکتانس اشباع شوندگی MS باشد ، بیشتر جریان تخلیه شده از بار عبورخواهد کرد و ولتاژ دو سر بار ایجاد خواهد شد[۳].

۳- طراحی ترانس پالس اشباع(SPT) و سوئیچ مغناطیسی(MS)

ولتاژ عبوری از سوئیچ مغناطیسی مطابق رابطه ۱ بدست می آید[۳]:

$$V(t) = V(1 - \cos \overline{\omega} t) \quad (۱)$$

جایی که

$$\overline{\omega} = 1/\sqrt{LC} \quad (۲)$$

مطابق معادله ضرب ولتاژ ثانیه می شود :

$$\int V dt = r.\frac{\Delta t}{2} = NS\Delta B \quad (۳)$$

بطوری که

$$\Delta t = \frac{\pi}{\overline{\omega}} \quad (٤)$$

تعداد دور سیم پیچ های سوئیچ مغناطیسی می باشد.N

اندوکتانس اشباع شونده سوئیچ مغناطیسی :

$$L_s = \frac{\mu_0 \mu_{rs} N^2 S}{l_c} \quad (٥)$$

می باشد و سطح متوسط هسته مغناطیسی :

$$l_c = \frac{2\pi(r_o - r_i)}{\ln\frac{r_o}{r_i}} \quad (٦)$$

بدست می آید جایی که ro شعاع خارجی، ri شعاع داخلی و μ_{rs} ضریب نفوذ مغناطیسی اشباع شوندگی می باشد.

مشخصات و ویژگی حلقه های هیسترزیسی چگالی شار از رابطه زیر بدست می آید[۳].

$$B = \frac{\int V_{ms} dt}{N.S} = \frac{1}{S}\int V_{ms} dt \quad (۷)$$

جایی که N تعداد دور سیم پیچ ها و N=1 و S سطح موثر هسته عبوری که سطح واقعی ماده مغناطیسی که سطح بهینه ایزولاسیون داخلی می باشد. میدان مغناطیسی H با استفاده از رابطه زیر بدست می آید[۳]:.

$$H = \frac{N.I_{ms}}{l_e} \quad (۸)$$

جایی که le متوسط طول و از رابطه :

$$l_e = \frac{2\pi(r_o - r_i)}{\ln\frac{r_o}{r_i}} \quad (۹)$$

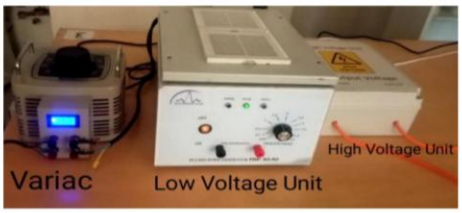
بدست می آید که در آن ro قطر خارجی و ri قطر داخلی می باشد.

٤- ساخت منبع پالسی

یکی از مهمترین ویژگی‌های منابع پالسی قابل حمل، قابلیت حمل و نقل آن‌ها می‌باشد. به دلیل این ویژگی، این منابع باید به صورت یکپارچه و به گونه‌ای طراحی شوند که از هرگونه تداخل مغناطیسی با قسمت ولتاژ بالا جلوگیری کنند. در این سیستم از میکرو کنترلر AVR سری ATMEGA8 استفاده شده است. یکی از وظایف این بخش، ایجاد عرض پالس‌های مورد نیاز سویچ قدرت با توجه به فرکانس مدار می‌باشد. در این بخش، با استفاده از مدارهای مربوط به تنظیم فرکانس و تولید نرخ پالس، عرض پالس‌ها به طور مناسب تنظیم می‌شوند تا بتوانند به سویچ قدرت

ارائه شوند. سویچ قدرت، در فازی که مدار در حالت فعال است، انرژی ذخیره شده در خازن را به سیم پیچ اولیه ترانسفورماتور افزاینده انتقال می‌دهد. این فرآیند به دلیل توانایی انتقال انرژی به سیم پیچ اولیه، به افزایش ولتاژ در سطح ولتاژ بالا منجر می‌شود

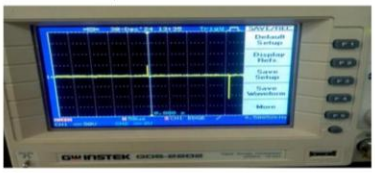
اجزای تشکیل دهنده منبع پالسی در شکل ۲ نمایش داده شده است. واریاک ، ولتاژ خروجی متغییر ایجاد می شود. در قست ولتاژ پایین، فرکانس مورد نظر تعیین می شود. قسمت ولتاژ بالا ، ولتاژ خروجی را تولید می کند. این قسمت در داخل روغن قرار دارد.



شکل ۲: اجزا تشکیل دهنده منبع پالسی

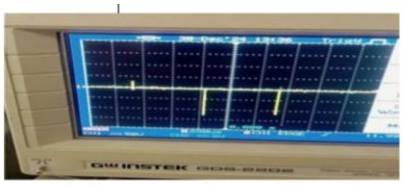
۵- بحث و نتیجه گیری

شکل(۳)، شکل موج خروجی دستگاه را نشان می دهد. این شکل موج از دوسر خروجی دستگاه (دوسر مقاومت خروجی) گرفته شده است. همانگونه که در خروجی مشخص است، یک پیک کوچک مثبت و یک پیک بزرگتر (خروجی اصلی) در شکل نمایان است و نشان دهنده صحت عملکرد سیستم می باشد.



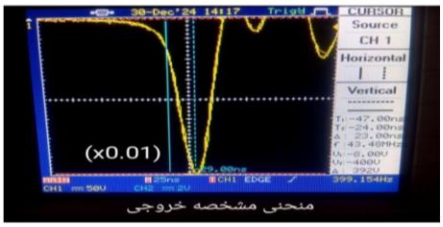
شکل ۳ : شکل موج خروجی منبع پالسی

فرکانس خروجی دستگاه در شکل ٤ نشان داده شده است. این فرکانس از دو سر خروجی دستگاه گرفته شده است .



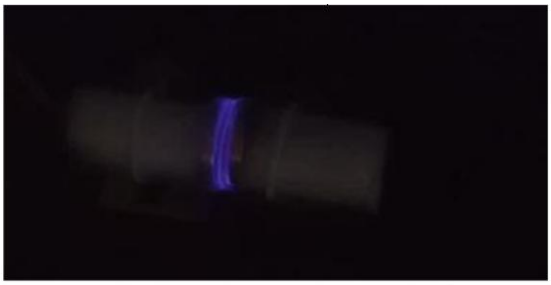
شکل٤: :شکل موج فرکانس خروجی مولد پالسی

فاصله بین دو پیک (Time/div) هر خانه ۲۵۰ میکرو ثانیه می باشد. و از تبدیل زمان به فرکانس می توان تقریبی از فرکانس سیستم را بدست آورد. همان گونه که از شکل موج خروجی،(شکل ۵) مشخص است ،زمان صعود پالس مقدار ۲۳ نانو ثانیه می باشد. با استفاده از قانون تقسیم ولتاژ می توان مضربی از خروجی را بدست آورد. در این آزمایش خروجی پالس به مقدار ۳۹۲ ولت و عرض پالس مقدار کمتر٤٤ نانو ثانیه می باشد. به طور تقریبی انرژی تک پالس بیش از ۱۰۰ ژول می باشد. و راندمان دستگاه بیش از ۵۰ درصد تخمین زده شده است.



شکل ۵ : شکل موج خروجی منبع پالسی

از منبع تغذیه با پارامترهای فوق می‌توان به منظور تولید پلاسمای سرد استفاده کرد. شکل(٦) پلاسمای تولید شده توسط این منبع را نمایش می‌دهد. به این منظور، دو الکترود از جنس مس به شعاع تقریبی دو سانتیمتر که درون دی الکتریک از جنس کوارتز قرار گرفته اند استفاده شده است. دو الکترود در فاصله تقریبی ۵ میلیمتر از یکدیگر قرار گرفته اند.



شکل ٦: پلاسمای تولید شده توسط منبع تغذیه پالسی

٦-مراجع

[١]Jaegu Choi "Introduction of the Magnetic Pulse Compressor (MPC) - Fundamental Review and Practical Application" Journal of Electrical Engineering & Technology Vol. 5, No. 3, pp. 484~492, 2010.

[٢] Liu, Yi, et al. "Optimization Design of a Repetitive Nanosecond Pulse Generator Based on Saturable Pulse Transformer and Magnetic Switch." IEEE Transactions on Plasma Science 43.9, 2015.

[٣] Zhang, Dongdong, Ping Yan, Jue Wang, and Yuan Zhou. "Design of a two stage Magnetic Pulse Compression system." In High Power Particle Beams (BEAMS), 2008 17th International Conference on, pp. 1-3. IEEE, 2008.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P3-02

انتشار موج الکتروستاتیکی فرکانس پایین در حضور میدان مغناطیسی خارجی

غزاله آقاغفاری پیله رود، حسین حکیمی پژوه، مهران شاه منصوری
گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران
ghazaleh_ghaffari@yahoo.com

چکیده

در این پژوهش، تأثیر میدان مغناطیسی بر جریان بار و ویژگی‌های موج غبار یون صوت در پلاسمای غباری بررسی شده است. نتایج شبیه‌سازی‌های عددی نشان می‌دهد که افزایش شدت میدان مغناطیسی باعث کاهش جریان بار روی ذرات غبار می‌شود. همچنین، با استخراج معادله KdV، تأثیر میدان مغناطیسی بر دامنه و عرض فضایی موج غبار یون صوت تحلیل گردید. یافته‌ها نشان می‌دهند که اعمال میدان مغناطیسی موجب کاهش دامنه و عرض فضایی این امواج شده، که بیانگر نقش کلیدی میدان مغناطیسی در کنترل رفتار جمعی ذرات غبار و پایداری امواج در محیط‌های پلاسمایی است. این تغییرات می‌توانند در بهینه‌سازی ویژگی‌های دینامیکی پلاسمای غباری برای کاربردهای آزمایشگاهی و صنعتی نقش مؤثری داشته باشند.

کلید واژه: پلاسمای غباری مغناطیده، جریان بار غبار، دامنه و عرض فضایی موج

Propagation of low frequency electrostatic wave in presence of external magnetic field

Ghazale Aghaghafari Pileroud, Hossein Hakimi Pajouh, Mehran Shahmansouri
Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran
ghazaleh_ghaffari@yahoo.com

Abstract

In this study, the effect of the magnetic field on charge flow and the characteristics of ion-acoustic dust waves in dusty plasma has been investigated. Numerical simulations show that increasing the magnetic field intensity reduces the dust particle charge flow. Additionally, by deriving the KdV equation, the impact of the magnetic field on the amplitude and spatial width of ion-acoustic dust waves was analyzed. The findings indicate that applying a magnetic field decreases the wave amplitude and its spatial width, highlighting the crucial role of the magnetic field in controlling the collective behavior of dust particles and the stability of waves in plasma environments. These variations can significantly contribute to optimizing the dynamic properties of dusty plasma for laboratory and industrial applications.

Keywords: Magnetized dustyplasma, Dust charge current, Wave amplitude and spatial width

مقدمه

در سال‌های اخیر، بررسی رفتار پلاسماهای غباری در حضور میدان مغناطیسی توجه ویژه‌ای را به خود جلب کرده است. این پژوهش، که به تحلیل تغییرات جریان بار ذرات غبار و ویژگی‌های موج غبار یون صوت در محیط‌های مغناطیده می‌پردازد، گامی مهم در درک دینامیک پلاسماهای غباری محسوب می‌شود [۱-۴].

ابعادی و نتایج حاصل از شبیه سازی عددی تابعی به صورت زیر برای j^* پیشنهاد داده شد:

$$j^* = \frac{1-(B\sqrt{\eta}+C)}{\sqrt{1+A\beta^2\sqrt{\phi}}} + \left(B\sqrt{\phi}+C\right) \quad (۱)$$

دراین رابطه $\beta = \frac{\lambda_D}{r_g}$ مولفه‌ی میدان مغناطیسی است و $\phi = \frac{-qV}{kT}$ پتانسیل بدون بعد است.

ضرایب A,B,C به پارامترهای پلاسما وابسته هستند و در نتیجه ضریب اصلاح (j^*) نیز مقادیر متفاوتی خواهد داشت.

با وارد کردن تاثیر اعمال میدان مغناطیسی در روابط از طریق پارامتر ضریب اصلاح، رابطه‌ی جریان ها در حضور میدان مغناطیسی، به شکل زیر تغییر می‌کنند:

$$I_e = j^*\left[-\pi a^2\sqrt{\frac{8T_e}{\pi m_e}}n_{e0}\,exp(\Phi)\,exp[z(\Delta Q-1)]\right] \quad (۲)$$

$$I_i = j^*\left[-\pi a^2 e\sqrt{\frac{8T_i}{\pi m_i}}n_{i0}N_i[\left(1+\frac{z}{\sigma}\right)-\frac{z}{\sigma}\Delta Q]\right] \quad (۳)$$

این تفاوت نشان می‌دهد، میدان مغناطیسی تأثیر قابل توجهی بر جریان حامل های بار، یعنی الکترون‌ها و یون‌ها دارد و نمی‌توان آن را نادیده گرفت.

روابط بالا به وضوح نشان می‌دهند که با افزایش مولفه میدان مغناطیسی، مقدار جریان به طور غیرخطی کاهش می‌یابد. این کاهش ناشی از اثرنیروی لورنتس بر ذرات باردار است که باعث محدودیت در حرکت عرضی و افزایش مسیر مارپیچی ذرات می‌شود.

محاسبات

برای تحلیل دقیق‌تر امواج غبار یون صوت، معادله KDV را با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی استخراج و حل می‌کنیم. با بسط دادن جریان ها و ضریب تغییر تا مرتبه دوم تغییرات و جای‌گزاری جریان های جدیدی که با در این پژوهش، ابتدا با استفاده از روش‌های شبیه‌سازی عددی، تأثیر میدان مغناطیسی بر فرآیند باردار شدن ذرات غبار تحلیل شده است.

سپس، معادله KdV برای موج غبار یون صوت استخراج و بررسی شده تا تأثیر میدان مغناطیسی بر پارامترهای موج، از جمله دامنه و عرض فضایی، به‌صورت جامع مطالعه گردد.

نتایج این بررسی می‌تواند راهگشای تحقیقات آتی در زمینه کنترل رفتار جمعی ذرات غبار و امواج پلاسما باشد و به توسعه فناوری‌های مبتنی بر کنترل میدان مغناطیسی در محیط‌های آزمایشگاهی و صنعتی کمک کند.

مدل‌سازی و روش تحقیق

مطالعات متعددی درباره‌ی اثرات میدان مغناطیسی بر حامل های بار در پلاسما انجام شده است [۱و۲]. براسک و همکاران [۲] تغییرات جریان در اثر میدان مغناطیسی را به کمک روش های شبیه سازی بررسی کرده اند. با الهام از این مقاله که بر پروب‌های کروی تمرکز دارد، با استفاده از روش ماتریس ظرفیت استاندارد، می توان بار پروب را در هر گام زمانی محاسبه کرد. در این مقاله، به کمک روش تحلیل ابعادی و با استفاده از شبیه سازی ذره در سلول، از نتایج برای ساخت یک مدل تجربی استفاده شده است.

نسبت جریان در حضور میدان مغناطیسی به جریان در غیاب میدان مغناطیسی با ضریب j^* که ضریب اصلاح است، بیان می شود. ابتدا، می‌پذیریم که حرکت ذرات در پلاسما زمانی که یک میدان مغناطیسی خارجی اعمال می‌شود، محدود می‌شود. این محدودیت عمود بر میدان مغناطیسی است و در امتداد میدان، ذرات به گونه‌ای آزادانه حرکت می‌کنند که گویی هیچ میدان مغناطیسی ای وجود ندارد.

طبق نتایج شبیه سازی به یک تابع نیاز داریم که با افزایش (ضریب میدان مغناطیسی) β به مقدار های پایینتر همگرا شود. منطقی است که ازیک تابع نمایی معکوس استفاده کنیم. سپس با استفاده از روش تحلیل

از بارهای متغیر ذرات غبار در حضور میدان مغناطیسی است.

جواب معادله‌ی بالا توصیف کننده تحول دامنه موج غبار یون صوتی است و به شکل زیر است:

$$\Phi(\xi,\tau) = \Phi_m\left\{1-\frac{1}{4}\left[1+\tanh\left(\frac{\xi - V\tau}{\omega}\right)\right]^2\right\} \quad (۹)$$

Vدر این رابطه نشان دهنده سرعت انتشار موج است.

بیشینه دامنه‌ی موج به شکل زیر تعریف می شود:

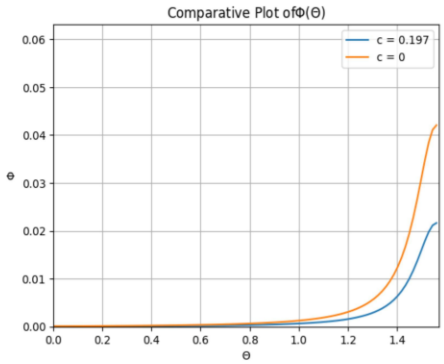
$$\Phi_m = \frac{12\mu^2}{25\alpha\beta} \quad (۱۰)$$

همچنین عرض فضایی موج نیز دارای تعریف زیر است:

$$w = 10\frac{\beta}{\mu} \quad (۱۱)$$

بحث

با توجه به روابط به دست آمده، نمودار های تغییرات عرض فضایی و دامنه موج بر حسب زاویه، به ترتیب در شکل های ۱ و ۲ نمایش داده شده اند.



شکل ۱: نمودار تغییرات دامنه موج بر حسب زاویه در حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی

اعمال مغناطیسی به دست آوردیم، می‌توانیم معادلهKdV-Burger را در این حالت محاسبه کنیم. نتایج نشان می‌دهد که پارامترهای غیرخطی و پاشندگی معادله KDV تحت تأثیر میدان مغناطیسی به صورت زیر تغییر می‌کنند :

$$\frac{\partial\Phi^{(1)}}{\partial\tau} + \alpha\Phi^{(1)}\frac{\partial\Phi^{(1)}}{\partial\xi} + \beta\frac{\partial^3\Phi^{(1)}}{\partial\xi^3} = \mu\frac{\partial^2\Phi^{(1)}}{\partial\xi^2} \quad (٤)$$

این معادله از نوعKdV-Burger است این رابطه در واقع معادله‌ی KdV است که یک جمله اتلاف به آن اضافه شده است. μ و β و α ضرایب این معادله هستند که به صورت زیر در نظر گرفته شده اند:

$$\alpha = \frac{1}{2A}\left[\frac{(4\lambda^2 sec^2\theta - \lambda^2 - \sigma)(1+\beta_d(1-\delta))}{(\lambda^2 sec^2\theta - \sigma)^3} - \frac{3\mu_d\beta_d(1-\delta)(1+\sigma-\lambda^2 sec^2\theta)}{\lambda^2(\lambda^2 sec^2\theta - \sigma)}\right] - \frac{1}{2A}\left[\delta + \frac{3\mu_d^2(1-\delta)}{\lambda^4} + \frac{z^2\beta_d^3(1-\delta)((1+\sigma+z)^2 + (1+\sigma-\lambda^2 sec^2\theta)^2)}{(\sigma+z)^2(\lambda^2 sec^2\theta - \sigma)^2}\right] \quad (٥)$$

$$\beta = \frac{1}{2A}\left[1 + \frac{\lambda^4 sec^2\theta tan^2\theta(1+\beta_d(1-\delta))}{\omega_{ci}^2(\lambda^2 sec^2\theta - \sigma)^2}\right] \quad (٦)$$

$$\mu = \frac{1}{z(1+2C)\left(1+\left(1+\frac{z}{\sigma}\right)e^z\right)}\frac{v\lambda}{2A}\beta_d * \frac{(1-\delta)(\lambda^2 sec^2\theta - 1 - \sigma)}{(\lambda^2 sec^2\theta - \sigma)} \quad (٧)$$

$$A = \left[\frac{\mu_d(1-\delta)}{\lambda^3} + \frac{\lambda sec^2\theta(1+\beta_d(1-\delta))}{(\lambda^2 sec^2\theta - \sigma)^2}\right] \quad (٨)$$

τ و ξ به ترتیب متغیر زمان و مکان هستند. ضریب μ نیز نشان دهنده اتلاف است. *حل این معادله نشان می‌دهد که موج غبار یون صوت به صورت موج شوک (Shock wave)ظاهر می‌شود که نشان‌دهنده ایجاد اتلاف ناشی*

بررسی نمودارها و نتایج محاسبات نشان می‌دهد که میدان مغناطیسی موجب کاهش دامنه موج و عرض فضایی می‌شود و این کاهش به دلیل محدودیت‌هایی است که اعمال میدان مغناطیسی بر حرکت ذرات پلاسمای غباری ایجاد می‌کند.

همچنین در غیاب میدان مغناطیسی، معادله KdVحاکم است، اما اثر اتلافی ناشی از حضور میدان مغناطیسی، معادله حاکم بر دینامیک مساله را به معادله-KdV Burger تبدیل می کند که بیانگر تأثیر آن بر تغییرات بار غبار و ایجاد مکانیزم جدیدی برای تولید امواج شوک در این محیط‌هاست.

این یافته‌ها می‌توانند در بهینه‌سازی طراحی دستگاه‌های محصورسازی مغناطیسی [۴] و کنترل غبار در صنایع مرتبط با پلاسما مورد استفاده قرار گیرند و زمینه‌ساز تحقیقات بیشتر در خصوص تأثیرات میدان مغناطیسی بر ویژگی‌های امواج و جریان‌های پلاسما باشند.

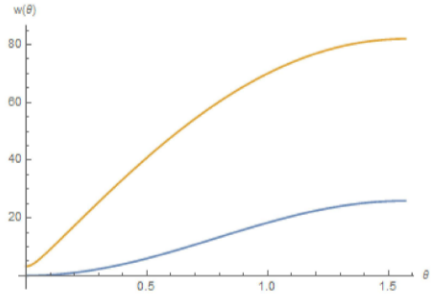
مرجع ها

[1] M. Shahmansouri and A. A. Mamun.(2013).
Oblique ion acoustic shock waves in a magnetized plasma. Published by the AIP Publishing LLC, Phys. Plasmas 20, 082122.
http://dx.doi.org/10.1063/1.4818492

[2] S. M. Brask, R. Mishra, G. Holen, Y. Miyake, H. Usui, and W. J. Miloch.(2024). Spherical Langmuir probes in magnetized plasma A model based on particle-in-cell simulations. Phys. Plasmas 31, 023506.

[3] H. Davari1,a, B. Farokhi, and M. Ali Asgarian.(2021). Particle simulation of the Strong magnetic field effect on dust particle charging process.Journal of plasma Research.

[4] N. Kh. Bastykova, T. S. Ramazanov, G. N. Nigmetova, S. A. Maiorov, S. K. Kodanova,
"The Effect of Magnetic Field on Dust Dynamic in the Edge Fusion Plasma," IEEE Transactions on Plasma Science, 45, 3064, 2017.



شکل ۲: نمودار تغییرات عرض فضایی موج نسبت به زاویه در حضور و عدم حضور میدان مغناطیسی

خط آبی نشان دهنده حالتی است که میدان مغناطیسی اعمال شده است. با بررسی نمودارهای دامنه موج و عرض فضایی درحضور و عدم حضور میدان مغناطیسی، مشاهده شد که این کمیت ها با افزایش شدت میدان مغناطیسی، کاهش می‌یابند. این کاهش به دلیل محدودیت حرکت ذرات و کاهش انرژی انتقالی به موج است.

در شدت‌های مختلف میدان مغناطیسی، رفتار موج و جریان تفاوت محسوسی دارد. در میدان‌های ضعیف، تغییرات اندک است اما با افزایش شدت میدان، اثرات محدودکننده بارزتر می‌شود و حتی ممکن است منجر به خاموشی نسبی موج یا تغییر ماهیت آن گردد. نمودارهای ارائه شده به وضوح نشان می‌دهند که هرچه مولفه میدان مغناطیسی افزایش می‌یابد، دامنه موج و عرض فضایی کاهش می‌یابد و در واقع موج، با اعمال میدان مغناطیسی دچار محدودیت شده است. این نتایج با پیش‌بینی‌های نظری و مدل‌سازی عددی مطابقت دارد.

نتیجه‌گیری

در این مطالعه، بررسی تأثیر میدان مغناطیسی خارجی بر جریان بار ذرات غبار و اثر اتلافی آن بر دینامیک باردار شدن، برای اولین بار بررسی شده است. نتایج این پژوهش نشان می‌دهد که اعمال میدان مغناطیسی در پلاسماهای غباری تأثیر چشمگیری بر رفتار امواج غبار یون صوت دارد. کاهش دامنه و عرض فضایی این امواج در حضور میدان مغناطیسی نشان‌دهنده نقش مؤثر این میدان در کنترل دینامیک پلاسماهای غباری است.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P2-05

اثر اصلاح کوانتومی هدایت گرمایی بر دمای الکترون در گداخت لیزری سوخت پیشرفته $p^{11}B$ با چگالی جامد

میررضا علیزاده پیله رود[۱]، محمدکاظم سالم[۱و*]، مرتضی اصلانی نژاد[۱]
[۱] گروه فیزیک، واحد علوم و تحقیقات، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران
***آدرس رایانامه نویسنده مسئول :** mksalem@iau.ac.ir

چکیده

در این پژوهش، اثر اصلاح کوانتومی هدایت گرمایی الکترون در سوخت پروتون-بور با چگالی جامد تحت شرایط گداخت لیزری مورد بررسی قرار گرفته است. سوخت $p^{11}B$ نیازمند دماهای بسیار بالاتر برای واکنش گداخت می‌باشد که در این شرایط، اثرات کوانتومی اهمیت بیشتری می‌یابند. با استفاده از معادله انتقال انرژی حرارتی غیرخطی و اعمال اصلاح کوانتومی در هدایت گرمایی، پروفایل‌های دمایی الکترون در هر دو سوخت $p^{11}B$ و DT محاسبه و مقایسه شده است. نتایج نشان می‌دهد که در حالت کوانتومی، دمای الکترون درهر دو سوخت افزایش قابل توجهی نسبت به حالت کلاسیک دارد، در حالی که عمق نفوذ موج حرارتی کاهش می‌یابد. همچنین مشاهده شد که دمای الکترون در سوخت $p^{11}B$ در مقایسه با DT کمتر بوده و تفاوت بین مدل‌های کلاسیک و کوانتومی برای $p^{11}B$ کمتر است.

کلید واژه: گداخت لیزری، سوخت پیشرفته پروتون بور۱۱، هدایت گرمایی غیر خطی

Effect of quantum modification of thermal conductivity on electron temperature in laser fusion of advanced $p^{11}B$ fuel with solid density

Mirreza Alizadeh Pilehroud[1], Mohammad Kazem Salem[1,*], Morteza Aslaninejad[1]
[1] Department of Physics, SR.C., Islamic Azad University, Tehran, Iran
*Corresponding e-mail: mksalem@iau.ac.ir

Abstract

This research investigates the effect of quantum correction on electron thermal conductivity in proton-boron fuel in solid-density under laser fusion conditions. $p^{11}B$ fuel requires significantly higher temperatures for fusion reactions, where quantum effects become increasingly important. Using nonlinear thermal energy transport equations and applying quantum corrections to thermal conduction, electron temperature profiles were calculated and compared for both $p^{11}B$ and DT fuels. Results demonstrate that in the quantum regime, electron temperature in $p^{11}B$ fuel shows a significant increase compared to the classical model, while the thermal wave penetration depth decreases. Furthermore, electron temperatures in $p^{11}B$ fuel were observed to be lower than in DT fuel and the difference between classical and quantum models was less pronounced for $p^{11}B$.

Keywords: Advanced Proton-Boron 11 Fuel, Laser Fusion, Nonlinear Thermal Conduction

مقدمه

واکنش $p(^{11}B,\alpha)2\alpha + 8.7MeV$، نوترون زا نیست و در نتیجه، فاقد تبعات مخرب ناشی از نوترون‌های پرانرژی است که در گداخت دوتریوم-تریتیوم(DT) تولید می‌شوند. علاوه بر این، محصولات این واکنش سه ذره آلفا هستند که امکان تبدیل مستقیم انرژی به الکتریسیته را فراهم می سازد[۱]. اما این واکنش به دلیل سطح مقطع و نرخ واکنش پایین تر دشوار است. یکی از راه هایی که در جهت فائق آمدن به این مشکل پیشنهاد شده، استفاده از پالس های بسیار کوتاه لیزر (100ps) است که با ایجاد بلوک های پلاسمایی می تواند انرژی های مورد نظر برای گداخت را حاصل کند[۲]. واکنش گداخت $p^{11}B$ به دماهای بیش از ده برابر واکنش DT نیاز دارد. در چنین دماهایی، فیزیک حاکم بر رفتار پلاسما از قوانین کلاسیک فاصله گرفته و آثار کوانتومی اهمیت بیشتری می‌یابند. در مطالعات گذشته، اصلاحات کوانتومی

در فرکانس برخورد[۳] و هدایت گرمایی[۴] برای سوخت دوتریوم-تریتیوم مورد بررسی قرار گرفته است. تعمیم اصلاحات کوانتومی به سوخت های پیشرفته، با خصوصیات اتمی متفاوت نیازمند محاسبات مجدد روابط مورد نظر می باشد. در این مقاله، هدایت گرمایی و موج حرارتی الکترون با در نظر گرفتن اصلاحات کوانتومی، برای یک هدف جامد از سوخت های DT و $p^{11}B$ تحت تابش لیزر محاسبه و مقایسه شده است.

۱- مبانی نظری

هنگامی که پرتو لیزر به یک هدف جامد سرد برخورد می کند، انرژی و تکانه از تابش به ماده منتقل شده و باعث گرم شدن آن می شود. افزایش دما به طور غیر یکنواخت، منجر به ایجاد گرادیان دما و در پی آن گرادیان فشار خواهد شد و متعاقبا باعث به حرکت در آمدن سیال می گردد[۵]. با این حال در اکثر پلاسماهایی که با لیزرهای PW-ps تولید می شوند، در بازه های زمانی بسیار کوتاه(کمتر از $1\ ns$)[۹]، انتقال انرژی یا موج حرارتی معمولا نسبت به انرژی هیدرودینامیکی تقدم می یابد. در دماهای نسبتاً پایین، انتقال حرارت به صورت هدایت گرمایی خطی انجام می‌شود که به عنوان مکانیزم اصلی انتقال حرارت[1] عمل می‌کند. اما در دماهای بسیار بالا، هدایت گرمایی تابشی یا غیرخطی[2] رخ می دهد.

۱-۱- اصلاح کوانتومی هدایت گرمایی

هدایت گرمایی کلاسیکی الکترون توسط اسپایتزر به صورت زیر تعریف شده است[۶]:

$$K_{cl} = \delta(T,Z)(20)\left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2}\left(\frac{k_b^{7/2}T_e^{5/2}}{e^4 m_e^{1/2} ln\Lambda}\right) \quad (1)$$

که در این رابطه، k_b ثابت بولتزمن، m_e جرم الکترون، e بارالکتریکی، $ln\Lambda$ لگاریتم کولمبی است و برابر با $ln\Lambda = \left((3k_b^3T^3)/(2\pi n_e Z^2 e^6)\right)^{1/2}$ می باشد. همچنین $\delta(T,Z)$ پارامتری وابسته به دما و Z می باشد که مقدار آن برای مقادیر مختلف از Z متغیر است[۶]. اصلاح کوانتومی فرکانس برخورد الکترون و یون در یک پلاسمای کاملا یونیزه، که ابتدا توسط بثه[۱۴] فرمول بندی شد، زمانی ضرورت می‌یابد که ماهیت موجی الکترون در فرایند برخورد غالب شود، بدین معنا که پارامتر برخورد کلاسیکی $(r_0 = Ze^2/3k_bT)$ تحت پراکندگی $90°$، از طول موج دوبروی $(\lambda_{dB} = h/\sqrt{2m_eE})$ کوچکتر باشد[۳]. برای تغییر رژیم کلاسیکی و کوانتومی ضریب هدایت گرمایی، مرشاک[۸] یک دمای بحرانی تعریف کرده است که در دماهای پایین تر از آن، هدایت گرمایی مقدار کلاسیکی اسپاتیزر و در دماهای بالاتر از دمای بحرانی، هدایت گرمایی کوانتومی معتبر است. دمای بحرانی از رابطه $T^* = (4/3k_b)m_ec^2Z^2\alpha^2$ بدست می آید. α ثابت ساختار، Z عدد بار یون و c سرعت نور می باشد. برای دوتریوم-تریتیوم $T^*_{DT} = 36.2\ eV$ و برای پروتون-بور، $T^*_{p^{11}B} = 905\ eV$ محاسبه شده است. فرکانس برخورد الکترون و یون در دو رژیم کلاسیکی و کوانتومی به شرح زیر است[۳]:

$$\nu_{ei} = \begin{cases} \nu_{cl} = \dfrac{Z\pi e^2}{3^{3/2}m^{1/2}}\dfrac{n_e}{(k_bT)^{3/2}} & \text{if } T < T^* \\ \nu_{qu} = \nu_{cl}\dfrac{T}{T^*} & \text{if } T > T^* \end{cases} \quad (2)$$

بر این اساس، هدایت گرمایی کوانتومی به صورت زیر فرموله شده است[۱۰]:

$$K = \begin{cases} K_{cl} & \text{if } T < T^* \\ K_{qu} = K_{cl}T^*/T & \text{if } T > T^* \end{cases} \quad (3)$$

با جایگذاری رابطه ۱ در ۳ نهایتا هدایت گرمایی کوانتومی برای حالت $T > T^*$ به شکل زیر استخراج می گردد.

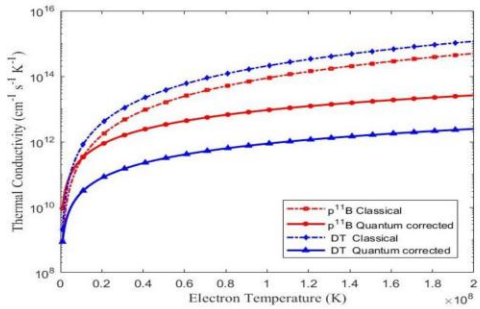
$$K_{qu} = \delta(T,Z)\left(\frac{80}{3}\right)\left(\frac{2}{\pi}\right)^{3/2}\left(\frac{Z^2m_e^{1/2}k_b^{5/2}T_e^{3/2}}{\hbar ln\Lambda}\right) \quad (4)$$

شکل۱، هدایت گرمایی کلاسیکی و کوانتومی را برای دو هدف سوخت جامد دوتریوم-تریتیوم و پروتون-بور در دماهای مورد نظر مقایسه می کند. با توجه به این منحنی ها، هدایت گرمایی کوانتومی الکترون در سوخت DT در همه نقاط کمتر از هدایت کلاسیکی آن است که با نتایج تجربی[۱۰] سازگار است. این امر در مورد سوخت $p^{11}B$ کمی پیچیده تر می باشد، با توجه به وابستگی هدایت گرمایی کوانتومی به Z و T_e، در دماهای پایینتر، هدایت گرمایی کوانتومی الکترون از مقدار کلاسیکی آن بیشتراست در صورتیکه با افزایش دما، نسبت به آن کاهش می یابد. علت اصلی این امر، افزایش فرکانس برخورد الکترون و یون

[1] Heat transport

[2] Nonlinear thermal conduction

در رژیم کوانتومی است. طبق رابطه ۲، در حالی که در مدل کلاسیک $\nu_{cl} \propto T^{-3/2}$ است، در رژیم کوانتومی این وابستگی به $\nu_{qu} \propto T^{-1/2}$ تغییر می‌کند. از آنجایی که هدایت گرمایی الکترون با فرکانس برخورد رابطه عکس دارد ($K_e \propto 1/\nu_{ei}$)، این امر مستقیماً منجر به کاهش هدایت گرمایی با افزایش دما در رژیم کوانتومی می‌شود، پدیده‌ای که به صورت تجربی[۱۲] نیز تایید شده است.



شکل۱. هدایت گرمایی الکترون در حالت های کلاسیکی و کوانتومی برای دو هدف جامد DT و $p^{11}B$

۱-۲- دمای الکترون در گداخت لیزری DT

معادله انتقال انرژی حرارتی در یک بعد به صورت زیر تعریف می شود:

$$\frac{\partial T_e}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\chi_e \frac{\partial T_e}{\partial x} \qquad (5)$$

که در آن $\chi_e = aK_{0e}\, T^n$ ضریب هدایت گرمایی غیرخطی الکترون و K_{0e} هدایت گرمایی مستقل از دما و ρ چگالی جرمی حالت جامد می باشد. راه حل خود مشابه معادله انتقال انرژی، توسط مایر[۷] برای گرمایش سریع لایه مرزی در یک ماده، به شکل زیر ارائه شده است:

$$T_e(x,t) = T_{e0} Z(t) \left[1 - \frac{x^2}{x_f^2(t)}\right]^{1/n} \qquad (6)$$

که در این رابطه x_f جبهه موج حرارتی است و از طریق رابطه ذیل محاسبه می شود:

$$x_f(t) = \left(\frac{2}{n}\right)^{1/2} L_0 Z(t) \qquad (7)$$

$$Z(t) = \left[1 + (2+n)\left(\frac{aT_{e0}^n}{L_0^2}\right)t\right]^{1/(n+2)} \qquad (8)$$

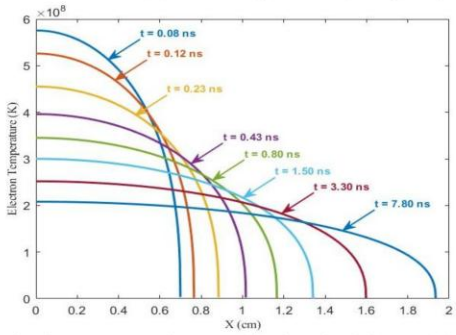
در رابطه ۸، a یک ثابت است که مقدار آن با هدایت گرمایی مستقل از دما مشخص می گردد[۹] و برابر است با:

$$a = (2m_i/3k_b\rho)K_{0e} \qquad (9)$$

L_0 مقیاس طول اولیه برای رسوب انرژی و برابر با طول موج لیزر مورد نظر و ρ چگالی جرمی حالت جامد سوخت هدف می باشند که برای DT، $0.1964\ g/cm^3$ و برای $p^{11}B$ ، $2.1\ g/cm^3$ در نظر گرفته شده است. همچنین n یک عدد حقیقی است که مقدار آن نوع فیزیک مسئله را مشخص می کند. به عنوان مثال مقادیر $n = 5/2$ و $n = 3/2$، به ترتیب مربوط به مسئله انتقال انرژی حرارتی الکترون در رژیم کلاسیکی و کوانتومی می باشند[۱۱]. T_0، دمای الکترون در لحظه $t = 0$ می باشد و

$$\int_{x_1}^{x_2} T_e(x,0)dx = (2m_i/3k_b\,\rho)E_{in} \qquad (10)$$

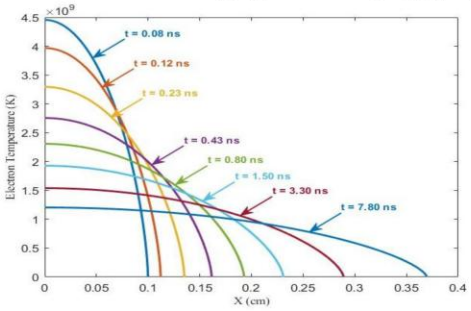
برای هماهنگی با مطالعات گذشته [۳و۹] ، ضخامت سوخت هدف در هر دو حالت کلاسیکی و کوانتومی، $x = 2\ cm$ و انرژی ورودی $E_{in} = 6.4 \times 10^{15}\ erg.s/cm^2$ انتخاب شده است. این مقدار به منظور فراهم آوردن یک مبنای مشترک و مقایسه مستقیم نتایج با کار بنیادی چو[۹] به کار رفته است.



شکل۲. پروفایل های دمای الکترون محاسبه شده در زمان های مختلف برای سوخت DT در حالت کلاسیکی

شکل های ۲و۳، پروفایل های دمای الکترون در سوخت DT را بر حسب مکان و زمان و به ترتیب با در نظر گرفتن هدایت گرمایی کلاسیکی و کوانتومی نشان می دهند که در تطابق با [۴] می باشد. همانطورکه مشخص است، پروفایل ها در قسمت جلوی موج

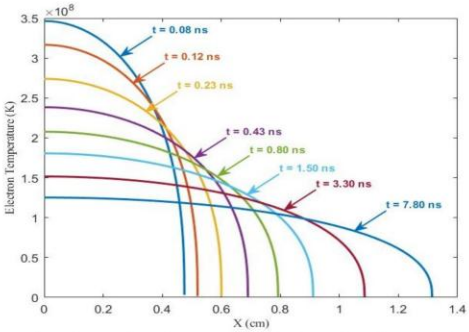
گرمایی نسبتا تیز هستند و دما به سرعت به صفر میل می کند، که این امر نشان دهنده خاصیت غیرخطی هدایت گرمایی است. همچنین مشاهده می شود که عمق نفوذ با زمان رابطه مستقیم دارد، به طوریکه در زمان های طولانی تر موج گرمایی، مسافت بیشتری را در ماده هدف طی می کند.



شکل۳. پروفایل های دمای الکترون محاسبه شده در زمان های مختلف برای سوخت DT در حالت کوانتومی

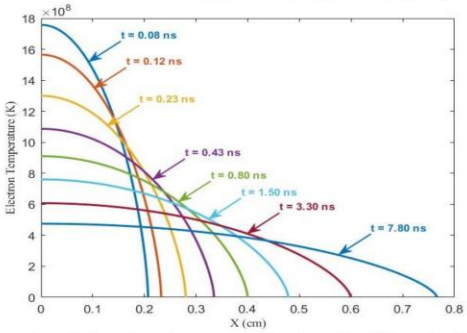
۱-۳- دمای الکترون در گداخت لیزری $p^{11}B$

با در نظر گرفتن شرایط مشابه اینبار محاسبات برای سوخت $p^{11}B$ انجام شده است. شکل های۴ و ۵، پروفایل های دمای الکترون حاصل از برخورد پرتو لیزر با سطح هدف $p^{11}B$ را در دو رژیم کلاسیکی و کوانتومی نشان می دهد. مشابه پروفایل های مربوط به DT، این پروفایل های دمایی نیز در زمان های مختلف رسم شده اند. مجددا مشاهده می شود که در حالت اصلاح شده



شکل۴. پروفایل های دمای الکترون در زمان های مختلف برای سوخت $p^{11}B$ در حالت کلاسیکی

کوانتومی، دمای الکترون افزایش و عمق نفوذ کاهش داشته است. همچنین دمای الکترون در هر دو حالت برای سوخت $p^{11}B$ مقدار کمتری را نسبت به سوخت DT نشان می دهد و عمق نفوذ در حالت کلاسیکی نسبت به سوخت DT کاهش و در حالت کوانتومی افزایش داشته است. نکته قابل توجه آن است که میزان تغییرات دما و عمق نفوذ برای سوخت $p^{11}B$ در حالت کلاسیکی و کوانتومی، بسیار کمتر ازDT است. این پدیده به دلیل عدد اتمی بالاتر بور $(Z = 5)$ و در نتیجه، بالاتر بودن دمای بحرانی گذار به رژیم کوانتومی است. همچنین پروفایل های دمایی $p^{11}B$ در حالت کوانتومی، نسبت به حالت کلاسیکی آن، افزایش داشته است در صورتیکه عمق نفوذ کاهش یافته است.



شکل۵. پروفایل های دمای الکترون در زمان های مختلف برای سوخت $p^{11}B$ در حالت کوانتومی

۲- نتیجه گیری

نتایج این پژوهش نشان داد که اصلاحات کوانتومی هدایت گرمایی الکترون در هر دو نوع سوخت دوتریوم-تریتیوم و پروتون-بور باعث افزایش دمای الکترون نسبت به حالت کلاسیک گردید، در حالی که عمق نفوذ موج حرارتی در سوخت هدف کاهش یافت. همچنین، مشخص شد که هدایت گرمایی کوانتومی الکترون در سوخت جامد DT در همه نقاط کمتر از مقدار کلاسیکی آن است در حالیکه این امر در مورد سوخت $p^{11}B$ پیچیده تر است. با توجه به وابستگی هدایت گرمایی کوانتومی به Z و دمای الکترون، برای سوخت $p^{11}B$ در دماهای پایین تر، هدایت گرمایی کوانتومی الکترون از مقدار کلاسیکی آن بیشتر است در صورتیکه با افزایش دما، نسبت به آن کاهش یافته است. در این مقاله، از آثار نسبیتی صرف نظر شده است. با این حال، در پلاسماهای با دمای الکترون

در مقیاس ده ها KeV یا بیشتر (به عنوان مثال در سیستم های گداخت DEMO یا ITER)، آثار نسبیتی قابل چشم پوشی نیستند. تحقیقات اخیر[۱۳] نشان داده اند که اصلاحات نسبیتی می تواند در گداخت سوخت D^3He با دمای بیش از $T_e \approx 8 \times 10^8\ K$ تا حدود 15% و درگداخت سوخت $p^{11}B$ با دمای $T_e \approx 3.4 \times 10^9\ K$ ، تا حدود 45% منجر به افزایش انرژی گرمایی الکترون شود. بنابراین یک مدل جامع برای بررسی این دو اثر توامان، می تواند تحلیل دقیق تری برای گداخت سوخت $p^{11}B$ ارائه کند.

مرجع ها

[1] Batani, D., Margarone, D., & Belloni, F. (2023). Advances in the study of laser-driven proton-boron fusion. *Laser and Particle Beams, 2023, e5.*

[2] Hora, H. (1976). Increased nuclear energy yields from the fast implosion ofcold shells driven by nonlinear laser plasma interactions. *Soviet Journal of Quantum Electronics, 6(2), 154.*

[3] Hora, H. (1981). Quantum properties of collisions in plasmas at high temperatures. *Nuovo Cimento B Serie, 64, 1-8.*

[4] Nafari, F., & Ghoranneviss, M. (2016). Effect of quantum correction on nonlinear thermal wave of electrons driven by laser heating. *Physics of Plasmas, 23(8).*

[5] Bobin, J. L. (1971). Flame propagation and overdense heating in a laser created plasma. *The Physics of Fluids, 14(11), 2341-2354.*

[6] Spitzer Jr, L., & Härm, R. (1953). Transport phenomena in a completely ionized gas. *Physical Review, 89(5), 977.*

[7] Mayer, F. J., McGrath, J. F., & Steele, J. W. (1983). A class of similarity solutions for the nonlinear thermal conduction problem. *Journal of Physics A: Mathematical and General*, *16*(14), 3393.

[8] Marshak, R. E. (1941). The radiative and conductive opacities under white dwarf conditions. *Annals of the New York Academy of Sciences, 41(1), 49-60.*

[9] Chu, M. S. (1972). Thermonuclear reaction waves at high densities. *The Physics of Fluids, 15(3), 413-422.*

[10] Hora, H. (1991). *Plasmas at high temperature and density: applications and implications of laser-plasma interaction* (Vol. 1). Springer Science & Business Media, pp. 40-51

[11] Markani, V., Amniat-Talab, M., Azizi, N., & Nader-Ali, R. (2022). Effect of quantum correction of electron–ion collision frequency on ion temperature and expansion energy in laser-driven fusion. *Indian Journal of Physics, 96(3), 925-935.*

[12] Razumova, K. A. (1984). Results from t-7, t-10, t-11 and TM-4 tokamaks. *Plasma Physics and Controlled Fusion*, *26*(1A), 37.

[13] Marushchenko, I., & Azarenkov, N. A. (2024). Modelling of relativistic electron transport with non-relativistic DKES solver. *Journal of Plasma Physics*, *90*(5), 905900505.

[14] Pauli, W. (1933). *Handbüch der Physik*, edited by H. Geiger and K. Scheel. (Springer, Heidelberg, 1934), Vol. 24, part 1, p. 497.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P8-17

افزایش راندمان تولید اتیلن در تبدیل مستقیم متان توسط پلاسما پالسی در راکتور گردابی

عباس مجیدی بیدگلی[۱و*]، عطاملک قربانزاده[۲] و علی سلمانزاده دیزجی[۳]
۳-۱ دانشکده فیزیک، دانشگاه تهران، تهران، ایران
***آدرس رایانامه نویسنده مسئول : AbbasMajidi@ut.ac.ir**

چکیده

تبدیل مستقیم متان به هیدروکربن‌های ارزشمند مانند اتیلن به‌دلیل پایداری بالای مولکول متان، هنوز به‌عنوان یک فرآیند صنعتی محقق نشده است و روش‌های کنونی همگی غیرمستقیم هستند. پلاسماهای سرد پتانسیل قابل‌توجهی در این زمینه نشان داده‌اند، اما با چالش‌های اساسی ازجمله درصد تبدیل پایین و گزینش‌پذیری محدود اتیلن مواجه بوده‌اند. با توجه به اهمیت اتیلن به‌عنوان ماده اولیه تولید پلیمر و یکی از مهم‌ترین ترکیبات شیمیایی، در این پژوهش، با توجه به نتیجه دستاورد اخیر این گروه که یک عامل موثر و کلیدی به نام سرعت خزش را معرفی کرد و نشان داد که تاثیر مستقیم و زیادی بر عملکرد فرایند مذکور دارد، راکتوری طراحی شده است که با بهینه‌سازی شرایط عملیاتی، رکورد بی‌سابقه‌ای در تبدیل مستقیم متان به اتیلن به‌دست آمده است. نتایج نشان می‌دهد که با مصرف انرژی تنها ۴۵ وات برای دبی گاز ۷۰ میلی‌لیتر بر دقیقه، درصد تبدیل متان به ۳۰٪ و گزینش‌پذیری اتیلن به ۱۴.۵٪ رسیده است. این دستاورد گامی مهم در جهت توسعه فرآیندهای کارآمد تبدیل مستقیم متان محسوب می شود.

کلید واژه: پلاسمای پالسی، تبدیل مستقیم متان، تولید اتیلن.

Increasing the efficiency of Ethylene production in direct conversion of Methane by pulsed Plasma in a vortex reactor

Abbas Majidi Bidgoli[1,*], Atamalek Ghorbanzadeh[2] and Ali Salmanzadeh Dizaji[3]
1-3 Department of Physics, University of Tehran, Tehran, Iran
*corresponding e-mail: **AbbasMajidi@ut.ac.ir**

Abstract

The direct conversion of Methane to valuable hydrocarbons such as Ethylene has not yet been realized as an industrial process due to the high stability of Methane molecules, with current methods remaining exclusively indirect. While cold plasmas have demonstrated significant potential for this conversion, they continue to face fundamental challenges including low conversion rates and limited Ethylene selectivity. Given Ethylene's importance as a primary polymer feedstock and one of the most essential chemical compounds, this study builds upon our group's recent breakthrough discovery of a critical parameter – drift velocity- which was shown to directly and substantially influence process performance. Leveraging this finding, we have designed a reactor that, through operational optimization, has achieved unprecedented results in direct Methane conversion. Our results demonstrate that with an energy input of just 45 W for a gas flow rate of 70 mL/min, we attained a Methane conversion rate of 30% with Ethylene selectivity reaching 14.5%. This achievement represents a significant advancement toward developing efficient direct Methane conversion processes.

Keywords: Direct Conversion of Methane, Ethylene Production, Pulsed Plasma.

مقدمه

در دنیای امروز، متان که قسمت عمده گازطبیعی از آن تشکیل می شود، به‌عنوان یکی از ساده‌ترین و در عین حال پایدارترین ترکیبات هیدروکربنی، همواره چالشی بزرگ در حوزه شیمی تبدیل به شمار می‌آید. به دلیل بلندهای قوی C–H و پایداری بالای این مولکول، تبدیل مستقیم متان به محصولات ارزشمندی مانند اتیلن، بدون واسطه، همواره چالش های بزرگی داشته و هیچگاه نتوانسته به یک فرایند صنعتی تبدیل شود. در حال حاضر در فرآیندهای صنعتی به‌صورت غیرمستقیم (مثلاً از طریق تبدیل متان به گاز سنتز و سپس تولید اتیلن) عمل می‌کنند[۱, ۲].

از سوی دیگر، روش‌های غیرحرارتی و الکتریکی، به‌خصوص بهره‌گیری از پلاسماهای سرد، طی چند دهه اخیر نویدبخش تبدیل مستقیم متان به هیدروکربن‌های مورد نظر بوده‌اند. مطالعات متعدد نشان داده‌اند که پلاسما می‌تواند مسیرهای جدیدی برای بهینه‌سازی واکنش‌های شیمیایی و کاهش هزینه‌های انرژی ارائه دهد، اگرچه هنوز با چالش‌هایی همچون درصد تبدیل پایین و گزینش‌پذیری محدود محصولات به ویژه اتیلن مواجه است[۳, ۴].

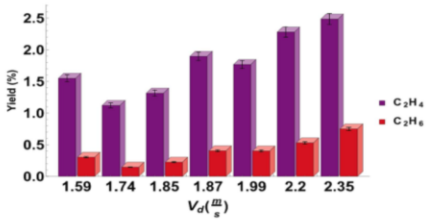
در میان پلاسماهای سرد، پلاسمای پالسی خزشی توانسته یکی از بهترین عملکردها در تبدیل متان را داشته باشد، استفاده از کانال های ارتعاشی برای شکست مولکول متان و تحرک بالا به دلیل امواج آکوستیکی پالس های پلاسمایی از عوامل موثر در افزایش بهره وری این پلاسما بوده اند[۳, ۵].

همچنین، پژوهش اخیر که برای اولین بار پارامتر سرعت خزش پلاسما در پلاسمای پالسی خزشی را معرفی و اندازه گیری کرده است، نشان داده که کنترل دقیق آن می‌تواند منجر به افزایش درصد تبدیل متان و بهبود گزینش‌پذیری اتیلن شود و بهبود عملکرد فرایندهای تبدیل مستقیم متان را به همراه باشد. افزایش سرعت خزش به صورت مستقیم به کاهش همپوشانی محدوده پلاسمای دو پالس متوالی در پلاسمای پالس خزشی منجر می شود. این کاهش همپوشانی باعث می شود که انرژی کمتری صرف شکست محصولات شود و سهم بیشتری از انرژی صرف شکست مولکول های متان شود[۴].

با توجه به نقشی که اتیلن به‌عنوان ماده اولیه تولید پلیمر و یکی از مهم‌ترین مواد صنایع شیمیایی دارد، هرگونه پیشرفت در این زمینه می‌تواند تأثیرات کلانی در زنجیره ارزش افزوده صنایع داشته باشد. در این پژوهش، با استفاده از نتایج به‌دست آمده از مطالعات پیشین[۴] (معرفی عامل کلیدی سرعت خزش)، یک راکتور جدید طراحی و بهینه‌سازی شده است.

روش

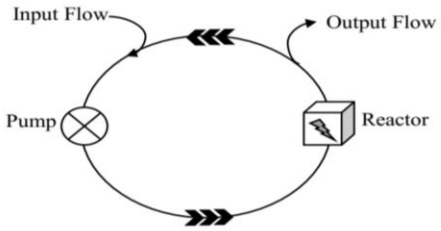
در پژوهش پیشین این گروه[۴] نشان داده شد که کاهش همپوشانی محدوده پلاسمای دو پالس متوالی در پلاسمای پالس خزشی منجر به افزایش درصد تبدیل و گزینش پذیری اتیلن می شود، اما در آن پژوهش امکان تغییر این همپوشانی میسر نبود. لازم به ذکر است این میزان همپوشانی به صورت مستقیم از سرعت خزش کانال پلاسما بدست می آمد که طبق تعریف، از تقسیم فاصله مکانی دو پالس متوالی بر فاصله زمانی این دو پالس، بدست می آمد. در شکل ۱ می توان نتیجه آن پژوهش را مشاهده کرد.



شکل ۱: تغییر Yield=Selectivity*ConversionRate اتان و اتیلن بر حسب سرعت خزش کانال پلاسما.

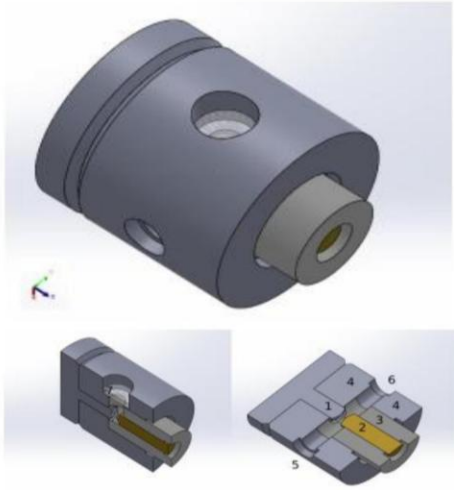
پس از مشاهده تاثیر سرعت خزش، راکتوری طراحی شد که در آن میزان همپوشانی دو پالس متوالی قابل تنظیم باشد و بتوان مقادیری کمتر از پژوهش قبلی را بدست آورد.

برای کاهش همپوشانی پالس های متوالی، از یک مکانیسم گردابی مطابق طرح نشان داده شده در شکل2 استفاده کردیم. که در این طرح از یک پمپ دیافراگمی برای به گردش در آوردن گاز مورد آزمایش در یک حلقه استفاده می شود. گاز وارد این حلقه می شود و درون این حلقه با سرعت زیاد در حال گردش است و در نهایت شار گاز خروجی نیز برابر با شار گازی ورودی(در حالتی که پلاسما نداریم) است، اما شار عبوری از داخل راکتور بیشتر از شار ورودی گاز است. با این کار می توان سرعت عبور گاز از داخل ناحیه پلاسما را افزایش داد که منجر به کاهش همپوشانی می شود.



شکل2 : طرح سیستماتیک از ستاپ مدنظر برای راکتور گردابی

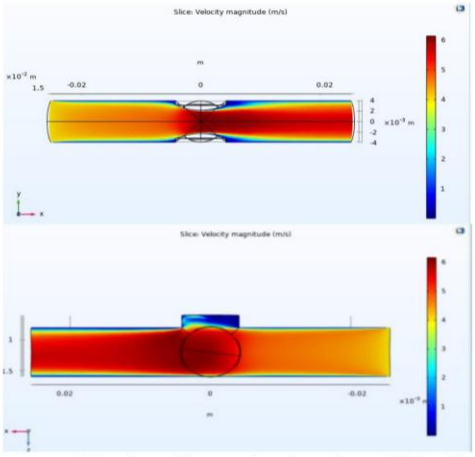
راکتور ساخته شده در شکل ۳ نشان داده شده است و همچنین مجموعه راکتور، حلقه و پمپ هم در شکل ۴ نشان داده شده اند.



شکل ۳: نمای کلی راکتور در بالا و در قسمت پایین دو سطح مقطع از راکتور طراحی شده که اجزا به ترتیب ۱- کاتد از جنس آلومینیوم ۲- آند از جنس برنج ۳- نگهدارنده آند از جنس PTFE 4-بدنه و نگهدارنده کاتد از جنس آلومینیوم ۵- قسمت ورودی گاز ۶- قسمت خروجی گاز و ۷- پنجره راکتور برای مشاهده پلاسمای داخل هستند.

شکل ۴: سیتم نهایی راکتور گردابی و پلاسمای تشکیل شده در آن

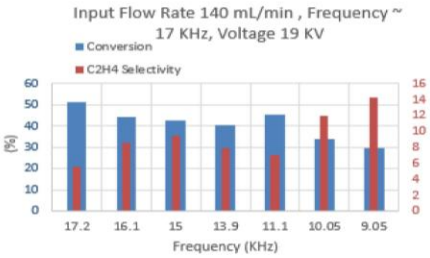
همچنین با توجه به منحنی مشخصه پمپ (منحنی شار بر حسب فشار) یک شبیه سازی با نرم افزار COMSOL انجام شده است که سرعت حرکت گاز بین دو الکترود را نشان می دهد و در شکل ۵ نشان داده شده است که مطابق انتظار است و در بهترین حالت می تواند تا سه برابر سرعت بدست آمده در پژوهش قبلی باشد.



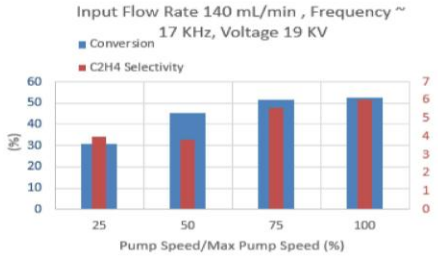
شکل ۵: بالا: نتیجه شبیه سازی برای سرعت گاز در صفحه شامل محور دو الکترود. پایین: نتیجه شبیه سازی برای سرعت گاز در صفحه عمود بر محور دو الکترود

نتایج

در این سیستم دو عامل می توانند به کاهش همپوشانی کمک کنند که یکی از آنها کاهش فرکانس تکرار پالسهای پلاسماست و دیگری افزایش سرعت گاز در گردش است. در شکل ۶ اثر تغییر فرکانس و در شکل ۷ اثر تغییر سرعت بر عملکرد پلاسمای این پژوهش قابل مشاهده است.



شکل ۶: تغییرات درصد تبدیل و گزینش پذیری اتیلن بر حسب فرکانس

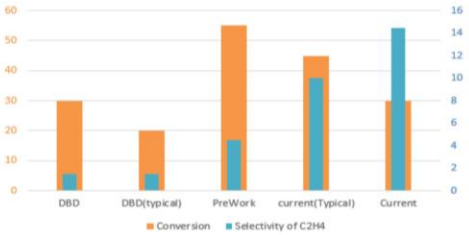


شکل ۷: درصد تبدیل و گذینش پذیری اتیلن بر حسب سرعت چرخش به واسطه پمپ

همانطور که مشاهده می شود با افزایش سرعت چرخش گاز هم درصد تبدیل و هم گزینش پذیری اتیلن افزایش می یابند اما با افزایش فرکانس فقط گزینش پذیری افزایش می یلبد و درصد تبدیل کاهش می یلبد. دلیل چنین رفتار فرکانس این است که میزان انرژی تزریق شده به گاز به صورت مستقیم به فرکانس مرتبط است و کاهش فرکانس موجب کاهش انرژی تزریقی و در نتیجه کاهش درصد تبدیل می شود. لازم به ذکر است که راندمان انرژی در این سیستم (ECE) در محدوده ۳۰ تا ۵۰ درصد بوده است.

نتیجه گیری

نتایج تجربی این پژوهش نشان می‌دهد که با مصرف تنها ۴۵ وات برای دبی گاز ۷۰ میلی‌لیتر بر دقیقه، می توان به درصد تبدیل ٪۳۰ و گزینش‌پذیری اتیلن ٪۱۴.۵ دست یافت. دستیابی به رکوردی بی‌سابقه در زمینه تبدیل مستقیم متان به اتیلن که می‌تواند افق‌های نوینی در تولید هیدروکربن‌های ارزشمند بگشاید. برای مقایسه نتایج این کار با یک کار موفق در تبدیل متان مستقیم با پلاسمای پالسی DBD [۶] و پژوهش قبلی این گروه می توان شکل ۸ را مشاهده کرد. به وضوح می توان مشاهده کرد که هم درصد تبدیل و هم گزینش پذیری اتیلن نسبت به DBD افزایش داشته است و این در حالی است که بازده انرژی تبدیل نیز در پلاسما DBD به حداکثر ۱۰ درصد می رسد.



شکل ۸: مقایسه عملکرد پلاسمای گردابی(نتایج پژوهش حاضر)، پلاسمای پالسی خزشی(نتایج پژوهش پیشین[14]) و پلاسمای پالسی DBD [۶].

مرجع ها

1. Abedin, M.A., S. Bhattar, and J.J. Spivey, *Direct conversion of methane to C 2 hydrocarbons using W supported on sulfated zirconia solid acid catalyst.* SN Applied Sciences, 2020. **2**: p. 1-10.
2. Ma, Y., et al., *Direct Conversion of Methane to Ethylene and Acetylene over an Iron-Based Metal-Organic Framework.* Journal of the American Chemical Society, 2023. **145**(38): p. 20792-20800.
3. Bidgoli, A.M., et al., *Gliding spark plasma: physical principles and performance in direct pyrolysis of methane.* Energy, 2017. **125**: p. 705-715.
4. Bidgoli, A.M. and A. Ghorbanzadeh, *Methane coupling by a parallel-electrodes pulsed gliding plasma: A strong correlation between conversion ability and the plasma mobility.* Chemical Engineering Science, 2023. **281**: p. 119143.
5. Lotfalipour, R., A. Ghorbanzadeh, and A. Mahdian, *Methane conversion by repetitive nanosecond pulsed plasma.* Journal of Physics D: Applied Physics, 2014. **47**(36): p. 365201.
6. Chen, X., et al., *Temperature-independent, nonoxidative methane conversion in nanosecond repetitively pulsed DBD plasma.* Sustainable Energy & Fuels, 2021. **5**(3): p. 787-800.

Paper ID: P5-13

تثبیت پوشش کیتوزان بر روی پارچه های ترگال با استفاده از فناوری پلاسمای سرد

فرناز ارباب [۱] ، وحید سیاهپوش [۱و*]، صمد سبحانیان[۱]
[۱]دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز
* آدرس رایانامه نویسنده مسئول : v_siahpoush@tabrizu.ac.ir

چکیده

در این مطالعه، تأثیر تیمار پلاسمای تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD) به منظور بهبود خواص سطحی پارچه ترگال و تثبیت پوشش آنتی باکتریال کیتوزان بر سطح آن مورد بررسی قرار گرفت. بررسی‌های انجام‌شده با آنالیز تست قطره و طیف‌سنجی FTIR نشان داد که پس از پلاسمادهی، سطح پارچه از حالت آب‌گریز به حالت فوق آبدوست تغییر یافته و گروه‌های عاملی جدیدی بر سطح آن ظاهر شده‌اند. آبدوست شدن سطح پارچه در نتیجه‌ی تیمار پلاسما، نقش مؤثری در تثبیت بهتر کیتوزان ایفا کرده است. همچنین، حضور گروه‌های عاملی مشخصه‌ی کیتوزان در طیف FTIR ، وجود لایه کیتوزان بر روی سطح پارچه را تأیید می‌کند. بررسی اثر پلاسمادهی در تثبیت کیتوزان با رنگ آمیزی نمونه ها توسط رنگ آمیدوبلک نشان داد افزایش زمان پلاسمادهی موجب بهبود لایه‌نشانی و تثبیت بیشتر کیتوزان شد.

کلید واژه : فناوری پلاسمای سرد، پوشش کیتوزان، پارچه ی ترگال

Stabilization of Chitosan Coating on Tergal Fabrics Using Cold Plasma Technology

Farnaz Arbab[1], Vahid Siahpoush[1,*], Samad Sobhanian[1]
[1]Faculty of Physic, University of Tabriz
*corresponding e-mail: v_siahpoush@tabrizu.ac.ir

Abstract

In this study, the effect of dielectric barrier discharge (DBD) plasma treatment on improving the surface properties of tergal fabric and stabilizing the antibacterial chitosan coating on its surface was investigated. Analyses including contact angle measurement and FTIR spectroscopy showed that after plasma treatment, the fabric surface changed from hydrophobic to superhydrophilic and new functional groups appeared on the surface. The increased hydrophilicity of the fabric surface due to plasma treatment played a significant role in better stabilization of chitosan. Moreover, the presence of characteristic functional groups of chitosan in the FTIR spectrum confirmed the existence of the chitosan layer on the fabric surface. The effect of plasma treatment time on chitosan stabilization was also evaluated by staining the samples with Amido Black dye, indicating that increasing the plasma treatment duration improved the coating and enhanced chitosan fixation.

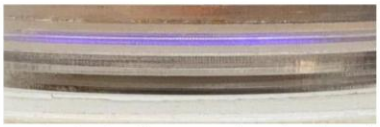
Keywords: Cold plasma technology, chitosan coating, Tergal fabric

مقدمه

پارچه ی ترگال یک پارچه ی مقاوم با بافت مستحکم است که از ترکیب پلی استر و ویسکوز تولید می شود. این پارچه قابلیت کششی و سایشی بسیار بالایی دارد و برای لباس فرم کار و مدارس، لباس های بیمارستانی لباس فرم کادر درمان و روپوش پزشکان و پرستاران و همچنین لباس های سبز جراحی کاربرد دارد. سطح پارچه ی ترگال آبگریز است و برای لایه نشانی پوشش های آنتی باکتریال مانند کیتوزان، باید دستخوش تغییراتی شود و خاصیت آبدوستی پیدا کند. برای اصلاح سطح پارچه می توان از اصلاحات شیمیایی مرطوب مانند شست و شوی قلیایی یا اکسیداسیون استفاده کرد. اما استفاده از این روش به دلیل مصرف مواد و عوامل خطرناک مختلف و انتشار پساب های صنعتی تصفیه نشده در رود خانه ها باعث آلودگی محیط زیست می شود. [1]. استفاده از پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک (DBD) به عنوان یک روش جایگزین که سازگار با محیط زیست است و آلودگی ایجاد نمی کند ، یک روش موثر است که برای عامل دار کردن سطح پارچه استفاده می شود. تیمار پلاسما می تواند چسبندگی پلیمر با پلیمر را افزایش دهد [2] . در این تحقیق، برهمکنش پارچه ی ترگال با کیتوزان مورد بررسی قرار گرفته است. کیتوزان یک پلی ساکارید طبیعی است که به دلیل خواص بیولوژیکی و فیزیکوشیمیایی خاص خود مانند خاصیت آنتی باکتریالی ذاتی، در زمینه های مختلف مانند پزشکی، زیست پزشکی، نساجی، شیمیایی و کشاورزی کاربرد دارد [3]. هدف از این تحقیق، مطالعه ی اثر پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک (DBD) بر سطح پارچه ی ترگال/کیتوزان است که تغییراتی در خواص سطح پارچه پس از پلاسمادهی ایجاد می شود که موجب بهبود لایه نشانی و تثبیت کیتوزان بر روی سطح پارچه ی ترگال می شود. برای تحلیل داده ها و نتایج به دست آمده، آنالیز های اندازه گیری زاویه ی تماس قطره با سطح پارچه، طیف سنجی تبدیل فوریه ی مادون قرمز (FTIR)، رنگ آمیزی با آمیدوبلک مورد استفاده قرار گرفت.

مواد و روش ها

در این تحقیق، از دستگاه پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک فشار اتمسفری موجود در دانشکده فیزیک دانشگاه تبریز استفاده شده است.



شکل۱) پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک استفاده شده درآزمایش

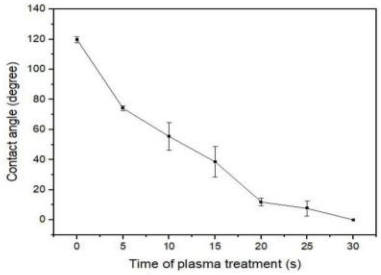
پارچه های ترگال از صنایع نساج پور تهیه شدند. پودر کیتوزان محصول شرکت سیگما آلدریچ با وزن مولکولی متوسط خریداری شد. در این تحقیق، ابتدا برای از بین بردن آلودگی های سطحی پارچه، پارچه ها به مدت ۳۰ دقیقه در داخل ا ستون غوطه ور شده و سپس با آب مقطر کافی شست و شو داده شده و خشک گردیدند. محلول کیتوزان ۱درصد وزنی/حجمی (یک گرم در ۱۰۰میلی لیتر) به همراه مقدار معین استیک اسید تهیه شد و با همزن مغناطیسی به مدت ۱ ساعت تا حل شدن کامل آن هم زده شد. نمونه های پارچه به اندازه های یکسان بریده شده مورد تیمار پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک با توان و ولتاژ معین در مدت زمان های ۱۰، ۲۰، ۳۰ ثانیه قرار گرفتند و پس از ۵ دقیقه قرار گیری در مجاورت هوا، نمونه های شاهد و پلاسمادهی شده به مدت ۱۵ دقیقه در داخل محلول کیتوزان ۱٪ (وزنی/حجمی) غوطه ور شدند و پس از آن در طی ۳ چرخه شست و شو با آب مقطر، به مدت ۲۴ ساعت در هوای آزاد خشک شدند. برای بررسی تاثیر تیمار پلا سما برمیزان آبدو ستی سطح پارچه ها، زاویه ی تماس قطره با سطح اندازه گیری شد. بدین منظور یک قطره آب مقطر به اندازه ۵ میکرولیتر بر روی سطح نمونه ها قرار گرفت. تصاویر به دست آمده با استفاده از نرم افزار ImageJ پردازش شد و زاویه های تماس قطره آب با سطح نمونه ها اندازه گیری شدند. برای برر سی گروه های عاملی احتمالی ایجاد شده پس از پلا سمادهی به سطح نمونه ها، طیف FTIR گرفته شد و نتایج آن مورد بررسی قرارگرفت. برای بررسی اثر پلاسمادهی در تثبیت کیتوزان از تست

رنگ آمیزی آمیدوبلک نیز برای اثبات وجود کیتوزان بر روی سطح نمونه ها استفاده شد.

جهت تایید تثبیت کیتوزان برروی نمونه ها، ابتدا محلول ۰,۰۱ درصد وزنی/حجمی رنگ آمیدوبلک تهیه شد. سپس نمونه ی شاهد و پلاسمادهی شده و لایه نشانی شده توسط کیتوزان در محلول آمیدوبلک به مدت ۴۵ دقیقه غوطه ور شدند. نهایتا جهت از بین بردن رنگ اضافی، نمونه ها با اتانول شسته و خشک شدند و تصاویر آن ها ثبت گردید.

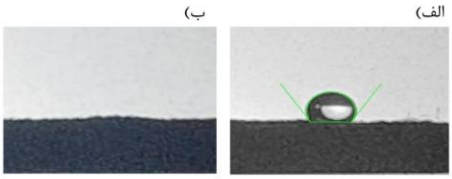
بحث و نتایج

نتایج حاصل از اندازه گیری زاویه تماس آب به شرح زیر است:



شکل۲) نمودار زاویه ی تماس قطره آب با سطح پارچه ترگال بلافاصله پس از پلاسما دهی

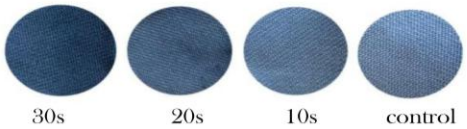
زاویه تماس قطره آب با پارچه ی ترگال پلاسمادهی نشده ۱۱۹,۷۰درجه می باشد که این مقدار نشان دهنده آبگریزی زیاد سطح پارچه است. پس از پلاسمادهی در زمان های ۵ ،۱۰، ۱۵، ۲۰، ۲۵، ۳۰ ثانیه مشاهده می شود روند تغییرات اندازه زاویه کاهشی است و نشان دهنده تاثیر پلاسما بر میزان آبدوستی سطح نمونه است و در ثانیه ۳۰ ام زاویه تماس به صفر رسیده و سطح پارچه فوق آبدوست شده است.



شکل ۳) تصویر زاویه ی تماس آب با سطح پارچه ی ترگال در دوحالت الف) شاهد و ب) پارچه پلاسمادهی شده ۳۰ ثانیه

شکل۳ نیز تصویر قطره آب برسطح نمونه شاهد و نمونه ۳۰ثانیه پلاسمادهی شده را نشان می دهد که درنمونه شاهد، به علت این که سطح پارچه آبگریز است، زاویه تماس قطره با سطح بیشتر است ولی در نمونه پلاسمادهی شده قطره جذب نمونه شده و این زاویه به صفررسیده و سطح فوق آبدوست شده است که تاثیر فوق العاده تیمار پلاسما بر سطح پارچه را نشان می دهد. این میزان آبدوستی باعث لایه نشانی و تثبیت بهتر کیتوزان بر سطح نمونه های پلاسمادهی شده می شود.

شکل زیر تصاویر نمونه های غوطه ور شده در محلول آمیدوبلک را نشان می دهد. گروه های سولفات آنیونی موجود در رنگ آمیدوبلک می تواند با گروه های آمینه کیتوزان اندرکنش کند و رنگ آبی نمونه ها نشان دهنده وجود کیتوزان بر روی آنها است.

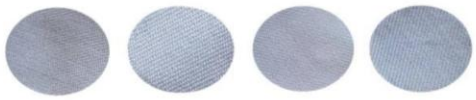


شکل۴) جذب آمیدو بلک 10B توسط کیتوزان لایه نشانی شده برروی سطح پارچه های ترگال پلاسمادهی شده و نمونه ی شاهد مشاهده می شود که شدت رنگ با افزایش مقدار کیتوزان لایه نشانی شده افزایش یافته است. این افزایش شدت رنگ ناشی از وقوع برهمکنش خاص بین کیتوزان و مولکول های رنگ است که پوشش موفقیت آمیز کیتوزان بر روی نمونه های پلاسمادهی شده را تایید می کند. همچنین شدت رنگ با افزایش زمان پلاسمادهی افزایش یافته است.

برای اثبات جذب آمیدوبلک توسط کیتوزان موجود در سطح پارچه آزمایشی مبنی بر این که جذب آمیدوبلک توسط خود کیتوزان است و به رنگ پذیری پارچه مربوط نیست انجام شد. ابتدا پارچه ها همانند شرایط قبلی آماده سازی شدند و در مدت زمان های ۱۰، ۲۰، ۳۰ ثانیه پلاسمادهی شده و ۵ دقیقه در هوای آزاد قرار گرفتند.

سپس نمونه ها در آب مقطر به مدت ۱۵ دقیقه غوطه ور شده و به مدت ۲۴ ساعت در هوای آزاد خشک گردیدند. نمونه های شاهد و پلاسمادهی شده در محلول آمیدوبلک

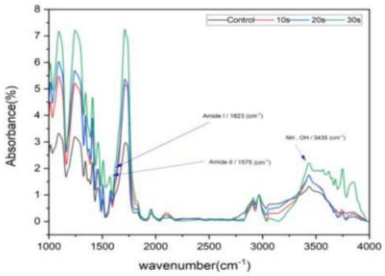
به مدت ۴۵ دقیقه غوطه ور شدند. سپس خارج شده و با اتانول ۹۶٪ شستشو داده شده و خشک شدند. رنگ آمیدوبلک از سطح پارچه شسته شد و مشخص شد که پلاسمادهی در رنگ پذیری پارچه تاثیری نداشته است.



شکل ۵) رنگ پذیری نمونه شاهد و نمونه های پلاسمادهی شده

نتیجه حاصل از مشاهده شکل ۳ و شکل ۴ نشان می دهد که رنگ آمیدوبلک توسط کیتوزان لایه نشانی شده بر سطح پارچه جذب شده است.

نتیجه ی حاصل از آنالیز FTIR نمونه ها به شکل زیر است:



شکل۶) طیف تبدیل فوریه ی مادون قرمز مربوط به نمونه ها

درمحدوده (cm^{-1}) ۳۲۰۰ تا (cm^{-1}) ۳۵۰۰ یک پیک پهن مشاهده می شود که در نمودار، قبل از لایه نشانی این پیک مربوط به گروه های OH موجود در قسمت ویسکوز پارچه است. پس از لایه نشانی کیتوزان که خود دارای گروه های عاملی OHو NH_2 است، مقدار این پیک افزایش یافته و نشان دهنده حضور کیتوزان بر سطح پارچه است.

پیک (cm^{-1}) ۱۶۲۳ و نشان دهنده ی وجود گروه عاملی Amide I مربوط به کیتوزان است و شانه (cm^{-1}) ۱۵۷۵ نشان دهنده وجود گروه عاملی Amide II و NH_2 موجود در کیتوزان است. وجود این گرو های عاملی در طیف وجود کیتوزان را تایید می کند.

نتیجه گیری

بررسی ها و آنالیز های دقیق نمونه ها حاکی از آن است که تیمار پلاسما تاثیر چشمگیری بر سطح پارچه ترگال داشته است. این فرآیند به طور قابل ملاحظه ای آبدوستی پارچه را افزایش داده و با ایجاد گروه های عاملی متنوع برروی سطح، زمینه را برای بهبود لایه نشانی و تثبیت کیتوزان فراهم آورده است. لازم به ذکر است که تثبیت کیتوزان برروی سطح پارچه، به دلیل خواص ذاتی ضدباکتریایی کیتوزان منجر به تولید پارچه ای با ویژگی آنتی باکتریال می شود. این دستاورد می تواند کاربردهای گسترده ای در صنایع مختلف داشته باشد.

مرجع ها

1. Plasma Treatment as a Sustainable Method for Enhancing the Wettability of Jute Fabrics 2023 Aleksandra Ivanovska,Marija MiloševićBratislavObradović,ZoricaSvirčev andMirjana Kostić.
2. DBD plasma-treated polyester fabric coated with doped PEDOT:PSS for thermoregulation .Author links open overlay panel .Cátia Magalhães,Ana Isabel Ribeiro, Rui Rodrigues, Ângela Meireles, Alexandra. Alves b, João Rocha b, Fábio Pedroso de Lima, Marcos Martins , Bogdana Mitu, Veronica Satulu ,Gheorghe Dinescu, Jorge Padrão a,Andrea Zille
3. Chitosan: An Overview of Its Properties and Applications. Inmaculada Aranaz, Andrés R. Alcántara,Maria Concepción Civera,ConcepciónArias,Bega Elorza, Angeles Heras Caballero andNiuris Acst

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P6-07

بررسی کمی پلاسما تخلیه سد دی الکتریک و ترکیب آن با ویتامین C بر جوانسازی پوست صورت در نمونه بالینی

نجمه اسکندری [۱]، محمدعلی نیلفرش زاده [۲]، محمدرضاخانی [۳]، محمدامیر امیرخانی [۴]، مریم نوری [۵]، بابک شکری [۶]

[۱] پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی تهران najme.eskandari26@gmail.com
[۲] مرکزتحقیقات پوست و سلول های بنیادی دانشگاه علوم پزشکی تهران nilforoosh@sina.tums.ac.ir
[۳] پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی تهران khanimohammadreza.6@gmail.com
[۴] مرکزتحقیقات پوست و سلول های بنیادی دانشگاه علوم پزشکی تهران amirkhani2000@yahoo.com
[۵] مرکزتحقیقات پوست و سلول های بنیادی دانشگاه علوم پزشکی تهران m.nouri3023@gmail.com
[۶] پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی تهران b-shokri@sbu.ac.ir

کلید واژه: پلاسماشاور، پلاسماسرداتمسفری،تخلیه سددی‌الکتریک الکترود شناورFEDBD، جوانسازی‌پوست صورت، بیومتریک پوست

چکیده

پوست، به‌عنوان بزرگ‌ترین اندام بدن، نقش حیاتی در حفظ عملکردهای فیزیولوژیکی، تعادل رطوبتی، ایمنی و ظاهر فرد ایفا می‌کند. با افزایش سن و قرارگیری در معرض عوامل محیطی مانند اشعه فرابنفش، آلودگی و استرس اکسیداتیو، ساختار و عملکرد طبیعی پوست دچار آسیب شده و روند بازسازی آن کند می‌شود و پوست دچار پدیده ای به نام پیری می‌شود. در سال‌های اخیر، پلاسما سرد اتمسفری (CAP) به‌عنوان یک فناوری نوین غیرتهاجمی، با توانایی تولید گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن، بدون ایجاد آسیب حرارتی، توجه زیادی در حوزه زیست‌پزشکی به خود جلب کرده است پلاسما سرد اتمسفری با تحریک فیبروبلاست‌ها، افزایش سنتز کلاژن و بهبود اکسیژناسیون بافت، قابلیت جوان‌سازی مؤثر پوست را دارد. از سوی دیگر، ویتامین C نیز با خواص آنتی‌اکسیدانی و توان تحریک ساختار کلاژن، در بهبود کیفیت پوست نقش شناخته شده ای دارد. این مطالعه با هدف بررسی و مقایسه اثربخشی پلاسما تخلیه سد دی‌الکتریک با الکترود شناور (FEDBD) به‌تنهایی و همراه با ویتامین C در بهبود پارامترهای بیومتریک پوست صورت طراحی شد.

کلید واژه: پلاسماشاور، پلاسماسرداتمسفری،تخلیه سددی‌الکتریک الکترود شناورFEDBD، جوانسازی‌پوست صورت، بیومتریک پوست

Quantitative study of dielectric barrier discharge plasma and its combination with vitamin c on facial skin rejuvenation in a clinical sample

Najmeh Eskandari [1], Mohamad Ali Nilforoshzadeh [2], Mohammad Reza Khani [3], Mohammad Amir AmirKhani [4], Maryam Nouri [5] and Babak Shukri [6]

[1] Laser and Plasma Research Institute, University of Shahid Beheshti, Tehran
najme.eskandari26@gmail.com
[۲] Skin and Stem Cell Research Center, Tehran University of Medical Sciences
nilforoosh@sina.tums.ac.ir
[3] Laser and Plasma Research Institute, University of Shahid Beheshti, Tehrankhanimohammadreza.6@gmail.com
[4] Skin and Stem Cell Research Center, Tehran University of Medical Sciences
amirkhani2000@yahoo.com
[5] Skin and Stem Cell Research Center, Tehran University of Medical Sciences
m.nouri3023@gmail.com

[6] Laser and Plasma Research Institute, University of Shahid Beheshti, Tehran b-shokri@sbu.ac.ir

*corresponding e-mail: najme.eskandari26@gmail.com

Abstract

The skin, as the largest organ of the body, plays a vital role in maintaining physiological functions, moisture balance, immunity and appearance. With increasing age and exposure to environmental factors such as ultraviolet radiation, pollution and oxidative stress, the natural structure and function of the skin are damaged and its regeneration process slows down, and the skin undergoes a phenomenon called aging. In recent years, cold atmospheric plasma (CAP) has attracted great attention in the biomedical field as a new non-invasive technology with the ability to produce reactive oxygen and nitrogen species without causing thermal damage. Cold atmospheric plasma has the ability to effectively rejuvenate the skin by stimulating fibroblasts, increasing collagen synthesis and improving tissue oxygenation. On the other hand, vitamin C, with its antioxidant properties and ability to stimulate collagen structure, has a well-known role in improving skin quality. This study was designed to investigate and compare the effectiveness of floating electrode dielectric barrier discharge (FEDBD) plasma alone and in combination with vitamin C in improving facial skin biometric parameters.

Keywords: plasma shower, space cooling plasma, FEDBD floating electrode dielectric barrier discharge, facial skin rejuvenation, Skin biometrics

مقدمه

پوست، به‌عنوان بزرگ‌ترین اندام بدن، به‌طور میانگین سطحی حدود ۲ متر مربع را در افراد بالغ پوشش می‌دهد و حدود ۱۶٪ از وزن بدن را تشکیل می‌دهد [۱]. ترکیب ساختاری و ویژگی‌های عملکردی پوست، بسته به محل آناتومیکی، سن، وضعیت سلامت، ژنتیک و جنسیت، ممکن است تفاوت‌های کمی و کیفی قابل توجهی داشته باشد [۲]. افزون بر نقش آن به‌عنوان یک لایه‌ی محافظ، پوست به‌صورت فعال در عملکردهای حیاتی بدن از جمله تنظیم دما، تبادل آب و الکترولیت‌ها، دفع مواد زاید، دریافت محرک‌های حسی و ایمنی ذاتی نقش ایفا می‌کند [۳]. پوست نه‌تنها مانعی فیزیکی در برابر عوامل مضر خارجی است، بلکه به‌عنوان یک عضو حسی و ایمنی فعال، با تولید آنتی‌میکروبیال‌ها، سایتوکاین‌ها و پپتیدهای ضدالتهاب، از بدن در برابر آسیب‌های شیمیایی، فیزیکی و میکروبی محافظت می‌کند. همچنین از طریق ترشح عرق و چربی و تشکیل لایه هیدرولیپیدی، مانع از تبخیر بیش‌ازحد آب می‌شود و تعادل رطوبتی را در سطح پوست حفظ می‌کند [۴]. سیستم آنتی‌اکسیدانی درونی پوست با خنثی‌سازی رادیکال‌های آزاد ناشی از نور فرابنفش، آلودگی و متابولیسم سلولی، از ساختارهای حیاتی پوست در برابر تخریب محافظت می‌کند [۵]. با این حال، پوست به‌صورت مداوم در معرض عوامل استرس‌زای محیطی قرار دارد؛ از جمله تماس مداوم با نور خورشید، خشکی هوای محیط، آلودگی شیمیایی، مراقبت‌های بهداشتی بیش از حد، و فعالیت‌های روزمره در محل کار یا اوقات فراغت. این شرایط در طول زمان منجر به تضعیف عملکرد محافظتی پوست، کاهش انعطاف‌پذیری، نازک شدن بافت، افزایش خشکی و ظهور علائم قابل رؤیت پیری می‌گردد [۶]. پدیده‌ی پیری پوست به‌عنوان یکی از شاخص‌ترین تغییرات فیزیولوژیک مرتبط با سن، با انباشت آسیب‌های ماکرومولکولی، اختلال در روند بازسازی بافتی و کاهش تدریجی هماهنگی عملکردهای بیولوژیکی همراه است. این فرآیند پیچیده تحت تأثیر هم‌افزای عوامل درونی (از جمله کاهش سطح هورمون‌ها، ژنوتیپ، متابولیسم غدد درون‌ریز، و استرس سلولی) و عوامل بیرونی نظیر تابش اشعه فرابنفش، تغذیه ناسالم، مصرف دخانیات، و قرار گرفتن در معرض آلاینده‌های محیطی رخ می‌دهد [۸,۷]. در نتیجه این تعاملات، تغییراتی نظیر کاهش سنتز کلاژن و الاستین، افت عملکرد فیبروبلاست‌ها، نازک شدن اپیدرم، کاهش محتوای آب بافتی، تجمع رنگ‌دانه‌های ملانین و شکل‌گیری چین‌وچروک در سطح پوست

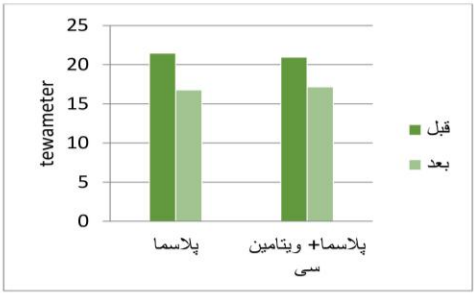
به‌وجود می‌آید. این تغییرات نه‌تنها از جنبه زیبایی‌شناختی بلکه از نظر عملکردی نیز، توان پوست در حفظ نقش‌های حفاظتی و ترمیمی خود را کاهش می‌دهند [۹]. در راستای ارتقاء سلامت و ظاهر پوست، روش‌های گوناگونی در حوزه درمان‌های درمو-زیبایی معرفی شده‌اند که از میان آن‌ها می‌توان به لیزر درمانی، لایه‌برداری شیمیایی، کرم‌های موضعی، تزریق فیلرها و عوامل بیولوژیکی اشاره کرد [۱۰]. یکی از عوامل بیولوژیکی پرکاربرد در این حوزه، ویتامین C(اسید اسکوربیک) است که با داشتن خاصیت آنتی‌اکسیدانی قوی و توان تحریک سنتز کلاژن، می‌تواند در کاهش لک‌های پوستی، بهبود بافت پوست و افزایش شفافیت آن مؤثر باشد [۱۱]در سال‌های اخیر، فناوری پلاسما سرد اتمسفری (CAP) توجه بسیاری را در حوزه زیست‌پزشکی و پوست به خود جلب کرده است. . در این بررسی ما یک بررسی گسترده از تعاملات بین CAP به تنهایی و با ویتامین سی بر پوست ارائه می‌دهیم. هدف این بررسی اجمالی به دست آوردن ایده‌ای از پتانسیل فناوری پلاسمای اتمسفری سرد در زیست‌شناسی پوست برای پیشرفت‌های آتی درمان‌های درمو-زیبایی، در پیشگیری از پیری است. [۱۲]

مواد و روش ها

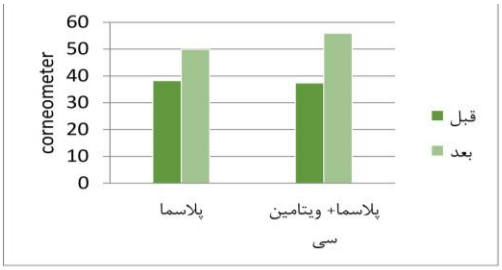
روند ورود بیماران به این پژوهش بدین صورت بود که تمامی مراجعه‌کنندگان بین ۱۶ تا ۵۵ سال را داشتند. برای واجد شرایط بودن، شرکت‌کنندگان همچنین باید معیارهای دقیق ورود و خروج را داشتند، از جمله عاری بودن از بیماری‌های مزمن پوستی و عدم مصرف داروهای مضر برای سلامت پوست، و پس از توضیح درباره ماهیت تحقیق، رضایت‌نامه کتبی اخذ شد. پس از پذیرش شرایط، پوست صورت بیماران بصورت تصادفی در دو گروه پردازش پلاسما سرد اتمسفری با الکترود شناور(FEDBD) به تنهایی و با ویتامین سی قرار می‌گیرند. روند درمان در طول هشت جلسه با فاصله یک هفته در گروه پلاسما و پلاسما ویتامین سی پردازش گردید و در هر دو گروه در سه شاخص پوست با دستگاه بیومتریک مورد ارزیابی قرار گرفت. داده‌ها با استفاده از نرم‌افزار SPSSنسخه ۲۶ تحلیل شدند.

بحث

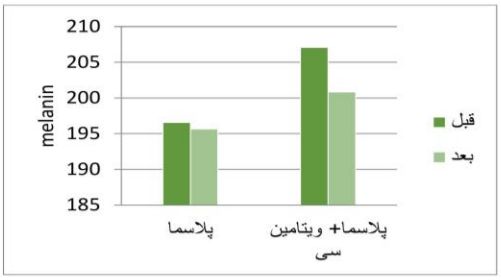
بیماران پس از احراز شرایط وارد طرح شده، همانطور که در تصاویر مشاهده می‌کنید وضعیت میزان تبخیر از سطح پوست در گروه پلاسما قبل از درمان و هشت جلسه بعد از درمان کاهش یافته و میزان هیدراسیون پوست در دو گروه افزایش داشته و میزان ملانین نیز در دو گروه پلاسما و پلاسما به همراه ویتامین C نسبتا کاهش داشته است. این یافته‌ها با نتایج مطالعه‌ی شکوری و همکاران (۲۰۲۱) همسو است که اثرات مثبت استفاده از دستگاه پلاسما همراه با ویتامین C بر بهبود هیدراسیون و کیفیت پوست را گزارش کردند. آنچه مطالعه حاضر را متمایز می‌سازد این است که به‌صورت کارآزمایی بالینی روی انسان و در دو گروه مقایسه‌ای انجام شده و تأثیرات پلاسما به‌تنهایی و همراه با ویتامین C در جلسات متعدد ارزیابی شده است[۱۳].



شکل۱-۱ مقایسه میزان تبخیر سطح پوست در دو گروه پلاسما و پلاسما ویتامین سی



شکل۱-۲ مقایسه میزان میزان آب موجود در سطح پوست در دو گروه پلاسما و پلاسما ویتامین سی



شکل۱-۳ مقایسه میزان ملانین در دو گروه پلاسما و پلاسما ویتامین سی

نتیجه‌گیری

یافته‌ها نشان می‌دهد که پلاسما یک تکنیک مناسب برای بازسازی پوست با زمان بهبودی کوتاه و عوارض جانبی کم است. پوستی که مرطوب باشد سالم‌تر است. چین و چروک، پوست خشن و لکه‌ها همگی نشانه‌های خشکی پوست هستند. بدیهی است که وقتی سطح رطوبت پوست افزایش می‌یابد، سرعت تبخیر آب از سطح پوست کاهش می‌یابد و به لایه کراتینوسیت نرمی و انعطاف‌پذیری می‌دهد. وقتی محتوای آب پوست طبیعی باشد، پوست صاف، نرم، الاستیک و براق به نظر می‌رسد. علاوه بر این، کاهش در ملانین در گروه‌ها وجود داشت که ممکن است ناشی از تولید ازن توسط پلاسما باشد. همچنین ویتامین Cبه دلیل خاصیت آنتی‌اکسیدانی و تحریک سنتز کلاژن، به بهبود رنگ و قوام پوست کمک می‌کند. ترکیب پلاسما با ویتامین C باعث افزایش جذب آن و در نتیجه تقویت اثرات جوان‌سازی می‌شود.

مرجع ها

[1] Proksch, E., Brandner, J.M., Jensen, J.M. (2008). The skin: an indispensable barrier. *Experimental Dermatology*, 17(12), 1063–1072.

[2] Gan, L., Jiang, J., Duan, J. W., Wu, X. J. Z., Zhang, S., Duan, X. R., ... & Chen, H. X. (2021). Cold atmospheric plasma applications in dermatology: A systematic review. *Journal of Biophotonics*, *14*(3), e202000415.

[3] Lawton, S. J. N. T. (2019). Skin 1: the structure and functions of the skin. *Nurs. times*, *115*, 30-33.

[4] Gupta, R. K., Wasnik, P., Mondal, D., & Shukla, D. (2024). Critical role of keratinocytes in cutaneous immune responses. *Exploration of Immunology*, *4*(4), 502-522.

[5] Slominski, A., Wortsman, J. (2000). Neuroendocrinology of the skin. *Endocrine Reviews*, 21(5), 457–487.

[6] Han, I. (2023). Plasma devices for cosmetic and aesthetic treatment. In *Plasma Biosciences and Medicine* (pp. 229-256). Singapore: Springer Nature Singapore.

[7] Gilchrest, B.A. (1996). Skin aging and photoaging: An overview. *J Am Acad Dermatol*, 21(3 Pt 2), 610–613.

[8] Salminen, A., Kaarniranta, K., & Kauppinen, A. (2022). Photoaging: UV radiation-induced inflammation and immunosuppression accelerate the aging process in the skin. *Inflammation Research*, *71*(7), 817-831.

[9] Wlaschek, M., Scharffetter-Kochanek, K. (2005). Oxidative stress

in chronic venous leg ulcers. *Wound Repair and Regeneration*, 13(5), 452–461.

[10] Wanitphakdeedecha, R., Manuskiatti, W. (2011). Treatment of skin aging with fractional lasers and related technologies. *J Dermatolog Treat*, 22(1), 1–13.

[11] Pullar, J.M., Carr, A.C., Vissers, M.C.M. (2017). The roles of vitamin C in skin health. *Nutrients*, 9(8), 866.

[12] Goldsmith, L.A., Physiology, biochemistry, and molecular biology of the skin. Vol. 2. 1991: Oxford University Press.

[۱۳] Shakouri, R., Khani, M. R., Samsavar, S., Jezeh, M. A., Abdollahimajd, F., Hosseini, S. I., ... & Shokri, B. (2021). In vivo study of the effects of a portable cold plasma device and vitamin C for skin rejuvenation. *Scientific reports*, *11*(1), 21915.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-03

حذف مدهای مزاحم میکروموجی در موج‌بر مستطیلی با پلاسما

حسن سبحانی*[1]، هدی السادات لطفی‌پور[1]
۱ پژوهشکده فوتونیک و فناوری کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، تهران، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول: hassan960sob@gmail.com

چکیده

با در نظر گرفتن پلاسمای غیرخطی، انتشار مدهای موج‌بر مکعب مستطیلی توسط نیروی پاندروماتیو مورد بررسی خواهد گرفت. نیروی پاندروماتیو، چگالی الکترونی پلاسما و به تبع آن شدت میدان الکتریکی میکروموج را تغییر خواهد داد. حضور پلاسما باعث افت شدت امواج میکروموج در مدهای مختلف خواهد شد. لذا باید میکروموج برانگیخته شده در موج‌بر دارای فرکانسی بالاتر از فرکانس قطع موج‌بر حاوی پلاسما باشد به طوری که در حضور پلاسما میرا نشود. با انتخاب فرکانس بالاتر، امکان برانگیخته شدن مدهای بالاتر در موج‌بر بالاتر می‌رود. برای نمونه در موردی مشخص مشاهده شد که هر دو مد TE_{10} و TE_{20} در موج‌بر منتشر شدند. اما چون مد غالب کاربرد بیشتری دارد باید با مکانیسمی‌مد TE_{20} را حذف کرد. از آنجا که تضعیف مد TE_{20} به دلیل وجود پلاسما بیشتر از تضعیف مد TE_{10} است، لذا در این مقاله با انتخاب مشخصه‌های مناسب و با استفاده از پلاسما مد مزاحم در هنگام عبور از موج‌بر خلأ به موج‌بر حاوی پلاسما می‌تواند حذف شود.

کلید واژه: برهم کنش میکروموج با پلاسما، تحولات چگالی الکترونی پلاسما، نیروی پاندرماتیو

Removal of Interfering Microwave Modes in Rectangular Waveguide by Plasma

Hassan Sobhani[1*], Hoda Sadat Lotfipour[1]
1 Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran
*Corresponding e-mail: hassan960sob@gmail.com

Abstract
In the presence of the nonlinear plasma, the microwave propagation in the rectangular cube waveguide is investigated by the ponderomotive force. The ponderomotive force is changed to the electron density of the plasma and the intensity of microwave. The presence of plasma will cause a loss in the microwaves intensity in different modes. So, the microwave should be excited at a frequency higher than the cut-off frequency so that it is not damped in the plasma. For this purpose, select the frequency higher you can excite the other modes. By choosing a higher frequency, the possibility to excite the higher modes is higher. For example, both TE10 and TE20 modes can be exciting in waveguide. But because the dominant mode is used, the TE20 mode must be removed mechanically. The loss of the TE20 mode in the presence of plasma is greater than that of the TE10 mode, so by passing the microwave from the vacuum waveguide to the plasma filled waveguide the interfering mode can be removed.

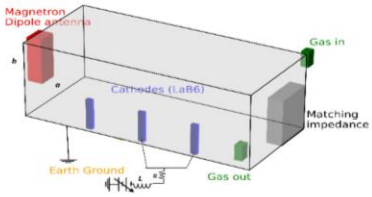
Keywords: Microwave interaction with plasma, plasma electron density evolution, ponderomotive force

۱. مقدمه

با انتشار یک میکروموج قوی در پلاسمای غیرخطی بر اثر نیروی پاندروماتیو[1] پدیده‌های غیرخطی زیادی ممکن است رخ دهد [۱]. در حضور این اثر ، ثابت گذردهی پلاسما تغییر می‌کند و در نتیجه توزیع چگالی الکترونی و به‌تبع آن میدان الکتریکی میکروموج در هنگام عبور از پلاسما دستخوش تغییر می‌شود .تغییر چگالی الکترون در اثر انتشار میکروموج با شدت زیاد در پلاسما پیش‌تر بررسی شده است[۲]. با ورود دو موج، اثر نیروی پاندروموتیو با برهم‌نهی میدان‌ها متناسب می‌شود. نیروی پاندروموتیو ناشی از دو موج، شدت این امواج را تغییر می دهد. این پرتوها با یکدیگر جفت می‌شوند که به آن اثر پاندروموتیو متقابل گفته می‌شود [۳]. در اینجا انتشار مد اصلی در دو موجبر هم‌شکل و هم‌اندازه بررسی می شود؛ یکی حاوی خلأ و دیگری پلاسما. از آنجا که با ورود میکروموج از موجبر خلأ به موجبر پلاسما، به علت افت میکروموج در پلاسما امکان تضعیف یا حتی نابودی آن وجود دارد، بنابراین با فاصله گرفتن از فرکانس قطع به دنبال تقویت مد اصلی در موجبر هستیم. این پدیده خود می‌تواند موجب برانگیختگی مدهای مرتبه بالاتر در موجبر شود. به‌عنوان نمونه، احتمال برانگیختگی مد TE_{20} یا حتی مدهای TE_{11} و TM_{11} برانگیخته شود [٤]. حضور پلاسما باعث افت میکروموج خواهد شد. چون مد غالب کاربرد بیشتری دارد می‌بایست با فیلتر کردن مدهای اضافه حذف شود [۶,۵]. ما با استفاده از پلاسما برای حذف مدهای اضافه هستیم. از آنجا که تضعیف مد TE_{20} به‌دلیل وجود پلاسما بیشتر از تضعیف مد TE_{10} است، لذا با انتخاب مشخصه‌های مناسب پلاسما مد مزاحم حذف شده است.

۲. مدل تئوری

در اینجا یک موجبر مستطیل شکل فلزی را در نظر می‌گیریم که به یک موجبر با همان اندازه اما حاوی پلاسما متصل شده است (شکل ۱). موجبر مستطیلی حاوی خلأ و پلاسما با عرض $\boldsymbol{a}$ و ارتفاع $\boldsymbol{b}$ در نظر گرفته شده است. موجبر دوم را از پلاسمای همگن پر می‌کنیم. موجبرها به صورت هم محور به هم متصل شده‌اند.



شکل ۱. طرحواره از چیدمان موجبر مستطیل شکل فلزی که به موجبر با همان اندازه حاوی پلاسما متصل شده است[۳].

ابتدا، امواج میکروموج در موجبر مستطیلی خالی از پلاسما تولید و منتشر می‌شود، سپس وارد موجبر پر از پلاسما می‌شود. ما فرض می‌کنیم که مد TE_{m0} برانگیخته شده توسط میکروموج پس از طی مسافتی در اولین موجبر حاوی خلأ با پلاسمای داخل موجبر دوم مواجه می‌شود. با استفاده از معادلات ماکسول مؤلفه‌های میدان را می‌توان برای یک موجبر کاملاً رسانا محاسبه کرد. در موجبر فلزی حاوی خلأ، میدان الکتریکی مد TE_{m0} $(m = 1, 2)$ برابر است با

$$\vec{E} = \hat{y}\, E_0(z)\, \mathrm{Sin}(m\pi x/a)\, e^{i(kz-\omega t)} \qquad (۱)$$

ω فرکانس و k عدد موج میکروموج است. در اینجا انتشار میکروموج قوی را عمود به پلاسما در نظر می‌گیریم. با انتشار یک میکروموج قوی در پلاسمای غیرخطی نیروی پاندروماتیو بر آن اثر می‌گذارد. این نیروی پاندروماتیو توزیع چگالی الکترون و گذردهی دی‌الکتریکی پلاسما را تغییر می‌دهد. میانگین نیروی پاندروماتیو در واحد حجم که روی الکترون‌های پلاسما کار می‌کند برابر است با:

$$\vec{F}_p = -\frac{n\, e^2}{m_e \omega^2} \vec{\nabla} |\vec{E}\,|^2 \qquad (۲)$$

که m_e و e به ترتیب جرم و بار الکترون هستند. $\vec{\nabla}$ و n به ترتیب عملگر گرادیان و چگالی الکترون هستند. شدت همه مدها می‌تواند باعث ایجاد نیروی پاندروماتیو شود. نیروی گرادیان فشار در واحد حجم برابر است با

[1] ponderomotive force

$$\vec{F}_{pg} = -T_e \vec{\nabla} n \qquad (۳)$$

که در آن T_e دمای الکترون بر حسب واحد انرژی است. در تعادل بین نیروی پاندروماتیو و نیروی گرادیان فشار، چگالی الکترون در حضور میکروموج به صورت زیر نوشته شود:

$$n = n_0\, exp(-\beta |\vec{E}|^2) \qquad (۴)$$

n_0 حداکثر چگالی الکترونی و $\beta = \frac{e^2}{m_e \omega^2 T_e}$ در غیاب میدان الکتریکی میکروموج است. گذردهی دی الکتریک پلاسما به شکل $\varepsilon = \varepsilon_0 \varepsilon_r$ تعریف می‌شود، که ε_r به شدت میدان الکتریکی میکروموج مرتبط است. پارامتر $\omega_{p0}{}^2 = \frac{n_0\, e^2}{m_e \varepsilon_0}$ فرکانس پلاسما و ε_0 گذردهی دی الکتریک در غیاب میدان میکروموج است. مولفه‌های میدان داده شده در پلاسما از معادله زیر پیروی می‌کند:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial^2 x} + \frac{\partial^2 E}{\partial^2 y} + \frac{\partial^2 E}{\partial^2 z} + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_r(E) E = 0 \qquad (۵)$$

که c سرعت نور است. از آنجایی که ضریب شکست یک تابع افزایشی از شدت میدان الکتریکی است، لذا تغییرات امواج میکرموج می‌تواند ضریب شکست در موجبر حاوی پلاسما را تغییر دهد. با اعمال شرط مرزی، معادله (۵) به صورت عددی حل می‌شوند.

۳. نتایج

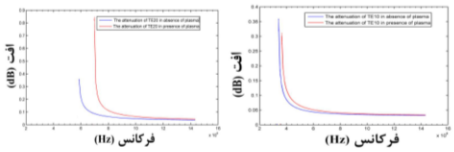
در اینجا مدهای میکروموج با فرکانس $6.9\ GHz$ و میدان $6 \times 10^{16}\ V/M$ برانگیخته شده است. دمای پلاسما $T = 3\ eV$ و چگالی پلاسمای الکترونی $10^{16}\ cm^{-3}$ فرض شده است. این فرکانس می‌تواند مدهای TE_{10} و TE_{20} را در موجبر مستطیلی حاوی خلأ به طول و عرض cm ۲×۱ برانگیخته کند. فرکانس قطع مد TE_{10} بیشتر از مد TE_{20} است بنابراین مد TE_{11} برانگیخته نمی‌شود (شکل ۲). مد TE_{10} در موجبر مستطیلی مد غالب و اصلی است و سایر مدها ضعیف تر از مد TE_{10} هستند. مد TE_{20} با آنکه در موجبر مستطیلی خلأ برانگیخته شده است در قسمتی از موجبر که حاوی پلاسما است میرا می‌شود و پلاسما نقش فیلتر دارد.

مدها	فرکانس قطع در موجبر مستطیلی	
	حاوی پلاسما	خلأ
TE_{10}	$3.56\ GHz$	$3.448\ GHz$
TE_{20}	$6.955\ GHz$	$6.897\ GHz$
$TE_{11}\ and TM_{11}$	$7.1498\ GHz$	$7.093\ GHz$

شکل ۲. مشخصه های مدها در حضور و عدم حضور پلاسما.

در اینجا افت امواج میکروموج بخاطر رسانندگی موجبر مسی در حضور پلاسما و در خلأ بررسی شده است. شکل ۳ میزان افت مدهای $TE_{۱۰}$ و $TE_{۲۰}$ را بر حسب فرکانس در یک موجبر مستطیلی مسی در حضور پلاسما و در خلأ نشان می‌دهد. با افزایش فرکانس میکروموج میزان افت میکروموج با فاصله گرفتن از فرکانس قطع کاهش می‌یابد. این پدیده برای هر دو مد مشابه است.

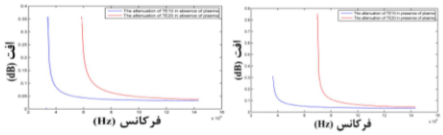
در شکل ۳ مقایسه‌ای بین افت امواج میکروموج بین مدهای TE_{10} و TE_{20} ناشی از رسانندگی موجبر مسی در حضور پلاسما و در خلأ انجام شده است. نمودار میرایی شکل های ۳ و ۴ تایید می‌کنند که در حضور پلاسما ، هر دو مد میرایی بیشتری را تجربه خواهند کرد. به عبارتی پلاسما باعث رشد میزان میرایی هر دو مد در موجبر می‌شود. باید توجه کرد که اختلاف افت مد TE_{20} در حضور پلاسما و در خلأ بیشتر از این اختلاف برای مد TE_{10} است.



شکل ۳. افت میکروموج با مد TE_{10} (چپ) و مد TE_{20} (راست) در پلاسما و خلأ بر حسب فرکانس.

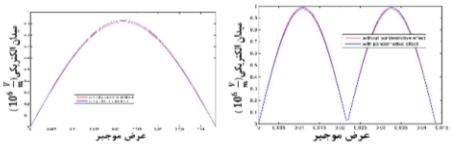
همانطور که در شکل ۳ نشان داده شده است، در موجبر مستطیلی پر از پلاسما، میرایی مد TE_{10} کمتر از مد TE_{20} است. برای نمونه، اگر میکروموج با فرکانس ۱۰۱۰×۷ هرتز برانگیخته شود، میرایی مد TE_{10} در موجبر مسی برابر ۰.۰۵ دسی بل و میرایی مد TE_{20} برابر ۰.۶۷ دسی بل است. از

آنجایی که وجود مد اصلی یعنی مد TE_{10} در موجبر مستطیلی مهم است، با استفاده از پلاسما داخل موجبر، می‌تواند مدهای برانگیخته بعدی را جذب کرد. این امر زمانی ممکن است که میرایی مد TE_{20} به دلیل وجود پلاسما بیشتر از میرایی مد TE_{10} باشد.



شکل ۴. مقایسه افت میکروموج با مد TE_{10} و TE_{20} در خلأ (چپ) و پلاسما (راست) بر حسب فرکانس.

قسمت چپ در شکل ۴ نمایه های میدان را در پلاسما نشان می‌دهد. میدان الکتریکی مد TE_{10} در سطح مقطع موجبر حاوی خلأ (منحنی قرمز) و پلاسما همگن (منحنی آبی) نشان داده است. مد TE_{10} توزیع چگالی پلاسما را تغییر می‌دهد. به دلیل نیروی پاندروماتیو، چگالی پلاسما میدان مد TE_{10} را افزایش می‌دهد. کمترین چگالی در وسط عرض موجبر باقی می‌ماند. برای مد TE_{10}، اندازه میدان در وسط موجبر بیشتر است و پلاسما به‌دلیل نیروی پاندروماتیو از وسط عرض موجبر دفع می‌شود. حضور و عدم حضور پلاسما به منزله وجود و عدم وجود نیروی پاندروماتیو است. در جایی که شدت میدان الکتریکی کم است، نیروی پاندروماتیو کاهش می‌یابد.



شکل ۵. نمایه های میدان الکتریکی مد TE_{10} (شکل راست) و TE_{20} (شکل چپ) در سطح مقطع موجبر.

در قسمت چپ در شکل ۵، میدان الکتریکی مد TE_{20} در سطح مقطع موجبر حاوی خلأ (منحنی قرمز) و پلاسما همگن (منحنی آبی) نشان داده شده است. به دلیل وجود نیروی پاندروماتیو ناشی از حضور، میدان الکتریکی افزایش می‌یابد.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله، با انتخاب فرکانس بالاتر، امکان برانگیخته شدن مدهای بالاتر در موجبر بالاتر می‌رود. چون مد غالب کاربرد بیشتری دارد باید با استفاده از پلاسما مد TE_{20} را حذف کرده/یم. از آنجا که تضعیف مد TE_{20} به دلیل وجود پلاسما بیشتر از تضعیف مد TE_{10} است، لذا در این مقاله با انتخاب مشخصه‌های مناسب و با استفاده از پلاسما مد مزاحم حذف شده است.

مراجع

[1] H. K. Malik and A. Aria, "Microwave and plasma interaction in a rectangular waveguide: Effect of ponderomotive force," vol. 108, no. 1, p. 013109, 2010

[2] A. Niknam, N. Akhlaghipour, and C. Media, "Microwave ponderomotive action on the inhomogeneous collisionless and collisional plasmas," vol. 23, no. 2, pp. 183-199, 2013.

[3] Sobhani, H., Sabouhi, H.R., Feili, S. and Dadar, E., "Mode filtering based on ponderomotive force nonlinearity in a plasma filled rectangular waveguide". Plasma Science and Technology, 19(10), p.105504, 2017.

[4] Guo, F., Wu, Q., Li, G. and Xia, W., 2025. A Circular TE01 Mode Excitation for Air Drilling Using Novel Inline Rectangular TE10 Mode to Rectangular TE20 Mode Transition. Microwave and Optical Technology Letters, 67(9), p.e70370.

[5] Sobhani, H., Vaziri, Rooholamininejad, A. R. Bahrampour, "Impact of Nonlinear Absorption on Propagation of Microwave in a Plasma Filled Rectangular Waveguide", Waves in Random and Complex Media, Taylor Francis, 26 (3), 2016.

[6] Zhang, B., Zhang, Y., Zhou, W., Luo, X. and Liu, G., 2024. A Novel Concept of TE₂₀-Mode 90° Waveguide Twist With Mode Filtering Characteristics. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, 72(9), pp.5478-5487.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P8-02

شبیه‌سازی تأثیر لیزر بر ساختار فیلم‌های نازک با استفاده از نرم‌افزار کامسول

داریوش آقایی
کارشناسی ارشد فیزیک اتمی ملکولی، گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه آزاد اسلامی واحد مرودشت، فارس، ایران.
daryoushaghaei@gmail.com

چکیده

لایه‌نازک لایه‌ای از مواد است که ضخامت آن از یک نانومتر تا چند میکرومتر است ازجمله کاربردهای آن استفاده در صنایع الکترونیک، نوری و میکروالکترونیک است. کاربرد لایه‌نازک در فناوری‌های پیشرفته توسعه‌یافته است درنتیجه لایه‌نازک جزء علوم با فناوری پیشرفته محسوب می‌شود در خصوص توسعه لایه‌های نازک پارامترها و عوامل مهمی موردتوجه قرار می‌گیرند که شامل روش ،تولید کیفیت و نوع جنس زیر لایه می.شود یکی از فن‌ها و فنون پرکاربرد در لایه نشانی لایه‌های نازک، لایه نشانی بخار فیزیکی با تابش لیزر(pld) است، در این فرایند ماده موردنظر با تابش لیزر تبخیرمی‌شود و لایه‌های نازک با مایع کردن بخار بر روی زیر لایه‌های مختلف ایجاد می‌شود. در این مطالعه سعی شده به کمک نرم‌افزار کامسول با شبیه‌سازی لایه نشانی بخار فیزیکی و تغییر انرژی لیزر تابشی تغییر ضخامت لایه‌نازک ایجادشده بررسی شود. با افزایش انرژی لیزر تابشی به هدف ضخامت لایه‌نازک تولیدشده کاهش می‌یابد.همچنین شفافیت لایه‌نازک باضخامت آن رابطه معکوس ،دارد بنابراین با کاهش ضخامت شفافیت لایه‌نازک افزایش می‌یابد. ضخامت و شفافیت دو مورد از ویژگی‌های ساختاری لایه‌نازک می‌باشند.

واژه‌های کلیدی: شبیه‌سازی ، لایه‌نازک ، کامسول

Simulation of Laser Effect on the Thin Film Structure Using the COMSOL Software

Daryoush Aghaei
Master of Science in Atomic and Molecular Physics, Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Islamic Azad University, Marvdasht Branch, Fars, Iran.
daryoushaghaei@gmail.com

Abstract

A thin film is a layer of material with a thickness ranging from one nanometer to several micrometers. Among its applications are uses in electronics, optics, and microelectronics industries. Thin-film technology has advanced in cutting-edge applications, making thin films a part of high-tech science. In the development of thin films, several key parameters and factors are considered, including the deposition method, quality, and substrate material type. One of the widely used techniques for thin-film deposition is Pulsed Laser Deposition (PLD). In this process, the target material is vaporized by laser irradiation, and thin films are formed by condensing the vapor onto various substrates. In this study, using COMSOL software, the effect of changing laser pulse energy on the thickness of the deposited thin film was investigated through physical vapor deposition simulation. As the laser energy increases, the thickness of the deposited thin film decreases. Additionally, the transparency of the thin film has an inverse relationship with its thickness—thus, as thickness decreases, transparency increases. Thickness and transparency are two key structural properties of thin films.

Keywords: Simulation, Thin film, COMSOL

مقدمه

لایه‌نازک، لایه‌ای از مواد است که ضخامت آن از یک نانومتر تا چند میکرومتر است. یکی از کاربردهای لایه‌نازک در صنایع الکترونیک، نوری و میکروالکترونیک هست که در اصلاح خواص سطحی مواد جایگاه بخصوصی دارد و خواص آن بستگی به ساختار و مورفولوژی آن دارد [۱]. لایه، ماده‌ای است که به شکل پوشش عمل می‌کند و بر اساس خواص فیزیکی، الکتریکی و مکانیکی می‌تواند ویژگی‌های سطحی زیر لایه را گسترش دهد و سطح آن را بالا ببرد. علاوه بر موارد ذکرشده از دیگر خصوصیات لایه‌های نازک، نازک بودن و بزرگی نسبت سطح به حجم هست که اهمیت زیادی در این رابطه دارد و این خواص با خواص توده ماده متفاوت است و مطابق عواملی همچون وضعیت لایه نشانی و ساختار لایه تغییر می‌کند. بر همین مبنا کیفیت لایه‌نازک به عوامل برجسته‌ای مانند سرعت لایه نشانی، دمای زیر لایه، ساختار آن و مطابقت آن با لایه وابسته است. در حال حاضر چندین عامل به‌منظور رشد لایه‌نازک وجود دارند که اتم‌های موجود در فاز بخار می‌باشند. این عامل زمانی کارایی دارد که بتواند در مکان‌های خاصی بر روی سطح ماده نفوذ کند و در همان‌جا کندانس شود و این فرایند هنگامی خود را نشان می‌دهد که مکان‌های خاص و حجم نیروی پیوند بین اتم‌های لایه و زیر لایه مشخص شود. در این خصوص، فیلم‌های نازک با ضخامت چند نانومتر تا چند میکرون در فناوری‌های نوین نقش مهمی دارند و به دلیل نسبت بالای سطح به حجم، خواص آن‌ها با مواد توده‌ای تفاوت دارد. تابش لیزر می‌تواند موجب تغییرات ساختاری و تنش‌های مکانیکی در این فیلم‌ها شود. استفاده از مدل‌های وابسته به دما، پیش‌بینی دقیق‌تری از رفتار حرارتی و مکانیکی ارائه می‌دهد؛ به‌عنوان نمونه، مدلی برای تعیین مدول یانگ وابسته به دما و تنش حرارتی معرفی شده است [۲]. همچنین شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهند که جهت و عمق تابش لیزر و در نظر گرفتن وابستگی دمایی خواص، تأثیر زیادی بر توزیع دما و الگوی جذب دارند [۳].

بر اساس پژوهش‌های انجام‌شده، خواص نوری اندازه‌گیری شده لایه‌های نازک، عبور نور بالایی را در ناحیه مرئی نشان می‌دهد. شکاف باند نوری لایه‌های نازک از ۳.۲۹ به ۳.۴۰ الکترون‌ولت افزایش یافت. طیف فوتولومینسانس یک درخشندگی قابل‌مشاهده گسترده در طول‌موج‌های مختلف به دلیل نقص‌های درونی یا بیرونی و یک جابجایی آبی آشکار در ناحیه فرابنفش با افزایش انرژی برخورد لیزر را نشان داد که می‌تواند به اثر Burstein-Moss مرتبط باشد[۴]. با توجه به این نتایج، لایه‌های نازک ZnO دوپ شده با Al که باانرژی لیزر بهینه رشد یافته‌اند،می‌توانند در ساخت مواد TCO استفاده شوند. لی و همکاران [۵] یک مدل عددی برای بررسی برهم‌کنش لیزر و ماده در فیلم‌های نازک آلومینیومی قرارگرفته بر بستر سیلیکونی ارائه کردند. این مدل با استفاده از کد هیدرودینامیک تابشی یک‌بعدی HYADES توسعه یافت و در آن انتقال حرارت، اثرات لبه‌ای تابش در پالس‌های کوتاه و همچنین تأثیر پارامترهایی مانند شار لیزر، مدت‌زمان پالس و طول موج بر بازده و کیفیت فرسایش مورد بررسی قرار گرفت. علاوه بر این، لیزر نیمه‌هادی مبتنی بر Nd:YAG در طول موج هارمونیک چهارم ($\lambda = 266$ نانومتر) با شار متغیر و اندازه نقطه حدود ۵ میکرومتر بر لایه NiO تابانده شد. این فرآیند موجب گرمایش موضعی و در نتیجه هموار شدن سطح لایه و نیز بهبود استوکیومتری آن از طریق کاهش اکسیژن اضافی گردید [۶].

در این مطالعه سعی می‌شود به کمک نرم‌افزار کامسول (کامسول نرم‌افزاری با کاربری عمومی و با پایه‌ی الگوهای عددی پیشرفته، برای استفاده در مدل‌سازی و شبیه‌سازی مسائل مبتنی بر فیزیک است) بتوانید رفتار مدل‌های فیزیکی متفاوت یا به‌هم‌پیوسته را محاسبه کنید. انرژی لیزر تابشی، نرخ تکرار یا مدت‌زمان برخورد لیزر باهدف به‌صورت متغیر در نظر گرفته می شود و حداقل یکی از موارد مانند ضخامت، رسانایی، مقاومت یا شفافیت

لایه‌نازک محاسبه می شود. در این صورت می توان ابعاد و جنس ماده هدف را جداگانه یا باهم تغییر داد و نتایج را بررسی کرد. در این مطالعه ضخامت لایه نازک ایجاد شده با تغییر انرژی لیزر تابشی بررسی می شود.

مواد و روش ها

ساختار لایه نشانی لیزری نیز مانند بسیاری از روش‌های رایج لایه نشانی نیاز به شرایط خاص مانند محیط خلأ دارد. در این روش، منبع انرژی در بیرون از محفظه خلأ که لایه نشانی انجام می‌شود، قرار دارد. بخش‌های مختلف یک سیستم لایه نشانی لیزری عبارت‌اند از: ۱) محفظه خلأ، ۲) لیزر، ۳) بازوی اپتیکی، ۴) پمپ‌های خلأ، ۵) نمونه گردان، ۶) گرماساز برای گرم کردن زیر لایه، ۷) زیر لایه گردان، ۸) فشارسنج‌های خلأ،۹) سردکن.

فرآیند لایه نشانی لیزری در چهار مرحله تعریف می‌شود: ۱) برهم‌کنش لیزر- هدف: در لایه نشانی لیزری شدت پالس لیزر از مرتبه W/Cm^2 ۱۰^۸-۱۰^۹ و مدت پالس چند نانوثانیه است. بنابراین زمان کافی برای جذب پالس‌ها وجود دارد و به‌موجب آن، سطح هدف گرم شده و درنهایت منجر به برداشته شدن ماده می‌گردد. ۲)دینامیک مواد کنده‌شده از سطح نمونه: اتم‌های تبخیر شده از هدف داغ هستند بنابراین بخشی از اتم‌ها در حالت بخار یونیزه می‌شوند و یک پلاسمای یونیزه شده کامل را تولید می‌کنند. علاوه بر پلاسما، ذرات دیگری مانند اتم‌ها، مولکول‌ها، فوتون‌های UV و الکترون‌ها، ابری مخروطی شکل با نور مرئی در مجاورت سطح هدف (تقریباً ۵۰ میکرومتری سطح) تشکیل می‌دهند که با سرعت به سمت زیر لایه گسترش می‌یابد. به این مخروطی، plume گفته می‌شود. پارامترهای فرآیند باید به‌گونه‌ای تنظیم شوند که نوک مخروطی با زیر لایه تماس یابد. یک مخروطی خیلی کوتاه مواد زیادی را روی زیر لایه انباشت نمی‌کند و در یک مخروطی خیلی بلند، چسبندگی لایه تشکیل‌شده به زیر لایه ضعیف می‌شود. ۳) انباشت مواد کنده‌شده روی زیر لایه: ذرات جداشده از سطح ماده هدف باانرژی بالای گسیل‌شده ، سطح زیر لایه را که با گرماساز در حال گرم شدن است، بمباران می‌کنند. گاهی ممکن است که سطح زیر لایه و یا لایه در حال رشد به‌واسطه این بمباران صدمه ببینند. در این حال ذرات حاصل از کندوپاش زیر لایه و ذرات داخل مخروطی از ماده هدف یک ناحیه برخوردی را تشکیل می‌دهند که منشأ چگالیده شدن ذرات روی زیر لایه می‌شود وقتی‌که آهنگ چگالیده شدن به‌اندازه کافی زیاد باشد یک تعادل گرمایی ایجادشده و رشد لایه روی سطح زیر لایه شروع می‌شود. ۴) هسته بندی و رشد لایه روی زیر لایه: هسته بندی و رشد لایه‌های کریستالی به عوامل متعددی از قبیل دانسیته، انرژی، درجه یونیزاسیون و همچنین به درجه حرارت و ماهیت فیزیک - شیمیایی زیر لایه بستگی دارد. دراین‌بین دو پارامتر اصلی برای مکانیسم رشد عبارت‌اند از دمای زیر لایه و پارامتر فوق اشباع. این دو پارامتر با رابطه زیر به هم مربوط می‌شود.

$$\Delta m = KT \ln\left(\frac{R}{R_e}\right)$$

که دراین‌بین K ثابت بولتزمن، Rآهنگ واقعی انباشت و R_e مقدار تعادل در درجه حرارت T و Δm پارامتر فوق اشباع هست

خواص لیزر مورداستفاده شامل موارد زیر هست ۱) طول‌موج:مهم‌ترین اثر طول‌موج تعیین عمق نفوذ باریکه لیزر در هدف است و چون در ناحیه UV ضریب جذب بزرگ‌تر هست، انرژی باریکه در یک‌لایه سطحی در هدف جذب‌شده و از جوش آمدن لایه‌های زیری جلوگیری شده و حضور ریز قطرات (droplets) در لایه کاهش می‌یابد. ۲) مدت پالس: انباشت با پالس‌های نانوثانیه، نیازمند کنترل دقیق پارامترهای مختلف لیزر از قبیل شکل پالس، پروفایل و توزیع شدت باریکه است. برای حذف ریز ذرات در لایه از لیزر با طول‌موج‌های خیلی کوتاه فمتو ثانیه و پیکو ثانیه استفاده می‌شود. ۳) آهنگ تکرار پالس: آهنگ تکرار پالس لیزر باید به‌اندازه کافی پایین باشد نوعاً (Hz ۱۰) به‌طوری‌که گونه‌های تبخیر شده زمان کافی برای تشکیل یک‌لایه صاف را بین پالس‌ها داشته باشند. ۴) انرژی پالس: یکنواخت بودن انرژی پالس از مهم‌ترین پارامترهایی است که منجر به لایه‌های همگن می‌شود. ۵) پروفایل باریکه: پروفایل باریکه یکنواخت و بزرگ باعث استفاده حداکثر از سطح هدف، تبخیر و انباشت یکنواخت و هموار می‌گردد.

مزایای لایه نشانی لیزری عبارت‌اند از: ۱) یکی از مهم‌ترین مزیت این روش، فراگیر بودن آن است. انواع مختلف مواد شامل اکسیدها، نیتریدها، کربیدها، ابررساناهای دمای بالا، نیم‌رساناها، فلزات و حتی پلیمرها را می‌توان برای انباشت لایه‌های سرامیک مانند YBCO ، پوشش‌های سخت مانند TiC و SiC ، آلیاژهای پیچیده مانند-La1 xSrxMnO3 و لایه‌های چندگلنه مانند ابرشبکه‌ها و پیوندهای p-n ناهمگون مورداستفاده قرارداد. ۲) توانایی حفظ ترکیب ماده هدف ، در لایه‌ی انباشت شده است یا

به‌عبارت‌دیگر انتقال عالی استوکیومتری بین ماده هدف و لایه‌نازک است. ۳) در این روش آهنگ انباشت بالاست. ۴) انباشت توسط لیزر کنترل می‌شود و برای متوقف کردن فرآیند رشد نیازی به شاتر نیست. ۵) چون در این روش منبع انرژی در بیرون محفظه خلأ قرار می‌گیرد به‌عنوان یک روش بسیار تمیز شناخته می‌شود و به همین علت خلأ بسیار بالا نیز به‌راحتی قابل‌دسترس هست. ۶) انرژی بالای ذرات در مخروطی به فرآیند رشد کمک کرده و می‌توان از زیر لایه با دماهای پایین استفاده کرد. ۷)نسبت به بسیاری از روش‌های دیگر، کم‌هزینه است. ۸) توانایی سوئیچ کردن چندین هدف مختلف را دارد.

تجزیه‌وتحلیل داده‌ها

به‌منظور کاهش تعداد آزمایش‌ها و صرفه‌جویی در هزینه، وقت و امکانات می‌توان تشکیل لایه‌نازک را شبیه‌سازی کرد. برای این منظور یک شبیه‌سازی به کمک نرم‌افزار کامسول بر اساس عناصر محدودشده در نرم‌افزار و بر اساس تجزیه‌وتحلیل پدیده‌های فیزیکی انجام‌شده است. در این شبیه‌سازی از مدل سه‌بعدی استفاده‌شده است زیرا تمام فرایندهایی که در لایه نشانی لیزر پالسی اتفاق می‌افتد در حجم اتفاق می‌افتد و برای به دست آوردن اعتبار مدل باید از نتایج شبیه‌سازی‌ها برای تولید پلاسما در شرایط مشابه همانند لیزر (انرژی لیزر ، عرض پالس ، فرکانس) ، عمق حرارت مواد و ضخامت لایه‌نازک ایجادشده استفاده کرد. البته باید دقت کرد که در طول تابش لیزر پالسی دما ، پارامتری است که نمی‌تواند اندازه‌گیری شود.

روش کار در کامسول

شبیه‌سازی ارائه‌شده بر اساس دو مدل است:الف) انتقال حرارت در جامدات : هدف از استفاده از این مدل تعیین دمای ماده هدف یعنی نقره حین تابش پرتو لیزر پالسی است و محاسبه‌ی پارامترهای لیزر (انرژی ، عرض پالس ، اندازه لکه تابشی) و محاسبه پارامترهایی از ماده که مخصوص انتقال گرماست. مدل‌سازی بر اساس معادله انتقال حرارت است که نشان می‌دهد تابش لیزر باعث گرم شدن، ذوب شدن و تبخیر شدن مواد می‌شود

$$\rho C_p \frac{\partial T}{\partial t} + \rho C_p u \cdot \nabla T + \nabla \cdot q = Q + Q_{ted}$$

$$q = -K \nabla T$$

$\rho(T)$: چگالی، $C_p(T)$: ظرفیت گرمایی در فشارثابت، T: دما برحسب کلوین، t: زمان، K: رسانایی گرمایی، Q : منبع گرمایی که درون جسم قرار دارد (طی جذب انرژی لیزر)

ماژول انتقال حرارت در جامدات در کامسول معادله انتقال حرارت را اجرا می‌کند ولی ما باید مقدار Q را تعریف کنیم.در پژوهش حاضر منبع گرما توان لیزری است که جذب می‌شود و سپس به‌کل جسم منتقل می‌شود :

$$Q = \left(1 - R(T)\right)\alpha(T) P_{in}(x.y.t) I(z)$$

$\alpha(T)$: ضریب جذب، $R(T)$: ضریب بازتاب، P_{in} : توان لیزر تابشی (شدت لیزر روی سطح هدف)، $I(z)$: شدت نسبی بر اساس قانون Beer - Lambert: $\left(I(z) = e^{(-\alpha(T)|Z|)}\right)$ و $I(z)$ میرایی شدت لیزر به علت ضریب جذب در امتداد ضخامت هدف مثلاً محور z ها است.

تابش لیزر پالسی یک تابع گاوسی روی سطح موردنظر دارد که مثل لکه‌ی نورانی در دو حالت خاص و عمومی عمل می‌کند.

معادله لکه نورانی دایره‌ای:

$$P_{in}(x.y.t) = P_0 \exp\left\{-3.5 \cdot \left(\frac{t-\tau}{\tau}\right)^2\right\} \exp\left\{-\frac{(x-x_0)^2}{2r^2} - \frac{(y-y_0)^2}{2r^2}\right\}$$

P_0 : ماکزیمم انرژی پرتو لیزر، t_0 : شیفت زمان، τ : زمان یک پالس،

r : شعاع پرتو در نیم بیشینه، σ_x و σ_y : انحراف معیار پالس x و پالس y

ضریب جذب و ضریب بازتاب بر اساس طول‌موج لیزر و ضریب شکست به دست می‌آید.

$$\alpha(T) = \frac{4\pi K_{(T)}{}^2}{\lambda}$$

$$R(T) = \frac{\left(n_{(T)}-1\right)^2 + K_{(T)}{}^2}{\left(n_{(T)}+1\right)^2 + K_{(T)}{}^2}$$

ناحیه‌ی تأثیر پرتو یا مساحت لکه‌ی نورانی از رابطه‌ی $\frac{\pi r^2}{2}$ محاسبه می‌شود که در ISO 21254 هم استفاده‌شده است.ضریب جذب بسیار بالا در فلزات منجر به عمق بسیار کم می‌شود که عمق جذب از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$\delta(m) = \frac{1}{\alpha}$$

$\alpha(T)$: ضریب جذب ، $\delta(m)$: عمق جذب

عمق نفوذ حرارتی توسط معادله‌ی زیر داده می‌شود :

$$\delta_{th} = \sqrt{\frac{K \cdot T}{\rho \cdot C_p}}$$

و بیشترین جذب توسط رابطه‌ی زیر داده می‌شود :

$$h = max(\delta . \delta_{th})$$

ب) مدل جریان مولکولی آزاد: این مدل مربوط به لایه نشانی روی زیر لایه که بر اساس فشار بخار، دمای متوسط کسب‌شده توسط ماده هدف، فاصله بین هدف و بستر، تعداد پالس‌ها و ثابت‌های مواد و پارامترهای نقره مثل چگالی و جرم مولکولی است. ماژول کامسول برای شبیه‌سازی لایه نشانی ، جریان مولکولی آزاد است. دماهای بالای به‌دست‌آمده در طول تابش لیزر پالسی با انرژی‌های ۵۰ میلی ژول، ۱۰۰ میلی ژول و ۱۵۰ میلی ژول به تبخیر و تشکیل پلاسما منجر می‌شود که قبل از رسیدن به زیر لایه به بخار تبدیل می‌شود و به‌صورت لایه‌نازکی روی زیر لایه می‌نشینند. حالت جریان مولکولی آزاد بهترین گزینه است که طبق آن شبیه‌سازی بر اساس یک مدل تصادفی است . وقتی هدف یک ماده تک اتمی است ، ذراتی که از سطح هدف در اثر سایش کنده می‌شوند مثل یون‌ها ، اتم‌ها ، خوشه‌ها همگی جرم مولی یکسانی پیدا می‌کنند. دمای هدف میانگین دمای به‌دست‌آمده در طول تابش لیزر پالسی و دمای زیر لایه دمای لتاق ۲۹۳/۱۵ کلوین است. پارامترهای دیگری که در این شبیه‌سازی استفاده‌شده است جرم مولی نقره برابر ۰/۱۰۸ کیلوگرم بر مول و چگالی نقره برابر ۱۰۴۹۰ کیلوگرم بر مترمکعب است.

آهنگ تغییر ضخامت لایه‌نازک نسبت به زمان‌بر اساس معادله زیر:

$$\frac{dh_{film}}{dt} = \frac{M_n G}{N_A \rho_{film}}$$

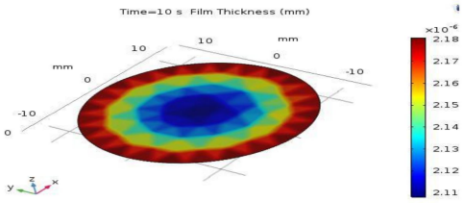
h_{film} : ضخامت لایه‌نازک، M_n : جرم مولکولی، G : شار مولکولی اتفاقی، N_A : عدد آووگادرو، ρ_{film}: چگالی نقره

بر اساس رابطه اخیر، شار مولکولی اتفاقی ($G\left[\frac{1}{m^2 s}\right]$)، شار ورودی به سطح به‌صورت تعداد مولکول نای عبوری از واحد سطح در واحد زمان تعریف می‌شود. پس از انتگرال‌گیری از این معادله، یک وابستگی خطی بین ضخامت فیلم و زمان به وجود می‌آید. منشأ ذرات لایه نشانی بخشی از هدف است که در آن پس از تابش لیزر دما به‌اندازه کافی برای تبخیر نقره افزایش می‌یابد. قطر لکه‌ی نورانی روی هدف ۱۰۰ میکرومتر است. فشار مخزن و فشار بخار نقره در دمای تبخیر ۱۰۰ کیلو پاسکال در نظر گرفته می‌شود. بر همین مبنا شار مولکولی اتفاقی، چگالی تعداد و فشار بر اساس فرمول ارائه‌شده در نرم‌افزار کامسول محاسبه می‌شود [۷] و [۸].

درنتیجه دمایی که در این شبیه‌سازی به دست می‌آید از مرتبه‌ی 10^4 برحسب کلوین است که نشان‌دهنده‌ی وضعیت سایش نقره در مرکز لکه (نقطه تبخیر نقره ۲۴۳۵ کلوین) است . ادبیات تحقیق نشان می‌دهد که تشکیل پلاسما در شرایط تابش لیزری مشابه [۹] و دماهای حاصل از شبیه‌سازی مطابق با دمای مورد انتظار ما برای پلاسما است (10^4) و انرژی به ترتیب ۵۰ ، ۱۰۰ و ۱۵۰ میلی ژول و ضخامت لایه‌نازک nm به ترتیب ۲.۱۸ ، ۱.۶۲ و ۱.۲۶ نانومتر می‌باشند.

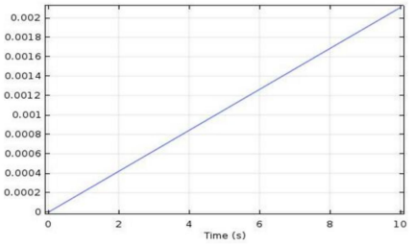
نتیجه‌گیری

با توجه به شبیه‌سازی که با نرم‌افزار کامسول با استفاده از دو مدل انتقال حرارت در جامدات و جریان مولکولی آزاد برای لایه نشانی به روش لیزر پالسی انجام دادیم و تأثیر تغییر انرژی لیزر بر ضخامت لایه‌نازک که یکی از پارامترهای ساختار لایه‌نازک است را بررسی کردیم و مشاهده کردیم با افزایش انرژی لیزر ضخامت لایه‌نازک کاهش می‌یابد. با توجه به اینکه شفافیت باضخامت رابطه معکوس دارد با کاهش ضخامت، شفافیت لایه‌نازک افزایش می‌یابد. یعنی هرچه انرژی لیزر افزایش یابد ضخامت لایه‌نازک کاهش‌یافته و شفافیت لایه‌نازک افزایش می‌یابد و می‌دانیم ضخامت و شفافیت دو تا از ویژگی نای ساختاری لایه‌نازک می‌باشند.



شکل۱: نمودار ضخامت لایه ی ایجاد شده با انرژی تابشی mj.50

بر این اساس، ضخامت لایه ی ایجاد شده با تغییر انرژی لیزر تغییر می کند به طوری که لایه ی ایجاد شده هنگام استفاده از لیزر با انرژی بالاتر نازکتر است.



شکل۲: نمودار تغییر ضخامت نسبت به زمان با انرژی تابشی mj.50

در مطالعه‌ای که انجام شد انرژی لیزر تابشی به‌صورت متغیر در نظر گرفته شد و تأثیرش در ضخامت لایه ایجادشده بررسی گردید، می تون سایر پارامتر نای لیزر مانند عرض پالس، طول‌موج و... را به‌عنوان متغیر در نظر گرفت و تأثیر آن را بر سایر ویژگی های لایه ایجادشده مانند یکنواختی یا نایکنواختی لایه یا رسانایی لایه ایجادشده را بررسی کرد.

منابع

[۱] Chopra, K. N., & Maini. A. (2010). Thin Films and their Applications in Military and Civil Sectors. Defense Research and Development Organization, Ministry of Defense.

[۲]Yang, Y., et al. (2024). A Practical Approach for Determination of Thermal Stress and Temperature-Dependent Young's Modulus of Materials. ACS Applied Materials & Interfaces

[۳]Bianco, N., Manca, O., & Ricci, D. (2008). Transient Conjugate Optical-Thermal Fields in Thin Films Irradiated by Moving Sources: A Comparison between Back and Front Treatment. COMSOL Conference Paper.

[4] Kamalianfar, A; Nasseri, M. (2025). Pulsed laser deposition of aluminum-doped zinc oxide film as a transparent conductive oxide - Effect of irradiated laser energy on optical and structural structure. Journal of Interfaces, Thin Films and Low-Dimensional Nanostructures.

[۵]Lei, S., Song, W., & Zhou, Y. (2022). Numerical modeling of ultrashort laser–matter interaction for aluminum thin films on silicon substrate. Results in Physics, 39, 105746.

[۶] Itapu, S., Borra, V., Li, F. X., Cortes, P., Kumar, M. H. (2022). Effect of laser irradiation on the tribological properties of RF-sputtered nickel oxide (NiO) thin films. Vacuum, 20, 111461.

[7] Zohedi Aghdam, R; Radfar, M. (2006). Investigation of the physical properties of laser and its effect on tissue. Quarterly Journal of the Faculty of Nursing and Midwifery.

[8] Aryamanesh, S; Bagheri, M; Rahimpour Soleimani, H; Arabshahi, H. (2010). Numerical investigation of the stress effect in the band structure of semiconductor lasers. Paper presented at the Iranian Physics Conference.

[9] Aliae, S; Bagheri, M. (2015). Stabilization of carbon dioxide gas laser with fuzzy logic for the treatment of tracheal cancer cells and ocular tumors. Lasers in Medicine (12) 3. 2-11.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P2-04

اثر زمان صعود پیکوثانیه لیزر بر پارامترهای هدف در ساز و کار شتابدهی TNSA

جعفری، محمدجعفر* ؛ رضائی، سمیه
سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای ، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای

*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : Somayeh.rezaei@gmail.com

چکیده

وجود پیش پالس لیزری با شدت‌های کم (کمتر از 10^{13} Wcm^{-2} با پهنای زمانی نانوثانیه و شدت‌های کمتر از 10^{17} Wcm^{-2} با پهنای زمانی پیکوثانیه) یک مسئله اساسی در آزمایش‌های شتابدهی لیزری پروتون می‌باشد. این مسئله اغلب پارامترهای باریکه پروتون تولید شده توسط لیزرهای با شدت بالا را تحت تأثیر قرار می‌دهد. در این مطالعه، برهم‌کنش پیش‌پالس پیکوثانیه‌ای مجموعه لیزری ***ATLAS*** *با اهداف میکرومتری، با استفاده از شبیه‌سازی‌های سیالی بررسی شده است. تحول فضا-زمانی چگالی الکترون‌ها و میزان یونیزاسیون یک هدف با ضخامت ۰/۲۵ میکرومتر و در دو حالت با پیش پالس ۵ و ۲۰ پیکوثانیه تحلیل گردیده است. این نتایج برای بهینه‌سازی اهداف نازک در برنامه‌های شتاب‌دهی لیزری ذرات حائز اهمیت هستند.*

کلید واژه: شبیه‌سازی هیدرودینامیکی، پیش‌پالس لیزر، به هم ریختگی پشت هدف

The effect of picosecond laser rise time on target parameters in the TNSA acceleration mechanism

Mohammad Jafar Jafari[1] , Somayeh Rezaei[1]*,
Plasma and Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

Abstract:

The presence of a laser pre-pulse with low intensities (below 10^13 W/cm² with a nanosecond temporal width and below 10^17 W/cm² with a picosecond temporal width) is a fundamental issue in laser-driven proton acceleration experiments, often altering the parameters of the proton beam generated by high-intensity lasers. In this study, the interaction of the picosecond pre-pulse of the ATLAS laser system with micrometric targets has been investigated using fluid simulations. The spatio-temporal evolution of electron density and the ionization level of a target with a thickness of 0.25 micrometers have been analyzed for two pre-pulse durations of 5 and 20 picoseconds. These results are significant for optimizing thin targets in laser-driven particle acceleration applications.

Key words: Hydrodynamic simulation, Laser pre-pulse, Rear-side deformation of the target

مقدمه

تکنیک تقویت پالس چرپ[1] تحول عظیمی در برهم‌کنش لیزرهای توان‌بالا با ماده ایجاد کرده است[۱]. با رسیدن شدت لیزر به مقادیر 10^{18} W/cm^2 و بالاتر، حرکت الکترون‌ها در میدان الکترومغناطیسی لیزر نسبیتی می‌شود و پدیده‌های فیزیکی جدیدی پدیدار می‌گردد. در حال حاضر، سیستم‌های لیزری با توان یک پتاوات ساخته شده‌اند که شدت‌های بالاتر از 10^{21} W/cm^2 را فراهم می‌کنند[۲]. در این شدت‌ها، لبه بالارونده پالس، ماده را به پلاسما تبدیل کرده و سپس بخش اصلی پالس با این پلاسما برهم‌کنش می‌کند. این برهم‌کنش موجب تولید میدان‌های الکتریکی از مرتبه 10^{12} V/m می‌شود که چندین مرتبه قوی‌تر از شتاب‌دهنده‌های معمولی هستند. شتابدهی لیزری پروتون، به‌ویژه در رژیم TNSA، توجه زیادی را به خود جلب کرده است. در این مکانیسم، الکترون‌های داغ ناشی از برهم‌کنش لیزر با سطح هدف، درون هدف منتشر شده و در پشت آن، میدان الکترواستاتیکی قوی ایجاد می‌کنند که موجب شتاب یون‌ها، به‌خصوص پروتون‌ها، می‌شود[۳]. انرژی پروتون‌های تولیدی در این روش به چندین MeV می‌رسد که آن‌ها را برای کاربردهایی مانند رادیوگرافی پروتونی مناسب می‌سازد[۴]. از آنجا که نازک کردن اهداف درآزمایشات TNSA موجب بروز پدیده گردش دوباره[2] الکترون‌های داغ خواهد شد لذا پیش بینی می‌شود روند تغییرات انرژی قطع پروتون با کاهش ضخامت هدف افزایش یابد. هرچند نتایج تجربی حاصل شده این را تأیید نمی‌کند[۷]. علت امر وجود پیش پالس جفت شده با پالس اصلی لیزر اسا است که با به کارگیری تکنیک آیینه پلاسمایی نیز همچنان پالس لیزر در هر مجموعه لیزری به صورت ایده آل گوسی نبوده و دارای یک پیش پالس از مرتبه پیکوثانیه می‌باشد. بنابراین با نازک شدن هدف، سطح پشتی آن می‌تولند تحت تاثیر برهم کنش پیش پالس با هدف قرار گیرد. هدف جامد با برهمکنش پیش پالس با هدف جامد به علت انتشار موج ضربه[3] (در پیش پالس نانوثانیه) و یا موج گرما[4] (در پیش پالس پیکوثانیه) تغییر شکل داده و یا تبخیر شود. و این گرادیان چگالی در سطح پشتی هدف موجب کاهش دامنه میدان غلافی که مسئول شتابدهی پروتون‌ها است می‌شود. این موضوع را میتوان با افزایش ضخامت هدف مرتفع کرد. آنچه که بازدهی نهایی در شتابدهی لیزری پروتونی را تعیین می‌کند تناسب ضخامت هدف با شرایط پیش پالس (دامنه و طول زمانی آن) می‌باشد. در این پژوهش به منظور بررسی اثر وضوح[5] لیزری (نسبت شدت پالس اصلی به شدت پیش پالس) بر پارامترهای هدف قبل از برهم کنش پالس اصلی، دو حالت پالس لیزری مجموعه لیزری ATLAS با پیش پالس ۵ و ۲۰ پیکوثانیه در نظر گرفته شده است. با اعمال شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیکی در لحظه اتمام این دو پالس نتایج تغییرات هدف با هم مقایسه شده‌اند.

انتشار موج گرما

وقتی الکترونی با انرژی ε در سطح هدف تولید می‌شود در طول هدف منتشر شده و طی برخورد با فرکانس برخورد زیر انرژی خود را از دست می‌دهد.

$$\upsilon_{ei} = 3.9\times10^{6}\,\frac{1}{\varepsilon^{3/2}}\,n_i z^2 \lambda_{ei} \qquad (۱)$$

در این رابطه n_i چگالی بار یونی، z عدد اتمی و λ_{ei} لگاریتم کولونی میباشد. معادله سرعت الکترون بر حسب فرکانس برخورد با رابطه (۲) تعریف می‌شود که با جایگذاری رابطه فرکانس برخورد به صورت زیر می‌شود.

$$\frac{dv}{dt} = -v\upsilon_{ei} = \frac{-A}{v^3} \qquad (۲)$$

در اینجا $A = z^2\times10^{35} m^3/s^4$ و v سرعت الکترون میباشد. با انتگرال‌گیری از رابطه (۲) معادله سرعت حرکت الکترون با توجه به سرعت اولیه آن (v_0) به دست می آید.

$$v = (v_0^3 - 3At)^{1/3} \qquad (۳)$$

در رابطه بالا t زمان میباشد. با انتگرال‌گیری مجدد از رابطه (۳) میزان ضخامتی که طی آن این الکترون متوقف می‌شود حاصل می‌شود.

$$x = d_{th} = \frac{v_0^4}{4A} \qquad (۴)$$

[1] CPA
[2] Recirculation
[3] Shock wave
[4] Heat wave
[5] Contrast

با توجه به رابطه $\varepsilon = 1/2mv^2$ می‌توان ضخامت بهینه را بر حسب انرژی الکترون به صورت $\varepsilon = m/e\sqrt{Ad_{th}}$ به دست آورد. که در آن m و e به ترتیب جرم و بار الکترون میباشد. در نهایت طبق رابطه $\varepsilon = fT_e$ که در آن f ضریب ثابت است، این ضخامت آستانه را می‌توان به دمای الکترون و در نتیجه شدت پیش پالس ارتباط داد[۸].

$$T_e = 250\sqrt{\frac{I}{I_{15}}} \qquad (۵)$$

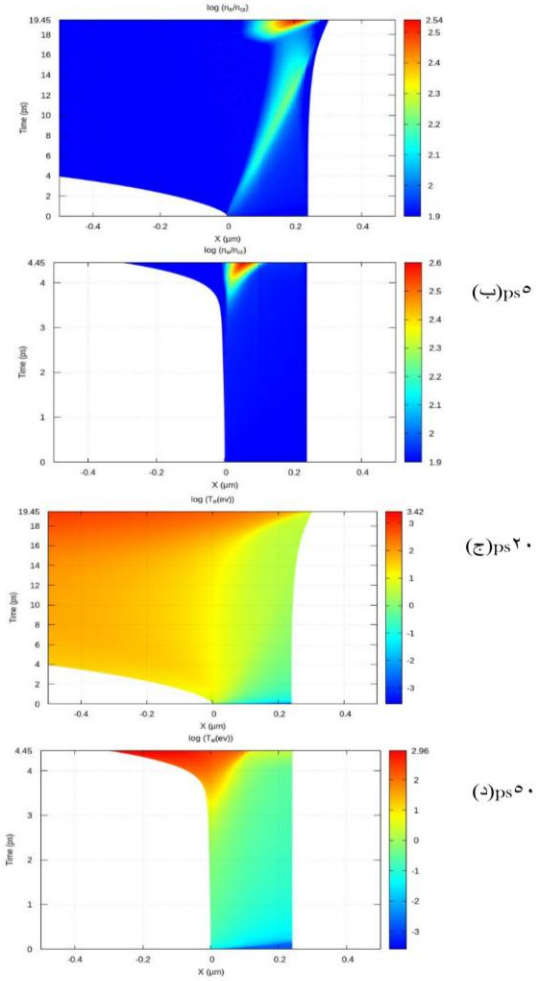
$$d_{th}(nm) = 20\left(\frac{I}{I_{15}}\right)\frac{f}{Z^2} \qquad (۶)$$

در رابطه بالا I_{15} معادل $10^{15} W/cm^2$ میباشد. اگر میزان یونش و مقدار f را ۴ در نظر بگیریم برای یک پیش پالس با دامنه ثابت $۱۰^{۱۶} W/cm^2$ ضخامت آستانه ضخامت استانه ۲۰۰ نانومتر حاصل می‌شود. از آنجا که پروفایل زمانی پالس لیزر در مجموعه های لیزری دامنه ثابت ندارد، مقدار به دست آمده یک تخمین حدودی بوده و انجام محاسبات دقیق نیازمند پیاده‌سازی شبیه‌سازی می‌باشد. لذا در بخش بعد برای محاسبه تغییرات هدف پس از گرمایش با پیش‌پالس به طور ویژه در مجموعه لیزری از ابزار شبیه‌سازی کمک گرفته شده است.

۱ - نتایج شبیه سازی:

در پژوهش حاضر زمان پیش‌پالس در دو حالت ۲۰ و ۵ پیکوثانیه در نظر گرفته شده تا تأثیرات تغییرات کنتراست بر رفتار هدف را مورد بررسی قرار دهیم. تمرکز بر تأثیر پیش‌پالس‌های کوتاه‌تر (لیزر با کنتراست بالاتر) با الگوبرداری از مجموعه لیزری ATLAS است. این مجموعه با استفاده از تکنیک‌های پیشرفته مانند تقویت پالس با بازپخش انتشار فازی (CPA) قادر است پالس‌هایی با زمان‌های بسیار کوتاه و شدت‌های بالا تولید کند. با توجه به پهنای زمانی پیکوثانیه و شدت دامنه در محدوده $۱۰^{۱۱}$-$۱۰^{۱۷}$ W/cm^2 در قسمت پیش پالس، تقریب سیالی برای توصیف برهمکنش این پیش‌پالس با هدف جامد مناسب است. به منظور به دست آوردن توصیف کمی دقیق‌تر نتایج، شبیه‌سازی‌های عددی با استفاده از کد هیدرودینامیک مولتی اف اس[۱۰] انجام شده است. این کد با بهره‌گیری از رویکرد لاگرانژی، معادلات رسانش گرمایی للکترون و ترلبرد تابش چندگروهی را به کار می‌گیرد. در این روش، هدف به لایه‌های نازکی تقسیم می‌شود که هر لایه به‌عنوان یک المان سیال یک‌بعدی در نظر گرفته شده و تحول زمانی آن از طریق معادلات بنیادی هیدرودینامیک شامل بقای جرم، تکانه و انرژی کل توصیف می‌گردد. تغییرات انرژی داخلی هر المان سیال تحت تأثیر تغییر حجم، رسانش گرمایی الکترونی و جذب و گسیل تابش رخ می‌دهد. این معادلات با استفاده از معادله حالت که انرژی درونی و فشار را به دما و چگالی ماده مرتبط می‌سازد، تکمیل می‌شوند. کد مولتی اف اس از جدول معادله حالت سزامی بهره می‌برد و ضرایب جذب و گسیل وابسته به چگالی و دما با استفاده از کد اتمی SNOP استخراج می‌شود. شرایط اولیه به‌کار رفته در کد مولتی اف اس به‌شرح زیر است: هدف آلومینیم با ضخامت ۰/۲۵ میکرومتر و به صورت جامد با دمای سرد؛ پالس لیزر در محدوده زمانی ۵ و ۲۰ پیکوثانیه مطابق با پروفایل زمانی مجموعه لیزری ATLAS.

شکل ۱ پروفایل مکانی-زمانی چگالی و دمای هدف پس از زمان برهم‌کنش پیش‌پالس به هدف برای دو پیش پالس را نشان می‌دهد. هدف در شرایط اولیه در مکان ۰ تا ۰/۲۵ میکرومتر قرار دارد و پالس لیزر از سمت راست به هدف برخورد می‌کند .همان‌طور که از شکل ۲ مشاهده می‌شود، در دوره زمانی ۵ پیکوثانیه جابه جایی و تشکیل پلاسما در پشت هدف برای فویل Al با ضخامت ۰/۲۵ میکرومتر وجود ندارد. در واقع می‌بینیم که نمایه چگالی در سمت پشت نیز به صورت پله‌ای (با گرادیان تیز) باقی می‌ماند. در حالی که با افزایش دوره زمانی پیش‌پالس به ۲۰ پیکوثانیه، گرادیان چگالی در پشت هدف تغییرات همواری دارد. از این نتایج برای استخراج پروفایل چگالی در لحظه پایان تابش پیش پالس و استفاده از آن به عنوان ورودی در کد شبیه سازی ذره در جعبه (PIC) برای بررسی میزان شتابدهی یون استفاده می‌شود.



شکل ۲. تحول زمانی -مکانی پروفایل چگالی و دمای هدف Al با ضخامت ۰/۲۵میکرومتر تحت تابش با پیش پالس ۵ و ۲۰ پیکوثانیه

همانگونه که از شکل ۲ (الف و ب) مشاهده می‌شود پیش‌پالس طولانی‌تر منجر به پیش‌گرمایش بیشتر و گسترش بیشتر پیش‌پلاسما شده است. به علاوه با مقایسه نمودار دمای الکترونی مشخص می‌گردد موج گرمایی نیز در هدف با تابش پیش پالس طولانی‌تر سریع تر در هدف منتشر شده و به سطح پشتی آن خواهد رسید. در حالت ۵ پیکوثانیه قله چگالی الکترونی بالاتر و گرادیان پشت هدف تندتر است. هر دوی این عوال در بهبود انرژی قطع پروتونی کمک خواهد کرد. در حللت ۲۰ پیکوثانیه هرچند تشکیل پیش پلاسما با طول مقیاس بلند در جلوی هدف موجب افزایش بازدهی جذب لنرژی لیزر در هنگام برهمکنش پالس اصلی با هدف خواهد شد اما در این ضخامت پشت هدف تبخیر شده و این موجب تضعیف دامنه میدان الکتریکی خواهد شد. تاثیر هر دوی این عوامل بایستی در کد شبیه سازی ذره ای بررسی شود.

۲ - نتیجه گیری:

تأثیر پیش‌پالس پیکوثانیه‌ای لیزر بر اهداف میکرومتری در آزمایش‌های شتابدهی TNSA، با استفاده از شبیه‌سازی‌های هیدرودینامیکی بررسی شد. تحول فضا-زمانی چگالی و دمای الکترون‌ها برای دو طول زمانی ۵ و ۲۰ پیکوثانیه در یک هدف با ضخامت ثابت ۰/۲۵ میکرومتر تحلیل گردید. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که برای مجموعه لیزریATLAS در دو مد کاری کانتراست بالا و پایین شرایط متفاوتی برای هدف حاصل خواهد شد که در نتایج شتابدهی اثر خواهد گذاشت. در یک ضخامت ثابت، کانتراست بالا باعث می‌شود که پشت هدف بدون تغییر باقی بماند، در حالی که کانتراست پایین با ایجاد یک پیش‌پلاسمای گسترده در جلوی هدف، جذب انرژی لیزر را در برهم‌کنش با پالس اصلی افزایش می‌دهد. تعیین اینکه کدام اثر غالب است، نیازمند شبیه‌سازی‌های ذره‌ای دقیق خواهد بود.

مراجع

۱. Strickland, D. and G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses.* Optics communications, 1985. **55**(6): p. 447-449.

۲. Edwards, C., *Vulcan Petawatt Upgrade Overview.* CLF/RAL Annual Report, URL: http://www. clf. rl. ac. uk/Reports/2001-2002/pdf/75. pdf, 2002.

۳. Gitomer, S., et al., *Fast ions and hot electrons in the laser–plasma interaction.* The Physics of fluids, 1986. **29**(8): p. 2679-2688.

۴. Bartal, T., et al., *Focusing of short-pulse high-intensity laser-accelerated proton beams.* Nature Physics, 2012. **8**(2): p. 139-142.

.۵ Neely, D., et al., *Enhanced proton beams from ultrathin targets driven by high contrast laser pulses.* Applied Physics Letters, 2006. **89**.(۲)

.۶ Roth, M., et al., *Energetic ions generated by laser pulses: A detailed study on target properties.* Physical Review Special Topics-Accelerators and Beams, 2002. **5**(6): p. 061301.

.۷ Flacco, A., et al., *Dependence on pulse duration and foil thickness in high-contrast-laser proton acceleration.* Physical Review E—Statistical, Nonlinear ,and Soft Matter Physics, 2010. **81**(3): p. 036405.

.۸ Gibbon, P., *Short pulse laser interactions with matter: an introduction*. 2005: World Scientific.

.۹ Umstadter, D., *Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers.* Physics of Plasmas, 2001. **8**(5): p. 1774-1785.

.۱۰ Sunahara, A., et al., *Efficient laser acceleration of deuteron ions through optimization of pre-plasma formation for neutron source development.* Plasma Physics and Controlled Fusion, 2018. **61**(2): p. 0.۲۵۰۰۲

.۱۱ Ramis, R., R. Schmalz, and J. Meyer-ter-Vehn, *MULTI—A computer code for one-dimensional multigroup radiation hydrodynamics.* Computer Physics Communications, 1988. **49**(3): p. 475-505.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P2-14

اثر ویژگیهای آینه و تأخیر زمانی بین پالس لیزر چشمه و محرک بر شدت پالس آتوثانیه

هدی مقدسین۱، علیرضا نیکنام۲ و داود کمیزی۳
۱ دانشکده فیزیک دانشگاه خواجه نصیرالدین طوسی
۲و۳ پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی تهران
***آدرس رایانامه نویسنده مسئول :** h_moghadasin@kntu.ac.ir

چکیده

بررسی برهمکنش پالسهای لیزری فوق کوتاه منتشر در خلاف جهت یکدیگر با پلاسمای کم چگال نشان داد که می توان پالسهای آتوثانیه تولید کرد. نتایج شبیه سازی حاکی از آن است که ویژگیهای آینه پروازی مانند چگالی و شکل آن در حین عبور از پلاسما (حرکت در عقب پالس محرک) تغییر می‌کنند. بالا بودن چگالی آینه به خصوص در بخش مرکزی آن به دلیل پروفایل عرضی گاوسی پالس چشمه، از عوامل مهم در ایجاد بازتاب مؤثر از آینه می‌باشد. بخش جلویی پالس چشمه نیز با عبور از پلاسما تضعیف می‌شود.

کلید واژه: آینه پروازی، برهمکنش لیزر و پلاسما، پالس آتوثانیه

Influence of flying mirror features and time delay between two counterpropagating laser pulses on the generated attosecond pulse intensity

Hoda Moghadasin 1, Ali Reza Niknam 2 and Davood Komaizi 2
1 Department of Physics, K.N. Toosi University of Technology
2 Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University
*corresponding e-mail: h_moghadasin@kntu.ac.ir

Abstract

We demonstrated the possibility of the attosecond pulse generation by the interaction of short counterpropagating laser pulses with an underdense plasma. Results of the simulations showed that the flying mirror properties such as density and shape, change while moving through the plasma, behind the intense driver laser. The higher density of the mirror particularly in its center (due to the Gaussian transverse profile of the source), results in a more intense reflection. The front part of the source pulse weakens, as it passes through the plasma.

Keywords: Attosecond pulse, Flying mirror, Laser Plasma interaction

مقدمه

پالسهای آتوثانیه بدلیل کاربرد آنها در مطالعه دینامیک الکترونها، طیف سنجی، مطالعه فرآیندهای غیرخطی در محدوده پرتو ایکس و ... از اهمیت زیادی برخوردار هستند. استفاده از برهمکنش لیزر و پلاسما یکی از روشهای مؤثر برای تولید پالسهای آتوثانیه می‌باشد، زیرا پلاسما به دلیل نداشتن محدودیت در برابر شدتهای بالا محیط مناسبی برای مطالعه پدیده های غیرخطی است. یکی از روشهای تولید پالس فوق کوتاه در برهمکنش لیزر با پلاسمای رقیق بازتاب از آینه‌های پرواز کننده می‌باشد [۱] که با سرعت نزدیک سرعت نور حرکت می‌کنند و می‌توانند پرتوهای ایکس سخت و پالسهای اشعه ایکس فوق کوتاه

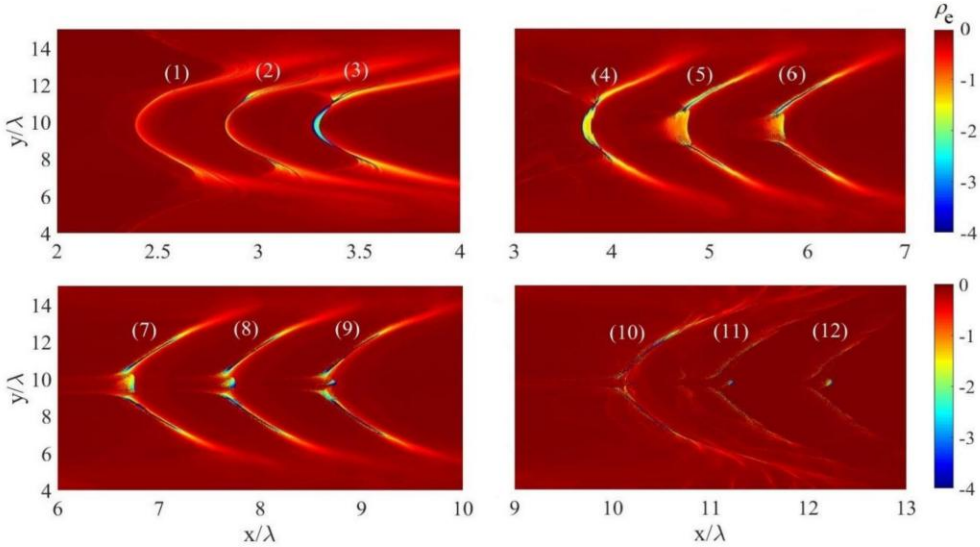
تولید کنند. آینه‌های پرواز کننده لایه های چگال الکترونی هستند که در موج دنباله شکسته تشکیل شده اند. این موج را پالس لیزری کوتاه قوی محرک در پلاسمای رقیق ایجاد کرده است. یک پالس لیزر چشمه در خلاف جهت به طور همدوس توسط لایه ی چگال الکترونی و نسبیتی، آینه‌ی پرواز کننده ، بازتاب می‌شود که منجر به چندبرابر شدن فرکانس موج الکترومغناطیسی و بیشتر شدن شدت آن می‌شود و پالس را به همین نسبت کوتاه می‌کند.
قبلا ما امکان تولید پالس آتوثانیه را در برهمکنش پالسهای لیزر فوق کوتاه نسبیتی منتشر در خلاف جهت هم با پلاسمای کم چگال، تحت شرایط بهینه برای چگالی پلاسما و دامنه لیزر محرک نشان دادیم [۲و۳]. در ادامه ما دریافتیم که خصوصیات آینه از جمله چگالی و شکل آن در هنگام عبور از پلاسما در حا ل تغییر است. قطعا ویژگیهای آینه در لحظه بازتاب می‌توانند تأثیر قابل توجهی بر میزان بازتاب پالس از آینه داشته باشند. اکنون با هدف بررسی این مسئله تأخیر های زمانی متفاوتی را بین پالسهای چشمه و محرک در نظر می‌گیریم تا تأثیر خصوصیات آینه را بر شدت پالس آتوثانیه تولیدی مطالعه کنیم. در اینجا نیز برای بررسی مسئله از شبیه سازی دو بعدی ذره در سلول 2D3P استفاده می‌کنیم.

شبیه سازی ذره در سلول

برای بررسی مسئله، شبیه سازی ذره در سلول دوبعدی با الگوریتم JPIC انجام شده است که مبتنی بر طرح پایستگی بار میباشد [۴]. دو پالس فوق کوتاه محرک و چشمه در خلاف جهت یکدیگر در راستای x در پلاسمای رقیق منتشر می‌شوند. تمام پارامترهای مربوط به لیزرها و پلاسما همانند [۲و۵] انتخاب شده اند. طول زمانی پالسمحرک $T_0 = \lambda/c \Rightarrow \tau_d = 3T_0 = 8.2\ fs$ ($2.7\ fs$) و پالس چشمه دو برابر آن است. دامنه پالس لیزر محرک گاوسی $a_d = 5$ است که متناسب با قله شدت $I_d = 5.094 \times 10^{19} W/cm^2$ می‌باشد. دامنه چشمه نیز $a_s = 0.05$ می‌باشد. چگالی الکترونی پلاسما $n_e = 0.1 n_{cr} = 1.1 \times 10^{20} cm^{-3} \times (1\mu m/\lambda)^2$ در نظر گرفته شده است. اگر همراه با پالس محرک یا آینه حرکت کنیم (از سمت چپ پلاسما وارد شویم) نیمه اول یا ربع اول پلاسما (در متن خواهد آمد) در سمت چپ و نیمه دوم پلاسما در سمت راست قرار دارد. پالس محرک و آینه پروازی ابتدا نیمه اول و سپس نیمه دوم را می بینند در حالی که پالس چشمه ابتدا نیمه دوم و سپس نیمه اول پلاسما را می بیند. ابعاد شبکه را $\lambda/400 \times \lambda/320$ در نظر گرفته ایم. تعداد کل ذرات ۱۰۸,۴۱۶,۰۰۰ می‌باشد. پلاسما را کامل یونیزه در نظر می‌گیریم. گونه های یونی، یونهای هیدروژن (H^+) هستند که متحرک لحاظ شده‌اند. در فرآیند بی بعد سازی مختصات فضایی و زمانی برحسب طول موج و دوره تناوب لیزر محرک انتخاب شده اند. فرآیند شبیه سازی برای پنج زمان تأخیر متفاوت $-6T_0$ ، $-4.5T_0$ ، $2T_0$ ، $4.25T_0$ و $9T_0$ پالس چشمه نسبت به پالس محرک انجام شده است. تأخیر مثبت به این معنی است که پالس چشمه با یک تأخیر زمانی وارد پلاسما می‌شود و تأخیر منفی یعنی که پالس محرک دیرتر وارد پلاسما می‌شود (تأخیر پالس محرک).

تحول آینه پروازی حین عبور از پلاسما

شکل ۱ تحول اولین آینه پروازی پشت سر لیزر محرک را در هنگام حرکت در پلاسما نشان می‌دهد. واضح است که این آینه در ابتدا یک آینه سهموی با چگالی کم است (آینه ۱و۲). این آینه ها که اولین آینه‌های تشکیل شونده در پلاسما به دنبال پالس لیزر هستند، هنوز دچار تغییر شکل چندانی نشده اند و به نظر می‌رسد شکل آنها برای بازتاب مناسب است. آینه (۲) در آستانه شکست موج تشکیل می‌شود و پس از آن فرآیند خود تزریقی آغاز می‌شود. از آینه (۲) تا (۵) چگالی ناحیه مرکزی آینه با توجه به شروع خود تزریقی شروع به کم شدن می‌کند.



شکل **Error! No text of specified style in document.**۱. تغییرات آینه پروازی در حین عبور از پلاسما. زمانهای مربوط به هر آینه برحسب T_0 عبارتند از: ۱(۱۳.۵، ۲(۱۴، ۳(۱۴.۵، ۴(۱۵، ۵(۱۶، ۶(۱۷، ۷(۱۸، ۸(۱۹، ۹(۲۰، ۱۰(۲۱.۵، ۱۱(۲۲.۵، ۱۲(۲۳.۵ . چگالی بار الکترون ρ_e برحسب en_{cr} میباشد که $n_{cr} = m_e\omega^2/4\pi e^2$ و e چگالی بحرانی و مقدار بار الکترون هستند. [۵]

بدلیل آغاز تشکیل خوشه[1] الکترونی در ناحیه مرکزی آینه، چگالی مرکز آن از آینه (۶) شروع به افزایش می‌کند. سپس چگالی خوشه در آینه (۱۰) به بیشینه مقدار خود می‌رسد و بعد آن کاهش پیدا می‌کند.

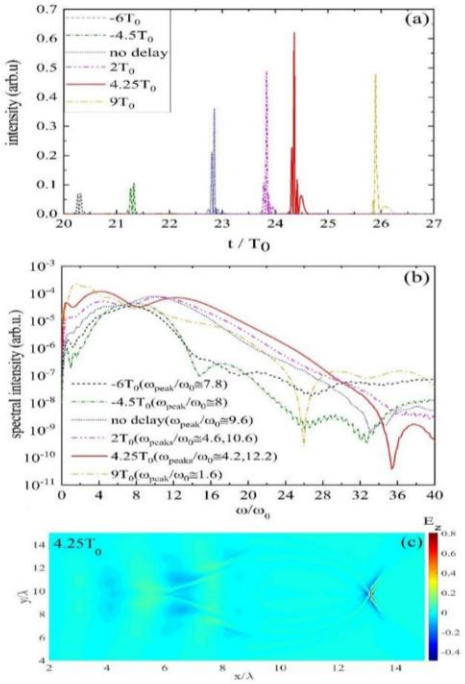
در ردیف بالا سمت چپ، چگالی به تدریج و به طور نامنظمی زیاد می‌شود. قبل از تشکیل کامل خوشه الکترونی (آینه ۹) چگالی طرفین آینه از مرکز آن بیشتر است. بعد از آینه (۱۰) چگالی های همه نقاط آینه در حال کاهش هستند و آینه تا انتهای پلاسما فرو می‌پاشد. پدیده دیگری که نباید آن را نادیده گرفت تغییرات پالس چشمه در هنگام عبور از راست به چپ پلاسما است [۵]. شکل پالس چشمه با ورود به پلاسما تغییر می‌کند. برای زمانهای تأخیر منفی، پالس چشمه مجبور به طی مسافت بیشتری در پلاسما برای رسیدن به اولین آینه پروازی می‌باشد. بخش جلویی پالس چشمه تضعیف شده و انرژی خود را با گذر از پلاسما از دست می‌دهد. از آنجا که آینه و پالس چشمه در خلاف جهت یکدیگر حرکت می‌کنند، وقتی پالس چشمه به آینه می‌رسد زمانی طول میکشد که که آینه از کل پالس رد شود. در حقیقت به دلیل تغییر ویژگیهای آینه در هنگام حرکت، پالس چشمه از ابتدا تا انتها از آینه‌های متفاوتی بازتاب می‌شود (یا عبور می‌کند). به دلیل شدت کمتر لبه جلویی پالس چشمه، آینه ای که در ابتدا پالس به آن برخورد می‌کند سهم کمتری در فرآیند بازتاب دارد. علاوه بر این از آنجا که پروفایل عرضی

[1] Bunch

پالس چشمه گاوسی می‌باشد، پالس بر روی محور مرکزی پلاسما از شدت بالاتری برخوردار است، بنابراین بازتاب بخش مرکزی پالس چشمه و به تبع آن خصوصیات بخش مرکزی آینه دارای اهمیت بیشتری می‌باشند.

پالس آتوثانیه تولید شده به ازای تأخیر زمانی های مختلف پالس چشمه

همانطور که از شکل ۲ (a) معلوم است، در حالت تأخیر $-6T_0$ بازتاب بسیار ضعیف بوده و پالس آتوثانیه از کمترین شدت برخوردار است. برای تأخیر $-4.5T_0$ پالس آتوثانیه تولید شده از شدت بیشتری برخوردار است. وقتی که پالس چشمه بدون تأخیر است کل پالس از آینه‌های (۶)-(۸) عبور می‌کند. آینه‌های مربوطه مخصوصا در ناحیه مرکزی خود، چگالی بیشتری نسبت به آینه ها حالتهای قبلی دارند که در نهایت منجر به بازتاب قویتر پالس چشمه و پالس آتوثانیه پرشدت تر نسبت به حالت قبل می‌شوند. در مورد تأخیر زمانی $2T_0$ کل پالس از آینه‌های (۷)-(۹) رد می‌شود. در مقایسه با حالت قبل در اینجا آینه (۶) از سری آینه‌های مؤثر حذف شده است و آینه (۹) با چگالی بیشتر در مرکز خود اضافه شده است. بنابراین پالس آتوثانیه تولیدشده از بازتاب شدت بیشتری دارد. واضح است که پرشدت ترین پالس آتوثانیه به ازای تأخیر زمانی $4.25T_0$ تولید شده است. در حالت تأخیر $4.25T_0$ ابتدای پالس چشمه به آینه (۸) برخورد می‌کند و کل پالس از آینه‌های (۸)-(۱۰) عبور می‌کند. بخش مرکزی آینه‌های مربوطه نسبت به آینه‌های قبلی چگال تراست. برای تأخیر $9T_0$ ابتدای پالس چشمه از آینه (۱۰) بازتاب می‌کند و کل پالس تا حدی از آینه‌های (۱۰)-(۱۲) منعکس می‌شود. در این حالت وقتی پالس چشمه به مرز سمت راست پلاسما می‌رسد (در هنگام ورود به پلاسما)، به دلیل عبور همزمان پالس محرک از مرز، مرز دچار اختلال شده و نتیجتا میزان بازتاب پالس چشمه از مرز کمتر از حالتهای قبل می‌باشد و پالس چشمه نسبت به حالتهای دیگر با انرژی بیشتری وارد



پلاسما می‌شود. علاوه بر این قابل مشاهده است که به دلیل تشکیل خوشه الکترونی، حفره ای در قسمت میانی آینه‌های (۱۰)-(۱۲) ایجاد شده است که منجر به عبور بخشی از پالس چشمه از مرکز آینه می‌شود و همچنین

شکل۲. (a) پالسهای آتوثانیه تولید شده برای زمان های تأخیر متفاوت پالس چشمه. (b) طیف فرکانسی پالسهای آتوثانیه رسم شده در (a). (c) پالس بازتاب شده و کانونی پرشدت آتوثانیه برای تأخیر $\mathbf{4.25T_0}$. [۵]

آینه تا انتهای پلاسما در حال از هم فروپاشیدن است. بنابراین با وجود اینکه انرژی پالس بیشتر است و چگالی خوشه ها در مرکز آینه‌های (۱۰)-(۱۲) از چگالی آنها در مرکز آینه‌های (۸)-(۱۰) بیشتر است، بازتاب پالس چشمه به ازای تأخیر $4.25T_0$ از بازتاب در حالت تأخیر $9T_0$

بیشتر است. شکل ۲ بعدی پالس بازتاب شده و کانونی پرشدت آتوثانیه برای تأخیر $4.25T_0$ پالس چشمه در شکل ۲ (c) نشان داده شده است. بیشینه مقدار میدان الکتریکی پالس تولید شده، روی نوار رنگی شکل ۲ (c) مشخص است که با شدت پالس آتوثانیه در شکل ۲ (a) مطابقت دارد. همچنین طیف فرکانسی پالسهای آتوثانیه مورد نظر در شکل ۲ (b) رسم شده است. قله فرکانس افزایش یافته برای هر حالت مشخص شده است. ω_0 فرکانس زاویه ای پالس لیزر محرک و ω_s فرکانس زاویه ای پالس چشمه برابر با $\omega_0/2$ می‌باشد. بنابراین نسبت فرکانس پالس بازتاب شده به فرکانس اولیه پالس چشمه یعنی ω/ω_s، برای هر حالت ۲ برابر است.

نتیجه‌گیری

نتایج شبیه سازی نشان داد که ویژگیهای آینه پروازی مانند چگالی، شکل و ... در حین عبور از پلاسما (حرکت در عقب پالس محرک) تغییر می‌کنند. با در نظر گرفتن زمانهای تاخیر متفاوت بین پالس چشمه و محرک برای بررسی اثر خصوصیات آینه بر میزان بازتاب پالس چشمه و شدت پالس آتوثانیه تولید شده، مشخص شد که آینه با چگالی بیشتر بازتاب مؤثرتری خواهد داشت. از آنجا که پروفایل عرضی پالس چشمه گاوسی می‌باشد بالاتر بودن چگالی بخش مرکزی آینه از اهمیت بیشتری برخوردار است.

مرجع ها

[1] Bulanov, S. V. et al. (2003) Light Intensification towards the Schwinger Limit. *Phys. Rev. Lett. 91*, 085001.

[۲] مقدسین، هدی، علیرضا نیکنام، داود کمیزی، و محمدرضا بان جعفر. ۱۳۹۶. «تولید پالسهای آتوثانیه توسط برهمکنش پالسهای لیزری کوتاه با پلاسمای رقیق». *مقاله نامه پنجمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما*. ۵۵۹-۵۶۲.

[3] Moghadasin, H., Niknam, A. R., Komaizi, D. & Banjafar, M. (2019). Attosecond pulse generation by relativistic flying mirrors in laser-plasma interaction: Effect of plasma density and driver amplitude on the generated pulse. *Physics of Plasmas*, *26*, 093105.

[4] Wu, H.-C. (2011). JPIC & How to make a PIC code. *s.l.:Preprint at http://arxiv.org/abs/1104.3163.*

[5] Moghadasin, H., Niknam, A. R. & Komaizi, D. (2020). Influence of flying mirror features and time delay between two counterpropagating laser pulses on the generated attosecond pulse intensity in near-critical density plasmas. *AIP advances, **10(6)***, 065133.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P4-09

طراحی شتاب‌دهنده ذرات پلاسمونیکی برای کاربردهای فوتونیکی روی تراشه

زهرا طهماسب پور کریمی*، محمد قربانعلیلو
دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی تهران

***آدرس رایانامه نویسنده مسئول:** z_tahmasbpour@sbu.ac.ir

چکیده

در این مطالعه، یک شتاب‌دهنده الکترونی مبتنی بر پلاسمون‌های سطحی معرفی شده است که از نانوساختارهای پلاسمونیک برای تقویت و محلی‌سازی مؤثر میدان‌های الکتریکی بهره می‌برد. طراحی پیشنهادی با به‌کارگیری منبع لیزر با طول موج ۱۰۳۰ نانومتر و پیکربندی پالس دوطرفه، مد شتاب‌دهی را بهینه کرده و تلفات فلزی را کاهش می‌دهد. عملکرد ساختار پلاسمونیکی دوگانه با استفاده از شبیه‌سازی به روش تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) ارزیابی شده است. به‌طور خاص، تأثیر پارامترهایی مانند ضخامت، عرض کانال، طول موج لیزر و موقعیت بهینه میدان الکتریکی طولی بر کارایی شتاب‌دهنده مورد تحلیل قرار گرفته است.

کلید واژه: پلاسمون سطحی، تقویت میدان نزدیک، شتاب‌دهنده فشرده.

Design of a Plasmonic Particle Accelerator for On-Chip Photonic Applications

Zahra Tahmasbpour Karimi, Mohammad Ghorbanalilu

Department of Physics, University of Shahid Beheshti

*corresponding e-mail: z_tahmasbpour@sbu.ac.ir

Abstract

This study introduces a electron accelerator based on surface plasmons, utilizing plasmonic nanostructures to enhance and localize electric fields effectively. The proposed design employs a 1030 nm laser source with a bidirectional pulse scheme to optimize the acceleration mode and suppress metallic losses. We evaluate the performance of dual plasmonic structures through finite-difference time-domain (FDTD) simulations. Specifically, Specifically, we analyze the effects of channel thickness and width, laser wavelength, and the optimal position of the longitudinal electric field on acceleration efficiency.

Keywords: Surface plasmon, Near-field enhancement, Compact accelerator.

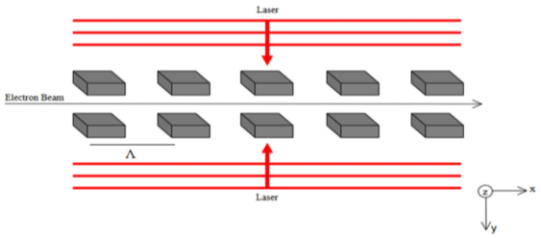
مقدمه

در دهه‌های اخیر، شتاب‌دهی ذرات باردار به‌ویژه الکترون‌ها و یون‌ها، به‌عنوان ابزاری کلیدی در توسعه‌ی علوم و فناوری‌های پیشرفته، مورد توجه گسترده قرار گرفته است. از جمله کاربردهای مهم آن می‌توان به تولید ایزوتوپ‌های پزشکی، استفاده در فیزیک انرژی بالا و تزریق به شتاب‌دهنده‌های بزرگ‌تر اشاره کرد[۱,۲]. با این حال، ابعاد بزرگ، پیچیدگی ساختار و هزینه‌های بالای سیستم‌های سنتی، دسترسی

گسترده به این فناوری را با چالش مواجه کرده است. برای غلبه بر این چالش‌ها، شتاب‌دهنده‌های لیزری به‌عنوان نسل جدیدی از فناوری‌های نوین مطرح شده‌اند که با ابعاد کوچک، بهره‌وری بالا و امکان مجتمع‌سازی، زمینه‌ساز توسعه‌ی سیستم‌هایی فشرده و مقرون‌به‌صرفه شده‌اند. این تحول، افق‌های جدیدی را در علوم پایه و کاربردهای پزشکی گشوده است[۴,۵]. با این حال، روش‌های موجود نیز محدودیت‌هایی دارند. شتاب‌دهنده‌های لیزری به دلیل ماهیت عرضی میدان‌های الکتریکی، در هم‌راستایی مؤثر با مسیر حرکت ذرات دچار چالش‌اند. همچنین، پاشندگی سرعت گروهی، مشارکت تعداد زیادی مد و زمان‌بر بودن تشکیل میدان در ساختارهای مرسوم، کارایی آن‌ها را خصوصاً در استفاده از پالس‌های فوق‌کوتاه کاهش می‌دهد. در پاسخ به این موانع، پژوهش‌های نوین به بهره‌گیری از فناوری‌هایی چون فراسطح‌ها، فراماده و مدهای پلاسمونی زیر طول‌موج روی آورده‌اند. پلاسمون‌های سطحی در این میان، به‌دلیل توانایی در ایجاد میدان‌های الکتریکی مماسی تقویت‌شده و ضریب شکست مؤثر بالا، گزینه‌ای امیدبخش برای شتاب‌دهی مؤثر و بلندبرد محسوب می‌شوند. این مدها که روی ساختارهای نانومتری مهندسی‌شده ایجاد می‌شوند، امکان کنترل دقیق ویژگی‌های موج و تطبیق بهتر با ذرات در حال حرکت را فراهم می‌کنند[۳]. در این مقاله، ما با تمرکز بر استفاده از پلاسمون‌های سطح و طراحی شتاب‌دهنده ذرات پلاسمونیکی، به بررسی روش‌هایی برای تقویت مد شتاب‌دهنده می‌پردازیم. در نهایت، این پژوهش به هدف پر کردن خلأ علمی موجود در حوزه‌ی شتاب‌دهی فشرده‌ی الکترون‌ها می‌پردازد؛ یعنی یافتن سازوکاری که بتواند با حفظ میدان قوی مماسی، امکان شتاب‌دهی طولانی‌تر، مؤثرتر و قابل استفاده در مقیاس‌های کاربردی را فراهم کند.

توصیف مدل وروابط اساسی

در این پژوهش از ساختار فلز - دی‌الکتریک — فلز استفاده شده است. این ساختار شامل یک لایه‌ی نازک دی‌الکتریک است (دی‌الکتریک در این پژوهش خلا در نظر گرفته شده است) که بین دو لایه‌ی فلزی قرار گرفته و با ایجاد مدهای جفت‌شده‌ی پلاسمون سطحی، امکان کنترل و بهره‌برداری مؤثر از ویژگی‌های شتابدهنده در مقیاس نانومتری — میکرومتری را فراهم می‌کند. مدهای پلاسمون سطحی در این ساختار، به‌دلیل برهم‌کنش قوی بین سطوح فلز - دی‌الکتریک، دارای ویژگی‌های منحصربه‌فردی نظیر میدان‌های الکترومغناطیسی به‌شدت مقید و متمرکز در نزدیکی سطح هستند که آن‌ها را برای شتاب‌دهی مؤثر ذرات به گزینه‌ای مناسب تبدیل می‌کند. یکی از مزایای کلیدی استفاده از این ساختار، امکان تنظیم دقیق مدهای پلاسمونی و افزایش شدت میدان‌های الکتریکی در ناحیه‌ی کانال شتاب‌دهی است که در نهایت می‌تواند موجب بهبود بهره‌وری و کیفیت باریکه الکترونی شود. انتظار می‌رود امواج الکترومغناطیسی تقویت‌شده‌ای که درون این ساختار تشدید می‌شوند، توزیع مکانی مناسبی از میدان الکتریکی برای شتاب‌دهی مؤثر الکترون‌ها ایجاد کنند. شکل ۱ تصویری از یک شتاب‌دهنده‌ی پلاسمونیکی تعبیه‌شده بر روی تراشه را نشان می‌دهد که بر پایه‌ی آرایه‌ای آبشاری از ساختارهای فلز - دی‌الکتریک — فلز طراحی شده است. در این پیکربندی، منبع تحریک یک موج تخت با قطبش p است که به‌صورت متقارن از بالا و پایین به ساختار تابیده شده و در راستای محور y منتشر می‌شود. یک باریکه‌ی الکترونی در راستای محور x از درون ساختار شتاب‌دهنده عبور می‌کند. این ساختار از یک شبکه‌ی دوگانه با دوره‌ی تناوب Λ تشکیل شده است. دامنه‌ی میدان الکتریکی تابش به‌صورت $E_0 = 1$ بی‌بعدسازی شده و سایر میدان‌ها نیز نسبت به این مقدار بی‌بعدسازی شده‌اند تا مقایسه و بهینه‌سازی ساختار به‌راحتی انجام شود[۳]. در این ساختار، طول هر لایه‌ی فلزی برابر با ۸۰۰ نانومتر، ضخامت لایه‌ها ۱۰۰ نانومتر و فاصله‌ی میان دو لایه‌ی فلزی ۵۲۵ نانومتر در نظر گرفته شده است.



شکل ۱. نمای شماتیک از شتاب‌دهنده‌ی پلاسمونیکی روی تراشه

برای تمرکز بر رفتار میدان الکتریکی و در عین حال حفظ ویژگی تناوبی ساختار، دستیابی به شتاب مؤثر مستلزم برقراری هم‌زمانی (تطابق فاز) بین باریکه‌ی الکترونی و مؤلفه‌ی طولی میدان الکتریکی در راستای حرکت ذرات است. برای برهم‌کنش مؤثر لازم است، شرط هم‌زمانی موسوم به شرط ویدِروئه (Wideroe condition) برقرار باشد. بر اساس این شرط، سرعت بی‌بعدشده‌ی الکترون (β) باید با سرعت فاز هارمونیک فضایی انتخاب‌شده از موج الکترومغناطیسی پراش‌یافته در مرتبه‌ی m برابر باشد. در حالتی که تابش لیزر

به‌صورت عمود بر جهت تناوب ساختار اعمال شود، این شرط به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\Lambda = m\beta\lambda \qquad (1)$$

که در آن λ طول‌موج لیزر، Λ طول دوره‌ی تناوب ساختار، m مرتبه‌ی هارمونیک فضایی مورد نظر است. این رابطه تضمین می‌کند که الکترون در فاز مناسب با میدان شتاب‌دهنده باقی مانده و به‌طور پیوسته انرژی دریافت کند. میدان الکتریکی واردشده بر الکترون‌ها در کانال را می‌توان به صورت فرم فلوکه (Floquet) نوشت:

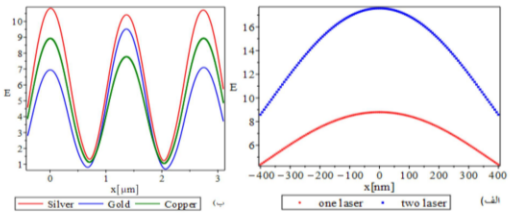
$$E_x = E_0\left(e^{i(ky-\omega_0 t-\emptyset_0)} + e^{-i(ky+\omega_0 t+\emptyset_0)}\right)U(x) \qquad (2)$$

که در آن E_0 دامنه‌ی هر یک از میدان‌های تابشی است، $U(x)$ یک تابع تناوبی است که به صورت $U(x+\Lambda) = U(x)$ تعریف می‌شود. در نتیجه، می‌توان میدان را با استفاده از سری فوریه گسترش داد.

$$E(x,y,t) = E_0\left(e^{i(ky-\omega_0 t-\emptyset_0)} + e^{-i(ky+\omega_0 t+\emptyset_0)}\right)\sum_m a_m e^{i\frac{2\pi}{\Lambda}mx} \qquad (3)$$

نتایج عددی

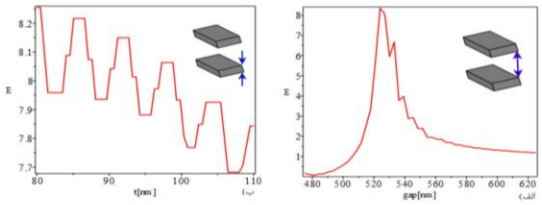
به‌منظور تحلیل عملکرد ساختار پیشنهادی، از روش شبیه‌سازی تفاضل محدود در حوزه زمان (FDTD) استفاده شده است. هدف اصلی از این شبیه‌سازی، بهینه‌سازی ابعاد ساختار به‌گونه‌ای است که پاسخ تشدیدی آن در طول‌موج $\lambda = 1030$ nm حاصل شود. ناحیه‌ی شبیه‌سازی هم برای یک سلول منفرد و هم برای سه سلول پشت سرهم در نظر گرفته شده است تا اثر طول ساختار نیز بررسی شود. در این راستا، شرایط مرزی در جهت x تناوبی و در جهت y لایه‌های کاملاً جاذب (PML) برای حذف بازتاب‌های ناخواسته در نظر گرفته شده‌اند. شبیه‌سازی به‌صورت دوبعدی انجام گرفته است. شکل ۲ (الف) پاسخ میدان الکتریکی در مرکز کانال شتابدهنده را در دو پیکربندی مختلف ساختار تک سلول نشان می‌دهد. در نموار قرمز رنگ، تابش تنها از یک سمت ساختار صورت گرفته و درنمودار آبی، ساختار به‌صورت هم‌زمان توسط دو موج الکترومغناطیسی که در جهت‌های مخالف محور y حرکت می‌کنند، روشن می‌شود. مقایسه نتایج نشان می‌دهد که تابش متقارن منجر به افزایش قابل توجه میدان الکتریکی در مرکز کانال شده است. با در نظر گرفتن اینکه برانگیختگی نیروی طولی، همواره با مؤلفه‌ای در راستای عرضی همراه است که منجر به انحراف ذرات و شکل‌گیری الگوی شتاب کج می‌گردد، این پدیده را می‌توان با طراحی تابش متقارن به ساختار، به‌گونه‌ای کنترل نمود که اثرات میدان‌های الکتریکی عرضی یکدیگر را تضعیف یا خنثی ساخته و در نهایت، یک الگوی نیرویی شتاب حاصل شود. در نتیجه، میدان طولی تقویت شده و پاسخ نهایی ساختار بهینه می‌شود. با مقایسه نمودارهای شکل ۲ (الف) مشهود است که وقتی ساختار از دو سمت کانال خلأ تابش دریافت می‌کند می‌تواند میدان الکتریکی را در مرکز کانال دو برابر کند. برای انتخاب فلز مناسب در ساختار شتاب‌دهنده، در شکل ۲(ب) توزیع میدان الکتریکیِ طولی در مرکز کانال و در راستای سه سلول پشت‌سرهم برای سه فلز مختلف طلا، مس و نقره نشان داده شده است. نتایج شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهد که در ساختار مبتنی بر نقره، مقدار بیشینه میدان الکتریکی درون کانال، بیشتر از مقدار آن در ساختارهای مبتنی بر طلا و مس است.



شکل ۲. میدان الکتریکی بدون بعد در مرکز کانال. (الف) مقایسه ساختارهای شتاب‌دهنده با تحریک تک‌لیزر و دولیزر (ب) مقایسه اثر سه فلز مختلف (طلا، نقره و مس) بر میدان ایجادشده.

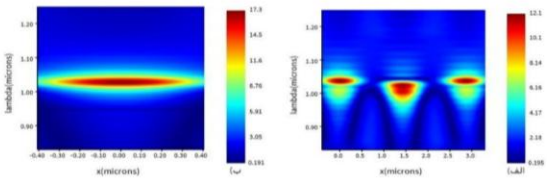
شکل‌های ۳ (الف) و (ب) به‌ترتیب تأثیر عرض کانال و ضخامت لایه نقره را بر میدان الکتریکی در مرکز کانال در طول یک سلول واحد نشان می‌دهند. برای دستیابی به مد شتاب بهینه، لازم است که برهم‌نهی سازنده‌ای از این مدها در امتداد طول کانال ایجاد شود. اگر عرض کانال بیش از حد بزرگ باشد، توزیع میدان در امتداد کانال از یکنواختی خارج شده و برهم‌نهی کامل مدها مختل می‌شود. در مقابل، در عرض‌های بسیار کوچک، اگرچه تمرکز میدان افزایش می‌یابد، اما ممکن است افت توان در ماده افزایش یابد و همچنین محدودیت‌های ساختاری ایجاد شود. انتخاب عرضی حدود ۵۲۰ نانومتر، به‌دلیل بیشینه بودن میدان الکتریکی، به تقویت بهینه

مدهای پلاسمونیکی منجر می‌شود. طبق شکل ۳ (ب)، ضخامت لایه نقره نقش کلیدی در رفتار مدهای پلاسمونیکی دارد. با توجه به اینکه تمرکز میدان الکترومغناطیسی عمدتاً در ناحیه‌ی مرزی بین فلز و خلا اتفاق می‌افتد، افزایش ضخامت لایه باعث می‌شود بخشی از انرژی میدان به درون فلز نفوذ کرده و در آن دچار اتلاف شود. در نتیجه، افزایش بیش از حد ضخامت نه‌تنها موجب بهبود تقویت میدان نمی‌شود، بلکه با افزایش میزان اتلاف انرژی در داخل فلز، باعث کاهش شدت میدان تقویت‌شده در نزدیکی سطح می‌گردد.



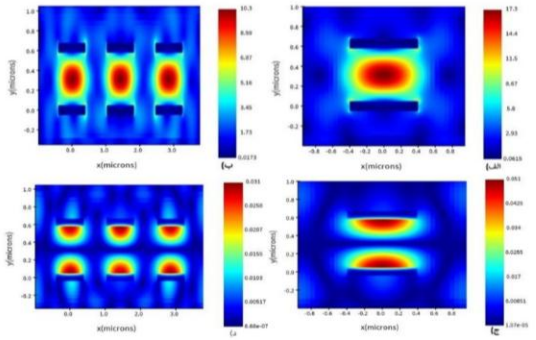
شکل ۳. میدان الکتریکی بدون بعد در مرکز کانال برحسب الف) عرض کانال خلأ ب) ضخامت لایه نقره

در شکل ۴ هدف تعیین طول موج بهینه‌ی لیزر جهت دستیابی به بیشینه‌ی میدان الکتریکی درون ساختار است. نتایج نشان می‌دهند که در هر دو ساختار تک سلولی و سه سلولی، بیشینه‌ی میدان الکتریکی در طول موج $\lambda = 1030nm$ رخ می‌دهد.



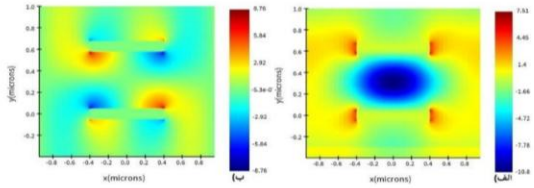
شکل ۴. توزیع میدان الکتریکی بدون بعد در مرکز ساختار برحسب طول موج الف) ساختار سه سلولی ب) ساختار تک سلولی

به‌منظور تحلیل الگوی بهینه‌ی میدان برای شتاب‌دهی الکترون در کانال، توزیع میدان الکترومغناطیسی را در ساختارهای تک‌سلولی و سه‌سلولی مورد بررسی قرار می‌دهیم. طبق شکل ۵ (الف) و (ب)، در هر دو ساختار، میدان الکتریکی بدون بعد در محور مرکزی ساختار افزایش یافته و در حاشیه ساختار مقدار ناچیزی دارد. در واقع بیشینه مقدار میدان الکتریکی در مرکز کانال متمرکز است. از سوی دیگر، شکل ۵ (ج) و (د) توزیع میدان مغناطیسی را نشان می‌دهد که عمدتاً حول لبه‌های لایه‌های فلزی متمرکز شده و در محور مرکزی تقریباً صفر است. این نتایج نشان می‌دهد که در مرکز کانال، میدان الکتریکی نقش اصلی را در شتاب‌دهی ذرات ایفا می‌کند، در حالی که میدان مغناطیسی در اطراف ساختار پراکنده است.



شکل ۵. سطح مقطع xy از توزیع میدان الکتریکی و مغناطیسی در ساختار تک سلولی و سه سلولی

با توجه به رابطه‌ی نیروی لورنتس $F_y = q(E_y + \beta c B_z)$، میدان‌های E_y، B_z می‌توانند باعث ایجاد نیروی انحراف جانبی شوند؛ نیرویی که ممکن است تأثیر منفی بر انتقال پایدار ذرات درون ساختار داشته باشد. همان‌طور که در شکل ۶ (الف) نشان داده شده است، میدان الکتریکی طولی در مرکز کانال خلأ به‌صورت موازی با محور ساختار قرار می‌گیرد، در حالی که در شکل ۶ (ب)، میدان‌های عرضی عمدتاً در نواحی کناری و مجاور لایه‌های فلزی متمرکز هستند و تأثیر ناچیزی بر الکترون‌های عبوری دارند. مرکز ساختار موقعیتی است که بیشینه‌ی نیروی طولی $F_x = q(E_x + \beta c B_z)$ جهت شتاب‌دهی و کمینه نیروی انحراف عرضی رخ می‌دهد.



شکل ۶. توزیع میدان الکتریکی الف) طولی. ب) عرضی (تک سلول)

نتیجه‌گیری

این ساختار از تقویت و متمرکزسازی شدید میدان، متشکل از سلول‌های متناوب برای باریکه ذرات تحت تابش متقارن، بهره می‌برد تا شتاب خالصی به ذرات اعمال کند و در عین حال از عملکرد لیزر با پالس‌های فوق‌کوتاه نیز پشتیبانی کند. نتایج شبیه‌سازی FDTD نشان می‌دهد که میدان الکتریکی در بین لایه‌های فلزی متمرکز شده و شدت میدان شتاب تولیدشده در داخل ساختار به‌مراتب بیشتر از نور تابشی ورودی است. چالش اصلی در طراحی این ساختارها، دستیابی به الگوی میدانی است که با هارمونیک فضایی مورد نیاز برای شتاب‌دهی هماهنگ باشد. با اتصال چند سلول به‌صورت زنجیره‌ای و با آرایش مناسب، انتظار می‌رود این شتاب‌دهنده میکرو - نانویی بتواند به‌عنوان یک منبع نوری آزاد مبتنی بر الکترون در قالب آزمایشگاهی روی تراشه عمل کرده و منابع نوری قابل‌دسترس‌تر و با کیفیت‌تری را در آینده فراهم سازد.

مرجع‌ها

[1] Bucksbaum, P., Möller, T., & Ueda, K. (2013). Frontiers of free-electron laser science. *Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics*, *46*(16), 160201.

[2] Karzmark, C. J. (1984). Advances in linear accelerator design for radiotherapy. *Medical physics*, *11*(2), 105-128.

[3]Wang, L., & Yin, K. (2022). Ultra-compact plasmonic electron accelerator on chip. *Results in Physics*, *35*, 105355.

[4] Chang, C. M., & Solgaard, O. (2014). Silicon buried gratings for dielectric laser electron accelerators. *Applied Physics Letters*, *104*(18).

[5] Black, D. S., Zhao, Z., Leedle, K. J., Miao, Y., Byer, R. L., Fan, S., & Solgaard, O. (2020). Operating modes of dual-grating dielectric laser accelerators. *Physical Review Accelerators and Beams*, *23*(11), 114001.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P6-09

ارزیابی اثرات ضدسرطانی پلاسمای سرد اتمسفری (CAP) با گاز آرگون بر روی سلول‌های کولورکتال HCT-116

ابراهیم تبیانیان[۱]، محمد محسن حاتمی[۲]، فاطمه رضایی[۳] و کمال حاجی شریفی[۴]
۱. دانشجوی کارشناسی ارشد فیزیک پلاسما دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی
۲. دانشیار گروه آموزشی فیزیک اتمی - مولکولی و نجوم دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی
۳. دانشیار گروه آموزشی فیزیک اتمی - مولکولی و نجوم دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی
۴. دانشیار گروه آموزشی فیزیک اتمی – مولکولی دانشکده فیزیک دانشگاه خوارزمی
آدرس رایانامه نویسنده مسئول : ebitebi92@gmail.com

چکیده

پلاسمای سرد اتمسفری (CAP) به عنوان یک فناوری نوین در پزشکی، اخیراً توجه زیادی را به دلیل پتانسیل آن در درمان سرطان به خود جلب کرده است. این روش مبتنی بر تولید گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن (RONS) در شرایط اتمسفری است که می‌توانند به‌طور انتخابی سلول‌های سرطانی را هدف قرار دهند و باعث القای مرگ برنامه‌ریزی‌شده (آپوپتوز)، مهار تکثیر سلولی و تخریب DNA سلول‌های توموری شوند. مطالعات in vitro و in vivo نشان داده‌اند که پلاسمای سرد با ایجاد استرس اکسیداتیو در سلول‌های سرطانی، مکانیسم‌های دفاعی آن‌ها را مختل می‌کند، در حالی که تأثیر کم‌تری بر سلول‌های سالم دارد. همچنین، این فناوری می‌تواند با تحریک سیستم ایمنی و افزایش نفوذپذیری غشای سلولی، اثربخشی داروهای ضدسرطان را بهبود بخشد. از مزایای کلیدی CAP می‌توان به غیرتهاجمی بودن، هزینه پایین و امکان استفاده موضعی اشاره کرد. با وجود چالش‌هایی مانند استانداردسازی دوز درمانی و بهینه‌سازی پارامترها، پلاسمای سرد اتمسفری به عنوان یک روش مکمل یا جایگزین در درمان سرطان امیدوارکننده است. این مقاله مروری بر مکانیسم‌های عمل، کارآزمایی‌های بالینی و چشماندازهای آینده این فناوری ارائه می‌دهد.

کلیدواژه: پلاسمای سرد اتمسفری، درمان سرطان، گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن

Anti-Cancer Effects of Cold Atmospheric Plasma (CAP) Using Argon Gas on HCT-116 Colorectal Cancer Cell Line

Ebrahim Tebiyaniyan[1], Mohammad Mohsen Hatami[2], Fatemeh Rezaei[3], Kamal Hajisharifi[4]
1.Master's student in plasma physics, K.N. Toosi University of Technology
2.Associate professor, K.N. Toosi University of Technology
3.Associate professor, K.N. Toosi University of Technology
4.Associate professor pf physics, Kharazmi University of Tehran
corresponding e-mail: ebitebi92@gmail.com

Abstract

Cold atmospheric plasma (CAP) has recently emerged as a promising technology in cancer therapy due to its ability to selectively target tumor cells. CAP generates reactive oxygen and nitrogen species (RONS) at near-room temperature, which can induce apoptosis, inhibit proliferation, and damage DNA in cancer cells while sparing healthy tissues. In vitro and in vivo studies demonstrate that CAP triggers oxidative stress, disrupting cancer cell defense mechanisms and enhancing immunogenic cell death. Additionally, CAP can improve the efficacy of conventional anticancer drugs by increasing membrane permeability. Key advantages of CAP include its non-invasive nature, low cost, and localized application. Despite challenges such as dose standardization and parameter optimization, CAP holds significant potential as a complementary or alternative cancer treatment. This review discusses the mechanisms of action, clinical applications, and future prospects of CAP in oncology.

Keywords: Cold Atmospheric Plasma - CAP, cancer therapy, reactive oxygen and nitrogen species (RONS)

مقدمه

پلاسمای سرد ترکیبی از عوامل مختلفی است که می‌توانند به صورت جداگانه بر آپوپتوز در سلول‌های تومور تأثیر بگذارند. این واقعیت که آنها در پرتو پلاسما و بعداً در نمونه تحت درمان با یکدیگر ترکیب و تعامل دارند، درک کامل پیچیدگی واکنش‌ها و فرآیندهای رخ داده در سلول‌ها یا بافت‌های تحت درمان را بسیار دشوارتر می‌کند. می‌توان با اطمینان گفت که گونه‌های واکنش‌پذیر مانند RNS و ROS (یا به سادگی RONS) نقش عمده‌ای در واکنش‌های پیچیده دارند. بنابراین، آگاهی از طول عمر، واکنش‌پذیری، مکانیک و غلظت یک گونه واکنش‌پذیر برای درک تصویر بزرگتر بسیار مهم است. از همان ابتدا، این یکی از بزرگترین چالش‌ها در کاربرد پلاسما در پزشکی بوده است. بنابراین، پیگیری مداوم برای درک استدلال اثرات شیمیایی، بیولوژیکی و فیزیکی ناشی از پلاسما ضروری است. این نشان دهنده نیاز به درک مکانیسم‌های تولید گونه‌های واکنش‌پذیر خاص، ترکیب و حجم محیط، ویژگی‌های گازهای حامل، سطح تماس و فاصله بین پلاسما و نمونه و همچنین مدت زمان درمان است [۱]. علاوه بر این، تنظیم مناسب این عناصر ممکن است هنگام تعریف دوز مناسب درمان‌های مختلف بسیار مهم باشد. بسیاری از محققان گزارش داده‌اند که درمان وابسته به دوز با افزایش مدت زمان مواجهه، در مورد اثرات درمانی بر روی چندین رده سلولی سرطانی، منجر به بهبودها و دستاوردهای امیدوارکننده‌ای می‌شود [۲]. مطالعات متعدد نشان می‌دهد که پلاسمای اتمسفری، هنگامی که به محل بافت آسیب‌دیده هدایت می‌شود، پیشرفت در گسترش متاستاز را کاهش می‌دهد [۳،۴]. آزمایش‌های مختلف برون‌تنی (in vitro) و درون‌تنی (in vivo) با رده‌های سلولی سرطانی مختلف، اعتقاد به خواص ضد سرطانی قابل توجه پلاسما در برابر سرطان کبد، می‌لوما، سرطان ریه، سلول‌های گلیوما، سرطان پوست، سرطان استخوان، سلول‌های ملانوما، سیستم عصبی مرکزی و سرطان دهانه رحم را تقویت می‌کنند [۵-۶،۷،۸]. اشاره شده است که ROS و RNS در القای واکنش آپوپتوز در سلول‌های تومور، افزایش بازگشت ایمنی سلولی و تحریک رگ‌زایی موفق هستند [۴].

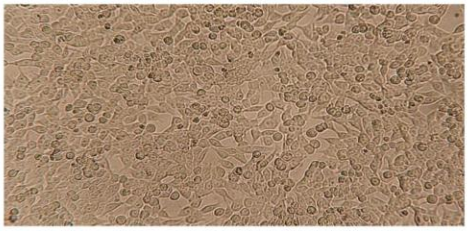
با مقایسه بین درمان ضد سرطان CAP و روش‌های مرسوم، درمیابیم روش‌های مرسوم در انکولوژی اغلب به رویکردهای تثبیت‌شده‌ای اشاره دارند که برای تشخیص، درمان و مدیریت سرطان استفاده می‌شوند. این روش‌ها معمولاً شامل جراحی، شیمی‌درمانی، پرتودرمانی، درمان هدفمند یا ترکیبی از این درمان‌ها هستند [۹]. جراحی عموماً شامل برداشتن تومورها و بافت‌های اطراف آن است که هدف آن از بین بردن هرچه بیشتر ناحیه اشغال‌شده توسط سرطان است. شیمی‌درمانی حول محور استفاده از دارو برای از بین بردن سلول‌های سرطانی یا حداقل مهار رشد آنها می‌چرخد. مواد شیمیایی اغلب به صورت داخل وریدی یا خوراکی تجویز می‌شوند. پرتودرمانی از تابش پرانرژی برای القای مرگ سلول‌های سرطانی یا کوچک کردن اندازه تومورها استفاده می‌کند. درمان هدفمند بر مسدود کردن مسیر عمل یا سیگنال‌دهی مولکول‌های خاص دخیل در رشد سرطان متمرکز است. این روش‌های مرسوم را می‌توان به تنهایی یا به صورت ترکیبی، بسته به نوع و مرحله سرطان، با هدف دستیابی به بهبودی یا افزایش طول عمر و در عین حال به حداقل رساندن عوارض جانبی، استفاده کرد. توسعه CAP در پزشکی، به ویژه در درمان سرطان، نویدبخش انقلابی در مراقبت‌های بهداشتی است (جدول ۳). این فناوری، رویکردی غیرتهاجمی و همه‌کاره را برای کاربردهای مختلف پزشکی ارائه می‌دهد. توانایی CAP در تولید گونه‌های فعال اکسیژن و نیتروژن (RONS) فرصت‌های بی‌نظیری را برای درمان هدفمند ارائه می‌دهد، فرآیندهای مرگ سلول‌های سرطانی را در عین حفظ سلول‌های طبیعی تقویت می‌کند و درمان ضدمیکروبی و تعدیل فرآیندهای بیولوژیکی را امکان‌پذیر می‌سازد [۱۰]. با مهار قدرت CAP، محققان فرصتی برای توسعه درمان‌های ایمن‌تر، مؤثرتر و کم‌تهاجمی‌تر دارند. از این رو، این امر به طور قابل توجهی نتایج درمان و ارائه خدمات درمانی را بهبود می‌بخشد.

مواد و ابزار آزمایش

رده سلول سرطانی HCT-116، DMEM High Glucose، FBS، Penicillin-Streptomycin، جت پلاسمای آرگون، پودر MTT، DMSO، Trypsin، آزمایشگاه پلاسمای پزشکی، آزمایشگاه کشت سلول و بافت.

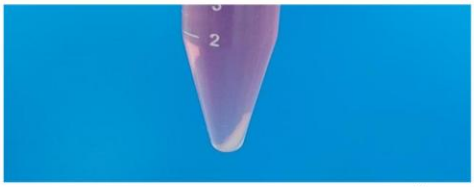
روش آزمایش

محیط کشت کامل مورد نیاز برای کشت سلول‌های سرطانی روده‌ی بزرگ(کولورتال) به نام HCT-116 از سه ماده تشکیل می‌شود که عبارت است از DMEM High Glucose، FBS و Penicillin-Streptomycin. مقدار هر کدام برای تولید 100 میلی‌لیتر محیط کشت کامل عبارت است از 89 میلی لیتر DMEM High Glucose ، ده میلی لیتر FBS و یک میلی لیتر Penicillin-Streptomycin. یک کرایوویال از سلول‌های سرطانی روده بزرگ به نام HCT-116 را که ابتدا به حالت فریز هستند دفریز کردیم و درون فلاسک T25 ریختیم. سپس آن را درون انکوباتور گذاشتیم.



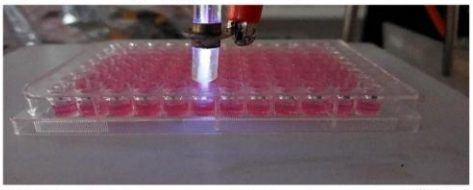
شکل ۱: رده‌ی سلول سرطانی HCT-116

بعد از چند روز که سلول‌ها به خوبی رشد کردند و درصد یا بیشتر از آن از سطح کف فلاسک را پوشاندند، آن‌ها را برای قرار دادن در پلیت ۹۶ خانه آماده کردیم. سلول‌ها را با استفاده از Trypsin از کف فلاسک جدا و درون فالکون ۱۵ میلی لیتر سانتریفیوژ کردیم.



شکل ۲: رسوب سلولی پس از سانتریفیوژ

پس از شمارش سلولها، دو عدد پلیت ۹۶ خانه آماده کرده و درون هرکدام به اندازه‌ی یک میلیون سلول پس از سوسپانسیون کردن در ۱۰ میلی لیتر محیط کشت کامل، بصورت یکنواخت درون چاهک‌های پلیت ریختیم. سپس پلیت حاوی سلول را در انکوباتور قرار دادیم و روز بعد، بعد از چک کردن وضعیت پلیت‌ها و سلول‌های قرار داده شده در آن ها، تست پلاسمای سرد اتمسفری با گاز آرگون را با استفاده از دستگاه جت پلاسما روی آن‌ها انجام دادیم.



شکل ۳: انجام تست پلاسمای آرگون بر روی سلول‌های HCT-116

در هر پلیت ۳۱ گروه و هرکدام با ۳ تکرار با ولتاژ(V) و فرکانس(F) مختلف در نظر گرفتیم. گروه‌ها متشکل از: کنترل و باقی گروه‌ها بصورت (F,V) عبارتنداز:

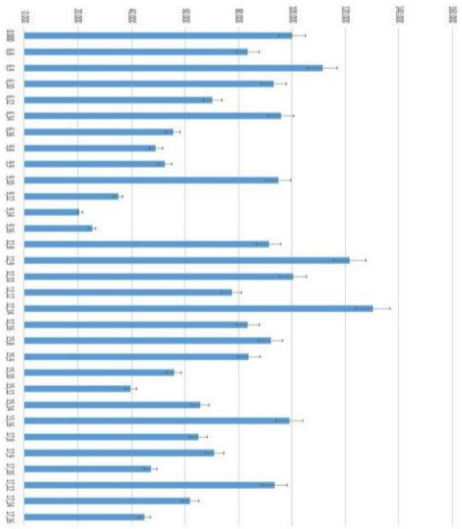
(6,8),(6,9),(6,10),(6,12),(6,14),(6,16),
(9,8),(9,9),(9,10),(9,12),(9,14),(9,16),
(12,8),(12,9),(12,10),(12,12),(12,14),
(12,16),(15,8),(15,9),(15,10),(15,12),
(15,14),(15,16),(17,8),(17,9),(17,10),
(17,12),(17,14),(17,16)

مشخصات الکتریکی دستگاه جت پلاسمای آرگون: ولتاژ کیلوولت، فرکانس کیلوهرتز و جریان میلی‌آمپر در بازه ۳ میلی‌آمپر تا ۱۰ میلی‌آمپر(به دلیل تغییر در ولتاژ و فرکانس) و توان مصرفی در محدوده ۲۰ وات تا ۱۲۰ وات. تست پلاسمای آرگون را بر روی یکی از پلیت‌ها به مدت ۶۰ ثانیه و بر روی پلیت دیگر به مدت ۹۰ ثانیه انجام دادیم. شرایط آزمایش به این شرح است: حجم سوسپانسیون سلولی در هر چاهک: ۱۰۰ می‌کرولیتر، جریان پلاسمای slm۲،۵، فاصله‌ی دهانه‌ی جت تا سطح محیط کشت: ۱ سانتی‌متر، گاز آرگون، رده سلولی HCT-116.

بعد از اتمام تست ها، پلیت‌ها را هرکدام به مدت ۲۴ ساعت درون انکوباتور قرار دادیم. پس از این زمان پلیت‌ها را از انکوباتور بیرون آوردیم و در تاریکی به هر چاهک از هردو پلیت به اندازه‌ی ۱۰۰ می‌کرولیتر از محلول MTT و محیط کشت اضافه کردیم و هرکدام را ۴ ساعت در انکوباتور قرار دادیم. ماده‌ی MTT باعث می‌شود سلول‌های زنده به کرستال‌های فورمازان تبدیل شوند و به رنگ بنفش درآیند. سپس پلیت‌ها را از انکوباتور بیرون آوردیم و بعد از خارج کردن محلول روی سلول‌ها به آن‌ها DMSO تزریق کردیم. DMSO باعث حل شدن کریستال‌های فورمازان می‌شود و محلول حاصل را به رنگ بنفش در می‌آورد. در مرحله‌ی بعدپلیت‌ها را جداگانه برای خوانش چگالی رنگ

چاهک‌ها در طول موج ۵۷۰ نانومتر وارد دستگاه ELISA reader کردیم و داده‌های مربوط به چگالی رنگ هرچاهک از هر پلیت را استخراج کردیم و با نرم‌افزار EXEL نمودار مربوط به هر پلیت را رسم کردیم.

شکل ٤: نمودار تست ٦٠ ثانیه‌ی پلاسمای آرگون به ترتیب فرکانس



شکل ٥: نمودار تست ٩٠ ثانیه‌ی پلاسمای آرگون به ترتیب فرکانس

نتیجه گیری

با بررسی نمودارها می‌بینیم که در تست ٦٠ ثانیه‌ی پلاسمای آرگون در خیلی از گروه‌ها رشد سلول‌ها متوقف شده و در بعضی دیگر، شاهد آپوپتوز هستیم. اما در تست ٩٠ ثانیه می‌بینیم که در اثر گروه‌ها آپوپتوز رخ داده و در تعداد کمی رشد سلول‌ها متوقف شده است. پس به این نتجه می‌رسیم که استفاده از پلاسمای سرد اتمسفری از نوع گاز آرگون در زمان‌های بالاتر از ٦٠ ثانیه نه تنها باعث توقف رشد سلول‌های سرطانی می‌شود بلکه افزایش آپوپتوز و مرگ آن‌ها می‌شود.

نتیجه‌ی دیگری که می‌توان گرفت این است که در ولتاژهای بالاتر، طول جت پلاسما افزایش میابد که این امر به افزایش آپوپتوز و کاهش رشد سلول‌های سرطانی کمک می‌کند.

سپاسگزاری

بدین وسیله از تمامی عزیزانی که در انجام این پژوهش ما را یاری کردند تشکر می‌کنم. ویژه‌تر از همه از دکتر حاتمی، دکتر رضایی و دکتر حاجی‌شریفی که با راهنمایی‌های

دلسوزانه و نظرات ارزشمندشان این تحقیق را هدایت کردند.

مراجع

1. Xiong, Z., Zhao, S., Mao, X., Lu, X., He, G., Yang, G., ... & Ostrikov, K. (2014). Selective neuronal differentiation of neural stem cells induced by nanosecond microplasma agitation. Stem Cell Research, 12(2), 387-399

2. He, Y., Gong, F., Jin, T., Liu, Q., Fang, H., Chen, Y., ... & Ostrikov, K. (2023). Dose-dependent effects in plasma oncotherapy: critical in vivo immune responses missed by in vitro studies. Biomolecules, 13(4), 707.

3. Shojaei, E., Zare, S., Shirkavand, A., Eslami, E., Fathollah, S., & Mansouri, P. (2022). Biophysical evaluation of treating adipose tissue-derived stem cells using non-thermal atmospheric pressure plasma. Scientific Reports, 12(1), 11127.

4. Park, J., Lee, H., Lee, H. J., Kim, G. C., Kim, D. Y., Han, S., & Song, K. (2016). Non-thermal atmospheric pressure plasma efficiently promotes the proliferation of adipose tissue-derived stem cells by activating NO-response pathways. Scientific reports, 6(1), 39298.

5. Freund, E., Liedtke, K. R., van der Linde, J., Metelmann, H. R., Heidecke, C. D., Partecke, L. I., & Bekeschus, S. (2019). Physical plasma-treated saline promotes an immunogenic phenotype in CT26 colon cancer cells in vitro and in vivo. Scientific reports, 9(1), 634.

6. Boeckmann, L., Berner, J., Kordt, M., Lenz, E., Schäfer, M., Semmler, M. L., ... & Bekeschus, S. (2024). Synergistic effect of cold gas plasma and experimental drug exposure exhibits skin cancer toxicity in vitro and in vivo. Journal of Advanced Research, 57, 181-196.

7. Bauer, G. (2018). Targeting protective catalase of tumor cells with cold atmospheric plasma-activated medium (PAM). Anti-Cancer Agents in Medicinal Chemistry (Formerly Current Medicinal Chemistry-Anti-Cancer Agents), 18(6), 784-804. [PubMed]

8.Griseti, E.; Kolosnjaj-Tabi, J.; Gibot, L.; Fourquaux, I.; Rols, M.P.; Yousfi, M.; Merbahi, N.; Golzio, M. Pulsed Electric Field Treatment Enhances the Cytotoxicity of Plasma-Activated Liquids in a Three-Dimensional Human Colorectal Cancer Cell Model. Sci. Rep. 2019, 9, 7583.

9. Kaur, R., Bhardwaj, A., & Gupta, S. (2023). Cancer treatment therapies: traditional to modern approaches to combat cancers. Molecular biology reports, 50(11), 9663-9676.

10. Adhikari, M., Adhikari, B., Ghimire, B., Baboota, S., & Choi, E. H. (2020). Cold atmospheric plasma and silymarin nanoemulsion activate autophagy in human melanoma cells. International journal of molecular sciences, 21(6), 1939.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P8-22

تاثیر تیمار پلاسمای فشار اتمسفری گلایدینگ ارک بر سطح برگ خشک و تازه توتون ویرجینیا

روژین تیمورپور[۱] بابک محمد حسینی [۲] مجید سلیمانی [۳] محمدرضا خانی [۴] حسین حاجی‌فتحعلی[۵]
[۳،۲،۱]دانشگاه بین المللی امام خمینی(ره)،دانشکده علوم پایه، قزوین
[۵،۴] دانشگاه شهید بهشتی،پژوهشکده لیزر و پلاسما،تهران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : rozhinteimoorpoor1999@gmail.com

چکیده

در این پژوهش با استفاده از دستگاه مولد پلاسمای سرد گلایدینگ آرک سطح برگ توتون ویرجینیا در حالت خشک و تازه در مدت زمان های متفاوت تیمار شد و اثرات ناشی از آن بر آبدوستی و سرعت خشک شدن به ترتیب با استفاده از آزمون زاویه تماس و اندازه گیری وزن نمونه‌ها مورد بررسی قرار گرفت. نتایج حاکی از افزایش آبدوستی وافزایش سرعت خشک شدن برگ است. این قابلیت‌ها در صنعت دخانیات به علت کوتاه کردن مدت زمان پردازش برگ‌ها از اهمیت اقتصادی بسیاری برخوردارند.

کلید واژه: پلاسمای گلایدینگ آرک، توتون ویرجینیا، آبدوستی، سرعت خشک کردن

The effect of Gliding Arc atmospheric pressure plasma treatment on the surface of dry and fresh Virginia tobacco leaves

Rozhin Teymourpour[1], Babak Mohammadhosseni [2]Majid Soleimani [3]And, Mohammadreza Khani [4] Hossein Hajifathali[5]
[1,2,3] Imam Khomeini International University, Faculty of Basic Sciences, Qazvin
[4, 5] Shahid Beheshti University, Laser and Plasma Research Institute, Tehran
*corresponding e-mail: rozhinteimoorpoor1999@gmail.com

Abstract

In this study, the surface of dried and also fresh Virginia tobacco leaves has been treated for different time periods using a Gliding Arc cold plasma generator, and its effects on hydrophilicity and drying rate were investigated. The results indicate increased hydrophilicity and increased leaf drying speed. These capabilities are of great economic importance in the tobacco industry due to shortening the leaf processing time.

Keywords: Gliding Arc plasma, Virginia Tobacco, Drying rate, Hydrophilicity

مقدمه

برگ توتون گرمخانه‌ای (ویرجینیا) که با جریان هوای گرم خشک می‌شود در ساخت فرآورده‌های دخانی گوناگون استفاده می‌شود. خشک کردن برگ توتون مهم ترین مرحله فرآوری آن است. این فرآیند ۵ تا ۷ روز طول می‌کشد و طی آن حدود ۹۷ درصد از رطوبت برگ کاسته می‌شود [1,4]. کاهش مدت زمان خشک شدن برگ‌ها از نظر اقتصادی برای صنعت دخانیات حائز اهمیت است. پس از خشک کردن توتون، به دلیل جلوگیری از شکستن برگ‌ها و همچنین کاهش الکتریسیته ساکن ایجاد شده بین آنها مجددا به آنها رطوبت داده می‌شود. همچنین، گاهی هنگام تخمیر و خرد کردن و قبل از بسته‌بندی، به منظور جبران قند از دست رفته و یا تولید محصولات دخانی با رایحه یا ویژگی خاص، ممکن است مواد قندی و سایر افزودنی‌ها به صورت محلول در آب، به برگ توتون اضافه گردد. غشا لیپیدی خارج سلولی پیوسته‌ای به نام کوتیکول بر روی سطح برگ توتون یکی از موانع برای خشک کردن و از دست

رفتن رطوبت برگ، و همچنین جذب مجدد آب و جذب سریع مواد افزودنی است [4,5]. در سال ۲۰۲۲ به منظور افزایش سرعت خشک شدن و آسیب به سد دفاعی برگ (کوتیکول) تنباکوی تازه ویرجینیا گونه ۲۰۲ از فناوری پلاسما جت استفاده شد. با این فناوری، زمان خشک شدن برگ ٪۳۷.۷ و ساقه آن ٪۱۹.۵درصد کاهش یافت اما این روش مناسب صنعت دخانیات نمی‌باشد[6]. همچنین گروه دیگری، از دستگاه پلاسمای کلینر در فشار پایین برای تیمار سطح کاغذ پایه‌ی تنباکوی بازسازی شده به منظور افزایش آبدوستی و بهبود ساختار آن استفاده کردند. اما این روش نیز، علی‌رغم تاثیر مثبت، به علت نیاز به پمپ خلا، پرهزینه و زمان‌بر است[8]. از این‌رو در این پژوهش، به منظور مخدوش کردن کوتیکول برگ توتون با روشی که قابلیت صنعتی شدن با بهره‌وری بالا و هزینه مناسب را دارا باشد، از فناوری پلاسمای گلایدینگ آرک استفاده شد و تاثیر آن بر آبدوستی و خشک شدن برگ مورد بررسی قرار گرفت.

مواد و روش ها

در این پژوهش بررسی اثر پلاسما بر دو شاخصه جداگانه مدنظر بوده است، اول تأثیر پلاسما بر سرعت خشک شدن برگ توتون و دوم تأثیر پلاسما بر میزان آبدوستی برگ خشک شده توتون. از آنجا که برگ تازه فقط در بازه زمانی خاص و کوتاهی از سال موجود است و خشک کردن آن با فرآیند خاص و استانداردی که در صنعت انجام می‌شود، در آزمایشگاه میسر نیست، تأثیر تابش پلاسما هم بر روی برگ‌های تازه و هم بر روی برگ‌های بطور صنعتی خشک شده بصورت جداگانه مورد سنجش قرار گرفت.

برگ‌های تازه توتون ویرجینیا از مرکز *تحقیقات تیرتاش* شرکت دخانیات ایران تهیه شد. پس از تیمار با پلاسما، خشک کردن این نمونه‌ها به صورت آزمایشگاهی و داخل فر با دمای $۵۰^{\circ}c$ انجام شد[2]. برگ‌های توتون ویرجینیا خشک‌شده نیز از شرکت *پارس روشنا* تهیه شد. طول برگ‌ها بین ۳۰ الی ۵۰ سانتیمتر و عرض آنها بین ۱۵ الی ۲۵ سانتیمتر بود. ساقه برگ ها جدا شد و هر کدام از برگ‌ها به دو قسمت تقسیم شدند. یک طرف هر برگ به عنوان نمونه شاهد و طرف دیگر آن به عنوان نمونه آزمایش انتخاب شد.

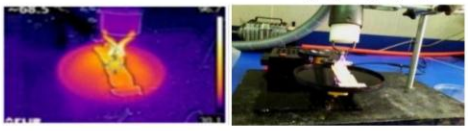
۳ نمونه از برگ‌های تازه انتخاب و سطح هر کدام به ترتیب ۱۰، ۱۵ و ۳۰ دور و در هر دور با سرعت حدودی ثابت ۱۴ cm^2/s با پلاسما تیمار شدند. علاوه بر این یک نمونه برگ تازه هم به منظور مقایسه بهتر درصد رطوبت و مدت زمان خشک شدن قبل و بعد از تیمار، به عنوان نمونه کنترل در نظر گرفته شد.

۴ نمونه از برگ‌های خشک شده نیز انتخاب و سطح هر نمونه به مدت‌های زمانی ۸۰، ۱۰۰، ۱۲۰و ۱۵۰ ثانیه تحت تابش پلاسمایی قرار گرفت.

کلیه آزمایشات با حداقل ۳ تکرار انجام گردید. میانگین داده های به دست آمده مورد آنالیز ANOVA قرار گرفت، بررسی بر اساس آزمون LSD در سطح ۵ درصد با نرم افزار Sigmastat version 2انجام شد که برای تک تک مقادیر متمایز بود. تمام آزمایشات در شرایط کنترل شده آزمایشگاهی با دمای محیطی ۲± ۲۵ درجه سانتی‌گراد و رطوبت نسبی ۵ ± ۴۰ درصد انجام شد.

تیمار پلاسمایی

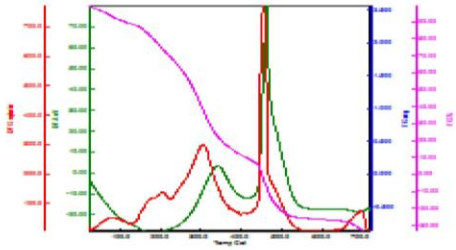
مولد پلاسمای مورد استفاده در این پژوهش، دستگاه گلایدینگ آرک با فرکانس منبع تغذیه $۵۰Hz$ و ولتاژ خروجی $۲۷Kv$ است که با توان کاری ۳۰۰ وات، تابش پلاسمایی تولید می‌کند. فاصله نازل تا سطح نمونه‌ها ۱/۵ سانتیمتر در نظر گرفته شد.



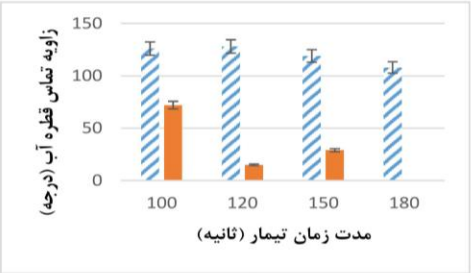
شکل۱. تصویر تیمار برگ خشک به وسیله دستگاه گلایدینگ آرک (راست) و تصویر دوربین حرارتی از آن (چپ)

آزمون ها و سنجش ها

به منظور اندازه‌گیری دمای تجزیه توتون و تعیین محدوده مجاز دمای تیمار با پلاسما، از روش *TGA* با دستگاهی به مدل *TGAL001* استفاده شد. همچنین به منظور پایش دمای سطح دستگاه و نمونه‌ها در حین فرایند تیمار از دوربین حرارتی مدل *EA FL-IR* استفاده شد. به منظور تعیین و بررسی میزان آبدوستی نمونه‌ها، اندازه گیری زاویه تماس استاتیک قطره آب با سه بار تکرار بر روی هر نمونه، سه ماه پس از انجام تیمار، در شرکت *نانومهندسی سطح ژیکان* انجام شد. به منظور سنجش میزان رطوبت باقی‌مانده در برگ‌های تازه نیز، جرم هر یک از نمونه‌ها، قبل و بعد از تیمار با پلاسما و همچنین بعد از هر ۳۰ دقیقه قرار گرفتن در فر اندازه‌گیری شد.



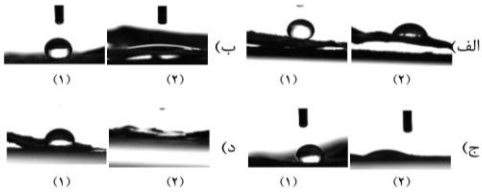
نمودار ۱. *TGA* توتون خشک قبل از تیمار



نمودار ۲. زاویه تماس قطره آب بر سطح برگ توتون خشک ـ ستون آبی هاشور خورده: نمونه های شاهد ـ ستون نارنجی توپر: نمونه های تیمار شده

بحث

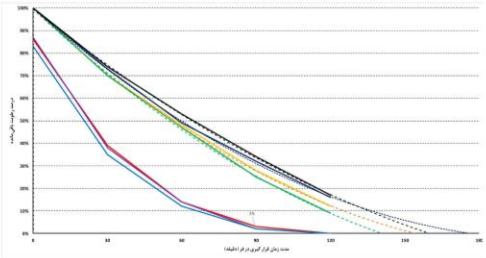
برای توتون خشک، نتایج *TGA* (آمده در نمودار ۱) با نتایج پژوهش‌های قبلی مطابقت داشت [8]، که نشان‌دهنده محدوده مجاز دمایی پایین‌تر از ۱۰۰ درجه است (محدوده زیر ۱۰۰ درجه مربوط به تبخیر آب نمونه می‌باشد). در این پژوهش دمای پلاسما از $65^{\circ}C$ تجاوز نکرد.



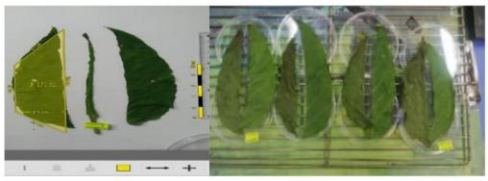
شکل۲. زاویه تماس قطره آب ـ الف، ب، ج و د به ترتیب متعلق به تیمار ۱۰۰، ۱۲۰، ۱۵۰ و ۱۸۰ ثانیه هستند. در هر مورد تصویر (۱) نمونه شاهد و تصویر (۲) نمونه تیمار شده است.

همانطور که در نمودار ۲ قابل مشاهده است، تیمار پلاسمایی موجب افزایش شدید آبدوستی شده است. این رفتار برای سبزیجات و پنبه و... نیز تکرار شده است. که معمولا دلیل آن تشکیل گروه های عاملی اکسیژن دار بیان میشود اما در مورد برگ ها تخریب کوتیکول را نیز میتوان در نظر گرفت[3]مشهود است که در تیمار ۱۸۰ ثانیه، زاویه تماس به صفر رسیده و سطح کامل آبدوست شده‌است. به منظور دستیافتن به یک معیار مطلوب و مفهوم در صنعت، برای مواردی که زاویه تماس آن‌ها کمتر از ۲۰ درجه بود، مدت زمان جذب ۵ میکرولیتر آب بر روی سطح برگ اندازه‌گیری شد. این مقدار برای نمونه تیمار شده به مدت ۱۲۰ ثانیه، ۲۲ ثانیه و برای نمونه با تیمار ۱۸۰ ثانیه، ۶ ثانیه است به دلیل قابل قبول بودن مدت زمان جذب آب در نمونه با تیمار۱۲۰ثانیه، با توجه به مصرف انرژی و سایر عوامل مؤثر اقتصادی و صنعتی می‌توان آن را تیمار بهینه درنظر گرفت.

در مورد برگ‌های تازه و تأثیر پلاسما بر افزایش سرعت خشک شدن آنها، همانطور که در نمودار ۳ قابل مشاهده است، منحنی‌های مربوط به نمونه برگ کنترل و شاهد مربوط به هر کدام از نمونه‌های ۱، ۲ و ۳، تقریبا بر یکدیگر منطبق اند و پس از۱۲۰ دقیقه قرارگیری در فر خشک نشدند. به منظور به دست آوردن مدت زمان لازم تا خشک شدن کامل این نمونه‌ها، منحنی داده‌های آنها پس از رسم، برون‌یابی شد. از این طریق، مدت زمان خشک‌شدن آنها (رطوبت باقی‌مانده کمتر از ٪ ۲)۱۶۰ دقیقه تخمین زده شد. این افزایش سرعت خشک شدن پس از تیمار با پلاسما ی سرد برای سبزیجات و میوه ها با لایه ی لیپیدی بر روی سطحشان نیز تکرار شده است[6,7]سرعت خشک شدن در هر سه نمونه تیمار شده با پلاسما تقریبا به یک اندازه افزایش یافت، نمونه‌های تیمار شده پس از ۹۰ دقیقه قرارگیری در فر حدود ۹۸٪ رطوبت خود را از دست دادند، که این مقدار کاهش رطوبت در صنعت مورد قبول است. این امر نشان دهنده آن است که همان ۱۰ دور تیمار با پلاسما، لایه کوتیکول سطح برگ‌ها را مخدوش کرده و افزایش مدت زمان تیمار تاثیر مضاعفی بر افزایش سرعت خشک شدن آن‌ها ندارد. از اینروی در این پژوهش، تیمار به مدت ۴۲ ثانیه (۱۰دور با سرعت پایش تقریبی cm^2/s ۱۴)، تیمار بهینه درنظر گرفته شد.



نمودار ۳. رطوبت باقی مانده در نمونه برگ‌های توتون پس از قرار گرفتن در فر در بازه‌های زمانی معین ـ مشکی: نمونه کنترل ـ زرد، سبز و نیلی: نمونه‌های شاهد ۱، ۲ و ۳ ـ قرمز، بنفش و آبی: نمونه‌های تیمار شده ۱، ۲ و ۳ به ترتیب ۱۰، ۱۵ و ۳۰ دور تیمار



شکل ۳. الف)تصویر برگ ها پس از ۳۰ دقیقه قرار گیری در فر ب)برگ‌های تازه و مراحل اندازه گیری مساحت

نتیجه گیری

در این اثر، به منظور کاهش مدت زمان خشک شدن برگ های تازه توتون و همچنین برای افزایش آبدوستی به منظور بهبود جذب رطوبت و مواد افزودنی محلول در آب که به ، از روش تیمار پلاسمایی با بکارگیری دستگاه گلایدینگ آرک استفاده شد. نتایج حاصل از اندازه گیری ها نشان می دهد که هم مدت زمان خشک شدن برگ های تازه کاهش یافت و هم اینکه آبدوستی برگ های خشک افزایش یافت. که میتوان آن را به مخدوش شدن کوتیکول برگ نسبت داد. در این پژوهش، مدت زمان بهینه‌ی تیمار برای برگ خشک با مساحت ۱۰سانتی متر مربع، ۱۲۰ ثانیه و برای برگ تازه، ۱۰ دور با سرعت پایش cm^2/s ۱۴ تعیین شد. در برگ‌های تازه، سرعت خشک شدن برگ‌های تیمار شده، ۷۵٪ افزایش یافت. با توجه به این نکته که مدت زمان خشک شدن در شرایط صنعتی حدودا ۵ تا ۷ روز(۱۲۰ تا ۱۶۸ ساعت) به طول می‌انجامد می توان این افزایش سرعت را برای شرایط صنعتی نیز در نظر گرفت و حدس زد که این مدت به (۶۷ تا ۹۴ ساعت) تقلیل می‌یابد که موجب کاهش قابل توجه مدت زمان فرآوری برگ‌های توتون در صنعت دخانیات می‌گردد.

سپاسگزاری

بدینوسیله از شرکت‌های دخانیات ایران، پارس روشنا، دانش بنیان ژیکان و از جناب آقای دکتر بابک شکری و

جناب آقای مهندس مجتبی‌شفیعی و دیگر افرادی که ما را در انجام این تحقیق همراهی کردند، کمال تشکر را داریم.

منابع

۱. خواجه‌پور, م. (۱۳۸۳). *گیاهان صنعتی* (چاپ سوم *ed.*). اصفهان: مرکز انتشارات جهاد دانشگاهی واحد صنعتی اصفهان.

۲. ستار, س. و. (۱۳۹۰). ارزیابی تغییرات نیکوتین گیاهان توتون (*Nicotiana tabacum L.*) جهش یافته با *T-DNA*. *سلول و بافت*, ۱۲۷-۱۳۳.

۳. Franziska Grzegorzewski, S. R. (۲۰۱۰). Surface morphology and chemical composition of lamb's lettuce (Valerianella locusta) after exposure to a low-pressure oxygen plasma,. *Food Chemistry*, ۱۱۴۵-۱۱۵۲.

۴. Hale, S. (nd.). *Humidification in tobacco production.* condair.com.au.

۵. J. Peacock, L. v. (۱۹۹۸). A FE-SEM study on the tobacco leaf epidermis. *South African Journal of Botany*, ۶۴ (۶), ۳۶۱-۳۶۷.

۶. Khudyakov, D. A. (۲۰۲۲). Influences of cold atmospheric plasma pretreatment on drying kinetics, structural, fractional and chemical characteristics of tobacco leaves. *Drying Technology*, ۴۰ (۱۵), ۳۲۸۵-۳۲۹۱.

۷. Seyed-Hassan Miraei Ashtiani, M. R. (۲۰۲۰). Impact of gliding arc plasma pretreatment on drying efficiency and physicochemical properties of grape,. *Emerging & Innovative Food Science Technologies*, ۱۰۲۳۸۱.

۸. Xuan, S. & Zhang, Z., Shu, Q., Ge, S., (۲۰۲۲). Plasma Treatment for Cellulose in Tobacco Paper-Base: The Improvement of Surface Hydrophilicity and Mechanical Property . *Materials*, ۱۵, ۴۱۸.

Paper ID: P4-18

بررسی ضریب تکثیر نوترون ۱۴.۱ مگاالکترون‌ولت در ضخامت‌های مختلف تنگستن

مروجی ، زهرا[۱و*]

۱ دانشگاه خوارزمی، دانشکده فیزیک، پژوهشکده پلاسما، تهران، ایران
*zahramoraveji@yahoo.com

چکیده

این پژوهش به بررسی خواص هسته‌ای تنگستن تحت تابش نوترون‌های ۱۴.۱ مگاالکترون‌ولت در دیوار اول توکامک‌های همجوشی، مانند SPARC، می‌پردازد. تنگستن به دلیل نقطه ذوب بالا، هدایت حرارتی مناسب، و مقاومت در برابر فرسایش و شوک‌های حرارتی، ماده‌ای ایده‌آل برای دیوار اول توکامک‌هاست. با استفاده از شبیه‌سازی مونت‌کارلوی Geant4 ، ضریب تکثیر نوترون در لایه‌های تنگستن با ضخامت‌های مختلف بررسی شد. هندسه مدل بر اساس توکامک SPARC با شعاع اصلی ۱۸۵ سانتی‌متر و چشمه نوترون ایزوتروپیک ۱۴.۱ مگاالکترون‌ولت طراحی شد. نتایج نشان داد که ضریب تکثیر نوترون با افزایش ضخامت تنگستن تا ۵۰ میلی‌متر از ۰.۹ به ۱.۳ افزایش یافته و سپس کاهش می‌یابد. این رفتار با تحلیل نظری همخوانی دارد. این نتایج بر اهمیت شبیه‌سازی دقیق برهم‌کنش‌های نوترون برای بهینه‌سازی طراحی دیوار اول توکامک‌ها و افزایش عمر مفید آن‌ها تأکید می‌کند.

کلمات کلیدی: بلنکت تنگستن، توکامک SPARC، ضریب تکثیر نوترون

Investigation of the 14.1 MeV neutron multiplication factor in different tungsten thicknesses

Moravveji, Zahra[1,*]

1 Plasma Research Center, Department of Physics, Kharazmi University, Tehran, Iran

* zahramoraveji@yahoo.com

Abstract

This study investigates the nuclear properties of tungsten under 14.1 MeV neutron irradiation in the first wall of fusion tokamaks, such as SPARC. Tungsten is an ideal material for tokamak first walls due to its high melting point, suitable thermal conductivity, low erosion, and resistance to thermal shocks. Using Geant4 Monte Carlo simulations, the neutron multiplication factor in tungsten layers of varying thicknesses was analyzed. The model geometry was based on the SPARC tokamak with a major radius of 185 cm and an isotropic 14.1 MeV neutron source. Results indicate that the neutron multiplication factor increases from 0.9 to 1.3 as tungsten thickness rises to 50 mm, then decreases. This behavior aligns with the theoretical analysis. findings highlight the importance of precise neutron interaction simulations for optimizing the design and extending the operational life of tokamak first walls.

Keywords: Tokamak SPARC, Blanket Tungsten, Neutron Multiplication Factor

دمای بالا برای تولید ۵۰ تا ۱۰۰ مگاوات انرژی همجوشی بهره می‌برد. دیواره‌های داخلی آن از تنگستن ساخته شده تا در برابر دماهای بالای پلاسما مقاومت کند. این طراحی کارآمد، SPARC را به گزینه‌ای امیدوارکننده برای تجاری‌سازی همجوشی تبدیل کرده است. این پژوهش بر اساس مشخصات این توکامک انجام شده است [۷].

روش کار

برای شبیه‌سازی، از ابزار مونت کارلوی Geant4 با فیزیک لیست شامل:

G4EmStandardPhysics، G4HadronElasticPhysics، G4HadronPhysic، FTFP_BERT_TRV استفاده شد که برای برهم‌کنش‌های نوترون با انرژی ۱۴.۱ مگاالکترون‌ولت مناسب است. همچنین از فیزیک‌لیست NeutronHPphysics در کد ارائه‌شده، یک سازنده فیزیکی در چارچوب Geant4 است که برای شبیه‌سازی دقیق برهم‌کنش‌های نوترون با انرژی پایین طراحی شده است. این فیزیک‌لیست از مدل‌های مختلف برهم‌کنش نوترون شامل پراکندگی الاستیک، غیرالاستیک، جذب نوترون و شکافت هسته‌ای استفاده می‌کند. مدل‌های به‌کاررفته شامل G4ParticleHPElastic برای پراکندگی الاستیک، G4ParticleHPInelastic برای برهم‌کنش‌های غیرالاستیک، G4ParticleHPCapture برای جذب نوترون و G4ParticleHPFission برای فرآیند شکافت هستند. همچنین، این فیزیک‌لیست از داده‌های سطح مقطع دقیق مانند: G4ParticleHPElasticData، G4ParticleHPInelasticData، و G4ParticleHPCaptureData و G4ParticleHPFissionData بهره می‌برد که امکان شبیه‌سازی دقیق رفتار نوترون‌ها را در انرژی‌های پایین فراهم می‌کنند. ویژگی بارز این فیزیک‌لیست، پشتیبانی از پراکندگی حرارتی (G4ParticleHPThermalScattering) برای نوترون‌های با انرژی بسیار پایین (کمتر از ۴ الکترون‌ولت) است که در کاربردهایی مانند راکتورهای هسته‌ای و مواد کندکننده اهمیت دارد. این فیزیک‌لیست با حذف فرآیندهای پیش‌فرض نوترون و جایگزینی آن‌ها با مدل‌های تخصصی، انعطاف‌پذیری بالایی در شبیه‌سازی فراهم می‌کند. استفاده از مدل‌های High Precision (HP) مبتنی بر داده‌های تجربی، دقت بالایی را در شبیه‌سازی برهم‌کنش‌های نوترون با مواد مختلف تضمین می‌کند. همچنین، قابلیت فعال یا غیرفعال کردن پراکندگی حرارتی از طریق دستورات تعریف‌شده توسط

مقدمه

توکامک‌ها، به‌عنوان دستگاه‌هایی برای تولید انرژی همجوشی هسته‌ای، به موادی با مقاومت بالا در برابر نوترون‌های پرانرژی ۱۴.۱ مگاالکترون‌ولت ناشی از واکنش دوتریوم-تریتیوم نیاز دارند [۱]. تنگستن به دلیل نقطه ذوب بالا (۳۴۲۲ درجه سانتی‌گراد)، هدایت حرارتی مناسب، فرسایش کم، و توانایی تحمل شوک‌های حرارتی، ماده‌ای ایده‌آل برای دیوار اول توکامک‌ها محسوب می‌شود [۲]. این ماده در برابر نوترون‌های پرانرژی، واکنش‌هایی نظیر پراکندگی الاستیک، غیرالاستیک) مانند((n,2n) ، و جذب را تجربه می‌کند که بر شار نوترون و آسیب‌های ماده اثر می‌گذارد [۳]. مطالعات نشان می‌دهند که شار نوترون ۱۴.۱ مگاالکترون‌ولت در دیوار اول توکامک‌ها، مانند ORMAK، به دلیل پراکندگی در مواد اطراف پلاسما کاهش انرژی می‌یابد و پیک طیف نوترونی پهن‌تر می‌شود [۳]. محاسبات مونت‌کارلو حاکی از آن است که توزیع پولوییدال شار نوترون در دیوار اول با شار اولیه تفاوت دارد، زیرا پراکندگی و جذب در پوشش‌های دیواره، مانند تنگستن، و مواد بلنکت تأثیر قابل‌توجهی دارند [۴]. این تفاوت‌ها در طراحی عمر دیوار اول اهمیت بسزایی دارند [۴]. برای بهینه‌سازی اقتصادی راکتورهای همجوشی، بار نوترونی دیواره باید در محدوده ۳ تا ۷ مگاوات بر متر مربع باشد که نیازمند آلیاژهای تنگستن با راندمان حرارتی بالا (۴۶ تا ۵۷.۵ درصد) است [۵]. تنگستن در مقایسه با بریلیوم مقاومت بیشتری در برابر آسیب‌های ناشی از جابجایی اتم‌ها نشان می‌دهد، هرچند بریلیوم رسوب انرژی بیشتری دارد [۶]. پوشش‌های تنگستن خالص و آلیاژهای تنگستن-کروم با فناوری اسپری سرد توسعه یافته‌اند که سختی بالا، چسبندگی مناسب به زیرلایه، و مقاومت در برابر اکسیداسیون را ارائه می‌دهند و امکان تولید لایه‌های ضخیم بدون منافذ را فراهم می‌کنند [۱۲]. در توکامک‌های مجهز به تزریق پرتو خنثی، توزیع غیرماکسولی یون‌های پرانرژی منجر به ایجاد اجزای غیرگاوسی در طیف نوترون‌های ورودی به دیوار اول می‌شود که برای شناسایی ویژگی‌های یون‌های پرانرژی اهمیت دارد [۱۱]. این مطالعات بر ضرورت شبیه‌سازی دقیق برهم‌کنش‌های نوترون با دیواره تنگستن برای بهینه‌سازی طراحی توکامک تأکید دارند [۳]. توکامکSPARC ، طراحی‌شده توسط سیستم‌های همجوشی مشترک‌المنافع (CFS) وMIT ، یک راکتور همجوشی فشرده با شعاع اصلی ۱.۸۵ متر و شعاع فرعی ۰.۵۷ متر است که از آهن‌رباهای ابررسانای

$$I_total = I_0 + I_1 + I_2 + I_3 + \cdots = I_0 \times (1 + \eta + \eta^2 + \ldots),$$

بر اساس داده‌های به‌دست‌آمده از پایگاه ENDF، سطح مقطع واکنش (n,2n) در انرژی ۱۴ مگاالکترون‌ولت برای تنگستن برابر با ۱.۹۹۲۳ بارن و برای واکنش (n,3n) برابر با ۰.۰۰۹۹ و سطح مقطع کل تنگستن در این انرژی

$\sigma_t = 5.47$ barn [8].

$\eta = (2.0121)/(5.47) \approx 0.368$

$$I_total = I_0 + I_1 + I_2 + I_3 + \cdots = I_0 \times (1 + \eta + \eta^2 + \ldots)$$

این سری همگراست و مجموع آن برابر است با:

$$k = I_total / I_0 = 1 / (1 - \eta) \approx 1.582$$

اما در حالت واقعی و برای ضخامت محدود بخشی از نوترون‌ها جذب ، بازتاب یا پراکنده می‌شوند. تابع $\exp(-\Sigma x)$ احتمال آن را بیان می‌کند که یک نوترون، بدون آن‌که در طول مسیر خود با اتم‌های ماده برهم‌کنش خاصی داشته باشد،از فاصله مشخصی عبور کند و Σ سطح مقطع کل (برحسب cm^{-1}) است ، Nچگالی اتم‌های تنگستن (اتم بر cm^{-1}) و داریم [۹]:

$$\Sigma = \sigma N , N = (\rho \times N_A) / M \approx (19.25 \times 6.022\times10^{23}) / 183.84 \approx 6.3 \times 10^{22} \text{ atoms/cm}^3$$

$\Sigma 1, \Sigma 2, \Sigma 3$ به ترتیب مربوط به واکنش‌های تکثیری، مصرفی و الاستیک نوترون در تنگستن است و k ضریب تکثیر نوترون در تنگستن است داریم:

$$k=ABC+AB+AC-R$$

یعنی نوترونهای بدون واکنش+نوترونهای فقط تکثیری+نوترونهای فقط پراکندگی - بازتاب

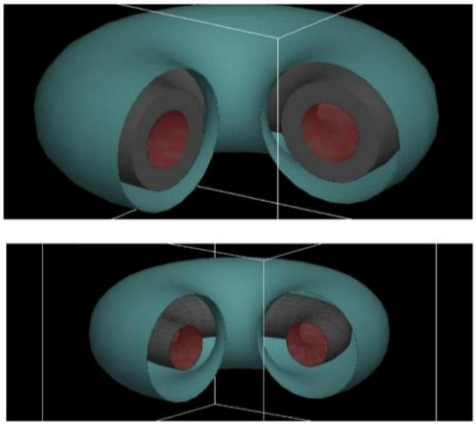
$$A= \exp(-xT2) , B= \exp(-xT1) , C= \exp(-xT3) , R= \exp(-5.3x)$$

با پارامترهای زیر فرم نمودار به صورت (شکل ۲) پیش‌بینی می‌شود:

$$T1=.12676 , T2=.003528 , T3=.1876$$

بحث و نتیجه‌گیری

G4GenericMessenger امکان تنظیم دقیق شبیه‌سازی‌ها را بر اساس نیازهای خاص فراهم می‌آورد. این ویژگی‌ها، NeutronHPphysics را به ابزاری قدرتمند برای شبیه‌سازی‌های هسته‌ای و کاربردهای مرتبط با فیزیک نوترون تبدیل کرده است. هندسه مدل بر اساس اندازه‌های توکامک SPARC شامل یک توروس پلاسما با شعاع داخلی صفر و شعاع خارجی ۵۷ سانتی‌متر و شعاع اصلی ۱۸۵ سانتی‌متر بود که با ماده G4_Galactic خلاء نسبی تعریف شد. لایه تنگستن به شکل توروس با شعاع داخلی ۵۷ و شعاع خارجی متغیر از ۵۷.۱ تا ۱۳۷ سانتی‌متر و شعاع اصلی ۱۸۵ سانتی‌متر به عنوان دیواره اولیه با ضخامت‌های مختلف شبیه‌سازی شد. (شکل۱) . چشمه نوترون حلقه‌ای با شعاع داخلی ۱۸۵ سانتی‌متر و شعاع خارجی ۱۸۸ سانتی‌متر، با توزیع ایزوتروپیک و انرژی ۱۴.۱ مگاالکترون‌ولت، تعداد ۱ میلیون نوترون تولید کرد. تعداد نوترون‌های خارج شده از لایه تنگستن با استفاده از آشکارساز حساس ثبت شد. ضریب تکثیر نوترون به عنوان نسبت نوترون‌های خروجی به ورودی محاسبه شد.

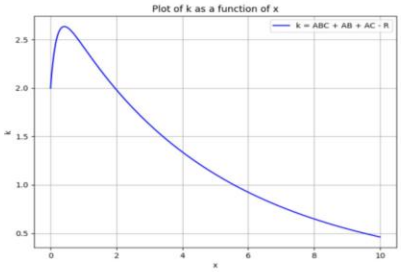


شکل ۱شبیه‌سازی ساده‌ی لایه پلاسما و دیوار اول توکامک SPARC و تغییر ضخامت لایه تنگستن در شبیه‌سازی

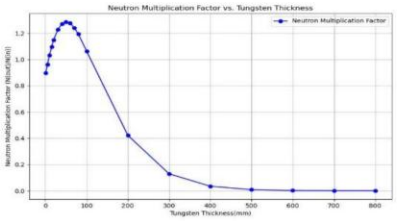
محاسبات

اگر یک شار اولیه I_0 از نوترون‌ها وارد تنگستن شود، و فرض شود هر نوترون با احتمال η بتواند باعث واکنش‌های تکثیری (n,2n) یا (n,3n) شود، نوترون‌ها به صورت زنجیره‌ای تکثیر می‌شوند:

شبیه‌سازی‌ها نشان داد که ضریب تکثیر نوترون با افزایش ضخامت لایه تنگستن تا ۵۰ میلی‌متر از ۰.۹ به ۱.۳ افزایش می‌یابد و پس از آن کاهش پیدا می‌کند. اوج نمودار در ضخامت ۵۰ میلی‌متر مشاهده می‌شود و در ضخامت‌های بیشتر، ضریب تکثیر به صفر نزدیک می‌شود. این نتایج با یافته‌های تحقیقات پیشین همخوانی دارد [۱۰]. تفاوت عددی ضریب تکثیر در ضخامت‌های کمتر از ۶۰ میلی‌متر بین شبیه‌سازی مونت‌کارلو و تحلیل نظری ممکن است به‌دلیل دقت ناکافی پارامترهای بازتاب یا سایر واکنش‌ها باشد، زیرا رفتار نوترون‌های پرانرژی به‌صورت پیچیده‌ای به پراکندگی و انرژی وابسته است. در این محاسبات، اثرات تکثیر چندباره و پراکندگی چندگانه در نظر گرفته نشده است، بااین‌حال، شکل کلی نمودار با نتایج شبیه‌سازی مونت‌کارلوی Geant4 مطابقت دارد. نمودار ضریب تکثیر نوترون بر حسب ضخامت تنگستن در شکل ۳ ارائه شده است.



شکل ۲ پیش‌بینی تحلیلی از فرم نمودار ضریب تکثیر نوترون در تنگستن بر حسب ضخامت



شکل ۳ نتایج شبیه‌سازی مونت‌کارلو با geant4 ضریب تکثیر نوترون برحسب ضخامت تنگستن

مرجع ها

[1] Sugiyama, S., et al. (2017). Physics of Plasmas, 24(9), 092517. https://doi.org/10.1063/1.4986859

[2] Cizek, J., et al. (2019). Coatings, 9(12), 836. https://doi.org/10.3390/coatings9120836

[3] Morgan, G. L., & England, A. C. (1975). Nuclear Instruments and Methods, 129(1), 1-9. https://doi.org/10.1016/0029-554X(75)90601-5

[4] Seki, Y., & Iida, H. (1980). Journal of Nuclear Science and Technology, 17(4), 301-304. https://doi.org/10.1080/18811248.1980.9732581

[5] Wong, C. P. C. (2000). Journal of Nuclear Materials, 283-287, 588-592. https://doi.org/10.1016/S0022-3115(00)00203-0

[6] Velasquez, C. E., et al. (2015). Materials Research Society Symposium Proceedings, 1769, 123-128. https://doi.org/10.1557/opl.2015.124

[7] Commonwealth Fusion Systems. (n.d.). SPARC: The high-field path to fusion energy. Retrieved from https://cfs.energy/sparc

[8] IAEA Nuclear Data Services. "Experimental Nuclear Reaction Data (EXFOR/CSISRS) Database." Available online: https://www-nds.iaea.org/exfor (accessed May 2025).

[9] Hussein, E. M. A. (2007). Mechanisms. In Radiation mechanics: Principles and practice (pp. 1–65). University of New Brunswick. Available online: 19 October 2007.

[10] García Gallardo, J. A., Giménez, M. A. N., & Gervasoni, J. L. (n.d.). Nuclear properties of Tungsten under 14 مگاالکترون‌ولت neutron irradiation for fusion-fission hybrid reactors. Annals of Nuclear Energy. Advance online publication. https://www.elsevier.com/locate/anucene

[11] Stubbins, J. F. (2024, May 14). *Review of advanced manufacturing technologies for fusion reactor materials (Technical Letter Report TLR-RES/DE/REB-2024-06).* U.S. Nuclear Regulatory Commission, Office of Nuclear Regulatory Research.

[12] Das, S. (2019). Recent advances in characterising irradiation damage in tungsten for fusion power. *SN Applied Sciences, 1*(1614). https://doi.org/10.1007/s42452-019-1591-0

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P2-07

تحول پالس لیزر در پلاسما و شتابگیری الکترون در آن

محمدرضا جعفری میلانی

پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی؛ پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای؛ تهران

mmilani@aeoi.org.ir

چکیده

در این مقاله، شتابگیری الکترون‌ها در اثر نیروی پاندرومتیو نسبیتی در پلاسمای فروچگال مورد بررسی قرار گرفته است. معادلات دیفرانسیل کوپل‌شده‌ی تحول پالس (فضایی و زمانی) در پلاسما، انرژی و حرکت الکترون‌ها استخراج، به صورت عددی و همزمان حل شدند. نتایج نشان می‌دهد که در برهمکنش لیزر پرشدت با پلاسما، به دلیل تأثیر نیروی پاندرومتیو نسبیتی، پالس لیزر خودکانونی (زمانی و فضایی) شده و الکترون‌ها به‌وضوح شتاب می‌گیرند. در ابتدا، انرژی الکترونها به صورت نوسانی در طول مسیر انتشار تغییر می‌کند، سپس این نوسانات از بین رفته و در نهایت به یک حالت پایدار می‌رسند و الکترون‌ها انرژی خالص بالایی کسب می‌کنند.

کلمات کلیدی: شتابگیری الکترون، نیروی پاندرومتیو نسبیتی.

laser pulse evolution in a plasma and electron acceleration in it

M. R. Jafari Milani
Photonics and Quantum technologies Research School, NSTRI, Tehran

Abstract

In this paper, electron acceleration due to the relativistic ponderomotive force in underdense plasma is investigated. The coupled differential equations describing the evolution of the pulse (spatial and temporal) in the plasma, as well as the energy and motion of electrons, are derived and solved simultaneously and numerically. The results show that, in the interaction of an intense laser with plasma, the laser pulse undergoes self-focusing (both spatial and temporal) due to the effect of the relativistic ponderomotive force, and the electrons are significantly accelerated. Initially, the electron energy fluctuates along the propagation path, then these fluctuations diminish, eventually reaching a steady state where the electrons gain substantial net energy.

Keywords: electron acceleration, relativistic ponderomotive force

مقدمه

انتشار نور لیزر در پلاسما در دهه‌های اخیر، به دلیل کاربردهای فراوان آن در همجوشی هسته‌ای، شتابگرهای پلاسمایی، لیزرهای اشعه ایکس و تولید هارمونیک‌های بالا مورد توجه فراوانی قرار گرفته است[۱-۳]. برهمکنش لیزر پرشدت با پلاسما می‌تواند منجر به اثرات غیرخطی شود که در بین آنها فرایند خودکانونی (وابسته به پهنای فضایی) و خودفشردگی (وابسته به پهنای زمانی) پالس لیزر از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است، زیرا تمام فرایندهای غیرخطی دیگر، تحت تأثیر تغییرات توزیع شدت لیزر در طول انتشار آن در محیط هستند. شتاب دادن ذرات به انرژی‌های بالا یکی از جنبه‌های مهم در برهمکنش لیزر- پلاسما می‌باشد چرا که محیط پلاسما دارای خصوصیات منحصر به فردی است که می‌توان از آن برای شتابدهی بهره جست. سرعت گروه پالس لیزری از سرعت نور کمتر است و الکترون‌های پلاسما می‌توانند بصورت تشدیدی با پالس برهمکنش داشته باشند[۴]. در این مقاله دینامیک باریکه لیزری گاوسی در حین انتشار در پلاسما و شتابگیری الکترون‌ها در اثر نیروی پاندرومتیو محوری پالس لیزر در پلاسما مورد مطالعه قرار گرفته است. ضمن محاسبه انرژی کسب شده‌ی الکترون‌ها در میدان لیزر، تاثیر تحول زمانی و فضایی پالس لیزر بر انرژی الکترون‌ها مورد بحث واقع شده است.

معادلات اساسی

با فرض اینکه یک پالس پرشدت لیزر با قطر لکه محدود با قطبش خطی در یک پلاسما با چگالی n_0 در راستای محور z منتشر می‌شود، میدان لیزر بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$\vec{E}(r,z,t)=\hat{x}A\left(t-\frac{z}{\eta_g c}\right)\exp\left(-i\omega\left(t-\frac{\eta z}{c}\right)\right), \qquad (۱)$$

در رابطه بالا $\tau=t-z/\eta_g c$ که زمان تاخیری است. دامنه پالس A لیزر گاوسی بصورت زیر داده می‌شود:

$$A^2=\frac{A_{00}^2}{f^2 g}\exp\left(-\frac{r^2}{2f^2 r_0^2}\right)\exp\left(-\frac{\tau^2}{2g^2\tau_0^2}\right), \qquad (۲)$$

r_0 ، τ_0 به ترتیب پهنای اولیه فضایی و پهنای اولیه زمانی پالس می‌باشد، g, f به ترتیب بیانگر اندازه پهنای فضایی و زمانی پالس، η ضریب شکست پلاسما، m,e بار و جرم الکترون و $\eta_g c=\eta c/(1+\omega_p^2\omega_c/2\omega(\omega-\omega_c)^2)$ سرعت گروه پالس لیزر است. با استفاده از میدان الکتریکی پالس لیزر (۱) و میدان مغناطیسی متناظر با آن عبارت $d/dt=(\mathrm{p}_z/\mathrm{m}\gamma)d/dt$، و کمیات بی‌بعد زیر $\tau_1=\omega\tau, \mathrm{T}=\omega\mathrm{t}, P_x=p_x/mc, P_y=p_y/mc,$ $Z=\omega z/c,$ (طول انتشار بهنجار) مولفه‌های معادله حرکت الکترون بی‌بعد شده به صورت زیر داده می‌شود:

$$\frac{dP_x}{dZ}=-a\exp[-\mathrm{i}(\mathrm{T}-\mathrm{Z}\eta)]\left[\left(\frac{\gamma}{P_z}-\eta\right)\times\frac{i(1-\eta_g\eta)}{\eta_g}\left(\frac{T-Z/\eta_g}{g^2\tau_1^2}+\frac{i\eta\left(T-Z/\eta_g\right)}{g\beta c^2}\frac{dg}{dZ}\right)\right]\times\exp\left[-i\left(\frac{(X^2+Y^2)}{2f}\frac{df}{dZ}+\frac{(T-Z/\eta_g)^2}{2\beta c^2 g}\frac{dg}{dZ}\right)\right], \qquad (۳)$$

$$\frac{dP_y}{dZ} = -ia\exp[-\mathrm{i}(\mathrm{T}-\mathrm{Z}\eta)]\left[\left(\frac{\gamma}{P_z}-\eta\right)\times\frac{i(1-\eta_g\eta)}{\eta_g}\left(\frac{T-Z/\eta_g}{g^2\tau_1^2}+\frac{i\eta\left(T-Z/\eta_g\right)}{g\beta c^2}\frac{dg}{dZ}\right)\right]\times\exp\left[-i\left(\frac{(X^2+Y^2)}{2f}\frac{df}{dZ}+\frac{(T-Z/\eta_g)^2}{2\beta c^2 g}\frac{dg}{dZ}\right)\right], \quad (۴)$$

$$\frac{dP_z}{dZ} = -\frac{a}{P_z}e^{-i(T-\eta Z)}\times\left[P_x \pm iP_y\right]\times\left[\left(\frac{\gamma}{P_z}-\eta\right)+\frac{i(1-\eta_g\eta)}{\eta_g}\left(\frac{T-Z/\eta_g}{g^2\tau_1^2}+\frac{i\eta\left(T-Z/\eta_g\right)}{g\beta c^2}\frac{dg}{dZ}\right)\right]\times\exp\left[-i\left(\frac{(X^2+Y^2)}{2\alpha f}\frac{df}{dZ}+\frac{(T-Z/\eta_g)^2}{2\beta c^2 g}\frac{dg}{dZ}\right)\right], \quad (۵)$$

$$\frac{dT}{dZ} = \frac{\gamma}{P_z} \quad (۶)$$

در روابط فوق $\gamma = \sqrt{1+P_x^2+P_y^2+P_z^2}$ بیانگر انرژی الکترون و $a_0 = eA_{00}/mc\omega,\ a = \frac{a_0}{f\sqrt{g}}e^{-(X^2+Y^2)c^2/2r_0^2\omega^2 f^2}e^{-(T-Z/\eta_g)^2/2g^2\tau_1^2}$ از طرفی از معادله تکانه (در حالت مانا) برای الکترون‌ها شامل ترم‌های گرادیان فشار و نیروی پاندرومتیو و شرایط شبه خنثایی پلاسما، توزیع چگالی الکترون‌ها با معادله زیر داده می‌شود:

$$n_{e\pm}(r,z,\tau) = n_{e0}\exp\left(-\frac{a_0}{T_{e0}}|A_\pm|^2\right), \quad (۷)$$

می‌توان تابع دی‌الکتریک پلاسما را در تقریب پیرامحوری، حول τ, r تا مرتبه دوم بسط (تیلور) داد:

$$\varepsilon_\pm(r,z) = \varepsilon_{0\pm}(z)+\frac{r^2}{r_0^2}\varepsilon_{r\pm}(z)+\frac{\tau^2}{\tau_0^2}\varepsilon_{\tau\pm}(z) \quad (۸)$$

$\varepsilon_0(z) = \varepsilon(r,z)|_{r=0}$. با جایگذاری میدان (۱) در معادله موج و با احتساب تقریب‌های WKB ($\partial^2 A/\partial z^2 \approx 0$) و پیرامحوری و با روش مشابه آنچه که در مرجع [۵] بکار رفته، معادلات (بی‌بعد شده) انتشار پالس لیزری گاوسی در یک پلاسما حاصل می‌شود:

$$\varepsilon_0\frac{\partial^2 f}{\partial Z^2} = \frac{\alpha^2}{\rho^4 f^3}-\frac{\alpha\varepsilon_r}{\rho^2}f, \quad (۹)$$

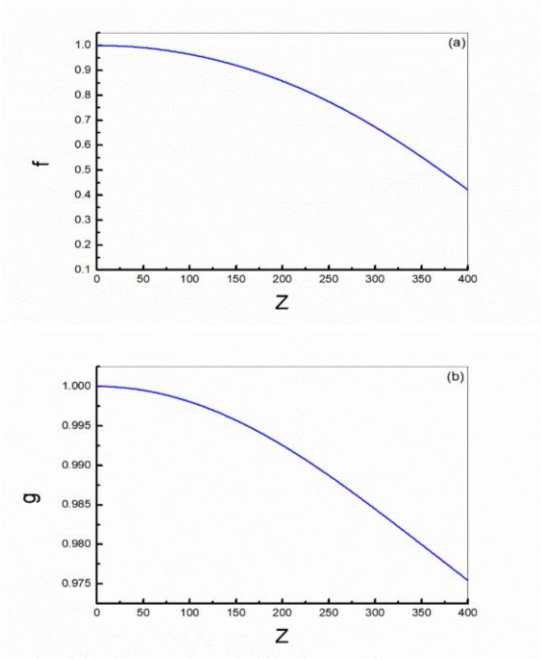
$$\varepsilon_0\frac{\partial^2 g}{\partial Z^2} = \frac{\beta^2}{g^3}\frac{\rho^4}{\tau_p^4}-\frac{\beta\rho^4\varepsilon_\tau}{\tau_p^2}g \quad (۱۰)$$

و $\rho = r_0\omega/c$ متغیرهای بدون بعد هستند و $\tau_p = \tau_0\omega/c$ و $\beta = (1-\varepsilon_0)/(c^2\varepsilon_0)$. رابطه (۹) معادلات دیفرانسیل مرتبه دوم حاکم بر تحول اندازه پهنای فضایی(f) و زمانی(g) پالس لیزر نسبت به فاصله انتشار Z در پلاسما است.

بحث و نتایج

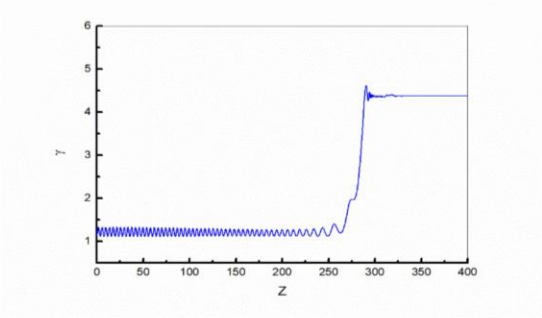
به منظور یافتن تغییرات $g(z), f(z)$ (متناظر با تحول فضایی و زمانی لیزر) و γ انرژی بهنجار الکترون برحسب تابعی از مسافت بهنجار (Z) طی شده در محیط پلاسما، مجموعه معادلات (۳-۵) و (۹و۱۰) با شرایط اولیه $f = g = 1$ و $T(0) = 0, df/dZ = dg/dZ = 0$ در $Z = 0$ و $P_z(0) = 0.5, P_x(0) = P_y(0) = 0$ همزمان به روش عددی حل شدند. پارامترهای اولیه‌ی لیزر و پلاسما به کار رفته عبارتند از: $\lambda_L = 1064\,nm$ طول‌موج لیزر نئودیمیوم یاگ، شدت اولیه $I_0 = 10^{17}\,W/cm^2$، اندازه لکه اولیه لیزر $r_0 = 20\,\mu m$ چگالی اولیه الکترون $n_0 = 10^{20}\,cm^{-3}$، پهنای پالس $\tau_0 = 80\,fs$ و دمای اولیه الکترون $T_e = 2.5\,keV$. چگالی بحرانی برای این طول‌موج $n_{cr} = 1.1\times10^{21}\,cm^{-3}$. در شکل (۱) تغییرات پارامتر پرتو g, f (اندازه پهنای فضایی و زمانی پالس لیزر) برحسب طول بهنجار انتشار Z (مسافتی که پالس لیزر در پلاسما طی می‌کند) رسم شده است. شکل

(۱) نشان می‌دهد که و پالس لیزر حین انتشار در پلاسما خودکانونی شده است چرا که مقدار پارامتر پرتو f<۱ است. همچنین نشان می‌دهد که با انتشار لیزر در پلاسما، پالس از لحاظ زمانی نیز فشرده شده است زیرا مقدار g نیز کمتر از ۱ شده است.



شکل (۱) تغییرات پارامتر بی‌بعد پهنای فضایی f (الف) و پهنای زمانی g (ب) پالس لیزری برحسب طول انتشار Z در پلاسما.

بنابراین اندازه لکه لیزر چه از نظر فضایی و چه از نظر زمانی در طول انتشار در پلاسما نسبت به مقدار اولیه آن (f=1) کوچکتر شده است و لذا شدت لیزر در داخل پلاسما بیشتر شده است. عامل غیرخطی، نیروی غیرخطی پاندرومتیو نسبیتی است و بر مشخصه‌های انتشار لیزر تأثیر می‌گذارد. در ابتدای انتشار پالس لیزر، همگرایی غیرخطی قوی‌تر از واگرایی پراش است و منجر به خودکانونی شدن پرتو لیزر و افزایش شدت محوری می‌شود. شکل (۲) نمودار پارامتر γ (انرژی الکترون) برحسب طول بی بعد Z در پلاسما، را نشان می‌دهد. در ابتدا، انرژی الکترون در طول مسیر انتشار دچار نوسانات شدیدی است سپس در نقطه خاصی الکترونها انرژی زیادی بدست می‌آورند و در نهایت به یک حالت پایدار می‌رسند و الکترون‌ها انرژی خالص بالایی کسب می‌کنند. به این دلیل است که نیروی پاندرومتیو نسبیتی در برهمکنش لیزر پرشدت با پلاسما، تأثیر حیاتی بر پرتو لیزر و الکترون‌ها دارد. در ابتدا، الکترون‌ها توسط جلوی پالس شتاب می‌گیرند؛ شتاب در این مرحله قویتر است، زیرا الکترون‌ها به محور نزدیک‌تر هستند. سپس وقتی الکترون‌ها به انتهای پالس می‌رسند (پس از عبور پالس)، از محور دورتر می‌شوند و نیروی پاندرومتیو تاخیری ضعیف‌تر است. بنابراین الکترون‌ها در جایی که عرض پرتو لیزر باریک و شدت بالا است، انرژی خالصی به دست می‌آورند. در پشت پالس، الکترون‌ها به طور مؤثری کاهش سرعت نمی‌یابند، زیرا پالس پس از کانون، واگرا شده و شدت آن کاهش می‌یابد.



شکل ۲: نمودار انرژی بهنجار الکترون γ برحسب طول انتشار بهنجار Z

به دلیل این عدم تقارن در شـتاب‌گیری، الکترونها می‌تواند در زمان عبور پالس لیزر، انرژی خالصی از پالس کسب کنند.

نتیجه‌گیری

در این مقاله، علاوه بر نحوه تحول پالس لیزر در پلاسما، شتاب‌گیری الکترون توسط نیروی پاندرومتیو نسبیتی آن در برهمکنش بین لیزر پرشدت و پلاسمای فروچگال تقریبا همگن مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان داد که الکترون‌ها می‌توانند به‌وضوح شتاب بگیرند و به راحتی توسط نیروی پاندرومتیو نسبیتی از کانون شتابگیری خارج شوند.

مراجع

[1] H.Hora, Laser Part. Beams 27,(2009) 207– 222.

[2] P.ZHANG, J.T.HE, D.B.CHEN, Z.H.LI, Y.ZHANG, W. LAN, Phys. Rev. E 57(1998), 3746–3752.

[3] P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting, and G. Joyce, Appl. Phys. Lett. 53, 2146–2148 (1988).

[4] A. Sharma and V. K. Tripathi, Phys. Plasmas 16, 043103 (2009).

[5] M. R. J. Milani, S. Rezaei and M. J. Jafari, Contrib. Plasma Phys, 2019,59.

دوازدهمین کنفرانس مهندسی و فیزیک پلاسما
PEP 2025
دانشگاه شهید بهشتی - ۷ و ۸ آبان‌ماه

Paper ID: P6-04

بررسی پلاسمای سرد در درمان اوتیت خارجی در مدل حیوانی

طیبه تقی زاده[۱]، علیرضا اکبرزاده باغبان[۲] و نسرین نواب صفا[۳*]
۱ گروه شنوایی شناسی، دانشکده توانبخشی، دانشگاه علوم پزشکی تهران، تهران، ایران
۲ مرکز تحقیقات پروتئومیکس، گروه آمار زیستی، دانشکده پیراپزشکی، دانشگاه علوم پزشکی شهید بهشتی، تهران، ایران
۳ گروه فیزیک، واحد تهران مرکزی، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران
*آدرس رایانامه نویسنده مسئول : navabsafa_n@iau.ac.ir

چکیده

در این مقاله، تأثیر پلاسمای سرد را به عنوان روشی نوین در درمان اوتیت خارجی بررسی می‌کنیم. آزمون ها در چهار گروه آزمایشی شامل گروه کنترل، گروه در معرض پلاسما، گروه داروی سیپروفلوکساسین و گروه ترکیبی پلاسما-سیپروفلوکساسین طبقه‌بندی شدند.تعداد کلونی‌ها در کشت میکروبی در هر گروه در طول ۵ روز اول پس از درمان شمارش شد. یافته‌های ما نشان می‌دهد که تعداد کلونی‌ها در گروه کنترل از نظر آماری با تعداد کلونی‌های گروه دارو، پلاسما و مخلوط متفاوت بود ($p < 0.001$). باتوجه به نتایج پلاسمای سرد را می‌توان به عنوان یک روش مؤثر برای درمان اوتیت خارجی معرفی کرد.

کلید واژه: اوتیت خارجی، پلاسمای سرد، مدل حیوانی

Study of Cold Plasma in External Otitis Treatment in an Animal Model

Tayebe Taghizade[1], Alireza Akbarzadeh-Baghban[2] and Nasrin Navab Safa[3]
1 Department of Audiology, Faculty of Rehabilitation, Tehran University of Medical Sciences, Tehran, Iran.
2. Proteomics Research Center, Department of Biostatistics, School of Allied Medical Sciences, Shahid Beheshti University of Medical Sciences, Tehran, Iran.
3. Department of Physics, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran.
*corresponding e-mail: navabsafa_n@iau.ac.ir

Abstract

In this article, we investigate the effect of cold plasma as a novel method in the treatment of external otitis. The tests were classified into four experimental groups including control group, plasma exposed group, ciprofloxacin drug group and plasma-ciprofloxacin combination group. The number of colonies in the microbial culture in each group was counted during the first 5 days after treatment. Our findings show that the number of colonies in the control group was statistically different from the number of colonies in the drug, plasma and mixture groups ($p < 0.001$). According to the results, cold plasma can be introduced as an effective method for the treatment of external otitis.

Keywords: Animal model, Cold plasma, External otitis.

مقدمه

اوتیت حاد خارجی یکی از شایع‌ترین عفونت ها مجرای شنوایی خارجی است اوتیت حاد خارجی با شروع سریع التهاب کانال گوش شروع می‌شود و منجر به قرمزی و تورم کانال، احساس پری در گوش و ترشح از کانال گوش می‌شود[۱]. التهاب کلنال گوش در اوتیت خارجی حاد عموماً ناشی از رشد باکتری‌ها و در موارد خاص، قارچ‌ها است. سودوموناس آئروژینوزا و استافیلوکوکوس اورئوس از شایع‌ترین پاتوژن‌های باکتریایی در اوتیت خارجی حاد هستند. حدود ۲۵ تا ۶۴ درصد از موارد اوتیت خارجی حاوی سودوموناس آئروژینوزا هستند که نوعی باکتری گرم منفی است و به راحتی در محیط مرطوب رشد می‌کند[۱،۲].

امروزه از استراتژی‌های درمانی مختلفی برای اوتیت خارجی استفاده شده است. گلوکوکورتیکوئیدهای موضعی با یا بدون آنتی‌بیوتیک، اسید با یا بدون آنتی‌بیوتیک، مخلوط اتانول، داروهای ضد قارچ و روغن‌ها برخی از این روش‌های معمول هستند. طبق منابع، رضایت کلی بیمار که در انتخاب استراتژی‌های درمانی به چهار عامل بستگی دارد: تسکین علائم، سرعت بازگشت به شرایط عادی، سهولت تجویز و عدم وجود عوارض جانبی دارو. به طور معمول در درمان موضعی، قطره‌های گوش حاوی ترکیبات استروئیدی ضدالتهاب و آنتی‌بیوتیک استفاده می‌شوند[۳]. در درمان اوتیت خارجی با استفاده از دارو باید خطر مقاومت دارویی باکتریایی در نظر گرفته شود. به منظور اجتناب از ایجاد مقاومت به آنتی‌بیوتیک ها روش های جدیدی مورد مطالعه و بررسی قرار گرفته است . پلاسمای اتمسفری سرد (CAP) یکی از روش هایی است می‌تواند به عنوان یک روش غیر دارویی جایگزین در این مورد پیشنهاد شود.

در دهه های اخیر فناوری پلاسمای سرد یک راه‌حل جدید و نوآورانه در بسیاری از کاربردهای زیست‌پزشکی ارائه می‌دهد [۴،۵]. مطالعات آزمایشگاهی مختلف، اثر ضدمیکروبی پلاسمای سرد اتمسفری را در برابر عوامل بیماری‌زای باکتریایی و قارچی مختلف، صرف نظر از مقاومت آنها، نشان داده‌اند. علاوه بر این، مطالعات بالینی و گزارش‌های موردی زیادی در مورد استفاده از پلاسما برای حیوانات و انسان‌ها، به ویژه در پوست و گوش و حلق و بینی وجود دارد[۵،۶].

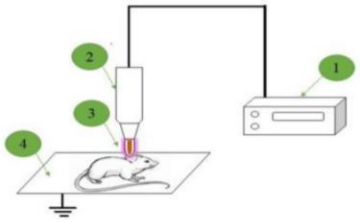
در مقاله حاضر، از پلاسمای سرد با تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD)برای درمان اوتیت خارجی حاد در مدل موش صحرایی استفاده شده است و اثربخشی روش پلاسمای سرد اتمسفری را در کنترل عفونت گوش مورد ارزیابی قرار می گیرد. علاوه بر این، نتایج روش پلاسما را با درمان دارویی مرسوم مقایسه می شود.

مواد و روش ها

مراحل نگهداری حیوانات در شرایط محیطی استاندارد مطابق با توصیه‌های کمیته اخلاق حیوانات انجام شد و روش آزمایش توسط کمیته اخلاق دانشگاه علوم پزشکی شهید بهشتی با شماره سند ۱۳۹۸.۸۱۸ تأیید شد. این مطالعه بر روی ۲۴ موش صحرایی نر، با سن ۱۲ تا ۱۶ هفته، وزن ۱۸۰ تا ۲۰۰ گرم، با مجرای شنوایی خارجی، پرده صماخ و گوش میانی سالم که توسط معاینه اتوسکوپ تأیید شده بودند انجام گرفت.

کانل گوش موش هادر شرایط بی‌هوشی به مدت ۴ دقیقه با کاغذ سنباده آسیب دیدند. تقریباً ۱ دقیقه پس از آسیب با ۰.۱ میلی‌لیتر محلول حاوی باکتری سودوموناس آئروژینوزا ATCC 27853 با غلظت 1.5×10^{7} CFU/ml آلوده شدند. پس از ۲۴ ساعت، نتایج کشت محیط گوش موش ها، ایجاد اوتیت خارجی در گوش راست ۲۴ موش را تأیید کرد. موش‌ها به طور تصادفی به ۴ گروه شش تایی تقسیم شدند. گروه اول، گروه کنترل بود که هیچ درمانی اعمال نشد. در گروه دوم، قطره سیپروفلوکساسین ۰.۲ میلی‌گرم بر کیلوگرم، یک بار در روز در گوش راست چکانده شد. در گروه سوم، پلاسمای سرد یک بار در روز و حدود ۵ دقیقه اعمال شد. در گروه چهارم، هم قطره سیپروفلوکساسین ۰.۲ میلی‌گرم بر کیلوگرم و هم پلاسمای سرد یکبار در روز استفاده شد.

برای درمان توسط پلاسما از پلاسمای سد دی الکتریک استفاده شد. پلاسمای تولید شده توسط پالس‌های ولتاژ بالا با دامنه ۱۳ کیلوولت در فرکانس ۱۶ کیلوهرتز تولید شدند. شکل ۱ طرحواره ای از چیدمان آزمون و شکل ۲ نمایی از تیمار پلاسمایی این مطالعه را نشان می دهد.



شکل ۱: طرحواره آزمایش (۱) ژنراتور ولتاژ بالا (۲) پروب مولد پلاسمای سد دی الکتریک (۳) موش و (۴) الکترود زمین.

شکل ۲: تصویری از تیمار گوش موش توسط پلاسمای سرد در این مطالعه.

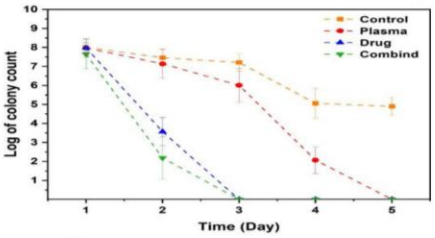
در این مطالعه طراحی پروب پلاسما بر اساس قالب تهیه شده از کانال گوش موش صحرایی انجام شد تا دسترسی به داخل گوش به صورت کامل میسر باشد. شکل ۳ پروب پلاسمای دارای این طراحی خاص مورد استفاده در این مطالعه را نشان می دهد

شکل ۳: تصویری از پروب پلاسمای سد دی الکنریک برای درمان اوتیت خارجی

در روزهای اول تا پنجم، نمونه‌هایی از کانال گوش همه حیولنات برای کشت باکتری جمع‌آوری شد و بر روی محیط کشت آگار مغذی تازه کشت داده شدند و سپس تعداد کلنی‌ها در هر پلیت شمارش شد.

بحث

داده‌های تعداد کلونی‌ها در گروه‌ها و روزها در شکل ۴ نشان داده شده است .



شکل ۴: داده‌های شمارش کلنی‌ها در روزهای آزمایش.

داده‌های تعداد کلونی نمونه‌ها در روز اول تفاوت معنی‌داری بین گروه‌ها نشان نداد ($p = ۰/۵۵۳$) این بدان معناست که همه نمونه‌ها در ابتدا تقریباً به طور مساوی آلوده بودند. با این حال، تعداد کلونی‌ها در گروه کنترل از نظر آماری با گروه‌های دارو، پلاسما و ترکیبی در روزهای دوم تا پنجم پیگیری متفاوت بود (به ترتیب $p=0.000$، $p=0.000$، $p=0.000$).اگرچه تعداد کلونی‌ها در گروه کنترل در طول روزهای مختلف پیگیری کمی کاهش یافت، اما هنوز هم با سایر گروه‌ها تفاوت معنی‌داری دارد. تجزیه و تحلیل تعقیبی نشان داد که تعداد کلونی‌ها در گروه پلاسما در روزهای ۲، ۳ و ۴ به طور قابل توجهی بیشتر از گروه‌های دارو و ترکیبی بود .($p < 0.05$) علاوه بر این، تجزیه و تحلیل آماری نشان داد که در گروه‌های دارو و ترکیبی، بهبود سریع از روز دوم مطالعه آغاز شد و در روز سوم هیچ باکتری روی پلیت مشاهده نشد. در گروه پلاسما، بهبودی از روز دوم پیگیری با سرعت کمتری شروع شد، به طوری که با سایر گروه‌های درمانی تفاوت معنی‌داری داشت و با این حال، در روز پنجم، هیچ باکتری روی پلیت مشاهده نشد.

کشت باکتری‌ها نشان داد که اعمال پلاسما به مدت ۵ روز می‌تولند منجر به حذف باکتری‌ها از کانال گوش خارجی در مقایسه با گروه کنترل شود که عفونت آنها در تمام ۵ روز پیگیری افزایش می‌یابد. با توجه به مطالعات مکانیسم‌های شیمیایی و فیزیکی مختلفی می توانند سبب غیرفعال‌سازی میکروارگانیسم ها شوند. پلاسما یون‌ها، مولکول‌ها و رادیکال‌های آزاد واکنش‌پذیری مانند اکسیژن اتمی(O) ، هیدروکسیل(OH) ، مولکول نیتروژن (N2)، آنیون سوپراکسید (O2-) و اکسید نیتریک (NO)تولید می‌کند [۴]. این عوامل فعال شیمیایی می توانند آسیب جدی به دیواره سلولی باکتری و نشت سیتوپلاسم باکتری از ترک‌ها و تخریب مولکول‌های DNAرا ایجاد نمایندو تابش اشعه ماوراء بنفش ناشی از گونه‌های پلاسما و ذرات باردار برخی از مکانیسم‌های احتمالی تعامل پلاسما با میکروارگانیسم‌ها هستند.

نتیجه‌گیری

این گزارش تأثیر پلاسمای اتمسفری سرد را به عنوان یک روش درمانی جدید بر روی اوتیت حاد خارجی نشان می‌دهد. یافته‌ها نشان داد که قرار گرفتن در معرض پلاسمای سرد می‌تواند عفونت اوتیت خارجی را کاهش دهد. علاوه بر این، ترکیب دو روش آنتی‌بیوتیک و پلاسما منجر به بهبود زودهنگام این بیماری خواهد شد. نتیجه این مطالعه، پلاسمای اتمسفری سرد را به عنوان یک روش درمانی در دسترس برای رفع عفونت در اوتیت خارجی در آینده پیشنهاد می‌کند.

مرجع ها

[۱] Demirel, H., Arlı, C., Özgür, T., İnci, M., & Dokuyucu, R. (2018). The role of topical thymoquinone in the treatment of acute otitis externa; an experimental study in rats. *The Journal of International Advanced Otology, 14*(2), 285.

[۲] Mai-Prochnow, A., Bradbury, M., Ostrikov, K., & Murphy, A. B. (2015). Pseudomonas aeruginosa biofilm response and resistance to cold atmospheric pressure plasma is linked to the redox-active molecule phenazine. *PloS one, 10*(6), e0130373.

[۳] Emgård, P., Hellström, S., & Holm, S. (2005). External otitis caused by infection with Pseudomonas aeruginosa or Candida albicans cured by use of a topical group III steroid, without any antibiotics. *Acta oto-laryngologica, 125*(4), 346-352.

[۴] Fathollah, S., Mirpour, S., Mansouri, P., Dehpour, A. R., Ghoranneviss, M., Rahimi, N., ... Chalangari, K. M. (2016). Investigation on the effects of the atmospheric pressure plasma on wound healing in diabetic rats. *Scientific reports, 6*(1), 19144.

[۵] Isbary, G., Heinlin, J., Shimizu, T., Zimmermann, J., Morfill, G., Schmidt, H. U., ... Li, Y. (2012). Successful and safe use of 2 min cold atmospheric argon plasma in chronic wounds: results of a randomized controlled trial. *British Journal of Dermatology, 167*(2), 404-410.

[۶] *Herbst, S. R., Hertel, M., Ballout, H., Pierdzioch, P., Weltmann, K.-D., Wirtz, H. C., ... Preissner, S. (2015). Bactericidal efficacy of cold plasma at different depths of infected root canals in vitro. The open dentistry journal, 9, 486.*