



کتابچه مقالات

۳۱ امین کنفرانس هسته ای ایران

» در این کتابچه، مقالات منتخب ارائه شده در ۳۱ امین کنفرانس ملی هسته ای ایران که از ۲۳ تا ۲۵ اردیبهشت ماه ۱۴۰۴ در مشهد برگزار شد، خواهید یافت.
» امیدواریم آن را مفید و لذت بخش بیابید!

مقالات حوزه:

فیزیک، فناوری پلاسما و گداحت هسته ای



پژوهشگاه علوم و فنون
هسته ای ایران

سازمان انرژی اتمی ایران

انجمن هسته ای ایران

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

پژوهشگران گرامی، اساتید ارجمند و همکاران محترم،

مایه افتخار و مسرت بنده است که به عنوان رئیس سی و یکمین کنفرانس ملی علوم و فنون هسته‌ای ایران، خیرمقدم گرم و صمیمانه خود را تقدیم شما عزیزان می‌نمایم. در ادامه موفقیت چشمگیر دوره‌های پیشین این کنفرانس، امسال نیز شاهد گردهمایی استثنایی و پربار دانشجویان، پژوهشگران و اندیشمندان برجسته از دانشگاه‌های کشور، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران و کارشناسان صنعت هستیم. کنفرانس امسال، با توجه به بازخوردهای ارزشمند دوره‌های قبل و نیازهای روز جامعه علمی و صنعتی، با رویکردی جامع‌تر و کاربردی‌تر برگزار می‌شود. محورهای متنوع کنفرانس شامل تکنولوژی و ایمنی راکتورهای هسته‌ای، چرخه سوخت، مواد و پسماند هسته‌ای، غنی سازی و تولید ایزوتوپ پایدار، پرتوپزشکی و پزشکی هسته‌ای، کاربرد پرتوها در صنعت، کاربرد پرتوها در غذا، دامپروری و کشاورزی، شتابدهنده و دستگاه‌های مولد پرتو، آشکارسازی و دزیمتری، فیزیک و فناوری پلاسما و گداحت هسته‌ای، فیزیک هسته‌ای، فناوری کوانتومی، مطالعات راهبردی و نرم می‌باشد. با افتخار اعلام می‌کنم که امسال بیش از ۳۷۰ مقاله کامل پذیرفته شده برای ارائه در این کنفرانس خواهیم داشت که از میان ۷۳ ارائه به صورت شفاهی و ۳۰ ارائه به صورت پوستر خواهند بود. همچنین با توجه به استقبال گسترده سال‌های گذشته، حدود ۳۰ نشست تخصصی و نیز نمایشگاه جانبی با رویکردی کاربردی‌تر و متنوع‌تر برگزار خواهند شد. پیش‌بینی می‌شود با احتساب فعالیت‌های جانبی، در حدود ۱۰۰۰ پژوهشگر در این رویداد علمی-فرهنگی در شهر مقدس مشهد حضور یابند. یکی از اهداف اصلی کنفرانس امسال، ایجاد پل ارتباطی مؤثرتر میان دانشگاه و صنعت است. ما معتقدیم دستاوردهای علمی زمانی ارزشمندتر خواهند بود که در مسیر حل مسائل واقعی جامعه و صنعت به کار گرفته شوند. از این رو، بخش ویژه‌ای به ارائه فرصت‌های همکاری میان پژوهشگران و صنایع اختصاص یافته است. در پایان، برای تمامی شرکت‌کنندگان، تجربه‌ای سرشار از دستاوردهای علمی، آموزنده و تحول‌آفرین را آرزومندم و امیدوارم این کنفرانس بتواند در ایجاد مسیری هموارتر برای گسترش کاربردهای یافته‌های علمی در صنعت و زندگی روزمره فراهم سازد.

با احترام،

دکتر جواد کریمی ثابت

رئیس سی و یکمین کنفرانس ملی علوم و فنون هسته‌ای ایران



برگزار کنندگان:



انجمن هسته‌ای ایران



سازمان انرژی اتمی ایران



پرو، شگاه علوم و فنون هسته‌ای



حمایت کنندگان:



Sharif University
of Technology

دانشگاه صنعتی شریف



Amirkabir University
of Technology

دانشگاه صنعتی امیرکبیر



Shahid Beheshti
University

دانشگاه شهید بهشتی



FERDOWSI UNIVERSITY
OF MASHHAD

دانشگاه فردوسی مشهد



K. N. Toosi University
of Technology

دانشگاه خواجه نصیر
الدین طوسی



وزارت علوم، تحقیقات و فناوری
دانشگاه تحصیلات تکمیلی
اصفهان

دانشگاه تحصیلات تکمیلی
کرمان



Isfahan University

دانشگاه اصفهان



Shiraz University

دانشگاه شیراز



شرکت مصباح انرژی
(سهامی خاص)

شرکت مصباح انرژی



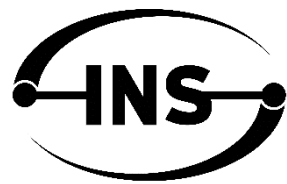
شرکت مادر تخصصی تولید مواد اولیه و سوخت هسته‌ای ایران
Iran Atomic Energy Production and Development Co.

تولید مواد اولیه و سوخت
هسته‌ای ایران



Energy Industry
Development Engineering Co.

شرکت مهندسی و توسعه
صنایع انرژی نوین



مرکز ملی نظام کیفیت و استاندارد اتمی ایران

شرکت فناوری‌های
پیشرفته ایران

مرکز ملی نظام کیفیت و
استانداردسازی اتمی ایران



مرکز نظام ایمنی هسته‌ای کشور

مرکز نظام ایمنی هسته‌ای
کشور



Radiation Application
Development Co.

شرکت توسعه کاربرد پرتوها



فهرست مقالات

- پیاده سازی الگوریتم آنالیز و تحلیل منحنی مشخصه ی پروب لانگمیر با هدف تفسیر و استخراج پارامترهای پلاسمای توکامک (کد مقاله : ۱۰۱۵)..... ۹
- طراحی، شبیه سازی و بررسی ملاحظات ساخت مکانیزم حرکتی پروب لانگمیر با هدف ارزیابی تاثیرپذیری مغناطیسی پلاسمای توکامک (کد مقاله : ۱۰۲۰)..... ۱۶
- شبیه سازی برهمکنش الکترون های گریزان با محدودکننده توکامک دماوند و ارزیابی تأثیر انرژی آنها بر محصولات تولید شده در اثر این برهم کنش (کد مقاله : ۱۰۳۴)..... ۲۳
- لایه نشانی کروم بر روی زیرکونیوم با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی (کد مقاله : ۱۰۶۴)..... ۳۱
- بهینه سازی فرآیند تصفیه پساب واحد نشاسته گیری حاصل از فرآوری سیب زمینی با کمک فناوری پلاسمای غیر حرارتی و روش های بیولوژیکی (کد مقاله : ۱۰۶۹)..... ۳۷
- طراحی سامانه تشخیصی تابش ایکس نرم با استفاده از آشکارسازهای دیودی در توکامک دماوند (کد مقاله : ۱۰۹۴)..... ۴۴
- طراحی و شبیه سازی یک سامانه کنترل خودکار برای استفاده در تنظیم کننده نوری (کد مقاله : ۱۱۰۲)..... ۵۳
- اندازه گیری تجربی چگالی الکترونی در منبع پلاسمای تشدید سیکلوترونی الکترون با استفاده از آهنرباهای دائمی به روش طیف سنجی نشر نوری (کد مقاله : ۱۱۰۳)..... ۶۱
- تحلیل تئوری اثر گرادیان چگالی و تبهگنی روی نرخ رشد ناپایداری ویبل در مدل جفت شده باریکه - پلاسما با تابع توزیع باریکه نسبیتی loss-cone (کد مقاله : ۱۱۱۵)..... ۷۰
- نقش امواج پس زمینه آلفون بر ناپایداری های الکترومغناطیسی رشته شدگی در پلاسما همجوشی (کد مقاله : ۱۱۱۶)..... ۷۷
- تولید و مشخصه یابی پلاسمای مایکروویو در حفره تشدید و محفظه خلأ با استفاده از روش های تشخیصی پروب لانگمویر (کد مقاله : ۱۱۲۲)..... ۸۴
- پتانسیل درمانی پلاسمای سرد در مقابله با تومورهای مغزی بدخیم (کد مقاله : ۱۱۳۱)..... ۹۱
- مشخصه یابی الکتریکی سامانه تولید پلاسمای سرد به روش تخلیه ی سد دی الکتریک سطحی (SDBD) به روش اندازه گیری جریان با استفاده از پیچه روگوفسکی (کد مقاله : ۱۱۵۰)..... ۹۸
- بررسی تاثیر ناهمسانگردی دمایی بر روی سوخت تبهگن پروتون- بور در همجوشی مغناطیسی- لختی (کد مقاله : ۱۱۶۳)..... ۱۰۴
- بررسی نقطه زینی توان گرمایشی و مرزهای پایداری در توکامک کروی (کد مقاله : ۱۱۷۰)..... ۱۱۲
- بررسی عددی تأثیر فشار گاز کاری بر مشخصات باریکه یونی حاصل از دستگاه پلاسمای کانونی MTPF-10KJ با استفاده از کد Lee (کد مقاله : ۱۲۰۴)..... ۱۱۹
- اثر ذرات مقید بر ناپایداری فیلامانی در پلاسمای مغناطیده (کد مقاله : ۱۲۲۱)..... ۱۲۷



- مطالعه خودکانونی شدن لیزر در بُره پلاسمای مغناطیده با استفاده از حساب وردشی (کد مقاله : ۱۲۲۵)..... ۱۳۴
- بررسی آنالیز حساسیت تغییرات انرژی پتانسیل اختلالی ناپایداری کینک بر حسب پارامتر بتای نرمال شده در توکامک مرجع (کد مقاله : ۱۲۴۶)..... ۱۴۰
- مطالعه‌ی تحلیلی آهنگ رشد ناپایداری ویبل با رویکرد افروزش سریع در همجوشی مغناطیسی-لختی در حضور گرادیان میدان مغناطیسی (کد مقاله : ۱۲۴۷)..... ۱۴۷
- مطالعه تجربی پرتو ایکس سخت و نرم پلاسمای سیم انفجاری (کد مقاله : ۱۲۵۲)..... ۱۵۶
- اندازه گیری انرژی یون های گسیل شده گاز هلیوم از دستگاه پلازما کانونی با استفاده از آرایه فنجان فارادی (کد مقاله : ۱۲۵۴)..... ۱۶۲
- مقایسه چگالی جریان باریکه یون قابل استخراج بین منابع پلاسمای القایی و هلیکون (کد مقاله : ۱۲۸۱)..... ۱۷۱
- تحلیل و بررسی برهم‌کنش یون دوتریوم با هدف تیتانیوم در مولدهای نوترونی (کد مقاله : ۱۲۸۳)..... ۱۸۰
- اندازه گیری پروفایل سه بعدی جریان های اشباع یونی و عدد ماخ در پلاسمای تخلیه تابان گاز آرگون به وسیله پروب دو بعدی مرکب ماخ - لانگمیر (کد مقاله : ۱۲۸۴)..... ۱۸۷
- تحلیل نفوذ و توزیع هیدروژن در مس تحت تأثیر تخلیه‌های پلاسمای کانونی با روش ERDA (کد مقاله : ۱۳۰۲)..... ۱۹۴
- بررسی تجربی تاثیر مقدار مقاومت شنت در زمان تشکیل و قدرت تنگش دستگاه پلاسمای کانونی مدر MTPF-2.4Kj (کد مقاله : ۱۳۲۰)..... ۲۰۲
- بررسی تاثیر پارامتر ولتاژ در پلازما تخلیه تابان بر چگالی و دمای الکترونی با روش OES (کد مقاله : ۱۳۲۴)..... ۲۱۰
- بهینه سازی لایه نشانی ساختار تیتانیومی به روش کندوپاش پلاسمایی با تغییر پارامتر دما (کد مقاله : ۱۳۲۸)..... ۲۱۸
- تحلیل چگالی و توزیع دمای منبع پلاسمای DC مگنترون با استفاده از نتایج شبیه‌سازی نرم‌افزار کامسول (کد مقاله : ۱۳۳۲)..... ۲۲۵
- مدل‌سازی جت پلازما اتمسفری و مشخصه‌یابی تجربی دما و چگالی الکترونی با روش طیف‌سنجی انتشار نوری (OES) (کد مقاله : ۱۳۳۳)..... ۲۳۲
- بازطراحی سیستم گرمایش اهمی توکامک البرز (کد مقاله : ۱۳۳۴)..... ۲۴۰
- بازطراحی بانک خازنی سیستم میدان چنبره‌ای توکامک البرز: شبیه‌سازی و تحلیل (کد مقاله : ۱۳۴۰)..... ۲۴۷
- ملاحظات ایمنی در تاسیسات گداخت هسته‌ای (کد مقاله : ۱۳۸۲)..... ۲۵۶
- طراحی و شبیه‌سازی پیچ‌های ایجاد میدان مغناطیسی در سامانه برهم‌کنش پلازما با ماده (کد مقاله : ۱۳۹۴)..... ۲۶۳
- بررسی اثر پلاسمای سرد اتمسفری در کاهش باقی‌مانده آنتی‌بیوتیک از شیر (کد مقاله : ۱۴۱۲)..... ۲۷۱



- شبیه‌سازی و بررسی پارامترهای ابعادی و الکتریکی منحرف‌کننده الکترواستاتیک برای سامانه باریکه خنثی 3keV (کد مقاله :
۱۴۲۵) ۲۸۱
- تحلیل واکنش‌های ناشی از برهم‌کنش الکترون‌های گریزان با دیواره محدود‌کننده توکامک دماوند (کد مقاله : ۱۴۳۰) .. ۲۸۸
- شبیه‌سازی موجبر سیلیکونی مستقل از قطبش بر مبنای سیلیکون عایق (SOI) (کد مقاله : ۱۵۳۴) ۲۹۸
- بررسی اثر تشکیل آب فعال پلاسما (PAW) بر ویژگی‌های شیمیایی آب شهری تهران و مشهد (کد مقاله : ۱۵۳۷) ۳۰۶
- استخراج سطوح شار تعادلی به روش عددی در پلاسمای توکامک (کد مقاله : ۱۵۴۹) ۳۱۵
- اثر ضرایب توانی تابع توزیع چگالی بر آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور مغناطیسی در پلاسمای چین‌های نایک‌نواخت (کد مقاله :
۱۵۵۱) ۳۲۳



پیاده سازی الگوریتم آنالیز و تحلیل منحنی مشخصه ی پروب لانگمیر با هدف تفسیر و استخراج

پارامترهای پلاسمای توکامک (کد مقاله : ۱۰۱۵)

جعفری، حسین^۱ - حبیبی، مرتضی^۱ - بابانژاد، سعید^۲

۱. دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده مهندسی انرژی و فیزیک، گروه مهندسی هسته ای

۲. دانشگاه تبریز، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک کاربردی

چکیده:

در این پژوهش، به بررسی منحنی مشخصه ی پروب لانگمیر با هدف ترسیم، تفسیر و استخراج پارامترهای پلاسمای مربوط به توکامک پرداخته شد. ضمن اینکه نواحی مختلف منحنی مشخصه ی پروب و امکان استفاده از هر یک از نواحی جهت استخراج پارامترهای پلاسمای تشریح شد، بیان گردید که اگر تحلیل داده‌ها، به مقادیر زیر و در محدوده ی پتانسیل شناور باشد، می‌توان از نظریه لانگمیر معمولی برای استخراج پارامترهای پلاسمای توکامک استفاده نمود. در ادامه با بیان روابط تاثیر گذار در محاسبه و استخراج پارامترهای پلاسمای توکامک، اقدام به کدنویسی و پیاده‌سازی الگوریتم آنالیز و تحلیل داده‌های پروب شد. پس از ارائه ی مدل پیشنهادی، به منظور اعتبارسنجی کد نوشته از نتایج تجربی دو توکامک دنیا استفاده و مقادیر دما و چگالی الکترون محاسبه شدند. در انتها، صحت و دقت بالای مدل پیشنهادی با مقایسه ی نتایج استخراج شده از آن با مقادیر ارائه شده در مقالات مرتبط با توکامک‌های T-۱۰ و TCV اعتبارسنجی گردید.

کلمات کلیدی: پروب لانگمیر، توکامک، پلاسمای، منحنی مشخصه.

Implementation of an Algorithm for Analyzing the Langmuir Probe Characteristic Curve with the Aim of Interpreting and Extracting Tokamak Plasma Parameters

Jafari, Hossein^۱ - Habibi, Morteza^۱ - Babanejad, Saeed^۲

۱. Amirkabir University of Technology, Faculty of Energy Engineering and Physics,
Department of Nuclear Engineering

۲. University of Tabriz, Faculty of Physics, Department of Applied Physics

Abstract:

In this research, the Langmuir probe characteristic curve was studied with the aim of drawing, interpreting and extracting plasma parameters related to Tokamak. In addition, the different regions of the probe characteristic curve and the possibility of using each of the regions to extract plasma parameters were explained. It was stated that if the data analysis is below the values and within the floating potential range, the ordinary Langmuir theory can be used to extract the tokamak plasma parameters. Next, by expressing the effective relationships in calculating and extracting of Tokamak plasma parameters, the algorithm for analyzing the probe data was coded and implemented. After presenting the proposed model, the experimental results of two Tokamaks in the world were used to validate the code and the temperature and electron density values were calculated. Finally, the high accuracy and precision of the proposed model was validated by comparing the results extracted from it with the values presented in articles related to T-۱۰ and TCV Tokamaks.

Keywords: Langmuir probe, tokamak, plasma, characteristic curve.

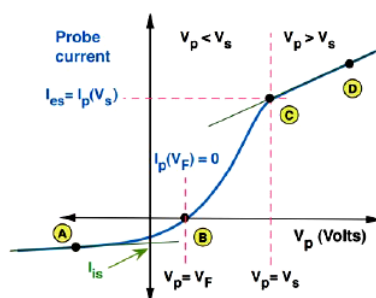


۱ - مقدمه:

پروب لانگمیر یکی از ارزشمندترین ابزارهای تشخیصی پلاسما است که امکان اندازه‌گیری دقیق چندین پارامتر پلاسما از جمله دمای الکترون، پتانسیل پلاسما و چگالی یون را فراهم می‌کند. بررسی مبانی نظری و تجربی برای تفسیر نتایج پروب لانگمیر در اواخر دهه هشتاد میلادی برای کاربردهای همجوشی [۱] و کاربردهای غیر همجوشی [۲] انجام شده است به طوریکه تا به امروز، این تجهیز بیشترین گزارش‌های مربوط به تشخیص لبه پلاسما در توکامک‌ها را به خود اختصاص داده است. پروب لانگمیر دارای ساختاری ساده و نسبتاً آسان برای پیاده‌سازی است، با این حال، تجزیه و تحلیل داده‌های آن بسیار دشوار است، و نظریه‌های متعددی برای مدل‌سازی رفتار پروب ارائه شده است [۳]. در ساده‌ترین شکل، پروب لانگمیر از یک سیم بسیار نازک تشکیل شده است و در حالی که در لبه‌ی پلاسما قرار می‌گیرد، توسط ولتاژ بایاس تغذیه می‌شود. سپس، جریان الکترونی که از طریق پلاسما و سپس از سیم عبور می‌کند، اندازه‌گیری می‌شود. با رسم منحنی جریان عبوری از پروب نسبت به ولتاژ بایاس، منحنی مشخصه‌ی پروب حاصل می‌شود. با تحلیل این منحنی مشخصه توسط مدل‌ها یا نظریه‌های مبتنی بر معادلات و فیزیک پروب لانگمیر می‌توان پارامترهای مختلف پلاسما را محاسبه کرد [۳]. در این پژوهش به بررسی منحنی جریان-ولتاژ پروب لانگمیر با هدف ترسیم، تفسیر و استخراج پارامترهای پلاسما‌ی مربوط به توکامک خواهیم پرداخت. به منظور صحت‌سنجی الگوریتم پردازشی، از منحنی مشخصه‌ی پروب لانگمیر دو توکامک T-10 (اکنون غیرفعال است) و توکامک TCV (همچنان فعال است) جهت ارزیابی کدهای نوشته شده براساس معادلات فیزیکی حاکم بر پروب لانگمیر استفاده خواهد شد.

۲ - منحنی مشخصه I-V پروب لانگمیر:

شکل دقیق منحنی مشخصه I-V یک پروب لانگمیر، به خواص پلاسمایی که در آن استفاده می‌شود و همچنین به هندسه و سایر ویژگی‌های خود پروب بستگی دارد. با این وجود، منحنی مشخصه‌ی I-V هر پروب لانگمیر را می‌توان از نظر کیفی به صورت منحنی مشخص شده در شکل ۱ با تفکیک سه ناحیه توصیف کرد: (۱) ناحیه اشباع الکترونی: زمانی که پتانسیل بایاس پروب از پتانسیل پلاسما بیشتر باشد، (۲) ناحیه تاخیر الکترون یا ناحیه گذار: زمانی که پتانسیل بایاس از پتانسیل پلاسما کوچکتر اما از پتانسیل شناور بیشتر باشد و (۳) ناحیه اشباع یونی: زمانی که پتانسیل بایاس از پتانسیل شناور کوچکتر است.



شکل ۱: توصیف کیفی منحنی مشخصه جریان-ولتاژ یک پروب لانگمیر؛ پارامتر V_p ولتاژ باباس، V_s ولتاژ پلاسما، V_F ولتاژ شناور، I_{es} جریان اشباع الکترون، I_p جریان پروب و I_{is} جریان اشباع یون می‌باشند.

با این تقسیم‌بندی می‌توان روابط کلی جریان الکترونی و یونی را در منحنی مشخصه پروب برای نواحی سه‌گانه بررسی و براساس این روابط، پارامترهای پلاسما‌ی توکامک را محاسبه نمود. توجه شود که براساس مدل‌های نظری ارائه شده در سال‌های گذشته، می‌توان از معادلات هر یک از سه ناحیه به صورت مجزا برای محاسبه‌ی پارامترهای پلاسما استفاده کرد [۱].



۳- مدل و روش اجرا: استخراج پارامترهای پلاسما بر مبنای مدل نظری استنبجی و مک کراکن

بطور کلی، تجزیه و تحلیل‌های منحنی مشخصه پروب لانگمیر برای پتانسیل‌های بایاس بالای پتانسیل شناور از رابطه‌ی نمایی ساده تبعیت نمی‌کند و استفاده از جریان اشباع الکترون برای تعیین دما یا چگالی چالش‌زا خواهد بود، فلذا مانع از دستیابی به نتایج قابل اعتماد می‌شود. در مقابل، در مقادیر کمتر از پتانسیل شناور، زمانی که جریان یون خالص در حال جمع‌آوری شدن است اتلاف تکانه‌ی الکترون‌ها را می‌توان نادیده گرفت. از این رو، اگر تحلیل داده‌ها به برازش منحنی مشخصه برای مقادیر زیر پتانسیل شناور محدود شود، می‌توان از نظریه لانگمیر معمولی بر اساس رابطه‌ی (۱) برای استخراج مقدار دما استفاده نمود؛

$$I_e = I_{e,sat} \exp[e(V_b - V_p) / kT_e] \quad (1)$$

که در آن I_e جریان الکترون، $I_{e,sat}$ جریان اشباع الکترون، V_b جریان بایاس، V_p پتانسیل پلاسما، k ثابت بولتزمن، T_e دمای الکترون می‌باشند. در حالت کلی، جریان الکترون خالص جمع‌آوری شده توسط پروب i_e برابر جمع جریان اشباع الکترون $i_{e,sat}$ و جریان اشباع یون $i_{i,sat}$ یعنی $i_e = i_{e,sat} + i_{i,sat}$ است، بطوریکه در پتانسیل شناوری که $V_b = V_f$ است، جریان خالص جمع‌آوری شده برابر خواهد بود با $|i_e| = i_i = i_{i,sat}$. از آنجا که V_f یک پارامتر خوش تعریف است، می‌توان جهت استخراج پارامترهای پلاسما توکامک، داده‌های تجربی $I-V$ را با رابطه (۲) برازش کرد [۱، ۴، ۵]؛

$$i_s = i_{i,sat} [1 - \exp\left(\frac{e(V_b - V_f)}{kT_e}\right)] \quad (2)$$

در نتیجه‌ی برازش منحنی با استفاده از رابطه بالا، پارامترهای دمای الکترون T_e ، پتانسیل شناوری V_f و جریان اشباع یون $i_{i,sat}$ به دست می‌آیند. رابطه تئوری جریان اشباع یون با ساده سازی معادله‌ی فوق بر اساس ضرایب ثابت به صورت زیر است [۱، ۵]؛

$$I_{i,sat}^* = 0.5en_s c_s A_p \quad (3)$$

که در آن n_e چگالی الکترون، A_p سطح موثر پروب در جهت میدان مغناطیسی و $c_s = [e(T_i + T_e) / m_i]^{1/2}$ سرعت اکوستیک یون، T_i دمای یون، T_e دمای الکترون و m_i جرم یون است. پتانسیل پلاسما V_p را می‌توان از ترکیب رابطه (۱) با رابطه (۳) برای جریان اشباع یون به دست آورد:

$$V_f = \frac{kT_e}{2e} \ln \left[2\pi \frac{m_e}{m_i} \left(1 + \frac{T_i}{T_e} \right) \right] (1 - \delta)^2 \quad (4)$$

δ ضریب گسیل ثانویه است.

اکنون به روش استخراج پارامترها بر می‌گردیم. در بخش نرم افزار و الگوریتم پردازشی پروب لانگمیر ابتدا تمامی کدها در محیط MATLAB و بر اساس روابط فیزیکی حاکم بر منحنی مشخصه پروب نوشته می‌شود، سپس با کمک توابع FIT اقدام به استخراج یک معادله‌ی هم مرتبه از رابطه‌ی (۲) می‌کنیم. برای اینکار از تکنیک برازش کمترین مربعات غیر خطی داده‌های اندازه گیری شده نمودار $I-V$ بر پایه رابطه (۲) حول پتانسیل شناوری استفاده می‌کنیم. تحت این شرایط و بر اساس روابط (۳) و (۴) اقدام به تعیین مقادیر اولیه‌ی ضرایب ثابت معادله خواهیم کرد. سپس، با حل معادله توسط نرم افزار MATLAB مقادیر مجهول شامل چگالی و دما استخراج خواهند شد. توجه شود که در دستیابی به خروجی با دقت بالا، نیاز به چندین بار فرایند FIT و حل معادلات می‌باشد تا ضرایب ثابت به درستی درون یابی شوند. فلذا، با حداقل نمودن خطای محاسبات می‌توان ضرایب نهایی را برای پلاسماهای چگال که در حضور میدان مغناطیسی قوی هستند استفاده نمود. با اجرای فرایند فوق الذکر،



در ابتدا پارامترهای T_e ، V_f و $i_{i,sat}$ استخراج خواهند شد. سپس با استفاده از روابط (۳) و (۴) با فرض دانستن T_i ، پارامترهای پتانسیل پلاسما V_p و چگالی الکترون n_e به دست می‌آیند.

در مدل نظری استنجی، در استخراج n_e از شرایط پتانسیل شناوری $V_b = V_f$ استفاده می‌شود که همانطور که اشاره شد در آن $|i_e| = i_i = i_{i,sat}$ می‌باشد. بنابراین، تحت این شرایط $T_e = T_i$ خواهد شد. خطای این فرض در اغلب موارد قابل چشم‌پوشی است، چراکه اندازه‌گیری دمای مربوط به لبه‌ی پلاسما نشان داده است که $T_i \geq T_e$ و نه $T_i \gg T_e$. در هر صورت نشان داده شده است که خطای این تقریب برابر با $(1 + T_i / T_e)^{1/2}$ است و از آن می‌توان برای اصلاح نتایج واقعی استفاده کرد.

۴ - نتایج و بحث:

با توجه به این حقیقت که رفتار منحنی مشخصه‌ی جریان-ولتاژ پروب لانگمیر در تمامی مولدهای پلاسما مشابه یکدیگر است، می‌توان اعتبارسنجی کد نوشته شده را با استفاده از منحنی مربوط به توکامک‌های فعال و غیرفعال دنیا که اطلاعات آنها در دسترس است، مورد آزمون قرار داد. لذا، در ادامه به منظور صحت‌سنجی کد نوشته شده، از داده‌های دو توکامک T-10 (اکنون غیرفعال است) و توکامک TCV (همچنان فعال است) استفاده می‌شود و سپس، نتایج حاصل از کد نوشته شده با نتایج ارائه شده در مقالات مقایسه خواهد شد.

۴-۱- نتایج اعتبارسنجی مدل پیشنهادی در استخراج پارامترهای توکامک T-10

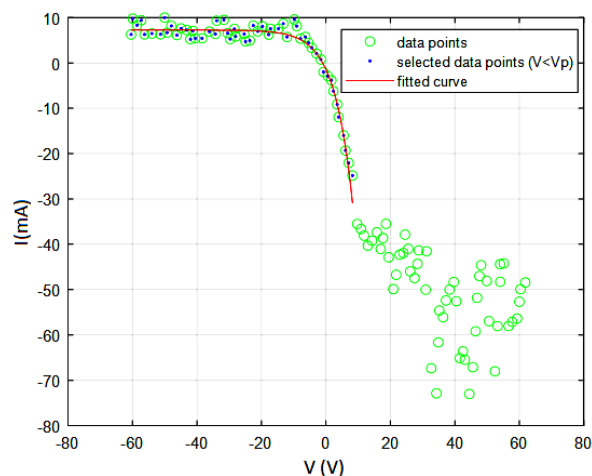
در اولین آزمون سنجش کد نوشته شده جهت محاسبه‌ی پارامترهای پلاسما، از منحنی مشخصه‌ی جریان-ولتاژ توکامک روسی T-10 که در سال ۱۹۷۵ راه اندازی شد [۶] استفاده می‌شود. در این آزمون، داده‌های استخراج شده از مرجع [۷] مورد استفاده قرار می‌گیرد. به منظور اعتبار سنجی مدل پیشنهادی در این پروژه با استفاده از منحنی مشخصه‌ی پروب توکامک T-10، ابتدا باید اعداد مربوط به جریان و ولتاژ این منحنی را استخراج کرد. سپس، با رسم منحنی در محیط نرم افزار متلب و تعیین تابع fit، اقدام به انجام برازش منحنی با استفاده از تکنیک برازش کمترین مربعات غیر خطی داده‌های اندازه‌گیری شده نمودار I-V بر پایه رابطه (۲) حول پتانسیل شناوری می‌کنیم. با اجرای برنامه‌ی نوشته شده در محیط نرم افزار متلب، منحنی برازش شده و داده‌ها مطابق با شکل‌های ۲ و ۳ استخراج می‌شوند.

همانطور که از شکل ۳ مشاهده می‌شود دمای الکترون استخراج شده توسط کد پیشنهادی ما در حدود ۵/۵eV است که به دمای ثبت شده در مرجع [۷] که مقدار ۵eV است، نزدیک می‌باشد. علت خطای موجود نیز می‌تواند به دلیل خطای دیتابرداری از روی منحنی مقاله و تفاوت معادلات برازشی استفاده شده در کد با معادلات برازشی مقاله باشد.

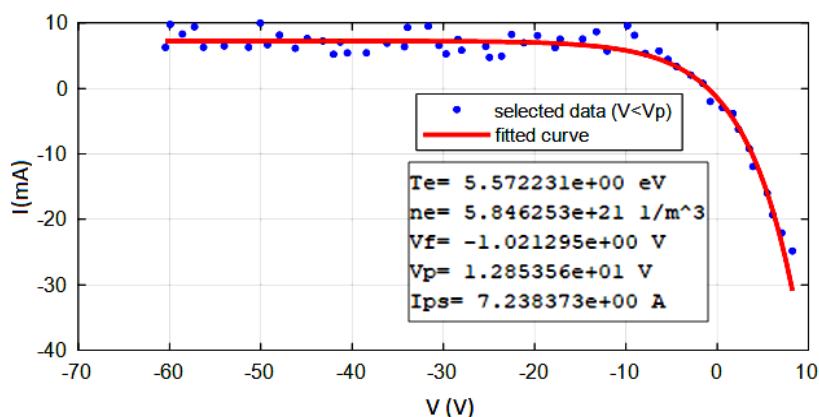
پس از استخراج پارامترهای T_e ، V_f و $i_{i,sat}$ و با استفاده از شرایط پتانسیل شناوری یعنی $V_b = V_f$ و $T_e = T_i$ ، پارامتر چگالی الکترون n_e به دست می‌آید. نتیجه‌ی محاسبه‌ی سایر پارامترهای منحنی مشخصه مانند چگالی الکترون، پتانسیل شناور، پتانسیل پلاسما و جریان اشباع یونی نیز با توجه به توضیحات ارائه شده، در شکل ۳ قابل مشاهده می‌باشد.

۴-۱- نتایج اعتبارسنجی مدل پیشنهادی در استخراج پارامترهای توکامک TCV

در دومین آزمون مدل پیشنهادی، از داده‌های استخراج شده مربوط به توکامک TCV استفاده می‌کنیم [۸]. با اجرای برنامه‌ی نوشته شده در محیط نرم افزار متلب، منحنی برازش شده و داده‌ها مطابق با شکل ۴ استخراج می‌شوند.



شکل ۲: منحنی مشخصه I - V پروب لانگمیر تکی مربوط به توکامک T-10. دایره های توخالی، داده های کل؛ نقاط توپر، داده های انتخاب شده در حوالی V_f ؛ و خط توپر، نتیجه برازش منحنی است.



شکل ۳: منحنی مشخصه I - V پروب لانگمیر تکی مربوط به توکامک T-10. نقاط توپر، داده های انتخاب شده تا نزدیکی پتانسیل پلاسما و خط توپر نتیجه برازش منحنی است.

با دقت در شکل ۴ می توان مقادیر پارامترهای دمای الکترون T_e ، پتانسیل شناوری V_f ، جریان اشباع یونی $i_{i,sat}$ و چگالی الکترون را مشاهده نمود. پارامترهای استخراج شده توسط معادلات مدل پیشنهادی عبارت هستند از:

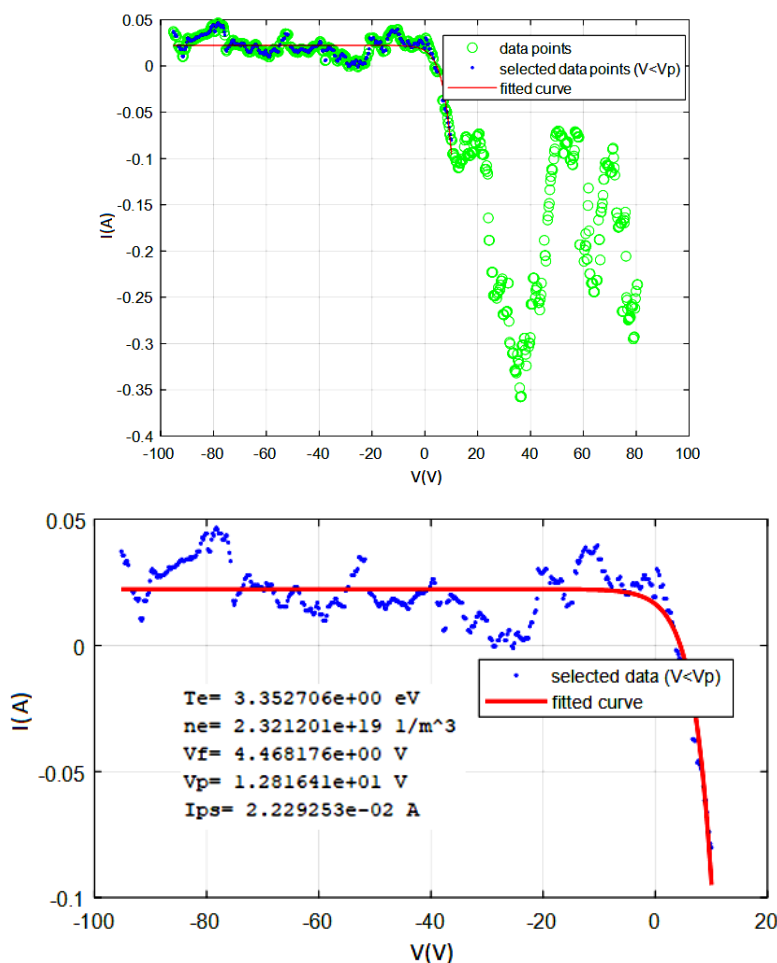
$$i_{i,sat} = 22 \text{ mA}$$

$$T_e = 3.35 \text{ eV}$$

$$V_f = 4.47 \text{ V}$$

$$n_e = 2.32 \times 10^{19} \text{ m}^{-3}.$$

با مراجعه به نتایج مربوط به محاسبه چگالی الکترون در توکامک TCV [۸] مشاهده می شود که دمای الکترون ارائه شده در مقاله، در حدود ۳-۴ eV و چگالی آن در حدود 10^{19} m^{-3} (۵/۸۴-۰/۵) محاسبه شده است که نشان از نزدیکی نتایج کد نوشته شده با مقادیر منتشر شده است.



شکل ۴: منحنی مشخصه‌ی پروب لانگمیر تکی مربوط به توکامک TCV. در شکل بالا: دایره‌های توخالی، داده‌های کل؛ نقاط توپر، داده‌های انتخابی کوچکتر از V_p ؛ و خط توپر، نتیجه برازش منحنی است. شکل پایین: نقاط انتخابی و نتایج حاصل از کد را نشان می‌دهد.

۵ - نتیجه گیری:

در این پژوهش به بررسی منحنی جریان-ولتاژ پروب لانگمیر با هدف ترسیم، تفسیر و استخراج پارامترهای پلاسمای مربوط به توکامک پرداخته شد. توضیح داده شده که تجزیه و تحلیل‌های منحنی مشخصه پروب لانگمیر برای پتانسیل‌های بایاس بالای پتانسیل شناور از رابطه‌ی نمایی ساده بهره نمی‌برد و استفاده از جریان اشباع الکترون برای تعیین دما یا چگالی چالش‌زا خواهد بود، فلذا مانع از دستیابی به نتایج قابل اعتماد می‌شود. در مقابل، در مقادیر کمتر از پتانسیل شناور، زمانیکه جریان یون خالص در حال جمع‌آوری شدن است اتلاف تکانه‌ی الکترون‌ها را می‌توان نادیده گرفت. از این رو، اگر تحلیل داده‌ها به برازش منحنی مشخصه برای مقادیر زیر پتانسیل شناور محدود شود، می‌توان با دقت بیشتری از این ناحیه برای محاسبه‌ی پارامترهای پلازما استفاده نمود. در ادامه با بیان روابط تاثیر گذار در محاسبه و استخراج پارامترهای پلاسمای توکامک، اقدام به کدنویسی و پیاده‌سازی الگوریتم آنالیز و تحلیل داده‌های پروب نمودیم. پس از ارائه‌ی مدل پیشنهادی، به منظور اعتبارسنجی کد نوشته از نتایج تجربی دو توکامک دنیا استفاده و مقادیر دما و چگالی الکترون محاسبه شدند. در انتها، با مقایسه‌ی نتایج استخراج شده از مدل پیشنهادی با مقادیر ارائه شده در مقالات مرتبط با توکامک‌های T-10 و TCV اعتبارسنجی مدل پیشنهادی با دقت بالایی نشان داده شد.



۶ - مراجع:

- [۱] G. M. PC. Stangeby, "Review Paper: Plasma boundary phenomena in tokamaks Nuclear Fusion," 30: 1225-1379. DOI: 10.1088/0029-5515/30/7/005.
- [۲] U. M. p. a. L. p. i. a. d. L Oksuz and N Hershkowitz, unmagnetized, non-uniform plasma," Plasma Sources Science and Technology, vol. ۱۳, p. ۱۰, ۲۰۰۴.
- [۳] F. Chen, "electric probes in "plasma Diagnostic Techniques", Editors RH Huulestone and SL Leonard," ed: Academic Press, NY, ۱۹۶۵.
- [۴] M. "Tokamak plasma diagnosis by electrical probes", G.F. , ۱۹۹۴, Plasma Physics and Controlled Fusion,v. ۳۶(۱۰); p. ۱۵۹۵-۱۶۲۸.
- [۵] T. K. D. Popov, M; Ivanova, P; Kovačič, J; Gyergyek, T; Dejarnac, R; Stöckel, J; Pedrosa, M A; López-Bruna, D; Hidalgo, C, "Advances in Langmuir probe diagnostics of the plasma potential and electron-energy distribution function in magnetized plasma", Plasma Sources Science and Technology, volume ۲۵, issue ۳ (۲۰۱۶).
- [۶] V. S. Strelkov , "History of the T-۱۰ Tokamak: Creation and Development", Plasma Physics Reports, volume ۲۷, issue ۱۰ (۲۰۰۱).
- [۷] K .Guenther, A. Herrmann, M. Laux, P. Pech, and H.-D. Reiner, "Characteristics of electric probes in the tokamak SOL: influences of the magnetic field," *Journal of nuclear materials*, vol. ۱۷۶, pp. ۲۳۶-۲۳۹, ۱۹۹۰.
- [۸] O. Février, C. Theiler, H. De Oliveira, B .Labit, N. Fedorczak, and A. Baillod, "Analysis of wall-embedded Langmuir probe signals in different conditions on the Tokamak à Configuration Variable," *Review of Scientific Instruments*, vol. ۸۹, p. ۰۵۳۵۰۲, ۲۰۱۸.



طراحی، شبیه سازی و بررسی ملاحظات ساخت مکانیزم حرکتی پروب لانگمیر با هدف ارزیابی

تأثیرپذیری مغناطیسی پلاسمای توکامک (کد مقاله : ۱۰۲۰)

جعفری، حسین*^۱ - حبیبی، مرتضی^۱ - بابانژاد، سعید^۲

۱. دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده مهندسی انرژی و فیزیک، گروه مهندسی هسته ای

۲. دانشگاه تبریز، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک کاربردی

چکیده:

در این پژوهش، ضمن طراحی مکانیزم حرکتی پیشنهادی پروب لانگمیر متصل به توکامک با در نظر گرفتن الزامات ساخت، اقدام به شبیه سازی مغناطیسی محفظه ی توکامک با هدف ارزیابی و تحلیل میزان تأثیرپذیری میدان مغناطیسی توکامک از اجزای مختلف پروب گردید. اجزای مختلف مکانیزم حرکتی پروب لانگمیر به صورت مدل شده و با جزئیات معرفی شدند. در خصوص تأثیرپذیری مغناطیسی ناشی از حضور اجزای پروب در نزدیکی محفظه ی توکامک، براساس شبیه سازی انجام شده توسط نرم افزار CST مشخص گردید که بیشینه ی شدت میدان چنبره ای (با در نظر گرفتن مشخصات توکامک دماوند) کمی بیش از ۰/۹ تسلا است، اما خارج از ناحیه ی پیچه و در فاصله ی چند سانتی متری از محفظه ی توکامک، شدت میدان به سرعت به زیر یک دهم تسلا افت می کند. این نتیجه بدان معنی است که می توان خارج از ناحیه ی پیچه ها از متریال های معمول برای ساخت پروب استفاده کرد بدون اینکه نگران تأثیرپذیری شدت میدان مغناطیسی توکامک از این تجهیزات بود. کلمات کلیدی: توکامک، پروب لانگمیر، مکانیزم حرکتی، شبیه سازی.

Design, Simulation and Analysis of Construction Considerations for the Langmuir Probe Motion Mechanism with the Aim of Evaluating the Magnetic Susceptibility of Tokamak Plasma

Jafari, Hossein*^۱ - Habibi, Morteza^۱ - Babanejad, Saeed^۲

^۱. Amirkabir University of Technology, Faculty of Energy Engineering and Physics, Department of Nuclear Engineering

^۲. University of Tabriz, Faculty of Physics, Department of Applied Physics

Abstract:

In this study, the design of the proposed motion mechanism of the Langmuir probe connected to the Tokamak was carried out by considering the construction requirements. Also, the magnetic simulation of the vacuum chamber in order to evaluate and analyze the Magnetic Susceptibility of Tokamak Plasma from different components of the probe. The different components of the Langmuir probe motion mechanism were modeled and introduced in detail. Based on the simulation performed by the CST software, it was determined that the maximum toroidal field intensity is slightly more than ۰.۹T, but outside the coil area and at a distance of a few centimeters, the field intensity quickly drops to below ۰.۱T. This result means that outside the coil region, common materials can be used to construct the probe without worrying about the Tokamak's magnetic field strength being affected by these devices.

Keywords: Langmuir probe, tokamak, plasma, characteristic curve.



۱- مقدمه:

پروب لانگمیر اولین دستگاه تشخیصی پلاسما است که نزدیک به یک قرن پیش ابداع شد. امروزه از این ابزار تشخیصی به عنوان یکی از مفیدترین و رایج‌ترین ابزار به منظور اندازه‌گیری چگالی پلاسما، دمای الکترون، پتانسیل پلاسما، یا پتانسیل شناور با تفکیک فضایی عالی و یک نظریه ساده از پروب برای تفسیر داده‌ها استفاده می‌شود [۱، ۲]. به منظور استفاده از پروب لانگمیر با قابلیت استخراج اطلاعات لبه‌ی پلاسما باید بتوان نوک پروب را با یک کورس حرکتی مشخص به داخل محفظه‌ی خلاء توکامک انتقال داد. تحت این شرایط، باید فرایند داده برداری و کنترل اجزای الکترونیکی پروب در کنار حفظ شرایط خلاء دستگاه با دقت بالایی انجام شود. بدین منظور طراحی و ساخت مکانیزم حرکتی خاص و فیدتروی متناسب هندسه‌ی پروب به یک چالش مهم بدل خواهد شد. در این پژوهش، ضمن طراحی مکانیزم حرکتی پیشنهادی با در نظر گرفتن الزامات ساخت آن، اقدام به شبیه سازی مغناطیسی محفظه‌ی خلاء خواهیم پرداخت تا اثر فلزات بکار رفته در اطراف محفظه توکامک روی میدان مغناطیسی قوی پیچ‌ها نیز ارزیابی و تحلیل شوند.

۲- مکانیزم حرکتی پروب لانگمیر در توکامک‌ها:

بطور کلی، نصب پروب لانگمیر در توکامک‌ها به دو صورت امکان پذیر است. در روش اول، حرکت تناوبی نوک پروب به داخل لبه پلاسما در بازه‌های زمانی کوتاه انجام می‌شود، یعنی پروب در مدت زمان کوتاهی داخل پلاسما وارد شده، اطلاعات لازم را استخراج کرده و خارج می‌شود [۲]. حرکت پالسی پروب به داخل پلاسما باعث می‌شود که در اثر دمای بالای پلاسما، نوک پروب و عایق دور آن دچار آسیب دیدگی نشود. در روش دوم، پروب روی دیواره داخلی محفظه یا منحرف‌کننده و یا محدود کننده به صورت دائم نصب می‌شود [۳، ۴]. مزیت این روش آن است که بدون ایجاد اختلال در پلاسما، پارامترهای سطح پلاسما استخراج می‌شوند و می‌توان تعداد زیادی پروب را به صورت آرایه‌ای در آن فضا نصب نمود [۵]. نوک پروب با استفاده از گرافیت یا نیتريد بور عایق کاری می‌شود و اجازه می‌دهد که ولتاژ بایاس به الکترون مرکزی اعمال شود. در این روش امکان آسیب دیدگی پروب در اثر حرارت بالا وجود دارد. در تمام پروب‌های لانگمیر آسیب پذیرترین قسمت پروب، نوک پروب و عایق دور آن هستند. پروب لانگمیر طوری طراحی می‌شود که هر دو قسمت ذکر شده به راحتی قابل تعویض باشند.

در این پژوهش، از روش اول به منظور ارائه‌ی طرح پیشنهادی با قابلیت فراهم کردن حرکت تناوبی پروب به داخل لبه‌ی پلاسما و قابلیت حفظ خلاء و تبادل اطلاعات کنترلی و تغذیه‌ای استفاده خواهد شد.

۳- مدل پیشنهادی و الزامات ساخت مکانیزم حرکتی پروب

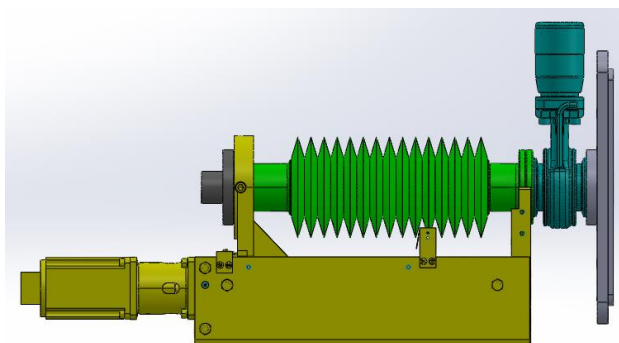
اساساً به منظور سهولت در فرایند ساخت، طراحی مکانیک پروب باید بگونه‌ای انجام شود که طول، ابعاد و وزن مجموعه‌ی مکانیزم در حداقل ممکن باشد، حداقل کورس موردنظر برای انتقال نوک پروب به داخل محفظه و در موقعیت لبه‌ی پلاسما فراهم باشد، دارای استند مکانیکی مناسب جهت حفظ تعادل بدنه با هدف جلوگیری از ایجاد نشتی در قسمت فلنج‌ها و شیر خلاء و اتصالات باشد و امکان تبادل داده‌های کنترلی و تغذیه‌ای با حفظ شرایط خلاء وجود داشته باشد. نکته‌ی دیگری که در حین ساخت و مونتاژ مکانیک پروب اهمیت دارد موقعیت آن نسبت به پیچ‌های مغناطیسی توکامک است چراکه با توجه به جنس متریال استفاده شده در ساخت اجزای داخلی و بیرونی مکانیک پروب، امکان ایجاد تداخل محلی در میدان‌های مغناطیسی وجود خواهد داشت که خود ناپایداری ذاتی پلاسمای توکامک را رقم خواهد زد. بنابراین، در حین طراحی و ساخت باید از مواد با خاصیت مغناطیسی خاص و مکانیزم حرکتی با طول قابل قبول استفاده کرد بطوریکه طبق توضیحات فوق، شرایط حفظ خلاء محفظه‌ی توکامک نیز برقرار باشد. برای کنترل کورس حرکت تیپ پروب نیز باید در الکتروموتور از انکودر با دقت بالا استفاده نمود که این موضوع و درایو و خوانش آن در طرح دیده می‌شود.



۴- نتایج و بحث:

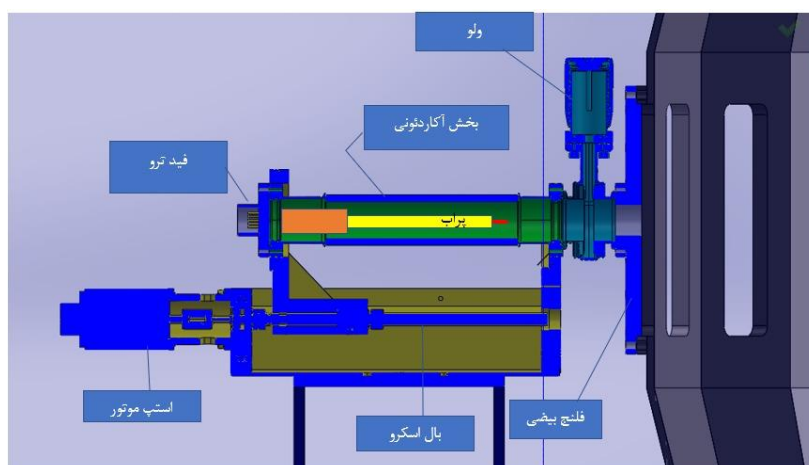
۴-۱- طراحی مکانیزم حرکتی:

در طرح پیشنهادی، مجموعه پروپ لانگمیر متحرک شامل پروپ لانگمیر و اتصالات تغذیه خلاء، محفظه خلاء انعطاف پذیر پروپ، جابجاگر خطی موتورایز، کابل های هم محور کم نویز، منبع تغذیه قابل جاروب، اندازه گیر جریان، واحد کنترل و داده پردازی، واحد پردازش و نمایشگر می باشد. مجموعه ی نوک پروپ خود شامل سیم تنگستن، غلاف عایق مانند لوله الومینا و فیدترو و اتصالات تغذیه و داده برداری است. اجزای مکانیکی پروپ نیز که از دو قسمت اصلی محفظه خلاء انعطاف پذیر پروپ و جابجاگر خطی موتورایز تشکیل می شود، شامل (۱) موتور پله ای، (۲) بال اسکرو و میله، (۳) اجزای اتصال و بلوک نگهدارنده اجزاء، (۴) محفظه خلاء انعطاف پذیر (آکاردئونی)، (۵) شیر خلاء، (۶) فلنج بیضی اتصال به بدنه و واشرها و (۷) پایه قرارگیری مجموعه پروپ می باشد. در ادامه می توان طرح مجموعه اجزای مکانیکی پروپ و جابجاگر، شیر خلاء و فلنج اتصال به بدنه محفظه توکامک را در شکل های ۱ و ۲ مشاهده نمود.



شکل ۱: شماتیک طرح پیشنهادی برای پروپ لانگمیر متحرک با قابلیت ایجاد کورس های مختلف به داخل محفظه توکامک.

توالی مکانیزم حرکت اجزای پروپ به این صورت است که ابتدا قسمت بال اسکرو توسط استپ موتور به سمت راست حرکت می کند و همزمان با آن محفظه خلاء انعطاف پذیر (اسکرو درایو) حرکت کرده و مجموعه تیپ پروپ که داخل آن تعبیه شده را به سمت داخل محفظه توکامک هدایت می کند. تحت این شرایط، تمامی الزاماتی که در فوق تشریح شد برآورده می شود.

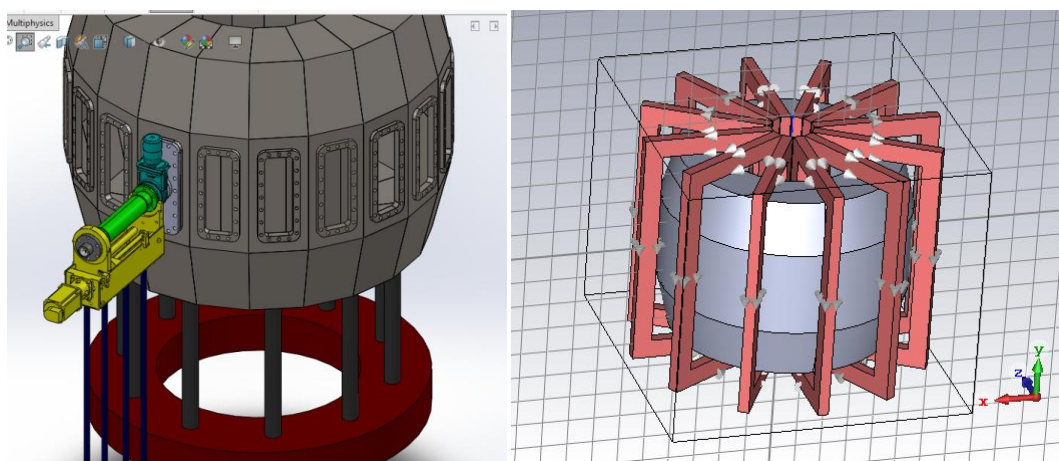


شکل ۲: جزئیات طرح پیشنهادی مربوط به مکانیزم پروپ متحرک.



۴-۲- شبیه سازی تاثیر پذیری میدان مغناطیسی از تجهیزات پروب

هدف از این بخش بررسی این موضوع است که اجزای پروب در چه فاصله‌ای از محفظه‌ی توکامک می‌توانند نصب شوند که اجزای غیرمغناطیسی پروب، توسط میدان مغناطیسی شدید ناشی از پیچه‌های چنبره‌ای (از مرتبه‌ی یک تسلا) مغناطیده نشده و باعث اثرگذاری روی پلاسمای توکامک نشود؟! چراکه این موضوع می‌تواند باعث اختلال در شکل میدان مغناطیسی در حوالی محل نصب پروب شده و ناپایداری‌های پلازما را حادث شود. به منظور کاربردی بودن نتایج شبیه‌سازی، در تعریف هندسه محفظه‌ی خلاء و پارامترهای مربوط به پیچه‌ی چنبره‌ای از اطلاعات مربوط به توکامک دماوند استفاده می‌شود [۶]. در شکل ۳ می‌توان مدل سازی محفظه‌ی توکامک با مشخص نمودن جهت جریان تخلیه در پیچه‌ها را که توسط نرم افزار CST اجرا شده، مشاهده نمود. توجه شود که پنجره‌ی مربوط به اتصال محفظه‌ی پروب به محفظه‌ی خلاء توکامک، میان بازوی پیچه‌ها قرار دارد و فلذا شدت میدان مغناطیسی در این نواحی از منظر تاثیر پذیری فوق الذکر از اهمیت بیشتری برخوردار است.



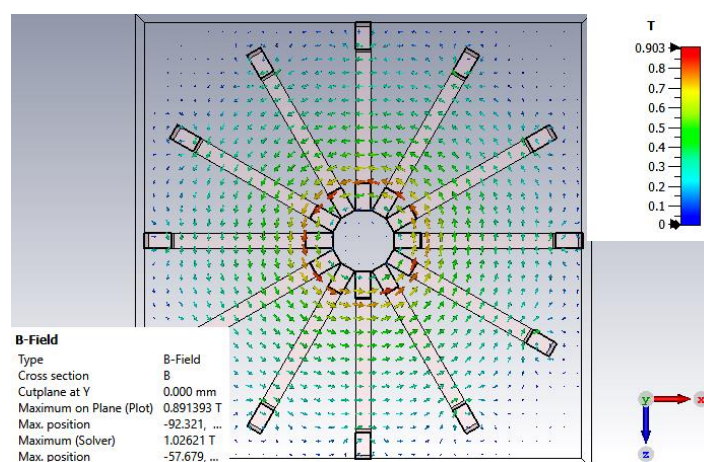
شکل ۳: مدل سازی محفظه‌ی توکامک و نمایش چگونگی اتصال تجهیزات پروب به پنجره‌ی محفظه (شکل سمت چپ) و مدل سازی پیچه‌های چنبره‌ای با مشخص نمودن جهت جریان تخلیه (شکل سمت راست).

میدان مغناطیسی اطراف پیچه‌ها در محیط خلاء از طریق شبیه سازی مطابق هندسه شکل ۳ بدست می‌آید. با در نظر گرفتن تعداد ۵۰ دور سیم پیچ چنبره‌ای و شدت جریان تخلیه‌ی یک کیلو آمپر، نتایج شبیه سازی مطابق شکل‌های ۴ و ۵ حاصل می‌شود. شکل ۴ پروفایل مقطع دایره‌ای بردارهای میدان در وسط سیم پیچ و شکل ۵ پروفایل مقطع دایره‌ای مربوط به توزیع شدت میدان را نشان می‌دهند. مطابق شکل ۴ مشاهده می‌شود که ماکزیمم شدت میدان (با مقادیر شدت جریان و تعداد دور در نظر گرفته شده مطابق با مقادیر واقعی توکامک دماوند) کمی بیش از ۰/۹ تسلا است [۶]. در شکل ۵ به وضوح مشخص است که خارج از ناحیه‌ی پیچه و در فاصله‌ی چند سانتی متری (یعنی محدوده‌ی نشان داده شده با رنگ فیروزه‌ای و آبی)، شدت میدان به سرعت به زیر یک دهم تسلا افت می‌کند. این نتیجه بدان معنی است که می‌توان خارج از ناحیه‌ی پیچه‌ها از متریال‌های معمول برای ساخت پروب استفاده کرد بدون اینکه نگران تاثیر پذیری شدت میدان مغناطیسی توکامک از این تجهیزات بود.

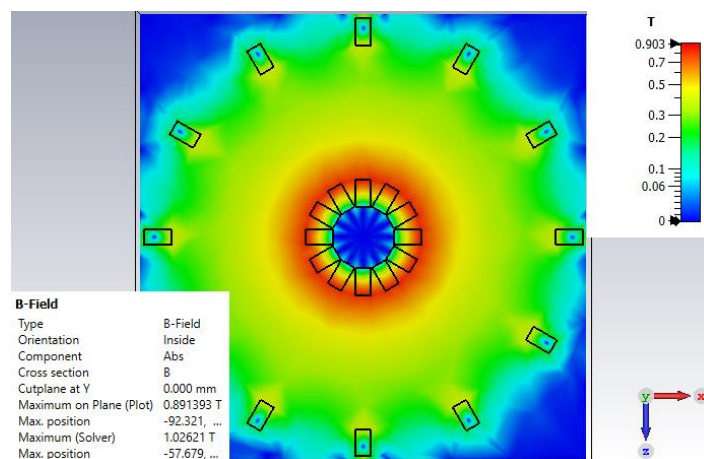
نکته‌ای که پیشتر جزء الزامات ساخت پروب لانگمیر مطرح شد میزان کورس نوک پروب جهت دسترسی به لبه‌ی پلازما است. با مراجعه به هندسه‌ی واقعی توکامک دماوند مشخص گردید که به منظور دسترسی به لبه‌ی پلازما باید نوک پروب در حدود ۱۵ سانتی متر از لبه‌ی پنجره‌ی محفظه به داخل حرکت کند. از طرفی، فلنچ‌ها و اتصالات مربوط به شیر خلاء جهت ایزولاسیون محفظه‌ی توکامک از محفظه‌ی پروب نیز وجود دارند که خود باعث افزایش طول محفظه‌ی پروب لانگمیر خواهد شد. فلذا با مراجعه به مشخصات هندسی شیر خلاء بالا (مدل Manual Mini UHV Gate Valve VAT01032-UE01) و فلنچ‌های خلاء بالا (مدل Blank-off flange 33032-CEFB-0001) انتخاب شده در طراحی باید حداقل ۱۵ سانتی متر نیز به



طول محفظه‌ی پروب افزود. تحت این شرایط، محفظه‌ی خلاء پروب باید حداقل دارای طول ۳۰ سانتی متر باشد. این افزایش طول محفظه پروب خود منجر به افزایش فاصله‌ی بخش موتورایز پروب از محفظه‌ی توکامک خواهد شد و نگرانی‌ها را نسبت به موضوع تاثیرپذیری مغناطیسی کاملاً حذف می‌کند، فلذا می‌توان از تجهیزات الکتریکی با بدنه‌ی مغناطیسی نیز استفاده و از چالش‌هایی همچون هزینه و دردسترس بودن تجهیزات عبور کرد. از سویی، اجزای داخلی پروب که در نزدیکی محفظه‌ی توکامک هستند شامل تیپ تنگستنی و لوله‌ی مهار آلومینیومی (جهت عبور سیم‌های تغذیه پروب) است که از نظر مغناطیسی مشکلی را ایجاد نمی‌کنند.



شکل ۴: پروفایل مقطع دایره‌ای بردارهای میدان در وسط سیم‌پیچ.

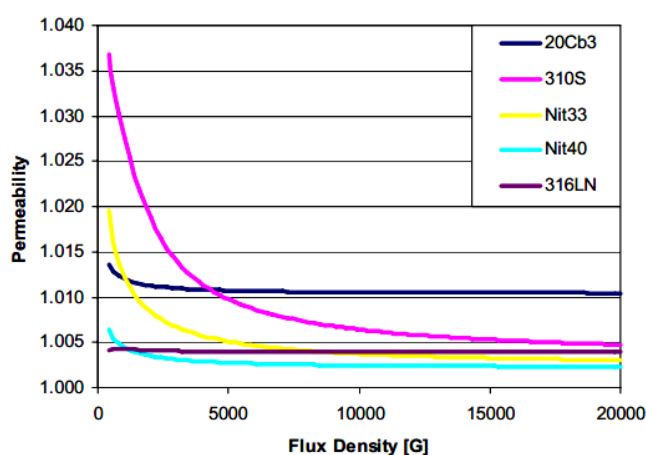


شکل ۵: پروفایل شدت میدان در مقطع دایره‌ای.

علی‌رغم این نتیجه که میدان مغناطیسی در فضای بیرونی توکامک بسیار ناچیز است و تاثیرپذیری اندکی را ممکن است ایجاد کند، در انتخاب جنس محفظه‌ی خلاء پروب از استیل $316L$ بدلیل سازگاری جهت استفاده در محیط‌های با شدت میدان مغناطیسی بسیار بالا (بیش از ۱ تسلا) استفاده می‌شود؛ چراکه استیل $316L$ دارای تراوایی مغناطیسی نزدیک به تراوایی مغناطیسی خلاء (حدوداً ۱) بوده و تقریباً نسبت به میدان ثابت است (شکل ۶).



سایر اجزای پروب با توجه به تضعیف شدید میدان مغناطیسی در خارج از ناحیه‌ی پیچ‌ها، از جنس آلومینیوم و اجزای بال اسکرو از جنس استیل نگیر ۳۰۴ و دیگر متریال غیر مغناطیسی خواهد بود. بخش انتهایی پروب یعنی موتور و سیستم انتقال قدرت حرکتی نیز فاصله‌ی بیش از نیم متری از بدنه‌ی خارجی پیچ‌ها خواهد داشت، جایگاه میدان مغناطیسی در حداقل مقدار خود قرار دارد.



شکل ۶: تراوایی مغناطیسی استیل استیل ۳۱۶L و برخی فلزات دیگر.

۵- نتیجه گیری:

در این پژوهش، ضمن طراحی مکانیزم حرکتی پیشنهادی با در نظر گرفتن الزامات ساخت آن، اقدام به شبیه سازی مغناطیسی محافظه‌ی خلاء شد تا میزان تاثیرپذیری میدان مغناطیسی توکامک از اجزای مختلف پروب ارزیابی و تحلیل شود. در طرح پیشنهادی، مجموعه پروب لانگمیر متحرک شامل پروب لانگمیر و اتصالات تغذیه خلاء، محافظه خلاء انعطاف پذیر پروب، جابجاگر خطی موتورایز، کابل های هم محور کم نویز، منبع تغذیه قابل جاروب، اندازه گیر جریان، واحد کنترل و داده پردازی، واحد پردازش و نمایشگر معرفی شدند. طراحی پیشنهادی به گونه ای انجام شد که نوک پروب بتواند با یک کورس حرکتی مشخص به داخل محافظه‌ی خلاء توکامک انتقال یابد. تحت این شرایط، فرایند داده برداری و کنترل اجزای الکترونیکی پروب در کنار حفظ شرایط خلاء دستگاه با دقت بالایی انجام می‌شود.

در خصوص تاثیرپذیری مغناطیسی ناشی از حضور اجزای پروب در نزدیکی محافظه‌ی توکامک، براساس شبیه سازی انجام شده توسط نرم افزار CST مشخص گردید که ماکزیمم شدت میدان (با مقادیر شدت جریان و تعداد دور در نظر گرفته شده مطابق با مقادیر واقعی توکامک دماوند) کمی بیش از ۰/۹ تسلا است، اما خارج از ناحیه‌ی پیچ و در فاصله‌ی چند سانتی متری، شدت میدان به سرعت به زیر یک دهم تسلا افت می‌کند. این نتیجه بدان معنی است که می‌توان خارج از ناحیه‌ی پیچ‌ها از متریال‌های معمول برای ساخت پروب استفاده کرد بدون اینکه نگران تاثیرپذیری شدت میدان مغناطیسی توکامک از این تجهیزات بود.



۶- مراجع:

- [۱] P. Pedrow, L. Burrage, and J. Shohet, "Plasma Density Measurements Using a Double Langmuir Probe in a Prototype Vacuum ARC Fault Current Limiter," *IEEE Transactions on Power Apparatus and Systems*, pp. ۲۷۴۰-۲۷۴۵, ۱۹۸۱.
- [۲] F. F. Chen, "Langmuir probe diagnostics," in *Mini-Course on Plasma Diagnostics, IEEEICOPS meeting, Jeju, Korea, ۲۰۰۳*, pp. ۲۰-۱۱۱.
- [۳] J. C. W. Xu, L.; Xu, G. S.; Luo, G. N.; Yao, D. M.; Li, Q.; Cao, L.; Chen, L.; Zhang, W.; Liu, S. C.; Wang, H. Q.; Jia, M. N.; Feng, W.; Deng, G. Z.; Hu, L. Q.; Wan, B. N.; Li, J.; Sun, Y. W.; Guo, H. Y., "Upgrade of Langmuir probe diagnostic in ITER-like tungsten mono-block divertor on experimental advanced superconducting tokamak," *Review of Scientific Instruments*, 87(8), 083504-. doi:10.1063/1.4960.۱۸۱
- [۴] H. De Oliveira, C. Theiler, H. Elaian, and T. Team, "A fast-reciprocating probe array for two-dimensional measurements in the divertor region of the tokamak à configuration variable," *Review of Scientific Instruments*, vol. ۹۲, ۲۰۲۱.
- [۵] C. T. H. De Oliveira, H. & Elaian, "A fast-reciprocating probe array for two-dimensional measurements in the divertor region of the Tokamak à configuration variable," *Review of Scientific Instruments*, 92(4), 043547. doi:10.1063/5.0043523

[۶] ف. شاکری و چ. رسولی. "اندازه‌گیری جریان پلاسمای توکامک دماوند با استفاده از پروب‌های مغناطیسی به عنوان پیچه روگوفسکی گسسته," *مجله علوم، مهندسی و فناوری هسته‌ای*, ۲۰۲۰, pp. ۵۵-۶۴, vol. ۴۱.



شبیه‌سازی برهمکنش الکترون‌های گریزان با محدودکننده توکامک دماوند و ارزیابی تأثیر

انرژی آن‌ها بر محصولات تولید شده در اثر این برهم‌کنش (کد مقاله : ۱۰۳۴)

عطایی سرشت، لاله^۱؛ 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

چکیده:

تولید و حضور الکترون‌های گریزان در توکامک‌ها به یکی از چالش‌های اساسی برای عملکرد موفق این دستگاه‌ها تبدیل شده است. این الکترون‌ها با برخورد به دیواره توکامک، محدودکننده و منحرف‌کننده آن، انرژی خود را در کسری از ثانیه به این بخش‌ها منتقل می‌کنند که می‌تواند منجر به آسیب به اجزای مجاور با پلاسما و حتی خرابی‌های ساختاری گردد. در این تحقیق، ما با شبیه‌سازی برهمکنش باریکه‌ای از الکترون‌های گریزان با یک هدف استیل ضد زنگ (که نمادی از محدودکننده توکامک دماوند است) با استفاده از کد مونت کارلوی جینت^۴، به بررسی محصولات حاصل از این برهمکنش پرداخته‌ایم. همچنین با تغییر انرژی الکترون‌های برخوردی، تأثیر انرژی آن‌ها بر محصولات تولید شده در حین برهمکنش و خارج شده از حجم هدف را بررسی کرده و نتایج حاصل را گزارش کرده‌ایم.

کلمات کلیدی: الکترونهای گریزان، توکامک دماوند، اجزای مجاور با پلاسما، محدود کننده.

Simulation of the Interaction of Runaway Electrons with the Damavand Tokamak Limiter and Evaluation of the Effect of Their Energy on the Products Generated from This Interaction

Ataeiseresht, Laleh^۱; Abdi, Mohamadreza^۱; Pourshahab Banafsheh^۲; Rasuli, Chapar^۲

^۱. Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan,

^۲. Plasma and Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), AEOI

Abstract

The production and presence of runaway electrons in tokamaks have become one of the main challenges for the successful operation of these devices. These electrons, upon colliding with the tokamak walls, limiter, and divertor, transfer their energy to these components in a fraction of a second, which can lead to damage to the plasma-facing components and even cause structural failures. In this study, we simulated the interaction of a runaway electron beam with a stainless-steel target (representing the Damavand tokamak limiter) using the Geant^۴ Monte Carlo code to investigate the products generated from this interaction. Additionally, by varying the energy of the incident electrons, we examined the effect of their energy on the generated products during the interaction that exit the target volume, and we report the results obtained.

Keywords : Runaway electron, Damavand Tokamak, plasma facing components, Limiter



۱ - مقدمه:

در سیستم‌های همجوشی هسته‌ای نظیر توکامک، پلاسما شامل ذرات باردار مختلفی است که تحت تأثیر میدان‌های مغناطیسی و الکتریکی درون دستگاه قرار دارند. الکترون‌ها یکی از اجزای اصلی این پلاسما هستند و رفتار آن‌ها در توکامک نقش مهمی در عملکرد کلی دستگاه دارد [۱]. در توکامک‌ها، پلاسما تحت تأثیر میدان‌های مغناطیسی قوی محصور می‌شود تا به دمای بالای مورد نیاز برای فرآیند همجوشی برسد. در این شرایط، برخی از الکترون‌ها قادر به حفظ مسیر خود در داخل میدان مغناطیسی نبوده و به سمت دیواره‌ها منحرف می‌شوند. این تغییر مسیر به دلیل بدست آوردن انرژی‌های بسیار بالا تا حد نسبیتی و ترک تابع توزیع الکترونی است از این رو این الکترون‌ها را الکترون‌های گریزان مینامند [۲]. الکترون‌های گریزان به‌طور عمده از اثرات ناپایداری‌های پلاسما، تغییرات ناگهانی در میدان‌های مغناطیسی و برخورد با ذرات دیگر تولید می‌شوند. این الکترون‌ها که انرژی بالایی دارند، از طریق اثرات نیروهای لورنتز و جریان‌های مغناطیسی می‌توانند مسیر خود را تغییر داده و از دام میدان مغناطیسی بیرون بیافتند و با توجه به اینکه معمولاً دارای انرژی بالایی در حدود صدها کیلوالکترون‌ولت هستند، به دلیل این انرژی بالا، قادرند با سرعت زیادی به سطح مواد دیواره‌ای برخورد کنند. در اثر این برخوردها، تعدادی فرآیند فیزیکی و شیمیایی در سطح ماده رخ می‌دهد که می‌تواند شامل یونیزاسیون سطحی، تحریک و حتی شکست‌های ساختاری در سطح ماده باشد [۳].

یکی از مهم‌ترین پیامدهای برخوردهای الکترون‌های گریزان با دیواره، آسیب‌دیدگی مواد دیواره‌ها است. انرژی بالای الکترون‌ها که ممکن است تا چند صد کیلوالکترون‌ولت (keV) برسد، قادر است به لایه‌های سطحی دیواره‌های توکامک نفوذ کرده و باعث ایجاد فرسایش مواد شود. این انرژی می‌تواند به سرعت دمای دیواره‌ها را بالا برده و منجر به تغییرات ساختاری در مواد شود. در نتیجه، این امر می‌تواند طول عمر تجهیزات و دیواره‌ها را کاهش دهد و نیاز به تعمیرات مکرر یا تعویض قطعات را افزایش دهد [۴].

برخورد الکترون‌ها با دیواره نه تنها بر دیواره‌ها تأثیر می‌گذارد، بلکه به کیفیت پلاسما نیز آسیب می‌زند. در اثر برخورد الکترون‌ها با دیواره‌ها، ممکن است یون‌ها و ذرات باردار دیگری از دیواره‌ها به داخل پلاسما وارد شوند که می‌تواند موجب تغییر در ویژگی‌های پلاسما مانند دما، چگالی و ترکیب آن گردد. این تغییرات می‌توانند باعث کاهش راندمان همجوشی و مشکلاتی در حفظ پلاسما در شرایط بهینه شوند [۳].

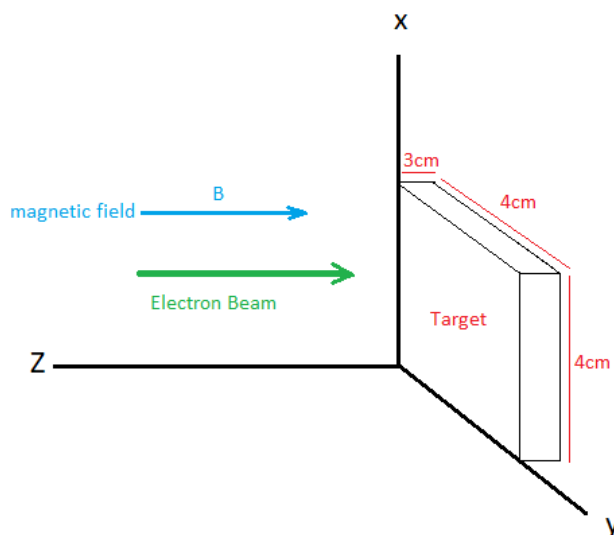
در سیستم‌های همجوشی هسته‌ای، به‌ویژه در توکامک‌ها، برخورد الکترون‌های گریزان به مواد دیواره‌ای یکی از مشکلات مهم در طراحی و بهره‌برداری از این دستگاه‌ها است. در نتیجه یکی از چالش‌های اصلی در استفاده از مواد دیواره توکامک، واکنش‌های آن با الکترون‌های گریزان و تأثیرات آن‌ها بر ساختار ماده است. برخورد الکترون‌های گریزان با دیواره می‌تواند اثرات زیادی بر خصوصیات فیزیکی و شیمیایی سطح دیواره و همچنین محصولات جانبی ناشی از این واکنش‌ها داشته باشد [۵]. در نتیجه برخورد الکترون‌های گریزان با دیواره، محصولات مختلفی تولید می‌شود که می‌تواند تأثیرات زیادی بر عملکرد دستگاه همجوشی و همچنین بر ویژگی‌های سطح دیواره بگذارد. این محصولات شامل یون‌ها، اتم‌های تحریک‌شده، فوتون‌های تابش‌شده و گازهای واکنش‌دهنده هستند که ممکن است موجب تغییرات سطحی در ماده دیواره و ایجاد لایه‌های اکسید یا آسیب‌های دیگری به سطح ماده شوند. در برخی شرایط، این واکنش‌ها می‌توانند موجب انتشار ذرات رادیواکتیو شوند که به نوبه خود می‌تواند مشکلات ایمنی برای دستگاه‌ها و عملیات آن‌ها ایجاد کند [۵]. بنابراین بررسی برهمکنش الکترون‌های گریزان با دیواره توکامک و مطالعه آثار و محصولات ناشی از انجام این واکنش بر روی اجزای مجاور با پلاسما همچون دیواره اول دایورتور و محدود کننده، برای طراحی و عملکرد درست توکامک خصوصاً توکامک‌های بزرگ مانند ایترا از اهمیت بالایی برخوردار است.



در این مقاله ما با شبیه‌سازی برخورد باریکه الکترون گریزان با دیواره توکامک دماوند، محصولات تولید شده در این واکنش، که از حجم صفحه هدف خارج می‌شوند را بررسی نمودهایم.

۲ - روش کار:

در این مقاله ما با در نظر گرفتن برخورد باریکه الکترونی‌های گریزان و برخورد آن با محدودکننده توکامک دماوند محصولات ناشی از این برهمکنش را بررسی نمودهایم. توکامک دماوند یک توکامک سایز کوچک با سطح مقطع D شکل است که جز معدود توکامک‌های سایز کوچک با سطح مقطع دی شکل است و ویژگیهای بسیار منحصر بفردی در تحقیقات الکترونی‌های گریزان دارد. این توکامک با عملکرد ایمن در رژیم الکترونی‌های گریزان یکی از بهترین دستگاهها جهت مطالعه اثرات الکترونی‌های گریزان در توکامک است و تاکنون تحقیقات ارزشمندی با استفاده از این دستگاه حاصل شده و در ژورنالهای معتبر چاپ گردیده است [۶ و ۷]. باریکه الکترونی‌های گریزان به صورت تکانه‌ای و با شعاع ۳ میلی‌متر در نظر گرفته شده است. در این تحقیق برخورد باریکه الکترون با انرژیهای 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 با دیواره توکامک در نظر گرفته شده است که این انرژیها در محدوده انرژی الکترونی‌های گریزان در توکامک دماوند هستند. فرض شده است الکترونها با یک صفحه هدف از جنس استیل ضد زنگ L۳۱۶، به صورت عمود یعنی با زاویه ۹۰ درجه برخورد میکنند که منطبق با محدودکننده توکامک دماوند است. ابعاد این صفحه هدف به صورت طول و عرض ۴ سانتی متر و ضخامت ۳ میلی متر در نظر گرفته شده است. میدان مغناطیسی در راستای حرکت الکترونها و عمود بر صفحه هدف با بزرگی ۱/۲ تسلا در نظر گرفته شده که منطبق با میدان مغناطیسی چنبرهای در توکامک دماوند است. شکل ۱ هندسه هدف و نحوه برخورد باریکه الکترون با هدف استیل ضد زنگ را نشان میدهد.



شکل ۱. جهتگیری باریکه الکترون و میدان مغناطیسی و ابعاد هدف مورد نظر.

در این شبیه‌سازی از کد مونت کارلوی جینت ۴ برای ردیابی ذرات در هدف و بررسی برهمکنشها و محصولات حاصل از این برهمکنش استفاده شده است. کد جینت ۴ یک نرم‌افزار جامع و قدرتمند است که توسط سازمان CERN برای شبیه‌سازی فرآیندهای فیزیکی در برخوردهای ذرات، انتقال تابش و تعاملات مواد با ذرات باردار و غیر باردار توسعه داده شده است. این کد به‌طور گسترده در زمینه‌های مختلفی از جمله فیزیک ذرات، تصویربرداری پزشکی، شبیه‌سازی تشعشعات در فضا، و مطالعات

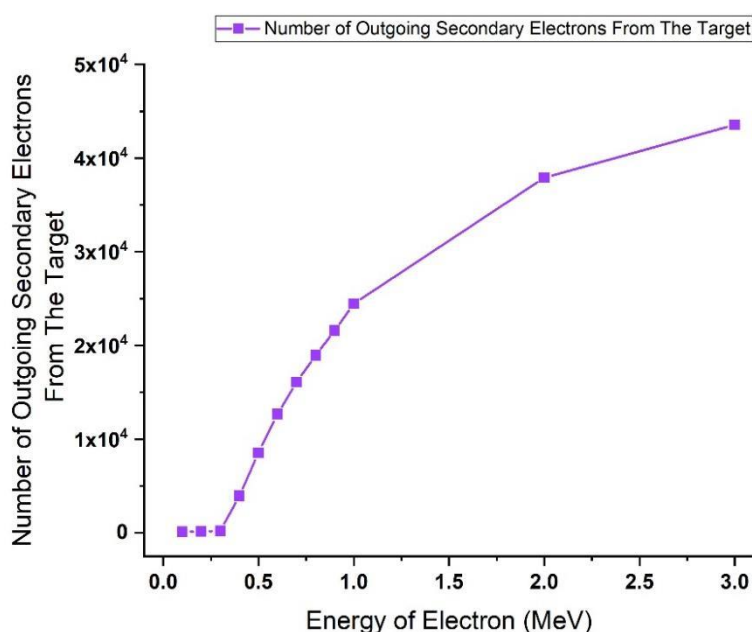


همجوشی هسته‌ای و کاربردهای رادیولوژیک استفاده می‌شود [۸]. فرض شده است که در هر برخورد باریکه الکترون با هدف استیل ضد زنگ، یک میلیون الکترون با هدف برخورد و برهم کنش میکنند.

۳ - بحث و نتیجه گیری:

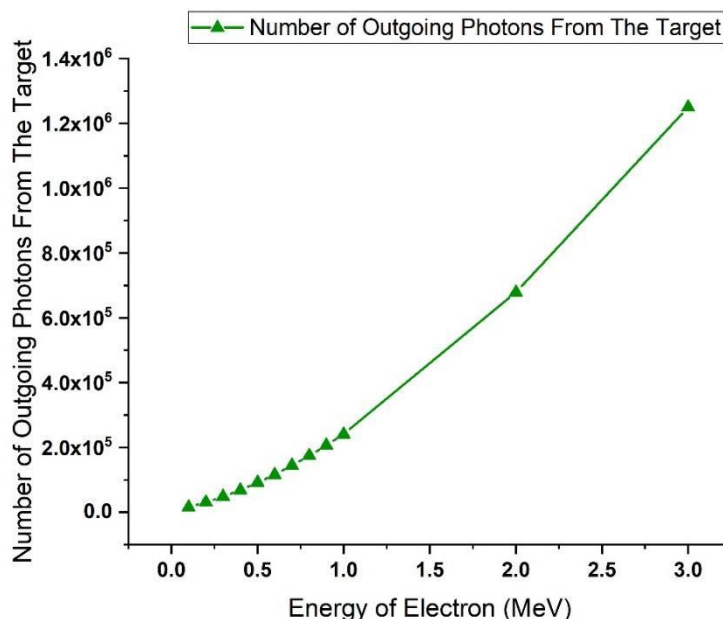
با تابش باریکه الکترونی‌های گریزان شامل یک میلیون ذره به صفحه هدف از جنس استیل ضد زنگ، محصولات حاصل از برهمکنش این ذرات با صفحه هدف برای هر انرژی از الکترونها که از حجم صفحه هدف خارج شده که وارد پلاسمای توکامک گردیده و یا از صفحه عبور کرده و به ادوات پشت محدودکننده میرسند شمارش شده و نتیجه به صورت نمودار شکل ۲ و ۳ رسم گردیده است.

شکل ۲ تعداد الکترونی‌های ثانویه تولید شده حین برهمکنش باریکه الکترون و صفحه استیل ضد زنگ L_{316} را نشان میدهد که از حجم هدف خارج شده‌اند. در این شبیهسازی جهت و یا سطح مقطع خاصی برای خروج محصولات برهمکنش در نظر گرفته نشده است و میزان خروج محصولات واکنش باریکه الکترونها با هدف استیل، از کل حجم هدف استیل ضد زنگ شمارش گردیده است.



شکل ۲. نمودار میزان الکترونی‌های ثانویه حاصل از برهمکنش باریکه الکترون با انرژی‌های مختلف و صفحه استیل ضد زنگ که از حجم هدف خارج شده‌اند.

تعداد فوتونی‌های تولید شده حین برهمکنش الکترونی‌های گریزان و صفحه هدف به ازای انرژی‌های مختلفی از الکترون برخوردی، که از کل حجم هدف خارج شده‌اند، در شکل ۳ نشان داده شده است.

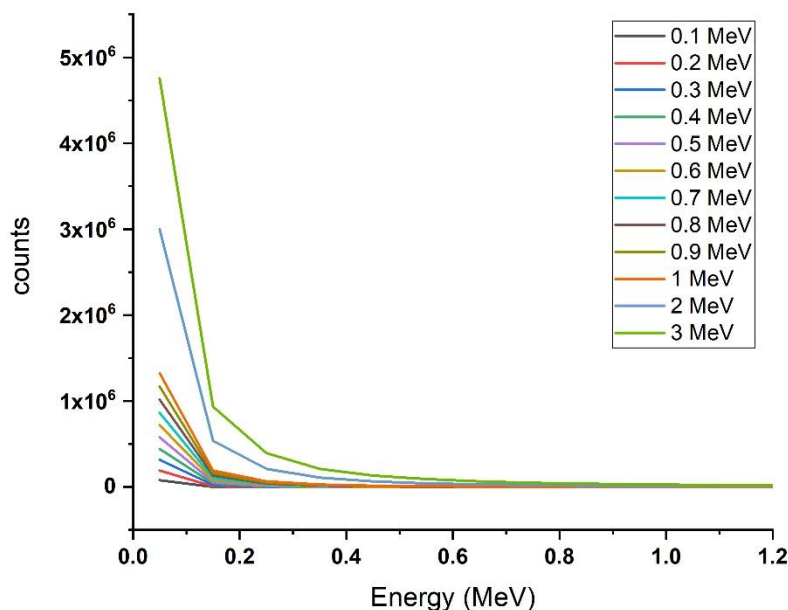


شکل ۳. نمودار میزان فوتونهای تولید شده خروجی از حجم هدف که حین برخورد الکترونها به صفحه هدف تولید شدهاند.

همانطور که در شکل ۲ مشاهده میگردد، با افزایش انرژی الکترونهای برخورد کننده به سطح هدف، میزان الکترونهای ثانویه که تولید شده و از حجم هدف خارج میشوند افزایش مییابد که این افزایش در انرژیهای پایین ۰/۱، ۰/۲ و ۰/۳ قابل توجه نیست اما در انرژیهای بالای الکترون، میزان افزایش الکترونهای ثانویه خروجی از حجم هدف بسیار قابل توجه است که با توجه به افزایش عمق نفوذ الکترونهای برخوردی در هدف با افزایش انرژی آنها، افزایش برهمکنش و همچنین تولید الکترونهای ثانویه و خروج آنها امری قابل انتظار و معقول است. این نمودار نشان میدهد با افزایش انرژی الکترونهای گریزان و برخورد آنها با دیواره، نه تنها انرژی این الکترونها در دیواره باعث آسیبهایی از جمله ذوبشدگی و شکست دیواره میشود بلکه محصولات ثانویه این برهمکنشها نیز میتوانند به ادوات پشت دیواره آسیب وارد کنند [۹].

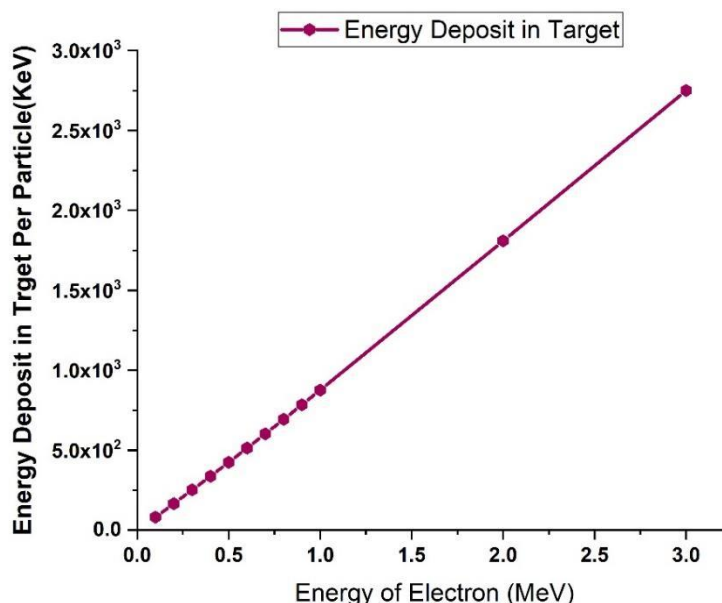
با توجه به شکل ۳، مشاهده میگردد که با افزایش انرژی الکترونهای برخوردی تعداد فوتونهای تولید شده حین برهمکنش الکترون با هدف استیل که از حجم هدف خارج میگردند نیز افزایش قابل توجهی مییابند.

به منظور داشتن برآوردی از میزان انرژی فوتونهای ساطع شده از حجم هدف نمودار طیف انرژی فوتونهای خارج شده از حجم هدف به ازای انرژیهای مورد محاسبه رسم گردیده و در شکل ۴ نشان داده شده است. همانطور که مشاهده میگردد، با افزایش انرژی الکترونهای گریزان برخورد کننده با دیواره توکامک میزان تعداد فوتونهای خارج شده از تارگت تا حد قابل توجهی افزایش مییابد که این مورد در فوتونهای با انرژی پایینتر بسیار مشهود است. علاوه براین همانطور که از شکل ۴ مشاهده میگردد، عمده فوتونهای خارج شده از حجم هدف به ازای برخورد با الکترونهایی که دارای انرژی در محدوده انرژی الکترونهای گریزان توکامک دماوند هستند، دارای انرژی در گستره ۰ تا ۰/۶ مگا الکترون ولت هستند.



شکل ۴. نمودار طیف انرژی فوتونهای خارج شده از هدف استیل ضد زنگ در برهم کنش با الکترونهای گریزان.

در محدوده انرژی استفاده شده در این شبیه‌سازی، به ازای انرژیهای لحاظ شده در محاسبات، خروج نوترون مشاهده نمیگردد زیرا برای تولید فوتونونوترون‌ها در استیل ضد زنگ ^{316}L ، انرژی آستانه تولید نوترون‌ها معمولاً در حدود ۱۰-۱۵ MeV است. همچنین برای داشتن مقایسه بهتر و ذهنیت بهتر از میزان اثرگذاری الکترونهای گریزان بر روی دیواره توکامک، نمودار رسوب انرژی الکترونهای گریزان به ازای هر الکترون در تارگت، در شکل ۵ نشان داده شده است. مشاهده میگردد که با افزایش انرژی الکترونهای برخوردی، میزان انرژی رسوبیافته در دیواره به ازای هر ذره نیز افزایش مییابد که تصدیق بر نتایج قبلی میباشد. همچنین این نمودار اهمیت مطالعه و بررسی الکترونهای گریزان در توکامک را نشان میدهد که به ازای تعداد زیاد الکترونهای گریزان برخورد کننده به دیواره توکامک، چه حدی از انرژی به دیواره منتقل شده و سبب ایجاد آسیبهای جدی به بدنه دستگاه میگردد.



شکل ۵. نمودار انرژی رسوب یافته حاصل از برخورد الکترونیهای گریزان در دیواره توکامک دماوند به ازای هر الکترون.

واکنشهایی که در برهمکنش باریکه الکترون با هدف استیل ضد زنگ رخ میدهند عبارتند از پراکندگی ریلی، پراکندگی کامپتون، یونیزاسیون، پراکندگی چندگانه، فوتوالکتریک، تولید زوج و نابودی زوج که از میان این واکنشها تولید زوج و نابودی زوج در انرژیهای مورد محاسبه در این شبیهسازی، تنها برای ۲ و ۳ مگا الکترون ولت رخ میدهد و به ازای انرژیهای پایینتر از ۲ مگا الکترون ولت، این دو واکنش رخ نمیدهند همچنین در برخورد الکترونها با انرژی ۳ مگا الکترون ولت واکنش واپاشی رادیو اکتیو نیز رخ میدهد. علاوه بر این خروج ذره پوزیترون از هدف تنها در برخورد الکترون با انرژی ۳ مگا الکترون ولت مشاهده و شمارش گردید که بدلیل اینکه تعداد آن قابل توجه نبود از ارائه نمودار آن چشمپوشی گردید. شکل ۳ نشان میدهد با برخورد الکترونیهای گریزان با دیواره استیل ضد زنگ تعداد بسیار زیادی فوتون نیز تولید و از حجم هدف خارج میشوند طوری که با برخورد الکترونیهای گریزان با هدف گویی یک چشمه تولید فوتون خواهیم داشت.

۴ - نتایج:

در این پژوهش خروج محصولات حاصل از برهمکنش باریکه الکترونیهای گریزان با یک هدف از جنس استیل ضد زنگ که نمادی از محدودکننده توکامک دماوند است از هدف مورد نظر مورد بررسی قرار گرفت. محصولات عمده حاصل از این برهمکنش که از هدف استیل ضد زنگ خارج میشوند، در محدوده انرژی الکترونیهای گریزان توکامک دماوند، الکترونیهای ثانویه و فوتونهای ایکس و گاما هستند. مشاهده گردید با افزایش انرژی الکترون برخوردی با هدف استیل ضد زنگ، تعداد الکترونیهای ثانویه و همچنین فوتونهای تولید شده که از حجم هدف خارج میگردند افزایش مییابد که نشان دهنده این حقیقت است که الکترونیهای گریزان در برخورد با دیواره محدودکننده توکامک دماوند علاوه بر تخلیه انرژی خود و ایجاد آسیب بر آن، چشمهای الکترونها و فوتونهای ثانویه ایجاد میکند که میتواند از دیواره خارج شده و به اداوات پشت آن نیز آسیب ایجاد کند. در حد انرژی الکترونیهای گریزان در توکامک دماوند، محصولات عمده حاصل از این واکنش الکترونها و فوتونها هستند و خروج نوترون از دیواره را نداریم و همچنین تولید پوزیترون تنها برای انرژی ۳ مگا الکترون ولت رخ میدهد که تعداد آن ناچیز میباشد بنابراین از رسم نمودار آن



اجتناب شده است. انرژی فوتونهای ایجاد شده در اثر برخورد الکترونهای گریزان در محدوده انرژی الکترونهای گریزان توکامک دماوند که از حجم هدف خارج می شوند، به طور عمده در بازه ۰.۶-۰ MeV است و با افزایش انرژی الکترون برخوردی تعداد فوتونها خصوصاً در انرژیهای پایین به شدت افزایش مییابد همچنین با افزایش انرژی الکترونهای برخورد کننده به دیواره توکامک دماوند، میزان رسوب انرژی ناشی از هر الکترون در دیواره نیز به صورت خطی افزایش یافته که این نتیجه، نتایج قبلی را تصدیق میکند.

۵ - مراجع:

- [۱]. Catto, P. J. (۲۰۲۰). *Plasma Physics and Fusion Energy*. CRC Press.
- [۲]. Wesson, J. (۲۰۱۱). *Tokamaks* (۳rd edition). Oxford University Press.
- [۳]. Reux, C., et al. (۲۰۱۹). "Electron and ion dynamics in tokamak plasmas." *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ۶۱(۹), ۰۹۴۰۰۲.
- [۴]. Zohm, H., et al. (۲۰۱۸). "Impact of plasma-wall interactions on the performance of tokamaks." *Nuclear Fusion*, ۵۸(۱۲), ۱۲۴۰۰۱.
- [۵]. Pitts, R. A., et al. (۲۰۲۰). "Material choices for plasma-facing components in fusion devices." *Fusion Engineering and Design*, ۱۵۷, ۱۱۱۶۹۱.
- [۶]. 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. ۲۳, Issue. ۷, (۲۰۱۶).
- [۷]. 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. ۴۳, pp. ۲۸۰-۲۸۸, (۲۰۱۷).
- [۸]. Allison, J., et al. (۲۰۱۶). "Recent developments in GEANT۴." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, ۸۳۵, ۱۸۶-۲۲۵.
- [۹]. Ataeiseresht, L., et al. (۲۰۲۳). "Runaway electrons and their interaction with tungsten wall: a comprehensive study of effects", *Scientific Reports*, ۱۳, ۲۱۷۶۰.



لایه نشانی کروم بر روی زیرکونیوم با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی (کد مقاله: ۱۰۶۴)

امیر رئیس‌دانا^۱، مریم اکبری نساجی^۱، نوشین پیش بین^۱، مجتبی نوحه خوان^۱

^۱ پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران، ایران

چکیده:

از فلز زیرکونیوم به صورت گسترده در ساخت میله‌های سوخت هسته‌ای استفاده می‌شود. زیرکونیوم در دماهای معمول مقاومت بسیار خوبی در برابر زنگزدگی و خوردگی دارد اما در دماهای بالا شرایط متفاوت است و به سرعت در معرض بخار آب دچار خوردگی می‌شود. برای رفع این مشکل، پوشش لایه‌ای از کروم بر روی زیرکونیوم، یکی از گزینه‌های مقاوم سازی آن است. در این مقاله با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-۱۰۰، لایه نشانی کروم بر روی زیرکونیوم انجام شده است. در دستگاه پلاسمای کانونی، پینچ تشکیل شده طول عمری در حدود ۱۰۰ ns دارد و در اثر انواع ناپایداریها به سرعت دچار فروپاشی می‌شود. در مرحله فروپاشی، الکترون‌ها به سمت آند و یونها در خلاف جهت و به سمت تارگت زیرکونیوم شتاب می‌گیرند. یونهای نیتروژن به علت انرژی بالا در عمق زیرکونیوم نفوذ می‌کنند و کاشت یون اتفاق می‌افتد. برخورد الکترونهای پرشت و پرانرژی با کروم نصب شده در ناحیه سرآند، موجب کندوپاش کروم می‌شود. کروم کنده شده بر روی زیرلایه زیرکونیوم رسوب کرده و لایه نشانی کروم بر روی زیرکونیوم انجام می‌گردد. لایه نشانی و کاشت همزمان موجب چسبندگی بهتر لایه کروم به زیر لایه زیرکونیوم می‌شود که یکی از مزایای لایه نشانی با این روش است. در این پژوهش تعداد ۳۰ شات گاز نیتروژن با فشار ۱ mbar و ولتاژ شارژ خازنها برابر ۱۷ kV برای انجام آزمایشها زده شده است. صفحهای از کروم با خلوص ۹۵٪ به ضخامت ۵ mm و قطر ۵ cm بر روی آند دستگاه نصب شده است و نمونه‌های زیرکونیوم به ابعاد ۲ cm × ۲ cm در فاصله ۳۵ cm تا سر آند نصب شده‌اند. آنالیز XRD نمونه، تشکیل فازهای CrZr، CrN و ZrN را نشان می‌دهد و علاوه بر آن طیف Cr را دامنه خوبی مشاهده می‌گردد.

کلمات کلیدی: دستگاه پلاسمای کانونی، لایه نشانی، کاشت یون، آنالیز XRD

Chromium Coating on Zirconium by Plasma Focus Device

Amir Raeisdana ^۱, Maryam Akbari Nasaji ^۱, Nooshin Pishbin ^۱, Mojtaba Nohekhan ^۱

^۱ Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

Abstract:

Zirconium metal is widely used in making the nuclear fuel rods. Zirconium has a very good resistance to rust and corrosion at the normal temperatures, but conditions are different at high temperatures and it corrodes quickly when exposed to water vapor. To solve this problem, coating a layer of chromium on the zirconium is one of the options to strengthen it. In this paper, using the IR-MPF- ۱۰۰ plasma focus device, chromium coating on zirconium has been done. In the plasma focus device, the pinch has a lifetime of about ۱۰۰ ns and collapses quickly due to various instabilities. In the decay phase, the electrons are accelerated towards the anode and the ions are accelerated towards the zirconium target in the opposite direction. Due to high energy, nitrogen ions penetrate deep into the zirconium substrate and the ion implantation occurs. The impact of intense and energetic electrons with chromium installed in the anode



head causes the chromium sputtering. The sputtered chromium is deposited on the zirconium substrate and the chromium coating is done on the zirconium. Coating and planting at the same time causes better adhesion of chromium layer to the zirconium substrate, which is one of the advantages of this method. XRD analysis of the sample shows the formation of CrZr, ZrN and CrN phases.

Key Words: Plasma Focus Device, Coating, Ion Implantation, XRD Analysis

۱- مقدمه

در دستگاه پلاسمای کانونی، پلاسمای پینچ تشکیل شده در اثر انواع ناپایداریها دچار فروپاشی شده و الکترونها به سمت آند و یونها در خلاف جهت، شتاب میگیرند. برخورد الکترونهای پرشتد و پرانرژی با سر آند، موجب کندوپاش ماده سرآند و رسوب آن بر روی زیرلایه میشود و به صورت همزمان، یونهای پرانرژی گاز کاری به سمت زیرلایه شتاب میگیرند و کاشت یون انجام میشود.

مزایای استفاده از پلاسمای کانونی برای لایه‌نشانی عبارتند از [۱] [۲]: 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. اهمیت لایه‌نشانی کروم بر روی زیرکونیوم در میله‌های سوخت هسته‌ای عبارتند از [۳] [۴] [۵]:

- ۱- مقاومت در برابر خوردگی: یکی از چالش‌های اصلی در راکتورهای هسته‌ای، خوردگی ناشی از محیط‌های شدید دما و فشار است. لایه کروم می‌تواند به عنوان یک مانع در برابر خوردگی عمل کند و عمر مفید میله‌های سوخت را افزایش دهد.
- ۲- کاهش واکنش‌های شیمیایی: زیرکونیوم در دماهای بالا با آب و بخار واکنش می‌دهد و هیدروژن تولید می‌کند که می‌تواند خطرناک باشد. لایه‌نشانی کروم می‌تواند این واکنش‌ها را کاهش دهد و ایمنی راکتور را افزایش دهد.
- ۳- افزایش سختی و مقاومت به سایش: میله‌های سوخت در شرایط سختی قرار دارند و ممکن است تحت فشار و سایش قرار بگیرند. لایه کروم می‌تواند به افزایش سختی سطحی و مقاومت در برابر سایش کمک کند.
- ۴- بهبود خواص حرارتی: لایه کروم می‌تواند خواص حرارتی میله‌های سوخت را بهبود بخشد و انتقال حرارت بهینه‌تری را فراهم کند.

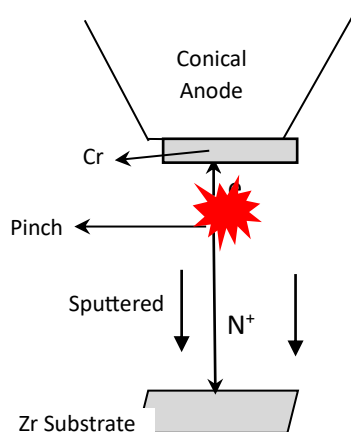
در این پژوهش از دستگاه پلاسمای کانونی -IR-MPF-۱۰۰ با انرژی بیشینه ۱۱۵ kJ جهت لایه‌نشانی کروم بر روی زیرکونیوم استفاده شده است.

۲- چیدمان آزمایشگاهی و روش کار

دستگاه پلاسمای کانونی -IR-MPF-۱۰۰ با بیشینه انرژی ۱۱۵ kJ دارای ساختار معکوس است و آند، کاتد و محفظه خلأ در جهت رو به پایین قرار دارند (شکل ۲). ساختار معکوس موجب میشود ماده کنده شده از سر آند بر روی زیرلایه رسوب کند و یک لایه با استحکام و چسبندگی بالا بر روی زیر لایه تشکیل گردد. شکل ۱ مکانیسم کندوپاش کروم سر آند و رسوب آن بر روی زیرلایه زیرکونیوم را نشان میدهد. در شکل ۱ بطور همزمان شتابگیری یونهای N⁺ به سمت زیرلایه نشان داده شده است. کروم دایره‌های شکل به قطر ۵ cm مطابق شکل ۲ در قسمت انتهایی آند نصب شده است. شکل ۲ تصویر پایینی به بالا را از آند مخروطی شکل، میله‌های کاتد و کروم نصب شده نشان میدهد. نمونه‌های زیرکونیوم در ابعاد ۲cm×۲cm برش داده شده و در فاصله ۳۵ cm تا سر آند بر روی فیدترو نصب میشوند (شکل ۳). محفظه خلأ دستگاه تا فشار ۱۰-۲ mbar خلأ میشود و



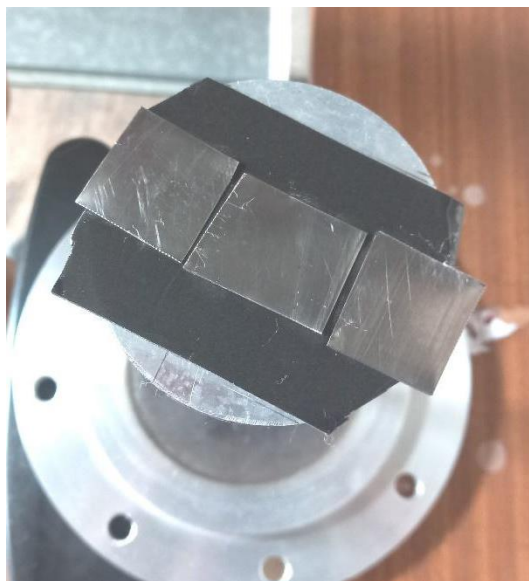
سپس گاز نیتروژن تا فشار ۱ mbar به داخل محفظه تزریق می‌گردد. خازنها تا ولتاژ ۱۷ kV شارژ میشوند. تعداد ۳۰ شات با گاز نیتروژن در فشار ۱ mbar زده شدند.



شکل ۱. چیدمان آزمایشگاهی. نصب کروم در ناحیه سر آند و قرار گیری زیرلایه زیرکونیوم در فاصله ۳۵ cm تا سر آند



شکل ۲. تصویر پایین به بالا از آند و کاتد. کروم خالص در ناحیه سر آند نصب شده است

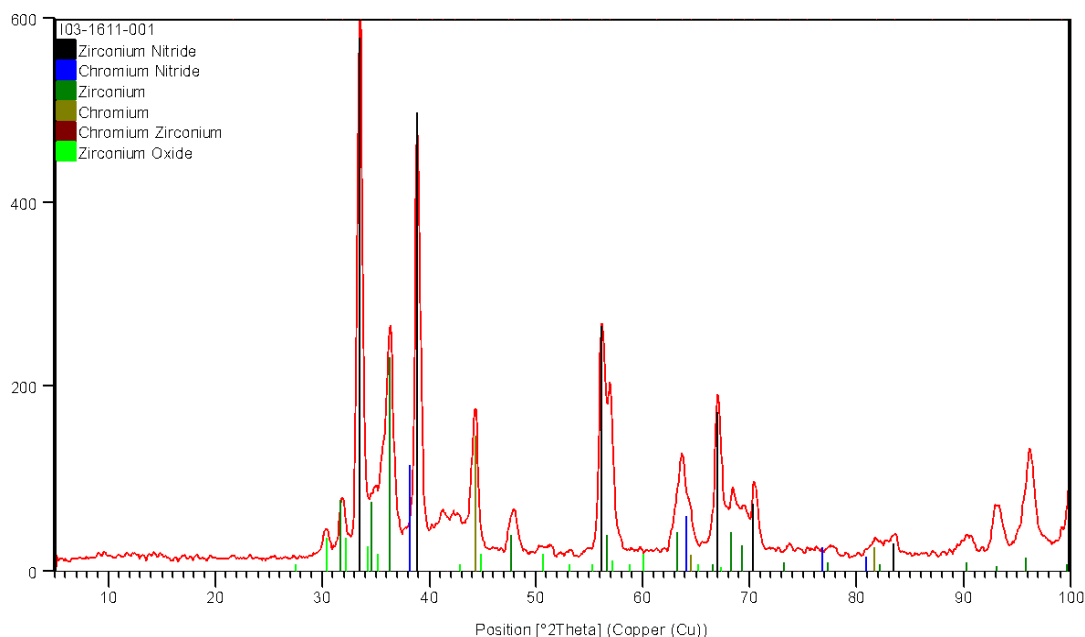


شکل ۳. زیرلایه زیرکونیوم در ابعاد $2 \times 2 \text{ cm}^2$ بر روی فیدترو نصب شده است

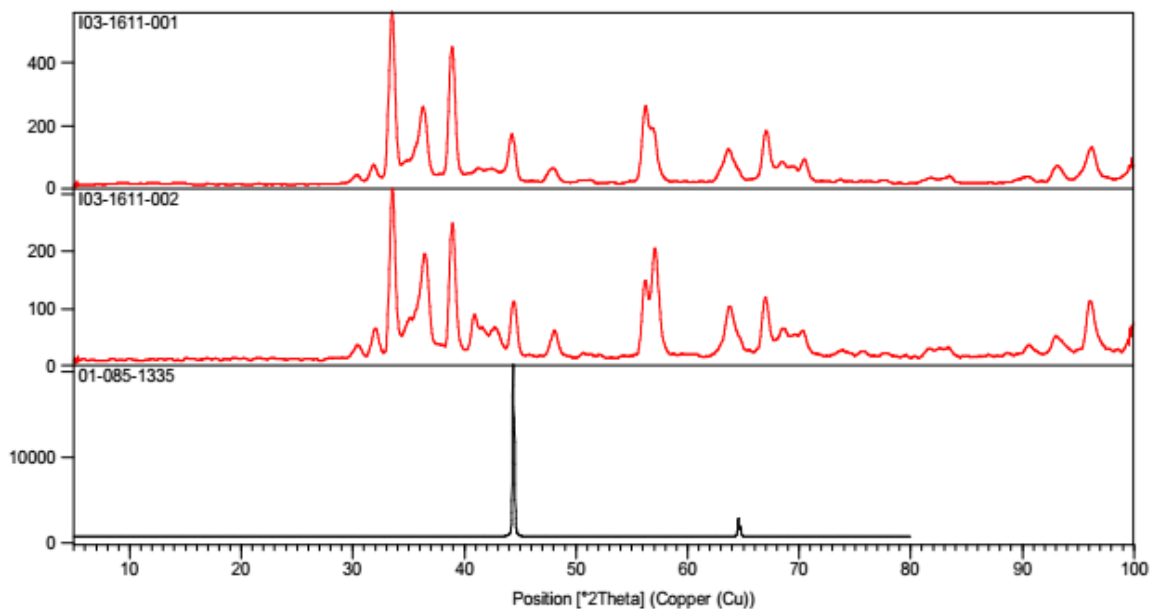
۳- نتایج

با فشردن کلید تریگر انرژی ذخیره شده در بانک خازنی به آند و کاتد دستگاه منتقل می‌شود. تخلیه الکتریکی بین آند و کاتد موجب یونیزه شده گاز نیتروژن داخل محفظه می‌شود و لایه پلاسمایی شکل گرفته در اثر نیروی لورنتز ابتدا در جهت محوری و سپس در جهت شعاعی شتاب می‌گیرد و پلاسمای پینچ در ناحیه سرآند تشکیل می‌شود (شکل ۱). پلاسمای پینچ تشکیل شده طول عمری در حدود ۱۰۰ ns دارد و در اثر انواع ناپایداریها به سرعت دچار فروپاشی می‌شود. در مرحله فروپاشی، الکترون‌ها به سمت آند و یونها در خلاف جهت و به سمت تارگت زیرکونیوم شتاب می‌گیرند (شکل ۱). یونهای نیتروژن به علت انرژی بالا [۶] [۷] در عمق زیرکونیوم نفوذ می‌کنند و کاشت یون اتفاق می‌افتد. برخورد الکترونهای پرشدت و پرانرژی با کروم نصب شده در ناحیه سرآند، موجب کندوپاش کروم می‌شود. کروم کنده شده بر روی زیرلایه زیرکونیوم رسوب کرده و لایه نشانی کروم بر روی زیرکونیوم انجام می‌گردد (شکل ۱). در شکل ۴ نمونه ای از پینچ تشکیل شده ملاحظه می‌گردد.

نمونه زیرکونیوم پس از ۳۰ شات از دستگاه خارج شد و تحت آنالیز XRD قرار گرفت. نتیجه آنالیز XRD در شکل ۵ نشان داده شده است. طیف XRD تشکیل فازهای Cr و CrN ، ZrCr ، ZrN را نشان می‌دهد. در شکل ۶ طیف XRD دو نمونه زیرکونیوم پس از لایه نشانی کروم با طیف پایه کروم مقایسه شده است. کد ۰۰۱ و ۰۰۲ مربوط به دو نمونه زیرکونیوم لایه نشانی شده با کروم هستند و کد ۱۳۳۵ طیف پایه کروم است. شکل ۶ به وضوح پیک مربوط به کروم را در هر دو نمونه نشان می‌دهد.



شکل ۴. طیف XRD نمونه زیرکونیوم پس از لایه نشانی کروم و کاشت نیتروژن



شکل ۶. مقایسه طیف XRD پایه کروم (کد ۱۳۳۵) با دو نمونه زیرکونیوم پس از لایه نشانی کروم (کد ۰۰۱ و کد ۰۰۲).
پیک کروم در هر دو نمونه به وضوح مشاهده میشود



۴- بحث و نتیجه گیری

در این مقاله لایه نشانی کروم بر روی زیرکونیوم با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی انجام شده است. دستگاه پلاسمای کانونی IR-MPF-۱۰۰ با ساختار رو به پایین امکان لایه نشانی و کاشت همزمان را فراهم میسازد. در این پژوهش کندوپاش کروم نصب شده در ناحیه سر آند، بر روی زیرلایه زیرکونیوم رسوب کرده و لایه نشانی کروم را ایجاد می کند و بصورت همزمان یونهای گاز نیتروژن به عنوان گاز کاری به سمت زیرلایه زیرکونیوم شتاب میگیرند و کاشت یون نیتروژن انجام میگردد. آنالیز XRD، طیف Cr، CrZr و CrN را در نمونه زیرکونیوم نشان میدهد. مزیت استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی برای لایه نشانی، چسبندگی بهتر لایه پوشش دهی شده به زیرلایه است. محدودیت این روش، غیر یکنواختی پوشش دهی برای راستاهای غیر محوری دستگاه پلاسمای کانونی است.

۵- مراجع

- [۱] I. A. Khan and e. al, "Nitridation of zirconium using energetic ions from plasma focus device," Thin Solid Films, vol. ۵۱۶, p. ۸۲۵۵-۸۲۶۳, ۲۰۰۸.
- [۲] S. Javadi and e. al, "Investigation of structural properties of chromium thin films prepared by a plasma focus device," PHYSICA SCRIPTA, vol. ۸۶, pp. doi:۰۰۳۱-۱۰/۱۰۸۸۰۲۵۸۰۱/۰۲/۸۶/۸۹۴۹, ۲۰۱۲.
- [۳] M. Alrwashdeh and S. A. Alameri, "Chromium-Coated Zirconium Cladding Neutronics Impact for APR- ۱۴۰۰ Reactor Core," Energies , vol. ۱۵, p. doi.org/۱۰/۳۳۹۰/en۱۵۲۱۸۰۰۸, ۲۰۲۲.
- [۴] J. W. Park and e. al, "Thickness evaluation of Cr coating fuel rod using encircling ECT sensor," Nuclear Engineering and Technology , vol. ۵۴, pp. ۳۲۷۲-۳۲۸۲, ۲۰۲۲.
- [۵] 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 ۲۰۱۵, Zurich, Switzerland, ۲۰۱۵.
- [۶] E. J. Lerner and e. al, "Electron and ion energies over ۱۰۰ keV in a dense plasma focus: results, theory and prospects," IEEE International Conference on Plasma Science, vol. ۱۰/۱۱۰۹/PLASMA.۲۰۰۲/۱۰۳۰۳۷۸, ۲۰۰۲.
- [۷] M. Akel and e. al, "Electron Beam Properties Emitted From Deuterium Plasma Focus: Scaling Laws," IEEE Transactions on Plasma Science , vol. ۱۰/۱۱۰۹/TPS.۲۰۱۷/۲۷۱۵۱۹۸, pp. ۲۳۰۳- ۲۳۰۷, ۲۰۱۷.
- [۸] H. Krompholz and e. al, "Neutron-, ion-, and electron-energy spectra in a ۱ kJ plasma focus," Applied physics , vol. ۱۳, pp. ۲۹-۳۵, ۱۹۷۷.
- [۹] F. Schuster and e. al, "ON-GOING STUDIES AT CEA ON CHROMIUM COATED ZIRCONIUM BASED NUCLEAR FUEL CLADDINGS FOR ENHANCED ACCIDENT TOLERANT LWRS FUEL," HAL, ۲۰۲۰.



بهینه‌سازی فرآیند تصفیه پساب واحد نشاسته‌گیری حاصل از فرآوری سیب‌زمینی با کمک

فناوری پلاسمای غیر حرارتی و روش‌های بیولوژیکی (کد مقاله: ۱۰۶۹)

بختیاری رمضانی، مهدیه^{۱*} - عزیزی، مریم^۲ - زیوه، نرگس^۳ - محمدی، فاطمه^۳ - نعیم آبادی، ابوتراب^۴

۳. سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای

۴. شرکت دانش‌بنیان توسعه فناوری پلاسما، گروه پلاسما

۵. شرکت دانش‌بنیان توسعه فناوری پلاسما، گروه محیط زیست

۶. دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده مهندسی انرژی و فیزیک

چکیده:

در این پژوهش، روشی نوین و چندمرحله‌ای برای تصفیه پساب نشاسته حاصل از فرآوری سیب‌زمینی ارائه شده است. پساب خروجی از خط تولید حاوی مقادیر بالایی از آلاینده‌های آلی و معدنی است که می‌تواند برای محیط زیست مضر باشد. به منظور تصفیه این پساب، از یک سیستم تصفیه چند مرحله‌ای شامل روش‌های بیولوژیکی (هوازی)، شیمیایی (انعقاد و لخته‌سازی)، فیزیکی (فیلتراسیون شنی، کربن اکتیو و رزین میکسبند) و تصفیه پیشرفته پلاسمایی با استفاده از پلاسمای غیرحرارتی استفاده شد. نتایج نشان داد که این سیستم تصفیه قادر است به طور مؤثری آلاینده‌های موجود در پساب را حذف کند. کاهش قابل توجه ۹۹/۶٪ در اکسیژن خواهی شیمیایی (COD)، ۹۹/۳٪ در مجموع مواد جامد محلول (TDS) و ۹۹/۳٪ در هدایت الکتریکی (EC) نسبت به نمونه اولیه، گویای این امر است. این مطالعه نشان می‌دهد که ترکیب فناوری پلاسمای غیر حرارتی با روش‌های تصفیه مرسوم می‌تواند به طور مؤثری در تصفیه پساب‌های صنعتی و حفاظت از محیط زیست مورد استفاده قرار گیرد.

کلمات کلیدی: پلاسما، تصفیه پساب، فرآیند بیولوژیکی، انعقاد و لخته‌سازی، فرآیند اکسیداسیون پیشرفته

Optimization of the wastewater treatment process in a starch production unit derived from potato processing using non-thermal plasma technology and biological methods

Bakhtiyari-Ramezani, Mahdiah^{۱*}, Azizi, Maryam^۲, Ziveh, Narges^۳, Mohammadi, Fatemeh^۳, Naeimabadi, Aboutorab^۴

^۱ Atomic Energy Organization of Iran, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Plasma Physics and Nuclear Fusion Research School

^۲ Knowledge-Intensive Plasma Technology Development Company, Plasma Department

^۳ Knowledge-Intensive Plasma Technology Development Company, Environment Department

^۴ Department of Energy Engineering and Physics, Amirkabir University of Technology

Abstract:

In this study, a novel, multi-stage method for treating starch wastewater from potato processing is presented. The wastewater discharged from the production line contains high levels of organic and inorganic pollutants that can be harmful to the environment. To treat this



wastewater, a multi-stage treatment system including biological methods (aerobic), chemical methods (coagulation and flocculation), physical methods (sand filtration, activated carbon, and mixed-bed resin), and advanced plasma treatment using non-thermal plasma was used. The results showed that this treatment system is capable of effectively removing pollutants from the wastewater. As a significant reduction of ۹۹,۶٪ in chemical oxygen demand (COD), ۹۹,۳٪ in total dissolved solids (TDS) and ۹۹,۲٪ in electrical conductivity (EC) was observed compared to the original sample. The study shows that the combination of non-thermal plasma technology with conventional treatment methods can be effectively used in the treatment of industrial wastewater and environmental protection.

Keywords: Plasma, wastewater treatment, biological process, coagulation and flocculation, advanced oxidation process

۱- مقدمه:

آلودگی منابع آب شیرین یکی از چالش‌های مهم زیست‌محیطی است. صنایع، به‌ویژه صنایع غذایی، سهم زیادی در تولید آلودگی‌های آبی دارند. به دلیل بار آلی بالا و ترکیبات پیچیده آلی موجود در پساب حاصل از واحد نشاسته‌گیری کارخانه‌های فرآوری سیب زمینی، تصفیه این نوع پساب دشوار می‌باشد. ترکیبات آلی مانند کربوهیدرات‌ها، پروتئین‌ها و چربی‌ها می‌توانند منجر به آلودگی منابع آبی و رشد میکروارگانیسم‌های بیماری‌زا شوند [۱، ۲].

روش‌های سنتی تصفیه شامل فرآیندهای فیزیکی (ته‌نشینی و شناورسازی)، شیمیایی (انعقاد و لخته‌سازی) و بیولوژیکی (تصفیه هوازی و بی‌هوازی) می‌باشد که هر کدام کاربرد خاص خود را دارند. این روش‌ها به‌ویژه در حذف ذرات معلق، مواد آلی و کاهش اکسیژن‌خواهی شیمیایی (COD)^۱ مؤثرند، اما محدودیت‌هایی مانند زمان طولانی، تولید لجن زیاد و کارایی پایین در حذف آلاینده‌های مقاوم دارند [۳، ۴].

با توجه به آلودگی روزافزون منابع آبی، توسعه روش‌های نوین و مؤثر برای تصفیه آب‌های آلوده ضروری است. در این زمینه، فناوری پلاسما به‌عنوان یک روش اکسیداسیون پیشرفته برای تصفیه آب و پساب مورد توجه قرار گرفته است. پلاسما، با تولید ذرات باردار و پراثری مانند رادیکال‌های هیدروکسیل ($\cdot\text{OH}$)، رادیکال‌های اکسیژن ($\text{O}\cdot$) و ازن (O_3)، قادر به شکستن پیوندهای شیمیایی مولکول‌های آلی مقاوم و کاهش COD می‌باشد [۵].

هدف پژوهش حاضر، ارزیابی کارایی یک فرآیند تصفیه چندمرحله‌ای برای تصفیه پساب واحد نشاسته‌گیری حاصل از فرآوری سیب زمینی است. در این فرآیند، از ترکیب روش‌های سنتی و نوین، از جمله تصفیه بیولوژیکی، انعقاد و لخته‌سازی، فیلتراسیون و اکسیداسیون پیشرفته با استفاده از فناوری پلاسما، غیرحرارتی استفاده شده است. هدف از این پژوهش، بهبود کیفیت پساب نشاسته و کاهش بار آلی و جامدات معلق آن است.

نتایج این پژوهش می‌تواند به توسعه روش‌های نوین در تصفیه پساب‌های حاوی نشاسته کمک کند. علاوه بر این، یافته‌های پژوهش حاضر می‌تواند صنایع غذایی را در کاهش آلودگی محیط‌زیست یاری دهد و با ایفای نقش در تحقق مسئولیت‌های اجتماعی، گامی مؤثر در جهت توسعه پایدار بردارد.

۲- روش کار:

۲-۱- مواد و تجهیزات

در این پژوهش، pH با استفاده از pH متر مدل F۲۰-std-Kit شرکت Mettler Toledo (سوئیس) اندازه‌گیری شد. برای اندازه‌گیری COD، از روش تیتراسیون با سولفات آهن (II) آمونیوم^۲ استفاده گردید. نمونه‌ها در محیط اسیدی با

^۱ Chemical Oxygen Demand

^۲ Ammonium Iron (II) Sulfate



دی‌کرومات پتاسیم در دمای ۱۵۰ درجه سانتی‌گراد به مدت ۲ ساعت هضم شدند، سپس با سولفات آلومینیوم آهن (II) و شناساگر فروئین تیتراسیون شده و COD محاسبه گردید. برای انتخاب بهترین نوع منعقدکننده، از سه ماده شیمیایی شامل پلی‌آلومینیوم کلراید سفید (PAC-W)^۳، پلی‌آلومینیوم کلراید زرد (PAC-Y)^۴ و سولفات آلومینیوم $(Al_2(SO_4)_3 \cdot 18H_2O)$ ^۵ استفاده شد. به‌منظور تسهیل تشکیل لخته‌های بزرگ‌تر و سریع‌تر، پلی‌الکترولیت زتاگ به کار رفت. کدورت با استفاده از کدورت‌سنج مدل AQUALYTIC HACH اندازه‌گیری و میزان مواد جامد محلول کل (TDS)^۶، هدایت الکتریکی (EC)^۷ و اکسیژن محلول (DO)^۸ با پروب چندپارامتری HQ4۰۰d شرکت HACH اندازه‌گیری شد.

۲-۲- تصفیه بیولوژیکی

نمونه مورد مطالعه، پساب واحد نشاسته‌گیری فرآوری سیب‌زمینی بود که پس از تصفیه فیزیکی شامل آشغال‌گیری و ته‌نشینی، حاوی مقادیر زیادی مواد آلی مانند نشاسته، قندها، چربی‌ها و پروتئین‌ها بود. برای کاهش COD و بهبود کیفیت، از تصفیه بیولوژیکی با هوادهی ۲۴ ساعته استفاده شد. این فرآیند، رشد میکروارگانیسم‌ها را تسهیل کرد و همچنین باعث تجزیه مواد آلی به ترکیبات ساده‌تر مانند دی‌اکسید کربن، آب و لجن شد.

۲-۳- انعقاد و لخته‌سازی

پس از تصفیه بیولوژیکی، ذرات معلق، مواد آلی و میکروارگانیسم‌ها همچنان در پساب واحد نشاسته‌گیری باقی می‌ماندند؛ بنابراین برای تخلیه یا استفاده مجدد مناسب نبودند. به همین دلیل، فرآیند انعقاد و لخته‌سازی به‌عنوان مرحله تکمیلی به‌کار گرفته شد. در این فرآیند، با استفاده از مواد شیمیایی منعقدکننده و لخته‌ساز، ذرات ریز به لخته‌های بزرگ‌تر تبدیل شده و به‌راحتی از پساب جدا شدند، که منجر به بهبود کیفیت پساب و کاهش آلاینده‌ها شد. برای بهینه‌سازی این فرآیند، آزمون‌های جار تست برای تنظیم pH، میزان پلی‌الکترولیت و نوع منعقدکننده روی نمونه‌های مختلف انجام شد. این آزمون‌ها کارایی انواع منعقدکننده‌ها و لخته‌سازها را ارزیابی کردند.

جدول ۱: کدگذاری نمونه‌های مختلف جهت فرایند انعقاد و لخته‌سازی

کدگذاری نمونه	مشخصات نمونه
S	پساب واحد نشاسته‌گیری
A	پساب واحد نشاسته‌گیری بعد از فرایند هوادهی
SP ^۱	S: پساب واحد نشاسته‌گیری بعد از هوادهی / P: نوع پلی‌الکترولیت (زتاگ) ۱: نوع منعقدکننده اول (پلی‌آلومینیوم کلراید سفید (PAC))
SP ^۲	S: پساب واحد نشاسته‌گیری بعد از هوادهی / P: نوع پلی‌الکترولیت (زتاگ) ۲: نوع منعقدکننده دوم (پلی‌آلومینیوم کلراید زرد (PAC))
SP ^۳	S: پساب واحد نشاسته‌گیری بعد از هوادهی / P: نوع پلی‌الکترولیت (زتاگ) ۳: نوع منعقدکننده سوم (سولفات آلومینیوم (SAI))

^۳White Polyaluminum Chloride

^۴Yellow Polyaluminum Chloride

^۵Aluminum Sulfate

^۶Total Dissolved Solids

^۷Electrical Conductivity

^۸Dissolved Oxygen



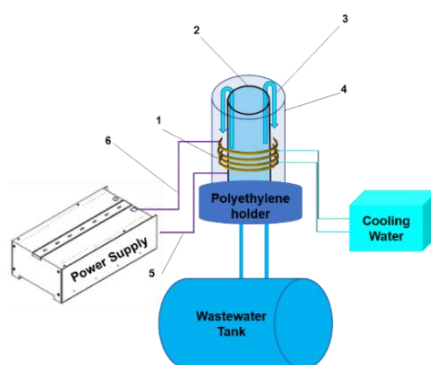
۲-۴- تصفیه نهایی (فیلتراسیون و تیمار پلاسما)

در این مرحله، پساب ابتدا از لایه‌های سیلیس عبور داده شد تا ذرات بزرگ‌تر مانند خاک و شن از آن جدا شوند. سپس، پساب به بستر کربن اکتیو منتقل گردید که به دلیل سطح بالای و حفره‌های ریز خود، قادر به جذب مواد آلی، رنگ، بو و ترکیبات شیمیایی بود. سپس، پساب از رزین میکسبند جهت کاهش مقادیر EC و TDS عبور داده شد. در نهایت، تصفیه پلاسمای غیرحرارتی به‌عنوان مرحله نهایی به کار گرفته شد تا کارایی فرآیند تصفیه افزایش یابد و کیفیت پساب بهبود یابد. در جدول ۲، کدگذاری نمونه‌های مرتبط با پساب واحد نشاسته‌گیری ارائه شده است.

جدول ۲: کدگذاری کدگذاری نمونه‌ها مربوط به نمونه‌ی پساب واحد نشاسته‌گیری

مشخصات نمونه	کدگذاری نمونه
S: پساب واحد نشاسته‌گیری بعد از هوادهی P: نوع پلی‌الکترولیت (زتاگ) ۱: نوع منعقد کننده S: فیلتر سیلیس / C: کربن اکتیو / R: رزین / P: پلاسما مستقیم	SP ^۱ SCR ^P

شکل ۱ پیکربندی شماتیک پلاسمای تحت فشار اتمسفری (APP)^۹ طراحی شده برای تصفیه پساب واحد نشاسته‌گیری را نشان می‌دهد که از چهار بخش اصلی تشکیل شده است: سیستم فیلم سقوط آب، دستگاه گردش‌دهنده آب خنک‌کننده، منبع تغذیه و مخزن پساب. ولتاژ و فرکانس به ترتیب روی ۱۵ کیلوولت و ۸ کیلوهرتز تنظیم شدند. در این سیستم، پساب از میان یک میدان پلاسمایی عبور داده شده و در اثر برهمکنش با گونه‌های فعال تولید شده در پلاسما، آلاینده‌های آن تجزیه می‌شوند. ولتاژ بالا بین الکترودها ایجاد شده و تخلیه الکتریکی رخ می‌دهد. این تخلیه الکتریکی باعث تولید پلاسمای حاوی گونه‌های فعال مانند رادیکال‌های آزاد، یون‌ها و الکترون‌ها می‌شود. سپس، هنگامی که پساب از میان این پلاسما عبور می‌کند، این گونه‌های فعال با آلاینده‌های موجود در پساب واکنش داده و آن‌ها را تجزیه می‌کنند. شکل (۱): شماتیک سامانه‌ی پلاسمای سرد استوانه‌ای با هندسه‌ی استوانه‌ای (۱:الکتروود سیم پیچ مسی، ۲: کوآرتز، ۳: استیل



(الکتروود زمین)، ۴: استوانه‌ی شیشه‌ای، ۵: ولتاژ پایین، ۶: ولتاژ بالا)

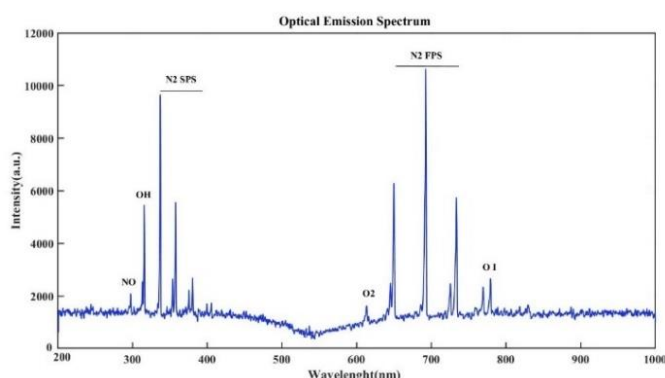
۳- نتایج:

در این پژوهش، برای تصفیه پساب سیب‌زمینی، از ترکیبی از روش‌های تصفیه بیولوژیکی، شیمیایی (انعقاد و لخته‌سازی)، فیزیکی (فیلتراسیون) و اکسیداسیون پیشرفته (پلاسما) استفاده شد. این فرآیندها به ترتیب برای کاهش بار آلی، حذف ذرات و آلاینده‌ها و تخریب ترکیبات مقاوم به کار گرفته شدند. برای ارزیابی عملکرد مراحل مختلف تصفیه، آنالیزهایی شامل اندازه‌گیری COD، TDS، EC و DO و کدورت انجام شد. بررسی این پارامترها، تأثیر هر مرحله را بر بهبود کیفیت پساب نشان داد. برای

^۹ Atmospheric Pressure Plasma

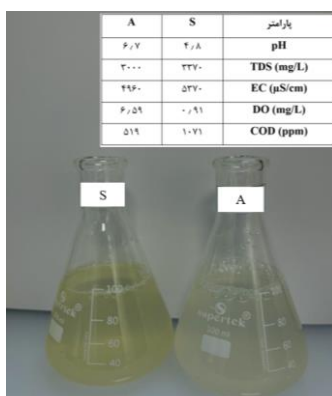


شناسایی گونه‌های واکنشی تولیدشده در طی تخلیه پلاسما و تعامل آن با پساب نشاسته‌گیری سیب‌زمینی، از طیف‌سنجی نشر نوری (OES)^{۱۰} استفاده شد. شکل ۲ طیف OES را نشان می‌دهد. پیک ۷۷۷ نانومتر به نشر اکسیژن اتمی (OI) و پیک ۶۱۰ نانومتر به نشر اکسیژن مولکولی (O_۲) مربوط می‌شود. پیک NO در ۲۹۰ نانومتر و پیک OH در ۳۱۰ نانومتر نیز مشاهده شد. پیک‌های نیتروژن در بازه‌های ۳۲۰-۳۸۰ نانومتر (SPS)^{۱۱} و ۶۵۰-۷۲۰ نانومتر (FPS)^{۱۲} نیز شناسایی شدند. در مایع تحت تیمار پلاسما، نیترات، نیتريت و پراکسید هیدروژن شناسایی شدند که می‌توانند به تولید NO، NO_۲، رادیکال‌های OH و اسید نیتريك منجر شوند. طیف OES پلاسمای تولیدشده در راکتور با ولتاژ ۱۵ کیلوولت و فرکانس ۸ کیلوهرتز در شکل ۲ نشان داده شده است [۶-۱۰].



شکل (۲): طیف نشر نوری پلاسما غیرحرارتی راکتور پلاسمایی.

شکل ۳ میزان کاهش هر یک از پارامترهای پساب پس از تصفیه بیولوژیکی را نشان می‌دهد. این فرایند، با افزایش میزان DO در پساب، شرایط رشد باکتری‌ها را فراهم کرده و در نتیجه منجر به کاهش قابل توجه COD شده است. همچنین، شکل ۳ کاهش چشمگیر رنگ و کدورت نمونه‌ها پس از هوادهی را نشان می‌دهد. تصفیه بیولوژیکی، با تجزیه ترکیبات نشاسته‌ای و قندی موجود در پساب، باعث بهبود قابل توجه کیفیت پساب از نظر کدورت و COD شده است. یافته‌های پیشین نشان می‌دهد که فرآیندهای بیولوژیکی مانند هوادهی، با افزایش DO و ایجاد شرایط مناسب برای رشد باکتری‌های هوازی، منجر به کاهش COD و بهبود کیفیت پساب می‌شوند [۱۱]. با این حال، برای دستیابی به استانداردهای کیفی مطلوب، استفاده از روش‌های مکمل شیمیایی یا فیزیکی ضروری است. ترکیب این روش‌ها، رویکردی جامع و مؤثر برای تصفیه فاضلاب فراهم می‌کند.



^{۱۰} Optical Emission Spectroscopy

^{۱۱} Short-Pulse Spectroscopy

^{۱۲} Femtosecond Pulse Shaping



شکل (۳): نتایج تصفیه بیولوژیکی شامل تغییرات رنگ و کدورت و آنالیز پارامترهای پساب واحد نشاسته‌گیری با توجه به نتایج آزمایش جارتست، سه حالت از مناسب‌ترین شرایط (شامل میزان و نوع مواد) انتخاب شد. در شکل ۴، نمونه‌های بهینه برای هر یک از منعقدکننده‌های مورد استفاده برای نمونه پساب واحد نشاسته‌گیری پس از فرایند هوادهی نشان داده شده است.



شکل (۴): (الف) نمونه‌های بهینه منعقد کننده‌ها برای پساب واحد نشاسته‌گیری پس از هوادهی و (ب) سرریز نمونه‌ها پس از ته‌نشینی.

نتایج آنالیزهای انجام شده مربوط به سه حالت بهینه واحد انعقاد و لخته‌سازی به همراه نمونه کنترل برای نمونه‌های پساب واحد نشاسته‌گیری بعد از فرایند هوادهی در جدول ۴ گردآوری شده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود نمونه‌ی SP^۲ (پساب واحد نشاسته‌گیری با منعقدکننده پلی‌آلومینیوم کلراید زرد (PAC-Y)) از بهینه‌ترین شرایط برخوردار است. جدول ۴: مشخصات مربوط به سه حالت بهینه واحد انعقاد و لخته‌سازی به همراه نمونه کنترل برای نمونه‌ی پساب واحد نشاسته‌گیری بعد از فرایند هوادهی

نام نمونه	pH	COD (mg/L)	EC (μ S/cm)	کدورت (NTU)	DO (mg/L)	TDS (mg/L)
S	۴/۸	۱۰۷۱	۵۳۷۰	۶۵	۰/۹۱	۳۳۷۰
A	۶/۷	۵۱۹	۴۹۶۲	۳۸	۶/۵۹	۳۰۰۰
SP ^۱	۱۰/۵	۵۱۷	۶۶۵۰	۲۱	۴/۱۸	۳۹۸۰
SP ^۲	۱۰/۶	۳۳۴	۶۹۵۸	۱۳/۳	۵/۰۱	۴۰۲۵
SP ^۳	۱۰/۴	۳۶۰	۵۵۸۷	۱۶/۶	۵/۶	۳۲۵۹

جدول ۵ نشان می‌دهد که پس از فیلتراسیون و تیمار پلاسمای غیرحرارتی، بیشتر آلودگی‌های ایجادکننده کدورت و گرفتگی فیلترها حذف شده‌اند. فیلتراسیون سیلیس و کربن اکتیو کدورت و بو را کاهش داده و تا حدی COD را کاهش می‌دهند، اما تأثیر چندانی بر TDS ندارند. فیلتر رزینی میکسبند مقدار COD و TDS را کاهش می‌دهد. پلاسما با مکانیسم اکسیدکنندگی، ترکیبات آلی مقاوم را تخریب کرده و COD را به کمتر از ۱۰۰ میلی‌گرم بر لیتر کاهش می‌دهد. رادیکال‌های آزاد تولید شده توسط پلاسما، ترکیبات آلی پیچیده و سموم را تجزیه کرده و COD پساب را کاهش می‌دهند. این یافته با مطالعات پیشین مبنی بر تأثیر مثبت پلاسما در حذف آلاینده‌های آبی همخوانی دارد [۱۲].

جدول ۵: مشخصات مربوط به برای نمونه‌ی پساب واحد نشاسته‌گیری بعد از مراحل مختلف تصفیه

نام نمونه	pH	COD (mg/L)	EC (μ S/cm)	TDS (mg/L)
SP ^۱ S	۱۰/۴	۴۹۸	۶۱۴۰	۳۸۱۰
SP ^۲ S	۹/۹	۳۰۹	۶۱۶۰	۳۸۲۰
SP ^۳ S	۱۰/۲	۳۳۱	۵۱۲۰	۳۱۰۰
SP ^۱ SC	۹/۸	۲۵۹	۳۱۷۰	۱۹۰۰
SP ^۲ SC	۹/۹	۲۲۷	۳۶۴۰	۲۲۰۰
SP ^۳ SC	۹/۷	۲۵۹	۳۰۸۰	۱۸۰۰
SP ^۱ SCR	۸/۱	۲۳۵	۷۰۰	۴۲۰
SP ^۲ SCR	۸/۷	۲۱۰	۸۷۰	۵۳۰
SP ^۳ SCR	۸/۹	۲۲۳	۶۶۴	۳۹۵



۲۷۹	۴۹۱	۹۷	۷/۸	SP ^۱ SCRP
۹۲/۷	۱۷۸/۵	۴	۸/۲	SP ^۲ SCRP
۲۳/۴	۴۳	۳۲	۸/۱	SP ^۳ SCRP

۴- بحث و نتیجه گیری:

در این پژوهش، فرآیند چندمرحله‌ای تصفیه پساب کارخانه فرآوری سیبزمینی بهینه‌سازی شد تا کیفیت پساب به استانداردهای زیست‌محیطی برسد. این فرآیند شامل سه مرحله اصلی بود. مرحله نخست، تصفیه بیولوژیکی با هوادهی ۲۴ ساعته، منجر به کاهش قابل توجه COD از ۱۰۷۱ به ۵۱۹ میلی‌گرم بر لیتر (۵۱/۱٪)، افزایش DO از ۰/۹۱ به ۶/۵۹ میلی‌گرم بر لیتر، و کاهش TDS و EC به ترتیب به ۳۰۰۰ میلی‌گرم بر لیتر و ۴۹۶۲ میکروسیمنس بر سانتی‌متر شد. در مرحله دوم، انعقاد و لخته‌سازی با بهینه‌سازی منعقدکننده‌ها، COD را ۳۵/۶٪ کاهش داده و به ۳۳۴ میلی‌گرم بر لیتر رساند. در نهایت، فیلتراسیون جاذب و رزینی همراه با پلاسمای غیرحرارتی، COD را به میزان چشمگیر ۹۸/۸٪ کاهش داده و به ۴ میلی‌گرم بر لیتر رساند. همچنین، TDS و EC به ترتیب به ۲۳/۴ میلی‌گرم بر لیتر و ۴۳ میکروسیمنس بر سانتی‌متر کاهش یافتند. نتایج نشان داد ترکیب روش‌های بیولوژیکی، شیمیایی و پیشرفته، به‌ویژه پلاسمای روشی کارآمد و پایدار برای تصفیه پساب‌های پیچیده است و با کاهش آلاینده‌ها و بهبود کیفیت پساب، اثرات زیست‌محیطی صنایع غذایی را کاهش می‌دهد.

۵- مراجع:

- [۱] Türker, M., S.M. Selimoğlu, and H. Taşpınar-Demir, *Waste (water) to feed protein: Effluent characteristics, protein recovery, and single-cell protein production from food industry waste streams*. Clean energy and resource recovery, ۲۰۲۲: p. ۲۰۱-۲۴۴.
- [۲] Asgharnejad, H., et al., *Comprehensive review of water management and wastewater treatment in food processing industries in the framework of water-food-environment nexus*. Comprehensive Reviews in Food Science and Food Safety, ۲۰۲۱. ۲۰(۵): p. ۴۷۷۹-۴۸۱۵.
- [۳] Samer, M., *Biological and chemical wastewater treatment processes*. Wastewater treatment engineering, ۲۰۱۵. ۱۵۰(۱۰,۵۷۷۲): p. ۶۱۲۵۰.
- [۴] Li, Z. and P. Yang. *Review on physicochemical, chemical, and biological processes for pharmaceutical wastewater*. in IOP conference series: earth and environmental science. ۲۰۱۸. IOP Publishing.
- [۵] He, Y., et al., *Recent advances of emerging organic pollutants degradation in environment by non-thermal plasma technology: A Review*. Water, ۲۰۲۲. ۱۴(۹): p. ۱۳۵۱.
- [۶] Georgescu, N., et al., *Atomic Oxygen Maximization in High-Voltage Pulsed Cold Atmospheric Plasma Jets*. Plasma Science, IEEE Transactions on, ۲۰۱۰. ۳۸: p. ۳۱۵۶-۳۱۶۲.
- [۷] Rezaei, F., M. Abbasi-Firouzjah, and B. Shokri, *Investigation of antibacterial and wettability behaviours of plasma-modified PMMA films for application in ophthalmology*. Journal of Physics D Applied Physics, ۲۰۱۴. ۴۷: p. ۰۸۵۴۰۱.
- [۸] Elsaadany, M., et al., *Exogenous nitric oxide (NO) generated by NO-plasma treatment modulates osteoprogenitor cells early differentiation*. Journal of Physics D Applied Physics, ۲۰۱۵. ۴۸: p. ۳۴۵۴۰۱.
- [۹] Shabani, H., et al., *Antimicrobial activity of cold atmospheric-pressure argon plasma combined with chicory (Cichorium intybus L.) extract against P. aeruginosa and E. coli biofilms*. Scientific Reports, ۲۰۲۳. ۱۳(۱): p. ۹۴۴۱.
- [۱۰] Tomeková, J., et al., *Influence of Cold Atmospheric Pressure Plasma on Pea Seeds: DNA Damage of Seedlings and Optical Diagnostics of Plasma*. Plasma Chemistry and Plasma Processing, ۲۰۲۰. ۴۰.
- [۱۱] Skouteris, G., et al., *The use of pure oxygen for aeration in aerobic wastewater treatment: A review of its potential and limitations*. Bioresource technology, ۲۰۲۰. ۳۱۲: p. ۱۲۳۵۹۵.
- [۱۲] Puyang, C., J. Han, and H. Guo, *Degradation of emerging contaminants in water by a novel non-thermal plasma/periodate advanced oxidation process: Performance and mechanisms*. Chemical Engineering Journal, ۲۰۲۴. ۴۸۳: p. ۱۴۹۱۹۴.



طراحی سامانه تشخیصی تابش ایکس نرم با استفاده از آشکار سازهای دیودی در توکامک

دماوند (کد مقاله : ۱۰۹۴)

معظمی قمصری، مهسا^۱ - پورشهاب، بنفشه^۲ - رسولی، چاپار^۲

۱. دانشگاه کاشان، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک هسته‌ای

۲. سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای

چکیده:

بخش عمده‌ی تابش‌های ساطع شده از پلاسمای همجوشی در محدوده‌ی تابش‌های ایکس نرم، در بازه‌ی انرژی ($keV10-$ $100eV$)، می‌باشد. این پژوهش به طراحی یک طیف‌سنج دیودی سه کاناله برای ثبت تابش‌های ایکس نرم توکامک دماوند اختصاص دارد. این سامانه تشخیصی قادر به ثبت تحولات زمانی تابش ایکس نرم ساطع شده در طول تخلیه پلاسمای توکامک است. در این طیف‌سنج جهت حذف تابش‌های کم انرژی، فیلتر *Al-Mylar* بکار گرفته شده است. به منظور تعیین غلظت و نمایه عمقی عناصر موجود در این فیلتر، طیف‌سنجی پس پراکندگی رادرفورد با استفاده از یون‌های پروتون با انرژی $2 MeV$ انجام گرفت. در این راستا، کد *SIMNRA* برای شبیه‌سازی و تحلیل طیف پس پراکندگی رادرفورد مورد استفاده قرار گرفت. کلمات کلیدی: توکامک دماوند، تابش‌های ایکس نرم، سامانه تشخیصی، دیود سیلیکونی، طیف‌سنجی پس پراکندگی رادرفورد.

Designing a Soft X-ray diagnostic system using diode detectors in Damavand tokamak

Moazzemi-Ghamsari, Mahsa^{۱*}, Pourshahab, Banafsheh^۲, Rasouli, Chapar^۲

۱. University of Kashan, Faculty of Science, Department of Physics

۲. Atomic energy organization of Iran, Nuclear science and technology research institute, Plasma and nuclear fusion research school

Abstract:

The majority of the radiation emitted from fusion plasma falls within the Soft X-rays range, with energy range ($100 eV- 10 keV$). This research is dedicated to design a three-channel diode spectrometer for detecting the Soft X-rays of Damavand tokamak. This diagnostic system is able to record time evolution of the Soft X-ray radiation emitted during plasma discharge. In this spectrometer, to eliminate low-energy emission an Al-Mylar filter is used. To determine the concentration and depth profile of the elements in this filter, the Rutherford backscattering spectrometer was done using the proton ions with energy of $2 MeV$. For this purpose, the SIMNRA code was utilized to simulate and analyzing the Rutherford backscattering spectrum.

Key words: Damavand tokamak, Soft X-ray emission, Diagnostic system, Silicon diode, Rutherford backscattering spectroscopy.



۱ - مقدمه:

تابش‌های گسیل شده از پلاسمای توکامک یک ساز و کار مهم در اتلاف انرژی به‌شمار می‌روند و بر تعادل توان در یک راکتور همجوشی اثر می‌گذارند. این تابش‌ها یکی از اساسی‌ترین ابزارهای اندازه‌گیری پلاسمای گداخت هسته‌ای هستند.

در ماشین توکامک انواع مختلف تلفات تابشی رخ می‌دهند. بخش عمده‌ی تابش‌های ساطع شده از پلاسمای همجوشی در محدوده تابش‌های ایکس نرم (SXR)، در بازه‌ی انرژی (۱۰-eV-۱۰۰keV)، بوده و از ناحیه‌ی مرکز پلازما تابش می‌شوند [۱]. طیف تابشی پلازما شامل تابش‌های پیوسته، متشکل از تابش آزاد-آزاد (تابش ترمزی) و تابش آزاد-مقید (بازترکیب) و همچنین تابش‌های گسسته‌ی ناشی از گذار مقید-مقید (تابش خطی) است [۲، ۳]. تئوری تابش ترمزی و بازترکیب اولین بار توسط گریم^{۱۳} [۴] و کرزاس^{۱۴} [۵] مورد بررسی قرار گرفته‌است. با فرض یک مدل هیدروژنی برای یون‌های ناخالصی، می‌توان تابش ترمزی را برای یک توزیع سرعت ماکسولی تخمین زد. در این صورت چگالی توان تابش ترمزی در واحد حجم به ازای انرژی فوتون dE برابر است با [۶، ۲]

$$\frac{dP_{ff}}{dE} = 1.54 \times 10^{-28} n_e Z^2 g_{ff} \frac{\exp \exp \left(\frac{-E}{T_e} \right)}{\sqrt{T_e}} (W.m^{-2}) \quad (1)$$

که در آن T_e و n_e به ترتیب دما و چگالی الکترون و $g_{ff} = g_{ff}(E, T_e, Z)$ فاکتور گانت آزاد-آزاد نام دارد. لازم به ذکر است این فاکتور در ناحیه‌ی ایکس نرم نزدیک به یک در نظر گرفته می‌شود. از تابش‌ها SXR بطور گسترده برای بدست آوردن اطلاعات ارزشمند فیزیک پلاسمای توکامک از جمله ماهیت ایجاد ناپایداری‌های مخرب، مطالعه پدیده‌های MHD، موقعیت و شکل پلازما استفاده می‌شود [۷، ۸، ۲]. از این‌رو سامانه تشخیصی تابش ایکس نرم یکی از ابزارهای اصلی تشخیصی پلازما در تحقیقات گداخت است.

توکامک دماوند یک توکامک تحقیقاتی کوچک با سطح مقطع غیر دایروی است که برای پژوهش در زمینه گداخت هسته‌ای طراحی و ساخته شده‌است. در این کار تحقیقاتی طراحی یک طیف‌سنج دیودی سه کاناله برای ثبت تابش‌های SXR توکامک دماوند مورد بررسی قرار گرفته‌است. در بخش اول این مقاله ابتدا طیف‌سنج دیودی و در ادامه اجزاء سامانه تشخیصی، شرح وظیفه هر جزء و همچنین نحوه عملکرد و ارتباط بین آن‌ها توضیح داده می‌شود. در نهایت، تحلیل طیف پس پراکندگی رادرفورد جهت تعیین مشخصات فیلتر به‌کاررفته در این سامانه مورد بررسی قرار می‌گیرد.

۲ - طیف‌سنج دیودی:

طیف‌سنج دیودی از دو قسمت اصلی شامل قطعات الکترونیکی و قطعات مکانیکی تشکیل شده‌است. قطعات الکترونیکی شامل آشکارساز، مدار راه‌انداز و منبع تغذیه می‌باشد که وظیفه‌ی اصلی این واحد، تبدیل تابش برخوردی به سیگنال آنالوگ است.

^{۱۳} Griem

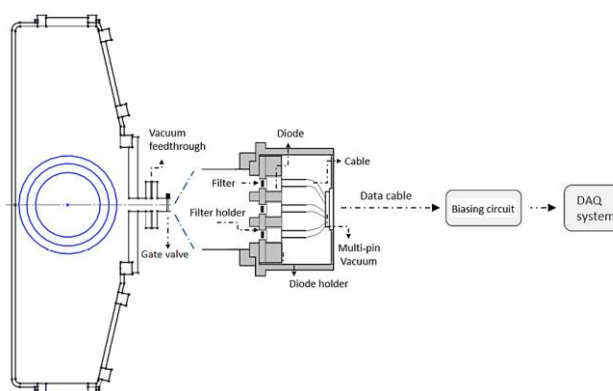
^{۱۴} Karzas



واحد قطعات مکانیکی متشکل از رابط و اتصالات، شیر خلاء، اتاقک یا محفظه سامانه، فیدترو خلاء، ساختارهای نگهدارنده‌ی آشکارساز و روزنه می‌باشد. این واحد در واقع بستری مناسب برای کارکرد صحیح قطعات الکترونیکی فراهم می‌آورد.

این طیف‌سنج سه کاناله متشکل از سه فوتودیود سیلیکونی [۹] BPX۶۵ بوده که با فویل‌های جاذب مختلف یا یکسان بسته به هدف آزمایش پوشانده می‌شود و کل مجموعه داخل یک اتاقک کوچک از جنس استیل ضد زنگ می‌گیرد. در شکل ۱ شماتیکی از طیف‌سنج دیودی آورده شده‌است. طیف‌سنج طراحی شده در پنجره موجود در صفحه $Z=0$ توکامک و در زاویه تروئیدالی ۱۵۰ درجه نصب می‌گردد.

از آنجا که پنجره ورودی طیف‌سنج مستقیماً به پنجره توکامک متصل است لذا فرآیند خلاء طیف‌سنج به‌طور همزمان با محفظه توکامک انجام می‌گیرد. در این طرح به‌منظور جداسازی طیف‌سنج از محفظه خلاء توکامک از یک شیر خلاء دروازه‌ای استفاده شده و امکان جابجایی فیلتر، تغییر و تعویض فوتودیود بدون شکست خلاء محفظه ممکن می‌باشد. همچنین در توکامک‌ها، فرآیند پخت محفظه خلاء و دیواره‌ی اول، شرط لازم برای دستیابی به پلاسمای خالص است. در توکامک دماوند این فرآیند با گرم کردن محفظه خلاء تا دمای ۳۰۰ درجه سانتی گراد به مدت ۸ ساعت انجام می‌گیرد. از طرفی دمای ایمن برای آشکارسازهای فوتودیودی BPX۶۵ از (۱۲۵ تا -۴۰) درجه سانتی گراد گزارش شده‌است. لذا وجود شیر خلاء امکان جداسازی سامانه در حین فرآیند پخت با حفظ خلاء توکامک را ممکن می‌سازد. در ادامه اجزاء طیف‌سنج دیودی تابش ایکس نرم توکامک دماوند مورد بحث قرار می‌گیرد.



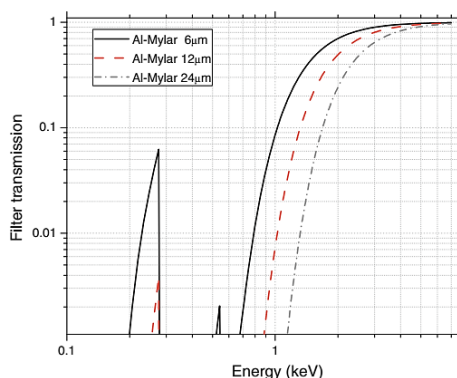
شکل ۱. شماتیکی از سیستم تشخیصی SXR و موقعیت نصب آن در توکامک دماوند.

۲-۱- فیلتر

محدوده‌ی طیفی پرتوهای ایکس نرم دارای دو حد است. حد پایین طیف عمدتاً با قرارگیری فیلتر مناسب مقابل فوتودیود و حد بالای طیف، توسط ضخامت ناحیه فعال دیود سیلیکونی تعیین می‌شود. بطور کلی از فویل برلیوم جهت فیلتر کردن فوتون‌هایی با انرژی کمتر از محدوده پرتو ایکس نرم استفاده می‌شود. این فویل هیچ خط رزونانسی در محدوده SXR نداشته و نسبت به عبور این تابش‌ها شفاف می‌باشد [۱۰، ۱۱]. از طرفی بدلیل گران بودن فویل برلیوم و محدودیت تهیه آن در داخل کشور، در این کار به دنبال جایگزین مناسب آن با سایر فویل‌های فلزی هستیم.



یکی از انتخاب‌های مناسب برای حذف تابش‌های کم انرژی، استفاده از فویل Al-Mylar می‌باشد. منحنی گذردهی تابش‌های SXR از ضخامت‌های مختلف فیلتر Al-Mylar در شکل ۲ آورده شده‌است. مطابق این شکل ضخامت‌های ۶، ۱۲ و ۲۴ میکرومتر این فویل به ترتیب دارای پهنای عبور در انرژی‌های بیش از ۰/۶، ۰/۹ و ۱ کیلو الکترون ولت می‌باشند. بنابراین ضخامت‌های در حدود ۶ میکرومتر و کمتر دارای بیشترین عبور تابش در بازه طیف SXR توکامک دماوند می‌باشد. در این پژوهش فویل Al-Mylar با ضخامت ۴/۹۷ میکرومتر مورد استفاده قرار گرفته‌است.



شکل ۲: منحنی گذردهی فیلتر Al-Mylar با ضخامت‌های مختلف.

۲-۲- آشکارساز

در این کار از سه فوتودیود سیلیکونی ۵۶BPX با ساختار PIN استفاده شده که دارای ناحیه فعال $1 \times 1 \text{ mm}^2$ می‌باشند [۱۲]. جریان معکوس بسیار پایین این آشکارساز (۱۵۰ pA)، سبب کاهش نویز الکتریکی و عملکرد بالای آن شده‌است. دمای کاری این فوتودیود ۴۰- تا ۱۲۵ درجه سانتی گراد و پاسخ زمانی آن از مرتبه ns بوده و با توجه به اینکه زمان محصورسازی در توکامک دماوند ۲۰ ms می‌باشد لذا این فوتودیود گزینه مناسبی برای ثبت تابش‌های SXR با رزولوشن زمانی مناسب می‌باشد.

در آشکارسازهای نیمه‌رسانا در اثر جذب تابش‌های ایکس با انرژی $E_p = hv$ تعداد اکترون حفره ایجاد شده برابر با $\frac{hv}{w}$ خواهد بود که در آن w یا تابع کار، متوسط انرژی لازم برای تولید یک زوج الکترون-حفره می‌باشد. مقدار تابع کار ماده سیلیکون برابر با ۴/۶ eV گزارش شده‌است [۱۳]. تابش‌های SXR از لایه‌های مربوط به فوتودیود شامل لایه مرده^{۱۵} عبور کرده و نهایتاً در لایه فعال^{۱۶} جذب می‌شوند. به این ترتیب راندمان کوانتومی آشکارساز برابر با نسبت تعداد حامل‌های تولید شده (تعداد الکترون‌های خروجی از دیود PIN) به فوتون‌های دریافتی می‌باشد که به عنوان یک کمیت بدون واحد بیان می‌شود. مطابق رابطه (۲) بازده آشکارساز برابر است با: [۱۳]

$$Q_P(E_P) = \frac{E_P}{W} \exp \exp(-\mu_{Si} d_{dead}) \cdot (1 - \exp \exp(-\mu_{Si} d_{active})) \quad (2)$$

^{۱۵} dead layer

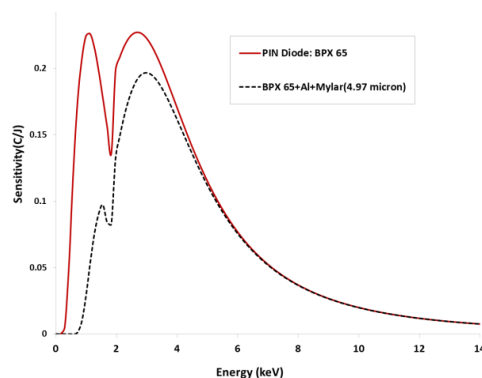
^{۱۶} active layer



در فوتودیود ۶۵BPX ضخامت لایه فعال و لایه مرده به ترتیب ۱۰ و ۰.۵ میکرومتر گزارش شده‌است. همچنین پاسخ طیفی یا حساسیت یک دیود به انرژی فرودی مشخص برابر با نسبت جریان نوری تولیدی (I_p) به توان نور دریافتی (P) بوده که بر حسب آمپر بر وات بیان می‌شود و مطابق رابطه زیر قابل اندازه گیری است:

$$S(E) = \frac{I_p}{P} = \frac{Q_p(E_p)e}{E_i} \quad (3)$$

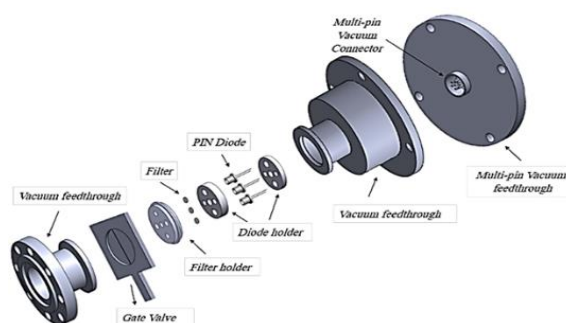
که در آن E_i انرژی فوتون فرودی و e بار الکترون است. حساسیت فوتودیود ۶۵BPX به تابش‌های ایکس (در صورت حذف پنجره‌ی شیشه‌ای مقابل دیود) در شکل ۳ نشان داده شده‌است. به منظور بررسی اثر فویل جاذب برای حذف تابش‌های نور مرئی لازم است حساسیت دیود در حضور فیلتر مورد نظر، بررسی شود. لذا در این شکل، منحنی حساسیت دیود ۶۵BPX به تابش ایکس نرم در حضور فیلتر Al-Mylar با ضخامت ۴.۹۷ میکرومتر نیز آورده شده‌است.



شکل ۳: حساسیت آشکارساز ۶۵BPX در صورت حذف پنجره‌ی شیشه‌ای و در حضور فیلتر Al-Mylar.

۳-۲- اتاقک نگهدارنده

به منظور حفظ خلاء و عدم ورود ناخالصی به داخل محفظه خلاء توکامک، کلیه قطعات بدنه طیف‌سنج شامل دو فلنج خلاء، پایه نگهدارنده فوتودیود و فیلتر و همچنین درپوش خروجی از استیل ضد زنگ ساخته شده‌است. شماتیک اجزاء طیف‌سنج در شکل ۴ آمده‌است. به منظور حفظ خلاء سامانه و انتقال سیگنال از اتصال خلاء با تعداد هفت پین خروجی استفاده شد (شکل ۵ الف)). سیگنال‌های تولیدی توسط کابل‌های هم محور به سیستم داده‌گیری منتقل می‌شوند. همچنین برای کاهش اثرات نویز الکترومغناطیسی بر روی سیگنال، تمام کابل‌هایی موجود در نزدیکی محفظه خلاء توکامک با فویل آلومینیوم حفاظت شده‌اند.



شکل ۴: شماتیک اجزاء بکاررفته در طیف‌سنج دیودی سه کاناله.

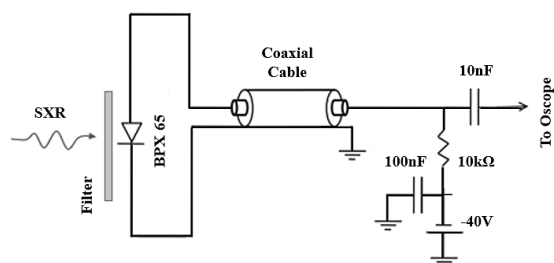


شکل ۵: (الف) تصویری از کانکتور خلاء بکاررفته در طیف‌سنج (ب) نمونه ساخته شده از پورت خروجی.

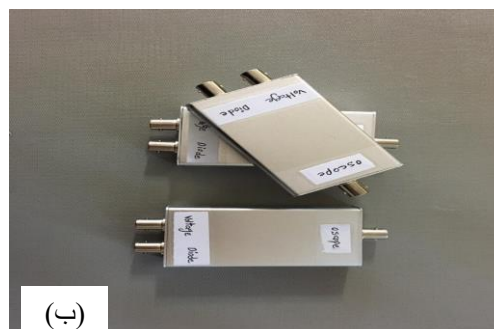
۴-۲- مدار راه‌انداز و منبع تغذیه

برای هر سه فوتودیود ۶۵BPX مدار مستقل مطابق شکل ۶ (الف) در نظر گرفته شده است. برای راه‌اندازی فوتودیودها در حالت بایاس معکوس و ثابت نگهداشتن ناحیه فعال دیود، ولتاژ مورد نیاز $-40V$ می‌باشد که توسط منبع تغذیه DC تامین می‌شود. لازم بذکر است دیودهای ۶۵BPX دارای ولتاژ شکست $50V$ هستند.

با توجه به اینکه فوتودیودها در حالت بایاس معکوس راه‌اندازی می‌شوند، جریان کلی منبع تغذیه حداکثر یک آمپر مدنظر است. در نهایت از یک یا دو اسیلوسکوپ دیجیتالی چند کاناله برای ثبت سیگنال‌های تابش ایکس استفاده می‌شود. برای کاهش نویز در حین تخلیه‌های توکامک و انجام آزمایش‌ها، مدار راه‌انداز فوتودیودها داخل یک جعبه آلومینیومی مطابق شکل ۶ (ب) قرار گرفته‌اند.



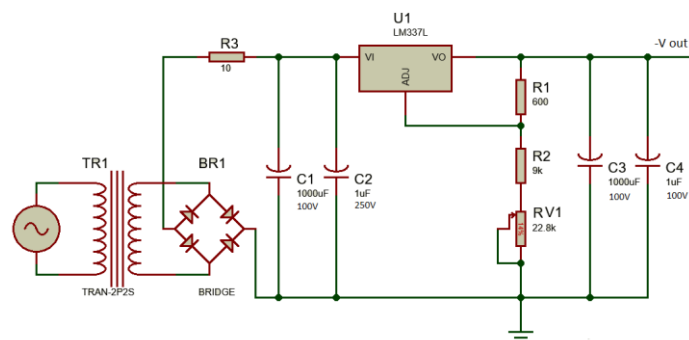
(الف)



(ب)

شماتیک

ترانسفورماتور (TR)، کاهش یافته و سپس با یک پل دیودی (BR)، به صورت کامل یکسوسازی می‌شود. از آنجا که ولتاژهای بدست آمده از مدارهای یکسوساز دارای ریبِل می‌باشند لذا، جهت حذف تغییرات موجود در ولتاژ از خازن استفاده می‌گردد. به این منظور، ولتاژ یکسوساز شده با استفاده از خازن فیلتر شده تا میانگین DC آن افزایش پیدا کند (خازن‌های ۱C و ۲C). در ادامه، یک رگولاتور جهت حذف ریبِل باقیمانده و تثبیت کامل ولتاژ مورد نیاز است. برای این کار، آی‌سی ۳۳۷LM مورد استفاده قرار گرفته است. بین پایه‌های تنظیم و خروجی آی‌سی مقاومت $1R$ و بین پایه تنظیم و زمین نیز مقاومت $2R$ و یک پتانسیومتر (RV) قرار می‌گیرد. جهت حذف نویزهای فرکانس بالا و عملکرد پایدار مدار، در ورودی و خروجی آی‌سی از خازن‌های پلاریته استفاده شده است. به این ترتیب با تغییر پتانسیومتر می‌توان ولتاژ خروجی مورد نیاز را تولید نمود. این منبع تغذیه قادر به تولید ولتاژهای در بازه‌ی صفر تا $-40V$ می‌باشد.

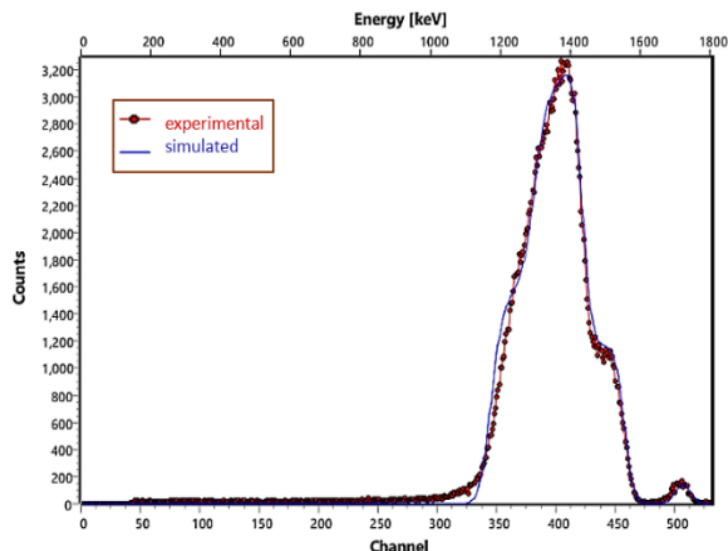


شکل ۷: مدار منبع تغذیه مورد استفاده در سامانه طیف‌سنج دیودی.

۲- آنالیز پس پراکندگی رادرفورد

جهت تعیین ضخامت دقیق فویل Al-Mylar از روش پس پراکندگی رادرفورد^{۱۷} (RBS) استفاده شد. به این منظور شتابدهنده‌ی واندوگراف ۳MeV پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای بکارگرفته شد و باریکه‌ای از یون‌های پروتون با انرژی ۲MeV به نمونه تابیده شدند. جهت‌گیری نمونه تقریباً عمود بر باریکه انتخاب گردید.

در روش RBS انرژی و تعداد یون‌های پس پراکنده شده در زاویه‌ی ۱۶۵° نسبت به امتداد باریکه‌ی فرودی، از طریق آشکارساز سد سطحی سیلیکونی اندازه‌گیری شدند. قدرت تفکیک انرژی این آشکارساز ۵۰keV است و در تمام آزمایش‌ها میزان خلاء محفظه‌ی برهمکنش به کمتر از 10^{-5} torr رسیده است. شکل ۸ طیف تجربی و شبیه‌سازی حاصل از تابش باریکه‌ی پروتون ۲ MeV به نمونه‌ی Al-Mylar را نشان می‌دهد. در این کار تحقیقاتی از کد SIMNRA برای شبیه‌سازی برهمکنش باریکه‌ی پروتون با عناصر موجود در نمونه و برآورد ضخامت عناصر استفاده شد [۱۴]. با برازش طیف RBS و شبیه‌سازی‌های انجام شده در کد، غلظت و نمایه عمقی عناصر نمونه، مطابق جدول ۱ به دست آمد. کربن موجود در لایه‌ی اول مربوط به چسبی است که در حین آماده‌سازی نمونه برای آزمایش RBS بکاررفته است. لایه دوم و سوم به ترتیب مربوط به Al و Mylar می‌باشد. تحلیل طیف بیانگر آن است که در این نمونه، ضخامت Al و Mylar به ترتیب ۰/۱۷ μm و ۴/۸ μm است.



شکل ۸: طیف RBS و شبیه‌سازی نمونه برای پروتون با انرژی ۲ MeV.

جدول ۱: نمایه‌ی عمقی عناصر موجود در نمونه با باریکه‌ی پروتون ۲ MeV.

نمونه	لایه	ضخامت ($10^{15} \frac{atom}{cm^2}$)	C (at. %)	O (at. %)	Al (at. %)	H (at. %)
Al-Mylar	۱	۱۰۰	۱	۰	۰	۰
	۲	۴۰۰	۰	۰	۱	۰
	۳	۵۴۰۰۰	۴۵/۰	۱۹/۰	۰	۳۶/۰

۳- نتیجه‌گیری

در این کار تحقیقاتی طراحی یک طیف‌سنج تابش ایکس نرم ارائه شد. این طیف‌سنج متشکل از فوتودیودهای سیلیکونی ۶۵BPX به همراه مدارات راه‌انداز است. این سامانه توانایی جداسازی از محفظه خلاء توکامک دماوند بدون شکست خلاء را داشته و ساختار بدنه آن به گونه‌ای طراحی شده تا کوچک‌ترین ناخالصی وارد محفظه نشود. در این طیف‌سنج با قرارگیری و نصب سه دیود ۶۵BPX امکان داده‌گیری و ثبت تابش‌های ایکس نرم توکامک دماوند از سه کانال مجزا فراهم می‌گردد. جهت حذف تابش‌های کم انرژی فویل Al-Mylar جایگزین فویل برلیومی گردید. همچنین با استفاده از باریکه‌ی پروتون، نمایه عمقی و عناصر موجود در این فویل با استفاده از طیف پس‌پراکندگی رادرفورد به دست آمد. با تحلیل نتایج به دست آمده، منحنی پاسخ دیود ۶۵BPX در حضور فویل Al-Mylar تعیین گردید.



۴- مراجع:

- [۱] Horváth, L., Analysis of fast ion induced instabilities in tokamak plasmas. arXivpreprint arXiv:۱۵۰۶.۰۵۱۳۴, ۲۰۱۵.
- [۲] Igochine, V., et al., Hotlink based soft x-ray diagnostic on ASDEX Upgrade. ۲۰۱۰.
- [۳] Chen, K., et al., ۲-D soft x-ray arrays in the EAST. Review of Scientific Instruments, ۲۰۱۶. ۸۷(۶)
- [۴] Helander, P., et al., Cambridge Monographs on Plasma Physics. ۲۰۰۵, Cambridge University Press Cambridge.
- [۵] Karzas, W. and R. Latter, Electron Radiative Transitions in a Coulomb Field. Astrophysical Journal Supplement, vol. ۶, p. ۱۶۷, ۱۹۶۱. ۶: p. ۱۶۷.
- [۶] Stratton, B., et al., Passive Spectroscopic Diagnostics for Magnetically-confined Fusion Plasmas. ۲۰۰۷.
- [۷] Mlynar, J., et al., Current research into applications of tomography for fusion diagnostics. Journal of fusion energy, ۲۰۱۹. ۳۸: p. ۴۵۸-۴۶۶.
- [۸] Raval, J., et al. Development of multipurpose soft x-ray tomography system for Aditya-U. in IAEA Fusion Energy Conf. ۲۰۱۸.
- [۹] <https://amsosram.com/products/photodetectors/photodiodes/osram-metal-can-to۱۸-BPX۶۵>.
- [۱۰] Imrisek, M., et al., Optimization of soft X-ray tomography on the COMPASS tokamak. Nukleonika, ۲۰۱۶. ۶۱(۴): p. ۴۰۳-۴۰۸.
- [۱۱] Lee, S.H., et al., Design and fabrication of a multi-purpose soft x-ray array diagnostic system for KSTAR. Review of Scientific Instruments, ۲۰۱۲. ۸۳(۱۰).
- [۱۲] https://media.osram.info/media/resource/hires/osram-dam-۵۸۴۲۷۴۱/BPX+۶۵_EN.pdf.
- [۱۳] Lee, P. and S.M. Hassan, X-ray Diagnostics of Pulsed Plasmas Using Filtered Detectors. Plasma Science and Technology for Emerging Economies: An AAAPT Experience, ۲۰۱۷: p. ۲۳۳-۲۶۸.
- [۱۴] Mayer, M., SIMNRA User's Guide. Max-Planck-Institute fur plasma physics.



طراحی و شبیه‌سازی یک سامانه کنترل خودکار برای استفاده در تنظیم-کننده نوری (کد مقاله

: ۱۱۰۲)

عسگری دیلمی، کامبیز - فرهبد، امیرحسین - نبیپور، نجمه - ممدوحی، محمد سعید - فرّخی، هادی

سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای

چکیده:

پایداری موقعیت باریکه لیزر در دستگاه گداخت لیزری، یک دغدغه جدی است. هر گونه آشفتگی در طی مسیر انتشار باریکه مانند تغییر دما و ارتعاشات محیطی، منجر به بروز انحراف در موقعیت آن میشود. در کنار کمین‌سازی اثر عوامل محیطی، مداخله برای بازگرداندن باریکه به مسیر مرجع اجتنابناپذیر است. از سوی دیگر، تنظیم دستی موقعیت توسط کاربر، زمانبر و با خطای ناشی از دقت کاربر همراه است. از اینرو، یافتن تکنیک‌هایی مقرون به صرفه جهت انجام تنظیمات به صورت خودکار ضرورت مییابد. در این مقاله، نتایج طراحی و شبیه‌سازی یک سامانه کنترل برای استفاده در تنظیم‌کننده خودکار باریکه لیزر تشریح شده است.

کلمات کلیدی: تنظیم کننده خودکار نوری، گداخت لیزری.

Design and simulation of an automatic control system for use in an optical alignment system

Asgari Deilami, K.- Farahbod, A.H.- Nabipour, N.*- Mamdouhi, M.S.- Farrokhi, H.

AEOI, Nuclear Science and Technology Research Institute, Plasma and Nuclear Fusion Research School.

Abstract:

Beam positioning stability in a laser fusion facility is a serious concern. Any turbulence along the beam propagation path, such as change in temperature and ambient vibrations, will lead to a deviation in its position. In addition to minimizing the effect of environmental factors, intervention is inevitable to return the beam to the reference path. On the other hand, manual adjustment of the position by the user is time-consuming and associated with errors due to user accuracy. Therefore, it is necessary to find cost-effective techniques to perform adjustments automatically. In this paper, the results of the design and simulation of a control system for use in an automatic laser beam alignment are described.

Key words: Optical alignment system, Laser fusion.



۱ - مقدمه:

سامانه لیزر حالت جامد پرتوان در زمینه‌های بسیاری از جمله گداخت محصورسازی اینرسی مورد استفاده قرار می‌گیرد [۱، ۲]. این سامانه شامل صدها باریکه لیزر با مسیر اپتیکی طولانی و تعداد زیادی المان اپتیکی است که نیاز به تنظیم سریع و دقیق باریکه قبل از شروع به کار سامانه دارد. تنظیم این سامانه فرآیندی پیچیده و زمانبر است. در صورت عدم انجام صحیح این کار، می‌تواند سبب بروز آسیب به قطعات اپتیکی گرانبه‌ای و عدم موفقیت در آزمایش شود. لذا، فناوری تنظیم خودکار یک مؤلفه کلیدی برای سامانه‌های لیزری بزرگ محسوب می‌شود [۳]. سامانه تنظیم خودکار مسؤول تنظیم موقعیت (مکان و راستای) باریکه‌های لیزر در امتداد مسیر اپتیکی است [۴]. در حال حاضر، از سامانه تنظیم خودکار در بسیاری از تأسیسات لیزری فعال از جمله تأسیسات ملی احتراق در آمریکا [۵، ۶]، لیزر مگاژول در فرانسه [۷] و تأسیسات لیزری SGII، SGII-Up و SGIII در چین [۸-۱۱] استفاده می‌شود.

در بسیاری از تأسیسات لیزری دنیا، از تنظیمات میدان دور و میدان نزدیک برای تنظیم موقعیت باریکه لیزر استفاده می‌شود. میدان نزدیک، مکان باریکه و میدان دور راستای آن را مشخص می‌کند [۴]. در این تأسیسات به طور معمول، برای کسب اطلاع از نحوه رفتار میدان دور و نزدیک از سامانه تصویربرداری اپتیکی و CCD استفاده می‌شود. این سامانه نیازمند تعداد زیادی نگهدارنده آینه با قابلیت تنظیم الکتریکی و دستگاه‌های CCD تصویربرداری میدان دور و میدان نزدیک است که باید به طور پیوسته کار کنند. با افزایش تعداد دستگاه‌های CCD هزینه‌ها نیز به طور چشمگیری افزایش می‌یابد. لذا، یافتن تکنیک‌های جایگزین با برخورداری از دقت قابل قبول جهت کاهش هزینه‌ها، همواره یکی از دغدغه‌های مهم پژوهشگران در این حوزه بوده است.

در این مقاله، جزئیات طراحی و شبیه‌سازی یک سامانه کنترل برای استفاده در تنظیم‌کننده خودکار باریکه لیزر ارائه شده است. این سامانه کاملاً ابتکاری بوده و با هدف تنظیم پایداری موقعیت باریکه در سامانه لیزری ۱۰۰ ژول طراحی شده است. سادگی و مقرون به صرفه بودن (به لحاظ اقتصادی) از ویژگی‌های بارز آن است. سامانه تنظیم‌کننده نوری خودکار طراحی شده مشتمل بر سه بخش اصلی است: سامانه کنترل، نگهدارنده المان اپتیکی با قابلیت تنظیم الکتریکی (به کمک دو عدد موتور پله‌ای) و تنظیمگر موقعیت آشکارساز نوری.

شایان ذکر است که از این تنظیم‌کننده نوری طراحی شده می‌توان جهت هم‌ترازی دو گروه از اصلی‌ترین المان‌های اپتیکی موجود در سامانه لیزری پرتوان شامل آینه‌های هدایت‌کننده باریکه‌های مربوط به تقویت‌کننده‌های چند لامپی و نیز سوراخ سوزنی درون فیلترهای فضایی استفاده کرد. با تنظیم این دو گروه از المان‌های اپتیکی با دقت بسیار زیادی می‌توان مرکز کلیه المان‌ها از اسپلاتور (که در ابتدای مسیر سامانه قرار دارد) تا پایان مسیر (محفظه تارگت) را هم‌تراز کرد.

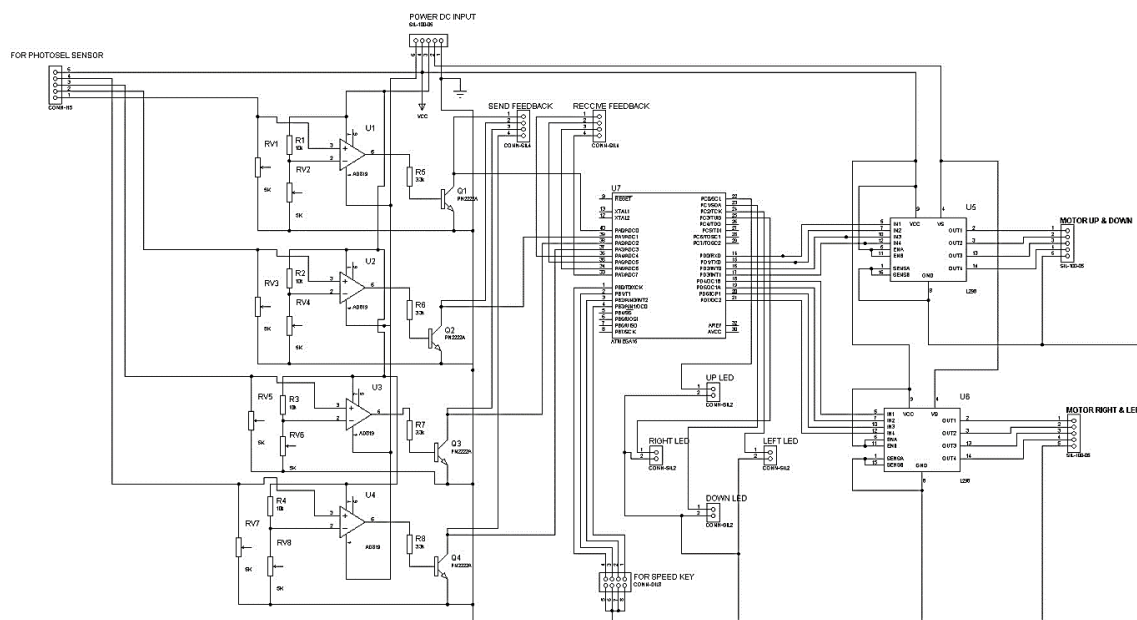
۲ - طراحی سامانه کنترل:

جزء اصلی تنظیم‌کننده خودکار نوری، سامانه کنترل آن است. این بخش شامل یک برد کنترل‌کننده است که بدون نیاز به رایانه، دستورات کنترلی لازم جهت مدیریت، هدایت و تنظیم رفتار سایر تجهیزات و عناصر سامانه را صادر می‌کند. سازوکار آن مبتنی بر روش کنترل فازی است. در روش کنترل فازی، مفاهیم منطقی برخلاف منطق رقمی با دو ارزش درست (ارزش یک) یا نادرست (ارزش صفر)، ارزیابی می‌شوند [۱۲]. در روش کنترل فازی با نمونه‌گیری از خروجی یک سیستم و ارسال آن به واحد



کنترل و پردازش، پس از بررسی در صورت عدم تطبیق خروجی با مرجع، فرآیند اصلاح صورت گرفته و دستورالعمل جدیدی صادر میشود [۱۳، ۱۴]. این عمل در یک حلقه به طور پیوسته تکرار شده تا سرانجام نتیجه مطلوب در حد رواداری مجاز حاصل شود.

مدار کنترلی طراحی شده در شکل ۱ نشان داده شده است. مغز متفکر واحد کنترل، یک میکروکنترلر AVR ساخت شرکت ATMEL مدل ۱۶A Atmega است. این میکروکنترلر (با اختصار U در شکل ۱)، به گونهای برنامه‌نویسی شده که اطلاعات ورودی از سمت آشکارساز نوری را دریافت و پس از تجزیه و تحلیل، با توجه به الگوریتم تعریف شده برای آن، پاسخ مناسب را در قسمت خروجی به راهانداز موتورهای پلهای جهت انجام عملیات لازم برای تصحیح مسیر نوری ارسال نماید. این الگوریتم به کمک نرمافزار CodeVisionAVR برای این میکروکنترلر به نگارش درآمد.



شکل (۱) مدار کنترلی طراحی شده برای سامانه تنظیمکننده نوری.

راهانداز موتورهای پلهای مدل ۲۹۸L بوده که جهت تأمین جریان DC مورد نیاز برای راهاندازی موتورهای پلهای مورد استفاده قرار میگیرد (المانهای U ۵ و U ۶ در شکل ۱). توان این مدار مجتمع ۲۵ وات است و قابلیت کنترل تعداد دور موتور و جهت گردش روتور (ساعتگرد یا پادساعتگرد) را دارد. دلیل استفاده از راهانداز موتور پلهای این است که جریان خروجی از میکروکنترلر در حدود میلیآمپر و حداکثر ولتاژ دریافتی از پایههای آن ۵ ولت است؛ در حالیکه برای به حرکت درآوردن موتورهای پلهای نیاز است. در نتیجه به کمک راهانداز، سیگنالهای میکروکنترلر دریافت شده و ولتاژ مناسب به موتورها ارسال میشود. جریان لازم برای به حرکت درآوردن موتورهای پلهای از منبع تغذیه دیگری با ولتاژ ۱۲ ولت که به پایه شماره ۴ راهانداز متصل است، تأمین میشود. در این راهانداز از دو پایه ورودی با سیگنال ورودی مستقل (پایه شماره ۴ و پایه شماره ۹) برای فعالسازی یا غیر فعال کردن خروجی راهانداز استفاده میشود.



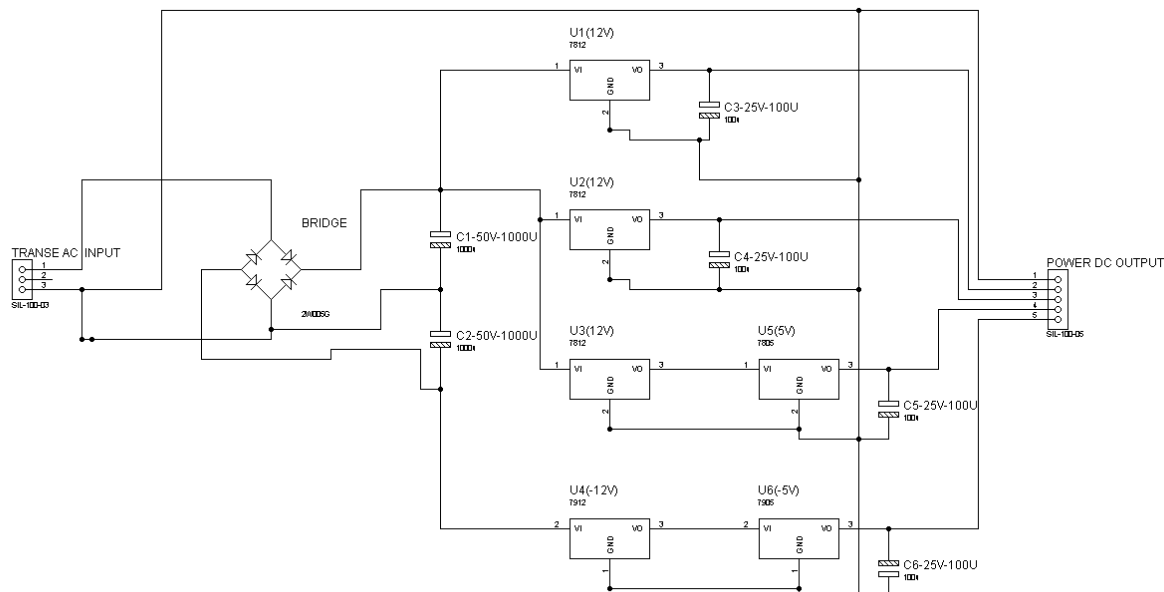
به منظور تنظیم سرعت حرکت موتورهای پلهای از یک میکروسوئیچ ۸ نقطه‌ای استفاده میشود. با تنظیم کلیدهای تعبیه شده بر روی این میکروسوئیچ، میتوان فرمانهای مختلفی را به پایههای ورودی میکروکنترلگر ارسال کرد. به این ترتیب، با توجه به اطلاعاتی که از میزان انحراف باریکه لیزر از مسیر اصلی توسط آشکارساز نوری به میکروکنترلگر میرسد، الگوریتم تعریف شده در میکروکنترلگر پاسخ مناسب را که شامل مقدار سرعت حرکت موتورهای پلهای و ولتاژ لازم با سرعت تکرار مشخص است، به موتورها ارسال میکند.

برای کنترل مدت زمان حرکت موتور پلهای از یک ترانزیستور استفاده میشود. این ترانزیستور مدل $2N2222$ و از نوع NPN است و به تعداد ۴ عدد (Q_1, Q_2, Q_3, Q_4) بین مسیر آشکارساز نوری و پایههای ورودی میکروکنترلگر قرار میگیرد. با روشن شدن ترانزیستور و اتصال پایه کلکتور آن به پایه بالانگهدار ورودی میکروکنترلگر که دارای ولتاژ ۵ ولت است، به یکبارہ جریان پشت کلکتور از طریق پایه امیتر ترانزیستور به طرف زمین خارج شده و ولتاژ ۵ ولت پایه میکروکنترلگر به صفر میرسد. در این شرایط، الگوریتم تعریف شده برای میکروکنترلگر با دریافت سیگنال از پایه ورودی، پیام شروع حرکت را به موتور مرتبط با آن پایه صادر میکند. تا زمانی که این پایه ورودی دارای ولتاژ صفر باشد، حرکت موتور ادامه مییابد.

روشن و خاموش شدن ترانزیستور با استفاده از یک تقویتکننده عملیاتی انجام میشود. در طراحی این سامانه از ۴ عدد تقویتکننده عملیاتی $AD819$ با پهنای باند ۱۰۰ مگاهرتز ساخت شرکت Analog Devices به عنوان مقایسهگر استفاده شده که در شکل ۱ با U_1, U_2, U_3, U_4 و نشان داده شدهاند. از این تقویتکننده جهت مقایسه ولتاژ دریافتی از آشکارساز نوری و ولتاژ از پیش تعریف شده در پایه شماره ۲ تقویتکننده (به عنوان ولتاژ مرجع) استفاده میشود. هرگاه ولتاژ دریافتی از آشکارساز نوری در پایه شماره ۳ تقویتکننده عملیاتی از ولتاژ دریافتی در پایه شماره ۲ آن بیشتر باشد، ولتاژ بر روی پایه شماره ۷ که ۱۲ ولت در نظر گرفته شده با مقداری کمتر بر روی پایه شماره ۶ (پایه خروجی تقویتکننده) ارسال میشود. به این ترتیب، ترانزیستور روشن میشود. در صورتیکه ولتاژ دریافتی در پایه شماره ۳ از ولتاژ در پایه شماره ۲ کمتر باشد، تقویتکننده ولتاژ پایه شماره ۱ را که مقدارش ۵- ولت تعریف شده، به پایه شماره ۶ ارسال میکند. بنابراین، ولتاژ کمتر از صفر به پایه بیس ترانزیستور منتقل شده و عملاً ترانزیستور خاموش میشود. لازم به ذکر است که مقدار ولتاژ اعمال شده به پایههای شماره ۲ و ۳ تقویتکننده عملیاتی با استفاده از قانون تقسیم ولتاژ در دو مقاومت سری بدست میآید. با تغییر مقاومت متغیر، مقدار ولتاژ مورد نیاز در پایه شماره ۲ به عنوان ولتاژ مرجع ایجاد میشود.

در این مدار، ۴ عدد LED رنگی بکار رفته که هر کدام از آنها متناظر با موقعیت یک آشکارساز است. به این ترتیب، ۴ جهت اصلی بالا، پائین، راست و چپ را نمایش میدهند. با توجه به موقعیت مکانی باریکه وارد شده به سامانه، تعدادی از آشکارسازها فعال میشوند. با فعال شدن آشکارسازها، LED های متناظر با آنها شروع به چشمکزدن میکنند. به کمک این LED ها میتوان رفتار آشکارسازها تا زمان تنظیم موقعیت باریکه در راستای مرجع را رصد نمود.

به منظور تأمین ولتاژهای مورد نیاز در بخشهای مختلف واحد کنترل سامانه، یک منبع تغذیه طراحی شده که مدار آن در شکل ۲ نشان داده شده است. همانگونه که در سطور فوق توضیح داده شد در مدار کنترلی به ولتاژهای ± 12 ولت و ± 5 ولت نیاز است.

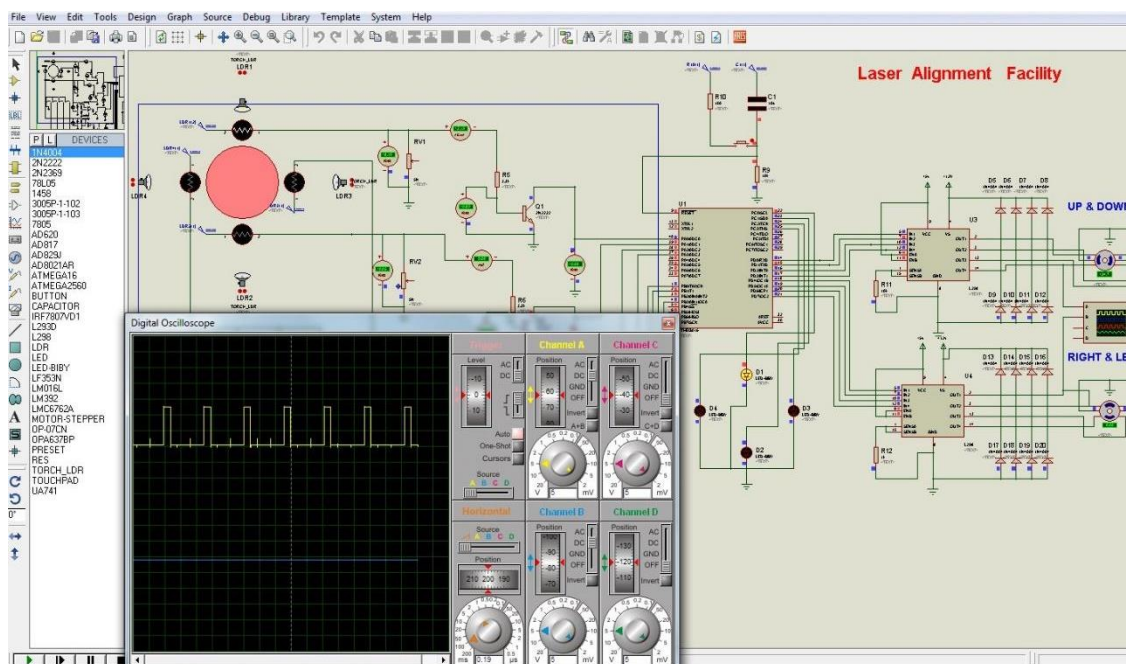


شکل (۲) مدار منبع تغذیه واحد کنترل سامانه تنظیم‌کننده نوری.

در مدار تغذیه، از پل وتسون برای تبدیل ولتاژ متناوب ۱۵ ولتی ورودی به ولتاژ DC در خروجی استفاده شده است. به منظور حذف ولتاژ رپیل در مدار، خازنهای ۱۰۰۰ میکروفارادی ۱C و ۲C با ولتاژ ۵۰ ولت به کار رفته است. سپس، برای تثبیت ولتاژ DC، شکل موج DC ایجاد شده در مرحله قبل وارد تثبیت‌کننده‌های ولتاژ U، ...، U_۲، U_۱ می‌شود. در این مدار از تثبیت‌کننده‌های ولتاژ ۷۸۱۲، ۷۸۰۵، ۷۹۱۲ و ۷۹۰۵ برای تأمین ولتاژ مورد نیاز به ترتیب ۱۲، ۵، -۱۲ و -۵ ولت استفاده می‌شود. پایه میانی این تثبیت‌کننده‌ها (پایه شماره ۲) به زمین متصل است. از خازنهای C، ...، C_۲، C_۱ با ظرفیت ۱۰۰ میکروفاراد و ولتاژ ۲۵ ولت جهت اطمینان از حذف نویزهای احتمالی استفاده می‌شود.

۳ - شبیه سازی عملکرد سامانه:

به منظور ارزیابی عملکرد سامانه تنظیم‌کننده نوری، کلیه اجزاء آن در محیط نرم‌افزار پروتئوس تعریف و شبیه‌سازی رفتار آنها انجام شد (شکل ۳). نرم‌افزار پروتئوس یکی از نرم افزارهای مطرح در زمینه شبیه‌سازی و تست مدارات الکترونیک است. به کمک این نرم افزار میتوان مدار طراحی شده را همانند حالت واقعی آزمایش نموده و بعد از رفع اشکالات احتمالی برای آن برد مدار چاپی طراحی کرد. همانگونه که در شکل ۳ دیده میشود، ۴ عدد آشکارساز (فوتوسل) در چهار جهت بالا، پایین، راست و چپ محدوده عبوری باریکه لیزر (دایره صورتی رنگ) تعریف شده‌اند. یک جریان DC پنج ولتی به پایه اول هر کدام از فوتوسلها اعمال میشود. جریان خروجی از پایه دوم فوتوسل به پایه شماره ۳ تقویت‌کننده عملیاتی مربوط به هر کدام از فوتوسلها وارد میشود. برای هر فوتوسل یک منبع نوری در محیط نرم‌افزار تعریف شده تا تابش نور به فوتوسل از طریق آن صورت گیرد. با دور و نزدیک کردن این منبع نوری به هر کدام از فوتوسلها و نیز تغییر جریان عبوری از آنها، میتوان موقعیت مکانی باریکه لیزر را برای نرم‌افزار تعریف نمود.

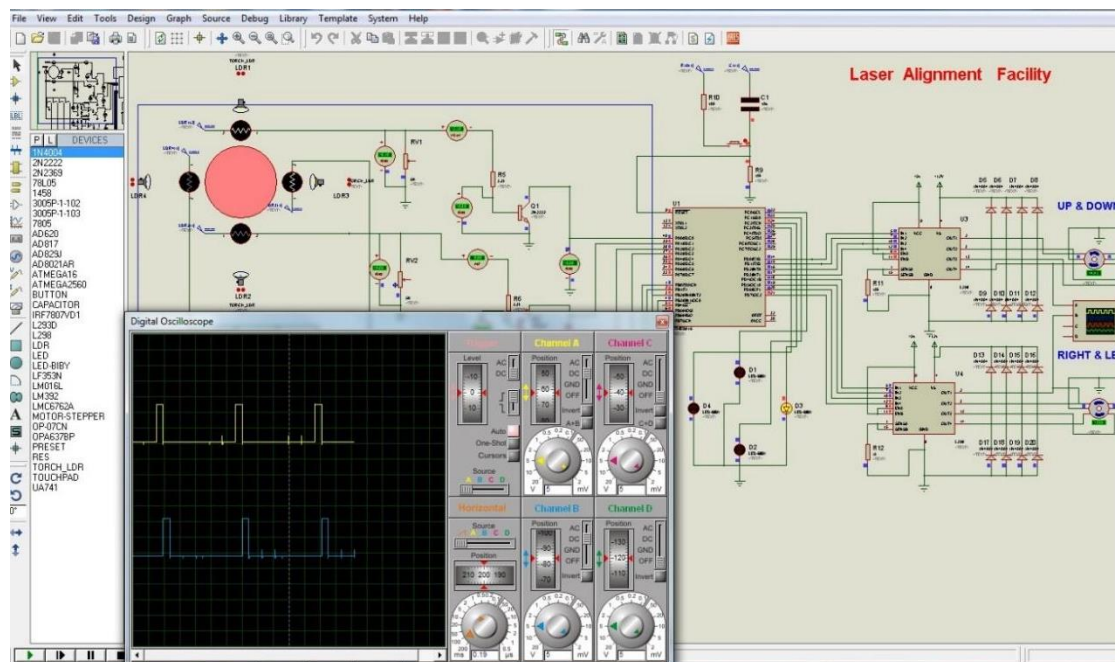


شکل (۳) شبیه‌سازی عملکرد سامانه در محیط نرم‌افزار پروتئوس حین انحراف باریکه نوری به سمت موقعیت «بالا».

یکی از پارامترهایی که می‌تواند به عنوان شاخص در ارزیابی عملکرد سامانه طراحی شده مطرح شود، ولتاژ ورودی به سیمپیچ موتور پله‌ای است. دو موتور پله‌ای در سمت راست شکل بالا مسؤول ایجاد جابجایی در دو راستای بالا- پائین (موتور پله‌ای UP & DOWN) و راستای راست- چپ (موتور پله‌ای RIGHT & LEFT) در صفحه نگهدارنده المان اپتیکی هستند. این ولتاژ را می‌توان به کمک اسپلسکوپ مجازی نرم‌افزار پروتئوس اندازه‌گیری و نمایش داد. برای اعمال حرکت صحیح در موتورهای پله‌ای لازم است که یک ولتاژ مربعی مناسب به ورودی ۴ عدد سیمپیچ تعبیه شده در موتور ارسال شود تا موتور قادر به حرکت با گام‌های زمانی مناسب و سرعت لازم به شکل ساعتگرد یا پادساعتگرد باشد. به این ترتیب، با اندازه‌گیری ولتاژ ورودی به یکی از سیمپیچ‌ها، می‌توان به نحوه عملکرد موتور در اثر ولتاژ ارسالی حاصل از فرمان واحد کنترل به ترانزیستور مربوطه و نهایتاً تخصیص توان لازم از منبع تغذیه تعبیه شده در دستگاه به پایه ورودی هر موتور پی برد.

نکته قابل ذکر دیگر این است که با تنظیم مقادیر متغیر تعبیه شده در ورودی پایه‌های تقویت‌کننده‌های عملیاتی می‌توان میزان حساسیت فوتوسل‌ها را تا حدود زیادی کنترل کرد. بر همین اساس فوتوسل‌ها در فاصله مشخصی از خود نسبت به نور عبوری عکس العمل نشان می‌دهند و بعد از دور شدن نور عبوری از هر آشکارساز، این حساسیت کاهش چشمگیری می‌یابد. این بدان معناست که هرگاه هر چهار عدد فوتوسل به طور همزمان نوری را تشخیص ندهند، باریکه لیزر در مکان مرجع و تنظیم مورد نظر قرار گرفته است. به این ترتیب، سامانه کالیبره می‌شود.

شکل ۳ شبیه‌سازی برای وضعیتی است که باریکه لیزر کاملاً به سمت موقعیت مکانی «بالا» منحرف شده است. برای اعمال این وضعیت در محیط نرم‌افزار پروتئوس، منبع نوری وابسته به این فوتوسل را در فاصله نزدیک‌تری قرار می‌دهیم. حال برنامه را اجرا کرده و به کمک اسپلسکوپ مجازی نرم‌افزار، ولتاژ ورودی به سیمپیچ هر دو موتور پله‌ای را اندازه‌گیری می‌کنیم.



شکل (۴) شبیه سازی عملکرد سامانه در محیط نرمافزار حین انحراف باریکه به سمت موقعیت «بالا-راست».

در شکل ۳ به خوبی میتوان مشاهده کرد که به سبب نزدیک شدن باریکه به فوتوسل بالا، LED متناظر با آن (D۱) روشن میشود. ولتاژ ورودی به سیمپیچ موتور پلهای که مسؤول اعمال جابجایی در راستای بالا-پائین است از کانال A اسلیسکوپ مجازی (سیگنال زرد رنگ) قرائت میشود. این در حالیست که ولتاژ ورودی به سیمپیچ موتور پلهای که مسؤول اعمال جابجایی در راستای راست-چپ است از کانال B (سیگنال آبی رنگ) قابل خواندن است. به این ترتیب، فقط موتور پلهای بالا-پائین یک سیگنال مربعی را دریافت میکند؛ در حالیکه موتور پلهای دیگر خاموش است.

در شکل ۴، شبیهسازی برای وضعیتی که باریکه لیزر به سمت موقعیت «بالا-راست» منحرف شده، دیده میشود. در این حالت، دو عدد فوتوسل که یکی در موقعیت بالا و دیگری در موقعیت راست قرار دارند، بیشترین تابش را دریافت میکنند. در این وضعیت LED های متناظر با موقعیت بالا و موقعیت راست به طور مستمر در حال چشمکزدن هستند. از سیگنالهای دریافتی از اسلیسکوپ مجازی نرمافزار دریافت که هر دو موتور پلهای دو سیگنال مربعی مستقل برای راهاندازی و شروع حرکت دریافت میکنند. بواسطه حرکت موتور، صفحه تنظیمگر نگهدارنده المان اپتیکی جابجا شده و این جابجایی تا زمانیکه موقعیت باریکه در راستای مرجع قرار گیرد، ادامه مییابد. فعال بودن LED های D۱ و D۳ تا زمان تنظیم باریکه استمرار مییابد. لازم به ذکر است که شکل ۴ تصویری است که در یک لحظه از وضعیت در حال انجام گرفته شده که در آن لحظه، LED متناظر با موقعیت بالا (D۱) روشن بوده است.

۴ - نتیجه گیری:

در این مقاله، نتایج حاصل از طراحی و شبیهسازی سامانه کنترل خودکار برای استفاده در تنظیمکننده باریکهای لیزر جهت استفاده در سامانه گداخت لیزری ارائه شده است. این سامانه به دلیل سادگی در ساختار، سادگی در پیادهسازی و سادگی در اجرای عملیاتی و مهمتر از آن مقرون به صرفه بودن، درخور توجه است. به منظور صرفهجویی در هزینه و زمان و ارزیابی عملکرد



سامانه طراحی شده، شبیهسازی رفتار آن توسط نرمافزار پروتئوس انجام شد. به کمک خروجی شبیهسازیها برخی اشکالات شناسایی و با ارائه راه حل مناسب مرتفع شد. نتایج شبیهسازی، عملکرد صحیح و مورد انتظار سامانه کنترل را تأیید میکند.

۵ - مراجع:

- [۱] Lindl J. Development of the Indirect-Drive Approach to Inertial Confinement Fusion and the Target Physics Basis for Ignition and Gain. Phys. Plasmas. ۱۹۹۵ Nov; ۲(۱۱): ۳۹۳۳-۴۰۲۴.
- [۲] Edwards CB, Danson CN. Inertial Confinement Fusion and Prospects for Power Production. High Power Laser Sci. Eng. ۲۰۱۵; ۳: e۴.
- [۳] Zhang X, Dai WJ, Wang YC, Lian B, Yang Y, Yuan Q, Deng XW, Zhao JP, Zhou W. Automatic Alignment Technology in High Power Laser System. Proc. of SPIE. ۲۰۱۵; ۹۲۵۵: ۹۲۵۵۳I-۱.
- [۴] Cheng N, Guo W, Zeng P, Ji T. Improve Image Processing Performance Using GPU Acceleration in Laser Beam Alignment. Proceedings of IEEE, International Conference on Mechatronics and Automation. ۲۰۲۲ August ۷ - ۱۰.
- [۵] Burkhart SC, Bliss E, Di Nicola P, Kalantar D, Lowe-Webb R, McCarville T, Nelson D, Salmon T, Schindler T, Villanueva J, Wilhelmsen K. National Ignition Facility System Alignment. Appl. Opt. ۲۰۱۱; ۵۰ (۸): ۱۱۳۶-۱۱۵۷.
- [۶] Wilhelmsen K, Awwal A, Brunton G, Burkhart S, McGuigan D, Kamm VM, Leach R, Lowe-Webb R, Wilson R. ۲۰۱۱ Status of the Automatic Alignment System for the National Ignition Facility. Fusion Eng. Design. ۲۰۱۲; ۸۷(۱۲): ۱۹۸۹-۱۹۹۳.
- [۷] Andr ML. The French Megajoule Laser Project (LMJ). Fusion Eng. and Design. ۱۹۹۹; ۴۴(۱): ۴۳-۴۹.
- [۸] Gao Y, Cui Y, Li H, Gong L, Lin Q, Liu D, Zhu B, Ma W, Zhu J, Lin Z. Alignment System for SGII-Up Laser Facility. Optics & Laser Technology. ۲۰۱۸; ۱۰۰: ۸۷-۹۶.
- [۹] Gao Y, Ma W, Zhu B, Cao Z, Zhu J, Yang X, Dai Y, Lin Z. Status of the SGII-UP Laser Facility. ۲۶th IEEE Photonics Conference, Bellevue, WA, United states. ۲۰۱۳; ۷۳-۷۴.
- [۱۰] Zhang X, Dai WJ, Wang YC, Lian B, Yang Y, Yuan Q, Deng XW, Zhao JP, Zhou W, Tang C, Chen S, Tang XL. Automatic alignment technology in high power laser system. ۲۰th International Symposium on High Power Laser Systems and Applications. Chengdu, China: SPIE. ۲۰۱۵; ۹۲۵۵: ۹۲ ۵۵۳I-۴.
- [۱۱] Yan S, Liu D, Kong X, Ouyang X, Zhu B, Zhu J. Laser Beam Alignment for a Petawatt Picosecond Diagnostic System in SG-II Laser Facility. Fusion Eng. and Design. ۲۰۱۸; ۱۳۲: ۱۸-۲۳.
- [۱۲] Zadeh LA. Information and Control. ۱۹۶۵; ۸(۳): ۳۳۸-۳۵۳.
- [۱۳] Pedrycz W. Fuzzy Control and Fuzzy Systems, ۲ed. Research Studies Press Ltd. ۱۹۹۳.
- [۱۴] Hajek P. Metamathematics of Fuzzy Logic, ۴ ed. Springer Science & Business Media. ۱۹۹۸.



اندازه‌گیری تجربی چگالی الکترونی در منبع پلاسمای تشدید سیکلوترونی الکترون با استفاده از آهنرباهای دائمی به روش طیف سنجی نشر نوری (کد مقاله : ۱۱۰۳)

رضوی نیا، سیده نرگس - جمالی، سولماز - دهقانی، زهره - نصیری، علی

۱. پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای

چکیده:

در این مقاله، طراحی و ساخت یک منبع پلاسمای تشدید سیکلوترونی الکترون (ECR) با استفاده از آهنرباهای دائمی ارائه شده است. سطوح تشدید سیکلوترونی الکترون درون محفظه‌ی تخلیه‌ی استوانه‌ای با به‌کارگیری چهار عدد آهنربای دائمی نئودیمیوم بلوکی که به صورت بهینه حول محفظه‌ی تخلیه جانمایی شده‌اند، ایجاد شده است. بهینه‌سازی جانمایی آهنرباها و جهت‌گیری قطب‌های آنها به‌گونه‌ای انجام شده که سطوح تشدید سیکلوترونی درون محفظه‌ی تخلیه قرار گیرند. این بهینه‌سازی با استفاده از ماژول MFNC در نرم‌افزار کامسول شبیه‌سازی شده است. برای نگهداری آهنرباها حول محفظه‌ی تخلیه، از یک ساختار پلی‌اتیلنی استفاده شده است. میکروموج مورد نیاز برای تولید پلاسما توسط یک مگنترون با توان یک کیلووات و فرکانس ۲.۴۵ گیگاهرتز تأمین شده است. این مگنترون روی یک موجبر مستطیلی از نوع $WR 340$ نصب شده و از طریق یک پنجره‌ی کوارتزی به محفظه‌ی تخلیه متصل شده است. چگالی پلاسمای تولید شده از تزریق گازهای هیدروژن و نیتروژن، به‌صورت تجربی و با استفاده از روش‌های طیف‌سنجی نشر نوری و پهن‌شدگی استارک اندازه‌گیری شده است.

کلمات کلیدی: پلاسمای تشدید سیکلوترونی الکترون، آهنربای دائمی، طیف سنجی نشر نوری (OES)، چگالی پلاسما

Experimental Measurement of Electron Density in an Electron Cyclotron Resonance Plasma Source using Permanent Magnets via Optical Emission Spectroscopy

Razavinia, Seyede Narges ^{۱*}, Jamali, Soolmaz, Dehghani, Zohre, Nasiri, Ali

Affiliation: Plasma Physics and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and ^۱ Technology Research Institute

Abstract:

In this paper, the design and construction of an Electron Cyclotron Resonance (ECR) plasma source using permanent magnets are presented. The electron cyclotron resonance surfaces within a cylindrical discharge chamber are created using four block neodymium permanent magnets, optimally positioned around the discharge chamber. The optimization of the magnet arrangement and the orientation of their poles were carried out in such a way that the cyclotron resonance surfaces are located inside the discharge chamber. This optimization was



simulated using the Magnetic Fields No Current (MFNC) module in COMSOL software. To hold the magnets around the discharge chamber, a polyethylene structure was utilized. The microwave required for plasma generation was supplied by a magnetron with a power of 1 kW and a frequency of 2,45 GHz. This magnetron was mounted on a WR340 rectangular waveguide and connected to the discharge chamber through a quartz window. The plasma density produced by injecting hydrogen and nitrogen gases was experimentally measured using optical emission spectroscopy and Stark broadening methods.

Key words: Electron Cyclotron Resonance plasma, Permanent magnet, Optical Emission Spectroscopy (OES)

۱ - مقدمه:

تأثیر میدان مغناطیسی بر میدان الکتریکی فروشکست در فرکانس‌های میکرو موج، که نهایتاً منجر به ایجاد منابع پلاسمای ECR شد، ابتدا در دهه ۵۰ میلادی توسط لکس^{۱۸} [۱] به عنوان روشی برای مشخصه‌یابی پلازما مورد مطالعه قرار گرفته بود. ایده استفاده از این تکنیک برای تولید پلازما اوایل دهه ۶۰ میلادی برای تحقیقات مربوط به شتابدهی پلازما و همجوشی پلازما مطرح شد [۲-۴]. پلاسمای تشدید سیکلوترونی الکترون^{۱۹} ECR یکی از انواع پلاسماهای مغناطیده است که فرکانس چشمی ایجاد کننده پلازما در محدوده میکرو موج قرار دارد. با تنظیم فرکانس میکرو موج و همگام سازی با فرکانس چرخش الکترون در حضور میدان مغناطیسی خارجی، شرط تشدید برای الکترون‌ها برقرار خواهد شد. در حضور میدان مغناطیسی ثابت خارجی، ذرات باردار حول خطوط میدان مغناطیسی با فرکانس سیکلوترونی مشخصی $\omega_{ce} = eB/m_e$ دوران میکنند، که در این رابطه B میدان مغناطیسی، e و m_e نیز به ترتیب بار و جرم الکترون میباشند. اگر موج الکترومغناطیسی با فرکانس ω و توان مشخص به این میدان مغناطیسی اعمال شود، محلی که فرکانس منبع موج با فرکانس سیکلوترونی ذرات باردار برابر شود ($\omega = \omega_{ce}$) تشدید اتفاق میافتد. تخلیه‌های میکرو موج که دارای ناحیه تشدید سیکلوترونی الکترون (سطح یا حجمی که در آن $\omega \cong \omega_{ce}$) در حجم تخلیه هستند، تخلیه ECR نامیده میشوند [۵]. در مولد میکرو موج با فرکانس ۲.۴۵GHz، اثر تشدید زمانی رخ میدهد که میدان مغناطیسی برابر با ۸۷۵ گاوس باشد. اواخر دهه ۷۰ میلادی، سوزوکی^{۲۰} و همکارانش [۶] نشان دادند که میتوان با استفاده از پلاسمای ECR با ساختار میدان واگرا، حکاکی در ابعاد کمتر از میکرومتر انجام داد. آزمایشهای اولیه بیانگر آن بودند که با وجود پایین بودن پتانسیل پلازما، تخلیه ECR میتواند در فشارهای نسبتاً کم - 10^{-4} Torr 5×10^{-3} ، و چگالیهای پلاسمای بالا، N_e از مرتبه $10^{11} - 10^{12}/cm^3$ ، کار کند [۷]. آزمایشهای حکاکی که توسط سوزوکی انجام شد و نیز لایه نشانی فیلمهای نازک به کمک پلاسمای میکرو موج ECR که توسط موسیل^{۲۱} انجام شد [۲]

^{۱۸} Lax

^{۱۹} Electron Cyclotron Resonance

^{۲۰} Suzuki

^{۲۱} Musil

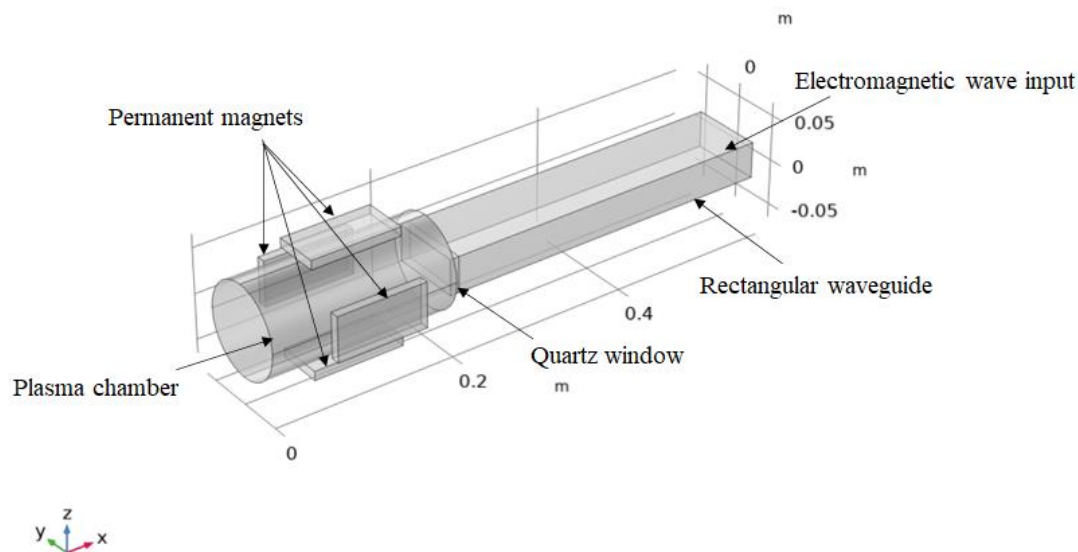


نشاندهنده امکان استفاده از تخلیه بدون الکتروود و با چگالی بالا در پردازش پلاسمایی بود. در مرجع [۸] از منبع پلاسمای ECR با فرکانس ۲.۴۵ گیگاهرتز برای فرایند رسوب‌دهی نیتريد سيليكون با دمای پایین و فشار کم استفاده شده است.

سطوح تشدید سیکلوترونی در منابع پلاسمای ECR عمدتاً از دو طریق تولید می‌شوند، دسته‌ای از آنها از آهنربای دائمی [۱۰، ۹] و دسته‌ای دیگر از سیمپیچ‌های الکترومغناطیسی برای این منظور استفاده می‌کنند. منابع مبتنی بر آهنرباهای دائمی از مواد مغناطیسی با انرژی بالا مانند NdFeB یا SmCo برای ایجاد میدان مغناطیسی ثابت استفاده می‌کنند. استفاده از آهنرباهای دائمی برای تولید سطوح تشدید ECR به دلیل مصرف انرژی بسیار پایین، طراحی جمع و جور و حذف نیاز به سیستم‌های خنک‌کننده، برای کاربردهایی که به منابع سبک و کم‌مصرف نیاز دارند، ایده‌آل است. با این حال، محدودیت اصلی این منابع در انعطاف‌پذیری پایین آنها است، زیرا میدان مغناطیسی ثابت بوده و قابل تنظیم نیست. علاوه بر این، آهنرباهای دائمی ممکن است در شرایط محیطی سخت، مانند دماهای بالا، دچار کاهش خاصیت مغناطیسی شوند که عملکرد طولانی مدت آنها را محدود می‌کند. در مقابل، منابع ECR با سیمپیچ‌های الکترومغناطیسی امکان تنظیم دقیق شدت میدان مغناطیسی را فراهم می‌کنند و از این جهت برای فرآیندهای پیچیده‌ای که نیاز به کنترل و تطبیق‌پذیری بالایی دارند، مانند شتاب‌دهنده‌های ذرات یا تحقیقات پلاسمای مناسب‌تر هستند. این منابع می‌توانند میدان مغناطیسی پایدار و با شدت قابل تغییر ایجاد کنند، اما مصرف انرژی بالا و نیاز به سیستم‌های خنک‌کننده از چالش‌های اصلی آنها به‌شمار می‌رود. همچنین، ابعاد بزرگ‌تر و هزینه‌های عملیاتی بالاتر این نوع منابع ممکن است کاربردهای آنها را به محیط‌های آزمایشگاهی یا صنعتی با تجهیزات پیشرفته محدود کند. در این مقاله از آهنرباهای دائمی نئودیمیوم گرید ۴۲ برای تولید میدان مغناطیسی مورد نیاز برای تولید سطوح تشدید سیکلوترونی بهره گرفته شده است. نحوه قرارگیری آهنرباها حول محفظه‌ی تخلیه و بهینه‌سازی آرایش آنها، جهت ایجاد سطوح تشدید ECR درون محفظه با استفاده از نرم‌افزار COMSOL Multiphysics ۶.۱، محاسبه شده است. در این مقاله پس از ساخت و راهاندازی منبع پلاسمای ECR و تشکیل پلاسمای حاصل از تزریق گاز هیدروژن و نیتروژن به درون محفظه با استفاده از روش طیف‌سنجی نشر نوری (OES) چگالی الکترونی پلاسمای حاصل محاسبه شده است.

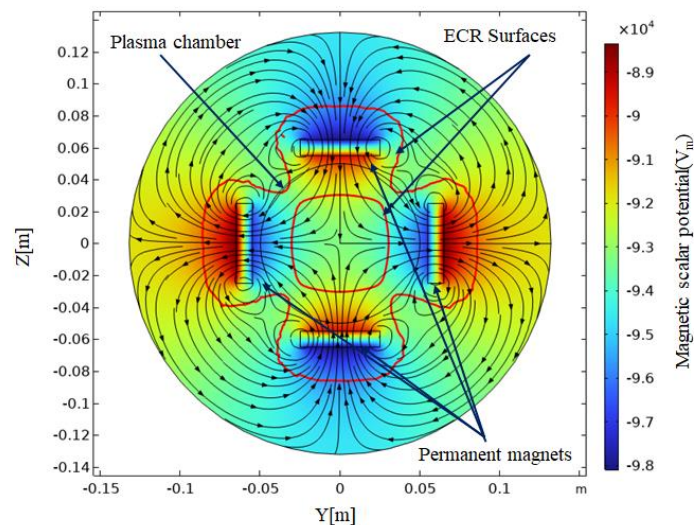
۲- روش کار:

در اینجا از آهنرباهای دائمی نئودیمیوم برای تولید پیکربندی مغناطیسی لازم درون محفظه‌ی تخلیه استفاده شده است. فرض می‌کنیم محفظه‌ی استوانه‌ای از جنس استیل ۳۰۴ با قطر ۱۰ سانتی‌متر توسط چهار آهنربای دائمی نئودیمیوم گرید ۴۲ (NdFeB) با ابعاد ۱۰ سانتی‌متر در ۵ سانتی‌متر در ۱ سانتی‌متر احاطه شده است. پوشش روی آهنرباها از نوع نیکل-مس می‌باشد. میدان مغناطیسی در گوشه‌ها ۳۵۰۰ گاوس و در مرکز ۱۶۵۰ گاوس می‌باشد. در این مقاله از ماژول Magnetic Field (No Currents (mfnc) نرم‌افزار COMSOL Multiphysics ۶.۱ [۱۱]، برای محاسبه‌ی میدان مغناطیسی استاتیکی تولید شده توسط آهنرباهای دائمی بهره گرفته شده است. با تغییر نحوه قرار گرفتن قطب‌های آهنرباها حول محفظه، محل قرارگیری سطوح ECR تغییر خواهد کرد. حالت بهینه زمانی است که یک سطح بسته و تشدید ECR درون محفظه‌ی پلاسمای قرار گیرد. لذا با انجام شبیه‌سازیهای عددی مختلف که در آنها نحوه قرار گرفتن قطب‌های آهنرباها حول محفظه‌ی پردازش مختلف است، نحوه‌ی قرارگیری بهینه‌ی آهنرباها و چیدمان آنها حول محفظه‌ی پلاسمای به دست خواهد آمد. در شکل (۱) طرحواره‌ی منبع پلاسمای ارائه شده است. لازم به ذکر است که ابعاد نشان داده شده در شکل برحسب متر می‌باشند.

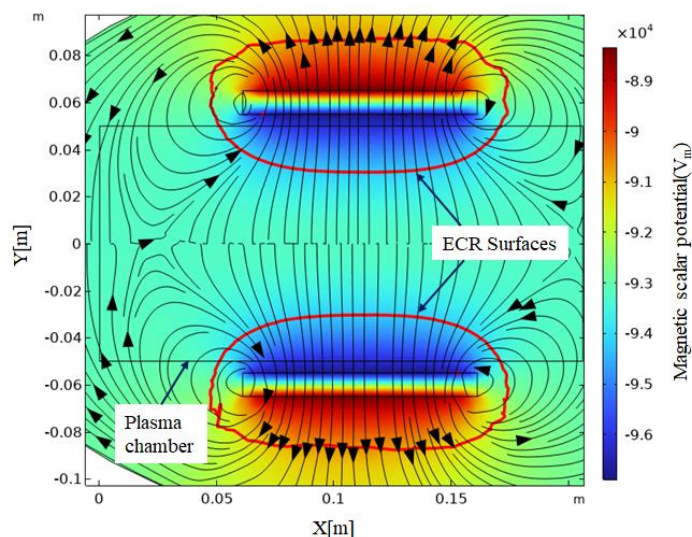


شکل (۱) طرحواره‌ی مدل شبیه‌سازی شده‌ی منبع پلاسمای ECR

در شکل (۲) پروفایل میدان‌های مغناطیسی و سطح ECR تولید شده توسط ۴ آهنربای بلوکی در صفحه برشی $Y-Z$ در $X = 0.115$ متر ترسیم شده است. سطوح ECR با مقدار میدان مغناطیسی ۸۷.۵ میلی تسلا با خط قرمز مشخص شده است. در این شکل، قطب شمال آهنرباها با سطح قرمز و قطب جنوب با سطح آبی مشخص شده است. در شکل (۳) پروفایل میدان‌های مغناطیسی و سطح ECR در صفحه برشی $X-Y$ در $Z = 0.025$ متر نشان داده شده است. اغلب در طراحی پیکربندی مغناطیسی برای منابع پلاسمای ECR با آهنرباهای دائمی، از آهنرباهای بلوکی به دلیل دسترسی آسان، هزینه پایین و قابلیت ایجاد میدان مغناطیسی پایدار و یکنواخت استفاده می‌شود. در اینجا هدف اصلی از چیدمان آهنرباها، تشکیل سطوح تشدید ECR درون محفظه، به گونه‌ای است که این سطوح از دیواره‌ها فاصله داشته باشند تا تلفات انرژی و نرخ از بین رفتن پلاسما کاهش یابد. همان‌طور که در شکل (۲) مشاهده می‌شود، این هدف با انتخاب مناسب آرایش آهنرباها محقق شده است. همچنین، در بسیاری از کاربردهای لایه‌نشانی، لازم است زیرلایه در ناحیه‌ای با کمترین میدان مغناطیسی قرار گیرد تا از آسیب ناشی از برخورد یون‌های پرانرژی جلوگیری شود. در این طراحی، میدان مغناطیسی در مرکز محفظه تقریباً صفر است و بنابراین، می‌توان زیرلایه را در این ناحیه و روی محور محفظه قرار داد. علاوه بر این، در فرآیندهای لایه‌نشانی، کنترل بیشتر بر انرژی یون‌های برخوردی از طریق اعمال بایاس الکتریکی نیز امکان‌پذیر است، که در کنار چیدمان مغناطیسی بهینه، به بهبود کیفیت لایه‌نشانی کمک می‌کند.



شکل (۲) پروفایل میدان مغناطیسی و سطوح تشدید درون محفظه پلازما در سطح مقطع Y-Z



شکل (۳) پروفایل میدان مغناطیسی و سطوح تشدید درون محفظه پلازما در سطح مقطع X-Y

اجزای اصلی تشکیل‌دهنده منبع پلاسمای ECR شامل محفظه تخلیه، مولد میکروموج، موجبر، پیکربندی مغناطیسی، سیستم تزریق گاز و پمپ خلأ هستند. محفظه تخلیه استوانه‌ای به قطر ۱۰ سانتی متر و طول ۲۰ سانتی متر از جنس استیل ۳۰۴ است. برای نصب آهنرباها در مکانهای مورد نظر بر روی محفظه تخلیه، نگهدارنده مخصوصی از جنس پلیاتیلن طراحی و ساخته شد که بوسیله آن آهنرباها در جاهای مخصوص به خود ثابت شدند. محفظه از یک سو و از طریق پنجره کوارتز به ضخامت ۱۰ میلی‌متر و قطر ۷۰ میلی‌متر به موجبر مستطیلی از نوع WR ۳۴۰ با طول ۳۳ سانتیمتر متصل است. مگنترون نیز روی موجبر نصب شده است. با روشن نمودن مگنترون در توان ۱ کیلو وات، امواج الکترومغناطیسی با فرکانس ۲.۴۵ گیگاهرتز تولید خواهند شد. این امواج با عبور از درون موجبر مستطیلی، از طریق پنجره کوارتز وارد محفظه تخلیه خواهند شد. در این مرحله گاز کاری مورد استفاده برای تشکیل پلازما گاز نیتروژن و هیدروژن می‌باشد. فشار محفظه تخلیه با استفاده از پمپ



خلأ روتاری و دیفیوژن پیش از تزریق گاز به مقدار $2.5 \times 10^{-3} Torr$ میرسد. با تزریق گاز نیتروژن و هیدروژن با نسبت‌های ۸۰ به ۲۰ و راهاندازی مگنترون پلاسمای تشدید سیکلوترونی الکترون ایجاد میشود. برای انجام طیفسنجی نشر نوری از طیفسنج مدل ۹۰۰V با وضوح طیفی ۱ نانومتر، در محدوده طیفی ۱۱۰۰-۲۰۰ نانومتر برای اندازه‌گیری شدت نور نشری از پلاسمای حاصل از تزریق گازهای نیتروژن و هیدروژن مورد استفاده قرار گرفته است. فیبر فوتو مولتی پلایر که پاسخ آن بین ۲۰۰ تا ۹۰۰ نانومتر است، برای جمع‌آوری فوتونها مورد استفاده قرار میگیرد و سیگنال خروجی آن پس از تقویت به رایانه منتقل میگردد. جهت انجام طیفسنجی پنجره مشاهده پلاسمای از جنس کوارتز و با قطر ۵۰ میلیمتر و ضخامت ۱۰ میلیمتر مورد استفاده قرار میگیرد. در شکل (۴) نحوه قرار گرفتن پروب طیفسنج در مقابل پنجره مشاهده پلاسمای و نیز پلاسمای تشکیل شده نشان داده شده است.

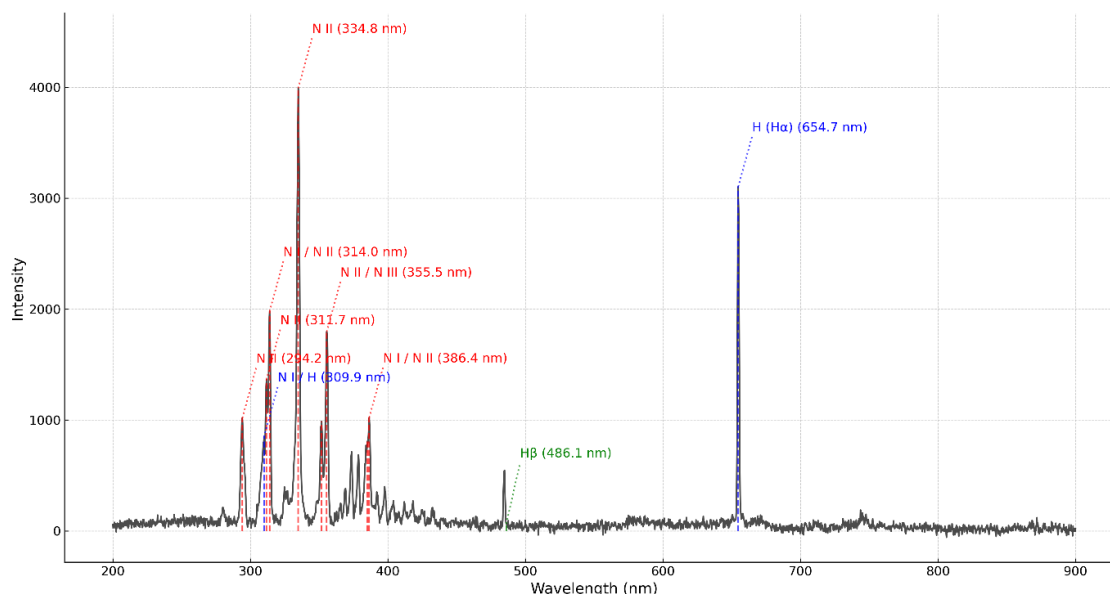


شکل (۴) طیفسنجی نشر نوری از پلاسمای

۳ - نتایج:

در شکل (۵) طیف حاصل از پلاسمای نشان داده شده است. برای شناسایی عناصر و خطوط طیفی موجود در نمودار، از پایگاه داده طیف‌های اتمی NIST استفاده شده است. در این شکل خطوط طیفی نیتروژن با رنگ قرمز و خطوط هیدروژن با رنگ آبی مشخص شده‌اند، در حالیکه خط $H\beta$ از سری بالمر هیدروژن با رنگ سبز و به‌صورت برجسته‌تر نمایش داده شده است. برای محاسبه چگالی الکترونی پلاسمای از روش پهنشدگی استارک استفاده مینماییم. پهنشدگی استارک^{۲۲} یکی از روش‌های رایج برای تعیین چگالی الکترونی در پلاسمای است. این روش مبتنی بر پهنشدن خطوط طیفی در اثر حضور میدان الکتریکی ناشی از الکترون‌ها و یون‌ها در پلاسمای است.

^{۲۲} Stark broadening



شکل (۵) طیف نشری به دست آمده از پلاسما

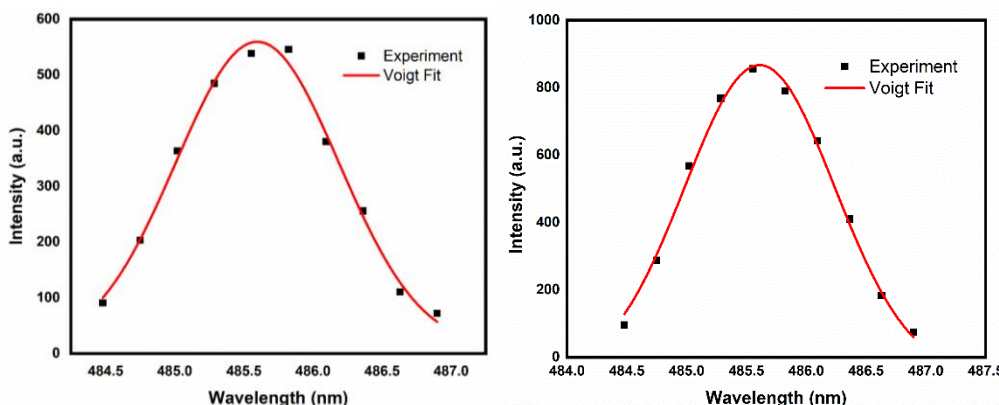
برای به دست آوردن چگالی الکترونی با استفاده از پهنشدگی استارک از خطوط بالمر هیدروژن شامل H_α (۶۵۳/۳ نانومتر) H_β (۴۸۶/۱ نانومتر) و H_γ (۴۳۴ نانومتر) استفاده می‌شود. معمولاً خط طیفی H_β به علت حساس بودن نسبت به پهنشدگی استارک و تأثیر پذیری کمتر از عواملی مانند پهنشدگی ناشی از ابزار یا دوپلر ترجیح داده می‌شود. پس از ثبت شکل خط طیفی با استفاده از طیف‌سنج با برازش دقیق شکل خط‌های اندازه‌گیری شده توسط سیستم طیف‌سنجی نشری مورد استفاده به صورت ترکیب‌های شکل‌های خطی لورنتزی و گاوسی که به نام شکل‌های خط وویت، شناخته می‌شوند، می‌توان پهنای در نصف مقدار بیشینه FWHM پهنشدگی استارک را تعیین کرد. سپس، می‌توان با استفاده از جداول پهنشدگی استارک، چگالی الکترونی را تخمین زد. پهنای در نصف مقدار بیشینه پهنشدگی استارک از طریق رابطه زیر به چگالی الکترونی مرتبط است:

$$(1) \quad \Delta\lambda_{\text{stark}} = 2 \times 10^{-11} (n_e)^{2/3}$$

با اندازه‌گیری پارامتر پهنای در نصف مقدار بیشینه شکل خط وویت برازش شده به نتایج طیف حاصل از نمودار (۶) و با جاگذاری آن در رابطه (۱) و انجام محاسبات لازم، مقدار چگالی الکترونی در فشارهای مختلف به دست می‌آید. نتایج حاصل از محاسبات در جدول (۱) ارائه شده است:

جدول (۱) مقادیر چگالی الکترونی در فشارهای مختلف

چگالی الکترونی (n_e cm ^{-۳})	$\Delta\lambda$	فشار محفظه تخلیه (Torr)
0.81×10^{11}	۱.۳۸۸۵	3.4×10^{-3}
0.95×10^{11}	۱.۵۳۶۲	6.2×10^{-3}



شکل (۶) برازش شکل خط وویت بر پهن شدگی خط طیفی در فشارهای مختلف

۴ - بحث و نتیجه گیری:

در این مقاله از آهنرباهای دائمی NdFeB برای تولید سطوح تشدید مغناطیسی درون محفظه‌ی پلازما استفاده شده است. برای محاسبه‌ی ابعاد و تعداد آهنرباهای مورد نیاز برای تولید این سطوح تشدید از شبیه‌سازی توسط نرم‌افزار کامسول استفاده شد. با توجه به آنکه هدف اصلی در تهیه آهنرباها در دسترس بودن آنها و امکان تشکیل سطوح تشدید ECR درون محفظه، به‌گونه‌ای که این سطوح از دیواره‌ها فاصله داشته باشند، بود از آهنرباهای بلوکی استفاده نمودیم. بر اساس نتایج حاصل از شبیه‌سازی ۴ عدد آهنربای بلوکی نئودیمیوم با ابعاد $10 \times 5 \times 1$ سانتیمتر تهیه و بر اساس آرایش بهینه به دست آمده توسط شبیه‌سازی در اطراف محفظه‌ی تخلیه تعبیه شدند. از مگنترون با توان خروجی یک کیلووات و موجبر مستطیلی WR-۳۴۰ برای تولید میکرو موج با فرکانس $2.45 GHz$ و انتقال آن به محفظه‌ی تخلیه استفاده شد. موجبر از طریق پنجره کوارتز به محفظه‌ی استوانه‌ای پلازما با قطر ۱۰ سانتیمتر که اطراف آن با آرایه‌ی آهنرباهای دائمی نئودیمیوم احاطه شده و درون آن سطوح تشدید مغناطیسی با شدت ۸۷۵ گاوس ایجاد شده‌اند، متصل شده است. از روش طیفسنجی نشر نوری برای به دست آوردن چگالی پلاسمای حاصل از تزریق گاز نیتروژن و هیدروژن استفاده شد. چگالی الکترونی به روش پهنشدگی استارک محاسبه گردید. نتایج حاصل از محاسبات نشان داد چگالی الکترونی منبع پلاسمای سیکلوترونی الکترون با آهنرباهای دائمی و در فشار در محدوده $10^{-3} Torr$ در محدوده $10^{11} cm^{-3}$ می‌باشد.

۵ - مراجع:

- [۱] B. Lax, et al., "The effect of magnetic field on the breakdown of gases at microwave frequencies," J. Appl. Phys., vol. ۲۱, no. ۱۲, p. ۱۲۹۷, ۱۹۵۰.
- [۲] J. Musil and F. Zacek, "Penetration of a strong electromagnetic wave in an inhomogeneous plasma generated by ECR using a magnetic beach," Plasma Phys., vol. ۱۳, pp. ۴۷۱-۴۷۶, ۱۹۷۱.
- [۳] D. B. Miller, et al., "Experiments with an electron cyclotron resonance plasma accelerator," AIAA J., vol. ۲, no. ۱, ۱۹۶۴.
- [۴] R. Geller, "New high intensity ion source with very low extraction voltage," Appl. Phys. Lett., vol. ۱۶, p. ۴۰۱, ۱۹۷۰.



- [۵] H. Conrads and M. Schmidt, "Plasma generation and plasma sources," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. ۹, no. ۴, pp. ۴۴۱-۴۵۴, ۲۰۰۰.
- [۶] K. Suzuki, S. Okudaira, N. Sakudo, and I. Kenomato, "Microwave plasma etching," *Jpn. J. Appl. Phys.*, vol. ۱۶, no. ۱۱, pp. ۱۹۷۹-۱۹۸۴, Nov. ۱۹۷۷.
- [۷] J. Asmussen, Jr., T. A. Grotjohn, M. A. Perrin, and P. Mak, "The design and application of electron cyclotron resonance discharges," *IEEE Trans. Plasma Sci.*, vol. ۲۵, no. ۶, pp. ۱۱۹۶-۱۲۲۱, ۱۹۹۷.
- [۸] D. B. Bonneville, et al., "Low-temperature and low-pressure silicon nitride deposition by ECR-PECVD for optical waveguides," *Appl. Sci.*, vol. ۱۱, no. ۵, p. ۲۱۱۰, ۲۰۲۱.
- [۹] M. Wakatsuchi, et al., "An ECR sheet plasma with a slot antenna and permanent magnets," *Plasma Sources Sci. Technol.*, vol. ۵, pp. ۳۲۷-۳۳۲, ۱۹۹۶.
- [۱۰] T. Goto, et al., "Mirror-field confined compact plasma source using permanent magnet for plasma processing," *Rev. Sci. Instrum.*, vol. ۸۷, p. ۱۲۳۵۰۸, ۲۰۱۶.
- [۱۱] COMSOL Multiphysics® v. ۶.۱. www.comsol.com. COMSOL AB, Stockholm, Sweden.



تحلیل تئوری اثر گرادیان چگالی و تبهگنی روی نرخ رشد ناپایداری ویبل در مدل جفت شده

باریکه – پلاسما با تابع توزیع باریکه نسبیتی loss-cone (کد مقاله : ۱۱۱۵)

نژادتقی، فاطمه^۱ - مهدوی، محمد^۲ - حسن پور، سعید^۱ - خانزاده، هنگامه^۲ - توسلی، علی^۱
۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه آزاد اسلامی واحد نور، صندوق پستی: ۴۸۱۷۹۳۵۸۶۱، نور - ایران

۲. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، صندوق پستی: ۴۷۴۱۵-۴۱۶، بابلسر - ایران

چکیده:

مطالعه ی نرخ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی ویبل در طرح اشتعال سریع در همجوشی محصور شدگی اینرسی یکی از موضوعات مهم در بحث تولید انرژی است. پارامترهای مختلفی بر روی نرخ رشد ناپایداری ویبل تاثیرگذار می باشند. از جمله ی این پارامترها کسر ناهمسانگردی دمایی، پارامتر تبهگنی، پارامتر کوانتومی و گرادیان چگالی است. در این تحقیق با محاسبه رابطه پاشندگی ذرات پلاسما با استفاده از معادله ی ولاسوف غیر برخوردی و ترکیب آن با تابع ویگنر- ماکسول بر پایه مدل جنبشی نرخ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی ویبل به صورت تئوری محاسبه شده است. نتایج حاصل از محاسبات نشان می دهد که با افزایش ناهمسانگردی دمایی و پارامتر تبهگنی نرخ رشد ناپایداری افزایش می یابد ولی با افزایش پارامتر کوانتومی و گرادیان چگالی نرخ رشد کاهش می یابد. در نتیجه با مطالعه و بررسی این پارامترها می توان از افزایش نرخ اتلاف انرژی بر روند انفجار درونی پلاسما قرص هدف در چرخه همجوشی اینرسی جلوگیری کرد.

کلمات کلیدی: ناپایداری‌های الکترومغناطیسی ویبل، پارامتر تبهگنی، گرادیان چگالی.

Theoretical analysis of the effect of density gradient and degeneracy on the growth rate of Weibel instability in the coupled beam-plasma model with relativistic loss-cone beam distribution function

Nejadtaghi, F^۱, Mahdavi, M^{۲*}, Hassan pour, S^۱, khanzadeh, H^۲, Tavassoli, A^۱

^۱ Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, Nour Branch, Islamic Azad University, Nour ۴۸۱۷۹۳۵۸۶۱, Iran

^۲ Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, University of Mazandaran, P.O. Box ۴۷۴۱۵-۴۱۶, Babolsar, Iran

Abstract:

The study of the growth rate of the Weibel electromagnetic instability in the fast ignition scheme in inertial confinement fusion is one of the important topics in the discussion of energy production. Various parameters affect the growth rate of the Weibel instability. These parameters include the thermal anisotropy fraction, the degradation parameter, the quantum parameter, and the density gradient. In this study, by calculating the plasma particle dispersion relation using the non-collision Vlasov equation and combining it with the Wigner-Maxwell function based on the kinetic model, the growth rate of the Weibel electromagnetic instability has been theoretically calculated. The results of the calculations show that with increasing the



thermal anisotropy and the degradation parameter, the growth rate of the instability increases, but with increasing the quantum parameter and the density gradient, the growth rate decreases. As a result, by studying and investigating these parameters, it is possible to prevent the increase in the energy dissipation rate on the internal explosion process of the target pelt plasma in the inertial fusion cycle.

Key words: Weibel electromagnetic instability, degeneracy parameter, density gradient.

۱- مقدمه:

یکی از موضوعات مورد بحث در سالهای اخیر در زمینه تولید انرژی همجوشی به روش محصورسازی اینرسی، بررسی نرخ رشد ناپایداری های الکترومغناطیسی می باشد [۱]. در محصورسازی اینرسی به وسیله ی طرح اشتعال سریع^۱ که از یک محرک لیزری برای اشتعال هدف استفاده می شود ، به علت شدت بالای لیزر، الکترون های فوق حرارتی محیط پلازما قرص سوخت شتاب گرفته و باعث انقباض پلازما و افزایش چگالی جریان می شود [۲]. در اثر افزایش چگالی جریان، ناپایداری الکترومغناطیسی به وجود می آید. از مهم ترین ناپایداری های الکترومغناطیسی که در این مقاله نیز به آن اشاره شده است، ناپایداری الکترومغناطیسی ویبل می باشد [۳]. در سال های اخیر بررسی های متعددی در زمینه شناخت ناپایداری انجام گرفته شده است [۴]، از جمله در سال ۲۰۱۷ به بررسی اشباع غیرخطی ناپایداری ویبل به دلیل پیامدهای مهم که برای پلاسمای آزمایشگاهی و اختر فیزیکی رخ می دهد، پرداخته شد [۵]. در بررسی رشد ناپایداری ویبل، باریکه الکترون نسبیتی که از طریق کانال پلازما منتشر می شود، مورد توجه محققان می باشد [۶]. نرخ رشد ناپایداری ویبل در حد باریکه نسبیتی در همجوشی مغناطیسی- اینرسی با استفاده از معادله ی نسبیتی فوکر- پلانک^۲ ورد مطالعه قرار گرفت [۷]. در پژوهش دیگر وابستگی مقیاس ناپایداری ویبل باریکه ی الکترونی نسبیتی در پلاسمای چگالی بالا مورد بررسی و شبیه سازی قرار گرفت [۸]. مطالعه اثر پارامتر کوانتومی در انتقال انرژی در پلاسمای همجوشی در پلاسمای قوی جفت شده با چگالی بالا از جمله تحقیقی است که اخیراً ارائه شده است [۹]. هدف از ارائه این تحقیق بررسی اثر تبهگنی^۳، چگالی گرادیان ، پارامتر کوانتومی و ناهمسانگردی دما^۴ی بر نرخ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی ویبل با باریکه ی الکترونی نسبیتی با تابع توزیع loss-cone که به داخل یک پلاسمای قوی جفت شده^۴ با تابع توزیع ناهمسانگردی دما [۱۰] نفوذ می کند، به کمک معادله ولاسوف بر پایه توصیف مدل جنبشی حاکم بر ذرات محیط پلازما می باشد.

۲- روش کار:

رابطه پاشندگی ذرات پلازما با استفاده از معادله ی ولاسوف غیر برخوردی و ترکیب آن با تابع ویگنر- ماکسول برای مدل قویاً جفت شده باریکه -پلازما به صورت زیر قابل ارائه می باشد.

^۱ Fast ignition

^۲ Fokker – Planck

^۳ degeneracy effect

^۴ Strongly coupled plasma

^۱ Fast ignition

^۲ Fokker – Planck

^۳ degeneracy effect

^۴ Strongly coupled plasma



$$\omega^2 - c^2 k^2 - \omega_{be}^2 + \pi \omega_{be}^2 \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{kp_{\perp}^2}{m\gamma(\omega - kv_{\parallel})} \frac{\partial f^b}{\partial p_{\parallel}} dp_{\perp} dp_{\parallel} - \omega_{pe}^2 + \frac{m\omega_{pe}^2}{\gamma n_p \hbar} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{p_{\perp}^2}{(\omega - kv_{\parallel})} \left[f^p(p_{\perp}, p_{\parallel} + \frac{\hbar k}{\gamma}) - f^p(p_{\perp}, p_{\parallel} - \frac{\hbar k}{\gamma}) \right] dp_{\perp} dp_{\parallel} = 0 \quad (1)$$

در معادله ی بالا ω بیانگر فرکانس موج و k بیانگر عدد موج ناپایداری می باشند. فرکانس باریکه و فرکانس پلاسما نیز به ترتیب با پارامتر ω_{be} و ω_{pe} نشان داده شده است. $\frac{\hbar k}{\gamma}$ نیز بیانگر پارامتر کوانتومی است. در اینجا مدلی را در نظر می گیریم که موج الکترومغناطیسی در جهت $\vec{k} = k\hat{e}_z$ منتشر می شود و f^b و f^p به ترتیب بیانگر تابع توزیع تعادلی باریکه و پلاسما هستند که به صورت زیر تعریف می شوند.

$$f^b(p_{\perp}, p_{\parallel}) = \left(\frac{\gamma}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{m^{\frac{1}{2}}}{(\gamma k_B)^{\frac{1}{2}} T_{\perp b}^{\frac{1}{2}} T_{\parallel b}^{\frac{1}{2}}} \exp \left[-\frac{p_{\perp}^2}{\gamma k_B T_{\perp b} m} - \frac{(p_{\parallel} - p_d^b)^2}{\gamma k_B T_{\parallel b} m} \right] \quad (2)$$

$$f^p(p_{\perp}, p_{\parallel}) = \frac{D}{\exp \left(\left(\frac{p_{\perp}^2}{\gamma k_B T_{\perp p} m} + \frac{(p_{\parallel} + p_d^p)^2}{\gamma k_B T_{\parallel p} m} \right) - \eta \alpha_{\parallel} \beta^{\frac{1}{2}} - \alpha_{\perp} \beta^{-\frac{1}{2}} \right) + 1} \quad (3)$$

در معادلات بالا p_d^p و p_d^b به ترتیب بیانگر تکانه سوق باریکه و پلاسما هستند. همچنین $\beta = \frac{T_{\parallel p}}{T_{\perp p}}$ بیانگر پارامتر ناهمسانگردی دما پلاسما، k_B ثابت بولتزمن و η گرادیان چگالی است. α بیانگر پارامتر تبهگنی است که آنتروپی سیستم را اندازه گیری می کند. در معادله ی (۳) پارامتر D ، به صورت $D = \frac{n \cdot \sqrt{T_{\parallel p}}}{T_{\perp p} Li_{\gamma/\gamma} \left(-\exp \left(\eta \alpha_{\parallel} \beta^{\frac{1}{2}} + \alpha_{\perp} \beta^{-\frac{1}{2}} \right) \right)} \left(\frac{m}{\gamma \pi k_B} \right)^{\frac{1}{2}}$ تعریف می

شود، که $Li_{\gamma/\gamma}$ معرف تابع چند لگاریتمی است که به صورت $Li_n(z) = \sum_{s=1}^{\infty} \frac{z^s}{s^n}$ معرفی می شود.

به منظور محاسبه رابطه (۱) لازم است تا مشتقات و انتگرال های لازم محاسبه گردند که در اینصورت با تعریف پارامترهای

$$\zeta = 0, \quad y = \sqrt{\frac{\eta}{\gamma \pi k_B m \gamma T_{\parallel p}}} \left[p_{\parallel} + p_d^p \pm \frac{\hbar k}{\gamma} \right] \quad \text{و} \quad \varepsilon = \frac{1}{\sqrt{\gamma \pi k_B m \gamma T_{\parallel b}}} \left[\frac{\omega}{k} - p_d^p \right], \quad x = \frac{1}{\sqrt{\gamma \pi k_B m T_{\parallel b}}} [p_{\parallel} - p_d^b]$$

$$\sqrt{\frac{\eta}{\gamma \pi k_B m T_{\parallel p}}} \left[\frac{\omega}{k} + p_d^p \pm \frac{\hbar k}{\gamma} \right] \quad \text{خواهیم داشت:}$$

$$\omega^2 - c^2 k^2 - \omega_{be}^2 - \pi \omega_{be}^2 \left[\frac{(\gamma m)^{\frac{1}{2}} T_{\perp b}}{k_B^{\frac{1}{2}} \pi^{\gamma/\gamma} T_{\parallel b}^{\gamma/\gamma}} \left[-\frac{\omega}{k} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-x^2)}{(x-\varepsilon)} dx - \sqrt{\gamma \pi k_B m \gamma T_{\parallel b}} + \frac{p_d^b}{m \gamma} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-x^2)}{(x-\varepsilon)} dx \right] - \omega_{pe}^2 + \frac{\omega_{pe}^2 \beta^{\frac{1}{2}}}{\gamma k \hbar m \pi} \left[\frac{1}{Li_{\gamma/\gamma} \left(-\exp \left(\eta \alpha_{\parallel} \beta^{\frac{1}{2}} + \alpha_{\perp} \beta^{-\frac{1}{2}} \right) \right)} \times \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{A}{(y-\zeta)} dy \right] \right] = 0 \quad (4)$$

که با معرفی تابع های پراکندگی به صورت زیر

$$Z(\varepsilon) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-x^2)}{(x-\varepsilon)} dx \quad (5)$$

$$Z(\zeta, \alpha^*) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\ln(y-\zeta)}{e^{y^2} + e^{\alpha^*}} dy \quad (6)$$

که $\alpha^* = \eta \alpha_{\parallel} \beta^{\frac{1}{2}} + \alpha_{\perp} \beta^{-\frac{1}{2}}$ و $A = Li_{\gamma} \left(-\exp \left(-y - \eta \alpha_{\parallel} \beta^{\frac{1}{2}} - \alpha_{\perp} \beta^{-\frac{1}{2}} \right) \right)$ است. با قرار دادن متغیر B به

عنوان ناهمسانگردی دمایی باریکه به جای $\frac{T_{\perp b}}{T_{\parallel b}}$ و قرار دادن پارامتر بدون $H = \frac{\hbar k}{\gamma}$ ، در معادله ی (۴) و هنگامی که اثرات کوانتومی کوچک هستند ($H \ll 1$)، معادله به صورت زیر بازنویسی می شود.



$$\omega^{\gamma} - c^{\gamma} k^{\gamma} - \omega_{be}^{\gamma} + \omega_{be}^{\gamma} m^{\gamma} \gamma^{\gamma} B + \omega_{be}^{\gamma} \frac{(\gamma m \gamma)^{\frac{\gamma}{2}}}{k_B^{\frac{1}{\gamma}} T_{\parallel b}^{\frac{1}{\gamma}}} B \frac{\omega}{k} Z(\varepsilon) - \frac{(\gamma)^{\frac{\gamma}{2}} (m \gamma)^{\frac{\gamma}{2}}}{k_B^{\frac{1}{\gamma}} T_{\parallel b}^{\frac{1}{\gamma}}} B p_d^b Z(\varepsilon) - \omega_{pe}^{\gamma} + \omega_{pe}^{\gamma} \beta^{\frac{1}{\gamma}} \sqrt{\frac{\eta}{\gamma \pi k_B m \gamma T_{\parallel p}}} \left(-1 - \zeta Z(\zeta, \alpha^*) + \frac{H^{\gamma}}{\varepsilon} \right) = 0 \quad (7)$$

در حد طول موج های کوچک ($1 \ll \varepsilon \ll 10$) توابع پراکندگی به صورت زیر قابل تقریب می باشند: [۱۰ و ۱۱]

$$Z(\varepsilon) = -\gamma \varepsilon + \dots + i\sqrt{\pi} \exp(-\varepsilon^2) \quad (8)$$

$$Z(\zeta, \alpha^*) = -\frac{\gamma \zeta \sqrt{\alpha^*}}{e^{\alpha^*} \pi} + \frac{\gamma \zeta^{\gamma}}{e^{\alpha^*} \gamma \pi \sqrt{\alpha^*}} + \dots + i\sqrt{\pi} e^{-\alpha^*} \ln(1 + e^{-\alpha^*} e^{-\zeta^{\gamma}}) \quad (9)$$

با نادیده گرفتن سهم جملات کوچکتر (ترتیب دوم و بالاتر) و در فرکانس های پایین ($\omega^{\gamma} \ll c^{\gamma} k^{\gamma}$) و جایگزینی مقدار ζ و قرار دادن مقدار $\omega = \omega_r + i\delta$ نرخ رشد ناپایداری ویبل برای مدل جفت شده باریکه - پلاسما به صورت زیر قابل استخراج می باشد.

$$\delta = \frac{k}{\sqrt{\pi}} \frac{1}{\sqrt{\eta} \ln(1 + e^{-\alpha^*})} \left[\chi - \frac{\left(1 + \frac{c^{\gamma} k^{\gamma}}{\omega_{pe}^{\gamma}} + \frac{\beta^{\frac{1}{\gamma}} H^{\gamma}}{\varepsilon} \right)}{n} \right] \quad (10)$$

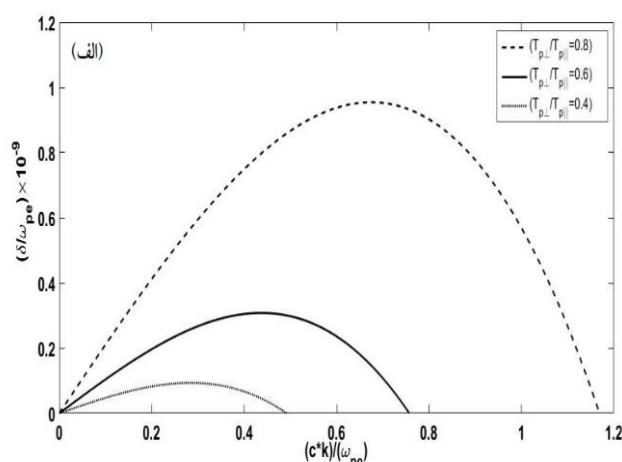
که در آن

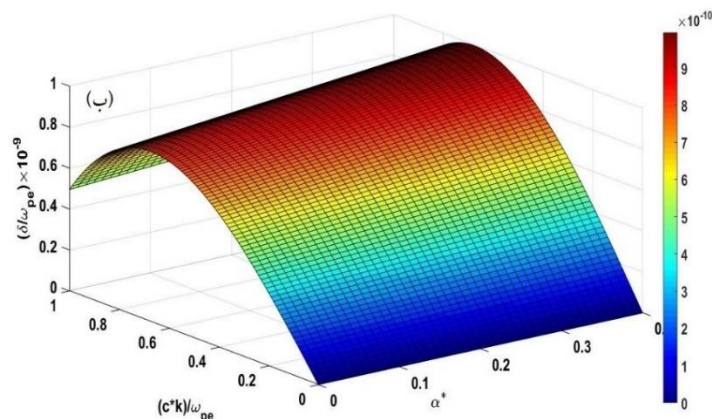
$$\chi = \frac{\frac{\omega_{be}^{\gamma}}{\omega_{pe}^{\gamma}} [-1 + m^{\gamma} \gamma^{\gamma} B] + \beta^{\frac{1}{\gamma}}}{\sqrt{\eta} \ln(1 + e^{-\alpha^*}) \left[\frac{\omega_{be}^{\gamma}}{\omega_{pe}^{\gamma}} \frac{(\gamma m \gamma)^{\frac{\gamma}{2}}}{k_B^{\frac{1}{\gamma}} T_{\parallel b}^{\frac{1}{\gamma}}} + \frac{\beta^{\frac{1}{\gamma}}}{\sqrt{\gamma k_B m T_{\parallel p}}} \right]} \quad (11)$$

$$n = \sqrt{\eta} \ln(1 + e^{-\alpha^*}) \left[\frac{\omega_{be}^{\gamma}}{\omega_{pe}^{\gamma}} \frac{(\gamma m \gamma)^{\frac{\gamma}{2}}}{k_B^{\frac{1}{\gamma}} T_{\parallel b}^{\frac{1}{\gamma}}} + \frac{\beta^{\frac{1}{\gamma}}}{\sqrt{\gamma k_B m T_{\parallel p}}} \right] \quad (12)$$

۳- بحث و نتیجه گیری:

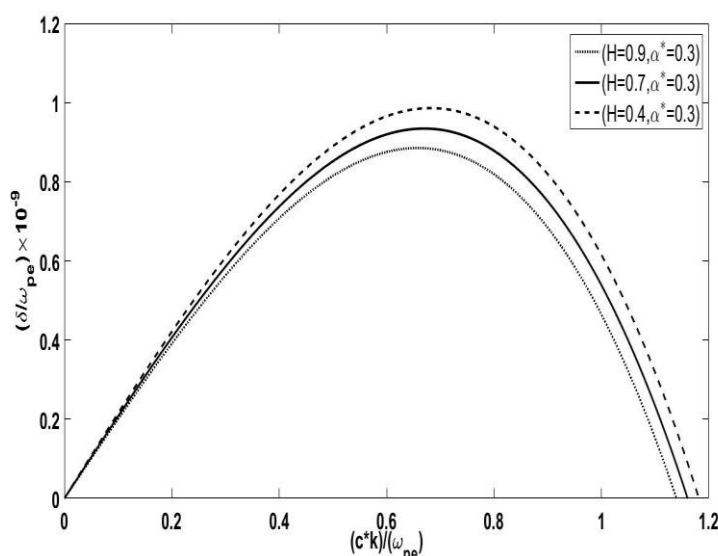
هدف از این تحقیق بررسی تئوری اثر پارامترهای مختلف بر نرخ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی ویبل در همجوشی محصور شدگی اینرسی به روش اشتعال سریع می باشد. بدین منظور نرخ رشد ناپایداری از رابطه ی پراکندگی کلی حاصل از برخورد باریکه ی لیزر (الکترون های نسبی با تابع توزیع loss-cone) بر سطح قرص سوخت و انتشار آن در محیط پلاسمای کوانتومی قویاً جفت شده، در طول موج های کوتاه محاسبه شد. نتایج ارائه شده در شکل (۱) نشان می دهند، پارامتر کسر ناهمسانگردی دمایی و پارامتر تبهگنی نقش مهمی در ناپایداری ویبل ایفا می کند.





شکل ۱. (الف) تغییرات نرخ رشد بهنجار شده به ω_{pe} ؛ $\frac{\delta}{\omega_{pe}}$ ؛ برحسب $\frac{ck}{\omega_{pe}}$ برای مقادیر مختلف $\frac{\theta_{\perp p}}{\theta_{\parallel p}}$.
(ب) نمودار سه بعدی نرخ رشد به ازای مقادیر مختلف α^* .

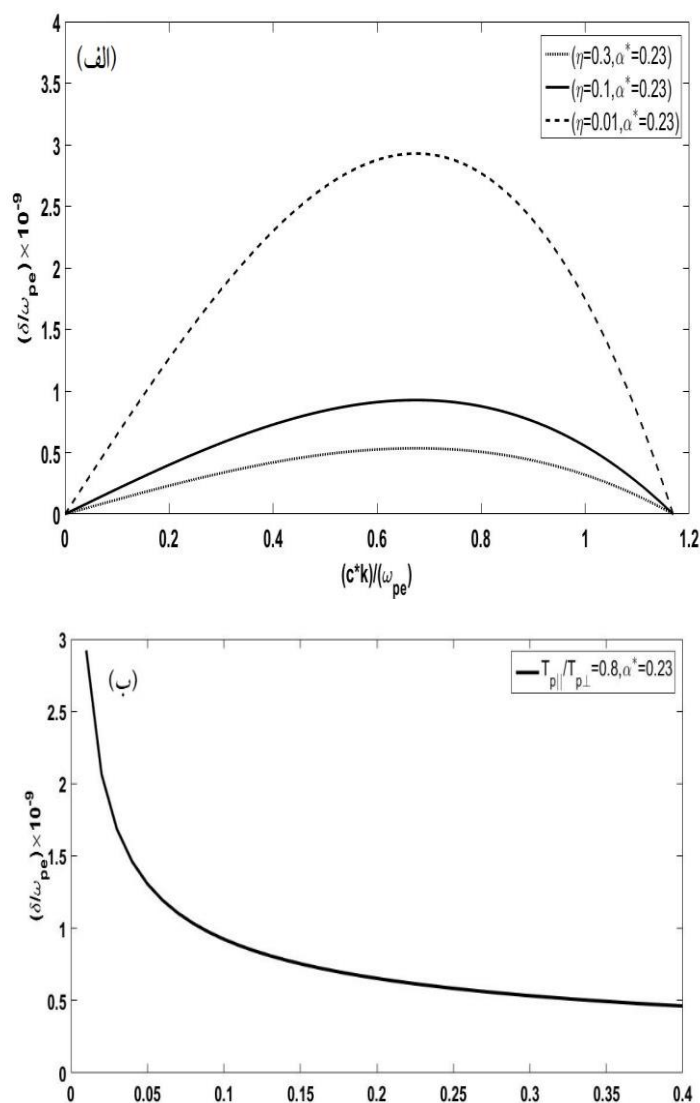
با افزایش کسر ناهمسانگردی دمایی پلاسما به علت پخش باریکه ی ورودی در محیط پلاسما و به تبع آن افزایش انرژی آزاد پلاسما و همچنین با افزایش پارامتر تبهگنی نرخ رشد ناپایداری ویبل افزایش می یابد، به طوری که نرخ رشد ناپایداری برای کسر ناهمسانگردی با مقدار (۰/۸) در مقدار تبهگنی ۰/۳ به بالاترین مقدار افزایش می یابد. در شکل (۲) نرخ رشد ناپایداری ویبل برای مقادیر مختلف پارامتر کوانتومی در مقدار تبهگنی ۰/۲۳ است.



شکل ۲. تغییرات نرخ رشد بهنجار شده به ω_{pe} ؛ $\frac{\delta}{\omega_{pe}}$ ؛ برحسب $\frac{ck}{\omega_{pe}}$ برای مقادیر مختلف H به ازای $\alpha^* = 0.3$.
مشاهده می شود که یکی دیگر از شاخص های مهم در نرخ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی ویبل در پلاسمای کوانتومی، پارامتر کوانتومی می باشد. هر چقدر مقدار پارامتر کوانتومی افزایش یابد، به دلیل کاهش برخورد ذرات نرخ رشد ناپایداری کاهش می یابد. کمترین نرخ رشد ناپایداری مربوط به پارامتر کوانتومی ۰/۹ است. در شکل (۳) به منظور مطالعه گرادیان چگالی بر روی نرخ رشد ناپایداری نمودار نرخ رشد ویبل برای مقادیر مختلف گرادیان چگالی رسم شده است. در شکل ۳ قسمت (الف) مشاهده می شود هر چقدر گرادیان چگالی افزایش می یابد نرخ رشد ناپایداری کاهش می یابد. ماکزیمم نرخ رشد مربوط به پلاسما با گرادیان چگالی ۰/۱ می باشد، به طور کلی می توان نتیجه گرفت که کسر ناهمسانگردی دمایی، مقدار تبهگنی، پارامتر کوانتومی و چگالی گرادیان نقش تأثیر گذاری روی نرخ رشد ناپایداری ویبل دارند. به این ترتیب مشاهده می شود که



پارامترهای معرفی شده در ناپایداری ویبل نقش مؤثری در کاهش شارش گرما، افزایش اتلاف انرژی و اثرات منفی بر انفجار درونی هدف ایفا خواهند نمود.



شکل ۳. (الف) تغییرات نرخ رشد بهنجار شده به ω_{pe} ؛ $\frac{\delta}{\omega_{pe}}$ ؛ بر حسب $\frac{ck}{\omega_{pe}}$ برای مقادیر مختلف برای η به ازای $\alpha^* = 0.23$. (ب) نمودار دوبعدی نرخ رشد برای مقادیر مختلف η .

۴- مراجع:

- [۱] Mahdavi, M. and H. Khanzadeh, "Collisional effect on the Weibel instability with the bi-Maxwellian distribution function", Physics of Plasmas, ۲۰(۵), ۰۵۲۱۱۴ (۲۰۱۳).
- [۲] Mahdavi, M. and F. Khodadadi Azadboni, "The Role of the Collisions on the Weibel instability growth rate in the fast ignition scenario", Journal of Fusion Energy, ۳۵(۲), ۱۵۴-۱۶۰ (۲۰۱۶).
- [۳] Weibel, E. S. "Spontaneously growing transverse waves in plasma due to anisotropic velocity distribution", Rev.Lett. ۲, ۸۳ (۱۹۵۹).



[۴] Kuri, D. K. and N. Das, “Electron-ion collisional effect on Weibel instability in a Kappa distributed unmagnetized plasma”, *Physics of Plasmas*, ۲۱(۴), ۰۴۲۱۰۶(۲۰۱۴).

[۵] Cagas, P., A. Hakim and et al., “Nonlinear saturation of the Weibel instability”, *Phys. Plasmas*, ۲۴ (۱۱), ۱۱۲۱۱۶(۲۰۱۷).

[۶] Jeet, R., S. Babu and et al., “Weibel instability of a relativistic electron beam in a plasma channel”, *Phys. Plasmas*, ۲۶۶۳۰(۲۰۲۱).

[۷] Belghit, S. and B. Zaidi, “Relativistic Weibel instability in magneto-inertial fusion using Krook collision model”, *Phys. Plasmas*, (۲۰۲۳).

[۸] Matsumoto, T., T. Taguchi and K. Mima, “Scale dependence of Weibel instability of relativistic electron beam in high-dense plasma”, ۱۳۳, ۴۱۷-۴۲۰(۲۰۰۶).

[۹] Haas, F., “Quantum Weibel instability”. *Physics of Plasmas*, ۱۵, ۰۲۲۱۰۴(۲۰۰۸).



نقش امواج پس زمینه آلفون بر ناپایداری‌های الکترومغناطیسی رشته‌شدگی در پلاسما

همجوشی (کد مقاله : ۱۱۱۶)

مهدوی، محمد^{۱*} - احمدیان، سینا^۱

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، صندوق پستی : ۴۱۶-۴۷۴۱۵، بابلسر - ایران

چکیده:

در فرایند همجوشی اینرسی، برهم‌کنش پرتوهای لیزر با پلاسمای سوخت منجر به ایجاد ناپایداری‌های الکترومغناطیسی می‌شود که مانع از فشرده‌سازی متقارن و شکل‌گیری هسته داغ شده و در نتیجه، راندمان همجوشی را کاهش می‌دهد. در پلاسما همجوشی امواج بنیادی پلاسما به نوسان‌های یونی با بسامد کم در حضور میدان مغناطیسی را موج آلفون می‌نامند. در این پژوهش، به بررسی تأثیر امواج آلفون بر رشد ناپایداری الکترومغناطیس رشته‌شدگی در شرایط حضور گرادیان چگالی قرص سوخت همچنین ناهمسانگردی دمایی در محیط پلاسما همجوشی پرداخته شده است. نتایج نشان می‌دهند که افزایش نسبی نرخ رشد ناپایداری در شرایط حضور امواج آلفون نسبت به حالت عدم حضور امواج آلفون حدود ۴۲ درصد افزایش می‌یابد. زمانی که دمای در راستای انتشار امواج (یعنی جهت حرکت موج) بیشتر از دمای پلاسما در راستای عمود بر این جهت باشد، امواج آلفون تأثیر قابل توجهی بر افزایش نرخ رشد نسبی ناپایداری‌ها می‌گذارند. برعکس، هنگامی که دمای پلاسما در راستای عمود بر جهت انتشار موج بیشتر باشد، نقش امواج آلفون در تقویت ناپایداری‌ها کاهش یافته و رشد آشفتگی‌ها با سرعت کمتری صورت می‌گیرد. این یافته‌ها نشان می‌دهد که جهت‌گیری دمای پلاسما نسبت به جهت انتشار امواج آلفون، یکی از عوامل کلیدی در تعیین شدت و سرعت رشد ناپایداری‌ها در محیط‌های پلاسمایی است.

کلمات کلیدی: ناپایداری‌های الکترومغناطیسی، ناپایداری رشته‌شدگی، پلاسما همجوشی، امواج آلفون

The role of the Alfvén background waves on electromagnetic filamentation instabilities in fusion plasma

Mahdavi, Mohammad^{۱*}, Ahmadian, Sina^۱,

^۱. Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, University of Mazandaran, P.O.

Box ۴۷۴۱۵-۴۱۶, Babolsar, Iran

Abstract:

In the inertial fusion process, the interaction of laser beams with the fuel plasma leads to the creation of electromagnetic instabilities that prevent symmetric compression and the formation of a hot core, and as a result, reduce the fusion efficiency. In fusion plasma, the fundamental waves of the plasma are called low-frequency ion oscillations in the presence of a magnetic field, called Alfvén waves. In this study, the effect of Alfvén waves on the growth of electromagnetic instability of the filamentation in the presence of a fuel pellet density gradient and temperature anisotropy in the fusion plasma environment has been investigated. The results show that the relative increase in the instability growth rate in the presence of Alfvén waves increases by about ۴۲% compared to the absence of Alfvén waves. When the temperature in the direction of wave propagation (i.e., the direction of wave motion) is higher than the plasma temperature perpendicular to this direction, Alfvén waves have a significant effect on



increasing the relative growth rate of instabilities. Conversely, when the plasma temperature is higher perpendicular to the wave propagation direction, the role of Alfvén waves in amplifying instabilities is reduced and the growth of turbulence occurs at a slower rate. These findings indicate that the orientation of the plasma temperature relative to the direction of Alfvén waves is one of the key factors in determining the intensity and speed of instabilities growth in plasma environments.

Keywords: electromagnetic instabilities, filamentation instabilities, fusion plasma, Alfvén waves

۱- مقدمه:

همجوشی هسته‌ای ایزوتوپ‌های هیدروژن، فرآیندی است که نیازمند شرایط بسیار خاص از جمله دما و فشار فوق‌العاده بالا می‌باشد. استفاده از لیزرهای پر قدرت برای ایجاد این شرایط، با چالش کنترل ناپایداری‌های پلاسمایی روبرو است. برهم‌کنش لیزر با محیط پلاسما، منجر به شکل‌گیری ناپایداری‌های الکترومغناطیسی می‌شود که می‌تواند راندمان همجوشی را کاهش دهد [۲،۱]. علاوه بر این، جریان‌های پلاسمایی ناشی از تعامل لیزر با قرص سوخت، به ناهمسانگردی دمایی در محیط پلاسما منجر شده و پیچیدگی‌های بیشتری را به این فرآیند اضافه می‌کند [۳]. در محیط پلاسمای همجوشی، برهم‌کنش بین ذرات باردار و میدان‌های الکترومغناطیسی می‌تواند منجر به نوسانات و رشد تلاطم‌هایی شود که به ناپایداری معروفند [۴]. در این میان ناپایداری رشته‌شدگی، یکی از چالش‌های اصلی در تحقق همجوشی هسته‌ای است. ناپایداری رشته‌شدگی، که در آن پرتو لیزر یا ذرات باردار به رشته‌های نازک و متراکمی تقسیم می‌شود، به دلیل برهم‌کنش غیرخطی بین باریکه لیزر و پلاسما رخ می‌دهد. در این فرآیند، ناهمگنی‌های کوچک در چگالی پلاسما یا شدت لیزر به عنوان عامل اولیه برای رشد ناپایداری عمل می‌کنند و این فرآیند خود تقویت‌شونده، به تدریج باعث تشکیل رشته‌های باریک و متراکمی از پلاسما می‌شود. این رشته‌ها، به دلیل تمرکز بالای انرژی، می‌توانند بر فرآیند همجوشی تأثیر منفی بگذارند [۵،۶]. عوامل مختلفی مانند شدت لیزر، طول موج لیزر، نوع پلاسما و حضور میدان‌های مغناطیسی بر شدت و سرعت رشد این ناپایداری تأثیرگذارند. [۷،۸].

مطالعه ناپایداری‌های الکترومغناطیسی، به ویژه ناپایداری رشته‌شدگی، در محیط پلاسمای همجوشی از اهمیت بالایی برخوردار است. این ناپایداری‌ها به دلیل برهم‌کنش پیچیده بین ذرات باردار و میدان‌های الکترومغناطیسی ایجاد می‌شوند و می‌توانند منجر به کاهش راندمان فرایند همجوشی شوند. برای درک بهتر این پدیده، از معادله ولاسوف استفاده می‌شود که به عنوان یک ابزار قدرتمند برای توصیف رفتار پلاسما در شرایط شدید همجوشی به کار می‌رود. هدف از این مطالعات، شناسایی سازو کارهای ایجاد ناپایداری‌ها و ارائه راهکارهایی برای بهبود پایداری و عملکرد سیستم‌های همجوشی است. در این مقاله، به طور خاص به تأثیر امواج پس‌زمینه آلفون بر نرخ رشد ناپایداری رشته‌شدگی پرداخته شده است.

۲- روش کار:

در چارچوب نظریه جنبشی از ترکیب معادله بولتزمن و معادلات ماکسول برای توصیف سیستم‌های فیزیکی که شامل ذرات باردار و میدان‌های الکترومغناطیسی هستند، بر مبنای تعریف توابع توزیع حاکم بر ذرات محیط خواهیم داشت [۸].

$$\frac{\partial f_1}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial f_1}{\partial r} + \frac{q}{m \cdot \gamma} \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right) \cdot \frac{\partial f_1}{\partial v} = 0 \quad (1)$$

در رابطه (۱) E و B بیانگر میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی حاکم بر محیط پلاسما m, q و v به ترتیب بیانگر بار، جرم و سرعت ذرات پلاسما می‌باشند و همچنین تابع f ، تابع توزیع حاکم بر ذرات پلاسما که شامل یک تابع تعادلی f_0 و یک تابع اختلالی f_1 می‌باشد.



برای محاسبه نرخ رشد ناپایداری رشته‌شدگی راستای انتشار موج را راستای محور X ها، $\hat{e}_x$ ، و جهت میدان الکتریکی را در جهت محور Z ها، $\hat{e}_z$ ، در نظر می‌گیریم همچنین تابع توزیع حاکم را متشکل از تابع تعادلی $f(\vec{v})$ و اختلالی $f_1(\vec{r}, \vec{t})$ در نظر گرفته می‌شود، $f(\vec{v}, \vec{r}, t) = f(\vec{v}) + f_1(\vec{r}, t)$ ، با در نظر گرفتن معادلات ماکسول خواهیم داشت

$$\vec{v} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \left(\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \right) \quad (2)$$

$$\vec{v} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \left(\frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \right) \quad (3)$$

و همچنین با تعریف چگالی جریان بصورت رابطه زیر

$$\vec{j} = -n_e e \int v_z f_1 d^3v \hat{e}_z \quad (4)$$

رابطه پاشندگی رشته‌شدگی بصورت رابطه زیر قابل استخراج می‌باشد [۹].

$$k^z c^z = w^z + w_p^z \int \frac{kv_z^z}{(w - kv_x)} \left(\frac{\partial f.p}{\partial v_x} \right) d^3v + w_p^z \int v_z \left(\frac{\partial f.p}{\partial v_z} \right) d^3v \\ + w_b^z \int \frac{kv_z^z}{(w - kv_x)} \left(\frac{\partial f.b}{\partial v_x} \right) d^3v + w_b^z \int v_z \left(\frac{\partial f.b}{\partial v_z} \right) d^3v \quad (5)$$

در رابطه (۵) لازم است تابع تعادلی حاکم بر ذرات پلاسما را $f.p$ و ذرات باریکه $f.b$ معرفی گردند. به همین منظور تابع توزیع حاکم بر ذرات باریکه را بصورت رابطه (۶) و تابع توزیع حاکم بر ذرات پلاسما را بصورت رابطه (۷) در نظر گرفته شده است:

$$f.b = A \delta(p_x) \delta(p_y) \exp \left[\frac{-m \gamma_b (v_z - v_b)^2 \eta}{2 T_z^b} \right] \quad (6)$$

$$f.p(p) = \frac{1}{4\pi m^3 c^3 \theta K_2 \left(\frac{1}{\theta} \right)} \exp \left(\frac{-\gamma(p)}{\theta} \right) \quad (7)$$

به منظور محاسبه نرخ رشد فرض می‌شود فرکانس شامل دو بخش حقیقی و موهومی است که به صورت $W = W_R + iW_m$ در نظر گرفته خواهد شد. با در نظر گرفتن شرایط فرکانس پلاسما در حد طول موج‌های کوتاه و جداسازی قسمت موهومی فرکانس از رابطه (۵) نرخ رشد بصورت رابطه زیر بدست خواهد آمد.

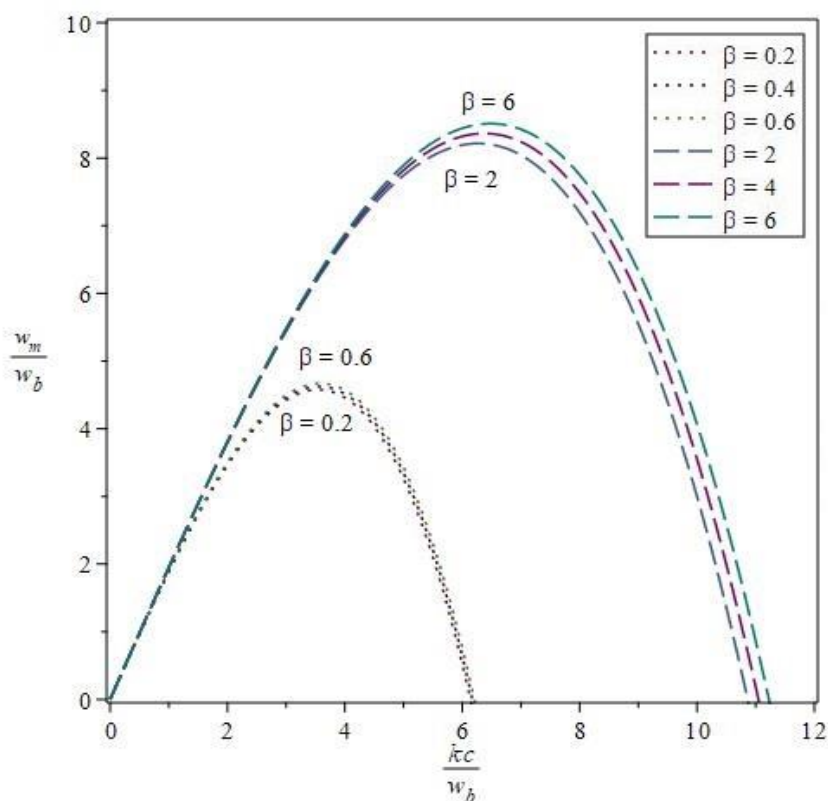
$$\frac{W_m}{W_b} = \frac{\frac{kc}{W_b} \left[-c^z k^z \frac{w_p^z}{w_b^z} \frac{e^{-\frac{1}{\theta} \sqrt{2\pi\theta}}}{K_2 \left(\frac{1}{\theta} \right)} + \frac{\sqrt{\pi\theta} e^{-\frac{1}{\theta}} w_p^z}{w_b^z K_2 \left(\frac{1}{\theta} \right) \sqrt{\gamma}} + \frac{w_p^z \theta e^{-\frac{1}{\theta} \sqrt{2\pi\theta}}}{w_b^z K_2 \left(\frac{1}{\theta} \right)} + \left(\frac{T_{||}}{\eta T_{\perp}} \right) + \frac{v_b^z m \gamma}{T_{\perp}} - 1 \right]}{\frac{w_p^z}{w_b^z} \left(\frac{e^{-\frac{1}{\theta} \sqrt{\pi}}}{K_2 \left(\frac{1}{\theta} \right)} (1 + \theta) \right) + \frac{\sqrt{\pi} c}{\sqrt{\gamma}} \left(\frac{m \gamma}{T_{\perp}} \right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{T_{||}}{\eta T_{\perp}} + \frac{v_b^z m \gamma}{T_{\perp}} \right)} \quad (8)$$

رابطه (۸) بیانگر نرخ رشد ناپایداری بهنجار شده به فرکانس باریکه بر حسب $\frac{kc}{w_b}$ می‌باشد که در بخش بعد به تجزیه و تحلیل نتایج پرداخته خواهد شد.

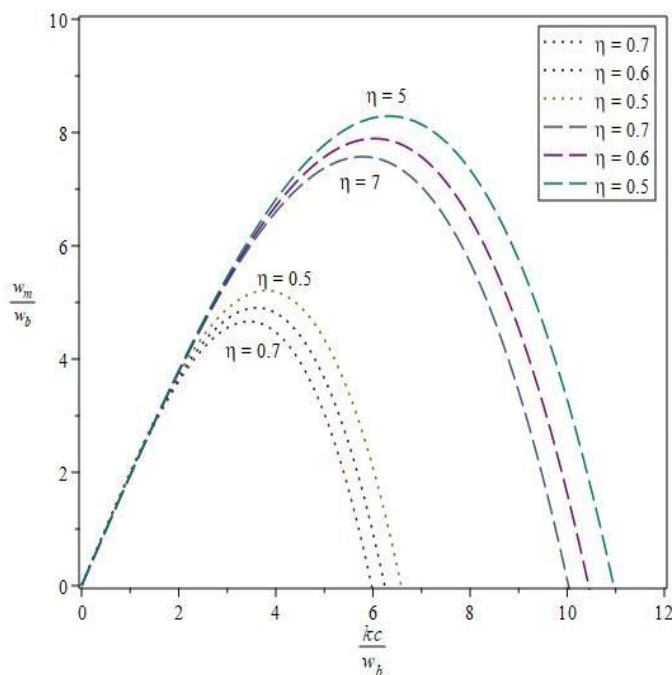


۳- تجزیه و تحلیل نتایج:

در این بخش، به بررسی نتایج حاصل از محاسبه نرخ رشد ناپایداری الکترومغناطیسی رشته‌شدگی می‌پردازیم. به منظور بررسی اثر ناهمسانگردی دمایی (β) بر آهنگ رشد ناپایداری، تغییرات نرخ رشد ناپایداری بر حسب فرکانس نور بهنجار شده به ازای پارامتر گرادیان چگالی ثابت برای مقادیر مختلف ناهمسانگردی دمایی برای دو حالت، حضور امواج آلفون و عدم حضور امواج آلفون در شکل (۱) رسم شده است. مشاهده می‌شود که بیشینه نرخ رشد ناپایداری به ازای فرکانس نور بهنجار شده با افزایش کسر ناهمسانگردی، برای هر دو حالت، حضور و عدم حضور امواج آلفون افزایش می‌یابد. این افزایش آهنگ رشد ناپایداری ناشی از پخش انرژی تزریق در محیط پلاسما در جهت‌های مختلف و اتلاف انرژی ذرات پلاسما قرص سوخت می‌باشد. مشاهده می‌شود که این افزایش نسبی در شرایط حضور امواج آلفون نسبت به حالت عدم حضور امواج آلفون حدود ۴۲ درصد افزایش می‌یابد. همان‌طور که در شکل (۲) به وضوح مشاهده می‌شود، زمانی که دمای در راستای انتشار امواج (یعنی جهت حرکت موج) بیشتر از دمای پلاسما در راستای عمود بر این جهت باشد، امواج آلفون تأثیر قابل توجهی بر افزایش نرخ رشد نسبی ناپایداری‌ها می‌گذارند. به عبارت دیگر، در این شرایط، امواج آلفون به عنوان یک عامل تقویت‌کننده ناپایداری عمل کرده و باعث رشد سریع‌تر آشفستگی‌ها در پلاسما می‌شوند. برعکس، هنگامی که دمای پلاسما در راستای عمود بر جهت انتشار موج بیشتر باشد، نقش امواج آلفون در تقویت ناپایداری‌ها کاهش یافته و رشد آشفستگی‌ها با سرعت کمتری صورت می‌گیرد. این یافته نشان می‌دهد که جهت‌گیری دمای پلاسما نسبت به جهت انتشار امواج آلفون، یکی از عوامل کلیدی در تعیین شدت و سرعت رشد ناپایداری‌ها در محیط‌های پلاسمایی است.



شکل (۱). تغییرات نرخ رشد ناپایداری بر حسب فرکانس نور بهنجار شده به ازای پارامتر گرادیان چگالی ثابت برای مقادیر مختلف ناهمسانگردی دمایی برای دو حالت حضور امواج آلفون (خط چین) و عدم حضور امواج آلفون (نقطه چین)



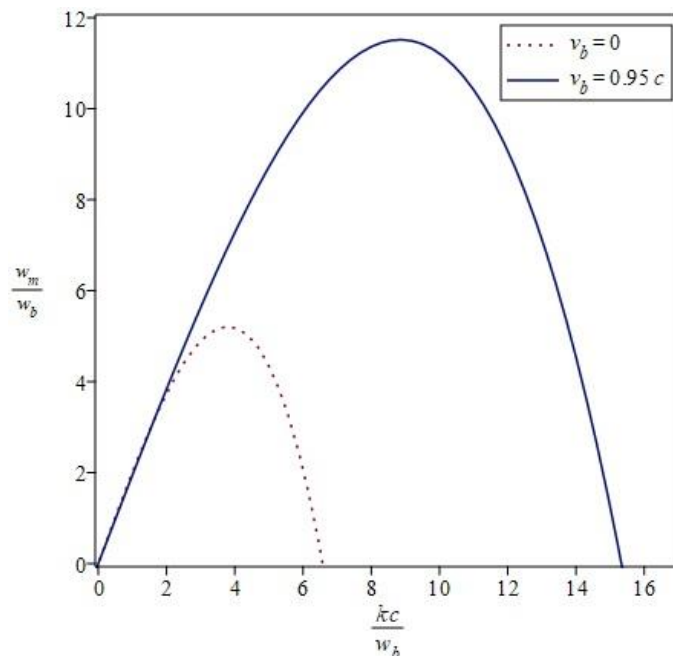
شکل (۲). تغییرات نرخ رشد ناپایداری بر حسب فرکانس نور بهنجار شده به ازای ناهمسانگردی دمایی ثابت برای مقادیر مختلف پارامتر گرادیان چگالی برای دو حالت حضور امواج آلفون (خط چین) و عدم حضور امواج آلفون (نقطه چین)

از جمله پارامتر موثر بر نرخ رشد ناپایداری، پارامتر گرادیان چگالی (η) محیط قرص سوخت تحت تابش پرتو لیزری می‌باشد که در شکل (۲) ارائه شده است. مشاهده می‌شود که با نفوذ پرتو لیزری در قرص سوخت با افزایش چگالی قرص سوخت در حضور و عدم حضور موج آلفون به دلیل افزایش نرخ برخورد کولنی در محیط پلاسما، نرخ رشد ناپایداری افزایشی می‌شود. می‌توان مشاهده کرد با اعمال اثر امواج آلفون آهنگ نرخ رشد ناپایداری حدود ۶۴ درصد نسبت به حالت عدم اعمال امواج آلفون افزایش می‌یابد. به این ترتیب نتیجه می‌شود که این نوع ناپایداری باعث عدم فشردگی لازم قرص سوخت و عدم اشتعال متقارن قرص سوخت خواهد شد.

با توجه به نرخ رشد محاسبه شده بر حسب پارامترهای موثر در رابطه (۸)، آهنگ تغییرات نرخ رشد ناپایداری الکترومغناطیس رشته‌شدگی نرمالایز شده $\left(\frac{W_m}{W_b}\right)$ بر حسب فرکانس نور بهنجار شده $\left(\frac{kc}{W_b}\right)$ و با در نظر گرفتن پارامترهای ناهمسانگردی دمایی و گرادیان چگالی ثابت، برای دو حالت با لحاظ نمودن امواج آلفون و بدون در نظر گرفتن امواج آلفون رسم کرده‌ایم که در شکل (۳) نشان داده شده است. آهنگ تغییرات نسبی نرخ رشد ناپایداری برای دو حالت حضور امواج آلفون و عدم حضور امواج آلفون رسم شده است. مشاهده می‌شود که بیشینه نرخ رشد در حضور امواج آلفون به دلیل اتلاف انرژی ذرات محیط پلاسما حدود ۱۲۰ درصد نسبت به عدم حضور امواج آلفون افزایش می‌یابد. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش سرعت ذرات پس‌زمینه (امواج آلفون)، آهنگ رشد ناپایداری نیز افزایش می‌یابد. دلیل این افزایش نرخ رشد ناپایداری انتقال بیشتر انرژی از ذرات پلاسمای



قرص سوخت به الکترون‌های محیط و در نتیجه، اتلاف انرژی محیط باعث انبساط محیط پلاسما و کاهش فشردگی و در نهایت سرد شدن محیط پلاسمای قرص سوخت خواهد شد.



شکل (۳). تغییرات نرخ رشد ناپایداری $\left(\frac{W_m}{W_b}\right)$ بر حسب فرکانس نور بهنجار شده $\left(\frac{kc}{W_b}\right)$ به ازای مقادیر ثابت پارامتر گرادیان چگالی و ناهمسانگردی دمایی برای دو حالت حضور امواج آلفون (خط چین) و عدم حضور امواج آلفون (نقطه چین)

۴- بحث و نتیجه گیری:

در برهم‌کنش باریکه- پلاسما افزایش نرخ رشد ناپایداری‌ها علاوه بر جلوگیری از ورود انرژی باریکه به مرکز سوخت پلاسما، فرایند اشتعال را با مشکل مواجه می‌کند. با ترکیب معادلات ماکسول و معادله ولاسو نرخ رشد ناپایداری وابسته به گرادیان چگالی و کسر ناهمسانگردی دمایی محیط پلاسما در حضور و عدم حضور امواج آلفون محاسبه شده است. محاسبات نشان داده‌اند که افزایش گرادیان چگالی قرص سوخت منجر به کاهش نرخ رشد ناپایداری و برعکس افزایش کسر ناهمسانگردی دمایی منجر به افزایش نرخ رشد ناپایداری خواهد شد. همچنین نتایج حاصل از محاسبات نشان می‌دهند که در حضور امواج آلفون انتقال انرژی از یون‌های محیط پلاسما به الکترون‌ها افزایش می‌یابد و یا به عبارت دیگر با اعمال سرعت امواج آلفون در محاسبات نرخ رشد، نرخ رشد ناپایداری نسبت به حالت عدم حضور امواج آلفون افزایش می‌یابد. این افزایش نرخ رشد به معنی افزایش اتلاف انرژی پلاسما، کاهش فشردگی قرص سوخت می‌باشد بطوریکه کنترل امواج آلفون در محیط پلاسما منجر به بهینه سازی شرایط اشتعال قرص سوخت پلاسما خواهد شد.

۵- مراجع:

- [۱] Eliezer, S., and K. Mima, Application of laser-plasma interactions. ۲۰۰۸; CRC press.
- [۲] Fasoli, A., et al., Computational challenges in magnetic-confinement fusion physics. Nature Physics, ۲۰۱۶. ۱۲(۵): p. ۴۱۱-۴۲۳.



[۳] Becher, K., K. Schoenbach, and J. Eden, Microplasmas and applications. Journal of Physics D: applied Physics, ۲۰۰۶. ۳۹(۳): p. R۵۵.

[۴] Mahdavi, M., M. Bakhtiyari, and A. Najafi, Proton-beam driver transport in the fast ignition of proton–boron-۱۱ fuel plasma. International Journal of Modern Physics B. ۲۰۲۳ Jun ۲۰;۳۷(۱۵): p. ۲۳۵۰۱۴۲.

[۵] Stacey, W. M., Fusion: An introduction to the physics and technology of magnetic confinement fusion. John Wiley and Sons; ۲۰۱۰ Jan ۷.

[۶] Betti, R., O. A. Hurricane, Inertial-confinement fusion with lasers. Nature Physics. ۲۰۱۶ May;۱۲(۵):۴۳۵-۴۸.

[۷] Atzeni, S., The principles of (laser- driven) inertial confinement fusion. Phys. Plasmas, ۲۰۰۴. ۱۱: p. ۳۳۹-۴۹۱.

[۸] Mahdavi, M., H. Khanzadeh, The effect of the plasma density gradient on current filamentation instability. Contributions to Plasma Physics. ۲۰۲۱ Aug;۶۱(۷): e۲۰۲۱۰۰۰۲۷.

[۹] Mahdavi, M. and H. Khanzadeh, Collisional effect on the Weibel instability with the bi-Maxwellian distribution function. Physics of Plasmas, ۲۰۱۳. ۲۰(۵).



تولید و مشخصه‌یابی پلاسمای مایکروویو در حفره تشدید و محفظه خلأ با استفاده از روش‌های

تشخیصی پروب لانگمویر (کد مقاله : ۱۱۲۲)

کاظمی، مسلم^۱ - اطاعتی، غلامرضا^۱ - صالحی، مرتضی^۱ - رجبعلی نیا جلودار، حسین^۲

۱. دانشگاه صنعتی امیرکبیر، ایران، تهران

۲. دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم تحقیقات، ایران، تهران

چکیده :

با استفاده از مگنترون، موجبر مستطیلی $WR^{۳۴۰}$ ، پنجره RF، محفظه تشدید، محفظه خلأ استوانه‌ای و پروب لانگمویر یک ستاپ آزمایشگاهی برای تشکیل و مشخصه‌یابی پلاسمای مایکروویو فراهم شد. امواج حاصل از مگنترون ۲.۴۵ گیگاهرتزی، توان مورد نیاز برای شکست گاز آرگون و تشکیل پلازما در داخل حفره تشدید را فراهم کردند. سپس پلازما از طریق روزنه‌های موجود در صفحه رابط بین حفره و محفظه، به محفظه خلأ منتقل شد و پلاسمای موجود در محفظه خلأ توسط یک پروب لانگمویر مورد بررسی قرار گرفت. دمای الکترون‌های پلاسمای محفظه در بازه ۰.۷ الی ۰.۹ الکترون-ولت و چگالی آن‌ها در بازه $۱۰^{۱۲}$ الی $۱۰^{۱۳}$ بر مترمکعب متغیر بود. تغییرات دما و چگالی را نسبت به پارامترهای توان، فشار و فاصله از محور محفظه خلأ بررسی کردیم. درنتایج نشان داده شده است که دما در اثر افزایش توان، کاهش یافته و در اثر افزایش فشار، افزایش یافته است و نسبت تغییر محل قرارگیری نوک پروب تغییری نکرده است. واکنش چگالی به تغییرات ایجاد شده در توان و فشار، عکس واکنش دما بود.

کلمات کلیدی : پلاسمای مایکروویو، حفره تشدید، مگنترون، پروب لانگمویر

Generation and Characterization of Microwave Plasma in a Resonant Cavity and Vacuum Chamber Using Langmuir Probe Diagnostics

Kazemi, Moslem^۱, Etaati, Gholamreza^۱, Salehi, Morteza^{۱*}, Rajabalinia Jelodar, Hosein^۲

^۱. AmirKabir University of Technology, Iran, Tehran

^۲. Islamic Azad University Science and Research Branch, Iran, Tehran

Abstract :

A laboratory setup was established for the generation and characterization of microwave plasma using a magnetron, a $WR^{۳۴۰}$ rectangular waveguide, an RF window, a resonant cavity, a cylindrical vacuum chamber, and a Langmuir probe. The ۲.۴۵ GHz waves produced by the magnetron provided the power required to break down argon gas and generate plasma within the resonant cavity. The plasma was then transferred to the vacuum chamber through orifices in the interface plate between the cavity and the chamber. The plasma inside the vacuum chamber was examined using a Langmuir probe. The electron temperature of the chamber plasma ranged from ۰.۷ to ۰.۹ electron-volts, and the electron density varied between $۱۰^{۱۲}$ and $۱۰^{۱۳}$ per cubic meter. Variations in temperature and density were analyzed concerning power, pressure, and distance from the axis of the vacuum chamber. As a result, it was found that the



temperature decreased with increasing power and increased with rising pressure, while the position of the probe tip remained unchanged. The density response to changes in power and pressure was the opposite of the temperature response..

Key words: Microwave Plasma, Resonant Cavity, Magnetron, Langmuir Probe

۱- مقدمه :

پلاسمای مایکروویو پلاسمایی است که توان مورد نیاز برای شکست مولکول های گاز در آن توسط امواج الکترومغناطیس (که معمولاً در محدوده فرکانسی گیگاهرتز کار می کنند) تامین می شود [۱]. برخلاف سایر روش های تولید پلازما که با الکتروود کار میکنند، در پلاسمای مایکروویو ما نیازی به تماس فیزیکی با الکتروودها نداریم. در واقع می توان گفت که ما برای تشکیل پلازما از طریق امواج مایکروویو نیازی به جرقه برای شکست گاز نداریم و انرژی مورد نیاز برای تولید و حفظ پلازما توسط امواج الکترومغناطیس تامین می شود. این ویژگی منحصر به فرد پلاسمای مایکروویو را برای کاربرد گسترده در زمینه های مختلف مفید می کند [۲].

تحقیقات در زمینه تولید پلازما با مایکروویو در دهه ۱۹۴۰ میلادی و همزمان با توسعه فناوری های مایکروویو برای ارتباطات و رادار آغاز شد. در دهه ۱۹۵۰، محققان برای نخستین بار از امواج مایکروویو برای ایجاد تخلیه های الکتریکی در گازها استفاده کردند که این روش به دلیل عدم نیاز به الکتروود، امکان تولید پلاسماهای با خلوص بالا را فراهم کرد. پیشرفت های مهم در دهه ۱۹۶۰ با توسعه حفره های تشدید و موجبرها رخ داد که کنترل بهتری بر پارامترهای پلازما مانند چگالی و دما ایجاد کرد. امروزه، پلاسمای مایکروویو در کاربردهای متعددی از جمله اصلاح سطح، تولید انرژی و پزشکی مورد استفاده قرار می گیرد [۳].

امروزه پلاسمای مایکروویو به روش های مختلفی تولید می شود. می توان ادعا کرد که متداول ترین روش تولید پلاسمای مایکروویو مربوط به تخلیه های مایکروویو مبتنی بر "مگنترون" است. مگنترون ها به طور گسترده برای تولید پلاسمای مایکروویو استفاده می شوند. این لوله های الکترونی تشعشعات مایکروویو شدیدی تولید می کنند که با حفره های تشدید جفت می شود و الگوهای موج ایستاده را ایجاد می کند (برای تولید پلازما در این روش الزامی برای استفاده از حفره نیست و موج ایستاده را می توان به روش های دیگری نیز ایجاد کرد). میدان الکتریکی حاصل، الکترون ها را شتاب می دهد و منجر به یونیزاسیون گاز می شود. این روش تولید پلاسمای مایکروویو همان روشی است که ما در پروژه مورد نظر خود از آن بهره گرفتیم و پلازما تولید کردیم. روش های دیگر شامل تخلیه هلیکن، پلاسماهای تشدید سیکلوترونی الکترون مایکروویو (ECR) و تخلیه امواج سطحی است که شرح آنها خارج از لزومات این مقاله است [۴].

برای تولید پلازما از ابزارها و تجهیزات مختلفی استفاده می شود، اما پس از تولید، مشخصه یابی پلازما گام اساسی در کاربرد یا تحقیق است. اطلاعات دقیق درباره پارامترهایی مانند چگالی و دمای پلازما، برای تعیین رفتار و کاربرد آن ضروری است. روش های مشخصه یابی شامل مشخصه یابی الکتریکی، مغناطیسی، و اپتیکی هستند که می توانند به صورت فعال (تماس مستقیم با پلازما) یا انفعالی (تحلیل غیرمستقیم) انجام شوند. در این پروژه، از پروب لانگمویر به عنوان یک روش الکتریکی و فعال استفاده شده است. این پروب که از اجزایی مانند نوک تنگستنی، فیدترو، و مدار الکتریکی تشکیل شده، به دلیل مقاومت بالای تنگستن در برابر دماهای بالا، برای تماس مستقیم با پلازما مناسب است [۵][۶][۷].



پس از اعمال ولتاژ به پروب لانگمویر و اندازه گیری جریان عبوری از آن، با استفاده از مبانی نظری و معادلات ذکر شده در مقالات [۶] و [۷] به بررسی مشخصات پلاسما پرداختیم.

۲- روش کار :

۲-۱- شرح تجهیزات و موارد :

همانطور که پیش‌تر گفته شد، در این آزمایش از مگنترون به عنوان منبع تولیدکننده امواج مایکروویو استفاده شد. با توجه به شرایط آزمایش و نتایج مورد انتظار، لازم بود که توان خروجی از مگنترون قابل تغییر و کنترل باشد بنابراین از یک منبع تغذیه‌ای که قابلیت کنترل توان اعمال شده به مگنترون را داشته باشد برای کنترل توان مگنترون استفاده شد. این منبع تغذیه وظیفه داشت توان مورد نیاز برای به کار انداختن یک مگنترون با فرکانس کاری ۲.۴۵ GHz، را که منبع موج مورد استفاده ما بود، فراهم کند. برای به حداقل رساندن آسیب‌های وارد شده به مگنترون و افزایش طول عمر آن از دو ساز و کار کمک گرفته شد، اول اینکه برای مگنترون یک سیستم آبگرد قرار داده شد تا مانع از داغ شدن بیش از حد آن شود و همچنین از یک سیرکولاتور بر سر راه مگنترون استفاده شد تا مانع از برخورد امواج برگشتی به مگنترون شود. برای انتقال توان امواج تولید شده توسط مگنترون به محل تشکیل پلاسما از موجبر مستطیلی WR۳۴۰ به همراه کراس کوپلرهای تعبیه شده بر آن که همگی بر اساس استانداردهای جهانی طراحی و ساخته شده‌اند استفاده شد. با توجه به اینکه دهانه ورودی تعبیه شده بر روی حفره تشدید WR۲۸۴ بود از یک قطعه گذار WR۳۴۰ به WR۲۸۴، برای اتصال موجبر به حفره استفاده شد. پنجره RF جزء لاینفک چیدمان‌های اینچنین است چرا که تضمین می‌کند انرژی مایکروویو به طور کامل به محل تولید پلاسما منتقل می‌شود و از اتلاف توان تا حد قابل توجهی جلوگیری می‌کند.

امواج مایکروویو طبق ساز و کار گفته شده تولید و هدایت می‌شوند تا در نهایت به محل تشکیل پلاسما یعنی حفره تشدید برسند. حفره تشدید مورد استفاده در این پروژه پیشتر توسط مهندسان این حوزه طراحی و ساخته شده بود. این حفره استوانه‌ای از جنس آلومینیوم ساخته شده بود. ابعاد حفره طبق حالت تشدید و فرکانس مگنترون تعیین شده بود. حفره تشدید آلومینیومی قطری در حدود ۴۰ سانتی متر داشت. طول حفره در حدود ۱۲.۳۵ سانتی متر اندازه‌گیری، طراحی و ساخته شده بود. این حفره تشدید و در حالت کلی این چیدمان آزمایشگاهی یک تفاوت مهم با سایر چیدمان‌های شبیه به خود دارد و آن محل قرار گرفتن استاب تیونرها بود. همانطور که می‌دانید استاب تیونر وظیفه تطبیق امپدانس خروجی منبع با امپدانس ورودی بار و همچنین جلوگیری از باز تاب امواج به سمت منبع (مگنترون) را دارد. با بررسی سایر مقالات و پژوهش‌های موجود در این حوزه متوجه می‌شوید که استاب تیونرها معمولاً بر روی موجبر و در نزدیکی حفره تشدید تعبیه می‌شوند. در این پروژه اما استاب تیونرها بر روی بدنه خود حفره تشدید تعبیه شده است. این استاب تیونرهای استوانه‌ای طولی در حدود ۲.۵ سانتی متر و قطر ۱۰.۲ سانتی متر دارند. قرار گرفتن استاب تیونر بر روی حفره تشدید امکان تغییر طول حفره تشدید و به دنبال آن تغییر فرکانس تشدید را فراهم می‌کند و همچنین باعث به دام افتادن امواج مایکروویو در داخل حفره و کاهش چشمگیر تلفات و استفاده حداکثری از توان امواج را فراهم می‌کند. حفره تشدید باید به یک محفظه دیگر متصل شود و پلاسمای تولید شده در آن به محفظه مورد نظر منتقل شود. برای این منظور یک صفحه از جنس آلومینیوم بین حفره تشدید و محفظه قرار می‌گیرد که بر روی آن ۲۱ روزنه برای عبور پلاسما بین حفره و محفظه قرار دارد.



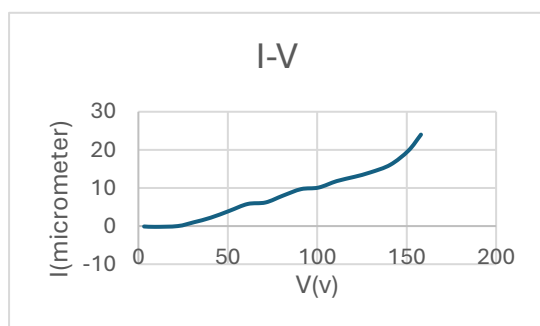
در این پژوهش مد نظر است دما و چگالی پلاسما در محفظه بدست بیاید. محفظه مورد استفاده ما در این پژوهش یک محفظه استوانه‌ای شکل از جنس استیل می‌باشد که ابعاد آن به صورت قطر خارجی برابر با ۴۵ سانتی‌متر، ضخامت دیواره استیل محفظه برابر با ۸ میلی‌متر و طول آن برابر با ۷۵ سانتی‌متر می‌باشد. طبق معمول دریچه‌هایی برای نصب ابزارهای مختلف (ابزارهای اندازه‌گیری و...) بر روی آن تعبیه شده است.

و در نهایت برای مشخصه‌یابی پلاسما از یک پروب لانگمویر از جنس فلز تنگستن استفاده شد. یک رشته فلز تنگستن توسط فیدترو و تجهیزات مخصوص خلاء به داخل محفظه خلاء (محل تشکیل پلاسما) فرستاده شد. برای اعمال ولتاژ به پروب از یک منبع تغذیه استفاده شد و سپس جریان عبوری از پروب اندازه‌گیری شد.

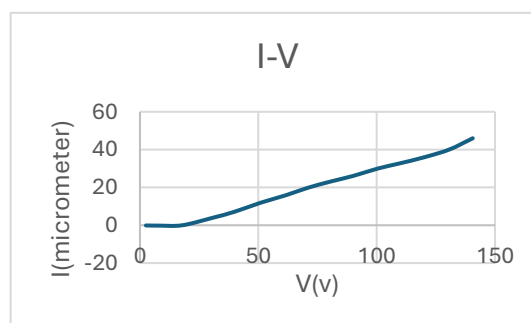
۲-۲- طرح آزمایش :

در این بخش به تشکیل پلاسما و مشخصه‌یابی آن می‌پردازیم. برای تولید پلاسما از گاز آرگون با درصد خلوص ۹۹.۹۹۹ استفاده شد. از طریق منبع تغذیه توان لازم را به مگنترون اعمال شد، موج تولید شده توسط مگنترون از طریق موجبر به داخل حفره تشدید هدایت شد و در نهایت امواج در داخل حفره خود را به گاز آرگون موجود در حفره منتقل کرده و باعث شکست گاز و تشکیل پلاسما شدند. پیش‌تر با استفاده از تجهیزات آزمایشگاهی (نتورک آنالایزر) محل استاب تیونرها را برای تشدید در فرکانس مگنترون تنظیم کرده بودیم.

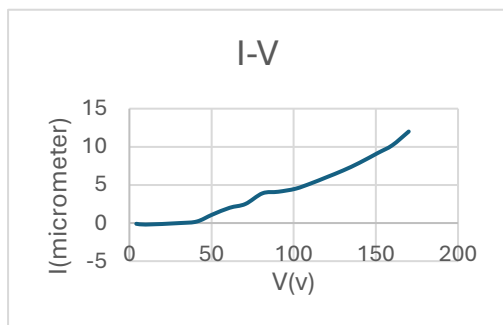
پلاسما تشکیل شد و سپس از طریق پروب لانگمویر به بررسی آن در اثر تغییر در سه پارامتر توان، فشار و فاصله از محور محفظه خلاء پرداخته شد. در حالت اول تاثیر توان اعمال شده بر مگنترون، بر دما و چگالی پلاسما بررسی شد. با ثابت نگه داشتن مقادیر فشار محفظه قبل از تزریق گاز در $T = 10^{-5} \times 1.09$ ، فشار $T = 10^{-2} \times 2.5$ برای تزریق گاز آرگون، فشار محفظه پس از تزریق گاز در $T = 10^{-4} \times 7$ و حفظ نوک پروب بر روی محور محفظه خلاء، توان را از ۱۰۰ وات تا ۴۰۰ وات، در چهار مرحله با گام‌های ۱۰۰ وات، تغییر دادیم و مقادیر دمای الکترون پلاسما به ترتیب 0.76 eV ، 0.77 eV ، 0.78 eV ، 0.84 eV و مقادیر چگالی الکترون پلاسما به ترتیب $4.07 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ ، $8.45 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ ، $1.21 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ و $2.14 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ بدست آمد. در زیر نمودارهای جریان-ولتاژ مربوط به این حالت را مشاهده می‌کنید.



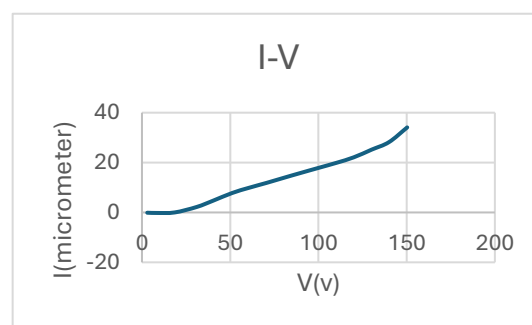
شکل (۲) نمودار جریان-ولتاژ مربوط به حالتی که توان اعمالی به مگنترون ۲۰۰ وات است



شکل (۱) نمودار جریان-ولتاژ مربوط به حالتی که توان اعمالی به مگنترون ۱۰۰ وات است

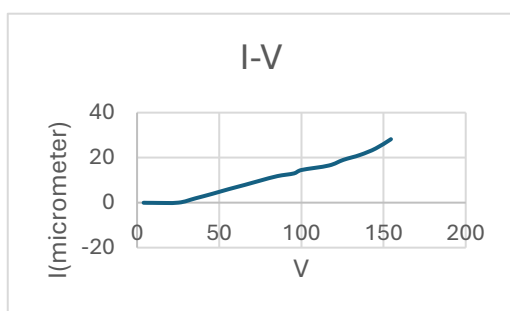


شکل (۴) نمودار جریان-ولتاژ مربوط به حالتی که توان اعمالی به مگترون ۴۰۰ وات است

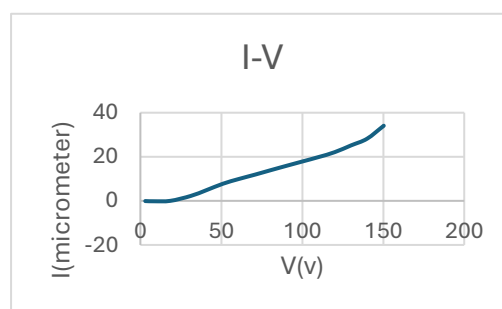


شکل (۳) نمودار جریان-ولتاژ مربوط به حالتی که توان اعمالی به مگترون ۳۰۰ وات است

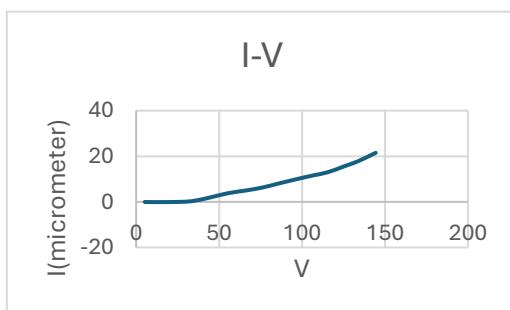
در مرحله بعدی با ثابت نگه داشتن مقدار توان در ۳۰۰ وات، نگه داشتن نوک پروب بر روی محور محفظه خلاء، گاز آرگون را با فشارهای $T \times 10^{-2}$ ، ۳.۵×10^{-2} ، ۴×10^{-2} و به داخل حفره تزریق کردیم و مقادیر دما به ترتیب: ۰.۷۷ eV ، ۰.۷۸ eV ، ۰.۷۹ eV و مقادیر چگالی به ترتیب: $۱.۲۱ \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ ، $۹.۴۳ \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ ، $۷.۷۰ \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ بدست آمد. در زیر نمودارهای جریان-ولتاژ مربوط به این حالت ها را مشاهده میکنید.



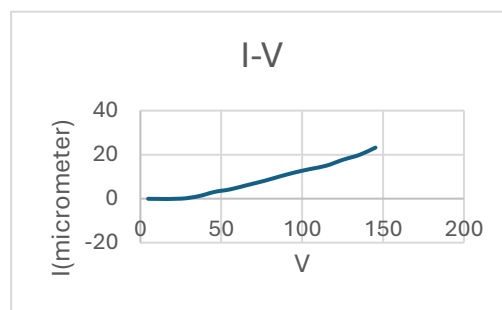
شکل (۶) نمودار جریان-ولتاژ مربوط به حالتی که فشار گاز آرگون ۳×10^{-2} تور است



شکل (۵) نمودار جریان-ولتاژ مربوط به حالتی که فشار گاز آرگون ۲.۵×10^{-2} تور است



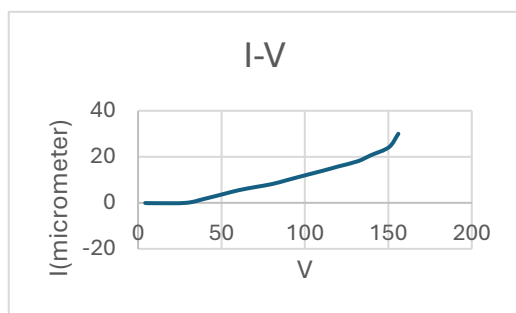
شکل (۸) نمودار جریان-ولتاژ مربوط به حالتی که فشار گاز آرگون ۴×10^{-2} تور است



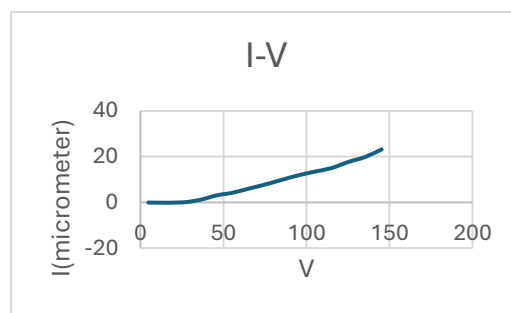
شکل (۷) نمودار جریان-ولتاژ مربوط به حالتی که فشار گاز آرگون ۳.۵×10^{-2} تور است



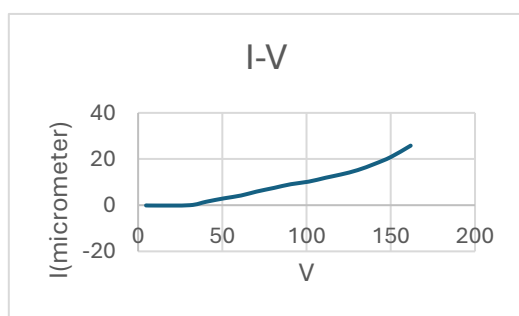
در مرحله آخر با ثابت نگه داشتن توان اعمالی به مگنترون در ۳۰۰ وات، فشار گاز آرگون تزریق شده 3.5×10^{-2} نوک پروب را در فاصله های ۰، ۲، ۴ و ۶ سانتی متری (در راستای شعاعی) از محور محفظه خلاء قرار دادیم و ترتیب دماهای 0.79 eV ، 0.79 eV ، 0.79 eV و چگالی های $1.0 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ ، $1.0 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ و $1.0 \times 10^{14} \text{ m}^{-3}$ بدست آمد. در زیر نمودارهای جریان-ولتاژ مربوط به این حالت ها را مشاهده میکنید.



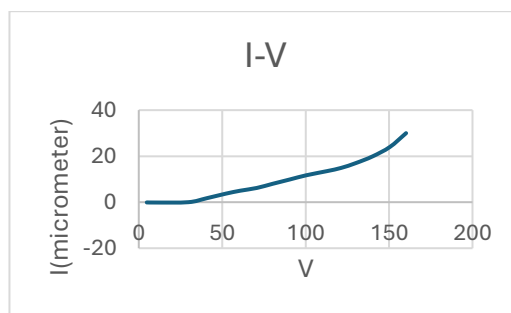
شکل (۱۰) نمودار جریان-ولتاژ مربوط به حالتی که نوک پروب به اندازه ۲cm در راستای شعاعی از محور محفظه خلاء فاصله دارد



شکل (۹) نمودار جریان-ولتاژ مربوط به حالتی که نوک پروب منطبق بر محور محفظه خلاء است



شکل (۱۲) نمودار جریان-ولتاژ مربوط به حالتی که نوک پروب به اندازه ۶cm در راستای شعاعی از محور محفظه خلاء فاصله دارد



شکل (۱۱) نمودار جریان-ولتاژ مربوط به حالتی که نوک پروب به اندازه ۸cm در راستای شعاعی از محور محفظه خلاء فاصله دارد

برای مشاهده سایر مقالات مشابه موجود در این زمینه و مقایسه نتایج آن‌ها با این پژوهش میتوان به منابع [۸،۹] مراجعه کرد.

۳- نتایج :

مشاهده شد که در اثر افزایش توان اعمال شده به مگنترون، دمای الکترونی پلاسما از 0.84 eV به 0.76 eV کاهش یافته و چگالی آن از مقدار $4.07 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ به $2.14 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ افزایش یافته است. علت را میتوان اینگونه بیان کرد که در اثر افزایش توان، انرژی بیشتری به پلاسما اعمال می‌شود که منجر به افزایش فرایندهای یونیزاسیون شده و چگالی پلاسما افزایش می‌یابد. از طرفی با وجود اینکه انرژی میکروویو در ابتدا توسط جمعیت کوچکی از الکترون‌ها جذب می‌شود که می‌توانند به انرژی‌های بالایی برسند، با این حال، با افزایش چگالی، انرژی در میان تعداد بیشتری از الکترون‌ها توزیع می‌شود. این امر منجر به کاهش متوسط انرژی الکترون‌ها و در نتیجه، کاهش دمای الکترون می‌شود.

در بررسی تاثیر فشار گاز آرگون تزریق شده به حفره تشدید بر دما و چگالی الکترونی پلاسما مشاهده شد که دمای الکترونی پلاسما از 0.77 eV به 0.8 eV افزایش یافت و چگالی آن از $1.21 \times 10^{13} \text{ m}^{-3}$ به $6.98 \times 10^{12} \text{ m}^{-3}$ کاهش یافت. در



واقع این رفتار در پلاسمای مایکروویو متداول است چرا که در فشارهای بالاتر، چگالی گاز خنثی آرگون افزایش می‌یابد و منجر به افزایش تعداد برخوردهای الکترون-خنثی می‌شود. این برخوردها مسیر آزاد میانگین الکترون‌ها را کاهش داده و توانایی آن‌ها را در انتقال مؤثر انرژی به فرآیندهای یونیزاسیون محدود می‌کند. در نتیجه، تعداد رویدادهای یونیزاسیون کاهش یافته و چگالی پلاسما کاهش می‌یابد. از طرف دیگر با وجود کاهش بازده یونیزاسیون، کاهش چگالی پلاسما باعث می‌شود که توان مایکروویو موجود بین تعداد کمتری از الکترون‌ها توزیع شود. در نتیجه، هر الکترون انرژی بیشتری جذب می‌کند که به افزایش دمای متوسط الکترون منجر می‌شود.

در مرحله آخر آزمایش مشاهده شد که به علت نبود میدان مغناطیسی متمرکز کننده پلاسما، تغییر محل قرارگیری نوک پروب لانگمویر تاثیری بر دما و چگالی الکترونی پلاسما نداشت چراکه پلاسما به صورت تقریباً یکنواخت در فضا پخش شده است.

لازم به ذکر است در فرآیند مشخصه یابی پلاسما توسط پروب لانگمویر از یک میکروآمپر متر استفاده شد تا جریان عبوری از پروب با دقت مناسبی ثبت شود.

۴- مراجع :

۱. Ladislav Bardos; Hana Barankova, "Microwave Plasma Systems for Plasma Processing at Reduced Pressures," in Microwave Plasma Sources and Methods in Processing Technology , IEEE, ۲۰۲۲, pp.۸۵-۱۳۴, doi: ۱۰.۱۰۰۲/۹۷۸۱۱۱۹۸۲۶۹۰۳.ch۴
۲. Jau, Tang. "A Simple and Stable Atmospheric Pressure Electrodeless Water Vapor Microwave Plasma Torch." ۱۲ (۲۰۲۲): ۶۸۱۳-۶۸۱۳. doi: ۱۰.۳۳۹۰/app۱۲۱۳۶۸۱۳
۳. Urashima, Kuniko. (۲۰۲۲). Review of Plasma Technologies for Contribution of Environmental Purification. IEEE Open Journal of Nanotechnology. PP. ۱-۷. ۱۰.۱۱۰۹/OJNANO.۲۰۲۲.۳۲۲۳۸۹۷.
۴. Leins, M., Kopecki, J., Gaiser, S., Schulz, A., Walker, M., Schumacher, U., Stroth, U., & Hirth, T. (۲۰۱۴). Microwave Plasmas at Atmospheric Pressure. *Contributions to Plasma Physics*, 54(۱), ۱۴-۲۶. <https://doi.org/۱۰.۱۰۰۲/ctpp.۲۰۱۳۰۰۳۳>
۵. Brussaard, G. J. H., van der Steen, M., Carrè, M., van de Sanden, M. C. M., & Schram, D. C. (۱۹۹۶). *Langmuir probe measurements in an expanding magnetized plasma*.
۶. قپانوری، مریم، کارگریان، آمنه، صداقت، مرتضی، و اصل زعیم، علی رضا. (۱۴۰۲). طراحی و ساخت سامانه تشخیصی پروب لانگمویر به منظور تعیین دما، چگالی یون و الکترون. و پتانسیل پلاسما در دستگاه محصورسازی الکترواستاتیکی اینرسی ایران. مجله علوم و فنون هسته ای، ۱۴۴ (پیاپی ۱۰۳)، ۱۵۱-۱۵۷. SID. <https://sid.ir/paper/۱۰۳۱۵۶۲/fa>
۷. صدیقی، فریدالدین، کوهی، اردوان، رسولی، چاچار، ایرجی، داوود، و رسولی، حسین. (۱۴۰۰). طراحی و ساخت سامانه پروب لانگمویر برای تعیین پارامترهای تخلیه درخشان جهت آماده سازی محفظه خلا در توکامک دماوند. مجله علوم و فنون هسته ای، ۱۴۲ (پیاپی ۹۵)، ۲۱-۲۹. SID. <https://sid.ir/paper/۴۰۳۸۲۰/fa>
۸. David N. Walker, Dwight Duncan, John A. Stracka, Jeffrey H. Bowles, Carl L. Siefring, Mark M. Baumbach, Paul Rodriguez; A tunable microwave plasma source for space plasma simulation experiments. *Rev. Sci. Instrum.* ۱ March ۱۹۹۴; ۶۵ (۳): ۶۶۱-۶۶۸. <https://doi.org/۱۰.۱۰۶۳/۱.۱۱۴۵۱۳۵>
۹. Bowles, J. H., Duncan, D., Walker, D. N., Amatucci, W. E., & Antoniadis, J. A. (۱۹۹۶). A large volume microwave plasma source. *Review of Scientific Instruments*, 67(۲), ۴۵۵-۴۶۱. <https://doi.org/۱۰.۱۰۶۳/۱.۱۱۴۶۶۱۲>



پتانسیل درمانی پلاسمای سرد در مقابله با تومورهای مغزی بدخیم (کد مقاله : ۱۱۳۱)

عروجعلیان، فاطمه^۱- موسوی، الهام سادات^۲- رحمانیان شریف‌آباد، امیر^۳- فلاح، رضا^۲- خراشادی زاده، سید محمد^۲

۱. دانشگاه علوم پزشکی خراسان شمالی، دانشکده پزشکی، گروه نانوتکنولوژی پزشکی

۲. دانشگاه بیرجند، دانشکده علوم، گروه فیزیک

۳. دانشگاه علوم پزشکی خراسان شمالی، دانشکده پزشکی، گروه طب اورژانس

چکیده:

آیا می‌توان با استفاده از فناوری پلاسمای سرد، بر گلیوبلاستوما غلبه کرد؟ این پرسش محوری پژوهش حاضر بوده است. نتایج بدست آمده نشان می‌دهد که پلاسمای سرد، می‌تواند به طور موثر منجر به مرگ سلولی شود. این مکانیسم منحصر به فرد، پلاسمای سرد را به یک گزینه درمانی امیدوارکننده برای گلیوبلاستوما تبدیل می‌کند. با توجه به نتایج این مطالعه، می‌توان انتظار داشت که در آینده نزدیک، پلاسمای سرد به عنوان یک ابزار درمانی مکمل یا جایگزین برای درمان‌های کنونی گلیوبلاستوما مورد استفاده قرار گیرد.

کلمات کلیدی: آپوپتوز، گلیوبلاستوما، پلاسمای سرد فشار اتمسفری، U87-GM.

The therapeutic potential of cold plasma in combating malignant brain tumors

Oroojalian, Fatemeh^۱ - Mousavi, Elham Sadat^{۲*} - Rahmanian Sharifabad, Amir^۳ -
Fallah, Reza^۲ - Khorashadizadeh, Seyed Mohammad^۲

۱. Department of Medical Nanotechnology, School of Medicine, North Khorasan University of Medical Sciences

۲. Department of Physics, Faculty of Sciences, Birjand University

۳. Department of Emergency Medicine, School of Medicine, North Khorasan University of Medical Sciences

Abstract:

Can cold plasma overcome glioblastoma? This was the central question of our research. Our findings indicate that cold plasma can effectively induce cell death. This unique mechanism makes cold plasma a promising therapeutic option for glioblastoma. Based on our results, we anticipate that cold plasma will be used as a complementary or alternative treatment for glioblastoma in the near future.

Key words: Apoptosis, Glioblastoma, Cold Atmospheric Pressure Plasma, U87-GM



۱ - مقدمه:

گلیوبلاستوما مولتی فرم^{۲۵} (GBM)، تهاجمی‌ترین و بدخیم‌ترین نوع تومور مغزی، علی‌رغم پیشرفت‌های اخیر در درمان، همچنان پروگنوز بسیار ضعیفی دارد [۱،۲]. روش استاندارد درمان گلیوبلاستوما که یک روش ترکیبی شامل شیمی درمانی^{۲۶}، جراحی برداشت بافت تومور و پرتودرمانی^{۲۷} است، به دلیل عوارض جانبی شدید، مقاومت تومور به درمان و محدودیت در نفوذ به بافت‌های عمقی مغز، نتایج درمانی رضایت‌بخشی را به همراه ندارد [۱،۳،۴]. این محدودیت‌ها، نیاز به توسعه روش‌های درمانی جدید و موثر برای گلیوبلاستوما را دوچندان کرده است. پیشرفت‌های اخیر در زمینه پزشکی پلاسمای سرد سریع و ثمربخش بوده است [۵،۶].

پلاسمای سرد فشار اتمسفری^{۲۸} (CAP) یک گاز یونیزه شده با دمای پایین است که حاوی: گونه‌های فعال نیتروژن^{۲۹} (RNS)، گونه‌های فعال اکسیژن^{۳۰} (ROS)، سایر ذرات باردار، ذرات خنثی و الکترون‌ها و همچنین عوامل فیزیکی مانند اثرات حرارتی، امواج الکترومغناطیس^{۳۱} (EM) و فرابنفش (UV) است [۷،۸،۹].

اگرچه دمای کلی CAP نزدیک به دمای محیط است، اما دمای الکترون‌های درون آن بسیار بالا است. این تضاد دمایی به دلیل مکانیسم تولید پلاسما ایجاد می‌شود [۱۰،۱۱].

گونه‌های فعال شیمیایی تولید شده توسط CAP، با برهم‌کنش با مولکول‌های زیستی سلول‌ها از جمله DNA، می‌توانند به آن‌ها آسیب رسانده و منجر به مرگ سلولی شوند. علاوه بر این، پلاسما می‌تواند با تغییر در بیان ژن‌ها و فعال‌سازی مسیرهای سیگنالینگ سلولی، به طور مستقیم بر رشد و تکثیر سلول‌ها تأثیر بگذارد [۱۲،۱۳].

تا به امروز، مطالعات متعدد در شرایط *in-vitro* و *in-vivo* نشان داده‌اند که اثر ضد سرطانی CAP عمدتاً به دلیل تولید گونه‌های فعال شیمیایی است. در بین گونه‌های فعال H_2O_2 و NO_2 نقش تأثیرگذاری دارند [۱۴،۱۵،۱۶]. به عبارت دیگر، اثر ضد سرطانی پلاسمای سرد در واقع پاسخ سلول‌های سرطانی به این گونه‌های فعال شیمیایی تولید شده توسط پلاسما است [۱۷].

^{۲۵} Glioblastoma multiform

^{۲۶} Chemotherapy

^{۲۷} Radiotherapy

^{۲۸} Cold Atmospheric pressure Plasma

^{۲۹} Reactive Nitrogen Species

^{۳۰} Reactive Oxygen Species

^{۳۱} Electromagnetic



در مقاله ای که اخیراً در مجله Nature چاپ شده است، تاثیر انتشار EM از CAP، بر مرگ سلولی در رده سلولی ملانوما ۱۰B^{۱۶}F تایید شده است [۱۸]. به عبارت دیگر، اثر ضد سرطانی CAP نتیجه‌ی ترکیبی از عوامل مختلف از جمله گونه‌های فعال شیمیایی، امواج الکترومغناطیسی و سایر مکانیسم‌های سلولی است. این پیچیدگی نشان‌دهنده پتانسیل بالای پلاسمای سرد به عنوان یک روش درمانی نوین برای سرطان است [۱۸، ۱۹].

درمان سرطان توسط CAP به دو روش: درمان مستقیم و غیرمستقیم (استفاده از ماده واسط) دسته بندی می‌شود. درمان مستقیم می‌تواند جایگزین جراحی یا یک روش کمکی در کنار جراحی باشد و درمان غیرمستقیم می‌تواند به عنوان یک روش دارویی بالقوه جدید باشد [۲۰].

در این مطالعه، اثر CAP بر سلول‌های گلیوبلاستوما U^{۸۷}-GM را به روش غیر مستقیم بررسی کردیم. در این روش، پلاسمای سرد به صورت غیر مستقیم و از طریق یک ماده واسط (آب دیونیزه^{۳۲}) بر سلول‌ها اعمال می‌شود. انتخاب آب دیونیزه به عنوان ماده واسط به دلیل خلوص بالا و عدم تداخل با اثرات پلاسمای می‌باشد. در این مطالعه، میزان القای آپوپتوز^{۳۳} در سلول‌های تیمار شده با پلاسمای با گروه شاهد (سلول‌هایی که در معرض پلاسمای قرار نگرفته‌اند) مقایسه و برای ارزیابی آپوپتوز از آزمون MTT^{۳۴} استفاده کردیم.

هدف از این مطالعه، ارزیابی پتانسیل CAP، به عنوان یک روش درمانی جدید برای القای آپوپتوز در سلول‌های سرطانی گلیوبلاستوما است. نتایج این مطالعه می‌تواند گامی مهم در جهت توسعه روش‌های درمانی موثرتر و ایمن‌تر برای بیماران مبتلا به گلیوبلاستوما باشد.

۲ - روش کار:

۲-۱- تهیه محیط فعال پلاسمایی^{۳۵}:

برای تولید محیط فعال پلاسمایی، از آب دیونیزه به عنوان محیط پایه استفاده شد. با هدف تعیین شرایط بهینه برای تولید محیط فعال پلاسمایی با حداکثر کارایی، آزمایش‌هایی با استفاده از دستگاه تورچ پلاسمای مدل ۵۰۰ وات برند ساتیا انجام شد. آب دیونیزه در فاصله ۲۰ میلی‌متری از دهانه تورچ پلاسمای قرار گرفت و تحت تیمار CAP^{۳۶} با ولتاژهای ۱۰۰، ۱۵۰، ۲۰۰ و ۳۰۰ ولت به مدت ۵ و ۱۰ دقیقه قرار گرفت.

^{۳۲} Deionized Water

^{۳۳} Apoptosis

^{۳۴} MTT Assay

^{۳۵} Plasma Activated Medium

^{۳۶} Treatment



انتخاب شرایط بهینه: پس از تیمار، نمونه‌ها تحت طیف‌سنجی UV-Vis^{۳۷} قرار گرفتند تا تغییرات در جذب نور در محدوده طول موج‌های مختلف بررسی شود. نتایج طیف‌سنجی نشان داد که بیشترین جذب در طول موج ۲۱۰ نانومتر مربوط به نمونه تیمار شده با ولتاژ ۲۰۰ ولت به مدت ۵ دقیقه است. این نشان می‌دهد که در این شرایط، بیشترین تعداد گونه‌های فعال تولید شده است.

کنترل pH: پس از هر بار تیمار، pH نمونه‌ها با استفاده از دستگاه pH متر WTW InoLab، که قبل از استفاده، با محلول‌های بافر استاندارد کالیبره شده بود، اندازه‌گیری شد. دقت این دستگاه ± 0.01 واحد pH بود. نتایج اندازه‌گیری pH نشان داد که تغییرات معنی‌داری در pH نمونه‌ها پس از تیمار مشاهده نشده است. این موضوع نشان می‌دهد که فرایند تولید پلازما تأثیر قابل توجهی بر pH محیط فعال پلاسمایی نداشته است.

۲-۲- کشت سلول‌ها:

سلول‌های رده U87-GM از انستیتو تحقیقات بیوتکنولوژی دانشگاه فردوسی مشهد تهیه و در محیط کشت DMEM^{۳۸} حاوی ۱۰٪ سرم جنین گاوی و ۴.۵ گرم بر لیتر گلوکز کشت داده شدند. قبل از کشت، زنده‌مانی سلول‌ها با استفاده از تست تریپان بلو ارزیابی شد. برای هر مداخله، یک پلیت ۴۸ خانه‌ای در نظر گرفته شد و در هر چاهک ۱۵۰۰۰ سلول کشت داده شد. پلیت‌ها در انکوباتور با دمای ۳۷ درجه سانتی‌گراد، رطوبت ۹۵٪ و دی اکسید کربن ۵٪ به مدت ۲۴ ساعت قرار داده شدند. برای هر گروه آزمایشی و گروه شاهد، ۲۴ تکرار در نظر گرفته شد.

۲-۳- تیمار با محیط فعال پلاسمایی:

از محیط فعال پلاسمایی تولید شده بر اساس شرایط بهینه، چهار غلظت مختلف (۱۰٪، ۵۰٪، ۲۵٪ و ۱۲.۵٪) با رقیق‌سازی در آب دیونیزه استریل تهیه شد. برای هر غلظت، یک پلیت ۴۸ خانه‌ای در نظر گرفته شد. به هر چاهک حاوی سلول‌های کشت داده شده، ۱۰ میکرولیتر از هر یک از غلظت‌های محیط فعال پلاسمایی یا آب دیونیزه (به عنوان کنترل) اضافه شد. حجم کل محیط کشت در هر چاهک ۲۰۰ میکرولیتر بود، سپس پلیت‌ها به مدت ۷۲ ساعت در انکوباتور با دمای ۳۷ درجه سانتی‌گراد، رطوبت ۹۵٪ و دی اکسید کربن ۵٪ قرار داده شدند.

۲-۴- تست MTT:

پس از ۷۲ ساعت انکوباسیون، محیط رویی هر چاهک به آرامی جمع‌آوری و دور ریخته شد. سپس، هر چاهک با ۲۰۰ میکرولیتر PBS^{۳۹} شستشو داده شد. پس از شستشو، ۵۰ میکرولیتر محلول MTT با غلظت ۵ میلی‌گرم بر میلی‌لیتر به هر چاهک اضافه شد. پس از ۴ ساعت انکوباسیون در دمای ۳۷ درجه سانتی‌گراد، محلول رویی خارج شده و ۲۰۰ میکرولیتر DMSO^{۴۰} به هر

^{۳۷} Ultraviolet-visible spectroscopy

^{۳۸} Dulbecco's Modified Eagle Medium

^{۳۹} Phosphate buffered saline

^{۴۰} Dimethyl sulfoxide



چاهک اضافه شد. پس از ۳۰ دقیقه انکوباسیون، جذب نوری در طول موج ۵۷۰ نانومتر با استفاده از دستگاه الایزا^{۴۱} ریدر Tecon Sunrise اندازه‌گیری شد. جذب نوری در طول موج ۵۷۰ نانومتر به عنوان طول موج مرجع برای کسر کردن جذب ناشی از DMSO استفاده شد.

۵-۲- آنالیز آماری:

اطلاعات حاصل از جذب نوری بر حسب گروه مداخله، شاهد در یک جدول جمع‌آوری و در نرم افزار SPSS نگارش ۲۲، مورد آنالیز آماری قرار گرفت. برای مقایسه میانگین جذب نوری بین گروه‌های مختلف از آزمون $One-way ANOVA$ ^{۴۲} استفاده شد و برای مقایسه‌های زوجی از آزمون Independent Samples T-test استفاده شد. سطح معناداری در تمام آزمون‌ها ۰.۰۵ در نظر گرفته شد.

۳- نتایج:

با هدف بررسی تأثیر غلظت‌های مختلف محیط فعال پلاسمایی بر زنده‌مانی سلول‌های گلیوبلاستوما U87-MG، از آزمون ANOVA استفاده شد. پیش از انجام آزمون، نرمال بودن داده‌های OD حاصل از آزمون MTT برای هر گروه، با استفاده از آزمون کولموگروف-اسمیرنوف^{۴۳} تایید شد ($p=0.04$). نتایج نشان داد که اختلاف معنی‌داری بین میانگین زنده‌مانی سلولی در گروه‌های مختلف وجود دارد ($p=0.003$). جدول ۱. آزمون‌های مقاوم Welch و Brown-Forsythe نیز این نتیجه را تایید کردند. این یافته حاکی از آن است که غلظت‌های مختلف پلاسمای تأثیر متفاوتی بر زنده‌مانی سلول‌های U87-MG داشته است. آزمون‌های مقایسه‌ای پسین (مانند آزمون توکی^{۴۴}) نشان داد که گروهی که با بالاترین غلظت پلاسمای تیمار شده بود، کاهش معنی‌داری در زنده‌مانی سلولی نسبت به سایر گروه‌ها دارد.

برای بررسی اثر غلظت‌های مختلف پلاسمای غیرمستقیم بر زنده‌مانی سلول‌های U87-MG، از آزمون t مستقل استفاده شد. نتایج نشان داد که گروهی که با بالاترین غلظت پلاسمای (۱۰۰٪) تیمار شده بود، به طور معنی‌داری زنده‌مانی سلولی کمتری نسبت به گروه کنترل داشت ($p=0.003$). با این حال، تفاوت معنی‌داری بین گروه کنترل و سایر گروه‌های غلظتی مشاهده نشد (برای غلظت‌های ۵۰٪، ۲۵٪ و ۱۲.۵٪ به ترتیب $p=0.129$ ، $p=0.147$ و $p=0.544$). این نتایج نشان می‌دهد که غلظت بالای پلاسمای تأثیر مستقیم بر آپوپتوز سلول‌های U87-MG داشته است.

جدول ۱- میزان جذب گزارش شده الایزا برای غلظت‌های متفاوت و گروه کنترل

گروه	کنترل	غلظت ۱۰۰٪	غلظت ۵۰٪	غلظت ۲۵٪	غلظت ۱۲.۵٪

^{۴۱} ELISA

^{۴۲} Analysis of Variance

^{۴۳} Kolmogorov-Smirnov test

^{۴۴} Tukey



۰.۴۲۱±۰.۰۸	۰.۳۸۴±۰.۰۷	۰.۳۸۲±۰.۰۶	۰.۳۰۷±۰.۰۶	۰.۴۵۰±۰.۱۳	OD

۴- بحث و نتیجه گیری:

اگرچه مکانیسم دقیق اثر کشندگی پلاسما بر سلول‌های سرطانی هنوز به طور کامل شناخته نشده است، اما مطالعات پیشین نشان می‌دهند که پلاسما می‌تواند از طریق مکانیسم‌های مختلفی از جمله ایجاد رادیکال‌های آزاد، آسیب به DNA و پروتئین‌ها، ایجاد اختلال در غشای سلولی و القای آپوپتوز، منجر به مرگ سلولی شود. در این مطالعه، مشاهده شد که غلظت‌های بالاتر پلاسما، اثر کشندگی قوی‌تری بر سلول‌های U87-MG داشته است. این امر می‌تواند به دلیل افزایش تولید رادیکال‌های آزاد و آسیب بیشتر به اجزای سلولی در غلظت‌های بالاتر باشد.

نتایج این پژوهش نشان می‌دهد که پلاسمای سرد می‌تواند به عنوان یک ابزار درمانی موثر در مقابله با سرطان به ویژه گلیوبلاستوما مورد استفاده قرار گیرد. با این حال، برای استفاده بالینی از این روش، مطالعات بیشتری بر روی مکانیسم‌های مولکولی اثر پلاسما، بهینه‌سازی پارامترهای درمانی و ارزیابی اثرات جانبی آن ضروری است. همچنین، بررسی اثر ترکیبی پلاسما با سایر روش‌های درمانی مانند شیمی‌درمانی و پرتودرمانی می‌تواند به بهبود نتایج درمانی کمک کند.

۵- مراجع:

۱. Tanaka S, Louis DN, Curry WT, Batchelor TT, Dietrich J. Diagnostic and therapeutic avenues for glioblastoma: No longer a dead end? Nat Rev Clin Oncol. ۲۰۱۳;۱۰(۱):۱۴.
۲. Holland EC. Glioblastoma multiforme: The terminator. Proc Natl Acad Sci U S A. ۲۰۰۰;۹۷(۱۲):۶۲۴۲-۴.
۳. Stupp R, Mason WP, van den Bent MJ, Weller M, Fisher B, Taphoorn MJ, et al. Radiotherapy plus concomitant and adjuvant temozolomide for glioblastoma. N Engl J Med. ۲۰۰۵;۳۵۲(۱۰):۹۸۷-۹۶.
۴. Chinot OL, Wick W, Mason W, Henriksson R, Saran F, Nishikawa R, et al. Bevacizumab plus radiotherapy-temozolomide for newly diagnosed glioblastoma. N Engl J Med. ۲۰۱۴;۳۷۰(۸):۷۰۹-۲۲.
۵. Keidar M, Robert E. Phys Plasmas. ۲۰۱۵;۲۲:۱۲۱۹۰۱.
۶. Kong MG, Kroesen G, Morfill G, Nosenko T, Shimizu T, van Dijk J, Zimmermann JL. New J Phys. ۲۰۰۹;۱۱:۱۱۵۰۱۲.
۷. Schütze A, Jeong JY, Babayan SE, Park J, Selwyn GS, Hicks RF. A review and comparison to other plasma sources. IEEE Trans Plasma Sci. ۱۹۹۸;۲۶(۶):۱۶۸۵-۹۴.
۸. Park JY, Henins I, Herrmann HW, Selwyn GS, Hicks RF. An atmospheric pressure plasma source. Appl Phys Lett. ۲۰۰۰;۷۶(۳):۲۸۸-۹۰.



۹. Conrads H, Schmidt M. Plasma generation and plasma sources. *Plasma Sources Sci.* ۲۰۰۰;۹:۴۴۱-۵۴.
۱۰. Lu X, Laroussi M. *J Appl Phys.* ۲۰۰۶;۱۰۰(۶):۰۶۳۳۰۲.
۱۱. Musavi ES, Khorashadizadeh SM, Fallah R, Rahmanian Sharifabad A. Effect of nonthermal atmospheric pressure plasma on plasma coagulation in healthy persons and patients under treatment with warfarin. *Contrib Plasma Phys.* ۲۰۱۹;۵۹(۳):۳۵۴-۷.
۱۲. Robert E, Darny T, Dozias S, Iseni S, Pouvesle JM. *Phys Plasmas.* ۲۰۱۵;۲۲:۱۲۲۰۰۷.
۱۳. Kim GC. Personal communication. ۲۰۰۹.
۱۴. Graves DB. The emerging role of reactive oxygen and nitrogen species in redox biology and some implications for plasma applications to medicine and biology. *J Phys D Appl Phys.* ۲۰۱۲;۴۵(۲۶):۲۶۳۰۰۱.
۱۵. Keidar M, Yan D, Beilis II, Trink B, Sherman JH. Plasmas for treating cancer: Opportunities for adaptive and self-adaptive approaches. *Trends Biotechnol.* ۲۰۱۸;۳۶(۶):۵۸۶-۹۳.
۱۶. Khalili M, Keidar M, Sherman JH, Trink B, Yan D, Friedman G. Non-thermal plasma-induced immunogenic cell death in cancer. *J Phys D Appl Phys.* ۲۰۱۹;۵۲(۴۲):۴۲۳۰۰۱.
۱۷. Yan D, Talbot A, Nourian MM, Sherman JH, Keidar M. Toward understanding the selective anticancer capacity of cold atmospheric plasma—A model based on aquaporins. *Biointerphases.* ۲۰۱۵;۱۰(۴):۰۴۰۸۰۱.
۱۸. Yan D, Wang Q, Malyavko A, Sherman JH, Keidar M. The anti-glioblastoma effect of cold atmospheric plasma treatment: physical pathway vs. chemical pathway. *Sci Rep.* ۲۰۲۰;۱۰:۱۱۷۸۸. <https://doi.org/10.1038/s41598-020-68888-z>.
۱۹. Yan D, Sherman JH, Keidar M. Cold atmospheric plasma, a novel promising anti-cancer treatment modality. *Oncotarget.* ۲۰۱۷;۸(۹):۱۵۹۷۷-۹۵. doi: 10.1186/۲۱69-۰۷۲۲/1186۳۲/oncotarget.۱۳۳۰۴. PMID: ۲۷۸۴۵۹۱۰; PMCID: PMC۵۳۶۲۵۴۰.
۲۰. Malyavko A, Yan D, Wang Q, Klein AL, Patel KC, Sherman JH, Keidar M. Cold atmospheric plasma cancer treatment, direct versus indirect approaches. *Mater Adv.* ۲۰۲۰;۱(۶):۱۴۹۴-۵۰۵.



مشخصه‌یابی الکتریکی سامانه تولید پلاسمای سرد به روش تخلیه‌ی سد دی‌الکتریک سطحی

(SDBD) به روش اندازه‌گیری جریان با استفاده از پیچه روگوفسکی (کد مقاله: ۱۱۵۰)

کارگریان، آمنه - جمالی، سولماز - رضوی‌نیا، سیده نرگس - رئیس دانا، امیر

سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، تهران، ایران

چکیده:

در این مقاله به بررسی و مشخصه‌یابی الکتریکی سامانه تولید پلاسمای سرد به روش تخلیه‌ی سد دی‌الکتریک سطحی (SDBD) پرداخته شده است. سامانه‌های تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی (SDBD) به دلیل ماهیت پلاسمای سرد تولید شده توسط آن‌ها کاربردهای فراوانی در صنایع مختلف و کاربردهای پزشکی و کشاورزی دارند. این سامانه‌ها به دلیل کاربردهای گسترده در زمینه پردازش سطوح، رفع آلودگی‌های زیستی و تصفیه هوا به عنوان یکی از روش‌های نوین در تولید پلاسمای سرد شناخته شده‌اند. تعیین دقیق مصرف برق در سامانه‌های SDBD برای بهینه‌سازی عملکرد و بهره‌وری انرژی بسیار مهم است. این مطالعه به مشخصه‌یابی الکتریکی سامانه تولید پلاسمای سرد SDBD و تعیین تجربی توان مصرفی این سامانه با استفاده از روش اندازه‌گیری جریان القایی با استفاده از پیچه روگوفسکی می‌پردازد. یافته‌ها به درک عمیق‌تر بهره‌وری انرژی سامانه‌های SDBD و تعیین ساختار بهینه برای این سامانه‌ها برای استفاده در صنایع و کاربردهای مختلف کمک می‌کنند.

کلمات کلیدی: پلاسمای سرد، تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی، مشخصه‌یابی الکتریکی، توان مصرفی

Electrical Characterization of Surface Dielectric Barrier Discharge (SDBD) System with Current Measurement method using a Rogowski Coil

Kargarian, Ameneh, Jamali, Soolmaz*, Razavinia, seyede Narges, Raiis Dana, Amir,
Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research
Institute, Tehran, Iran

Abstract:

This study investigates the electrical characterization of a cold plasma generation system based on the surface dielectric barrier discharge (SDBD) method. Surface Dielectric Barrier Discharge (SDBD) systems have numerous applications in various industries as well as in medical and agricultural fields due to the nature of the cold plasma. These systems are recognized as innovative methods for cold plasma generation, particularly for applications in surface processing, decontamination, and air purification. Precise determination of power consumption in SDBD systems is critical for optimizing performance and energy efficiency. This study focuses on the electrical characterization of the SDBD cold plasma generation system and experimentally determines the system's power consumption using the induced current measurement method with a Rogowski coil. The findings contribute to a deeper understanding of the energy efficiency of SDBD systems and the determination of optimal configurations for their use in various industries and applications.

Key words: Cold Plasma, Surface Dielectric Barrier Discharge (SDBD), Electrical Characterization, Power Consumption



۱- مقدمه:

تخلیه‌ی سد دی‌الکتریک سطحی^{۴۵} (یا SDBD) یک پدیده فیزیکی پیچیده و پیشرفته در حوزه‌ی تولید پلاسمای سرد است. در این سامانه، پلاسمای سرد با استفاده از الکترودهایی تولید می‌شود که توسط یک لایه دی‌الکتریک از هم جدا شده‌اند. این الکترودها معمولاً روی یک سطح صاف قرار گرفته و ولتاژ بالایی به آن‌ها اعمال می‌شود. لایه دی‌الکتریک نقش مهمی در جلوگیری از تخلیه‌های قوس و تضمین پایداری پلاسمای تولید شده دارد [۱].

هنگام اعمال ولتاژ به سامانه SDBD، میدان الکتریکی قوی‌ای بین الکترودها ایجاد می‌شود که می‌تواند مولکول‌های گاز مجاور را یونیزه کرده و پلاسمای سرد را ایجاد کند. یکی از ویژگی‌های مهم SDBD، تولید پلاسمای سرد است که در آن دمای یون‌ها در محدوده دمای محیط است و این امر باعث می‌شود تا بتوان از آن در کاربردهای مختلف که پارامت دما در آن‌ها مهم است استفاده کرد.

این سامانه پلاسمایی به دلیل ویژگی‌های منحصر به فرد خود در تولید اوزون و گونه‌های فعال اکسیژن، در کاربردهای مختلفی مانند پردازش سطوح، تصفیه هوا، تصفیه آب، کنترل جریان‌های هوا، و حتی تسریع واکنش‌های شیمیایی مورد استفاده قرار می‌گیرد. برای مثال، در تصفیه هوا، SDBD می‌تواند به تجزیه آلاینده‌های آلی و کاهش آلاینده‌های هوا کمک کند. همچنین، در صنعت هوانوردی، از SDBD برای کنترل جریان‌های هوا و بهبود عملکرد ایرودینامیکی استفاده می‌شود [۲-۴]. یکی از جذابیت‌های اصلی SDBD، توانایی آن در کنترل پارامترهای مختلف مانند ولتاژ و فرکانس اعمالی است که می‌تواند تأثیر زیادی بر ویژگی‌های پلاسمای تولید شده داشته باشد. این امکان باعث می‌شود تا بتوان ویژگی‌های پلاسمای تولید شده را برای کاربردهای خاص تنظیم و بهینه‌سازی کرد [۵].

مطالعه و بررسی ویژگی‌های الکتریکی سامانه SDBD از جمله توان مصرفی و عملکرد آن می‌تواند به بهبود طراحی و افزایش کارایی این سامانه کمک کند. به عنوان مثال، در یک سامانه پلاسمای سرد SDBD افزایش ولتاژ می‌تواند منجر به افزایش شدت تخلیه و تولید پلاسمای بیشتر شود، اما باید توجه داشت که این امر ممکن است باعث افزایش مصرف انرژی و تولید حرارت اضافی شود. بنابراین، شناسایی و تعیین بهینه‌ترین شرایط عملیاتی برای سامانه SDBD از اهمیت بالایی برخوردار است. این مطالعه بر اندازه‌گیری تجربی توان مصرفی سامانه SDBD در یک ولتاژ و فرکانس ثابت متمرکز است.

در این مقاله، به بررسی ویژگی‌های الکتریکی سامانه SDBD شامل توان مصرفی آن پرداخته خواهد شد. این بررسی شامل تحلیل تغییرات جریان، ولتاژ و توان مصرفی مرتبط با سامانه می‌شود. هدف اصلی این مطالعه، شناسایی الگوها و رفتارهای الکتریکی سامانه SDBD و تعیین بهینه‌ترین شرایط عملیاتی برای دستیابی به بالاترین کارایی و پایداری است.

۲- روش کار:

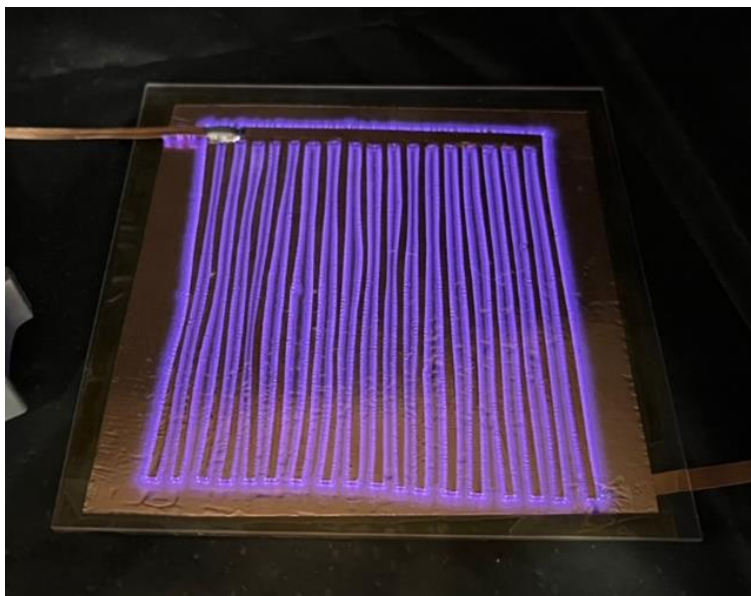
سامانه تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی مطالعه شده در این تحقیق از دو الکتروود موازی تشکیل شده است به گونه‌ای که لایه دی‌الکتریک فضای بین دو الکتروود را کامل می‌پوشاند. در این پیکربندی، فرآیند تخلیه در طول لایه دی‌الکتریک صورت گرفته و هیچ گونه تخلیه‌ای در فاصله بین الکتروودها صورت نمی‌گیرد. از جمله مزایای استفاده از این ساختار، تولید لایه‌ای از پلاسمای سطحی و پایدار می‌باشد که برای کاربردهای صنعتی بسیار مهم می‌باشد. در این مقاله، سامانه تخلیه سد دی‌الکتریک به گونه‌ای طراحی شده است که الکتروود بالایی دارای ساختار شانه‌ای و الکتروود پایینی تخت می‌باشد. ضخامت الکتروودها ۱۰۰ میکرون و ابعاد آن‌ها ۸×۸ سانتی‌متر می‌باشد. دی‌الکتریک طراحی شده دارای ابعاد ۱۰×۱۰ سانتی‌متر و ضخامت ۰/۵ میلی‌متر است و در وسط الکتروودها قرار می‌گیرد.

در این سامانه، از ورقه مسی برای ساخت دی‌الکتریک‌ها استفاده شده است. جهت تشکیل پلازما بر روی سطح دی‌الکتریک و جلوگیری از هرگونه تخلیه الکتریکی در سطح پایین سامانه، الکتروود پایینی توسط ورقه‌ای از عایق کاپتون کاملاً

^{۴۵} Surface Dielectric Barrier Discharge (SDBD)



پوشانده می‌شود. جنس دی‌الکتریک به کار برده شده در این مطالعه کوارتز می‌باشد. نمایی از سامانه تولید پلاسمای سرد تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی SDBD در شکل ۱ نمایش داده شده است.

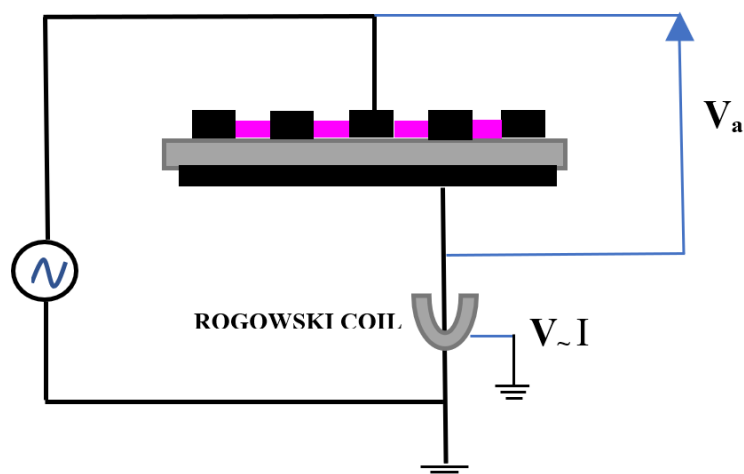


شکل (۱) نمایی از سامانه پلاسمایی تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی

۲-۱- روش‌های اندازه‌گیری توان مصرفی

برای محاسبه توان مصرفی سامانه تولید پلازما به روش تخلیه سد دی‌الکتریک از روش‌های متفاوتی از جمله روش خازن ناظر، اندازه‌گیری جریان القایی با استفاده از پیچه روگوفسکی و روش مقاومت موازی استفاده می‌شود. در این مقاله، از روش اندازه‌گیری جریان القایی با استفاده از پیچه روگوفسکی برای محاسبه توان مصرفی دستگاه SDBD ساخته‌شده استفاده شده است [۸-۶]. در مطالعه دیگری که پیش از این انجام شد از روش خازن ناظر برای اندازه‌گیری توان مصرفی سامانه SDBD استفاده شد که نتایج آن پژوهش در توافق با نتایج بدست آمده در این مطالعه می‌باشد [۹].

شکل ۲ طرحواره مدارهای سامانه SDBD برای بررسی ویژگی الکتریکی توان مصرفی با استفاده از روش اندازه‌گیری جریان القایی با استفاده از پیچه روگوفسکی را نشان می‌دهد.



شکل (۲) طرحواره چیدمان مورد استفاده برای تعیین توان مصرفی



روابط تحلیلی برای محاسبه توان مصرفی، Pa، در روش استفاده شده برای اندازه‌گیری جریان القایی با استفاده از پیچه روگوفسکی بصورت زیر می‌باشد [۱۰-۱۲]:

$$P(t) = V(t)I(t) \quad (۱)$$

$$\bar{P}_a = \frac{1}{T} \int_0^T V(t)I(t)dt \quad (۲)$$

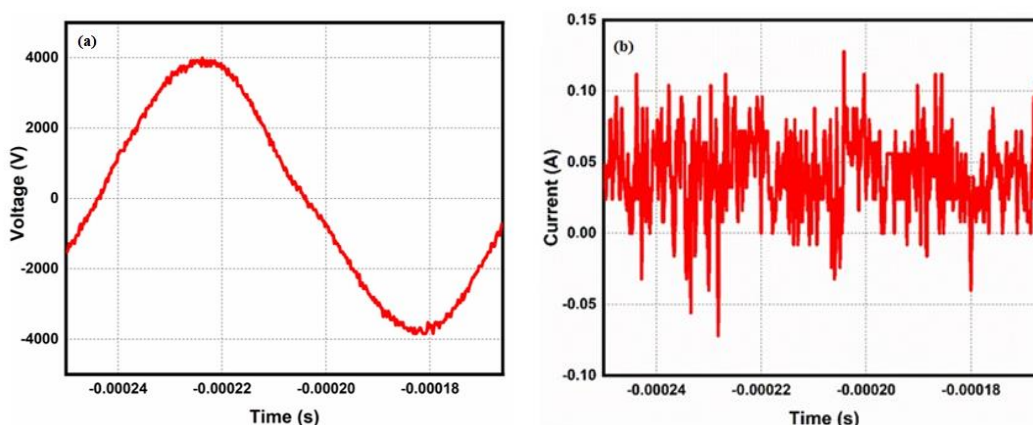
$$\bar{P} = \frac{1}{t} \int_t^T V(t)I(t)dt \quad (۳)$$

برای اندازه‌گیری و مقایسه توان مصرفی سامانه تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی، مطابق با نمودار مدار الکتریکی نمایش داده شده در شکل ۱، از پروب ولتاژ و اسیلوسکوپ و پیچه روگوفسکی برای ثبت و نمایش سیگنال‌های ولتاژ و جریان استفاده شد. سیگنال‌های ولتاژ و جریان به ترتیب با استفاده از پروب ولتاژ (مدل Tektronix P۶۰۱۵ A) و پیچه روگوفسکی القایی (مدل Pearson ۱۰۱) ثبت شدند.

۳- نتایج:

شکل ۳ نتایج به‌دست‌آمده با استفاده از روش اندازه‌گیری جریان القایی با استفاده از پیچه روگوفسکی برای تخلیه سد دی‌الکتریک سطحی SDBD با دی‌الکتریک کوارتز را نشان می‌دهد. شکل (۳) الف ولتاژ سینوسی اعمال‌شده را نمایش می‌دهد، در حالی که شکل (۳) ب جریان ثبت‌شده توسط پیچه روگوفسکی را نشان می‌دهد. سیگنال ولتاژ ثبت شده سامانه SDBD به صورت سینوسی مشاهده می‌شود. فرکانس این سیگنال در محدوده ۱۲ کیلوهرتز می‌باشد.

همان‌گونه که در شکل (۳) ب مشاهده می‌شود سیگنال جریان به دلیل ماهیت پالس‌مانند تخلیه‌های سد دی‌الکتریک پلاسما، به صورت پالس‌های باریک و قوی دیده می‌شود. بر روی سیگنال جریان، قله‌هایی^{۴۶} با دامنه بالا و مدت‌زمان بسیار کوتاه مشاهده می‌شوند. در بین این قله‌ها، جریان پس‌زمینه‌ای با دامنه پایین‌تر و همراه با نویز قابل مشاهده است. این رفتار ناشی از تخلیه‌های محلی^{۴۷} و لحظه‌ای در سطح دی‌الکتریک است که به شکل قله‌های سریع روی سیگنال جریان ثبت می‌شود.



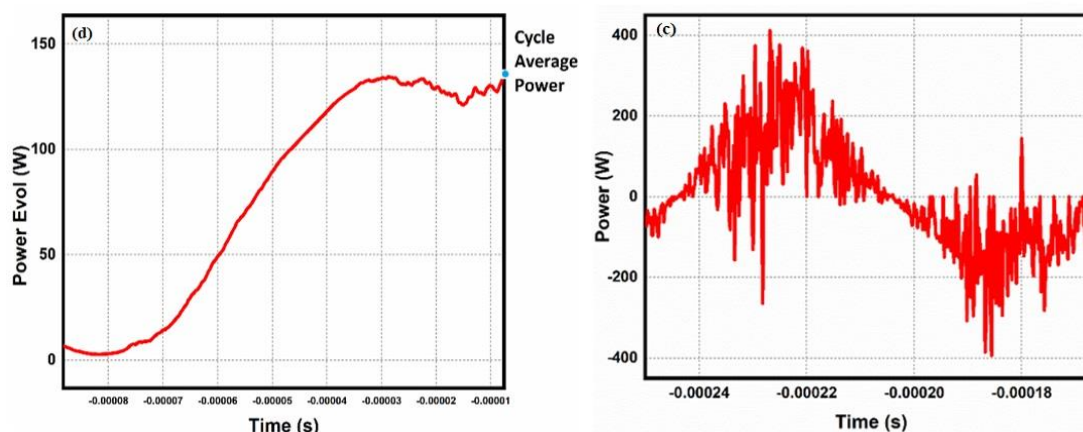
شکل (۳) نمایش الف) ولتاژ اعمالی ب) جریان لحظه‌ای برای سامانه SDBD با دی‌الکتریک کوارتز

^{۴۶} spikes

^{۴۷} Local



نتایج حاصل از محاسبات توان مصرفی سامانه با استفاده از روش محاسبه توان مصرفی، P_a ، با اندازه‌گیری جریان القایی با استفاده از پیچ‌ه‌روگوفسکی در شکل (۴) نمایش داده شده است. نمودار (۴) الف توان لحظه‌ای را که از حاصلضرب ولتاژ در جریان محاسبه می‌شود را نشان می‌دهد (رابطه ۱). نمودار (۴) ب تحول توان میانگین تجمعی را نشان می‌دهد که با انتگرال‌گیری از توان لحظه‌ای و نرمالیزه کردن آن در یک دوره تناوب به دست می‌آید (رابطه ۲). آخرین نقطه در $t = T$ توان متوسط دوره تناوب را نشان می‌دهد (رابطه ۳). بر اساس نمودار (۴) الف توان مصرفی به دست آمده در شرایط ولتاژ کاری ۷ کیلوولت و فرکانس ۱۲ کیلوهرتز با استفاده از این روش برابر ۱۳۰ وات می‌باشد. نتایج به دست آمده برای توان مصرفی سامانه SDBD با این روش در توافق با نتایج مطالعات پیشین می‌باشد که در آن از روش خازن ناظر برای تعیین توان مصرفی سامانه استفاده شده است [۹].



شکل (۴) نمایش الف) توان لحظه‌ای و ب) تحول توان متوسط برای سامانه SDBD با دی‌الکترونیک کوارتز

۴- بحث و نتیجه‌گیری:

در این تحقیق به بررسی ویژگی‌های الکتریکی و توان مصرفی سامانه تولید پلاسمای تخلیه‌ی سد دی‌الکترونیک سطحی (SDBD) پرداخته شده است. نتایج حاصل از آزمایش‌ها نشان داد که توان مصرفی می‌تواند تأثیرات قابل توجهی بر مشخصه‌های الکتریکی این سامانه داشته باشد. با شناسایی الگوهای الکتریکی و بهینه‌سازی شرایط عملیاتی، می‌توان به افزایش بازدهی و کارایی سامانه SDBD دست یافت. پس از انجام آزمایشات و انجام محاسبات تحلیلی، توان مصرفی سامانه تخلیه سد دی‌الکترونیک سطحی با ساختار شانه‌ای با دی‌الکترونیک کوارتز در شرایط کاری ولتاژ ۷ کیلوولت و فرکانس ۱۲ کیلوهرتز، برابر با ۱۳۰ وات بدست آمد. این مقدار توان در محدوده توان قابل قبول برای استفاده در کاربردهای صنعتی می‌باشد.

۵- مراجع:

- [۱] H. T. Q. An, T. P. Huu, T. Le Van, J. M. Cormier, A. Khacef, Application of atmospheric non thermal plasma-catalysis hybrid system for air pollution control: Toluene removal, Catal. Today. ۱۷۶, ۴۷۴-۴۷۷ (۲۰۱۱).
- [۲] V. Nehra, A. Kumar, H. K. Dwivedi, Atmospheric non-thermal plasma sources, Int. J. Eng. ۲, ۵۳-۶۸ (۲۰۰۸).
- [۳] P. J. Asilevi, P. Boakye, S. Oduro-Kwarteng, B. Fei-Baffoe, Y. A. Sokama-Neuyam, Indoor air quality improvement and purification by atmospheric pressure Non-Thermal Plasma (NTP), Sci. Rep. ۱۱, ۲۲۸۳۰ (۲۰۲۱).



[۴] G. Borgia, C. A. Anderson, N. M. D. Brown, Dielectric barrier discharge for surface treatment: application to selected polymers in film and fibre form, *Plasma Sources Sci. Technol.* ۱۲, ۳۳۵ (۲۰۰۳).

[۵] J. Pons, E. Moreau, G. Touchard, Asymmetric surface dielectric barrier discharge in air at atmospheric pressure: electrical properties and induced airflow characteristics, *J. Phys. D Appl. Phys.* ۳۸, ۳۶۳۵ (۲۰۰۵).

[۶] A. R. Hoskinson, Measurements and Simulations of Surface Dielectric Barrier Discharges Used as Plasma Actuators. Ph.D. Dissertation, Univ. of Wisconsin, Madison, (۲۰۰۹).

[۷] J. Kriegseis, B. Möller, S. Grundmann, C. Tropea, Light Emission, Discharge Capacitance and Thrust Production of DBD Plasma Actuators. In ۴۹th AIAA Aerospace Sciences Meeting including the New Horizons Forum and Aerospace Exposition. ۱۵۵ (۲۰۱۱).

[۸] I. Biganzoli, R. Barni, C. Riccardi, A. Gurioli, R. Pertile, Optical and electrical characterization of a surface dielectric barrier discharge plasma actuator, *Plasma Sources Sci. Technol.* ۲۲, ۰۲۵۰۰۹ (۲۰۱۳).

[۹] Kargarian. A; Jamali. S; Bakhshzad Mahmoudi.M; Design and Construction of a Plasma Generation Device Using the Surface Dielectric Barrier Discharge (SDBD) Method in a Laboratory Scale, *Iranian Journal of Applied Physics*, ۱۴, ۳ (۲۰۲۴)

[۱۰] D. E. Ashpis, M. C. Laun, E. L. Griebeler, Progress toward accurate measurement of dielectric barrier discharge plasma actuator power, *AIAA Journal*. ۵۵, ۲۲۵۴-۲۲۶۸ (۲۰۱۷).

[۱۱] J. Kriegseis, B. Möller, S. Grundmann, C. Tropea, Capacitance and power consumption quantification of dielectric barrier discharge (DBD) plasma actuators. *J. Electrostat.* ۶۹, ۳۰۲-۳۱۲ (۲۰۱۱).

[۱۲] T. C. Manley, The electric characteristics of the ozonator discharge, *Trans. Electrochem. Soc.* ۸۴, ۸۳ (۱۹۴۳).



بررسی تاثیر ناهمسانگردی دمایی بر روی سوخت تبهگن پروتون- بور در همجوشی

مغناطیسی- لختی (کد مقاله : ۱۱۶۳)

خادم‌لو ، الهام^۱ - مهدوی ، محمد - * خدادادی آزادبونی ، فاطمه^۲

۱. گروه فیزیک هسته‌ای، دانشکده علوم پایه ، دانشگاه مازندران، صندوق پستی : ۴۱۶-۴۷۴۱۵، بابلسر - ایران

۲. گروه آموزش فیزیک، دانشگاه فرهنگیان ، صندوق پستی : ۸۸۹-۱۴۶۶۵، تهران - ایران

چکیده:

ناهمسانگردی دمایی در مراحل فشردگی و اشتعال قرص سوخت یک از عوامل موثر در رسیدن به شرایط اشتعال قرص سوخت می باشد. در این مقاله، به بررسی تاثیر ناهمسانگردی دمایی بر شرایط اشتعال سوخت تبهگن پروتون- بور در چرخه همجوشی مغناطیسی - لختی پرداخته شده است. نتایج حاصل از محاسبات نشان می دهد با افزایش مقادیر پارامتر ناهمسانگردی دمایی به دلیل افزایش ناپایداری سیستم و کاهش نهشت انرژی ذرات آلفا، مقدار توان تابش سیکلوترونی افزایش می یابد. این افزایش توان تابش سیکلوترونی ناشی از افزایش شدت میدان مغناطیسی را می توان به کوانتیده شدن سطوح انرژی و کاهش رویدادهای پراکندگی در یک پلاسمای تبهگن نسبت داد. همچنین مشاهده شده است با افزایش ناهمسانگردی دمایی در قرص سوخت، به دلیل کاهش آهنگ انتقال انرژی یونهای پلاسما و کاهش دمای پلاسما، چگالی توان همجوشی سوخت تبهگن پروتون- بور کاهش می یابد.

کلمات کلیدی: همجوشی مغناطیسی لختی- سوخت پروتون بور- تبهگنی- ناهمسانگردی دمایی

Investigation of the Impact of Thermal Anisotropy on Proton-Boron Fuel in Magnetic-Inertial Fusion

Khademloo, Elham^۱, Mahdavi, Mohammad^{۱*}, Khodadadi Azadboni, Fatemeh^۲

^۱. Department of Physics, Faculty of Basic Sciences, University of Mazandaran, P.O. Box ۴۷۴۱۵-۴۱۶, Babolsar, Iran

^۲. Department of Physics Education, Farhangian University, P.O. Box ۱۴۶۶۵-۸۸۹, Tehran, Iran

Abstract:

Thermal anisotropy in the compression and ignition stages of the fuel pellet is one of the effective factors in reaching the ignition conditions of the fuel pellet. In this paper, the effect of thermal anisotropy on the ignition conditions of proton-boron degenerate fuel in the magnetic-inertia fusion cycle is investigated. The results of the calculations show that with increasing the values of the thermal anisotropy parameter, the amount of cyclotron radiation power increases due to increased system instability and reduced alpha particle energy deposition. This increase in cyclotron radiation power due to increased magnetic field intensity can be attributed to the quantization of energy levels and reduced scattering events in a degenerate plasma. It has also been observed that with increasing thermal anisotropy in the fuel pellet, the fusion power density of proton-boron fission fuel decreases due to a decrease in the energy transfer rate of plasma ions and a decrease in plasma temperature.

Key words: Magneto-inertial fusion- Proton-Boron-^{۱۱} fuel- degeneracy- Temperature anisotropy.



۱- مقدمه

همجوشی مغناطیسی- لختی (MIF)، رویکردی شناخته شده بین روشهای شناخته شده همجوشی محصورسازی لختی و همجوشی محصورسازی مغناطیسی است که ترکیبی از روش استاندارد همجوشی محصورسازی لختی به همراه اعمال میدان مغناطیسی می باشد. [۱-۲] در این روش برای افزایش دمای پلازما و اشتعال قرص سوخت به انرژی راهانداز کمتری نیاز است. همچنین در این روش همزمان از میدان مغناطیسی و انرژی راهانداز لیزر جهت متراکم کردن سوخت استفاده می‌شود. پس از تابش لیزر پرشدت یا باریکه الکترونی به قرص سوخت، یک جریان الکترونی در خلاف جهت تابش لیزر در پلازما به علت سرعت بالا و نوسانی لیزر به وجود می‌آید تا بارها و جریان‌ها خنثی شوند. این جریان بازگشتی سبب ناهمسانگردی دمایی در پلازما می‌شود. ناهمسانگردی دمایی و به تبع آن ناهمسانگردی در توزیع سرعت سبب ایجاد ناپایداری پلازما می‌شود [۳]. به‌طور کلی ناپایداری فرآیندی است که در صورت دور بودن پلازما از حالت تعادل ایجاد می‌شود و موجب برانگیخته شدن امواج یا آشفتگی‌هایی در آن می‌شود. ناپایداری ویبل با تقویت میدان مغناطیسی در جهت عمود بر صفحه ناهمسانگردی ظهور پیدا می‌کند. هدف ما از طرح پلاسمای تبهگن رسیدن به دمای اشتعال پایین‌تر نسبت به پلاسمای کلاسیک می‌باشد [۴،۵]. چون در پلاسمای تبهگن دمای الکترون پایین است اتلاف انرژی ناشی از تابش ترمزی کاهش می‌یابد و در نتیجه سوختن سوخته‌های متداول همجوشی هسته‌ای به‌ویژه سوخت بدون نوترون $P^{11}B$ به دلیل ایمن و پاک بودن نسبت سایر سوخت‌ها، مورد توجه می‌باشند. همچنین حالت تبهگن سیستم می‌تواند علاوه بر کاهش دمای اشتعال، بهره انرژی را نیز نسبت به حالت کلاسیک افزایش دهد. در این مقاله تاثیر ناهمسانگردی دمایی برای سوختن تبهگن پروتون- بور در محیط همجوشی مغناطیسی لختی مورد بررسی قرار خواهد گرفت.

۲-دینامیک پلاسمای تبهگن در همجوشی مغناطیسی- لختی

همجوشی مغناطیسی- لختی در سالهای اخیر به دلیل استفاده از میدان مغناطیسی و کاهش انرژی ورودی برای متراکم سازی، مورد توجه قرار گرفته است. از طرفی وجود شرایط تبهگنی در پلازما عامل کاهش برخورد یون و الکترون می‌باشد. گاز فرمیونی که همه سطوح انرژی الکترونهای آن زیر حد انرژی بحرانی که انرژی فرمی نام دارد پر شده، گاز فرمیونی کاملاً تبهگن نامیده میشود. برای انرژی فرمی خواهیم داشت:

$$\varepsilon_f = \frac{\hbar^2}{4m_e} \left(\frac{4\pi n_e}{3} \right)^{\frac{2}{3}} \quad (1)$$

که در آن، m_e و n_e به ترتیب بیانگر جرم و چگالی عددی الکترون است. $\beta = P/(B^2/2\mu_0)$ بیانگر نسبت فشار پلازما به فشار مغناطیسی می باشد. B معرف میدان مغناطیسی بر حسب تسلا و μ_0 ثابت مغناطیسی است. در ادامه محاسبات $\beta \ll 1$ لحاظ می گردد [۶]. با توجه به شرایط محیط قرص سوخت انرژی فرمی را برحسب شدت میدان مغناطیسی به صورت زیر قابل ارائه می باشد:

(2)

$$\varepsilon_f = \frac{5B^2}{4\alpha\mu_0 n_e}$$



سوختن گرما هسته‌های در قرص سوخت $P^{11}B$ با شرایط اولیه $\rho R = 38 \frac{g}{cm^2}$, $T_i = 200 KeV$ و نسبت چگالی عددی بور به چگالی عددی پروتون $\varepsilon = n_B / n_p = 0.33$ در نظر گرفته میشود [۷]. ناهمسانگردی دمایی به صورت $\beta = T_{\perp} / T_{\parallel}$ تعریف می شود، که β ناهمسانگردی دمایی میباشد. دمای الکترون به صورت $T_e = (T_{\perp})^{\frac{2}{3}} \cdot (T_{\parallel})^{\frac{1}{3}}$ نوشته میشود. بنابراین میتوان دمای الکترون را بر حسب کسر ناهمسانگردی دمایی به صورت $T_e = \beta^{\frac{2}{3}} T_{\parallel}$ نوشت. دمای موثر عمود و موازی به توجه به معرفی تابع توزیع حاکم بر ذرات $T_{\parallel} = \frac{m_e}{2n_0} \int v_x^2 f_0(v) d^3v$ پلاسما به صورت زیر قابل $T_{\perp} = \frac{m_e}{n_0} \int v_z^2 f_0(v) d^3v$ محاسبه می باشد:

$$(3)$$

زمان مشخصه برای نهشت انرژی به صورت $t_{ae} = 42 T_e^{3/2} / \rho \ln \Lambda_{ae}$ تعریف میشود. برای $T_{\parallel} \neq T_{\perp}$ ، میتوان زمان مشخصه را به صورت $t_{ae} = \frac{42 T_{\perp} T_{\parallel}^{1/2}}{\rho \ln \Lambda_{ae}} ps$ نوشت. که در آن $\ln \Lambda_{ae} = \frac{3}{2\sqrt{\pi} Z e^3} \sqrt{\frac{k_B^3 T_{\perp}^2 T_{\parallel}}{n_e}}$ لگاریتم کولنی برخورد بین ذرات آلفا و الکترونها میباشد.

۳- معادلات توازن انرژی در همجوشی مغناطیسی لختی

معادلات توازن انرژی وابسته به یون‌ها و الکترون‌های محیط قرص سوخت را می توان به صورت نوشت: [۸]

$$(4) \quad \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_e k_B (\beta^{2/3} T_{\parallel})) = \eta_d W_d + \eta_{\alpha} W_f + W_{ie} - W_B - W_{me} - W_{he} - W_{cyc}$$

$$(5) \quad \frac{3}{2} \frac{\partial}{\partial t} (n_i k_B T_i) = (1 - \eta_d) W_d + (1 - \eta_{\alpha}) W_f - W_{ie} - W_{mi}$$

ذرات آلفای ایجاد شده در واکنشهای همجوشی هسته‌ای، چگالی توان همجوشی را به وجود می‌آورد که معادله آن در همجوشی مغناطیسی- لختی با وجود ناهمسانگردی دمایی به صورت زیر نوشته میشود: [۹]

$$(6) \quad W_f \left[\frac{erg}{cm^3 s} \right] = \left(\frac{\beta B}{2\mu_0} \right)^2 \frac{\sigma v E_{\alpha}}{T^2 (z_1 + z_2 + 2)}$$

$$W_f \left[\frac{erg}{cm^3 s} \right] = \left(\frac{\beta B}{2\mu_0} \right)^2 \frac{\sigma v E_{\alpha}}{(\beta^{2/3} T_{\parallel}) \left(\frac{\varepsilon_f}{k_B \alpha} \right) (z_1 + z_2 + 2)}$$



E_α انرژی آزاد شده از همجوشی، Z_1 و Z_2 عدد اتمی هر ذره و σv آهنگ متوسط واکنشپذیری مربوط به سوخت پروتون-بور میباشد. معادله توان تابش ترمزی را با وجود ناهمسانگردی دمایی در همجوشی مغناطیسی لختی میتوان به صورت زیر نوشت: [۹]

$$(7) \quad W_{deg}/W_{class} = (\pi^2 \sqrt{\pi}/8) [\beta^{2/3} T_{\parallel} / (5B^2 / 4\alpha\mu_0 n_e)]$$

جریان الکتریکی از واحد سطح لکه داغ سبب اتلاف انرژی قرص سوخت از سطح به صورت گرما خواهد شد که از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$(8) \quad W_{he} [erg/cm^3 s] = 3A_e \left((\beta^{2/3} T_{\parallel})^{7/2} (1/1 + 3.3Z_i) / R^2 Z_i \log \Lambda \right)$$

برای چگالی توان کار مکانیکی الکترون‌ها و یونها بر روی محیط لکه داغ با وجود ناهمسانگردی دمایی در همجوشی مغناطیسی لختی خواهیم داشت:

$$(9) \quad W_{me} = 4\pi R^2 (\sqrt{\gamma(B^2/2\mu_0)/\rho}) n_e k_B (\beta^{2/3} T_{\parallel}) / V$$

$$(10) \quad W_{mi} = 4\pi (\sqrt{\gamma(B^2/2\mu_0)/\rho}) R^2 n_i k_B T_i / V$$

که $\gamma = \frac{5}{3}$ است. برای چگالی توان تابش سیکلو ترونی داریم :

$$(10) \quad W_{cyc} [\frac{KeV}{cm^3 s}] = \frac{32\pi e^4 k_B^2}{3m_e^3 c^5} \left(n_i T_i + n_e \left(\frac{\epsilon_f}{\alpha k_B} \right) \right) n_e (\beta^{2/3} T_{\parallel})$$

W_d بیانگر چگالی توان راهانداز و W_{ie} بیانگر چگالی توان مبادله شده بین الکترون‌ها و یونها است که از روابط زیر به دست می‌آید:

$$(11) \quad W_d = (8/3\sqrt{\pi} E_{tot}/\tau) (\tau/t)^6 \exp[-(\tau/t)^2] / (4\pi R^3/3)$$

$$(12) \quad W_{ie} = \frac{3}{2} n_i T_i v_{ie}(T_e)$$

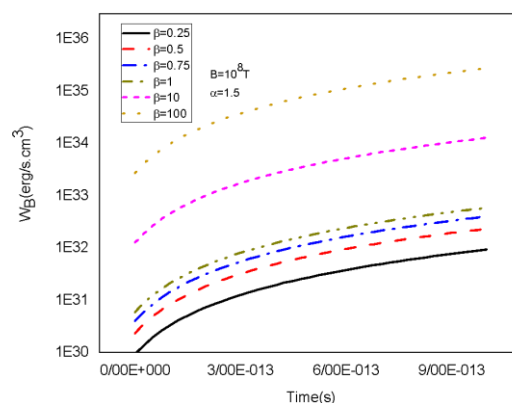
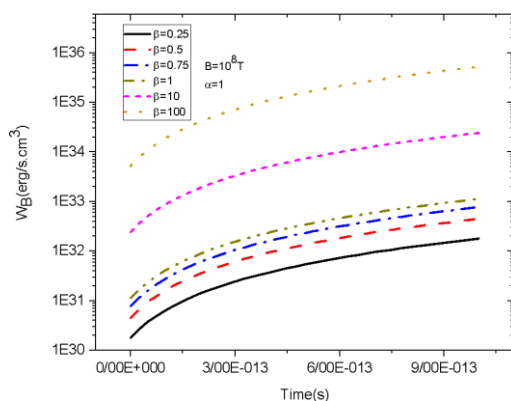
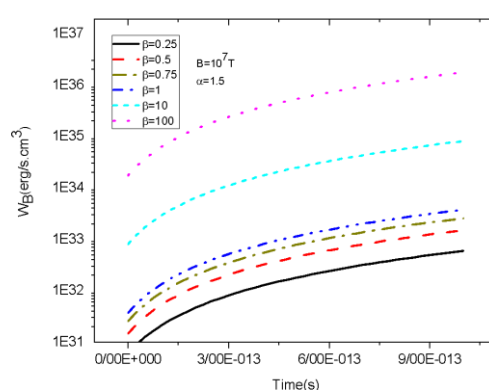
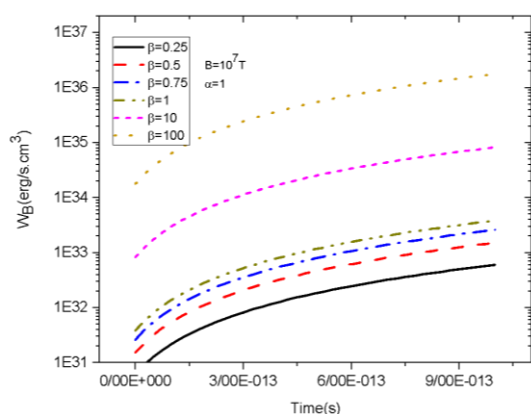
v_{ie} بیانگر بسامد برخورد بین یون و الکترون در پلاسمای تبهگن می‌باشد. با حل معادلات توازن معرفی شده می توان پارمتر های موثر بر شرایط سوختن قرص را مورد تجزیه و تحلیل قرار داد.

۳- تجزیه و تحلیل نتایج



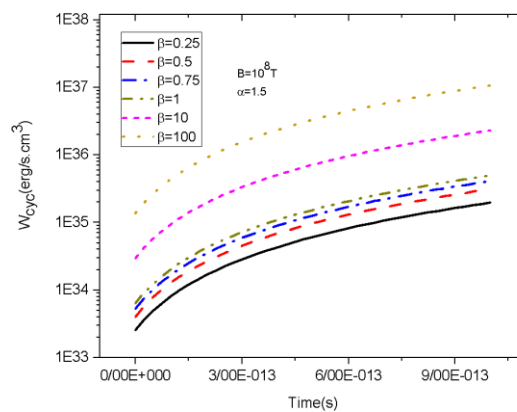
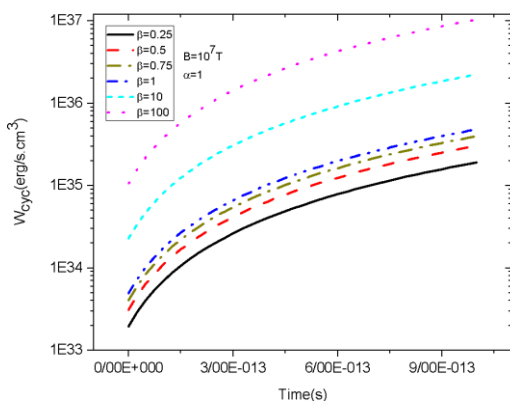
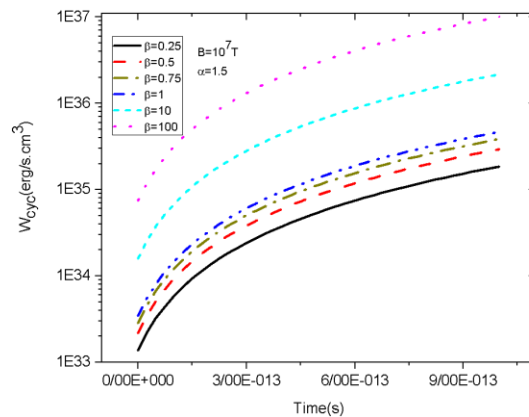
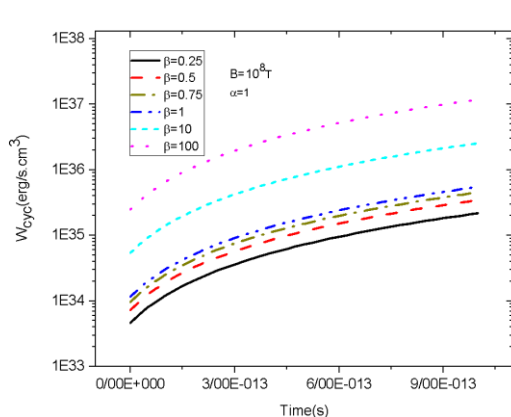
با حل معادلات توازن انرژی، تاثیر پارامتر ناهمسانگردی دمایی بر روی پارامترهای توان همجوشی و توان‌های اتلافی برای پارامتر تبهگنی $\alpha = 1$ و $\alpha = 1.5$ و برای میدان‌های مغناطیسی $B = 10^7 T$, $B = 10^8 T$ در شکل‌ها زیر ارائه شده است.

در شکل‌های (۱) مشاهده می‌شود که با افزایش پارامتر ناهمسانگردی دمایی و همچنین با افزایش زمان، چگالی توان تابش ترمزی افزایش می‌یابد. افزایش پارامتر ناهمسانگردی سبب افزایش ناپایداری سیستم که این ناپایداریها مانع از انتقال و نهشت انرژی توسط باریکه الکترون در قرص سوخت شده و در نهایت منجر به افزایش توان تابش ترمزی می‌شوند



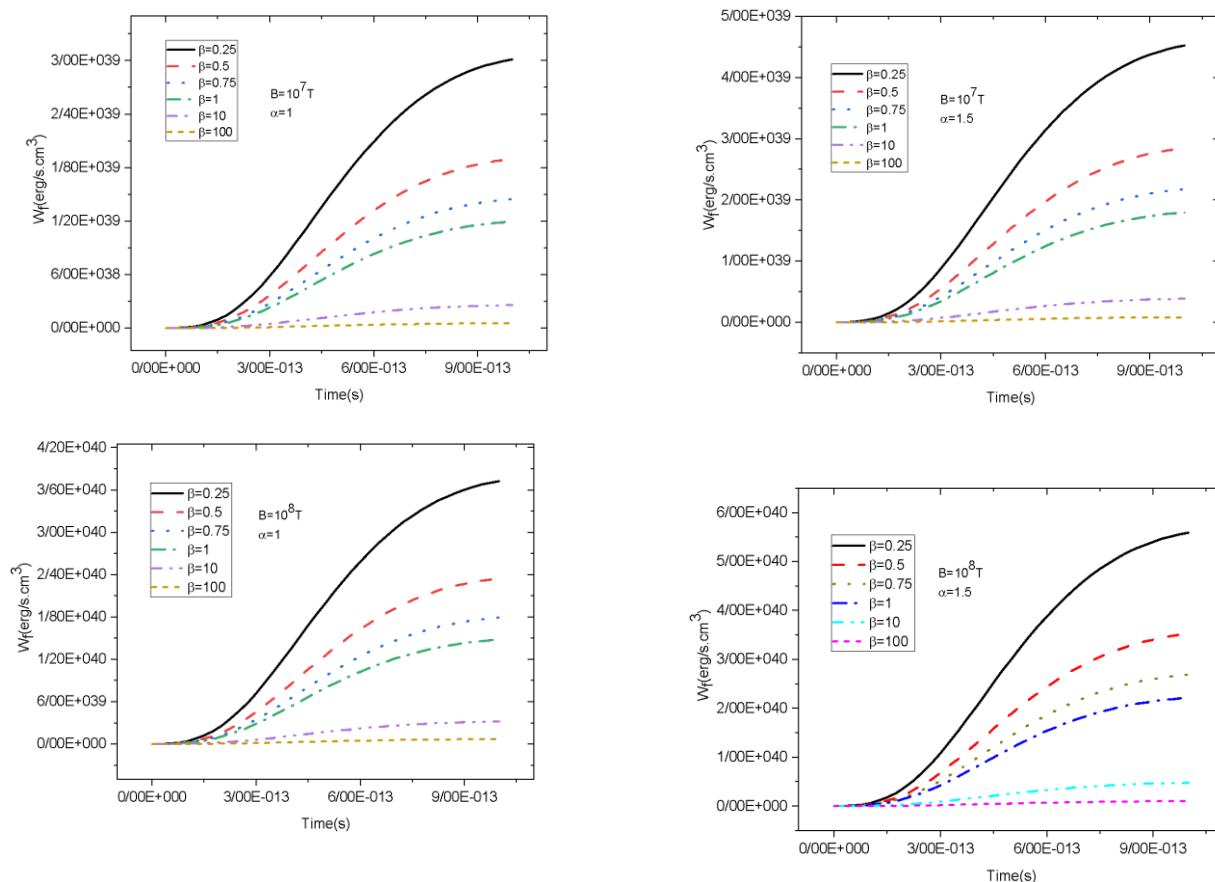
شکل ۱: تغییرات تابش ترمزی بر حسب زمان به ازای ناهمسانگردی مختلف برای $B = 10^7 T$, $10^8 T$

همانطوریکه در شکل‌های (۲) مشاهده میشود با افزایش مقادیر پارامتر ناهمسانگردی دمایی به دلیل افزایش ناپایداری سیستم که سبب میشود نهشت انرژی ذرات آلفای گرما هسته‌ای کم شود، چگالی توان تابش سیکلوترونی افزایش می‌یابد. این افزایش شدت میدان مغناطیسی و به تبع آن افزایش چگالی توان تابش سیکلوترونی را می‌توان به کوانتیده شدن سطوح انرژی و کاهش رویدادهای پراکندگی در یک پلاسمای تبهگن نسبت داد.



شکل ۲: تغییرات چگالی تابش سیکلوترونی بر حسب زمان به ازای ناهمسانگردی مختلف برای $B = 10^7 T, 10^8 T$

در شکل‌های (۳) برای میدان مغناطیسی $B = 10^7 T$ و پارامتر تبه‌گنی متفاوت مشاهده می‌شود با افزایش پارامتر ناهمسانگردی دمایی چگالی توان همجوشی کاهش می‌یابد. افزایش پارامتر ناهمسانگردی دمایی سبب کاهش آهنگ انتقال انرژی یونهای پلاسما، کاهش دمای پلاسما و در نتیجه منجر به کاهش توان همجوشی می‌شود. هم مشاهده می‌شود که با افزایش شدت میدان مغناطیسی به دلیل کاهش توان های اتلافی، چگالی توان ناشی همجوشی افزایش می‌یابد.



شکل ۳: تغییرات چگالی توان همجوشی بر حسب زمان به ازای ناهمسانگردی مختلف برایشدت میدان مغناطیسی

$$B = 10^7 T, 10^8 T$$

۴- نتیجه گیری

در این مقاله به بررسی ناهمسانگردی دمایی بر سوختن، سوخت تپه‌گن پروتون-بور پرداخته و در حضور میدان مغناطیسی چگالی توان ناشی از همجوشی و توان های اتلافی بررسی شده اند. مشاهده شده است که ناهمسانگردی دمایی یکی از اوامل موثر بر چگالی توان همجوشی و چگالی توان های اتلافی و در نهایت بهره انرژی می باشد. همان‌طور که محاسبات نشان می‌دهد با افزایش ناهمسانگردی دمایی، به دلیل افزایش چگالی توان‌های اتلافی یعنی چگالی توان تابش ترمزی و تابش سیکلوترونی چگالی توان همجوشی کاهش می‌یابد. در صورتی‌که پارامتر ناهمسانگردی دمایی کمتر از یک باشد ($\beta < 1$)، یعنی دمای موثر در راستای عمود کوچکتر از دمای موثر در راستای موازی ($T_{\perp} < T_{\parallel}$)، در آن صورت ناپایداری در سیستم به حداقل خواهد رسید، بطوریکه شرایط برای اشتعال مناسبتر مهیا خواهد گردید. بنابراین با افزایش شدت میدان مغناطیسی به دلیل کاهش انرژی اولیه لیزر، کاهش رسانندگی الکترون های گرمایشی و افزایش چگالی توان های تابش ترمزی سیکلوترونی، چگالی توان همجوشی کاهشی خواهد بود.



۵-مراجع

- [۱] Kirkpatrick, R. C. (۲۰۱۰). HEDP and new directions for fusion energy. High Energy Density Physics, ۶(۲), ۲۰۷-۲۰۹.
- [۲] Lindemuth, I. R. (۲۰۱۷). An extended study of the ignition design space of magnetized target fusion. Physics of Plasmas, ۲۴(۵).
- [۳] Itoh, K. (۱۹۹۴). Plasma Phys. Control. Fusion ۳۶ ۲۷۹ IOPscience Google Scholar Itoh K, Itoh SI, Fukuyama A, Yagi M and Azumi M ۱۹۹۴. Plasma Phys. Control. Fusion, ۳۶, ۱۵۰۱.
- [۴] Mahdavi, M. & Gholami, A. (۲۰۱۹). Fusion Engineering and Design ۱۴۲, ۳۳.
- [۵] Schmit, P. F. & Ruiz, D. E. (۲۰۲۰). Physics of Plasmas ۲۷ ۰۶۲۷۰۷.
- [۶] Chirkov, A. Y., & Ryzhkov, S. V. (۲۰۱۲). The plasma jet/laser driven compression of compact plasmoids to fusion conditions. Journal of Fusion Energy, ۳۱, ۷-۱۲.
- [۷] Hosseini Motlagh, S. N., Mohamadi, S. S., & Shamsi, R. (۲۰۰۸). Calculation of ρ R-parameter and Energy Gain for Aneutronic Fusion in Degenerate P-۱۱ B Plasma. Journal of fusion energy, ۲۷, ۱۶۱-۱۶۷.
- [۸] P.T. Leon, S. Eliezer, M. Piera, J.M. Martinze-Val, Inertial fusion features in degenerate plasmas, Laser Part. Beams ۲۳ (۲۰۰۵) ۱۹۳.
- [۹] Eliezer, S., León, P. T., Martinez-Val, J. M., & Fisher, D. V. (۲۰۰۳). Radiation loss from inertially confined degenerate plasmas. Laser and Particle Beams, ۲۱(۴), ۵۹۹-۶۰۷.



بررسی نقطه زینی توان گرمایشی و مرزهای پایداری در توکامک کروی (کد مقاله: ۱۱۷۰)

رجبلو، لیلا^{۱*} - متوالی، سید محمد^۱

۱. گروه فیزیک هسته ای، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، صندوق پستی: ۴۷۴۱۵-۴۱۶، بابلسر-ایران

چکیده:

حضور ذرات تولیدشده از واکنش‌های همجوشی، مانند هلیوم و پروتون، در پلاسمای همجوشی $D-^3He$ اجتناب‌ناپذیر است. این ذرات با رقیق کردن سوخت همجوشی، می‌توانند تأثیرات قابل توجهی بر واکنش‌پذیری و عملکرد سیستم داشته باشند. در این پژوهش، با استفاده از معادلات توازن توان، تأثیر حضور ذرات تولید شده از چرخه سوخت $D-^3He$ بر پارامترهای کلیدی عملکرد توکامک کروی، مورد بررسی قرار گرفته است. این پارامترها شامل مرزهای اشتعال، نقطه زینی قدرت گرمایش تعمیم یافته به سیستم، مرزهای ناپایداری حرارتی و مرزهای ناپایداری $n_e \tau_E$ هستند. تحلیل‌های انجام شده نشان می‌دهد که ذرات جانبی می‌توانند محدودیت‌هایی بر اشتعال و پایداری حرارتی اعمال کنند و منجر به افزایش مقدار کمینه $n_e \tau_E$ لازم برای اشتعال شوند. در نظر گرفتن این موضوع می‌تواند در بهینه‌سازی شرایط عملیاتی و طراحی سیستم‌های همجوشی آینده، به‌ویژه در توکامک‌های کروی که هندسه خاصی دارند، بسیار مؤثر باشد. بررسی این نتایج درک بهتری از پایداری و عملکرد پلازما در این سامانه‌ها ارائه می‌دهد.

کلمات کلیدی: توکامک کروی- اشتعال - نقطه زینی قدرت گرمایش تعمیم یافته-پایداری

Analysis of the heating Power saddle point and stability boundaries in a spherical tokamak

Rajablou, leila^{۱*}, Motevalli, Seyed Mohammad^۱

^۱. Department of Nuclear Physics, Faculty of Sciences, University of Mazandaran,
P.O.BOX: ۴۴۴۱۵-۴۱۶, Babolsar, Iran.

Abstract:

The presence of particles produced by $D-^3He$ fusion reactions, such as helium and protons, in $D-^3He$ fusion plasma is unavoidable. These particles dilute the fuel and can significantly affect the reactivity and performance of the system. In this study, the impact of these by-product particles of $D-^3He$ fusion fuel cycle on the key performance parameters of a spherical tokamak was investigated using power balance equations. These parameters include ignition boundaries, the generalized saddle point of heating power, thermal instability and $n_e \tau_E$ instability boundaries. The analyses reveal that the by-product particles can impose limitations on ignition and thermal stability, leading to an increase in the minimum value of $n_e \tau_E$ requirements for ignition. Considering this issue can play a crucial role in optimizing operational conditions and designing future fusion systems, especially spherical tokamaks with their unique geometry. Investigating these results provide a deeper understanding of plasma stability and performance in such systems.

Key words: Spherical Tokamak- Ignition- SDL-stability



۱- مقدمه:

یکی از انواع راکتورهای آزمایشی گداخت هسته‌ای که بر مبنای محصورسازی مغناطیسی طراحی شده است، توکامک کروی است که به‌طور معمول با نام تورس^{۴۸} یا به اختصار ST^{۴۹} شناخته می‌شود. این ساختار می‌تواند با هزینه‌ای مقرون‌به‌صرفه جهت مطالعه و ارزیابی سوخت‌های پیشرفته برای راکتورهای گداخت مورد استفاده قرار گیرد.

در سال‌های اخیر، سوخت همجوشی دوتریوم-هلیوم-۳ ($D-^3He$) به دلیل توانایی‌اش در ایجاد راکتورهای همجوشی ایمن‌تر و پاک‌تر توجه زیادی را به خود جلب کرده است و به عنوان سوخت پیشرفته شناخته شده است. از مزایای این سوخت می‌توان به عدم نیاز به بلانکت‌های زایش تریتیوم اشاره کرد. بخش عمده‌ای از انرژی همجوشی در این چرخه، توسط نوترون‌ها تولید نمی‌شود، که به نوبه خود هزینه‌های ساخت دیوار محافظ را کاهش می‌دهد. علاوه بر این، استفاده از این سوخت به دلیل وجود مقادیر کمتر ایزوتوپ‌های رادیواکتیو و کاهش مشکلات ناشی از رادیواکتیویته منجر به کاهش بارگذاری دیواره راکتور و عمر مفید بالاتر دستگاه می‌شود.^[۱،۲]

در سال ۱۹۵۵، جی. دی. لاوسون شرایط لازم برای حفظ همجوشی هسته‌ای را با تحلیل تعادل توان یک پلازما همجوشی که در حالت پایدار فرض شده بود، استخراج کرد. زیرا تحقیق در مورد شرایطی که بر حفظ پلازما در تعادل توان حالت پایدار حاکم است، نقش مهمی در دستیابی به انرژی همجوشی بهینه ایفا می‌کند. روش محاسبات اتخاذ شده در این پژوهش بر پایه معادله توازن انرژی است که به شکل مجموعه‌ای از معادلات جفت شده برای تحلیل و بررسی پارامترهای پلازما ارائه شده است.^[۳]

از آنجایی که وجود ذرات حاصل از واکنش‌های همجوشی در پلاسمای همجوشی امری اجتناب‌ناپذیر است. این ذرات می‌توانند جایگزین ذرات سوخت شوند و منجر به کاهش غلظت سوخت گردند. از این رو، بررسی نسبت‌های مختلف پارامتر رقت سوخت بر عملکرد راکتور همجوشی اهمیت بالایی دارد. به کمک معادلات ارائه شده، بررسی پارامترهای کلیدی مانند پارامتر لاوسون، پدیده‌های فیزیکی نظیر اشتعال^{۵۰}، حداقل گرمایش مورد نیاز برای رسیدن به اشتعال و تاثیر سایر عوامل بر آن و همچنین عملکرد راکتور با در نظر گرفتن اثر رقت سوخت امکان‌پذیر است.

۲- روش کار:

به منظور بررسی تعادل توان در یک راکتور همجوشی مغناطیسی، می‌توان از معادله پایستگی توان که از دینامیک سیالات به دست می‌آید، به شکل زیر استفاده کرد:

$$(۱) \quad P_{fus} + P_{ht} = P_{brem} + P_S + P_L$$

توان همجوشی P_{fus} با در نظر گرفتن چهار واکنش در زنجیره سوخت دوتریوم-هلیوم-۳ به شرح زیر:



^{۴۸} Tours

^{۴۹} Spherical tokamak

^{۵۰} Ignition



از رابطه،

(3)

$$P_{fus} = n_D n_{He} \langle \sigma v \rangle_{DHe} + n_D n_{DT} \langle \sigma v \rangle_{DDT} + n_D n_{DDT} \langle \sigma v \rangle_{DDT} + n_{DT} n_{DDT} \langle \sigma v \rangle_{DDT}$$

به دست می‌آید. در رابطه فوق، $\langle \sigma v \rangle$ سطح مقطع واکنش است P_{ht} [۴،۵] نشان دهنده مجموع توان گرمایش اهمی و توان

کمکی است. P_{brem} توان اتلافی در واحد حجم ناشی از تابش برمشرلانگ است که با تصحیحات نسبیتی برای دمای الکترون

بالتر از ۱۰ keV و با فرض $x = kT / (m_e c^2)$ ، از رابطه زیر به دست می‌آید:

$$P_{brem} = 4.836 \times 10^{-43} n_e^2 T^{\frac{1}{2}} [Z_{eff} \times (1.1 + 0.95x + 3.06x^2 - 2.56x^3 + 0.85x^4) + 1.78x - 0.15x^2 + 0.58x^3]$$

(4)

در این رابطه k ثابت بولتزمن، m_e و e به ترتیب بار الکترون و جرم الکترون هستند. C نیز سرعت نور است. همچنین n_e چگالی الکترون است.

P_s نیز تابش سیکلوترونی است. این پارامتر با معرفی $f_i = \frac{n_i}{n_e}$ ، برای نشان دادن اینکه چگونه چگالی‌های گونه‌های مختلف یون آبه چگالی الکترون‌ها متصل می‌شوند و با در نظر گرفتن تصحیحات نسبیتی تابش سیکلوترونی به صورت رابطه زیر توصیف می‌شود: [۶،۷]

$$P_s = n_e(r)^2 \times 2.5 \times 10^{-56} \gamma_i^{1.5} T^4(r) \frac{(f_D + f_\alpha + f_{He} + f_p + f_T + \frac{1}{\gamma_{i0}})^{1.5}}{\beta(r)^{1.5} (aB_{i0})^{0.5}} \\ \times [1 + \frac{T(0)}{204000}] \times [f_H + (1 - f_H)(1 - R_{eff})^{\frac{1}{2}}] \times [1 + \frac{T(r)}{204000}] \\ \times [1 - \beta(r)]^{\frac{5}{4}} \left[T(r)^{\frac{1}{2}} + \frac{2a}{R_0} (\frac{mc^2}{2\pi})^{\frac{1}{2}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (5)$$

در عبارت فوق f_n کسر بازتاب از دیواره را نشان می‌دهد. R_{eff} ضریب بازتاب موثر را نشان می‌دهد، μ_0 ضریب گذردهی خلا، γ_{i0} نسبت دمای یون به الکترون است که در اینجا برابر با ۱ است و B_{i0} میدان مغناطیسی تئورئیدی در مرکز پلازما است.

$$P_L = \frac{3}{2} \frac{n_{Total} T}{\tau_E} \quad \text{تعریف می‌شود. [۹،۱۰]}$$

تابتهای استفاده شده در مرجع [۸] ارائه شده است. توان اتلافی نیز به صورت

در حالت پایا داریم:



(6)

$$P_{ht} \tau_E^2 = (P_{Fus} + P_{berm} + P_L - P_s) \tau_E^2$$

به کمک رابطه-۶ میتوان نمودار $n_e \tau_E - T$ را رسم کرد. در این نمودار مرزهای اشتعال با در نظر گرفتن شرط $(P_{aux} + P_{ohm}) \tau_E^2 = 0$ قابل بررسی است. نمودار $n_e \tau_E - T$ شامل دو مرز ناپایداری نیز است که تقاطع این مرزها یک معیار جدید برای اشتعال، به نام نقطه زینی قدرت گرمایش تعمیم یافته به سیستم (SDL) را معرفی می‌کند. این نقطه، نقطه‌ای بهینه در فرآیند اشتعال است زیرا حداقل توان گرمایی لازم را برای اشتعال نشان می‌دهد.

مرز ناپایداری حرارتی دو ناحیه را مشخص می‌کند: ناحیه‌ای که دمای آن کمتر از نقطه SDL است و از نظر حرارتی ناپایدار است، و ناحیه‌ای که دمای آن بیشتر از نقطه SDL است و از نظر حرارتی پایدار است. تعیین مکان دقیق نقطه SDL به عنوان یک معیار سودمند اشتعال، امکان بهینه‌سازی فرآیند همجوشی را با حداقل توان گرمایی لازم فراهم می‌کند. مرز ناپایداری

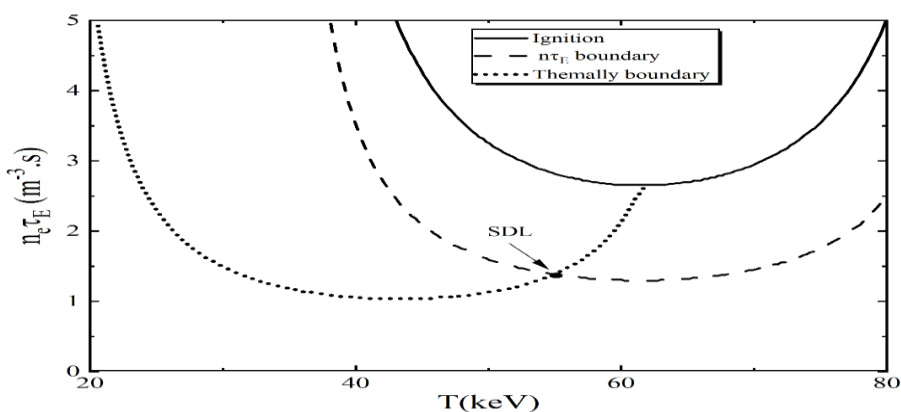
$$\frac{\partial (P_{ohm} + P_{aux}) \tau_E^2}{\partial (n_e \tau_E)} = 0$$

در نمودار $n_e \tau_E - T$ با در نظر گرفتن شرایط

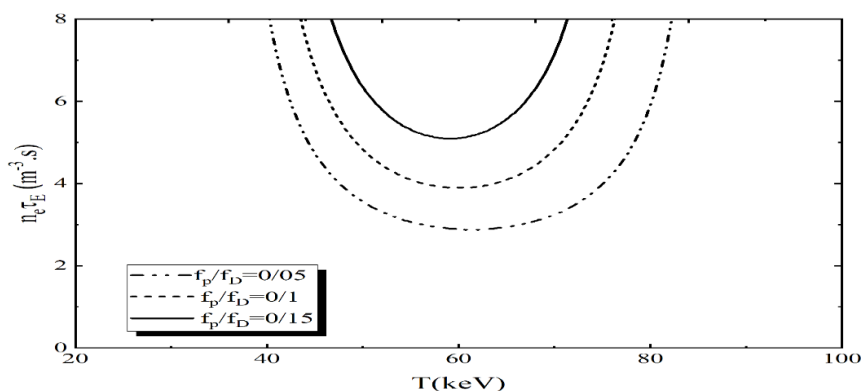
$$\frac{\partial (P_{ohm} + P_{aux}) \tau_E^2}{\partial T} = 0$$

به دست می‌آید. [۱۱، ۱۲]

در ابتدا برای بررسی اثر رقیق شدن سوخت با معرفی پارامتر f_P (نسبت غلظت پروتون به دوتریوم)، به عنوان پارامتر رقت سوخت، مرز اشتعال و مکان نقطه SDL در نمودار $n_e \tau_E - T$ برای حالت ایده آل $f_D = 0$ در شکل-۱ رسم شده است. در این نمودار محور افقی محور دما و محور قائم محور $n_e \tau_E$ در مقیاس $10^{21} m^{-3} s$ است. همچنین مرزهای اشتعال به ازای کسرهای مختلف f_D در شکل-۲ نشان داده شده است. به منظور به دست آوردن همبستگی بین معیارهای اشتعال و غلظت هلیوم، $f_\alpha = f_P$ مفروض است.

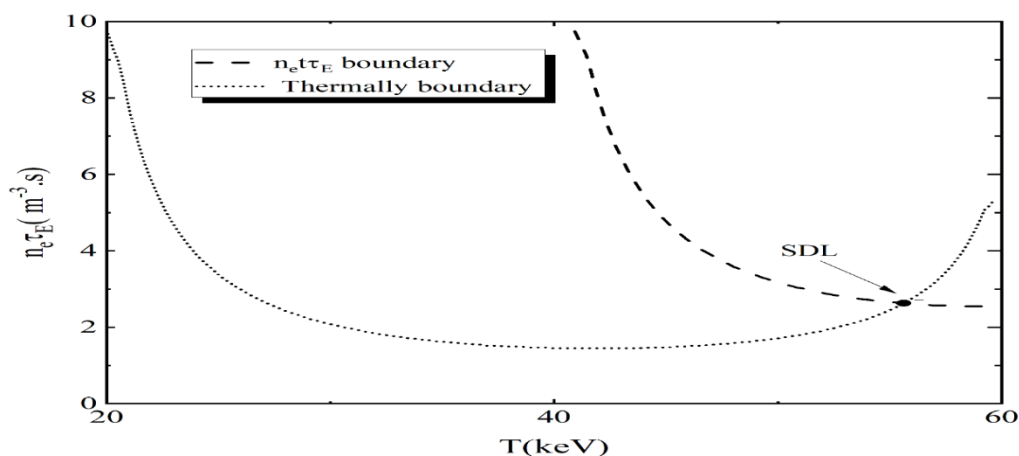


شکل ۱- تغییرات پارامتر $n_e \tau_E$ بر حسب دما در شرایط اشتعال و مکان نقطه SDL در حالت ایده آل.



شکل ۲- تغییرات پارامتر $n_e \tau_E$ بر حسب دما در شرایط اشتعال به ازای پارامترهای مختلف رقت سوخت.

همانطور که در شکل ۱- مشاهده میکنید تحت شرایط ایده‌آل، مقدار $n_e \tau_E$ در نقطه SDL در حدود $1/4 \times 10^{21} m^{-3} s$ است. همچنین مرز اشتعال برای پلاسمای همجوشی دوتریوم-هلیوم-۳ در این شرایط در بازه $n_e \tau_E \geq 2/66 \times 10^{21} m^{-3} s$ دست آمده است. برای $f_D = 0/15$ ، این مقدار به $n_e \tau_E \geq 5/1 \times 10^{21} m^{-3} s$ میرسد. همچنین در شکل ۳- مکان نقطه SDL در نمودار $n_e \tau_E - T$ و دور مرز ناپایداری حرارتی و $n_e \tau_E$ نشان داده شده است.



شکل ۳- مرز ناپایداری حرارتی و مرز ناپایداری $n_e \tau_E$ و مکان نقطه SDL برای حالت $f_D = 0/15$.



با توجه به شکل ۳- مقدار $n_e \tau_E$ برای حالت $\frac{f_p}{f_D} = 0.15$ به مقدار $2/6 \times 10^{21} \text{ m}^{-3} \text{ s}$ افزایش مییابد که در حدود $1/85$ برابر حالت ایده ال است. با مقایسه نتایج به دست آمده در میابیم با افزایش نسبت $\frac{f_p}{f_D}$ در چرخه سوخت $D-^3\text{He}$ مقدار $n_e \tau_E$ در نقطه زینی قدرت گرمایش تعمیم یافته به سیستم افزایش مییابد. در نتیجه کنترل و بهینه سازی این پارامتر بر عملکرد راکتور تأثیر میگذارد.

۳- بحث و نتیجه گیری:

هدف این پژوهش بررسی اثر ذرات جانبی تولیدشده در واکنش‌های همجوشی بر عملکرد پلاسما در توکامک کروی با چرخه سوخت $D-^3\text{He}$ است. به این منظور از معادلات پایداری انرژی با در نظر گرفتن ۴ واکنش در چرخه سوخت $D-^3\text{He}$ برای تحلیل رفتار پلاسما استفاده شده است. محاسبات انجام شده نشان‌دهنده تأثیر قابل توجه رقیق شدن سوخت بر مرزهای اشتعال و مکان نقطه زینی قدرت گرمایش تعمیم یافته به سیستم است و نتایج به دست آمده نشان میدهد افزایش این پارامتر منجر به افزایش مقدار کمینه $n_e \tau_E$ در منحنی اشتعال و مرزهای ناپایداری حرارتی، $n_e \tau_E$ و مکان نقطه زینی میشود. از اینرو بررسی حضور ذرات جانبی می‌تواند به درک بهتر فرآیندهای فیزیکی در پلاسمای همجوشی و طراحی راکتورهای پیشرفته با بازدهی بالاتر کمک کنند.

۴- مراجع:

- [۱]. Freidberg, J.P., A. Cerfon, and J. Lee, Tokamak elongation-how much is too much? Part ۱. *Theory*. Journal of Plasma Physics, ۲۰۱۵. ۸۱(۶): p. ۵۱۵۸۱۰۶۰۷.
- [۲]. Zucchetti, M., et al., *Recent advances in fusion radioactive material studies*. Fusion Engineering and Design, ۲۰۱۳. ۸۸(۶-۸): p. ۶۵۲-۶۵۶.
- [۳]. Wurzel, S. E., & Hsu, S. C. (۲۰۲۲). Progress toward fusion energy breakeven and gain as measured against the Lawson criterion. *Physics of Plasmas*, ۲۹(۶).
- [۴]. Hively, L. M. (۱۹۷۷). Convenient computational forms for Maxwellian reactivities. *Nuclear Fusion*, 17, ۸۷۳-۸۷۶.
- [۵]. Gabrielli, R., Herdrich, G., Röser, H. P., Haid, S., Heyn, M., & Petkow, D. (۲۰۱۲). Effect of nuclear side reactions on magnetic fusion reactors in space. In ۴۸th AIAA/ASME/SAE/ASEE Joint Propulsion Conference & Exhibit (p. ۳۷۱۶).
- [۶]. Ryzhkov, S.V., Modelling of Plasma Physics in the Fusion Reactor Based on a Field-Reversed Configuration. *Fusion science and technology*, ۲۰۰۹. ۵۵(۲T): p. ۱۵۷-۱۶۱.
- [۷]. Mitarai, O., Hirose, A., & Skarsgard, H. M. (۱۹۹۱). Saddle Point Condition for D- ^3He Tokamak Fusion Reactor. *Fusion Technology*, ۱۹(۲), ۲۳۴-۲۵۰.
- [۸]. Bingren, S. (2005). Core plasma characteristics of a spherical tokamak D- ^3He fusion reactor. *Plasma Science and Technology*, ۷(۲), ۲۷۶۷۱.



- [۹]. Motevalli, S. M., & Fadaei, F. (۲۰۱۲). Study of effects of different reactions on plasma parameters in D–T magnetic confinement fusion. *International Journal of Modern Physics E*, ۲۱(۰۹), ۱۲۵۰۰۷۸.
- [۱۰]. Motevalli, S. M., Mohsenpour, T., & Dashtban, N. (۲۰۱۶). Effect of different tritium fractions on some plasma parameters in deuterium-tritium magnetic confinement fusion. *The European Physical Journal Plus*, 131, ۱-۶.
- [۱۱]. Mitarai, O., A. Hirose, and H. Skarsgard, Generalized ignition contour map and scaling law requirement for reaching ignition in a tokamak reactor. *Nuclear fusion*, ۱۹۸۸. ۲۸(۱۲): p. ۲۱۴۱.
- [۱۲]. Rajablou, L., Motevalli, S. M., & Fadaei, F. (۲۰۲۲). Study of alpha particle concentration effects as the ash of deuterium-tritium fusion reaction on ignition criteria. *Physica Scripta*, ۹۷(۹), ۰۹۵۶۰۱.



بررسی عددی تأثیر فشار گاز کاری بر مشخصات باریکه یونی حاصل از دستگاه پلاسمای کانونی

MTPF-10kJ با استفاده از کد Lee (کد مقاله : ۱۲۰۴)

رضوی نیا، سیده نرگس - نصیری، علی

۱. پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته ای

چکیده:

در این مقاله، تأثیر فشار گاز کاری بر مشخصات پرتوهای یون آرگون حاصل از دستگاه پلاسمای کانونی $MTPF-10kJ$ به صورت عددی و با استفاده از کد لی مورد مطالعه قرار گرفت. ابتدا با برازش جریان تجربی اندازه‌گیری شده توسط پیچه روگوفسکی با جریان محاسبه شده توسط کد لی، پارامترهای دستگاه به دست آمد و کد لی برای دستگاه مذکور مناسب‌سازی شد. مشخصات پرتو یون در بازه فشار ۰٫۷ تا ۲۴٫۰ تور توسط کد لی محاسبه و تعیین گردید. نتایج حاصل بیانگر آن است که جریان و تعداد یون‌ها در فشار ۱۱٫۰ تور به حداکثر مقدار خود رسیده و سپس کاهش می‌یابند. شار و شارش یون‌ها با افزایش فشار روند صعودی داشته‌اند، در حالیکه شار انرژی یون‌ها در فشار ۱۶٫۰ تور به حداکثر مقدار خود رسیده و پس از آن کاهش یافته است. این نتایج بیانگر نقش کلیدی فشار گاز کاری در تعیین مشخصات باریکه یونی حاصل است. تعیین فشار بهینه گاز کاری می‌تواند به بهبود کارایی دستگاه و مشخصات پرتو یونی برای کاربردهای مختلف منجر شود.

کلمات کلیدی: دستگاه پلاسمای کانونی، فشار گاز کاری، کد *Lee*، مشخصات پرتو یون

Numerical Investigation of the Effect of Working Gas Pressure on the Characteristics of the Ion Beam Generated by the MTPF-10 kJ Plasma Focus Device Using the Lee Model Code

Razavinia, Seyede Narges^{۱*}, Nasiri, Ali^۱

^۱. Affiliation: Plasma Physics and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute

Abstract:

In this paper, the effect of working gas pressure on the characteristics of argon ion beams generated by the MTPF-10 kJ plasma focus device was numerically investigated using the Lee model code. Initially, by fitting the experimentally measured current using a Rogowski coil with the current calculated by the Lee model code, the device parameters were determined, and the code was adapted for the specific device. The characteristics of the ion beam were calculated and determined by the Lee model code for gas pressures ranging from 0.7 to 24 Torr. The results indicate that the current and number of ions reach their maximum values at 11 Torr and then decrease. The ion flux and fluence show an increasing trend with rising pressure, while the ion energy flux peaks at 16 Torr and subsequently declines. These results highlight the crucial role of working gas pressure in determining the characteristics of the resulting ion beam. Optimizing the working gas pressure can enhance device performance and improve the ion beam properties for various applications.

Key words: Plasma focus device, pressure of working gas, Lee model code, Characteristics of ion beam



۱ - مقدمه:

دستگاه‌های پلاسمای کانونی^{۵۱} به عنوان یکی از منابع تولید پلاسمای چگال و پرنرژی، از دهه ۱۹۶۰ میلادی تاکنون در تحقیقات فیزیک پلاسما مورد توجه گسترده‌ای قرار گرفته‌اند. این دستگاه‌ها بر پایه‌ی تخلیه‌ی الکتریکی پر قدرت در یک محیط گازی عمل می‌کنند و قادر به تولید پلاسمای داغ با چگالی بالا (در حدود $10^{19} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$) و دمای الکترونی چند کیلو الکترون ولت هستند [۱]. از جمله ویژگی‌های منحصر به فرد این دستگاه‌ها، توانایی تولید نوترون‌های پرنرژی، اشعه ایکس سخت، و باریکه‌های یونی با انرژی بالا است، که کاربردهای گسترده‌ای در زمینه‌هایی مانند همجوشی هسته‌ای، تولید نانو مواد، پزشکی هسته‌ای، و تحقیقات بنیادی پلاسما دارند [۲]. عملکرد دستگاه‌های پلاسمای کانونی بر پایه‌ی چند مرحله‌ی کلیدی استوار است. در نخستین مرحله از عملکرد دستگاه پلاسمای کانونی با اعمال ولتاژ بالا به الکترودهای دستگاه، شکست الکتریکی در محیط گازی رخ می‌دهد و پلاسمای اولیه تشکیل می‌شود. دینامیک این دستگاه را می‌توان به دو فاز اصلی تقسیم کرد: فاز محوری و

در فاز محوری، لایه جریان^{۵۲} در امتداد کانال هم‌محور بین آند و کاتد استوانه‌ای هم‌مرکز حرکت میکند. در پایان فاز محوری، فاز شعاعی آغاز می‌شود که در آن لایه جریان استوانه‌ای تحت تأثیر موج شوک به صورت شعاعی به سمت داخل حرکت میکند. زمانیکه موج شوک به محور مرکزی می‌رسد، ستون پینچ متراکم تشکیل می‌شود و مرز ناحیه متراکم به سمت خارج حرکت می‌کند. این مرز را می‌توان به عنوان یک موج شوک بازتاب‌شده در نظر گرفت که به صورت شعاعی به سمت خارج حرکت می‌کند. این موج، ستون متراکم گاز را که دو بار تحت شوک قرار گرفته و دارای چگالی و دمای بالاتری است، از ناحیه خارجی پلاسما که به سمت داخل جریان دارد، جدا میکند. جریان پلاسما در ناحیه بیرونی توسط لایه جریان شعاعی (که مانند یک پیستون به سمت داخل حرکت می‌کند) هدایت می‌شود. زمانیکه موج شوک بازتاب‌شده که به سمت خارج حرکت می‌کند با پیستون ورودی برخورد می‌کند، فاز فشرده‌سازی یا پینچ آغاز می‌شود. در این فاز، مرز ناحیه فشرده‌شده بسته به نسبت فشار مغناطیسی اعمال شده توسط پیستون و فشار هیدرواستاتیک افزایش یافته در ناحیهی متراکم شده، میتواند به آرامی به سمت داخل یا خارج حرکت کند. تابش از پلاسمای داغ و چگال فشرده‌شده می‌تواند به اندازه‌ای قابل توجه باشد که بر دینامیک پلاسما تأثیر بگذارد. این تأثیرات در مورد گازهای با عدد اتمی بالا مانند آرگون، کریپتون، زنون یا نئون شامل سرمایش تابشی^{۵۳} و واپاشی تابشی^{۵۴} است. در مرحله‌ی پینچ، پلاسمای چگال و داغ قادر به تولید باریکه‌های یونی پرنرژی و نوترون‌ها از طریق فرآیندهای همجوشی هسته‌ای است. در مرحله تراکم شعاعی، انرژی به پلاسما منتقل شده و در القای افزایش یافته‌ی ستون پلاسمای متراکم ذخیره می‌شود. بخشی از این انرژی انباشته‌شده به صورت تابش (عمدتاً تابش خطی در مورد گازهای با عدد اتمی بالا) و همچنین به پرتوهای یونی و الکترون‌های نسبیتی منتقل می‌شود. انرژی باقی‌مانده می‌تواند به عنوان انرژی ظاهر شده در سیستم پلاسمای کانونی در نظر گرفته شود [۳]. تابش یون از دستگاه پلاسمای کانونی پدیده‌ای است که در تحقیقات

^{۵۱} Plasma Focus Devices

^{۵۲} Current sheath

^{۵۳} Radiative Cooling

^{۵۴} Radiative Collapse



پلازما و کاربردهای صنعتی اهمیت زیادی دارد. یکی از پارامترهای کلیدی که عملکرد دستگاه‌های پلاسمای کانونی را تحت تأثیر قرار می‌دهد، فشار گاز کاری است. فشار گاز کاری نه تنها بر روی فرآیندهای اولیه مانند شکست الکتریکی و تشکیل پلازما تأثیر می‌گذارد، بلکه بر روی پدیده‌های پیچیده‌تری مانند تشکیل پینچ و تولید باریکه‌های یونی نیز اثرگذار است [۴]. مطالعات متعددی به بررسی رابطه بین فشار گاز و مشخصات پرتو یون حاصل از دستگاه‌های پلاسمای کانونی پرداخته‌اند [۷-۵]. در مطالعه‌ای که در مرجع [۸] انجام شده است، باریکه‌های یونی هیدروژن گسیل‌شده از دستگاه پلاسمای کانونی با استفاده از فنجان فارادی و کد مدل لی^{۵۵} مشخصه‌یابی شده‌اند. کد لی، که بر اساس یک رویکرد نیمه‌تجربی توسعه یافته است، به عنوان یکی از ابزارهای قدرتمند در شبیه‌سازی دستگاه‌های پلاسمای کانونی مورد استفاده قرار می‌گیرد. با استفاده از این کد، می‌توان رفتار دستگاه‌های پلاسمای کانونی را تحت شرایط عملیاتی مختلف، از جمله تغییرات فشار گاز کاری، پیش‌بینی و تحلیل نمود [۹]. با توجه به کاربردهای متنوع پرتوهای یونی حاصل از دستگاه پلاسمای کانونی، به‌دست آوردن مشخصات این پرتوهای یونی از اهمیت فراوانی برخوردار است. با این حال، انجام آزمایش‌های تجربی برای بررسی تأثیر پارامترهای کاری مختلف بر مشخصات پرتو یون حاصل، نیازمند صرف هزینه است. در این مقاله، با انجام مجموعه‌ای از آزمایش‌های عددی توسط کد لی و صرفه‌جویی در هزینه‌های آزمایش‌های تجربی، تأثیر فشار گاز کاری بر شار، شارش، جریان، تعداد یون‌ها و شار انرژی یون‌های حاصل از دستگاه پلاسمای کانونی 10 kJ-MTPF را مورد بررسی قرار داده‌ایم.

۲ - روش کار:

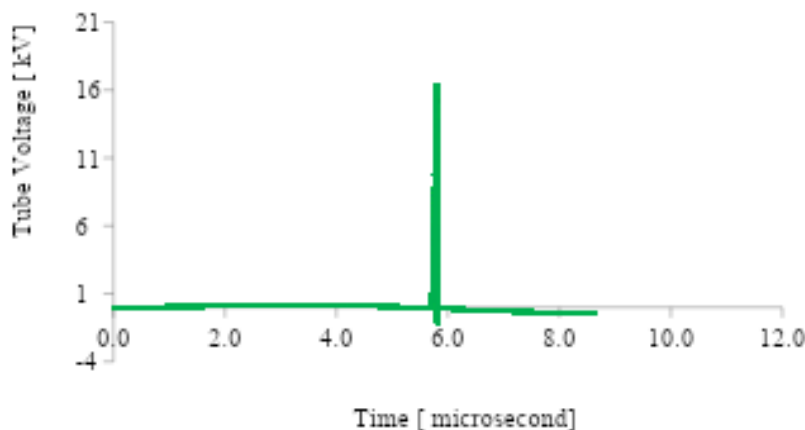
کد عددی لی یکی از ابزارهای محاسباتی مهم در شبیه‌سازی پلاسمای کانونی است. این کد که نخستین بار در سال ۱۹۸۴ توسط لی [۱۰] تدوین شد، معادلات مدار الکتریکی را با دینامیک پلاسمای کانونی، ترمودینامیک و تابش جفت می‌کند. به علت آنکه با استفاده از این کد بدون صرف هزینه امکان بررسی پارامترهای عملیاتی مختلف در شرایط کنترل‌شده فراهم می‌شود، از آن برای طراحی و تفسیر آزمایش‌های مرتبط با پلاسمای کانونی استفاده می‌شود. دستگاه پلاسمای کانونی 10 kJ-MTPF واقع در پژوهشکده پلازما و گداخت هسته‌ای، اکنون با خازنی به ظرفیت $36\mu\text{F}$ ، حداکثر ولتاژ کاری 14 kV ، اندوکتانس 100 nH و حداکثر جریان تخلیه 265 kA به عنوان منبع تولید پرتوهای ایکس نرم و سخت و یونهای پر انرژی برای پرتودهی نمونه‌ها مورد استفاده قرار می‌گیرد. به منظور استفاده از این کد برای دستگاه‌های پلاسمای کانونی لازم است که در ابتدا جریان اندازه‌گیری شده توسط پیچ‌های روگوفسکی طی یک شات تجربی دستگاه با جریان محاسبه شده توسط کد برازش شود. علاوه بر جایگذاری پارامترهای کاری مانند ولتاژ تخلیه و فشار گاز و نیز پارامترهای دستگاه مانند اندوکتانس، ظرفیت بانک خازنی و مشخصات هندسی دستگاه، جهت اجرای کد نیازمند پارامترهای مدل لی مربوط به دستگاه 10 kJ-MTPF هستیم. فرآیند برازش شامل تنظیم تک به تک و یا ترکیبی پارامترهای مدل که شامل: f_m ضریب جرمی محوری، f_c ضریب جریان محوری، f_{mr} ضریب جرمی شعاعی و f_{cr} ضریب جریان شعاعی میشوند، تا زمانیکه شکل جریان محاسبه شده توسط کد با جریان تجربی یکسان شود، می‌باشد. در شکل (۱) برازش جریان اندازه‌گیری شده توسط پیچ روگوفسکی مربوط به تخلیه گاز آرگون با جریان محاسبه شده توسط کد لی ارائه شده است. در شکل (۱)، جریان تجربی اندازه‌گیری شده توسط پیچ روگوفسکی با رنگ قرمز و جریان محاسبه شده توسط کد لی با خطچین آبی رنگ نشان داده شده است، علاوه بر این ولتاژ تیوب محاسبه شده



توسط کد لی برحسب زمان نیز در این شکل رسم شده است. در ابتدا پارامترهای ذکر شده در جدول (۱) که شامل مشخصات بانک خازنی، هندسه‌ی دستگاه MTPF-۱۰kJ و پارامترهای کاری هستند در کد لی قرار داده میشوند. جهت انجام برازش جریان محاسبه شده توسط کد لی با جریان تجربی، اندوکتانس استاتیکی^{۵۶} و مقاومت پراکنده^{۵۷} به گونه‌ای تنظیم می‌شوند که زمان افزایش جریان و دامنه جریان محاسبه شده با مقادیر اندازه‌گیری شده به صورت تجربی مطابقت پیدا کنند. پس از آن پارامترهای محوری f_m و f_c به گونه‌ای تغییر داده میشوند، که شیب افزایش جریان و پیک جریان محاسبه شده توسط کد لی و جریان تجربی با یکدیگر برابر شوند. در نهایت، پارامترهای شعاعی f_{mr} و f_{cr} به گونه‌ای تغییر داده می‌شوند که شیب و عمق^{۵۸} در شکل جریان محاسبه شده توسط کد لی با مقادیر اندازه‌گیری شده به صورت تجربی مطابقت پیدا کنند. پارامترهای مدل محاسبه شده برای دستگاه MTPF-۱۰kJ در جدول (۱) ارائه شده‌اند.

جدول (۱) پارامترهای دستگاه پلاسمای کانونی MTPF-۱۰kJ و پارامترهای مدل استخراج شده

مشخصات بانک خازنی	مشخصات هندسی دستگاه MTPF-۱۰kJ	پارامترهای کاری	پارامترهای مدل لی
$C. = ۳۶\mu F$	شعاع کاتد $b = ۶.۵\text{ cm}$	$P. = ۰.۲۴\text{ Torr}$	$f_m = ۲ \times ۱۰^{-۳}$
$L. = ۱۰۰\text{ nH}$	شعاع آند $a = ۱\text{ cm}$	$V. = ۱۰\text{ kV}$	$f_c = ۷۸ \times ۱۰^{-۳}$
$r. = ۲.۱\text{ m}\Omega$	طول آند $z. = ۱۵.۱\text{ cm}$		$f_{mr} = ۰.۲۵$
			$f_{cr} = ۰.۶$



شکل (۱) نمودار برازش جریان حاصل از تخلیه گاز آرگون که توسط پیچه روگوفسکی اندازه‌گیری شده است با جریان محاسبه شده توسط کد لی (بالا)، ولتاژ محاسبه شده توسط کد لی (پایین)

^{۵۶} Static inductance

^{۵۷} Stray resistance

^{۵۸} Dip



شار^{۵۹} پرتو یون تولید شده را میتوان با رابطه $J_b = n_b v_b$ تخمین زد، که در این رابطه n_b تعداد یونهای پرتو، N_b ، تقسیم بر حجم پلاسمایی که پرتو از آن عبور میکند و v_b نیز سرعت مؤثر یونهای پرتو است. با استفاده از معادلاتی که در مرجع [۳] به آن اشاره شده است، شار باریکه یون طبق رابطهی زیر به دست خواهد آمد:

$$(1) \quad Flux(ions\ m^{-2}\ s^{-1}) = J_b = 2.75 \times 10^{15} \left(\frac{f_e}{[M Z_{eff}]^{\frac{1}{2}}} \right) \left(\frac{\ln \ln \left[\frac{b}{r_p} \right]}{r_p^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{I_{pinch}^{\frac{1}{2}}}{U^{\frac{1}{2}}}$$

در معادله (۱)، M عدد جرمی یون، Z_{eff} بار مؤثر یون، I_{pinch} جریان پینچ، r_p شعاع پینچ، b شعاع کاتد و U ولتاژ دیودی شتابدهنده به یونها است. در اینجا f_e کسری از انرژی القایی پینچ است که به انرژی جنبشی پرتو یون تبدیل شده است. شارش^{۶۰} پرتو یون که به صورت حاصل ضرب شار یون در طول پالس تعریف میشود (تعداد یونها در واحد سطح مقطع ستون پینچ)، از رابطه (۲) به دست میآید.

$$(2) \quad Fluence(ions\ m^{-2}) = J_b \cdot \tau = 2.75 \times 10^{15} \tau \left(\frac{f_e}{[M Z_{eff}]^{\frac{1}{2}}} \right) \left(\frac{\ln \ln \left[\frac{b}{r_p} \right]}{r_p^{\frac{1}{2}}} \right) \frac{I_{pinch}^{\frac{1}{2}}}{U^{\frac{1}{2}}}$$

۳ - نتایج عددی :

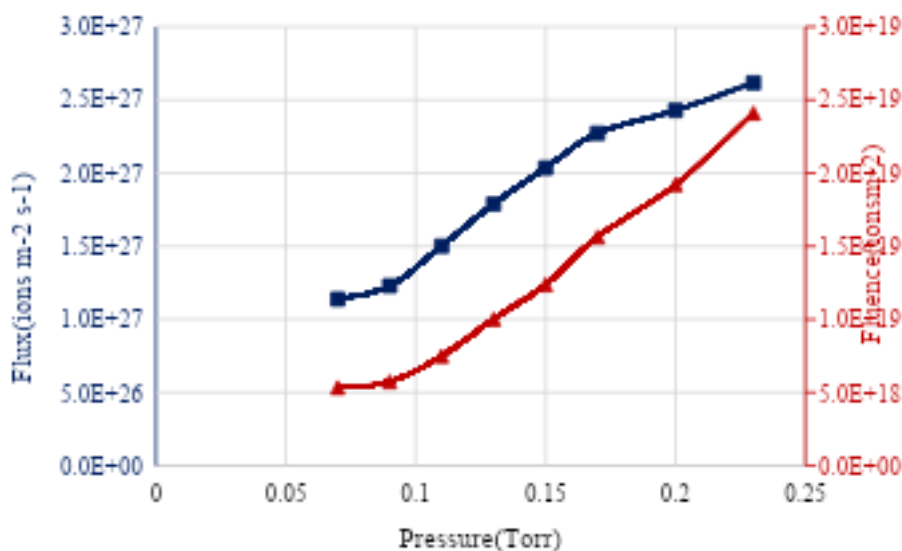
شار یونهای حاصل از تخلیه گاز آرگون در دستگاه پلاسمای کانونی MTPF-۱۰ kJ با استفاده از کد لی به ازای فشارهای مختلف در بازه ۰.۰۳ تا ۰.۲۴ تور محاسبه و در شکل (۲) رسم شده است. شارش یونها به ازای فشارهای کاری مختلف نیز با استفاده از خروجیهای کد لی و توسط رابطه (۲) محاسبه و در شکل (۲) روی محور دوم و با رنگ قرمز رسم شده است. با توجه به این شکل، شار و شارش یونها با افزایش فشار روند مشابهی را طی کرده و افزایش یافتهاند، به گونهای که در فشار ۰.۲۳ تور شار یونها به مقدار 2.61×10^{27} یون بر مترمربع بر ثانیه و شارش آن در هر شات به 2.41×10^{19} یون بر متر مربع رسیدهاند. با افزایش فشار، چگالی پلازما افزایش یافته و یونهای بیشتری تولید می‌شوند، در نتیجه شار و شارش یونها افزایش می‌یابند. همانگونه که پیش از این اشاره نمودیم، شار یونی تابعی از تعداد یونهای شتاب گرفته و سرعت آنها است. در فشارهای کم، تعداد یونهای تولیدی کمتر است، اما انرژی آنها بالاتر است. در فشارهای بالا، تعداد یونها بیشتر می‌شود، اما سرعت متوسط آنها کاهش می‌یابد. به همین دلیل، فشار بهینه برای شار یونی معمولاً در یک حد میانی است، جاییکه هم تعداد یونها و هم سرعت آنها مقدار قابل توجهی دارند. در شکل (۳) جریان یونی با استفاده از خروجیهای کد لی و از رابطهی $I = J_b \times e Z_{eff} \times pinch\ cross\ section$ محاسبه و بر حسب فشارهای مختلف رسم شده است (نمودار آبی رنگ). یونهای تولید شده در هر ثانیه با استفاده از رابطهی $J_b \times pinch\ cross\ section$ محاسبه و به ازای فشارهای مختلف در شکل (۳) روی محور دوم و به رنگ قرمز رسم شدهاند. با توجه به شکل (۳) جریان یونها تا فشار ۰.۱۳ تور با افزایش فشار افزایش یافته و در فشار ۰.۱۱ تور به حداکثر مقدار خود (۹.۴۹ کیلو آمپر) رسیده و پس از آن با افزایش فشار کاهش یافته است. تعداد

Flux^{۵۹}

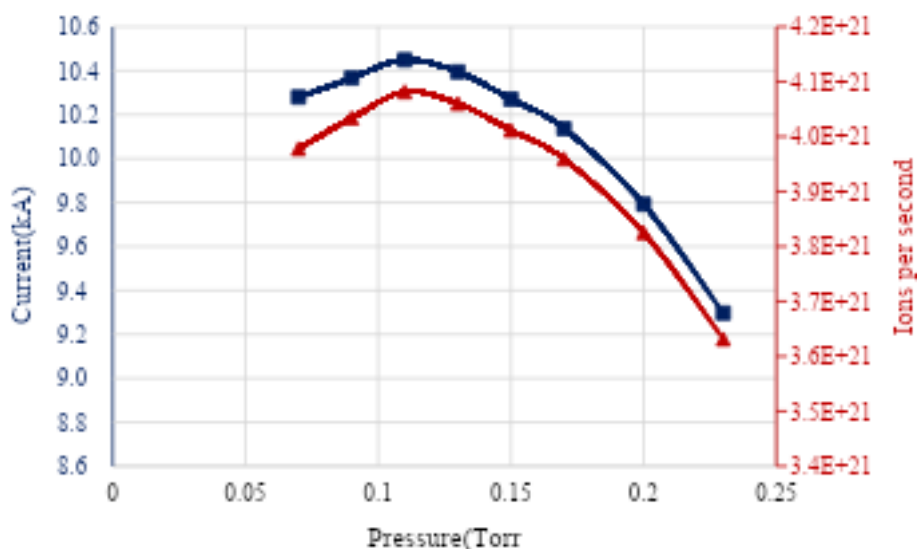
Fluence^{۶۰}



یونها در هر ثانیه نیز روند مشابهی را طی کرده‌اند. با توجه به شکل (۳) هر دو کمیت در ابتدا افزایش می‌یابند، اما پس از یک مقدار بهینه فشار افت می‌کنند که می‌تواند ناشی از افت ولتاژ تخلیه و افزایش تلفات برخوردی باشد.



شکل (۲) شار (نمودار آبی رنگ) و شارش (نمودار قرمز رنگ) یونهای حاصل از تخلیه آرگون

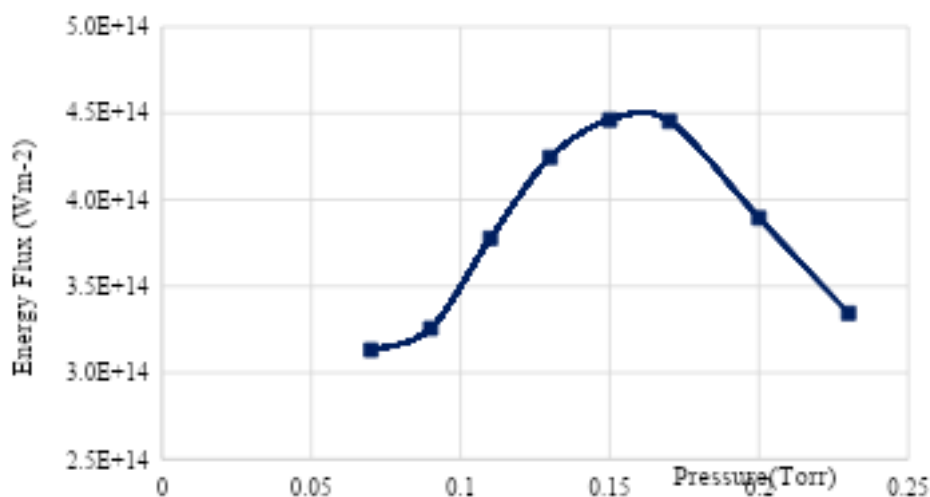


شکل (۳) جریان یونها (نمودار آبی رنگ) و تعداد یونها در ثانیه (نمودار قرمز رنگ) حاصل از تخلیه آرگون

در شکل (۴) شار انرژی یونها از رابطه $J_b \times Z_{eff} U$ و با استفاده از شار محاسبه شده و خروجیهای کد لی به دست آمده و برحسب فشارهای مختلف کاری رسم شده است. شار انرژی با افزایش فشار افزایش یافته و در فشار ۰.۱۶ تور به حداکثر مقدار خود که $4.5 \times 10^{14} W m^{-2}$ است، میرسد و پس از آن با افزایش بیشتر فشار کاهش خواهد یافت. این مسئله نشان‌دهنده رقابت بین افزایش چگالی یون‌ها و کاهش میانگین انرژی آن‌ها به دلیل افزایش تلفات برخوردی است. با توجه به شکلهای (۲)



تا (۴)، هر یک از کمیات شار، شارش، جریان، تعداد و شارش انرژی یونها دارای یک فشار بهینه هستند، که در آن فشار به حداکثر مقدار خود میرسند.



شکل (۴) شار انرژی یونهای حاصل از تخلیه آرگون

۴ - بحث و نتیجه گیری:

در این مقاله، تأثیر فشار گاز کاری بر مشخصات پرتو یونهای آرگون حاصل از دستگاه پلاسمای کانونی 10 kJ-MTPF به صورت عددی و با استفاده از کد لی مورد مطالعه قرار گرفت. ابتدا، با برازش جریان تجربی اندازه‌گیری شده توسط پیچه روگوفسکی با جریان محاسبه شده توسط کد لی، پارامترهای دستگاه تعیین و کد برای دستگاه 10 kJ-MTPF مناسب‌سازی شد. مشخصات پرتو یون حاصل از تخلیه گاز آرگون در فشارهای 0.07 تا 0.24 تور محاسبه و تحلیل گردید. نتایج نشان داد که جریان و تعداد یونها در ابتدا با افزایش فشار روند افزایشی داشته و در فشار 0.11 تور به حداکثر مقدار خود رسیده‌اند؛ پس از آن، با افزایش بیشتر فشار، روند کاهشی مشاهده شد. شار و شارش یونها روندی مشابه داشته و با افزایش فشار از 0.07 تا 0.24 تور، افزایش یافتند. شار انرژی یونها نیز با افزایش فشار از 0.07 تور رشد کرده و در فشار 0.16 تور به حداکثر مقدار خود رسید؛ سپس، با افزایش بیشتر فشار، کاهش یافت. این نتایج نشان‌دهنده نقش کلیدی فشار گاز کاری در بهینه‌سازی عملکرد دستگاه‌های پلاسمای کانونی و تنظیم پارامترهای باریکه‌های یونی حاصل است. شناسایی فشارهای بهینه می‌تواند کارایی دستگاه و کیفیت باریکه‌های یونی را برای کاربردهای مختلف بهبود بخشد.

۵ - مراجع:

- [۱] Krishnan, Mahadevan." The Dense Plasma Focus: A Versatile Dense Pinch for Diverse Applications." IEEE Transactions on Plasma Science, ۴۰(۱۲), ۳۱۸۹-۳۲۲۱, ۲۰۱۲.
- [۲] R. S. Rawat, "High-Energy-Density Pinch Plasma: A Unique Nonconventional Tool for Plasma Nanotechnology," Journal of Physics D: Applied Physics, vol. ۴۶, no. ۳۲, pp. ۳۲۳۰۰۱, ۲۰۱۳.



[۳] S. Lee, S. H. Saw, "Plasma focus ion beam fluence and flux for various gases", Physics of Plasmas, vol. ۲۰, no. ۶, pp. ۰۶۲۷۰۲, ۲۰۱۳.

[۴] Niranjan, Ram, et al. "Effect of gas filling pressure and operation energy on ion and neutron emission in a medium energy plasma focus device." Journal of Applied Physics, ۱۲۳(۹), ۰۹۳۳۰۱, ۲۰۱۸.

[۵] M A Malek. "Characteristics of Ion Beam for Various Gases in a Spherical Plasma Focus Device." Journal of Engineering Advancements, Vol. ۰۳ (۰۳), pp ۹۱-۹۵, ۲۰۲۲.

[۶] Lian-Kuang Lim et al. "Dynamics of ion beam emission in a low-pressure plasma focus device", Plasma Phys. Control. Fusion ۶۳ ۰۳۵۰۱۲, ۲۰۲۱.

[۷] Walid Sahyouni, et al. "Study the Flux and Energy of the Helium Ions Beam Produced by Two Different Dense Plasma Focus Devices When Gas Pressure Changes", American Journal of Mechanics and Applications, Volume ۸, Issue ۱, ۱۶-۲۰, ۲۰۲۰.

[۸] رستمیفر و همکاران. "مشخصه‌یابی باریکه یونی هیدروژن گسیل شده از دستگاه پلاسمای کانونی MTPF با استفاده از فنجان فارادی و کد لی." مجله علوم، مهندسی و فناوری هسته‌ای، دوره ۴۵، شماره ۴، جلد ۱۱۰، زمستان ۱۴۰۳.

[۹] Lee, S. "Plasma Focus Radiative Model: Review of the Lee Model Code." Journal of Fusion Energy, ۳۳(۴), ۳۱۹-۳۳۵, ۲۰۱۴.

[۱۰] Lee, S. "Plasma focus model yielding trajectory and structure", (pp. p. ۹۷۸-۹۸۷.). World Scientific ۱۹۸۴.



اثر ذرات مقید بر ناپایداری فیلامانی در پلاسمای مغناطیده (کد مقاله : ۱۲۲۱)

غفاری اسکویی، ساراسادات^۱ - حکیمی پژوه، حسین^۱ - رضوی نیا، سیده نرگس^۲

۱. گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران

۲. پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای

چکیده:

در این مطالعه ناپایداری فیلامانی در برهم‌کنش لیزرهای قطبیده دایروی و پلاسمای مغناطیده مورد بررسی قرار می‌گیرد. با استفاده از معادلات نظریه سیالی پلاسما، رابطه پاشندگی استخراج شده و اثر ذرات مقید از طریق وارد کردن پذیرفتاری مرتبه سوم در نظر گرفته می‌شود. آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی به صورت تحلیلی محاسبه و تأثیر پارامترهای لیزر و پلاسما بر آن مورد بررسی قرار می‌گیرد. نتایج حاصل نشان می‌دهند که افزایش شدت و فرکانس لیزر باعث افزایش آهنگ رشد ناپایداری می‌شود. همچنین، پارامتر R که بیانگر اثر ذرات مقید است، تأثیر قابل توجهی بر آهنگ رشد دارد، به‌طوری که مقادیر بزرگ‌تر R منجر به آهنگ رشد بیشتر می‌شود. میدان مغناطیسی در حالت لیزر قطبیده دایروی راستگرد آهنگ رشد را افزایش می‌دهد، در حالی که در قطبش چپگرد این روند معکوس است. این یافته‌ها نشان می‌دهند که با انتخاب مناسب پارامترهای لیزر و پلاسما می‌توان شرایط بهینه‌ای برای کنترل ناپایداری‌ها و انتشار لیزر در محیط پلاسما فراهم کرد.

کلمات کلیدی: پلاسما، لیزر، ناپایداری فیلامانی، آهنگ رشد، نظریه سیالی

Bound particles effect on filamentation instability in magnetized plasma

Ghaffari-Oskooei, Sara Sadat^{۱*}, Hakimi Pajouh, Hossein^۱, Razavinia, Seyede Narges^۲

۱. Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran

۲. Plasma Physics and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute

Abstract:

In this paper, the filamentation instability in the interaction of circularly polarized lasers and magnetized plasma is investigated. Using the equations of fluid theory of plasma, the dispersion relation is derived, and the effect of bound electrons is considered by introducing the third-order susceptibility. The growth rate of the filamentation instability is calculated analytically, and the effect of laser and plasma parameters on it is examined. The results show that increasing the intensity and frequency of the laser leads to an increase in the growth rate of the instability. Additionally, the parameter R , which represents the contribution of bound electrons, has a significant impact on the growth rate, such that larger values of R result in a higher growth rate. The magnetic field enhances the growth rate in the case of right-hand circularly polarized



lasers, whereas for left-hand circular polarization, this trend is reversed. These findings demonstrate that by appropriately selecting laser and plasma parameters, optimal conditions for controlling instabilities and improving laser propagation in plasma can be achieved.

Key words: Plasma, laser, filamentation instability, growth rate, fluid theory.

۱ - مقدمه:

انتشار لیزر در محیط پلاسما به دلیل کاربردهای متعددی که در تولید هماهنگ‌های بالاتر، همجوشی کنترل شده، شتابدهنده‌های پلاسمایی و تولید پرتوی ایکس دارد، همواره مورد توجه است [۱-۳]. مطالعات نظری و تجربی صورت گرفته نشان می‌دهد که کنترل ناپایداری‌هایی که در این محیط رخ می‌دهند از اهمیت به سزایی برخوردار بوده و انتشار لیزر در پلاسما را تحت تأثیر قرار می‌دهد [۴]. پراکندگی رامان، واپاشی دوپلاسمونی، ناپایداری مدولاسیونی، پراکندگی بریلوئن و ناپایداری فیلامانی نمونه‌هایی از ناپایداری‌هایی هستند که در برهم‌کنش لیزر و پلاسما روی می‌دهند [۵]. در پلاسمای مغناطییده، میدان مغناطیسی خارجی نیز نقش مهمی ایفا می‌کند و می‌تواند بر آهنگ رشد و رفتار این ناپایداری‌ها تأثیر بگذارد. این ناپایداری‌ها به پارامترهای لیزر (مانند شدت و فرکانس) و پلاسما (مانند چگالی و دما) حساس هستند و می‌توانند رفتار آشوب‌ناک از خود نشان دهند. آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی را می‌توان با استفاده از معادلات نظریه سیالی و هم‌چنین نظریه جنبشی به دست آورد. در سال‌های اخیر، مطالعات متعددی به بررسی ناپایداری فیلامانی در اثر انتشار لیزر در پلاسمای مغناطییده پرداخته‌اند. مطالعات صورت گرفته نشان می‌دهد که ذرات مقید در وقوع این ناپایداری نقش داشته و آهنگ رشد آن را تغییر می‌دهند [۶]. در مرجع [۷] از روش‌های عددی و ابزارهای تحلیلی برای مطالعه تحول غیرخطی ناپایداری فیلامانی استفاده شده است. در این مرجع، آشفتگی غیریکنواختی بر پرتو لیزر پمپ اعمال شده و تأثیر آن بر ایجاد نیروی پاندرماتیو و در نتیجه تشکیل فیلامان‌ها بررسی شده است.

در این مقاله ناپایداری فیلامانی در برهم‌کنش لیزرهای قطبیده دایروی و پلاسمای مغناطییده با در نظر گرفتن ذرات مقید مورد بررسی قرار گرفته و آهنگ رشد ناپایداری محاسبه می‌شود. اثر پارامترهای لیزر و پلاسما بر آهنگ رشد ناپایداری مورد مطالعه قرار گرفته و نقش ذرات مقید در این ناپایداری بررسی می‌شود.

۲ - معادلات ناپایداری فیلامانی:

لیزر قطبیده دایروی را در نظر بگیرید که در پلاسمای مغناطییده منتشر می‌شود:

$$(1) \quad \vec{A}_L = \frac{1}{\sqrt{2}} A e^{ik \cdot z - i\omega \cdot t} (\hat{x} + i\sigma \hat{y}) + c. c.$$

در این رابطه $k \cdot A$ ، و ω به ترتیب بیانگر پتانسیل برداری، عدد موج و فرکانس لیزر است. σ دو مقدار $+1$ و -1 را می‌پذیرد که به ترتیب قطبش دایروی راستگرد و چپگرد را نشان می‌دهد. پلاسما در میدان مغناطیسی $\vec{B} = B \cdot \hat{z}$ قرار گرفته است. وقتی لیزر در محیط پلاسما منتشر می‌شود، برهم‌کنش لیزر و امواج پلاسمایی منجر به ایجاد دو موج استوکس (S) و آنتی استوکس (A) در این محیط خواهد شد:

$$(2) \quad \vec{A}_S = \frac{1}{\sqrt{2}} A_S e^{i(k \cdot z - \vec{K} \cdot \vec{r}) - i(\omega_s - \omega)t} (\hat{x} + i\sigma \hat{y}) + c. c.$$



$$(3) \quad \vec{A}_A = \frac{1}{r} A_A e^{i(k \cdot z + i\vec{k} \cdot \vec{r}) - i(\omega_r + \omega)t} (\hat{x} + i\sigma \hat{y}) + c. c.$$

که در اینجا بردار $\vec{K}$ دو مؤلفه عرضی و طولی دارد:

$$(4) \quad K^2 = k^2 + k_{\perp}^2$$

بنابراین پتانسیل برداری کل ($\vec{A}$) از برآیند سه بردار زیر به دست می‌آید:

$$(5) \quad \vec{A} = \vec{A}_L + \vec{A}_s + \vec{A}_A$$

و بردار میدان الکتریکی کل ($\vec{E}$) از طریق رابطه زیر به پتانسیل برداری کل مربوط می‌شود:

$$(6) \quad \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}$$

از طرف دیگر $\vec{E}$ در معادله موج ماکسول صدق می‌کند:

$$(7) \quad \left(\nabla^2 - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2}{\partial t^2} \right) \vec{E} = \frac{4\pi}{c^2} \left(\frac{\partial^2 \vec{P}}{\partial t^2} + \frac{\partial \vec{J}}{\partial t} \right)$$

$\vec{P}$ و $\vec{J}$ به ترتیب بیانگر بردار قطبیدگی و چگالی جریان است. بردار قطبیدگی به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$(8) \quad \vec{P} = \chi^{(1)} \vec{E} + \chi^{(3)} (\vec{E} \cdot \vec{E}) \vec{E}$$

در این رابطه $\chi^{(1)}$ و $\chi^{(3)}$ به ترتیب بیانگر پذیرفتاری مرتبه اول و سوم است. چگالی جریان نیز به صورت زیر است:

$$(9) \quad \vec{J} = -e(n + \delta n) \vec{v}_e$$

در این رابطه n و δn چگالی الکترون‌ها و اختلال در چگالی آن‌ها است. $\vec{v}_e$ نیز بیانگر سرعت الکترون‌ها است. برای محاسبه δn و $\vec{v}_e$ از معادلات نظریه سیالی پلاسما استفاده می‌کنیم. سرعت الکترون‌ها برابر است با:

$$(10) \quad \vec{v}_e = -\frac{c \vec{a}}{\gamma(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega})}$$

در این رابطه $\omega_c = \frac{eB}{mc}$ فرکانس سیکلوترونی الکترون است. $\vec{a}$ بیانگر پتانسیل برداری بهنجار شده است که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$(11) \quad \vec{a} = -\frac{e}{mc^2} \vec{A}$$

فاکتور نسبیتی لورنتس (γ) برابر است با:

$$(12) \quad \gamma = \sqrt{1 + \frac{(\vec{a} \cdot \vec{a})}{(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega})^2}}$$

برای محاسبه چگالی اختلال یافته نیز از رابطه زیر استفاده می‌کنیم [۸]:



$$(13) \quad \left(\frac{\partial^2}{\partial t^2} + \omega_p^2 \right) \frac{\delta n}{n} = \frac{c^2}{v(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega})} \nabla^2 (\vec{a} \cdot \vec{a})$$

با استفاده از معادله (۷) و (۱۳)، به کار گرفتن تقریب نسبیتی ضعیف و همچنین استفاده از جورشدگی فازی دو معادله زیر به دست می‌آیند:

$$(14) \quad \alpha a_A = \beta a_A + \zeta a_S^*$$

$$(15) \quad \epsilon a_S^* + \delta a_A \eta a_S^* =$$

که در آن:

$$(16) \quad \alpha = (1 + \epsilon \pi \chi^{(1)}) \omega^2 - c^2 (k^2 + k_{\perp}^2) + [v(1 + \epsilon \pi \chi^{(1)}) \omega \cdot \omega - c^2 k \cdot k]$$

$$(17) \quad \eta = (1 + \epsilon \pi \chi^{(1)}) \omega^2 - c^2 (k^2 + k_{\perp}^2) - [v(1 + \epsilon \pi \chi^{(1)}) \omega \cdot \omega - c^2 k \cdot k]$$

$$(18) \quad \beta = \frac{\omega_p^2 a^2}{v(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega})} \left[\frac{c^2 (k^2 + k_{\perp}^2)}{(\omega^2 - \omega_p^2)} - \frac{(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega})}{(1 - \frac{\sigma \omega_c}{(\omega + \omega_*)})} - \frac{v}{v} R \left(\frac{v(\omega + \omega)^2 - \omega^2}{\omega^2} \right) \right]$$

$$(19) \quad \epsilon = \frac{\omega_p^2 a^2}{v(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega})} \left[\frac{c^2 (k^2 + k_{\perp}^2)}{(\omega^2 - \omega_p^2)} - \frac{(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega})}{(1 - \frac{\sigma \omega_c}{(\omega - \omega_*)})} - \frac{v}{v} R \left(\frac{v(\omega - \omega)^2 - \omega^2}{\omega^2} \right) \right]$$

$$(20) \quad \zeta = \frac{\omega_p^2 a^2}{v(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega})} \left[\frac{c^2 (k^2 + k_{\perp}^2)}{(\omega^2 - \omega_p^2)} - \frac{(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega})}{(1 - \frac{\sigma \omega_c}{(\omega - \omega_*)})} - \frac{v}{v} R \left(\frac{v(\omega^2 - \omega^2)}{\omega^2} \right) \right]$$

$$(21) \quad \delta = \frac{\omega_p^2 a^2}{v(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega})} \left[\frac{c^2 (k^2 + k_{\perp}^2)}{(\omega^2 - \omega_p^2)} - \frac{(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega})}{(1 - \frac{\sigma \omega_c}{(\omega + \omega_*)})} - \frac{v}{v} R \left(\frac{v(\omega^2 - \omega^2)}{\omega^2} \right) \right]$$

در این معادلات R برابر است با [۶]:

$$(22) \quad R = \frac{1.22 \times 10^{-4} \eta \cdot \eta_2 \left[\frac{cm^2}{W} \right]}{\lambda^2 [\mu m] n_p [cm^{-2}]}$$

که در آن η و η_2 به ترتیب بیانگر ضریب شکست خطی و غیرخطی محیط است. پارامتر R اثر ذرات مقید را نشان می‌دهد و از یونش اتم‌ها در برهم‌کنش لیزر و پلاسما نشأت می‌گیرد. n_p نیز بیانگر چگالی پلاسما است. رابطه پاشندگی به صورت زیر خواهد بود:

$$(23) \quad (\alpha - \beta)(\eta - \epsilon) = \delta \zeta$$

با حل معادله بالا می‌توان آهنگ رشد را به دست آورد. اگر k را صفر قرار دهیم، آن‌گاه آهنگ رشد برابر است با:

$$(24) \quad \Gamma_{FR} = \frac{1}{v\sqrt{v}} a \cdot \frac{\omega_p^2}{\omega \cdot (1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega})}$$

که این رابطه بیانگر آهنگ رشد پراکندگی رامان روبه جلو خواهد بود. اگر $k_{\perp}$ را صفر قرار دهیم، آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی به دست می‌آید:

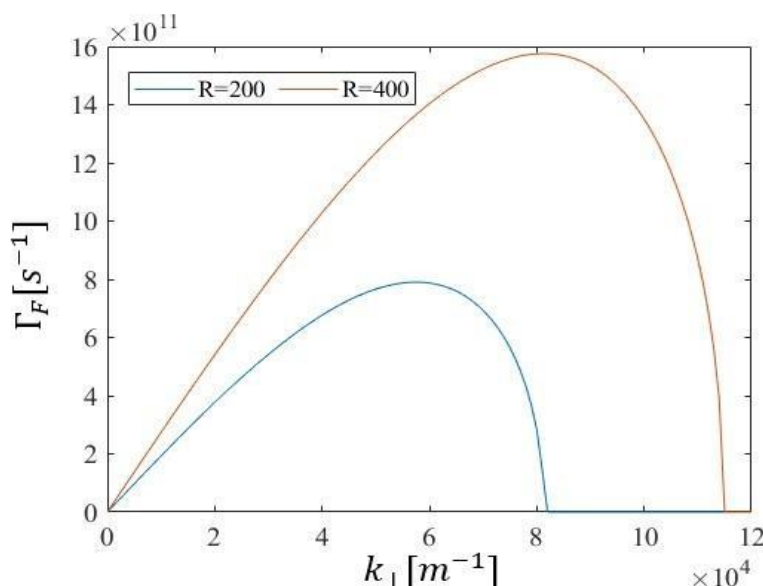


(25)

$$\Gamma_F = \left(\frac{ck_{\perp}}{2\omega_{\perp}} \right) \sqrt{\frac{\omega_p^2 a_{\perp}^2}{2(1 - \frac{\sigma\omega_c}{\omega_{\perp}})} \left(1 + \frac{2}{\omega_{\perp}} R \right) - c^2 k_{\perp}^2}$$

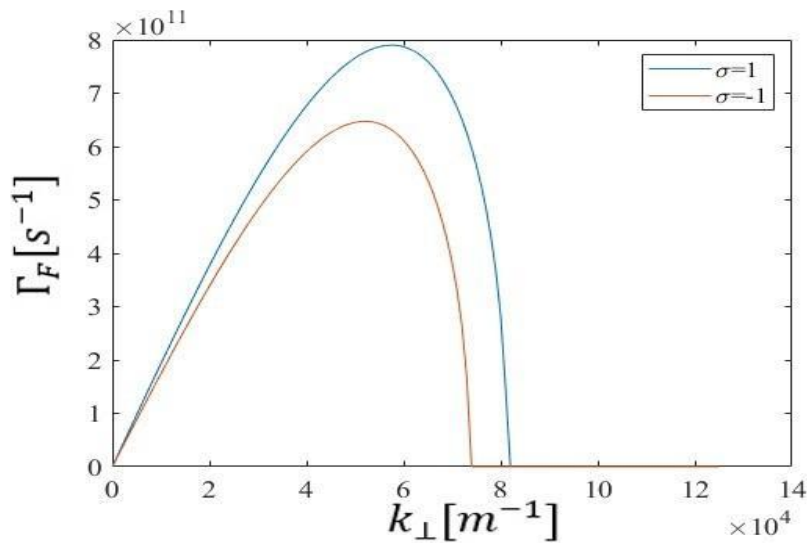
۳- نتایج:

در این بخش آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی به ازای پارامترهای مختلف لیزر و پلاسما و بر حسب کمیت‌های مختلف رسم شده و رفتار آن مورد بررسی قرار می‌گیرد. در شکل (۱) نمودار آهنگ رشد به ازای $\omega_p = 0.1\omega_c$, $\omega_c = \lambda$, $= 1\mu m$ و دو مقدار مختلف R (۲۰۰ و ۴۰۰) در قطبش راستگرد رسم شده است. رفتار کلی منحنی‌ها نشانگر این است که آهنگ رشد این ناپایداری به ازای مقدار مشخصی از $k_{\perp}$ به بیشینه خود می‌رسد و سپس روند نزولی پیدا می‌کند. مقایسه منحنی‌ها نشان می‌دهد که افزایش R منجر به افزایش آهنگ رشد ناپایداری خواهد شد که نشانگر اهمیت ذرات مقید در این ناپایداری است. R بیانگر سهم این ذرات در این ناپایداری است، زیرا این پارامتر با ضریب شکست غیرخطی محیط (η_2) متناسب است. اگر R بسیار کوچک‌تر از یک باشد، به این معنا است که ذرات مقید سهمی در ناپایداری فیلامانی ندارند.



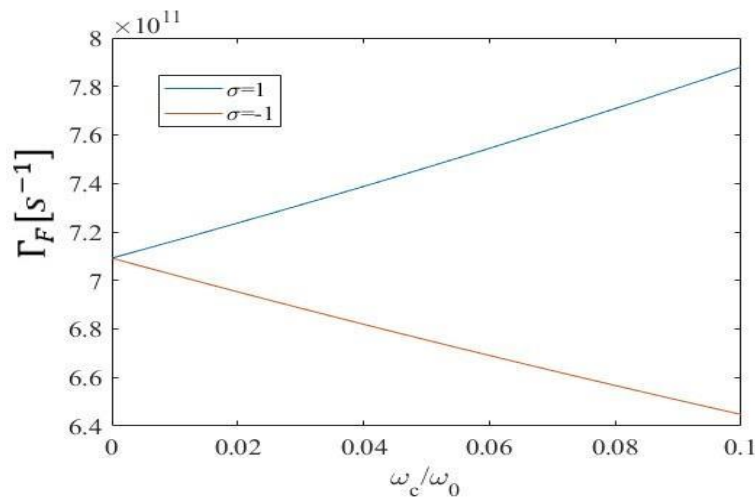
شکل (۱) نمودار آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی بر حسب $k_{\perp}$ به ازای $\omega_p = 0.1\omega_c$, $\omega_c = 0.1\omega$, $\lambda = 1\mu m$ و دو مقدار مختلف R قطبش راستگرد و مقادیر مختلف R

در شکل (۲) نمودار آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی به ازای $\omega_p = 0.1\omega_c$, $\omega_c = 0.1\omega$, $R = 200$, $\lambda = 1\mu m$ و دو قطبش راستگرد و چپگرد رسم شده است. نمودار آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی برای دو قطبش راستگرد و چپگرد رسم شده است. منحنی‌ها نشان می‌دهند که در صورتی که لیزر قطبیده دایروی راستگرد باشد، آهنگ رشد ناپایداری بیشتر خواهد بود. این تفاوت نشان‌دهنده ناهمسانگرد بودن پلاسمای مغناطیده است.



شکل (۲) نمودار آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی بر حسب $k_{\perp}$ به ازای $R = 200 \cdot \lambda_e = 1 \mu m$ ، $\omega_p = 0.1 \omega_c$ و $\omega_c = 0.1 \omega$ برای دو قطبش راستگرد و چپگرد.

در شکل (۳) نیز بیشینه آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی بر حسب فرکانس سیکلوترونی بهنجار شده به فرکانس لیزر ($\frac{\omega_c}{\omega}$) به ازای $R = 200$ ، $\omega_p = 0.1 \omega$ و $\lambda_e = 1 \mu m$ به رسم شده است.



شکل (۳) نمودار بیشینه آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی بر حسب $\frac{\omega_c}{\omega}$ به ازای $R = \lambda_e = 1 \mu m$ ، $\omega_p = 0.1 \omega$ و 200 برای دو قطبش راستگرد و چپگرد.

مقایسه دو نمودار نشان می‌دهد که افزایش میدان مغناطیسی در قطبش راستگرد منجر به افزایش آهنگ رشد ناپایداری خواهد شد، حال آن که در قطبش چپگرد این روند معکوس می‌شود. در حالتی که لیزر قطبیده دایروی راستگرد باشد، افزایش میدان مغناطیسی موجب افزایش چگالی جریان الکترون‌ها و در نتیجه افزایش آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی خواهد شد. در قطبش



دایروی چپگرد عکس این قضیه رخ می‌دهد که بیانگر ناهمسانگرد بودن پلاسمای مغناطیده است و کاربردهای متعددی از جمله چرخش فارادی را خواهد داشت.

۴ - بحث و نتیجه گیری:

در این مطالعه ناپایداری فیلامانی به عنوان یکی از ناپایداری‌هایی که در برهم‌کنش لیزر و پلازما روی می‌دهد، از طریق نظریه سیالی پلازما مورد بررسی قرار گرفت. رابطه آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی با در نظر گرفتن ذرات مقید و حل تحلیلی معادله پاشندگی به دست آمد و نمودارهای آهنگ رشد به ازای پارامترهای مختلف لیزر و پلازما رسم شد. نتایج نشان می‌دهد که افزایش شدت و فرکانس لیزر موجب افزایش آهنگ رشد ناپایداری فیلامانی خواهد شد. پارامتر R که بیانگر سهم ذرات مقید است در رابطه تحلیلی آهنگ رشد این ناپایداری ظاهر شد. هرچه R بزرگ‌تر باشد، آهنگ رشد ناپایداری بیشتر است که به معنی نقش مهم ذرات مقید در این ناپایداری خواهد بود. افزایش میدان مغناطیسی در حالتی که لیزر قطبیده دایروی راستگرد باشد، منجر به افزایش آهنگ رشد ناپایداری خواهد شد، حال آن که در قطبش دایروی چپگرد این روند معکوس می‌شود و افزایش میدان مغناطیسی منجر به کاهش آهنگ رشد می‌شود. با انتخاب مناسب پارامترهای لیزر و پلازما می‌توان شرایط بهینه برای انتشار لیزر در محیط پلازما را فراهم آورد.

۵ - مراجع:

- [۱] Ditmire, T., Donnelly, T., Falcone, R.W. and Perry, M.D., ۱۹۹۵. Strong x-ray emission from high-temperature plasmas produced by intense irradiation of clusters. *Physical review letters*, ۷۵(۱۷), p.۳۱۲۲.
- [۲] Esarey, E., Schroeder, C.B. and Leemans, W.P., ۲۰۰۹. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. *Reviews of modern physics*, ۸۱(۳), pp.۱۲۲۹-۱۲۸۵.
- [۳] Baeva, T., Gordienko, S. and Pukhov, A., ۲۰۰۶. Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma. *Physical Review E—Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics*, ۷۴(۴), p.۰۴۶۴۰۴.
- [۴] Zhao, Y., Weng, S.M., Ma, H.H., Bai, X.J. and Sheng, Z.M., ۲۰۲۲. Mitigation of laser plasma parametric instabilities with broadband lasers. *Reviews of Modern Plasma Physics*, ۷(۱), p.۱.
- [۵] Sprangle, P., Esarey, E., Krall, J. and Joyce, G., ۱۹۹۲. Propagation and guiding of intense laser pulses in plasmas. *Physical review letters*, ۶۹(۱۵), p.۲۲۰۰.
- [۶] Sprangle, P., Esarey, E. and Hafizi, B., ۱۹۹۷. Propagation and stability of intense laser pulses in partially stripped plasmas. *Physical Review E*, ۵۶(۵), p.۰۵۸۹۴.
- [۷] Sharma, S.; Kumar, N., Hussain, S., and Sharma, R.P., ۲۰۱۷. Nonlinear evolution of the filamentation instability and chaos in laser-plasma interaction. *Laser and Particle Beams*, ۳۵(۱), pp.۱۰-۱۸.
- [۸] Ghaffari-Oskoei, S.S. and Aghamir, F.M., ۲۰۱۷. Raman scattering of circularly polarized laser beam in homogeneous and inhomogeneous magnetized. *Physics of Plasmas* ۲۴(۶), p.۰۶۳۱۰۱.



مطالعه خودکانونی شدن لیزر در بره پلاسمای مغناطیده با استفاده از حساب وردشی (کد

مقاله : ۱۲۲۵)

غفاری اسکویی، ساراسادات^۱ - آقامیر، مجتبی فرزین^۲

۱. گروه فیزیک اتمی و مولکولی، دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا، تهران، ایران

۲. دانشکده فیزیک دانشگاه تهران، تهران، ایران

چکیده:

پدیده خودکانونی شدن لیزر در بره پلاسمای مغناطیده مورد مطالعه قرار می‌گیرد. معادلات حاکم بر انتشار لیزر در این محیط با استفاده از روش حساب وردشی استخراج شده و معادله اندازه لکه لیزر در شرایطی که لیزر قطبیده دایروی در پلاسمای مغناطیده منتشر می‌شود، به دست می‌آید. توان بحرانی که حداقل توان لازم برای وقوع پدیده خودکانونی شدن در بره پلاسمای مغناطیده است، نیز به دست می‌آید. نتایج نشان می‌دهد که با انتخاب مناسب پارامترهای لیزر و پلاسمای می‌توان شرایطی فراهم کرد که لیزر در محیط پلاسمای خودکانونی شود. اثر میدان مغناطیسی بر توان بحرانی برای وقوع خودکانونی شدن در بره پلاسمای مغناطیده نیز مورد مطالعه قرار می‌گیرد. نتایج نشان می‌دهد که توان بحرانی در حالتی که قطبش لیزر دایروی راستگرد باشد کمتر از حالتی است که لیزر قطبیده دایروی چپگرد باشد. علاوه بر این می‌توان با انتخاب مناسب پارامترها شرایط بهینه‌ای را تعیین کرد که توان لازم برای وقوع خودکانونی شدن کاهش یابد.

کلمات کلیدی: لیزر، پلاسمای، خودکانونی شدن، حساب وردشی

Laser self-focusing in magnetized plasma slab through calculus of variations

Ghaffari-Oskoei, Sara Sadat^{۱*}, Aghamir, Mojtaba Farzin^۲

۱. Department of Atomic and Molecular Physics, Faculty of Physics, Alzahra University, Tehran, Iran

۲. Department of Physics, University of Tehran, Tehran ۱۴۳۹۹-۵۵۹۶۱, Iran

Abstract:

The phenomenon of laser self-focusing in a magnetized plasma slab is studied. The equations governing laser propagation in this medium are derived through the calculus of variations, and the spot size equation is derived in the case of circular polarized laser. Critical power, which is the minimum power required for the occurrence of self-focusing in magnetized plasma slab, is derived analytically. The results indicate that the laser can be self-focused by appropriate selection of laser and plasma parameters. Effect of magnetic field on critical power is also studied. The results indicate that critical power in right-handed circular polarization is less than the left-hand case. Furthermore, the required power for occurrence of self-focusing can be reduced by appropriate selection of parameters.

Key words: Laser, Plasma, self-focusing, calculus of variations.



۱ - مقدمه:

انتشار لیزر در محیط پلاسما به دلیل کاربردهای متعددی که در ساخت شتابدهنده‌های پلاسمایی، تولید پرتوی ایکس و هم‌جوشی کنترل شده دارد، از اهمیت قابل توجهی برخوردار است [۱-۳]. یکی از پدیده‌هایی که در مباحث برهم‌کنش لیزر و پلاسما مورد توجه است، خودکانونی شدن لیزر در محیط پلاسما است. مطالعات نظری و تجربی نشان داده که اگر توان باریکه لیزری منتشرشونده در محیط پلاسما از مقدار مشخصی (که توان بحرانی نامیده می‌شود) بیشتر باشد، پلاسما مانند یک عدسی همگرا عمل می‌کند و در نتیجه لیزر خودکانونی می‌شود [۴]. خودکانونی شدن لیزر در موفقیت هم‌جوشی کنترل شده نیز مهم خواهد بود [۵]. روش‌های متعددی برای مطالعه این موضوع در محیط پلاسما معرفی شده است [۵]. استفاده از روش حساب وردشی یکی از روش‌هایی است که برای مطالعه انتشار لیزر در محیط پلاسما معرفی شده که در آن از کمینه کردن کنش استفاده می‌گردد. [۶]. در این مقاله، معادلات انتشار لیزر منتشرشونده در بره پلاسمای مغناطیده به روش حساب وردشی به دست آمده و اثر پارامترهای لیزر و پلاسما بر خودکانونی شدن لیزر مورد بررسی قرار می‌گیرد.

۲ - معادلات:

یک باریکه لیزری در بره پلاسمای مغناطیده‌ای که در میدان مغناطیسی $\vec{B} = B\hat{z}$ قرار گرفته، منتشر می‌شود. پتانسیل برداری لیزر $\vec{A}$ از معادله زیر تبعیت می‌کند:

$$(1) \quad -\nabla^2 \vec{A} + \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} = -\frac{e\pi}{c} n e \vec{v}$$

e ، n و $\vec{v}$ به ترتیب بیانگر چگالی، بار و سرعت الکترون‌ها است. حل پیشنهادی معادله (۱) به صورت زیر است:

$$(2) \quad \vec{A} = \frac{1}{\gamma} A e^{i(kz - \omega t)} (\hat{x} + i\sigma \hat{y}) + c.c.$$

ω و k به ترتیب بیانگر فرکانس و عدد موج لیزر است. σ دو مقدار +۱ و -۱ را می‌پذیرد که به ترتیب بیانگر قطبش دایروی راست‌گرد و چپ‌گرد است. A تابع z و t است که در ادامه تابعیت آن با حل معادلات به دست می‌آید. از طرفی، طبق نظریه سیالی پلاسما سرعت الکترون‌های برابر است با:

$$(3) \quad \vec{v} = \frac{e\vec{A}}{mc\gamma(1 - \frac{\sigma\omega_c}{\omega})}$$

که در این رابطه m و ω_c به ترتیب بیانگر جرم و فرکانس سیکلوترونی الکترون است. γ نیز فاکتور نسبیتی لورنتس است که از رابطه زیر تبعیت می‌کند:

$$(4) \quad \gamma = \sqrt{1 + \frac{e^2 |A|^2}{m^2 c^2 (1 - \frac{\sigma\omega_c}{\omega})^2}}$$

در ادامه با معرفی پتانسیل برداری بهنجار شده به صورت زیر:

$$(5) \quad \vec{a} = \frac{-e}{mc^2} \vec{A}$$

استفاده از تغییر متغیر $\tau = t - \frac{z}{v_g}$ و جایگزینی حل پیشنهادی در معادله (۱) به معادله زیر می‌رسیم:



$$(6) \quad [\nabla_{\perp}^2 + 2ik \cdot \frac{\partial}{\partial z} + \left(\frac{1}{v_g^2} - \frac{1}{c^2}\right) \frac{\partial^2}{\partial \tau^2} + \frac{\omega_p^2}{c^2 \left(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega}\right)^2} |a|^2] a = 0$$

برای حل این معادله از روش وردشی استفاده می‌کنیم. چگالی لاگرانژی برابر است با [۶]:

$$(7) L = ik \cdot \left(a \frac{\partial a^*}{\partial z} - a^* \frac{\partial a}{\partial z} \right) + \left(\frac{1}{v_g^2} - \frac{1}{c^2} \right) \frac{\partial a}{\partial \tau} \frac{\partial a^*}{\partial \tau} + \vec{\nabla}_{\perp} a \cdot \vec{\nabla}_{\perp} a^* - \frac{\omega_p^2}{c^2 \left(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega}\right)^2} |a|^2 |a^*|^2$$

در ادامه این تابعیت را برای a در نظر می‌گیریم:

$$(8) \quad a(z, \tau) = \frac{A(z)}{W(z) \sqrt{\tau_L}} e^{-i\phi(z) + i \frac{k \cdot r^2}{2R(z)} + i \frac{\tau^2}{2\eta(\tau)} - \frac{r^2}{2W(z)} - \frac{\tau^2}{2\tau_L}}$$

در این رابطه $W(z)$ ، $\eta(\tau)$ ، $R(z)$ و τ_L به ترتیب بیان گر فاز، شعاع انحناء، چیرپ شدگی، اندازه لکه و طول پالس لیزر است. با جایگزینی حل پیشنهادی در چگالی لاگرانژی و انتگرال گیری روی τ و چگالی لاگرانژی کاهش یافته به دست می‌آید:

$$(9) \quad L = -\sqrt{2} k \cdot A^2 \left(\frac{d\phi}{dz} + \frac{\tau_L^2}{4\eta^2} \frac{d\eta}{dz} + \frac{k \cdot W^2}{4R^2} \frac{dR}{dz} \right) + \left(\frac{1}{v_g^2} - \frac{1}{c^2} \right) \left(\frac{1}{\tau^2} + \frac{\tau^2}{\eta^2} \right) \frac{A^2}{\sqrt{\tau}} + \left(\frac{2}{W^2} + \frac{k \cdot W^2}{4R^2} \right) \frac{A^2}{\sqrt{\tau}} - \frac{\omega_p^2}{c^2 \left(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega}\right)^2} \frac{A^2}{W^2 \tau_L}$$

در ادامه با وردش سه متغیر $R\phi$ و W معادلات زیر می‌رسیم:

$$(10) \quad \frac{dA^2}{dz} = 0$$

$$(11) \quad \frac{W}{R} = \frac{dW}{dz}$$

$$(12) \quad -\frac{k^2}{\sqrt{2}} \frac{A^2 W}{R} \frac{dR}{dz} + \frac{A^2}{\sqrt{2}} \left(-\frac{4}{W^2} + \frac{k^2 W}{R^2} \right) + \frac{\omega_p^2}{c^2 \left(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega}\right)^2} \frac{A^2}{W^2 \tau_L} = 0$$

ترکیب دو معادله (۱۱) و (۱۲) منجر به رابطه زیر خواهد شد:

$$(13) \quad \frac{d^2 W}{dz^2} = -\frac{4}{k^2 W^2} \left(\frac{\sqrt{2} A^2 \omega_p^2}{4 c^2 \tau_L \left(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega}\right)^2} - 1 \right)$$

اگر توان لیزر و توان بحرانی برای خودکانونی شدن لیزر را به ترتیب با P و P_c نمایش دهیم، آن‌گاه می‌توان نشان داد که:

$$(14) \quad \frac{P}{P_c} = \frac{\sqrt{2} A^2 \omega_p^2}{4 c^2 \tau_L \left(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega}\right)^2}$$

که توان بحرانی نیز برابر است با:

$$(15) \quad P_c = \frac{17.4 \omega^2 \left(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega}\right)^2}{\omega_p^2}$$



به عبارت دیگر، اگر توان لیزر بزرگ تر یا مساوی P_{cr} داشته باشد در پلاسما خودکانونی می‌شود. حل معادله (۱۳) به صورت زیر خواهد بود:

$$(16) \quad W = W_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\sqrt{2} A^2 \omega_p^2}{\gamma^2 c^2 \tau_L \left(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega} \right)^2} - 1 \right) \left(\frac{z}{z_R} \right)^2}$$

که در این رابطه z_R برابر با طول ریلی در خلأ است. W_0 نیز بیانگر اندازه لکه لیزر در نقطه ای است که وارد پلاسما می‌شود. اگر بره پلاسما ضخامتی برابر با d داشته باشد، اندازه لکه لیزر هنگامی که از محیط پلاسما خارج می‌شود برابر است با:

$$(17) \quad W_{exit} = W_0 \sqrt{1 - \left(\frac{\sqrt{2} A^2 \omega_p^2}{\gamma^2 c^2 \tau_L \left(1 - \frac{\sigma \omega_c}{\omega} \right)^2} - 1 \right) \left(\frac{d}{z_R} \right)^2}$$

بنابراین پلاسما مانند یک عدسی همگرا عمل می‌کند که فاصله کانونی آن برابر است با:

$$(18) \quad f = \frac{Pd}{P_c \left(1 + \frac{d}{z_R} \right)}$$

پس از این که لیزر از محیط پلاسما خارج شد، اندازه لکه لیزر از رابطه زیر تبعیت می‌کند:

$$(19) \quad \frac{d^2 W}{dz^2} = - \frac{4}{k^2 W^2}$$

بنابراین اندازه لکه در خارج از محیط پلاسما برابر است با:

$$(20) \quad W = W_{exit} \sqrt{1 + \left(\frac{z-d}{z_R} \right)^2 \left(\frac{W_0}{W_{exit}} \right)^4}$$

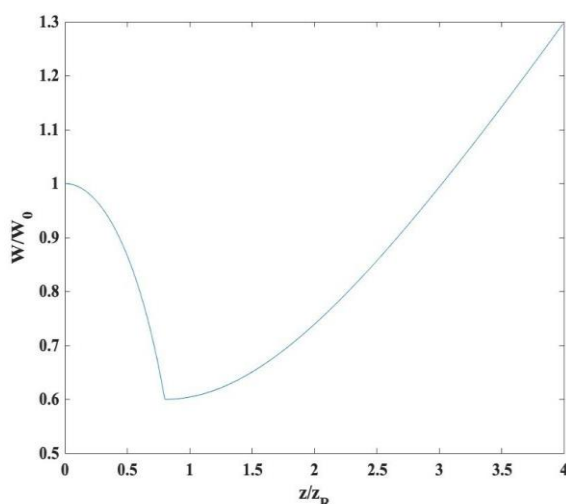
۳ - نتایج:

در این بخش روند تغییرات اندازه لکه لیزر هنگامی که لیزر در بره پلاسما منتشر می‌شود و همچنین هنگام خروج از محیط پلاسما مورد بررسی قرار می‌گیرد. در شکل (۱) اندازه لکه لیزر بهنجارشده $\left(\frac{W}{W_0} \right)$ بر حسب طول بهنجارشده $\left(\frac{z}{z_R} \right)$ رسم شده است. نمودار نشان می‌دهد که وقتی لیزر وارد محیط پلاسما می‌شود، اندازه لکه روند کاهشی دارد که نشان‌گر پدیده خودکانونی شدن لیزر است. بعد از خروج از محیط پلاسما اندازه لکه لیزر روند افزایشی پیدا می‌کند که پدیده پراش را نشان می‌دهد. نکته‌ای که در این جا مورد توجه قرار می‌گیرد، کمینه اندازه لکه لیزر است که به نسبت $\frac{P}{P_c}$ وابسته است. هر عاملی که بتواند $\frac{P}{P_c}$ را افزایش دهد، باعث می‌شود که اندازه لکه لیزر در هنگام خروج از بره پلاسما کمینه شود.

نمودار توان بحرانی بر حسب فرکانس سیلکوترونی بهنجارشده $\left(\frac{\omega_c}{\omega_0} \right)$ در دو قطبش دایروی راست‌گرد و چپ‌گرد در شکل (۲) رسم شده است. نمودارها نشان می‌دهد که اگر لیزر منتشر شونده در بره پلاسمای مغناطیده، قطبیده دایروی راست‌گرد باشد، حداقل توان لیزر برای این که لیزر خودکانونی شود کمتر از حالتی است که قطبش آن چپ‌گرد باشد. نتیجه دیگری که از مقایسه



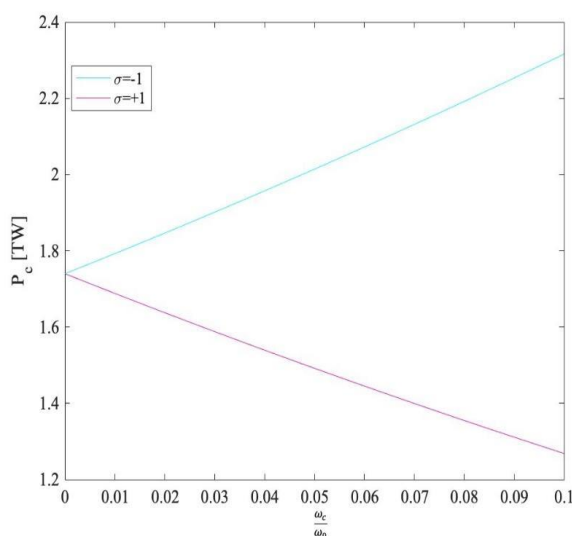
این دو نمودار می‌توان گرفت این است که اگر لیزر قطبیده دایروی راست گرد باشد آن گاه می‌توان با افزایش میدان مغناطیسی شرایطی را فراهم آورد که اندازه لکه لیزر هنگام خروج از محیط پلاسما به حداقل مقدار خود برسد.



شکل (۱) نمودار اندازه لکه لیزر بهنجارشده $(\frac{W}{W_0})$ بر حسب $(\frac{z}{z_R})$ به ازای $\frac{P}{P_{cr}} = 2$ و $d = 0.8z_R$

۴ - بحث و نتیجه‌گیری:

پدیده خودکانونی شدن لیزر در بره پلاسمای مغناطیده به روش حساب وردشی و محاسبه لاگرانژی مورد بررسی قرار گرفت. معادله اندازه لکه لیزر منتشرشونده در محیط پلاسما به دست آمد و حل تحلیلی آن ارائه شد. رفتار نمودار اندازه لکه لیزر نشان داد که با انتخاب مناسب پارامترهای مسأله می‌توان لیزر را در محیط پلاسما خودکانونی کرد. این موضوع بیان‌گر این است که پلاسما می‌تواند امکان انتشار لیزر در فواصل طولانی را فراهم آورد. علاوه بر این، نمودارهای توان بحرانی نشان داد که با افزایش میدان مغناطیسی می‌توان شرایطی را فراهم آورد که حداقل توان لازم برای وقوع پدیده خودکانونی شدن کاهش یابد.



شکل (۲) نمودار توان بحرانی (توان لازم برای وقوع پدیده خودکانونی شدن در پلاسما) بر حسب فرکانس سیکلوترونی

بهنجارشده $(\frac{\omega_c}{\omega_0})$ به ازای $\omega_p = 0.1\omega$ و $\lambda = 1\mu m$



۵ - مراجع:

- [۱] Umstadter, D., ۲۰۰۳. Relativistic laser-plasma interactions. Journal of Physics D: Applied Physics, ۳۶(۸), p.R۱۵۱.
- [۲] Kirkwood, R.K., Moody, J.D., Kline, J., Dewald, E., Glenzer, S., Divol, L., Michel, P., Hinkel, D., Berger, R., Williams, E. and Milovich, J., ۲۰۱۳. A review of laser-plasma interaction physics of indirect-drive fusion. Plasma Physics and Controlled Fusion, ۵۵(۱۰), p.۱۰۳۰۰۱.
- [۳] McKenna, P., Neely, D., Bingham, R. and Jaroszynski, D. eds., ۲۰۱۳. Laser-plasma interactions and applications (pp. ۱۹-۲۱). Berlin: Springer.
- [۴] Esarey, E., Schroeder, C.B. and Leemans, W.P., ۲۰۰۹. Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators. Reviews of modern physics, ۸۱(۳), pp.۱۲۲۹-۱۲۸۵.
- [۵] Esarey, E., Sprangle, P., Krall, J. and Ting, A., ۱۹۹۷. Self-focusing and guiding of short laser pulses in ionizing gases and plasmas. IEEE journal of quantum electronics, ۳۳(۱۱), pp.۱۸۷۹-۱۹۱۴.
- [۶] Ren, C., Duda, B.J., Hemker, R.G., Mori, W.B., Katsouleas, T., Antonsen Jr, T.M. and Mora, P., ۲۰۰۱. Compressing and focusing a short laser pulse by a thin plasma lens. Physical Review E, ۶۳(۲), p.۰۲۶۴۱.



بررسی آنالیز حساسیت تغییرات انرژی پتانسیل اختلالی ناپایداری کینک بر حسب پارامتر بتای نرمال شده در توکامک مرجع (کد مقاله : ۱۲۴۶)

محمد امین جعفرزاده^{۱*}، علی نوروزی آقباش^۲، مهدی آقایی مغانلو^۳، سمیه پیری زاد هجراندوست^۲، افشین ارژنگ
مهر^۴، فرزانه مرادی ضامنجان^۵

۱. گروه فیزیک هسته‌ای، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان

۲. گداحت هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، شرکت فناوری‌های پیشرفته ایران

۳. گروه چرخه سوخت، مهندسی هسته‌ای، شهید بهشتی

۴. گروه کاربرد پرتوها، مهندسی هسته‌ای، شهید بهشتی

۵. گروه مهندسی هسته‌ای، دانشکده فیزیک، دانشگاه اصفهان

چکیده:

تعداد MHD ، تحت تأثیر ناپایداری‌های مختلف از جمله، ناپایداری کینک قرار می‌گیرد. این ناپایداری اکثراً از گرادیان‌های شعاعی جریان و از گرادیان‌های فشار ناشی می‌شود. بررسی مدهای کینک به صورت نظریه‌ی پایداری خطی، طبق قاعده‌ی اصل انرژی محاسبه می‌گردد. در این پژوهش، ناپایداری کینک بر حسب پتانسیل اختلالی δW نظریه‌ی پایداری خطی و بهره‌گیری از پارامتر بتای نرمال شده مورد بررسی قرار می‌گیرد. همچنین، با بررسی آنالیز حساسیت پارامترهای اصلی پلاسما از جمله فشار پلاسما، جریان الکتریکی و میدان مغناطیسی می‌توان به حالت بهینه به منظور کنترل این ناپایداری دست یافت. با استفاده از روش‌های تحلیلی و نرم‌افزار متلب، رابطه‌ی بین این دو پارامتر و نیز تأثیر پارامترهای دیگر بر این رابطه مطالعه می‌شود. براساس نتایج بدست آمده مشخص گردید، با افزایش بیش از حد فشار پلاسما، پایداری سیستم مختل شده و ناپایداری کینک به سمت آشفستگی بیشتر پیش می‌رود. به عنوان مثال، هنگامی که فشار بیش از 10 kPa شود، سیستم دارای گرادیان‌های تند فشار شده و پایداری سیستم کاهش می‌یابد، به نحوی که حتی این گرادیان‌های فشار می‌توانند موجب گسیختگی پلاسما شوند

کلمات کلیدی: پایداری پلاسما، مگنتوهیدرودینامیک، ناپایداری کینک، پارامتر بتای نرمال شده

Investigation of the sensitivity analysis of changes in the disruptive kink instability potential energy as a function of the normalized beta parameter in a reference tokamak

Mohammad Amin Jafarzadeh^{۱*}, Ali Norouzi Aghbash^۲, M.Aghaie^۳, Afshin
Arjangmehr^۴, Somayeh Pirizad Hejrandoost^۲, Farzaneh Moradi Zamenjani^۵

^۱. Department of Nuclear Physics, University of Guilan

^۲. Nuclear Fusion, Advanced Technologies Corporation of Iran, Atomic Energy
Organization of Iran

^۳. Department of fuel cycle, Nuclear Engineering Faculty, Shahid Beheshti
University

^۴. Department of Radiation Application, Shahid Beheshti University

^۵. Department of Nuclear Engineering, Faculty of Physics, University of Isfahan



Abstract:

MHD equilibrium is susceptible to various instabilities, including kink instability. This instability are predominantly driven by current radial gradients and sometimes by pressure gradients. Kink modes are investigated using linear stability theory, based on the energy principle. In this study, the kink instability is investigated in terms of the perturbation potential δW of the linear stability theory and the use of the normalized beta parameter. Also, by examining the sensitivity analysis of the main plasma parameters, including plasma pressure, electric current, and magnetic field, the optimal state can be achieved to control this instability. Using analytical methods and MATLAB software, the relationship between these two parameters and the influence of other parameters on this relationship are studied. Based on the results obtained, it was determined that with an excessive increase in plasma pressure, the stability of the system is disrupted and the kink instability progresses towards further turbulence. For example, when the pressure exceeds 1 kPa , the system has sharp pressure gradients and the stability of the system decreases, so that even these pressure gradients can cause plasma rupture.

Keywords: Plasma Stability, Magnetohydrodynamic, Kink Instability, Normalized Beta Parameter

۱ - مقدمه:

تحلیل تعادل و پایداری که بر اساس مدل تک-سیالی روی می‌دهد، مدل مگنتوهیدرودینامیک (MHD) نام دارد. پایداری پلاسما، به توانایی آن در حفظ تعادل خود در برابر اختلالات اشاره دارد. ناپایداری‌های پلاسما می‌توانند منجر به اختلال در عملکرد دستگاه‌های پلاسما مانند توکامک و حتی گسیختگی آن‌ها شوند. نیروهای ناپایداری‌ساز گرادیان‌های جریان و فشار از اصلی‌ترین عوامل ناپایداری‌ها در توکامک‌ها به حساب می‌آیند. ناپایداری‌های موجود در پلاسمای توکامک به دو گروه مدهای ایده‌آل و مقاومتی تقسیم می‌شوند. اثرات پایداری‌ساز مدهای MHD به خمیدگی خطوط میدان، فشردگی خطوط و انحنای مناسب میدان مربوط می‌شود. یک پارامتر مهم که نقش اساسی در تعیین پایداری توکامک دارد و با q نشان داده می‌شود، ضریب ایمنی است. هر چه مقدار q بزرگ‌تر باشد، توکامک پایدارتر خواهد بود [۱-۳]. با کمک معادلات مگنتوهیدرودینامیک، می‌توان پایداری یا ناپایداری یک تعادل را در برابر اختلالات کوچک بررسی کرد. از روش‌های نظری به‌منظور تعیین پایداری خطی در توکامک‌ها می‌توان به سه روش اصل انرژی، محاسبه‌ی ویژه توابع و ویژه مقادیر و حل معادله‌ی مرزی اشاره نمود [۱-۹]. در اینجا با استفاده از قاعده اصل انرژی، برای تغییرات انرژی پتانسیل اختلالی به یک رابطه‌ی انتگرالی دست می‌یابیم [۱]. مطالعه پارامتریک، روشی سیستماتیک برای بررسی تأثیر تغییرات پارامترهای مختلف بر روی یک سیستم است. در مورد پلاسما، این پارامترها می‌توانند شامل جریان پلاسما، میدان مغناطیسی، فشار الکتریکی، بتای چنبره‌ای و بتای نرمال‌شده باشند. هر یک از این پارامترها نقش مهمی در تعیین پایداری پلاسما ایفا می‌کنند. با تغییر هر یک از پارامترها و مشاهده تغییرات در رفتار پلاسما، می‌توان به درک بهتری از مکانیسم‌های پایداری و ناپایداری دست یافت.

در این پژوهش، جهت رفع چالش‌های یادشده، شبکه مولد تقابلی Pix2Pix با استفاده از داده‌های PET مغز بالینی تصحیح‌شده و تصحیح‌نشده آموزش می‌بیند. این نرم‌افزار به‌گونه‌ای طراحی شده است که قادر به تصحیح تصاویر خام PET مغز بدون نیاز به داده‌های اضافی (مانند CT یا MRI) و ارائه نتایج اصلاح‌شده است.

۲ - روش کار:

قوی‌ترین نوع ناپایداری‌ها در توکامک شامل مواردی هستند، که توسط مدل MHD توصیف می‌شوند. قاعده‌ی موجود برای تعیین پایداری سیستم پلاسما در اثر وقوع اختلال در حالت تعادل، روش اصل انرژی نام دارد. این اصل، به تغییرات انرژی پتانسیل ناشی از جابه‌جایی اختلالی پلاسما اشاره داشته و توسط معادلات MHD و نظریه پایداری خطی تعیین می‌شود. تغییر انرژی توسط جابه‌جایی پلاسما (x) ، از انتگرال حجمی زیر حاصل می‌شود:



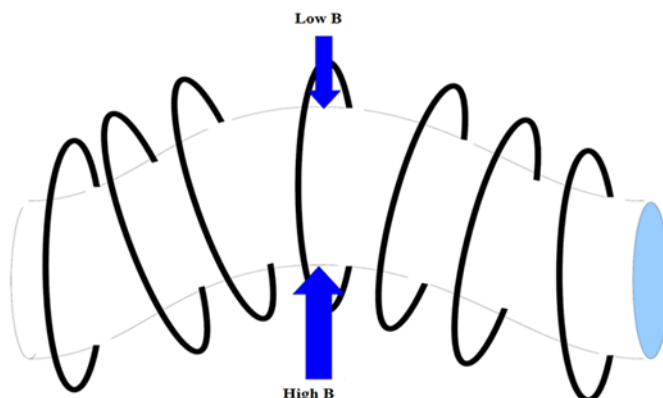
$$W = -\frac{1}{2} \int_{\Omega} \xi \cdot F d\tau \quad (1)$$

که F نیروی ناشی از جابه‌جایی است و با انتگرال‌گیری و ساده‌سازی، رابطه کلی زیر حاصل می‌شود:

$$W = \frac{1}{2} \int_{Plasma} p \cdot (\nabla \cdot \xi)^2 + (\xi \cdot \nabla p) \nabla \cdot \xi + \frac{1}{\mu} B_1^2 - j \cdot (B_1 \times \xi) d\tau \quad (2)$$

$$+ \int_{vacuum} \frac{(B_v^2)}{2\mu} d\tau$$

اگر δW به ازای مقادیر ξ ، منفی باشد، پلاسما ناپایدار و از طرفی اگر δW به ازای تمام مقادیر مجاز ξ ، مثبت باشد، پلاسما پایدار خواهد بود [۱]. ناپایداری کینک، قوی‌ترین نوع ناپایداری MHD از نظر پتانسیلی می‌باشد. این ناپایداری، به مد پیش‌پیشی معروف است، چرا که موجب پیچ خوردن سطوح شار مغناطیسی و مرز پلاسما، برخورد پلاسما با دیواره و فروپاشی پلاسما می‌شود. این نوع از ناپایداری توسط گرادیان‌های جریان در بتاهای پایین و نیز گرادیان‌های فشار در بتاهای بالا ایجاد می‌شود. به دلیل گرادیان جریان، یک انحنای کوچکی در ستون پلاسما ایجاد می‌شود. همانطور که در شکل ۱ آورده شده است، در لبه‌های داخلی پلاسما، نسبت به لبه‌های بیرونی، خطوط میدان به یکدیگر نزدیک‌تر می‌باشند. بنابراین، میدان در این نواحی، قوی‌تر است. این نزدیکی خطوط در نواحی مربوط به لبه‌های داخلی، موجب تقویت فشار نسبت به نواحی بیرونی لبه می‌شود. به دلیل کاهش میدان و فشار در لبه‌های بیرونی پلاسما، عدم تعادل در ستون پلاسما ایجاد شده و موجب رشد اختلالات و خمیدگی بیشتر ستون پلاسما می‌گردد. در نهایت، در صورت عدم کنترل این ناپایداری، پلاسما با دیواره برخورد کرده و موجب فروپاشی پلاسما می‌شود. [۱-۳]



شکل ۱: ستون پلاسمای حاصل از ناپایداری کینک

تغییرات انرژی پتانسیل ناشی از جابه‌جایی برای ناپایداری کینک به ازای اختلالات کوچک با توجه به معادله (۲)، به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$\delta W = \frac{\pi^2 B_\phi^2}{\mu R} \left\{ \int_0^a \left[\left(r \frac{d\xi_r}{dr} \right)^2 + (m^2 - 1) \xi_r^2 \right] \left(\frac{n}{m} - \frac{1}{q_a} \right)^2 r dr \right. \quad (3)$$

$$\left. + \left[\frac{r}{q_a} \left(\frac{n}{m} - \frac{1}{q_a} \right) + (1 + m\lambda) \left(\frac{n}{m} - \frac{1}{q_a} \right)^2 \right] a^2 \xi_r^2 \right\}$$



که در آن B_ϕ میدان مغناطیسی، R شعاع اصلی، a شعاع پلاسما، ξ_r جابه‌جایی پلاسمای اختلالی، m عدد مُد قطبی و n عدد مُد چنبره‌ای هستند. q_a ضریب ایمنی لبه و λ اثر پایداری دیواره هستند. معادله‌ی (۳)، پایداری را به‌ازای پروفایل‌های جریان نشان می‌دهد. این معادله، به‌دلیل اینکه مشخص گردد چقدر به مرز پایداری پلاسما نزدیک شده است، برحسب پارامتری به نام بتای نرمال شده β_n نوشته می‌شود. پارامتر بتای نرمال شده به‌صورت زیر محاسبه می‌شود: [۱۰]

$$\beta_n = \frac{\beta_{toroidal}}{\frac{I}{aB_\phi}}, \quad \beta_{toroidal} = \frac{P_{plasma}}{P_{magnetic}} = \frac{\mu P}{B_\phi^2} \quad (4)$$

معادله‌ی (۳) را که برحسب پروفایل جریان است، با تبدیل زیر، برحسب β_n می‌توان نشان داد:

$$q_a = \frac{\pi a}{\mu R \beta_{toroidal}} \beta_n \quad (5)$$

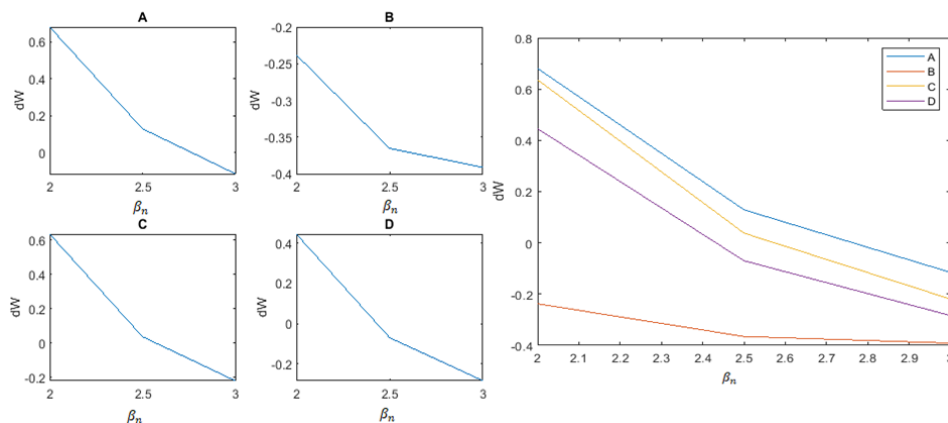
۳- بحث و نتیجه‌گیری:

فرض بر این است که اختلالات به صورت $\xi = r^{m-1}$ تغییر می‌کنند [11]. با جاگذاری داده‌های موجود جدول (۱) در رابطه‌ی (۳) برحسب پارامتر بتای نرمال شده، تغییرات δW برحسب پارامتر β_n نمایش داده می‌شود. مقادیر چهار حالت (تخلیه) مختلف، در جدول (۱) آورده شده است. [10]

جدول ۱: پارامترهای عملیاتی توکامک مرجع به ازای چهار تخلیه مختلف

پارامتر	A	B	C	D
β_n	۲.۳۹٪	۴.۳۳٪	۶.۸۴٪	۶.۴٪
β_t	۶.۷۰٪	۴.۳۹٪	۴.۹۵٪	۴.۵۵٪
$I_p(MA)$	۰.۷۶۳	۰.۲۶۳	۰.۳۸۵	۰.۳۹۳
$B_t(T)$	۰.۴۶	۰.۵۰	۰.۴۷	۰.۴۶
$R(m)$	۰.۸۲	۰.۷۹	۰.۸۳	۰.۸۶
$a(m)$	۰.۵۸	۰.۵۳	۰.۵۸	۰.۶۰

در شکل ۲، تصاویر هر کدام از تخلیه‌های مختلف آورده شده است. مشاهده می‌شود به ازای افزایش پارامتر بتای نرمال شده، پتانسیل سیستم کاهش یافته و سیستم رو به سمت ناپایداری پیش می‌رود. با توجه به مطالعات قبلی، نشان داده می‌شود که روند کاهش پتانسیل به ازای افزایش پارامتر بتای نرمال شده، درست می‌باشد [12]. حالت B اساساً ناپایدار بوده چرا که در این حالت، فشار بسیار پایین می‌باشد.

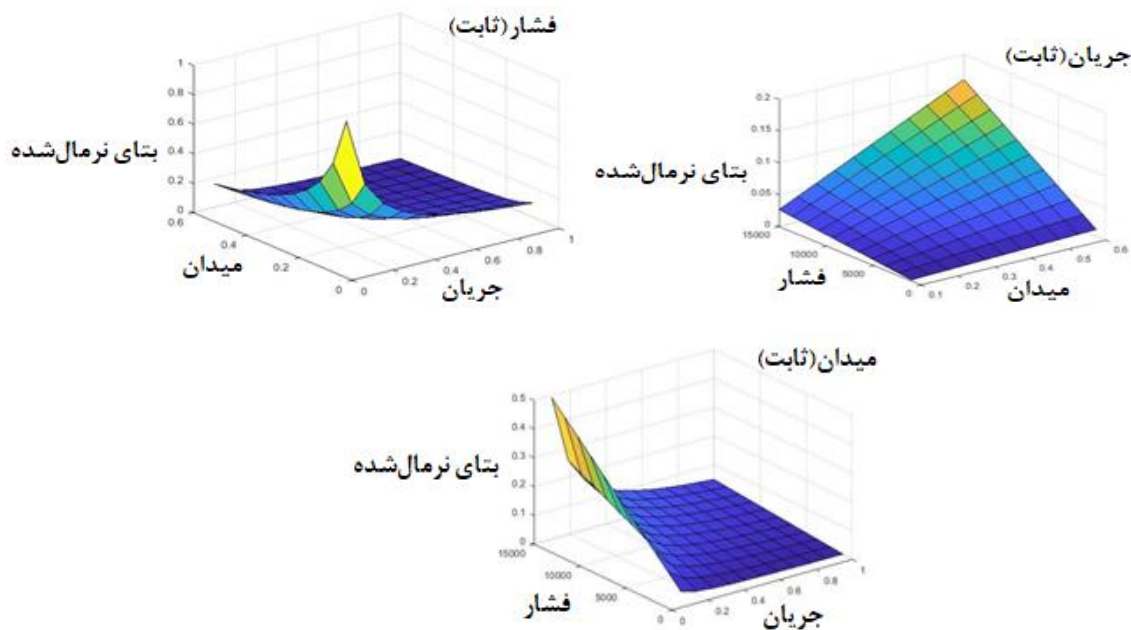


شکل ۲: تغییرات انرژی پتانسیل به‌ازای چهار حالت مختلف برحسب پارامتر بتای نرمال شده و فرم کلی آن

برای بررسی آنالیز حساسیت پارامتر بتای نرمال شده، سه حالت در نظر گرفته می‌شود.

- فشار ثابت، $p_{cte} = ۵.۹۱ kpa$ (جریان پلاسما و میدان مغناطیسی تغییر می‌کنند).
- جریان پلاسما ثابت، $I_p = ۱ MA$ (فشار و میدان مغناطیسی تغییر می‌کنند).
- میدان مغناطیسی ثابت، $B_\phi = ۰.۵ T$ (جریان پلاسما و فشار تغییر می‌کنند).

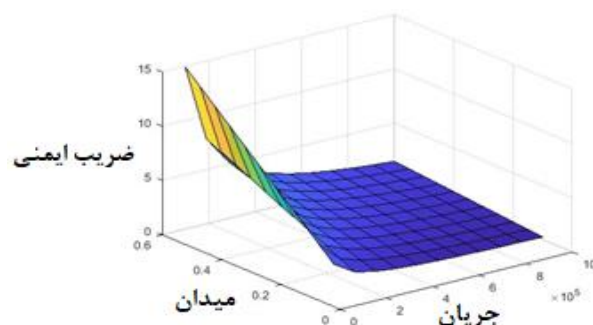
در شکل ۳، نمودارهای سه بُعدی هر سه حالت نشان داده شده است.



شکل ۳: تغییرات پارامتر بتای نرمال شده بر اساس تحولات وابسته به پلاسما



در شکل ۴، تغییرات پارامتر ضریب ایمنی بر حسب جریان و میدان مغناطیسی نشان داده است.



شکل ۴: تغییرات پارامتر ضریب ایمنی لبه به ازای تحولات پارامتریک پلاسما

به عنوان نمونه، در حالت فشار ثابت، شکل ۳-الف، بیشینه مقدار بتای نرمال شده در مرکز نمودار یعنی جایی که مقادیر جریان و میدان به حداقل مقدار خود برسند، یعنی به عنوان مثال، به ازای جریان 100 kA و میدان 0.1 T مشاهده می شود، به عبارتی دیگر یعنی، فشار ذرات پلاسما نسبت به فشار مغناطیسی حداکثر می شود. کمینه مقدار آن در لبه های نمودار است یعنی جایی که مقادیر جریان و میدان به حداکثر مقدار خود (جریان 900 kA و میدان 0.5 T) می رسند. به طور کلی، می توان نتیجه گرفت که مقدار بتا در یک پلاسما به طور مستقیم با فشار پلاسما و به طور معکوس با میدان مغناطیسی و نیز جریان پلاسما ارتباط دارد. با تغییرات پارامترهای اصلی پلاسما یعنی جریان و میدان، می توان پارامتر بتا را تغییر داد و در نتیجه، خواص پلاسما را کنترل نمود.

۴- نتایج :

با تغییر مقادیر مختلف در کد، می توان شرایط بهینه را برای کاهش ناپایداری کینک شناسایی نمود. به طور تجربی (تحلیلی با استفاده از کد)، بین پارامتر بتای نرمال شده و پتانسیل اختلالی کینک، رابطه ای عکس وجود دارد. نتایج نشان می دهند که با کنترل پارامتر بتای نرمال شده، می توان ناپایداری کینک را کاهش داد. این امر می تواند به بهبود عملکرد دستگاه گداخت کمک کند. اطلاعات بدست آمده از این پژوهش، می تواند در طراحی دستگاه های گداخت هسته ای (توکامک) پایدارتر و کارآمدتر مورد استفاده قرار گیرد. با کاهش ناپایداری کینک، محصورشدگی پلاسما بهبود یافته و در نتیجه، بازدهی توکامک افزایش می یابد.

۵- مراجع :

- [۱] John. Wesson and et al., "Tokamaks", Clarendon Press, Oxford (۲۰۰۴).
- [۲] J.P. Freidberg, "Ideal magnetohydrodynamics," Plenum Press, New York (۱۹۸۷).
- [۳] J.P. Freidberg, "Plasma physics and fusion energy," Cambridge University Press, Cambridge (۲۰۰۷).
- [۴] T.J. Dolan, "Fusion Research," rev. ed, Pergamon Press (۲۰۰۱).
- [۵] W.M. Stacey, "Fusion Plasma Physics," Wiley-VCH Press (۲۰۰۵).
- [۶] G. Bateman, "MHD Instabilities," MIT Press, Cambridge (۱۹۷۸).
- [۷] R.O. Dendy, "Plasma Physics: An Introductory Course," Cambridge University Press (۱۹۹۳).

- [۸] K. Miyamoto, “Controlled Fusion and Plasma Physics,” Taylor & Francis, New York (۲۰۰۷).
- [۹] K. Miyamoto, “Plasma Physics for Nuclear Fusion,” MIT, Cambridge (۱۹۸۰).
- [۱۰] M. J. Hole and et al., “Ideal MHD stability of the MAST”, (۲۰۰۵).
- [۱۱] H. J. Blank., “MHD instabilities in tokamaks”, (۲۰۱۲).
- [۱۲] J W Berkery and et al., “Projected Global Stability of High Beta MAST-U Spherical Tokamak Plasmas”, (۲۰۲۰).



مطالعه‌ی تحلیلی آهنگ رشد ناپایداری ویبل با رویکرد افروزش سریع در همجوشی

مغناطیسی-لختی در حضور گرادیان میدان مغناطیسی (کد مقاله : ۱۲۴۷)

افتخاری، سیدمحمد* - مهدوی، محمد - قهرمانی زرج آباد، مهدیه

۱. دانشگاه مازندران، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک

چکیده:

ناپایداری ویبل یکی از ناپایداری‌های اساسی در محیط پلاسما است که نقش مهمی را در توقف الکترون‌های داغ و مکانیزم نهشت انرژی در فرآیند همجوشی بازی می‌کند. در سال‌های اخیر، استفاده از رویکرد همجوشی به روش مغناطیسی-لختی (MIF) به دلیل استفاده از میدان مغناطیسی و کاهش انرژی لیزر جهت فشردن مورد توجه قرار گرفته است. در این روش، رسانش حرارتی الکترون کاهش می‌یابد و در نتیجه باعث افزایش دمای لکه‌ی داغ در نرخ تراکم پایین‌تر در مقایسه با ICF می‌شود. در این پژوهش در یک محیط پلاسمای مغناطیده و در حضور میدان الکتریکی خارجی، با در نظر گرفتن گرادیان چگالی و گرادیان میدان به طور همزمان آهنگ رشد ناپایداری ویبل مورد بررسی قرار داده شده است. نتایج بدست آمده نشان می‌دهند که افزایش گرادیان میدان مغناطیسی منجر به کاهش آهنگ رشد ناپایداری ویبل و افزایش ناهمسانگردی دمایی، باعث رشد ناپایداری می‌گردد. همچنین نشان داده شده است که با دو برابر شدن گرادیان میدان در یک گرادیان چگالی ثابت، آهنگ رشد حداکثری ناپایداری ویبل، حدود ۳۰٪ کاهش می‌یابد.

کلمات کلیدی: ناپایداری ویبل، لکه داغ، رسانش حرارتی، همجوشی مغناطیسی-لختی (MIF)

Analytical study of growth rate of Weibel instability with fast ignition approach in inertial-magnetic fusion in the presence of magnetic field gradient

Eftekhari, Seyed Mohammad*, Mahdavi, Mohammad, Ghahramani Zaraj Abad, Mahdieh

۱. University of Mazandaran, Faculty of Sciences, Department of Physics

Abstract:

Weibel instability is one of the fundamental instabilities in the plasma region that plays an important role in the stopping of hot electrons and the energy deposition mechanism in the fusion process. In recent years, the use of the magnetic-inertial fusion (MIF) approach has been considered due to the use of a magnetic field and reduced laser energy for compression. In this method, the electron thermal conductivity is reduced, which results in an increase in the hot spot temperature at a lower compression rate compared to ICF. In this study, the growth



rate of Weibel instability has been investigated in a magnetized plasma region and in the presence of an external electric field, considering the density gradient and the field gradient simultaneously. The results show that increasing the magnetic field gradient leads to a decrease in the growth rate of the Weibel instability and increasing the temperature anisotropy causes the instability to grow. It has also been shown that by doubling the field gradient at a constant density gradient, the maximum growth rate of the Weibel instability decreases by about 30%.

Key words: Weibel instability, Hot-spot, Thermal conductivity, Magnetic-Inertial Fusion (MIF)

۱ - مقدمه:

همجوشی مغناطیسی-لختی یا $MIF^{۶۱}$ ترکیبی از همجوشی به روش محصورشدگی لختی ($ICF^{۶۲}$) و همجوشی محصورشدگی مغناطیسی ($MCF^{۶۳}$) است. مزیت کلیدی استفاده از این روش نسبت به ICF ، این است که رسانش حرارتی الکترون به عنوان یک عامل اتلاف انرژی کاهش می‌یابد و علاوه بر آن، گرمایش سوخت توسط ذرات آلفا افزایش می‌یابد. در نتیجه به توان ورودی کمتری توسط راه‌انداز احتیاج است که منجر به افزایش بهره انرژی خواهد شد. در این طرح با استفاده از رهیافت افروزش سریع^{۶۴} و استفاده از دو راه‌انداز جداگانه، درحالی که ساچمه سوخت در یک میدان مغناطیسی از پیش تولید شده خارجی قرار دارد، سوخت به مرحله افروزش می‌رسد [۳-۱].

همواره انتشار باریکه الکترون نسبیتی در پلاسما، همراه با تولید میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی است که بر روی چگالی ذرات پلاسما، مقاومت پلاسما و انتشار باریکه الکترونی تاثیر می‌گذارد. جریان آلفا در حد نسبیتی دارای مقدار $I_A = 17\beta\gamma(kA)$ است. که در این رابطه، γ ضریب لورنتز باریکه است. وقتی جریان باریکه‌ی الکترونی در پلاسما بزرگتر از جریان آلفا شود، الکترون‌ها توسط میدان مغناطیسی در لبه باریکه‌ی الکترونی چرخیده و در خلاف جهت منتشر می‌شوند و جریان برگشتی تولید می‌شود [۳]. وقتی که باریکه الکترونی وارد ناحیه پلاسما می‌شود، جریان برگشتی را برای خنثی کردن جریان سیستم باریکه-پلاسما تحریک می‌کند که منجر به سه ناپایداری شناخته شده می‌شود: دو جریانه، رشته شدگی، و ناپایداری ویبل. این ناپایداری‌ها می‌توانند در برخورد باریکه تاثیر بگذارند و منجر به گرمایش غیرعادی ساچمه سوخت شوند [۱، ۲]. ناپایداری ویبل که یک ناپایداری الکترومغناطیسی ناشی از ناهمسانگردی دما است، نقشی حیاتی در چندین پدیده اختربیزیکی، پلاسمای کوانتومی چگال و آزمایش‌های همجوشی لیزر ایفا می‌کند [۴].

ناهمسانگردی دما ($T_{\perp} \neq T_{\parallel}$)، علت اصلی ناپایداری ویبل در نظر گرفته می‌شود. این نوع ناپایداری، برای اولین بار در سال ۱۹۵۹ توسط ویبل با استفاده از تابع توزیع الکترون بی-ماکسولی در یک پلاسمای تقریباً همگن توصیف شد [۵]. در ادامه

^{۶۱} Magneto Inertial Fusion

^{۶۲} inertial confinement fusion

^{۶۳} magnetic confinement fusion

^{۶۴} fast ignition



دیویدسون و همکاران مشاهده کردند که ناپایداری ویبل (W_I) را می‌توان در پلاسمای غیرمغناطیسه با کمک ناهمسانگردی انرژی جنبشی و حرکت جریان مخالف ایجاد کرد [۶]. در مقاله‌ای که توسط مهدوی و خانزاده در سال ۲۰۱۴ منتشر شد، نشان داده شد که کاهش ناهمسانگردی دما (η) با ضریب ۱۰۰ و افزایش پارامتر نسبیتی با ضریب ۳، می‌تواند منجر به کاهش ۸۸ درصدی آهنگ رشد ناپایداری گردد [۱]. در یک محیط پلاسمای جفت شده قوی، در نظر گرفتن اثر برخورد و افزایش اثرات کوانتومی (مقادیر بزرگتر از $R = \hbar k / 2m_e v_{\parallel}$)، منجر به کاهش آهنگ رشد ناپایداری ویبل می‌شود. همچنین در صورتی که تابع توزیع باریکه‌ی الکترونی به صورت بی-ماکسولی باشد، آهنگ رشد ناپایداری ویبل، بزرگتر از حالتی است که تابع توزیع به صورت شبه دلتا است [۷، ۸].

در فرآیند همجوشی به روش محصورشدگی لختی، مطابق با نتایج بدست آمده، آهنگ رشد ناپایداری ویبل در نزدیکی ناحیه نسبیتی کرونی سوخت ($\eta > 0.3$)، با افزایش پارامتر نسبیتی (γ)، افزایش می‌یابد. در نزدیکی هسته، برای مقادیر $\gamma < 6$ ، اثر برخورد و گرادیان چگالی تمایل به تثبیت ناپایداری ویبل در هسته سوخت دارد. از این رو می‌توان شرایط مناسب نهشت انرژی باریکه الکترون نسبیتی در هسته سوخت را با تعیین شدت باریکه، پارامتر نسبیتی، مدیریت فرکانس برخورد در هر درجه از گرادیان چگالی سوخت و آهنگ رشد ناپایداری ویبل، تعیین کرد [۴]. آهنگ رشد ناپایداری ویبل، با افزایش پارامتر برخورد که معادل با افزایش دمای پلازما است، افزایش می‌یابد و خواص نسبیتی ذره منجر به افزایش آهنگ رشد ناپایداری می‌شود و میدان مغناطیسی زمینه، منجر به کاهش آهنگ رشد ناپایداری ویبل می‌شود [۹].

در مقاله منتشر شده از کومار و گوپتا در سال ۲۰۲۲، ناپایداری الکترومغناطیسی ویبل در پلاسمای الکترون-یون ناهمسانگرد فضایی مورد بررسی قرار گرفته است. ناپایداری ویبل به دلیل ناهمسانگردی دمایی الکترون‌ها و یون‌های پلازما (حضور یون‌های گرم و سرد)، نشان می‌دهند که افزودن یون‌های سرد ناپایداری را تثبیت می‌کند و مقادیر حداکثر آهنگ رشد را کاهش می‌دهد، در حالی که افزودن یون‌های گرم به پلازما، ناپایداری را افزایش می‌دهد و این در حالی است که کاهش قابل توجهی در دامنه ناپایداری رخ می‌دهد [۶].

در جدیدترین پژوهش‌های انجام شده در زمینه ناپایداری ویبل، آهنگ رشد ناپایداری ویبل نسبیتی در محیط همجوشی لختی-مغناطیسی MIF، با استفاده از مدل برخورد کروک مورد بررسی قرار گرفته است. در این مدل، ابتدا با استفاده از معادله نسبیتی فوکر-پلانک، معادله پراکندگی در فرکانس پایین حل شده و آهنگ رشد ناپایداری ریلی تیلور از آن استنباط گردیده است. نتایج اصلی بدست آمده این است که عکس تابش ترمزی برمشترلانگ، به تنهایی به کاهش ناپایداری ویبل کمک می‌کند [۴].

۲ - روش کار:

یک پلاسمای شبه-نامتناهی ناهمگن که به وسیله میدان مغناطیسی خارجی محصور شده است را در نظر می‌گیریم. با توجه به اینکه محیط پلاسمای ما یک محیط مختل شده است، می‌توان در نظر گرفت که کاهش چگالی پلازما در جهت محور x ، در تعادل با میدان مغناطیسی است که در جهت x افزایش می‌یابد. برای این سیستم، تابع توزیع الکترون را می‌توان به صورت زیر توصیف نمود [۱۰].



$$f_{\alpha 0} = \left(\frac{m}{2\pi kT} \right)^{\frac{3}{2}} \exp \left(-\frac{m_{\alpha} v^2}{2kT_{\alpha}} \right) \left[1 - \varepsilon' \left(x + \frac{v_y}{\omega_{c\alpha}} \right) \right]$$

در حالی که در رابطه (۱)، m_{α} و v به ترتیب، جرم و سرعت الکترون و x عمق نفوذ در ساچمه سوخت است. همچنین

$$\varepsilon'_{\alpha} = -\frac{1}{f_{\alpha 0}} \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial x} \quad \omega_{c\alpha} = \frac{q_{\alpha} B_0}{m_{\alpha} c} \quad \text{گرادیان چگالی و فرکانس سیکلوترونی است. میدان مغناطیسی هم با گرادیانی به صورت}$$

زیر تغییر می‌کند.

$$\vec{B}_0 = B_0(1 + \varepsilon x)\hat{z}$$

$$\varepsilon = -\frac{1}{B_0} \frac{dB_0}{dx} \quad \text{که گرادیان میدان مغناطیسی است.}$$

برای یک پلاسمای بدون برخورد که در آن می‌توان از حرکت یون‌های سنگین در زمان اوج ناپایداری چشمپوشی کرد، معادلات

$$f_{\alpha 0} = f_{\alpha 0}(v_{\perp}^2, v_z) \left[1 - \varepsilon' \left(x + \frac{v_y}{\omega_{c\alpha}} \right) \right]$$

ولاسوف-ماکسول، برای یک تابع توزیع الکترونی که دارای گرادیان میدان در جهت محور مختصات و شامل میدان الکترونیکی $\vec{E} = E_1 \hat{x}$ و میدان مغناطیسی $\vec{B} = (B_0 + B_1)\hat{y}$ است، فرمی به شکل زیر دارند [۱۰]:

$$\left(\frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \vec{\nabla} + \frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \frac{\vec{v} \times \vec{B}_0}{c} \cdot \vec{\nabla}_v \right) f_{\alpha 1} = -\frac{q_{\alpha}}{m_{\alpha}} \left(\vec{E}_1 + \frac{\vec{v} \times \vec{B}_1}{c} \right) \cdot \vec{\nabla}_v f_{\alpha 0}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t}$$

در حالی که در روابط (۳-۵)، c سرعت نور، q_{α} و m_{α} به ترتیب، بار و جرم الکترون و J چگالی جریان است. با در نظر گرفتن یک اختلال کوچک به فرم $\exp[i(kx - \omega t)]$ و با استفاده از تبدیل فوریه، معادله‌ی پاشندگی در فضای سرعت برای حالت بیان شده در پلاسمای مغناطیده و بدون برخورد به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$\omega^2 - c^2 k^2 + 2\pi \omega_j^2 \iint v_{\perp}^3 \left[\left(1 - \frac{kv_{\parallel} B_0}{(\omega - v_{\parallel} k) B_1} \right) \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial v_{\perp}^2} + \pi \omega_j^2 \iint \frac{v_{\perp}^3}{\omega - v_{\parallel} k} \frac{k(B_0 + B_1)}{B_1} \frac{\partial f_{\alpha 0}}{\partial v_z} \right] dv_{\perp} dv_{\parallel} = 0$$



که در رابطه (۶)، ω فرکانس موج ناپایدار و $\omega_j = 4\pi q_\alpha^2 / m_\alpha$ فرکانس پلاسمای الکترون است در حالی که در این رابطه n_α چگالی الکترون‌ها و k نشان‌دهنده‌ی موج است. مطابق با مدل ما، با جداسازی راستای عمود و موازی نسبت به جهت انتشار باریکه، تابع توزیع الکترون به صورت زیر نوشته می‌شود.

$$f_{\alpha 0} = \left(\frac{m}{2\pi k T_\perp} \right) \left(\frac{m}{2\pi k T_\parallel} \right)^{\frac{1}{2}} \left[1 - \varepsilon' \left(x + \frac{v_\perp}{\sqrt{2\omega_{\alpha}}} \right) \right] \exp \left(-\frac{m_\alpha v_\perp^2}{2k T_\perp} \right) \exp \left(-\frac{m_\alpha v_\parallel^2}{2k T_\parallel} \right)$$

در حالی که در رابطه (۷)، $v_\perp$ و $v_\parallel$ به ترتیب سرعت الکترون‌ها در راستای عمود و موازی و همچنین $T_\perp$ و $T_\parallel$ نشان‌دهنده‌ی دما در راستای عمود و موازی است.

با قرار دادن تابع توزیع رابطه ۷ در معادله پاشندگی (رابطه ۶) و تعریف $\alpha_\perp = m/2kT_\perp$ و $\alpha_\parallel = m/2kT_\parallel$ ، معادله‌ی پاشندگی به صورت زیر بدست می‌آید.

$$\begin{aligned} \omega^2 - c^2 k^2 + 2\omega_j^2 \frac{\alpha_\perp \alpha_\parallel^{0.5}}{\sqrt{\pi}} \iint \left[\frac{-\varepsilon'}{2\sqrt{2\omega_{\alpha}}} - \alpha_\perp (1 - \varepsilon' x - \frac{\varepsilon' v_\perp}{\sqrt{2\omega_{\alpha}}}) \right] \exp(-\alpha_\perp v_\perp^2) \exp(-\alpha_\parallel v_\parallel^2) dv_\perp dv_\parallel \\ - 2\omega_j^2 \frac{\alpha_\perp \alpha_\parallel^{0.5}}{\sqrt{\pi}} \frac{B_0}{B_1} \iint \frac{kv_\perp^3 v_\parallel}{\omega - v_\parallel k} \left[\frac{-\varepsilon'}{2\sqrt{2\omega_{\alpha}}} - \alpha_\perp (1 - \varepsilon' x - \frac{\varepsilon' v_\perp}{\sqrt{2\omega_{\alpha}}}) \right] \exp(-\alpha_\perp v_\perp^2) \exp(-\alpha_\parallel v_\parallel^2) dv_\perp dv_\parallel \\ - 2\omega_j^2 \frac{\alpha_\perp \alpha_\parallel^{1.5}}{\sqrt{\pi}} \left(1 + \frac{B_0}{B_1} \right) \iint \frac{kv_\perp^3 v_\parallel}{\omega - v_\parallel k} \left[1 - \varepsilon' x - \frac{\varepsilon' v_\perp}{\sqrt{2\omega_{\alpha}}} \right] \exp(-\alpha_\perp v_\perp^2) \exp(-\alpha_\parallel v_\parallel^2) dv_\perp dv_\parallel = 0 \end{aligned}$$

انتگرال‌های رابطه (۸) را، در حالی که $y = \sqrt{m/2kT_\parallel} v_\parallel$ و همچنین تعریف تابع $Z(\eta)$ به

$$Z(\eta) \equiv (1/\sqrt{\pi}) \int \frac{e^{-y^2}}{y - \eta} dy$$

صورت حل می‌کنیم. ناپایداری‌های غیر رزونانسی همچون ناپایداری ویبل باید تابعی از فرکانس پراکندگی پلاسما تعریف شوند تا سرعت رشد حالت‌های ناپایدار، بزرگتر از فرکانس نوسان آنها باشد. برای فرکانس‌های بزرگ تابع پراکندگی پلاسما، معادله (۸) فقط شامل گزاره‌های حقیقی است که قادر به نمایش نرخ رشد و فرکانس نوسان نیستند. بنابراین در محدوده فرکانس‌های پایین $|ck| \ll |\omega|$ ، که $\eta \ll 1$ است، $Z(\eta)$ را به صورت زیر تقریب زد[۹].

$$Z(\eta) \approx -2\eta + i\sqrt{\pi} \exp(-\eta^2)$$

با توجه به اینکه ناپایداری ویبل یک موج فرکانسی کوتاه است، جمله $i\sqrt{\pi} \exp(-\eta^2)$ به صفر میل می‌کند و با قرار دادن جملات حقیقی برابر با صفر، آهنگ رشد ناپایداری ویبل به صورت زیر بدست می‌آید.

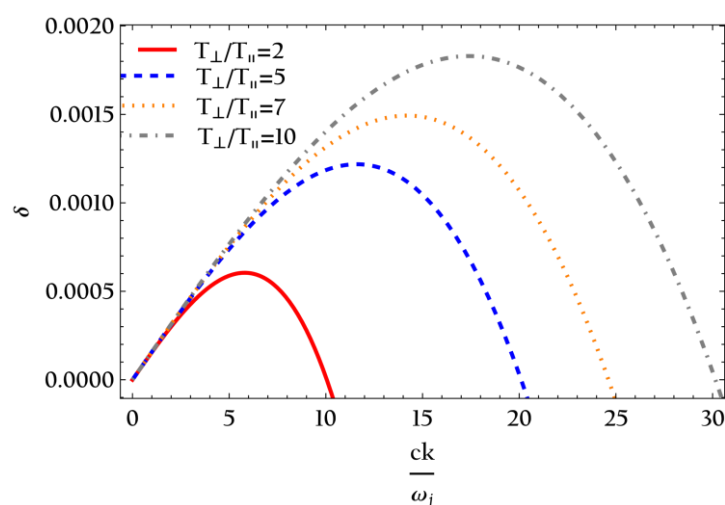


$$\frac{\omega_m}{\omega_j} = \frac{-\frac{c^3 k^3}{\omega_j^3} + \frac{ck}{\omega_j} \left(1 + \frac{B_0}{B_1}\right) \left[\frac{\varepsilon' \sqrt{\pi}}{2\sqrt{2}\omega_{ca}} \alpha_{\perp}^{0.5} + (1 - \varepsilon'x) \left(\frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} - 1 \right) - \frac{3\varepsilon' \sqrt{\pi}}{4\sqrt{2}\omega_{ca}} \frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}^{1.5}} \right]}{\frac{B_0}{B_1} \left[\frac{\varepsilon' \pi c}{2\sqrt{2}\omega_{ca}} \left(\frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} \right)^{0.5} - \sqrt{\pi} \alpha_{\parallel}^{0.5} (1 - \varepsilon'x) c \right] + \left(1 + \frac{B_0}{B_1}\right) \left[\frac{\alpha_{\parallel}^{1.5} (1 - \varepsilon'x) \sqrt{\pi} c}{\alpha_{\perp}} - \frac{3\varepsilon' \pi}{4\sqrt{2}\omega_{ca}} \left(\frac{\alpha_{\parallel}}{\alpha_{\perp}} \right)^{1.5} \right]}$$

در رابطه (۱۰) آهنگ رشد نسبی ناپایداری الکترومغناطیسی ویبل بر حسب متغیرهای فیزیکی محیط پلاسما بیان شده است. با توجه به حدود تغییرات متغیرهای محیط پلاسما وابستگی عوامل موثر بر آهنگ رشد ناپایداری در ادامه قابل تجزیه و تحلیل می باشد.

۳ - بحث و نتیجه گیری:

مطابق شکل (۱) که آهنگ رشد نسبی ناپایداری ویبل در پلاسمای مغناطیده برای مقادیر مختلف ناهمسانگردی دمایی ۲، ۵، ۷ و ۱۰ رسم شده است، مشاهده می شود که در شرایط گرادیان میدان مغناطیسی ثابت با افزایش ناهمسانگردی دمایی $T_{\perp}/T_{\parallel}$ ، به دلیل اتلاف انرژی داخلی محیط پلاسما، آهنگ رشد ناپایداری ویبل افزایش می یابد. همچنین به دلیل اعمال میدان مغناطیسی پس زمینه به صورت عمودی در امتداد محور انتشار، ناهمسانگردی دما کاهش می یابد که منجر به کاهش رشد ناپایداری ویبل می گردد.



شکل (۱) آهنگ رشد نسبی ناپایداری ویبل (δ) بر حسب ck/ω_j در پلاسمای مغناطیده برای مقادیر مختلف

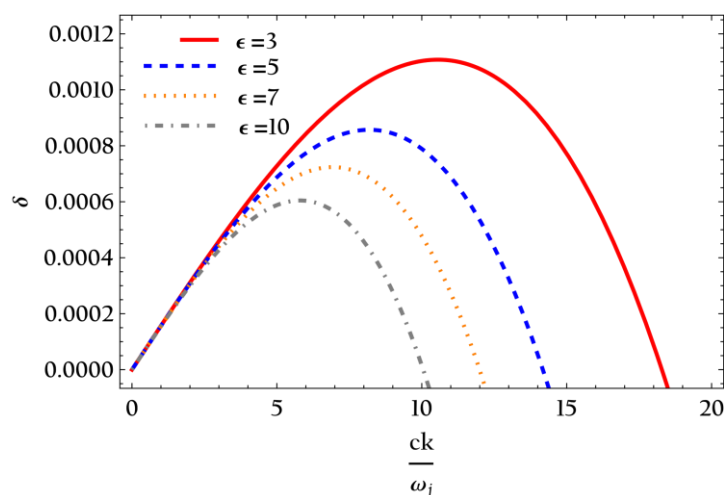
ناهمسانگردی دما ۲، ۵، ۷ و ۱۰

همچنین مطابق شکل (۲)، آهنگ رشد نسبی ناپایداری ویبل در یک محیط پلاسمای مغناطیده با اندازه میدان مغناطیسی 10^8

گاوس، دماهای $T_{\perp} = 400\text{eV}$ و $T_{\parallel} = 200\text{eV}$ ، گرادیان چگالی $\varepsilon' = 0.1$ برای گرادیان‌های میدان ۳، ۵، ۷ و ۱۰ رسم شده است. مشاهده می شود که در شرایط ناهمسانگردی معین با افزایش گرادیان چگالی، به دلیل تجمع انرژی داخلی و

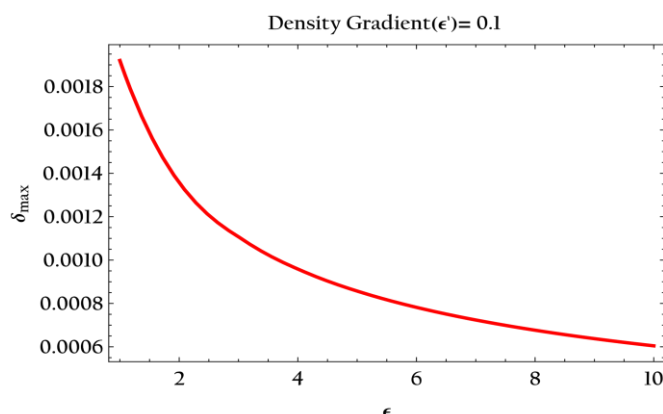


افزایش آهنگ انتقال انرژی به ذرات سوخت پلاسما، آهنگ رشد ناپایداری ویبل کاهش می‌یابد و در نتیجه پلاسما پایدارتر می‌گردد. افزایش سه برابری در گرادیان چگالی، آهنگ رشد ناپایداری را تا ۵۰٪ کاهش می‌دهد.



شکل (۲) آهنگ رشد نسبی ناپایداری ویبل (δ) بر حسب ck/ω_j در پلاسمای مغناطیده برای مقادیر مختلف گرادیان چگالی ۳، ۵، ۷ و ۱۰

به منظور بررسی اثر پارامتر گرادیان میدان بر آهنگ رشد ناپایداری، تغییرات ماکزیمم آهنگ نسبی رشد ناپایداری ویبل ($\delta_{\max}$) بر حسب گرادیان میدان (ϵ) با مقدار ثابت گرادیان چگالی ⁰¹ در پلاسمای مغناطیده در شکل (۳) ارائه شده است. مشاهده می‌شود که با افزایش گرادیان میدان، ϵ ، آهنگ رشد حداکثری ناپایداری ویبل کاهش می‌یابد به طوریکه برای تغییرات گرادیان میدان بزرگ، انرژی در حضور میدان مغناطیسی در محیط محبوس شده و منجر به کاهش آهنگ رشد ناپایداری ویبل خواهد شد.



شکل (۳) آهنگ رشد حداکثری ناپایداری ویبل ($\delta_{\max}$) بر حسب گرادیان میدان (ϵ) در مقدار ثابت گرادیان چگالی ⁰¹ در پلاسمای مغناطیده



مطالعه ناپایداری ویبل به جهت اهمیت آن در همجوشی در طرح افروزش سریع از اهمیت بالایی برخوردار است. این نوع ناپایداری نقش مهمی را در فرآیند نهشت و انتقال انرژی حرارتی از زمان تابش لیزر تا ورود آن به ناحیه مرکزی سوخت بازی می‌کند. در طرح افروزش سریع، یک باریکه الکترون نسبیتی از یک ناحیه با گرادیان چگالی عبور می‌کند. زیرا در ناحیه چگالی بحرانی که لیزر، انرژی خود را در آن به نهشت می‌گذارد، چگالی چهار مرتبه کوچکتر از هسته‌ی ساچمه سوخت است. بنابراین، بررسی اثر گرادیان چگالی و پارامتر برخورد بر آهنگ رشد ناپایداری ویبل دارای اهمیت فراوانی است. آهنگ رشد ناپایداری ویبل با افزایش پارامتر برخورد به دلیل کاهش فرکانس برخورد کولنی، که معادل افزایش دمای پلاسما است، افزایش می‌یابد. بنابراین، هنگامی که لیزرهای با طول موج کوتاه در نظر گرفته شده‌اند، این می‌تواند در جفت شدن انرژی لیزر به پلاسما مهم باشد. علاوه بر این، با انتخاب یک شیب مناسب گرادیان چگالی و مدیریت آهنگ رشد ناپایداری ویبل، می‌توان شرایط نهشت انرژی باریکه الکترون نسبیتی را برای دستیابی به یک افروزش مناسب به هسته‌ی سوخت منتقل کرد.

۴ - نتایج:

در این مقاله، ناپایداری ویبل در یک پلاسمای مغناطیده مورد مطالعه قرار گرفته است و مطابق با روش محاسبه تحلیلی، آهنگ رشد ناپایداری بدست آمد. ناپایداری ویبل در دو محدوده فرکانس بزرگ و کوچک برای تابع پراکندگی پلاسما قابل بررسی است. اما در این نوع ناپایداری، برای مقادیر بسیار بزرگ $\eta \ll 1$ ، تابع پراکندگی تنها شامل جملاتی است که قادر به نشان دادن آهنگ رشد ناپایداری و فرکانس چرخش نیستند. برعکس در حد $\eta \ll 1$ ، با صفر قرار دادن جملات حقیقی تابع پراکندگی، آهنگ رشد ناپایداری ویبل محاسبه می‌گردد. در ادامه با رسم نمودارهای مربوطه مشاهده شد که آهنگ رشد ناپایداری ویبل در محیط مغناطیده، وابستگی شدیدی به گرادیان چگالی ($\mathcal{E}'$) و ناهمسانگردی دما ($\beta = T_{\perp} / T_{\parallel}$) دارد. همچنین افزایش گرادیان میدان ($\mathcal{E}$)، منجر به کاهش آهنگ رشد ناپایداری ویبل می‌گردد.

۵ - مراجع:

- [۱] Mahdavi, M. and F. Khodadadi Azadboni, The effect of density gradient on the growth rate of relativistic Weibel instability, *Physics of Plasmas*, ۲۱. (۲) (۲۰۱۴)
- [۲] Mahdavi, M., A. Gholami, and O. Ghodsi, Ignition condition for degenerate plasma in magneto-inertial fusion. *Chinese Journal of Physics*, ۶۸: p. ۵۹۶-۶۰۴ (۲۰۲۰)
- [۳] Mahdavi, M., F. Vaziri, and H. Khanzadeh, Laser time-dependent electric field on the electromagnetic instability with Coulomb collisions. *Indian Journal of Physics*, ۹۵: p. ۱۴۰۱-۱۴۰۶ (۲۰۲۱)
- [۴] Belghit, S. and B. Zaidi, Relativistic Weibel instability in magneto-inertial fusion using Krook collision model. *Contributions to Plasma Physics*, ۶۴(۲): p. e۲۰۲۳۰۰۸۷ (۲۰۲۴)
- [۵] Mahdavi, M. and F. Khodadadi Azadboni, The quantum effect's role on Weibel instability growth rate in dense plasma. *Advances in High Energy Physics*, (۱): p. ۷۴۶۲۱۲ (۲۰۱۵)



- [۶] Kumar, A., R. Gupta, and J. Sharma, Electromagnetic Weibel instability in spatial anisotropic electron-ion plasmas. AIP Advances, ۱۲. (۶) (۲۰۲۲)
- [۷] Mahdavi, M. and H. Khanzadeh, The Weibel instability in a strongly coupled plasma. Physics of Plasmas, ۲۱. (۶) (۲۰۱۴)
- [۸] Mahdavi, M. and F. Khodadadi Azadboni, The quantum effect's role on Weibel instability growth rate in dense plasma. Advances in High Energy Physics, (۱): p. ۷۴۶۲۱۲ (۲۰۱۵)
- [۹] Hosseini, S.A. and M. Mahdavi, Weibel instability growth rate in magnetized plasmas with quasi-relativistic distribution function. Communications in Theoretical Physics, ۶۶(۶): p. ۷۰۹ (۲۰۱۶)
- [۱۰] Deka, P. N., Gogoi, S., The Wave Energy Up Conversion of Plasma Wave in Inhomogeneous Ionospheric Plasma: The Wave Energy Up Conversion of Plasma Wave. Journal of Scientific Research, ۱۱(۳): p. ۳۳۹-۳۵۰ (۲۰۱۹)



مطالعه تجربی پرتو ایکس سخت و نرم پلاسمای سیم انفجاری (کد مقاله : ۱۲۵۲)

اکبری نساچی، مریم - حبیبی، مرتضی، امراللهی، رضا - جعفری حسین، میرزایی، حمیدرضا^۲

۱. دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، صندوق پستی ۴۴۱۳-۱۵۸۷۵، تهران- ایران

۲. سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده شتابگرها، صندوق پستی ۱۳۳۹-۱۴۱۵۵، تهران-ایران.

چکیده:

در این مقاله به بررسی تجربی رفتار ایکس سخت و نرم ناشی از سیم‌های انفجاری و مقایسه اثر آن در قدرت موج شوکی پرداخته ایم. پارامتر موج شوکی ناشی از انفجار سیم می‌تواند به عنوان معیاری از بازدهی سیستم پلاسمای پالسی به شمار رود. سیم‌های مورد استفاده در این آزمایش تنگستن و سیم مس-نیکل است. انرژی سیستم در این مطالعه ۱ کیلوژول است که از طریق بانک خازنی ولتاژ بالا در سیم انفجاری تخلیه می‌شود. در این بررسی‌ها طول سیم‌ها ۴ سانتی متر و قطر آن ۲۰۰ میکرومتر در نظر گرفته شده است. محیط اطراف سیم هوا است و آزمایش‌ها در فشار اتمسفر انجام شده است. فشار موج شوکی در سیم مس-نیکل از سیم تنگستن قوی‌تر است و پرتو ایکس سخت در سیم تنگستن نسبت به مس-نیکل بیشتر است. همچنین شدت ایکس نرم در سیم مس-نیکل از سیم تنگستن بیشتر است. نتایج تجربی به طور کامل ارایه شده است.

کلمات کلیدی: سیستم پلاسمای پالسی، موج شوکی، سیم انفجاری، پرتو ایکس نرم و سخت

Experimental study of X-rays based on explosive wire plasma.

Akbari Nasaji, Maryam^{۱*}, Habibi, Morteza, Amrollahi, Reza, Jafari, Hossein, Mirzaee, Hamid reza^۲

۱. Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology
Research Institute, P.O. Box: ۱۴۱۵۵-۱۳۳۹, Tehran, Iran

۲. Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology
Research Institute, Tehran, Iran

Abstract:

In this paper, we experimentally investigated the behavior of hard and soft X-rays produced by explosive wires and compared their effects on shock wave power. The shock wave parameters generated by the wire explosion can be considered a measure of the efficiency of the pulsed plasma system. The wires used in this experiment were made of tungsten and copper nickel. The system's energy in this study was ۱ kJ, discharged through a high-voltage capacitor bank connected to the explosive wire. The wires had a length of ۴ cm and a diameter of ۲۰۰ μm . The surrounding environment was air, and the experiments were conducted at atmospheric pressure. Our findings indicate that the shock wave pressure produced by the copper-nickel wire is stronger than that produced by the tungsten wire. Additionally, the intensity of hard X-rays generated by the tungsten wire is higher than that of the copper-nickel wire, while the intensity of soft X-rays is greater in the copper-nickel wire than the tungsten wire.

Key words: Pulse plasma system, Shock wave, Wire explosion, Soft and hard X-ray.



۱- مقدمه:

یک حوزه تحقیقاتی مهم در علم پلاسما، تخلیه الکتریکی در هوا و سیال است. پدیده انفجار سیم که ناشی از تخلیه الکتریکی ولتاژ بالا در زمان کوتاه در سیم است، همراه با تغییر حالت سیم از جامد تا پلاسمای غیرایده آل و ایجاد موج شوکی، نور تابشی و پرتو ایکس است [۱-۲]. بخش مهمی از تحقیقات اخیر به کاربردهای سیم های انفجاری و مطالعه و تحقیق بر روی آن ها، تعلق گرفته است. یکی از سیستم های پلاسمای پالسی که توسط هان و همکاران توسعه داده شد، دارای یک منبع تغذیه $6 \mu F$ بود که به یک سوئیچ ماشه کواکسیال متصل بود که جریان میکروثانیه ای را تولید می کرد. این جریان از یک سیم فلزی در زیر آب عبور می کرد. انرژی ذخیره شده در این سیستم ۵۰۰ ژول و ولتاژ شارژ آن ۱۲/۹ کیلو ولت بود. در این تحقیق شکل موج جریا، ولتاژ و تابش های اپتیکی سیم ها با یکدیگر مقایسه شدند. اثرات فشار در سیم های با قطر مختلف مقایسه شده اند [۳]. لی و همکارانش به بررسی اثر فشار بر روی سیستم انفجاری پرداختند. آن ها از سیستم های پلاسمای پالسی برای تولید نانو ذرات استفاده کردند و نشان دادند که کاهش فشار باعث کاهش ابعاد نانو ذرات می شود. [۴]. DeSilva و همکارانش بر روی پلاسمای های فلزی مس و آلومینیوم مطالعه کرده اند. آن ها سیم ها را در محفظه آب منفجر کرده اند و دما و چگالی پلاسمای تولید شده از این فلزات را با یکدیگر مقایسه کرده اند [۵]. شفمن و همکارانش با استفاده از چشمه ایکس تصویربرداری از سیم انفجاری انجام دادند. [۶].

در این مقاله هدف ایجاد شرایطی در آزمایشگاه است که بتوان پرتو ایکس سخت و نرم و فشار سیم های تنگستن و مس-نیکل را به دست آورد و با یکدیگر مقایسه کرد. به این ترتیب کارایی نهایی سیستم اندازه گیری می شود و بهینه سازی لازم جهت استفاده در صنعت صورت می گیرد.

۲- دینامیک انفجار سیم در هوا

در یک تخلیه الکتریکی جریان، فواصل صفر تا $T1peak$ (قله اول موج جریان) ذوب سیم اتفاق می افتد. $T1peak$ تا $T2$ (اولین کاهش در موج جریان) سیم ذوب شده تبدیل به گاز می شود بعد از زمان $T2$ تا $T3peak$ (قله دوم موج جریان) ولتاژ تخلیه به اوج می رسد و شکست گاز اتفاق می افتد و پلاسما تشکیل می شود. از $T3peak$ تا پایان زمان گسترش موج، ستون پلاسما منبسط می شود. امواج ضربه و فشار در محیط ایجاد می شود. قابل ذکر است، فلز تنگستن تا قبل از پیک ولتاژ، رسوب انرژی بالاتری دارد که منجر به افزایش امواج ضربه ای و کاهش انتشار پرتو تابش ایکس می شود. معادله این فرآیند انفجار را می توان با معادله زیر مشخص کرد. [۷].

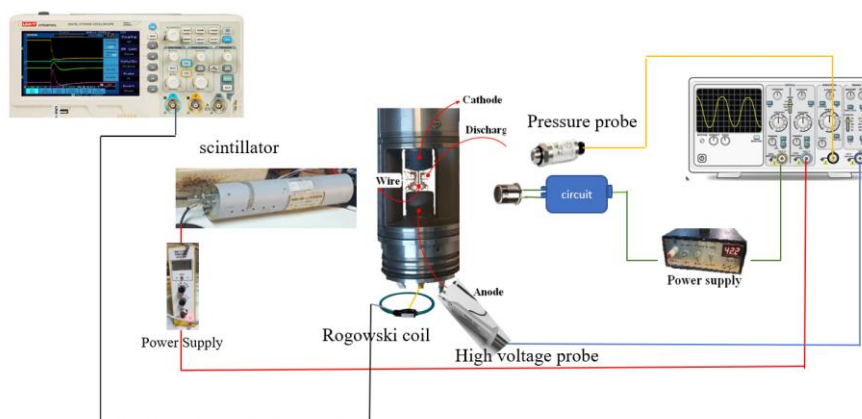
(۱)

$$E_{deposition} = [mc\Delta T + ml_f + ml_v]_{0}^{T_{1peak}} + \int_{T_{1peak}}^{T_f} VR \times Idt + [{}^{st}ionisationenergy]_{T_f}^{T_{\gamma peak}} + E_{shock}$$

در رابطه بالا $E_{deposition}$ انرژی رسوب است، m نشان دهنده جرم سیم است، c شامل گرمای ویژه فلز است، ΔT نشان دهنده تفاوت بین نقطه ذوب فلز و دمای اتاق است، l_f نشان دهنده گرمای نهان ذوب فلز است، l_v نشان دهنده دمای ذوب فلز است. گرمای نهان ویژه تبخیر فلز مایع، و VR ولتاژ دو سر سیم است که با یک پروب ولتاژ اندازه گیری می شود.

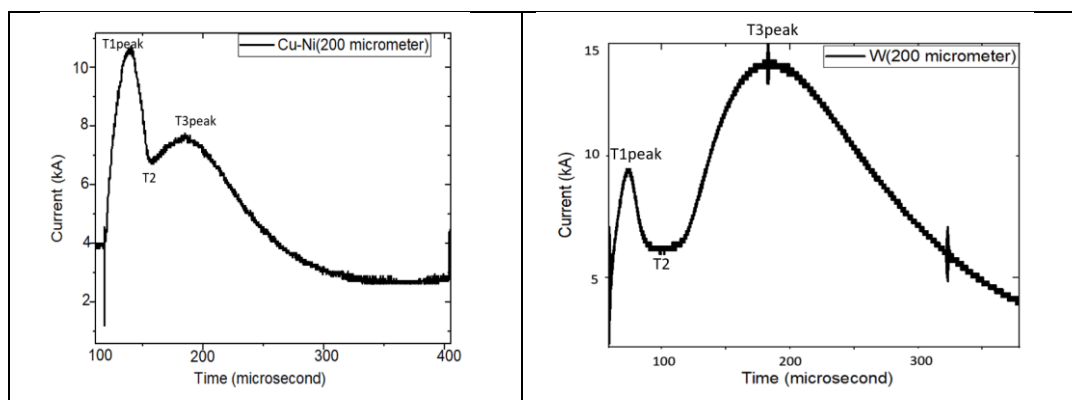
۲-۱- چیدمان آزمایش

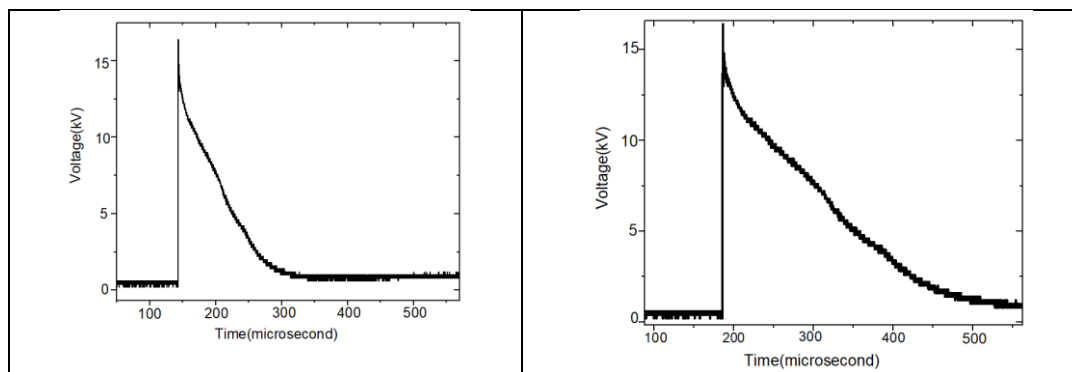
چیدمان آزمایش در شکل ۱ نشان داده شده است. این سیستم شامل یک بانک خازنی است که جریان از طریق آن برای انفجار سیم هدایت می‌شود. در طول آزمایشات، سطح انرژی ذخیره شده اولیه ۱۰۰۰ ژول (با ولتاژ شارژ ۲/۵ کیلو ولت) ثابت نگه داشته شد. سیم‌های تنگستن و مس-نیکل هر کدام به طول ۴ سانتی متر و قطر ۲۰۰ میکرومتر انتخاب شده اند. اندازه‌گیری‌های ولتاژ و جریان با استفاده از یک اسیلوسکوپ چهار کاناله Tektronix، یک پروب با ولتاژ بالا با امپدانس بالا ۳۵۰ مگاهرتز و یک سیم‌پیچ Rogowski انجام شد. سنسور فشار پیزوالکتریک JC90 در فاصله ۴ سانتی متری از محور مرکزی سیم قرار گرفت. این سنسور دارای حساسیت خطی ۱ میلی ولت در محدوده فشار ۱-۶۰۰ بار است. سیستم پلاسمای پالسی انرژی ذخیره‌شده خازن‌ها را به شکل پلاسمای فلزی در یک بازه زمانی کوتاه و فضای محدود دفع می‌کند و منجر به افزایش دمای بیش از ۲۸۰۰۰ درجه سانتی‌گراد می‌شود. این فرآیند با تولید یک موج ضربه ای شدید فشار بالا، با فشارهای فراتر از ۲۰۰ مگاپاسکال همراه است.



شکل (۱) چیدمان آزمایش اندازه‌گیری ایکس نرم و سخت و فشار در سیستم پلاسمای پالسی

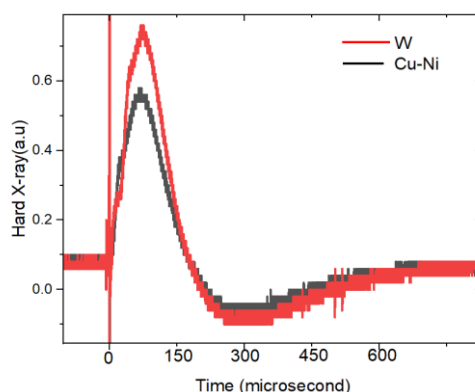
کانال ۱ پین دیود با محافظ مایلار است که ایکس نرم را نشان می‌دهد، کانال ۲ سنتیلاتور که ایکس سخت را اندازه‌گیری می‌کند. ولتاژ سنتیلاتور ۱۱۰ ولت است. کانال ۳ پروب فشار موج ضربه، کانال ۴ پروب ولتاژ بالا مقاومتی، کانال ۱ از اسیلوسکوپ دوم جریان تخلیه دو سر سیم را با استفاده از پیچ‌ه روگوفسکی نشان می‌دهد. منظور از ولتاژ دو سر سیم همان ولتاژ مقاومتی دو سر سیم است.





شکل (۲) تصاویر جریان و ولتاژ در سیم‌های مس-نیکل، تنگستن .

در فلز تنگستن مقدار زیادی از انرژی تخلیه تا قبل از یونیزاسیون و پیک ولتاژ صرف تغییر حالت در سیم می شود و انرژی موج شوکی کمتر و تابش مرئی شدیدتر می شود. در سیم مس-نیکل، بیشتر انرژی تخلیه شده در سیم در آن انباشت می شود و چون تغییر حالت در سیم انرژی کمتری نیاز دارد، این انرژی تبدیل به موج مکانیکی قوی می شود و تابش اپتیکی ضعیف می شود. شدت پیک ولتاژ، انرژی مورد نیاز برای یونیزاسیون گاز را نشان می دهد. هر چقدر پیک ولتاژ بیشتر باشد پلاسمای یونیزه تری تشکیل می شود و تابش مرئی بالاتری داریم. بعد از پیک ولتاژ و شکسته شدن گاز و تشکیل پلاسمای، ایکس های نرم و سخت تشکیل می شوند. با گسترش پلاسمای در محیط، موج شوکی ایجاد می شود. ویژگی های انتشار پرتوهای ایکس به طور قابل توجهی تحت تأثیر پارامترهای مدار و شرایط آزمایش است. این سیم ها پالس هایی از تابش ایکس ساطع می کنند که تقریباً از ۱۰۰ تا ۲۰۰ میکرو ثانیه است. اندازه گیری تابش ایکس حساس به زمان با استفاده از فوتودیود BPX-65 و سنسیلاتور انجام می شود. سیم ها از نظر نقطه ذوب و جوش و تبخیر و یونیزاسیون با هم متفاوت هستند. فوتودیود با استفاده از آلومینیوم ۶۰۰ میکرومتر فیلتر می شود و در فاصله ۴۰ میلی متری از محل انفجار سیم قرار دارد. داده های جمع آوری شده از جریان و ولتاژ مقاومتی دو سر سیم در شکل ۲ نشان داده شده است. در شکل ۳ نمودارهای ایکس سخت سیم های مس-نیکل و تنگستن را به طور همزمان رسم کرده ایم و باهم مقایسه کرده ایم. ایکس های سخت توسط الکترون های خیلی داغ با انرژی های حدود مگا الکترون ولت ایجاد می شود. در زمانی که با استفاده از ولتاژ بالا، گاز یونیزه می شود، پلاسمای تشکیل می شود و این پرتوهای ایکس از سطح پلاسمای منتشر می شوند و از ولتاژ بالا انرژی می گیرند. در واقع پیک ولتاژ باعث پیک تابش ایکس می شود. ایکس پلاسمای می تواند ناشی از مرکز یا سطح پلاسمای باشد، که زمان انتشار ایکس در آن ها متفاوت است. بر اساس این شکل، می توان نتیجه گرفت که با افزایش پیک ولتاژ مقاومتی در سیم تنگستن، شاهد پیک تابش ایکس در سنسیلاتور هستیم.



شکل (۳) ایکس سخت سیم های مس-نیکل و تنگستن

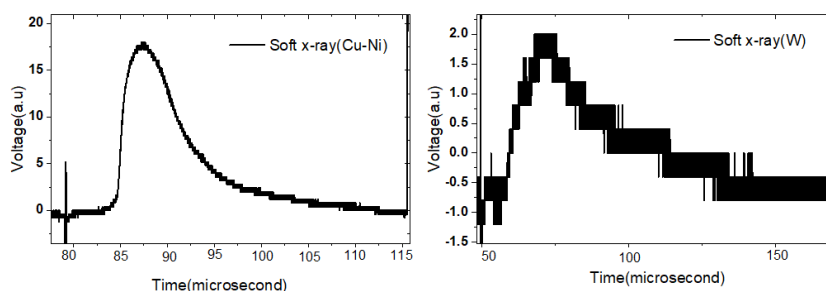


پلاسمای انفجاری چیدمان مورد نظر در هوا و فشار اتمسفر تشکیل می‌شود. در فشارهای بالا، چگالی زیاد است هر چقدر که انفجار در محیط‌های چگال تر اتفاق بیفتد، تغییر فاز از جامد تا پلاسما سریعتر اتفاق می‌افتد و قدرت موج شوکی بیشتر می‌شود. مشخصات پلاسمای تخلیه در جدول ۱ نشان داده شده است. در این جدول نشان دادیم که جریان پیک در سیم مس-نیکل بیشتر از تنگستن و فشار موج شوکی بالاتر است. ایکس سخت در سیم تنگستن از سیم مس-نیکل بالاتر است. همچنین اندوکتانس مدار در دو حالت سیم مس-نیکل و تنگستن با یکدیگر مقایسه شده است.

جدول ۱: مشخصات و پارامترهای تخلیه در سیم‌های مس-نیکل و تنگستن

سیم	جریان (کیلو آمپر)	فشار (مگا پاسکال)	اندوکتانس
مس-نیکل	۱۲	۸	۳۵
تنگستن	۸	۶/۵	۵۸

در مواردی که سیم دارای اندوکتانس بالایی باشد، فرآیند کاهش جریان تخلیه در مرحله تشکیل پلاسما با افزایش ثابت زمانی مدار طولانی می‌شود. اگر اندوکتانس سیم به طور قابل توجهی کمتر از پلاسما باشد، ولتاژ پینچ به دلیل کاهش امپدانس سیستم، کاهش قابل توجهی را تجربه می‌کند که منجر به انتقال انرژی محدود به پلاسما می‌شود. اندوکتانس یک مدار و ویژگی‌های سیم، به طور قابل توجهی بر ویژگی‌های سیستم تخلیه و بر مدت زمان تخلیه و زمان صعود و زمان تشکیل موج شوکی تأثیر می‌گذارد. اندوکتانس کمتر در مدار منجر به زمان صعود کوتاه‌تر می‌شود، که انباشت انرژی بیشتر در سیستم را قبل از رسیدن به پیک ولتاژ ایجاد می‌کند و یک انفجار قوی‌تر و یک موج ضربه ای قوی تر را به وجود می‌آورد. هنگام شکستن سیم تبخیر شده و یونیزه شدن، یک موج ناگهانی در سیگنال جریان به دلیل کاهش اندوکتانس سیستم تشکیل می‌شود. بالا بردن اندوکتانس تا یک آستانه مشخص، شکل جریان تخلیه بهینه و محل قرار گیری پیک جریان را مشخص می‌کند و در نتیجه موج ضربه‌ای قوی‌تر ایجاد می‌کند. با این حال، عبور از این آستانه منجر به کاهش شدید دامنه جریان تخلیه می‌شود که احتمالاً با افزایش امپدانس مدار ایجاد می‌شود. علاوه بر این، اندوکتانس مدار افزایش یافته و در نتیجه جریان تخلیه آهسته تر کاهش می‌یابد. در شکل ۴ نمودار ایکس نرم برای سیم‌های مس-نیکل و تنگستن نشان داده شده است. همان طور که ملاحظه می‌شود شدت پیک ایکس نرم در سیم تنگستن کمتر از مس-نیکل است.



شکل (۴): مقایسه شدت ایکس نرم با استفاده از فوتودیود BPX-۶۵ در سیم‌های مس-نیکل و تنگستن.

در چگالی‌های بالا، دما پایین است و احتمال تشکیل ایکس نرم بیشتر است. ایکس نرم با استفاده از الکترون‌هایی ایجاد می‌شود که انرژی آن‌ها در حدود ۱۰۰ الکترون ولت است. مشاهده می‌شود که پیک تشکیل تابش ایکس نرم در فلزات غیر نسوز مانند Cu-Ni در مقایسه با فلزات نسوز مانند تنگستن بالاتر است. از آنجایی که سیم تنگستن برای شکستن گاز و تشکیل



پلاسما پیک ولتاژ بالاتری دارد و مقاومت بیشتری از خود نشان می‌دهد امکان تشکیل ایکس سخت در سیم تنگستن از سیم مس-نیکل بالاتر است و امکان تشکیل ایکس نرم در سیم مس-نیکل به دلیل دمای پایین تر پلاسما، بالاتر است.

۳- بحث و نتیجه گیری:

در این مطالعه، معرفی، آزمایش و بررسی تجربی دستگاه پلاسمای پالسی انجام شده است. ولتاژ شارژ آن ۲/۵ کیلو ولت است. دو سری سیم تنگستن و مس-نیکل را آزمایش کردیم و نتایج این انفجارها را مطالعه کردیم. در ابتدا وقتی جریان سیم بالا می‌رود داغ می‌شود و حالت خود را تغییر می‌دهد. بالاترین ولتاژ در یک سیم زمانی اتفاق می‌افتد که بیشترین مقاومت را داشته باشد. یکی از عوامل تاثیرگذار در بهینه سازی سیستم و افزایش قدرت موج ضربه‌ای، انتخاب نوع صحیح سیم می‌باشد که در تست های انجام شده مس-نیکل از موج ضربه‌ای قوی تری نسبت به تنگستن برخوردار است. پرتو ایکس سخت تنگستن از ایکس سخت مس-نیکل بیشتر است زیرا ولتاژ شکست بالاتری دارد. پرتو ایکس نرم از برخورد الکترون های پرنرژی با سر آند ساخته می شود. سیم Cu-Ni با ولتاژ تخلیه ۲/۵ کیلو ولت، شدت ایکس نرم بیشتری تولید می کند.

۴- مراجع:

- [۱] Yu, Q., Zhang, H., Yang, R., Cai, Z., Liu, K., ۲۰۲۲. Effects of Confining Pressure and Hydrostatic Pressure on the Fracturing of Rock under Cyclic Electrohydraulic Shock Waves. *Energies* ۱۵, ۶۰۳۲.
- [۲] Zhang, J., Wang, S., Jia, X., Gao, Y., Ma, F., ۲۰۲۱. An engineering application of Prosperetti and Lezzi equation to solve underwater explosion bubbles. *Phys. Fluids* ۳۳.
- [۳] Han, Z., Guo, Y., Liu, B., Zhang, Z., Lin, T., Wang, D., ۲۰۲۳. Influence of the Wire Spatial Structure on the Distribution of Product and the Peak Overpressure of Shockwave Generated by the Electric Explosion. *Appl. Sci.* ۱۳, ۷۶۰۸.
- [۴] Li, W., Mao, C., Lu, J., ۲۰۰۵. Study of the virtual instrumentation applied to measure pulsed heavy currents. *IEEE Trans. Instrum. Meas.* ۵۴, ۲۸۴-۲۸۸.
- [۵] DeSilva, A. W., & Katsouros, J. D. (۱۹۹۸). Electrical conductivity of dense copper and aluminum plasmas. *Physical Review E*, ۵۷(۵), ۵۹۴۵.
- [۶] Sheftman, D., Shafer, D., Efimov, S., Gruzinsky, K., Gleizer, S., & Krasik, Y. E. (۲۰۱۲). Diagnostics of underwater electrical wire explosion through a time-and space-resolved hard x-ray source. *Review of scientific instruments*, ۸۳(۱۰).
- [۷] Nasaji, M. A., Habibi, M., & Amrollahi, R. (۲۰۲۴). Design, construction, and testing of an exploding wire pulsed plasma system for generating shock waves in industrial applications. *Radiation Physics and Chemistry*, ۲۲۴, ۱۱۲۰۹۴.



اندازه گیری انرژی یون های گسیل شده گاز هلیوم از دستگاه پلازما کانونی با استفاده از آرایه فنجان فارادی (کد مقاله : ۱۲۵۴)

پیش بین، نوشین^۱ - اکبری نساجی، مریم^۱ - نصیری، علی - رئیس دانا، امیر
۱. سازمان انرژی اتمی تهران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده پلازما و گداخت هسته ای

چکیده:

در این پژوهش با طراحی و ساخت آرایه ۵ تایی از آشکارساز فنجان فارادی، انرژی یون های گسیلی گاز هلیوم از دستگاه پلازما کانونی مدر ۵kJ، مطالعه و اندازه گیری شده است. فنجان فارادی ابزاری برای اندازه گیری جریان یون هاست. با استفاده از آرایه فارادی کپ می توانیم توزیع فضایی یون های پلاسمای کانونی را به دست بیاوریم. برای ثبت سیگنال جریان از آشکارساز پیچ روگوفسکی استفاده شده است. مشق جریان نیز با استفاده از پروب ثبت شد. به طور همزمان جریان حاصل از فنجان ها در اسیلوسکوپ ثبت و باهم مقایسه شدند. توزیع شدت یون های هلیوم محاسبه شد. توزیع شدت یون ها در مرکز بیشینه و در زوایای ۲۵ و ۵۰ درجه به ترتیب کاهش می یابد. منحنی حاصل از سیگنال های دریافتی توسط نرم افزار متلب برازش شده است. انرژی یون های گسیلی نیز با استفاده از تکنیک زمان پرواز محاسبه شده است. مشخصه یابی یون های دستگاه پلازما کانونی در کاربرد این دستگاه در لایه نشانی بسیار مؤثر است.

کلمات کلیدی: پلاسمای کانونی، آشکار ساز فنجان فارادی، یون های گسیلی، زمان پرواز

Measuring the energy of helium gas ions emitted from a plasma focus device using a Faraday cup array

Pishbin, Noushin^۱ - Akbari Nasaji, Maryam^{۱*} - Nasiri, Ali- Reis dana, Amir

۱. Atomic Organization of Tehran, Nuclear Science and Technology Research Institute, Plasma and Nuclear Fusion Research School

Abstract:

In this research, by designing and manufacturing an array of ۵ Faraday cup detectors, the energy of helium gas ions emitted from a mather ۵kJ plasma focus device has been studied and measured. A Faraday cup is a tool for measuring the ion flow. Using a Faraday cup array, we can obtain the spatial distribution of plasma focus device ions. A Rogowski coil detector has been used to record the current signal. The current amplitude was also recorded using a probe. Simultaneously, the current from the cups was recorded and compared on an oscilloscope. The intensity distribution of helium ions was calculated. The intensity distribution of ions is maximum at the centre and decreases at angles of ۲۵ and ۵۰ degrees, respectively. The curve obtained from the received signals has been fitted by MATLAB Code. The energy of emitted ions has also been calculated using the time-of-flight technique. Characterization of ions from a plasma focus device is very effective in the coating application of this device.

Key words: Plasma Focus Device, Faraday Cup, Emitted Ions, Time of Flight.



۱- مقدمه:

دستگاه‌های پلاسمای کانونی در دو نوع مدر و فیلپوف، با انرژی‌های ورودی مختلف به‌عنوان منبعی از انواع تابش‌ها مانند ذرات باردار، پرتوهای ایکس نرم و سخت و نوترون‌ها، کاربردهای بالقوه‌ای در بسیاری از زمینه‌ها دارند. از جمله کاربردهای این دستگاه‌ها می‌توان تحقیقات فیزیک پلاسما و گداخت هسته‌ای را نام برد. ولی برای ساخت رآکتور گداخت به این روش به دستگاه‌هایی با انرژی‌های بسیار بالا (در حدود ۳۰۰ مگا ژول) نیاز است که در حال حاضر ساخت آن‌ها از نظر فناوری با مشکلات زیادی مواجه است و برای کاربردهای پزشکی و صنعتی به شار بالایی از نوترون‌ها نیاز است [۱]. اصول اساسی کار در هر دو نوع دستگاه پلاسمای کانونی اعم از مدر و فیلپوف مشابه است. بدین صورت که به وسیله یک ترانسفورماتور، خازنی با اندوکتانس پایین تا اختلاف پتانسیلی در حد چندین کیلو ولت شارژ شده و سپس با یک کلید سریع، که در واقع یک گپ تولید جرقه ۶۵ است، انرژی ذخیره شده در خازن به طور خیلی سریع به الکتروود مرکزی یا همان آند منتقل می‌شود و منجر به تخلیه الکتریکی روی سطح عایق استوانه‌ای الکتروود مرکزی می‌شود. این تخلیه الکتریکی، منجر به تولید لایه‌های پلاسمایی در اطراف عایق می‌شود. لایه‌های جریان به علت نیروی لورنتس ۶۶ به سمت بالای الکتروودها کشیده می‌شوند. هنگامی که لایه‌های جریان به قسمت مرکزی بالای الکتروود محوری رسیدند، به علت متراکم شدن آن‌ها، یک پلاسمای داغ و متراکم ۶۷ روی الکتروود مرکزی به وجود می‌آید که این پلاسمای داغ و متراکم پس از مدت کوتاهی به علت ناپایداری‌های ستون پلاسما شکسته شده و از بین می‌رود. [۲-۴].

دستگاه‌های پلاسمای کانونی که دارای انرژی از چند keV تا MJ می‌باشند یون‌هایی با انرژی چند صد keV تا چند ده MeV تولید می‌کنند. داشتن اطلاعات در خصوص انرژی، توزیع و ترکیب یون‌ها از منظر دانستن فیزیک حاکم بر نحوه تولید، شتاب گرفتن و بکار بردن آن‌ها در سایر حوزه‌ها ضروری است. [۵-۶].

آشکارسازی یون‌ها 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. عدم حساسیت آشکارساز به سایر پرتوها مانند گاما، نوترون و الکترون که در دستگاه پلاسمای کانونی تولید می‌شود نیز ضروری است. به علت حجم کوچک محفظه‌ی دستگاه، باید امکان تهیه آشکارساز در ابعاد خیلی کوچک میسر باشد. مقاومت در برابر حرارت و موج شوک نیز یکی دیگر از شرایط آشکارسازی یونی در دستگاه پلاسمای کانونی می‌باشد. آشکارساز فنجان فارادی در پژوهش حاضر مورد استفاده قرار گرفته است. چون یکی از بهترین و متداول‌ترین روش 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 تعیین تعداد یون‌ها یا الکترون‌های برخوردی را محاسبه کرد. [۷-۹].

^{۶۵} Spark gap

^{۶۶} Lorentz Force

^{۶۷} Pinch



۲- فیزیک مسئله:

فنجان فارادی یکی از ابزارهای آشکارسازی ذرات باردار است. که از نظر الکتریکی از محفظه دستگاه جدا و به یک جریان سنج متصل است. این دستگاه به طور عمده برای اندازه گیری شدت باریکه مورد استفاده قرار می‌گیرد. اگر چه اندازه گیری غیرمخرب توسط روش تبدیل باریکه (BT) یا دستگاه های مشابه برای ثبت شدت باریکه ترجیح داده می‌شود، اما فنجان فارادی که می‌تواند باریکه را به طور کامل در خود متوقف کند و جریان باریکه را به طور همزمان اندازه گیری کند، مزیت های منحصر به خود را دارد.

اگر یک صفحه رسانا را در مقابل باریکه ای از ذرات باردار قرار دهیم، در صورتی که صفحه از نظر الکتریکی شناور باشد، پتانسیل صفحه تا جایی افزایش می‌یابد که منجر به دفع ذرات شود و دیگر اجازه ورود هیچ ذره ای را نمی‌دهد. اما اگر صفحه را به زمین متصل کنیم، شار ذرات برخوردی با صفحه در صورتی که الکترون باشند به زمین منتقل می‌شوند و در صورتی که شار یون باشد منجر به جذب الکترون از زمین می‌شوند و خنثی می‌شوند. در هر صورت، جریانی از الکترون ها بین صفحه و زمین منتقل می‌شود. اگر بارالکتریکی ذرات برخوردی مثبت باشد، جریان الکترون از زمین به سمت صفحه خواهد بود. اگر باریکه‌ی یونی مثبت باشد، حفره‌ها با بار باریکه جمع شده و جریان بیش از حد واقعی نشان داده میشود و اگر باریکه‌ی یونی منفی باشد، حفره‌ها از بار باریکه کم شده و جریان کمتر از مقدار واقعی نشان داده خواهد شد. در طراحی بسته به نوع مسئله باید تدابیری اندیشید تا باریکه‌ای که وارد فنجان فارادی می‌شود، باریکه‌ی خالص بوده و ذرات ناخواسته وارد فنجان فارادی نشوند. استفاده از پوشش گرافیتی در سطح فنجان داخلی نیز باعث کاهش اثر الکترون ثانویه می‌شود [۱۰].

۳- روش کار

در این پژوهش به منظور مطالعه و اندازه گیری انرژی یون‌های گسیل شده از دستگاه پلاسما کانونی مدر 5 kV ، آرایه فنجان فارادی طراحی و ساخته شده است. ابعاد فنجان فارادی به نحوی انتخاب شده است که الکترون‌های ثانویه تولید شده و همچنین یون‌های انعکاس داده شده از هدف نیز در نهایت با فنجان داخلی برخورد نمایند. جنس پوسته خارجی و فنجان داخلی از برنج است و یک لایه گرافیت نیز به فنجان داخلی اضافه شده است. فنجان فارادی دارای مقاومت ظاهری $51\ \Omega$ باشد. علت انتخاب این مقاومت این است که:

- کابل‌های انتقال داده که از نوع RG58 هستند دارای مقاومت $51\ \Omega$ می‌باشند.

- بر اساس تئوری بیشترین توان انتقال: اگر مقاومت دو خط شبیه هم باشد، بیشترین بازدهی را در انتقال

انرژی خواهیم داشت. - بنابراین نتایج از دقت بیشتری برخوردار می‌شوند.

با توجه به اینکه فنجان فارادی از دو استوانه‌ی هم محور با عایق میانی تشکیل شده است، مقاومت آن را می‌توان از رابطه‌ی زیر که برای کابل هم محور می‌باشد، محاسبه کرد.

$$Z = 60 \sqrt{\frac{\mu_r}{\epsilon_r}} \ln \frac{D}{d} = \frac{60}{K} \ln \left(\frac{D}{d} \right) \quad (1)$$



$$Z = \frac{138.2}{\sqrt{K}} \log_{10} \left(\frac{D}{d} \right) \quad (2)$$

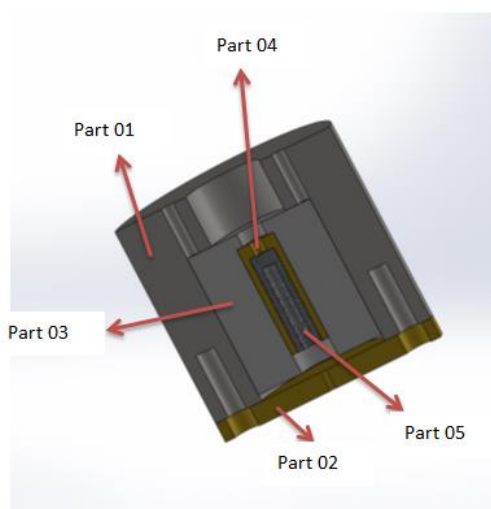
D قطر داخلی فنجان بیرونی، d قطر بیرونی فنجان داخلی و K ثابت دی الکتریک می باشد که برای پلی اتیلن $K=2/2$ است. در طراحی ما $D=33/7 \text{ mm}$, $d=10 \text{ mm}$ و $K=2/2$ می باشد.

$$I_{par} = \frac{N}{t} = \frac{I}{e.Z_{eff}} \quad (3)$$

که در آن، Z_{eff} درجه یونیزاسیون موثر، N تعداد ذرات، t زمان، I شار ذرات، I par جریان الکتریکی ذرات و e بار الکتریکی است. با توجه به مشخصات بالا، طراحی و ساخت فنجان فارادی انجام شده است. به این منظور مهمترین پارامترهایی که باید مدنظر قرار گیرد شامل قطر ورودی فنجان، عمق فنجان، شکل حفره داخلی فنجان، جنس پوشش داخلی فنجان، مشخصات هندسی و الکتریکی الکتروود بازگرداننده، قطر و عمق روزنه ی درپوش، فاصله فنجان تا محل انتشار یون، ولتاژ بایاس و مدار الکتریکی است.

ساختار مکانیکی فنجان فارادی:

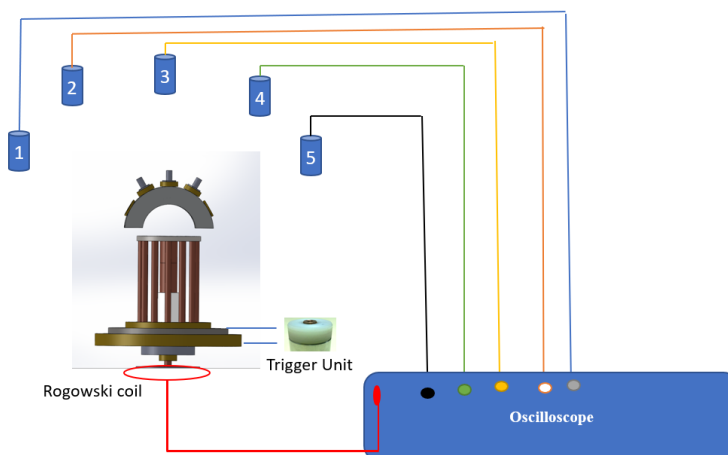
برای اندازه گیری توزیع زاویه ای یون ها از یک آرایه ی ۵ تایی از آشکارساز فنجان فارادی استفاده شد. یک پایه نگهدارنده آلومینیومی به گونه ای طراحی و ساخته شد که فارادی ها در فاصله یکسان $7/5 \text{ cm}$ از سرآند و در زوایای 0° ، $\pm 25^\circ$ و $\pm 50^\circ$ درجه از آند قرار می گیرند. تصویر شماتیک از فنجان فارادی طراحی شده با معرفی ساختار در شکل ۱ نشان داده شده است و در شکل ۲ تصاویری از قطعات ساخته شده فنجان فارادی نمایش داده شده است. در نهایت شکل ۳ طراحی شماتیک نحوه قرارگیری آرایه فنجان فارادی بر دستگاه پلاسما کانونی را نشان می دهد.



شکل ۱: شماتیک سامانه تشخیصی فنجان فارادی طراحی شده. Part01: غلاف متصل به الکتروود سر مثبت منبع تغذیه سامانه از جنس استیل، Part02: درپوش سامانه از جنس برنج، Part03: عایق داخلی سامانه از جنس PE، Part04: الکتروود از جنس برنج، Part05: گرافیت متصل به الکتروود منفی سامانه

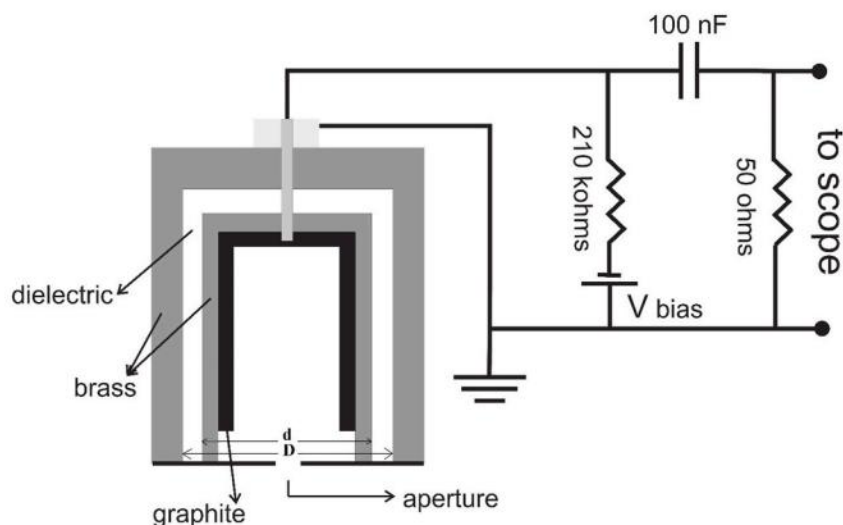


شکل ۲: اجزای تشکیل دهنده فنجان فارادی و پایه نگه دارنده.



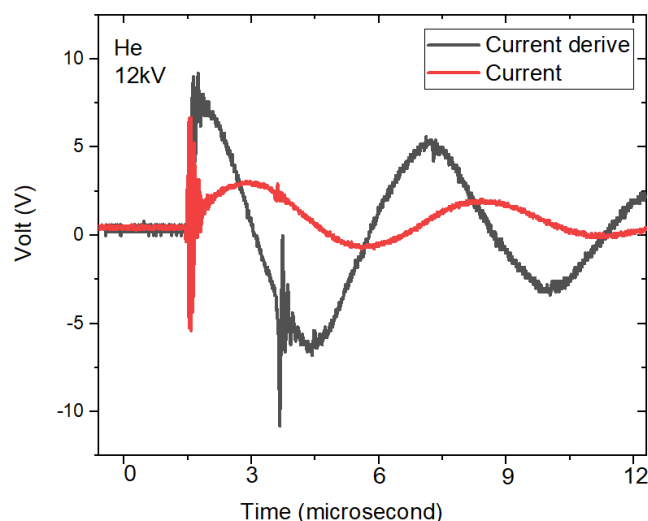
شکل ۳: آرایه فنجان فارادی طراحی شده و نحوه قرار گرفتن و چیدمان آزمایش در دستگاه پلازما کانونی ساختار الکتریکی فنجان فارادی:

روش های مختلفی برای اندازه گیری جریان فارادی وجود دارد. برای اندازه گیری جریان هایی در محدوده میکروآمپر و بالاتر از آن، استفاده از مقاومت مسیر و اندازه گیری اختلاف پتانسیل دو سر آن یکی از رایج ترین روش ها برای اندازه گیری جریان است که از رابطه ساده $I=V/R$ بدست می آید. به منظور این اندازه گیری، یک منبع تغذیه ۵ تایی مخصوص فنجان فارادی طراحی و ساخته شد. این دستگاه قابلیت اندازه گیری جریان و نمایش آن بر روی نمایشگر را دارد، همچنین می تواند مقدار اندازه گیری شده را بطور همزمان به کامپیوتر ارسال کند. علاوه بر اندازه گیری جریان یک مدار برای اتصال ترموکوپل و اندازه گیری دمای سطح فنجان تعبیه گردیده است. تصویر شماتیکی از مدار منبع تغذیه و نیز تصویری از منبع تغذیه ساخته شده در شکل ۴ نشان داده شده است.

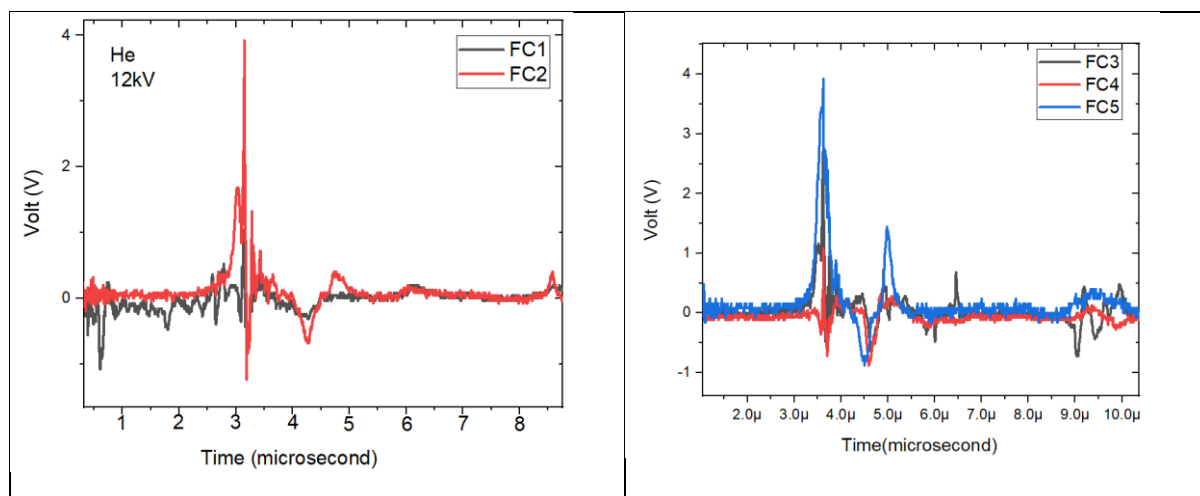


شکل ۴: اجزای تشکیل دهنده مدار منبع تغذیه فارادی کاپ

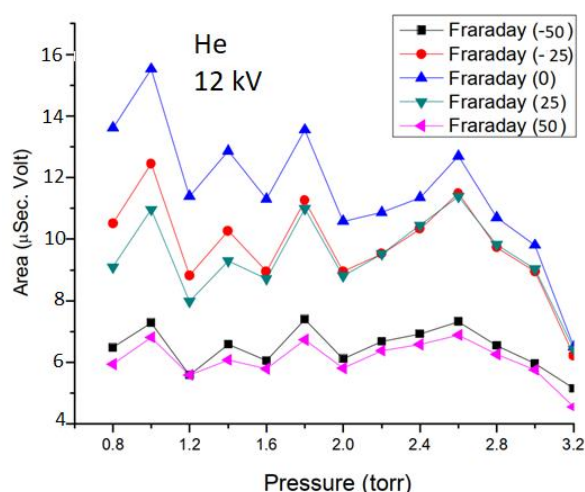
به منظور اندازه‌گیری انرژی یون‌های گسیل شده از دستگاه پلاسما کانونی، سیگنال اصلی توسط ۵ عدد رشته سیم با قطر ۰.۵ میلی متری منتقل می‌گردد. سیم‌ها در محل کانکتور متصل هستند و اطلاعات را منتقل می‌کنند. نمونه‌ای از سیگنال‌های دریافت شده از اسپکوسکوپ‌ها برای گاز کاری هلیوم در فشار ۱ torr و ولتاژ ۱۲ kV در شکل‌های ۶ و ۷ نشان داده شده است. به منظور تحلیل سیگنال‌های بدست آمده، به تمام سیگنال‌ها در بازه زمانی رویداد تنگش و گسیل یون، با استفاده از نرم افزار متلب با منحنی گاوسی برازش شده است. در جدول ۱ نیز نتایج پردازش و تحلیل سیگنال‌های یونی آورده شده است. نمودار توزیع شدت بر حسب فشار نیز برای یون‌های هلیوم در ولتاژ تخلیه ۱۲ kV در شکل ۷ نشان داده شده است.



شکل ۵: سیگنال جریان و مشتق جریان گاز هلیوم در فشار ۱ torr و ولتاژ ۱۲ kV

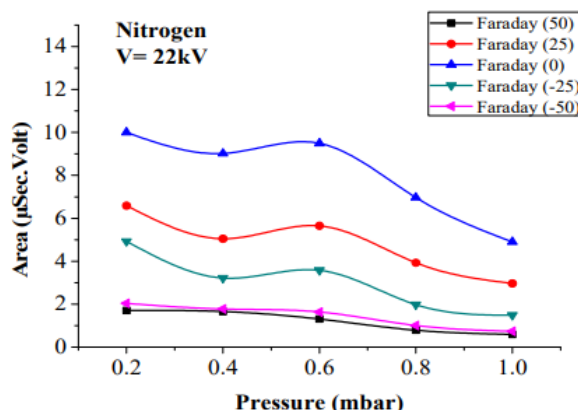


شکل ۶. سیگنال یون‌های آشکار شده از آرایه فنجان فارادی برای گاز هلیوم در فشار ۱ torr و ولتاژ ۱۲ kV



شکل ۷. نمودار توزیع شدت یون‌های هلیوم برای ولتاژ ۱۲KV

در نتایج حاصل شده، یون‌های گاز هلیوم در زاویه ۰ درجه یعنی در جهت رو به جلو بیشترین مقدار گسیل یون را دارند و با دور شدن از مرکز به ترتیب در زوایای ۲۵ درجه و ۵۰ درجه افت قابل ملاحظه‌ای دارند. به منظور مقایسه نتایج حاصل شده از این دستگاه با سایر دستگاه‌های پلاسما کانونی، نتایج اندازه‌گیری توزیع شدت یون در دستگاه پلاسما کانونی مدر SBUMTPF1 با انرژی ۳kJ واقع در دانشگاه شهید بهشتی، مورد بررسی قرار گرفت [۱۱ و ۱۲]. نتایج با استفاده از آرایه فنجان فارادی ۵ کاناله در ولتاژ ۲۲kV برای گاز نیتروژن در نمودار شکل ۸ حاصل شده است. که در آن روند کاهشی جریان فنجان فارادی با افزایش فشار مشاهده می‌شود. همچنین جریان یونی در زاویه ۰ درجه بیشترین مقدار را دارد و با افزایش زاویه، کاهش می‌یابد.



شکل ۸. نمودار توزیع شدت یون‌های نیتروژن برای دستگاه پلاسما کانونی $SBUMTPF^1$ در ولتاژ $22Kv$

جدول ۲: نتایج پردازش سیگنال یونی پلاسمای کانونی $5 kJ$ با گاز هلیوم در ولتاژ $12kV$ در فشار $1 torr$

FC	FC(-۵۰)	FC(-۲۵)	FC(۰)	FC(۲۵)	FC(۵۰)
Mean FWHM	0.1152×10^{-7}	0.3249×10^{-6}	0.5224×10^{-6}	0.1294×10^{-6}	0.7564×10^{-7}
Mean Ai	1.5329×10^{-6}	5.2876×10^{-6}	7.8452×10^{-6}	4.8712×10^{-6}	9.2638×10^{-7}
Mean Energy (keV)	۲۴/۹۱	۲۹/۱۵	۳۱/۲۷	۲۷/۸۹	۲۳/۶۴

FWHM پهنای کامل در عمق نیم بیشینه و معیاری از طول عمر ستون پلاسما است. نماد Ai نشانگر سطح زیر نمودار سیگنال یونی و بیانگر شار یون‌های گسیل شده است. قابل ذکر است که مقادیر موجود در جداول فوق، حاصل میانگین گیری از حداقل سه تخلیه در شرایط مشابه می‌باشد. به منظور محاسبه انرژی یون‌های گسیل شده از تکنیک زمان پرواز استفاده شده است. در استفاده از این تکنیک فاصله زمانی بین سیگنال مشتق جریان و سیگنال یونی مبنا قرار گرفته است. همان‌طور که مشاهده می‌شود، در میان فنجان‌های فارادی موجود در آرایه، بیشینه انرژی یون‌های گاز هلیوم مربوط به فنجان فارادی در مرکز و بعد از آن در دو زاویه $\pm 25^\circ$ و در نهایت در زاویه $\pm 50^\circ$ خواهد بود.

۴- بحث و نتیجه گیری:

برای اندازه‌گیری انرژی یون‌های گاز هلیوم گسیل شده از دستگاه پلاسما کانونی، از یک آرایه ۵ تایی از آشکارساز فنجان فارادی استفاده شد. فنجان‌های فارادی در فاصله یکسان $7/5$ سانتی‌متر از سر آند و در زوایای 0° ، $\pm 25^\circ$ و $\pm 50^\circ$ درجه از آند قرار می‌گیرند. یون‌های گاز هلیوم، در زاویه صفر درجه یعنی در جهت روبه جلو بیشترین مقدار گسیل یون را دارند و در زوایای دور از مرکز بیشتر از 25° درجه افت قابل ملاحظه‌ای دارند. این نتیجه با توجه به اینکه یون‌ها به دلیل میدان مغناطیسی در جهت زاویه صفر درجه شتاب می‌گیرند مطابقت دارد. علاوه بر این، محاسبه انرژی یون‌های گسیلی با استفاده از تکنیک زمان پرواز نیز تأیید این نکته بود که یون‌ها در زاویه صفر درجه بیشترین انرژی را دارند و با دور شدن از مرکز انرژی آن‌ها کاهش می‌یابد.



۵- مراجع:

۱. Cantero, E., et al., Design of a compact Faraday cup for low energy, low intensity ion beams. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, ۲۰۱۶. ۸۰۷: p. ۸۶-۹۳.
۲. Barnett, A. and S. Olbert, Response function of modulated grid Faraday cup plasma instruments. Review of scientific instruments, ۱۹۸۶. ۵۷(۱۰): p. ۲۴۳۲-۲۴۴۰.
۳. Prokūpek, J., et al., Development and first experimental tests of Faraday cup array. Review of Scientific Instruments, ۲۰۱۴. ۸۵(۱): p. ۰۱۳۳۰۲.
۴. Brown, K. and G. Tautfest, Faraday-Cup Monitors for High-Energy Electron Beams. Review of Scientific Instruments, ۱۹۵۶. ۲۷(۹): p. ۶۹۶-۷۰۲.
۵. Strehl, P., Beam instrumentation and diagnostics. Vol. ۱۲۰. ۲۰۰۶: Springer.
۶. Roshani, G., M. Habibi, and M. Sohrabi, An improved design of Faraday cup detector to reduce the escape of secondary electrons in plasma focus device by COMSOL. Vacuum, ۲۰۱۱. ۸۶(۳): p. ۲۵۰-۲۵۳.
۷. Thomas, J., et al., Performance enhancement study of an electrostatic Faraday cup detector. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, ۲۰۰۵. ۵۳۶(۱): p. ۱۱-۲۱.
۸. Ferrón, J., et al., Dependence of ion-electron emission from clean metals on the incidence angle of the projectile. Physical Review B, ۱۹۸۱. ۲۴(۸): p. ۴۴۱۲.
۹. Lai, S., et al., The relationship between electron and ion induced secondary electron imaging: A review with new experimental observations. Surface and interface analysis, ۱۹۸۶. ۸(۳): p. ۹۳-۱۱۱.
۱۰. Masoumzadeh, A., Habibi, M., & Afsharmanesh, M. (۲۰۱۹). Design, construction and test of an optimized Faraday cup for beam current determination of a helicon ion source. Vacuum, ۱۵۹, ۹۹-۱۰۴.

۱۱. بهجت قاسمی، مشخصه یابی گسیل یون نیتروژن در دستگاه پلاسمای کانونی^۱ SBUMTPF. رساله دکتری. دانشگاه

شهید بهشتی. تیر ۱۳۹۲.

۱۲. غلامرضا اطاعتی، بررسی گسیل پرتوهای ایکس نرم و سخت و یون در دستگاه پلاسمای کانونی مدر، رساله دکتری،

تابستان ۱۳۸۹.



مقایسه چگالی جریان باریکه یون قابل استخراج بین منابع پلاسمای القایی و هلیکون (کد مقاله

(۱۲۸۱):

فاضل پور، سمانه^۱ - صادقی، حسین^۲ - چخماچی دوم، امیر^۱

۱. سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و مهندسی گداخت

۲. دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی، گروه گداخت هسته‌ای

چکیده:

در این کار به بررسی شبیه سازی دو سیستم پلاسمای جفت شده القایی و هلیکون به منظور استخراج باریکه یون پرداخته شده است. مدل سه بعدی از هر دو سیستم در مشخصات یکسان همانند فرکانس امواج اعمالی، توان اعمالی، فشار گاز تزریقی، نوع گاز تزریقی، فلوی گاز و واکنش های در نظر گرفته شده در مدل توسط نرم افزار کامسول ارائه شده است. نتایج بدست آمده نشان می دهد که پلاسمای هلیکون توانایی تولید پلاسمایی با حداکثر چگالی و دمای الکترون به ترتیب ۸۳ و ۴۵/۸ درصدی نسبت به پلاسمای جفت شده القایی دارد. در بررسی های انجام شده با توجه به ابعاد محفظه، چگالی و دمای الکترون میانگین حجمی دو سیستم و تعداد حفره های مورد استفاده در الکتروود اول هر دو سیستم، جریان یون قابل استخراج از پلاسمای هلیکون و پلاسمای جفت شده القایی به ترتیب ۵۰ و ۲۰ میلی آمپر می باشد.

کلمات کلیدی: منابع تولید یون، پلاسمای هلیکون، پلاسمای جفت شده القایی، چگالی جریان یون.

Comparison of Extractable Ion Beam Current Density Between Induced Plasma (ICP) and Helicon Plasma sources

Fazelpour, Samaneh^۱, Sadeghi, Hossein^۲, Chakhmachi, Amir^{۱*}

۱. Plasma Physics and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, P.O. Box ۱۴۱۵۵-۱۳۳۹, Tehran, Iran

۲. Energy Engineering and Physics Department, Amirkabir University of Technology, P.O. Box ۱۵۹۱۶۳۴۳۱۱ Tehran, Iran

Abstract:

In this work, the simulation of two inductively coupled plasma source and helicon plasma source has been studied in order to investigate the ion beam. A three-dimensional model of both systems is presented in the same specifications of the applied frequency, applied power, the injected gas pressure, the type of injected gas, the gas flow and the reactions considered in the COMSOL software model. The results show that the helicon plasma compared to the inductively coupled plasma, produces plasma with the maximum density and electron temperature of ۸۳% and ۴۵,۸% respectively. In this study, considering the chamber dimensions, volume average electron density and temperature of the two systems, and the number of apertures used in the first electrode of both systems, the ion current that can be extracted from the helicon plasma and the inductively coupled plasma is ۵۰ and ۲۰ mA, respectively.

Key words: Ion Beam Sources, Helicon Plasma, ICP Plasma, Ion Current Density.



۱ - مقدمه:

منابع تولید یون بعنوان بخش اصلی سیستم های شتابدهنده، مولدهای نوترون، تزریق‌گرهای باریکه خنثی، رانشگرهای یونی و ... شناخته شده اند [۱-۳]. منابع تولید باریکه یون از سیستم های پلاسما و استخراج‌گرها تشکیل شده اند، لذا پارامترهایی همانند چگالی پلاسما، دمای الکترون، ولتاژ اعمالی بر الکترودها، هندسه و ابعاد الکترودها می تواند در میزان چگالی جریان باریکه یون قابل استخراج بسیار حائز اهمیت باشد.

استفاده از امواج رادیوفرکانسی برای ایجاد پلاسماهای با چگالی بالا ($10^{16} - 10^{18} m^{-3}$) بطور گسترده مورد مطالعه قرار گرفته اند [۴]. این نوع منابع پلاسما چگال به سه دسته پلاسما جفت شده خازنی (CCP)، پلاسما جفت شده القایی (ICP) و پلاسما هلیکون تقسیم بندی شده اند. پلاسما جفت شده خازنی از دو الکترودها دیسکی شکل که در فاصله کمی از هم قرار گرفته اند، تشکیل شده که یک الکترودها به امواج رادیوفرکانسی و دیگری به زمین وصل می شود. براساس اعمال امواج رادیوفرکانسی بین دو الکترودها، میدان الکتریکی نوسانی تولید شده و الکترون ها شتاب گرفته و منجر به یونیزه شدن گاز مابین دو الکترودها خواهد شد. چگالی این نوع منابع پلاسما در محدوده $10^{16} m^{-3}$ می باشد. پلاسما جفت شده القایی از یک آنتن مارپیچی شکل در اطراف لوله کوآرتز تشکیل شده که با اعمال امواج رادیوفرکانسی به آنتن، شار مغناطیسی رادیوفرکانسی ایجاد می شود. تغییرات زمانی میدان مغناطیسی براساس قانون فارادی، باعث القای میدان الکتریکی خواهد شد که منجر به یونیزاسیون گاز موجود در لوله می شود. محدوده چگالی این نوع منابع برابر با $10^{17} m^{-3}$ می باشد. نوع ارتقاء یافته منابع پلاسما جفت شده خازنی و القایی، منابع پلاسما هلیکون هستند. این نوع منابع از یک آنتن با هندسه خاص که در اطراف یک لوله کوآرتز قرار گرفته و همچنین یک میدان مغناطیسی محوری جهت محصورسازی و انتشار امواج تشکیل شده اند. براساس اعمال امواج رادیوفرکانسی بر آنتن، میدان الکترواستاتیکی تولید خواهد شد که اثر هال بوجود آمده منجر به حرکت سوقی ذرات خواهد شد. تغییرات میدان الکتریکی و مغناطیسی موج نسبت به زمان در راستای میدان مغناطیسی ثابت به سمت جلو حرکت خواهد کرد و باعث یونیزاسیون گاز موجود در محفظه خواهد شد. چگالی منابع پلاسما هلیکون در مرتبه $10^{18} m^{-3}$ می باشند.

بکارگیری این منابع چگال برای استخراج باریکه یون با چگالی جریان بالا می تواند بسیار حائز اهمیت قرار بگیرد. این در حالی است که محققین زیادی در حوزه استخراج باریکه یون از منابع رادیوفرکانسی بدلیل چگالی بالا، قابل اطمینال بودن، بدون ناخالصی و ... بکار گرفته اند [۵].

دودین و همکارانش به بررسی شبیه سازی استخراج یون های مثبت و الکترون ها از منبع یون جفت شده القایی پرداختند. نتایج بدست آمده توسط آنها نشان می دهد که محدوده انرژی یون $10-250$ الکترون ولت و بیشترین چگالی جریان یون برابر با 5 میلی آمپر بر سانتی مترمربع می باشد [۶]. فاضل پور و همکارانش، به بررسی شبیه سازی استخراج باریکه یون در رانشگرهای یون مبتنی بر پلاسما جفت شده القایی پرداختند [۷]. در این بررسی تاثیر افزایش چگالی جریان در پارامترهای مهم اعم از میزان تراست، راندمان و طول عمر رانشگر پرداخته شده است. تاکائو و همکارانش به بررسی مشخصات پلاسما و همچنین استخراج باریکه یون برای یک رانشگر یون جفت شده القایی میکرو پرداختند [۸]. کیم و همکارش، بصورت تجربی به بررسی استخراج باریکه یون از یک منبع یون با پلاسما جفت شده القایی و سیستم استخراجگر سه الکترودی پرداختند [۹]. موردیک و همکارانش به بررسی تجربی و شبیه سازی استخراج باریکه یون از منبع یون هلیکون پرداختند [۱۰]. در این مطالعه، چگالی



پلازما در فشار کمتر از ۵ میلی تور، توان رادیوفرکانسی کمتر از ۳۵۰ وات و فرکانس ۲۷/۱۲ مگاهرتز برای گاز آرگون بالاتر از $10^{-3} \times 10^{18} m^{-3}$ ، برای هلیوم برابر با $10^{-3} \times 10^{18} m^{-3}$ و برای هیدروژن برابر با $10^{-3} \times 10^{17} m^{-3}$ گزارش شده است. افشارمنش و همکارانش به بررسی تجربی و شبیه سازی یک منبع یون هلیکون پرداختند [۱۱]. در این مطالعه به تاثیر افزایش ولتاژ استخراج کننده بر میزان جریان باریکه یون پرداختند. بررسی شبیه سازی یک سیستم استخراج کننده سه الکترودی برای منبع یون هلیکون توسط کد IBSimu توسط خوشحال و همکارانش ارائه گردید [۱۲]. فاضل پور و همکارانش به بررسی شبیه سازی سه بعدی از یک منبع یون هلیکون جهت بکارگیری در تزریق باریکه خنثی توکامک دماوند پرداختند [۱۳].

بدلیل اهمیت بکارگیری نوع منبع پلازما در یک سیستم تولید باریکه یون بخصوص پلاسمای چگال جفت شده القایی و هلیکون، در این مقاله به مقایسه چگالی باریکه یون قابل استخراج از دو سیستم پلاسمای جفت شده القایی و هلیکون پرداخته شده است. بررسی های انجام شده براساس دو مدل سه بعدی از پلاسمای هلیکون و جفت شده القایی در مشخصات یکسان می باشد.

۲- طراحی و شبیه سازی

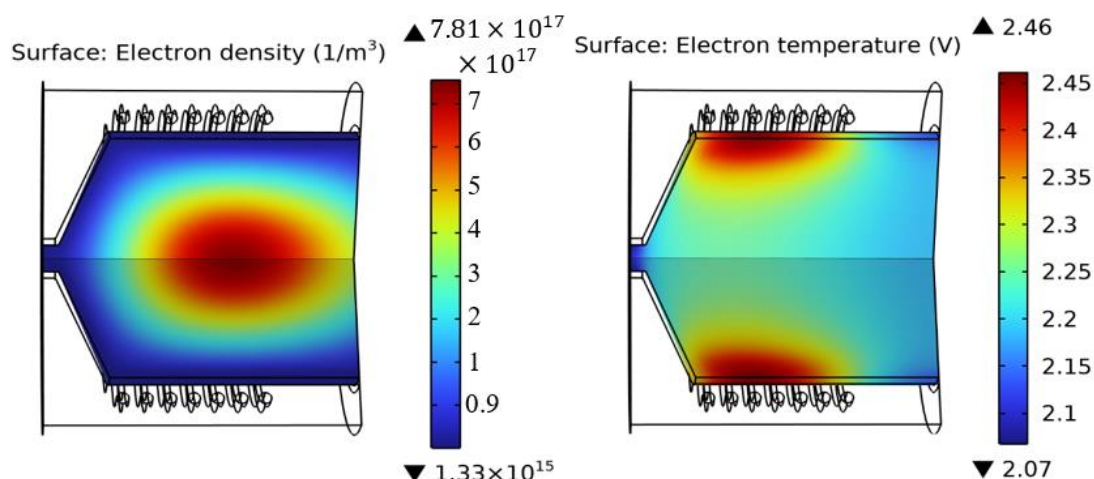
در این مقاله با استفاده از نرم افزار کامسول به مدلسازی سه بعدی از دو منبع پلاسمای جفت شده القایی یا ICP و هلیکون جهت بکارگیری در منابع یون پرداخته شده است. در این مدلسازی از ماژول های متفاوت شامل 'Radio Frequency Plasma، Molecular Flow و AC/DC' به منظور مدلسازی بخش های میدان مغناطیسی، پلازما، رادیوفرکانسی و تزریق گاز در سیستم تولید پلاسمای رادیوفرکانسی بکار رفته است. شرایط اولیه در نظر گرفته شده در این مدلسازی شامل نوع گاز آرگون، فلوی گاز ۱۰ SCCM، دمای گاز ۳۰۰ کلوین، فشار گاز ۱/۳۳ پاسکال، چگالی الکترون اولیه برابر با $10^{-3} \times 10^{11} m^{-3}$ ، پتانسیل پلازما برابر با ۰ V، فرکانس امواج اعمالی برابر با ۱۳/۵۶ مگاهرتز می باشد. در این شبیه سازی از واکنش های اصلی بکاررفته در جدول ۱ استفاده شده است.

جدول ۱: واکنش های اصلی و سطح مقطع های بکاررفته در شبیه سازی

No	Process	Reaction	$\Delta\epsilon(eV)$
۱	Elastic collision	$Ar + e \rightarrow Ar + e$	
۲	Ground state excitation	$Ar + e \rightarrow Ar^* + e$	۱۱.۵
۳	Ground state ionization	$Ar + e \rightarrow Ar^+ + 2e$	۱۵.۸
۴	Step-Wise ionization	$Ar^* + e \rightarrow Ar^+ + 2e$	۴.۲۴
۵	Superelastic collisions	$Ar^* + e \rightarrow Ar + e$	-۱۱.۵
۶	Metastable pooling	$Ar^* + Ar^* \rightarrow Ar^+ + Ar + e$	
۷	Two-Body quenching	$Ar + Ar^* \rightarrow Ar + Ar$	

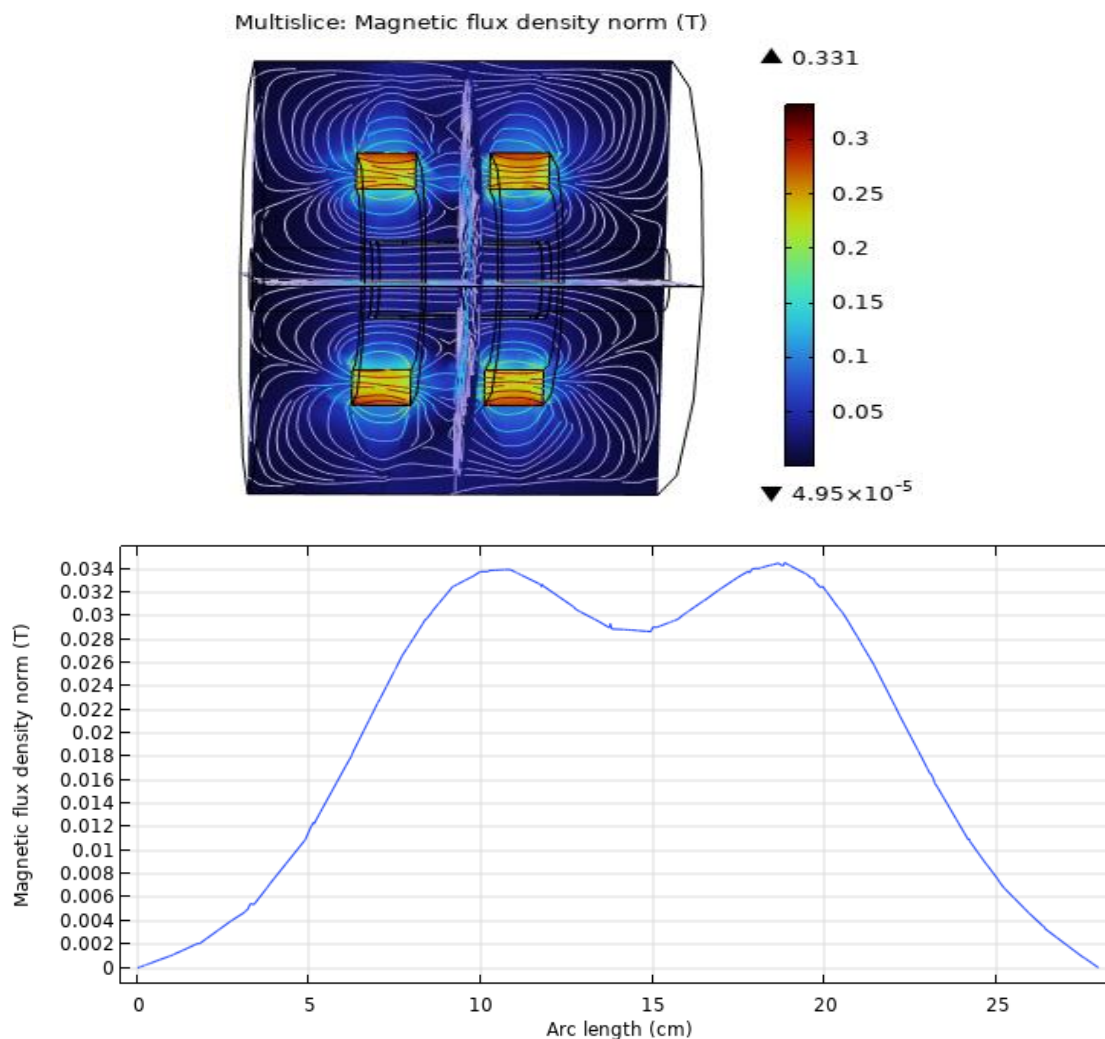


در قسمت مدل‌سازی پلاسمای جفت شده القایی از یک لوله کوارتز با شعاع ۸ سانتی متر و طول ۲۰ سانتی متر و همچنین از یک آنتن ماریچی با لوله به شعاع ۲ میلی متر و تعداد ۷ دور لوله های مسی استفاده شده است. توان امواج رادیوفرکانسی به آنتن برابر با ۸۰۰ وات می باشد. در شکل ۱، تغییرات چگالی الکترون، دمای الکترون و پتانسیل پلازما در پلاسمای جفت شده القایی نشان داده شده است.



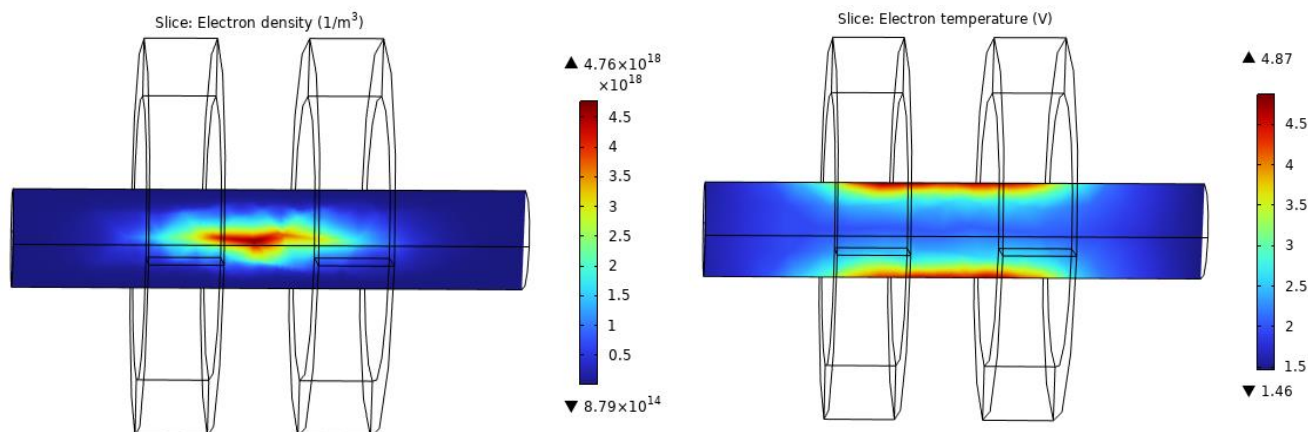
شکل (۱) تغییرات چگالی الکترون، دمای الکترون و پتانسیل پلازما در پلاسمای جفت شده القایی براساس شکل ۱، حداکثر چگالی پلازما جفت شده القایی برابر با $7.81 \times 10^{17} m^{-3}$ و دمای الکترون برابر با ۲/۴۶ الکترون ولت می باشد.

در ادامه، در قسمت شبیه سازی هلیکون از یک لوله کوارتز با شعاع ۲/۵ سانتی متر و طول ۲۸ سانتی متر، یک آنتن ناگویا با شعاع ۲/۸ سانتی متر و طول ۱۲ سانتی متر، دو کوئل مغناطیسی با ابعاد $2 \times 3 \times 6$ سانتی متر براساس هلمهولتز در نظر گرفته شده است. توان رادیوفرکانسی اعمالی بر آنتن ۸۰۰ وات و جریان اعمالی بر پیچه های مغناطیسی برابر با ۴۰ آمپر می باشد. در شکل ۲، تغییرات میدان مغناطیسی و نمودار آن برحسب محور پلازما نشان داده شده است.



شکل (۲) تغییرات میدان مغناطیسی و نمودار آن بر حسب محور پلازما

براساس شکل ۲، ماکزیمم میدان مغناطیسی در ناحیه پیچه‌های مغناطیسی برابر با 0.331 تسلا و میدان مغناطیسی در ناحیه آنتن بصورت یکنواخت برابر با 0.3 تسلا می‌باشد. براساس میدان مغناطیسی 0.3 تسلا، چگالی الکترون، دمای الکترون و پتانسیل پلازما در منبع پلاسمای هلیکون در شکل ۳، نشان داده شده است.



شکل (۳) چگالی الکترون، دمای الکترون و پتانسیل پلاسما در منبع پلاسمای هلیکون

براساس شکل ۳، حداکثر چگالی پلاسمای هلیکون برابر با $4.76 \times 10^{18} m^{-3}$ و دمای الکترون برابر با 4.87 الکترون ولت می باشد.

براساس نتایج بدست آمده، در توان و فشار یکسان، حداکثر چگالی پلاسما و دمای الکترون در پلاسمای هلیکون به ترتیب ۸۳ درصد و ۴۵/۸ درصد نسبت به پلاسمای جفت شده القایی افزایش می یابد. این در حالی است که ابعاد محفظه پلاسمای القایی و هلیکون باهم برابر نیستند، بنابراین میانگین حجمی چگالی و دمای الکترون پلاسمای جفت شده القایی برابر با $1.31 \times 10^{16} m^{-3}$ و $2/353$ الکترون ولت و برای پلاسمای هلیکون برابر با $3.29 \times 10^{17} m^{-3}$ و $2/18$ الکترون ولت می باشد.

۳- بحث و نتایج:

در یک سیستم تولید باریکه یون، چگالی جریان باریکه قابل استخراج از سیستم پلاسما برابر است با:

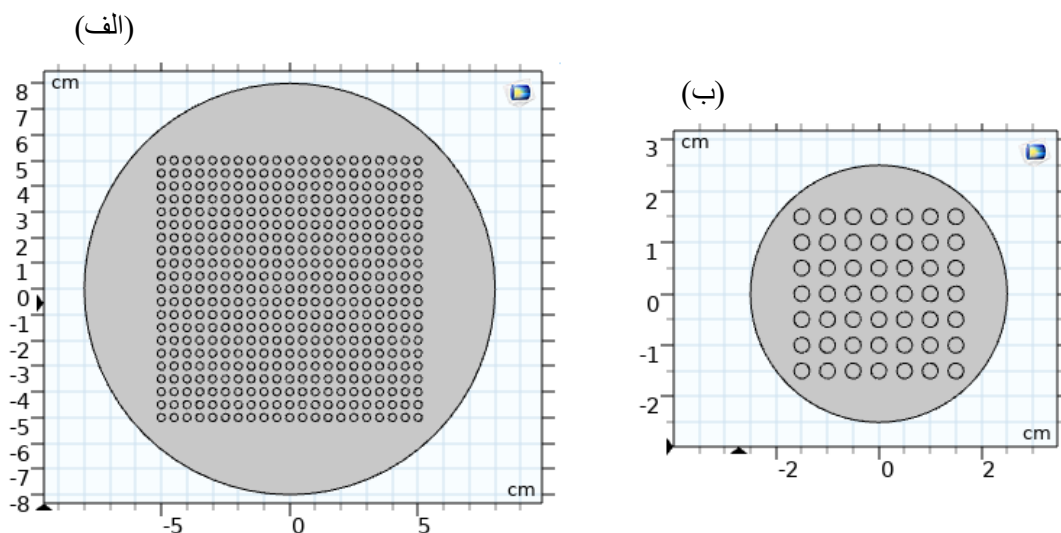
$$(1) \quad J_i \approx 0.6en_e \sqrt{\frac{kT_e}{M_i}}$$

در این رابطه، n_e چگالی الکترون، T_e دمای الکترون، M_i جرم یون گاز تزریقی و e بار الکترون می باشد. بنابراین، براساس رابطه ۱، چگالی جریان باریکه قابل استخراج از یک سیستم پلاسما به چگالی پلاسما و دمای الکترون وابسته است. بنابراین براساس مشخصات اصلی یک منبع تولید پلاسما، میزان چگالی جریان قابل استخراج مشخص خواهد شد البته قابل ذکر است که این میزان چگالی جریان یون بصورت ایده آل می باشد و به پارامترهای وابسته بر سیستم استخراجگر نیز وابسته هستند. در این قسمت از مقاله به بررسی چگالی جریان باریکه یون قابل استخراج از پلاسمای جفت شده القایی و هلیکون پرداخته خواهد شد.

چگالی جریان یون قابل استخراج از پلاسمای جفت شده القایی و پلاسمای هلیکون به ترتیب برابر با $18/9$ آمپر بر مترمربع و $458/3$ آمپر بر مترمربع می باشند. اگر مساحت الکتروود اول برای منابع پلاسمای القایی و هلیکون را محاسبه کنیم، به ترتیب



برابر با ۲۰۱ سانتی متر مربع و ۱۹/۶ سانتی متر مربع می باشند. با در نظر گرفتن حفره الکتروود با شعاع ۱/۵ میلی متر و فاصله بین دو حفره برابر با ۲ میلی متر، الکتروود اول منبع پلاسمای جفت شده القایی دارای ۴۴۱ حفره و الکتروود اول منبع پلاسمای هلیکون دارای ۴۹ حفره می باشند. در شکل ۴، نمایی از الکتروود استخراج کننده با تعداد حفره ها برای پلاسمای جفت شده القایی و هلیکون نشان داده شده است.



شکل (۴) نمایی از الکتروود استخراج کننده با تعداد حفره ها برای پلاسمای جفت شده القایی (الف) و هلیکون (ب) براساس شکل ۴، جریان یون قابل استخراج از سیستم پلاسمای جفت شده القایی و پلاسمای هلیکون به ترتیب برابر با ۲۰ میلی آمپر و ۵۰ میلی آمپر را دارند. این نکته قابل ذکر است که چگالی پلاسمای در الکتروود بصورت کاملاً یکنواخت در نظر گرفته شده که در عمل اینگونه نیست و پلاسمای در پشت برخی از حفره ها کمتر از حفره های میانی است. همچنین لازم بذکر است که این میزان جریان یون قابل استخراج بصورت ایده آل است و مسائل مهم اپتیکال باریکه در آنها در نظر گرفته نشده است.

۴- نتیجه گیری:

در این مقاله به ارائه دو مدل سه بعدی از پلاسمای جفت شده القایی و پلاسمای هلیکون با استفاده از نرم افزار کامسول پرداخته شده است. در مدلسازی انجام شده برای هر دو نوع پلاسمای، پارامترهای اصلی همانند فرکانس ۱۳/۵۶ مگاهرتز، گاز تزریقی آرگون، فشار کاری ۱/۳۳ پاسکال و فلوی گاز ۱۰ SCCM در نظر گرفته شده است. ابتدا در توان رادیوفرکانسی ۸۰۰ وات چگالی و دمای الکترون پلاسمای القایی و هلیکون مقایسه شده است که حداکثر چگالی الکترون در هلیکون ۸۳ درصد برابر نسبت به پلاسمای القایی و حداکثر دمای الکترون در هلیکون ۴۵/۸ برابر نسبت به پلاسمای القایی می باشد. در ادامه براساس رابطه چگالی جریان یون قابل استخراجی، به مقایسه عملکرد سیستم های القایی و هلیکون در توانایی استخراج باریکه یون پرداخته شده است. نتایج نشان می دهد که چگالی جریان یون قابل استخراج از پلاسمای جفت شده القایی و پلاسمای هلیکون به ترتیب برابر با ۱۸/۹ آمپر بر مترمربع و ۴۵۸/۳ آمپر بر مترمربع می باشند. این در حالی است که با توجه به ابعاد محفظه



پلاسمای جفت شده القایی، الکتروود اول در این سیستم دارای ۴۴۱ حفره با شعاع ۱/۵ میلی متر است اما پلاسمای هلیکون دارای الکتروودی با تعداد حفره ۴۹ می باشد. با توجه به محاسبات انجام شده، جریان باریکه یون از سیستم پلاسمای القایی برابر با ۲۰ میلی آمپر و از سیستم هلیکون برابر با ۵۰ میلی آمپر است. لازم بذکر است که چگالی پلاسمای در الکتروود بصورت کاملاً یکنواخت در نظر گرفته شده اما در عمل اینگونه نیست و پلاسمای در پشت برخی از حفره ها کمتر از حفره های میانی است. همچنین این میزان جریان یون قابل استخراج بصورت ایده آل است و مسائل مهم اپتیکال باریکه در آنها در نظر گرفته نشده است.

۵- مراجع:

۱. Kaufman, Harold R., and Raymond S. Robinson. "Ion source design for industrial applications." *AIAA Journal* ۲۰, ۶ (۱۹۸۲): ۷۴۵-۷۶۰.
۲. Gavrilov, N. V., et al. "New broad beam gas ion source for industrial application." *Journal of Vacuum Science & Technology A: Vacuum, Surfaces, and Films* ۱۴, ۳ (۱۹۹۶): ۱۰۵۰-۱۰۵۵.
۳. Takeiri, Yasuhiko. "Negative ion source development for fusion application." *Review of Scientific Instruments* ۸۱, ۲ (۲۰۱۰).
۴. Shinohara, Shunjiro. "Helicon high-density plasma sources: physics and applications." *Advances in Physics: X* ۳, ۱ (۲۰۱۸): ۱۴۲۰۴۲۴.
۵. Aston, Graeme, and P. J. Wilbur. "Ion extraction from a plasma." *Journal of Applied Physics* ۵۲, ۴ (۱۹۸۱): ۲۶۱۴-۲۶۲۶.
۶. Dudin, S. V., and D. V. Rafalskyi. "On the simultaneous extraction of positive ions and electrons from single-grid ICP source." *Europhysics Letters* ۸۸, ۵ (۲۰۰۹): ۵۵۰۰۲.
۷. Fazelpour, Samaneh, et al. "Investigation Ion Beam Extraction for Increase Thrust, Efficiency, and Lifetime of RF-ICP Ion Thruster." *IEEE Transactions on Plasma Science* (۲۰۲۳).
۸. Takao, Yoshinori, et al. "Investigation of plasma characteristics and ion beam extraction for a micro rf ion thruster." *Transactions of the Japan Society for Aeronautical and Space Sciences, Aerospace Technology Japan* ۱۲.ists۲۹ (۲۰۱۴): Pb_۱۳-Pb_۱۸.
۹. Kim, D. U., and J. H. Seo. "Beam extraction characteristics of an ICP ion source with a three-electrode aperture."



۱۰. Mordyk, S., et al. "Extraction of single-ion beams from helicon ion source in high plasma density operation mode: Experiment and simulation." Review of scientific instruments ۷۷,۳ (۲۰۰۶).
۱۱. Afsharmanesh, M., and M. Habibi. "Development of a helicon ion source: Simulations and preliminary experiments." Review of Scientific Instruments ۸۹,۳ (۲۰۱۸).
۱۲. Khoshhal, M., M. Habibi, and Rod W. Boswell. "Development of a new high-current triode extraction system for helicon ion source: design and simulation." Laser and Particle Beams ۳۶,۴ (۲۰۱۸): ۴۷۷-۴۸۶.
۱۳. Fazelpour, S., et al. "Design and simulation of NBI heating system using high dense helicon plasma source for Damavand Tokamak." Fusion Engineering and Design ۱۳۷ (۲۰۱۸): ۱۵۲-۱۶۴.



تحلیل و بررسی برهم‌کنش یون دوتریوم با هدف تیتانیوم در مولدهای نوترونی (کد مقاله : ۱۲۸۳)

بخشوده پور، فاطمه^۱ - ایرجی، داوود^۱ - قپانوری، مریم^۲

۱. دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده فیزیک و انرژی، مهندسی هسته‌ای-گداخت هسته‌ای
۲. سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، تهران، ایران

چکیده:

در این مقاله به بررسی واکنش یون دوتریوم با هدف تیتانیوم پرداخته شده است. تارگت‌های تیتانیومی یکی از اجزای مهم در مولدهای نوترون هستند که عملکرد آنها نقش مستقیم در کیفیت نوترون‌های تولیدی دارد. بنابراین با استفاده از کد SRIM، میزان عمق نفوذ یون دوتریوم در تیتانیوم، توزیع انرژی‌های از دست رفته و ایجاد نقصهای ساختاری را مورد مطالعه قرار داده تا با استفاده از نتایج این مطالعه و یافته‌های شبیه سازی با درک بهتر از مکانیزم برهم کنشها، بهینه‌سازی طراحی هدف و توسعه کاربردهای نوین در مولدهای نوترون مورد استفاده قرار گیرد.

کلمات کلیدی: برهم‌کنش های یون-هدف، سیستم دوتریوم-تیتانیوم، شبیه سازی SRIM، تجزیه و تحلیل عمق نفوذ، تشکیل نقص ساختاری، بهینه سازی مولد نوترون

Analysis and investigation of the interaction of deuterium ion with a titanium target using neutron generators

Bakhshoodehpour, Fatemeh^{1*}, Iraji, Davood¹, Ghapanvari, Maryam²

^۱. Amirkabir University of Technology, Faculty of Physics and Energy, Nuclear Engineering-Nuclear Fusion

^۲. Atomic Energy Organization of Iran, Nuclear Science and Technology Research Institute, Nuclear Fusion Research Institute

Abstract:

This paper investigates the interaction between deuterium ions and titanium targets. Titanium targets constitute a critical component in neutron generators, with their performance directly influencing the quality of neutron production. Through SRIM code methodology, we examined the penetration depth of deuterium ions in titanium, the distribution of energy loss, and the formation of structural defects. The computational analysis was conducted to elucidate the underlying interaction mechanisms, enabling the optimization of target design and facilitating novel applications across multiple domains, including neutron generator development, energy storage systems, and advanced industrial applications. The simulation findings provide comprehensive insights into the fundamental processes governing ion-target



interactions, thereby contributing to the advancement of practical applications in neutron generators.

Keywords:

Ion-target interactions, Deuterium-titanium system, SRIM simulation, Penetration depth analysis, Structural defect formation, Neutron generator optimization

۱ - مقدمه:

مولدهای نوترون دوتریوم - دوتریوم (D-D) و دوتریوم-تریتیوم (D-T) دو نوع اصلی از این دستگاه‌ها هستند که هر کدام دارای مزایا و معایب خاص خود می‌باشند. مولدهای D-D به دلیل عدم نیاز به تریتیوم، که یک ماده رادیواکتیو است، از نظر ایمنی مزیت دارند. از سوی دیگر، مولدهای D-T به دلیل تولید نوترون‌های با انرژی بالاتر، در برخی کاربردها ترجیح داده می‌شوند [۱]. طراحی و ساخت تارگت‌ها یکی از جنبه‌های مهم در عملکرد مولدهای نوترون است. تارگت‌های تیتانیومی و دوتریومی به عنوان دو نوع اصلی تارگت‌ها مورد بررسی قرار می‌گیرند. تارگت‌های تیتانیومی به دلیل پایداری حرارتی و مکانیکی بالا، در بسیاری از مولدهای نوترون مورد استفاده قرار می‌گیرند [۳]. از سوی دیگر، تارگت‌های دوتریومی به دلیل تولید نوترون‌های با انرژی بالا، در برخی کاربردهای خاص ترجیح داده می‌شوند [۴].

تارگت‌ها به عنوان یکی از اجزای کلیدی در مولدهای نوترون، نقش مهمی در تولید نوترون‌ها ایفا می‌کنند. مواد مورد استفاده در ساخت تارگت‌ها باید دارای ویژگی‌های خاصی باشند که شامل پایداری حرارتی و مکانیکی، قابلیت تولید نوترون‌های با انرژی بالا و مقاومت در برابر تابش نوترونی است. تیتانیوم و دوتریوم دو ماده اصلی مورد استفاده در ساخت تارگت‌ها هستند [۳]. هدفی که برای استفاده در مولدهای نوترونی شار بالا استفاده می‌شود، معمولاً شامل یک لایه فلزی با ضریب جذب زیاد برای هیدروژن است که روی یک لایه حامل که از فلزی با ضریب جذب و انتشار پایین برای هیدروژن و ضریب بالایی برای هدایت الکتریکی است استفاده می‌شود. همچنین می‌توان یک لایه میانی از جنس فلز نوع دیگر که ضریب هدایت حرارتی بالا و ضریب کندوکاش پایین دارد را قرار داد. در میان فلزات، طلا و نقره هدایت گرمایی بالا دارند اما به دلیل هزینه زیاد استفاده از مس را مرسوم میدانند [۵]. در این مقاله به بررسی واکنش یون دوتریوم با هدف تیتانیوم پرداخته شده است. بنابراین با استفاده از کد SRIM، میزان عمق نفوذ یون دوتریوم در تیتانیوم، توزیع انرژی‌های از دست رفته و ایجاد نقص‌های ساختاری را مورد مطالعه می‌گیرد.

۲ - روش کار:

برای انتخاب ضخامت لایه، باید برد دوتریوم در تیتانیوم را بدانیم. برای محاسبه برد دوتریوم با انرژی مشخص در تیتانیوم از نرم افزار سریم استفاده شده است. این کد یک کد محاسباتی مونت کارلو است که برهم کنش‌های یون‌ها را با ابعاد شبیه سازی می‌کند. این نرم افزار روی ویندوز نصب می‌شود و می‌تواند برد یون‌های مختلف در مواد مختلف را حساب می‌کند.

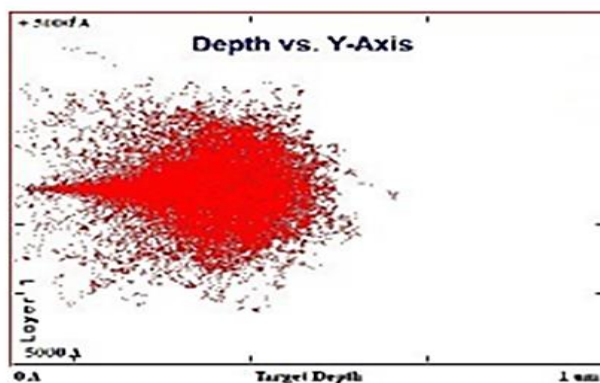
در ابتدا مدل هدف را در سریم وارد نمودیم. باید در نظر بگیریم لایه تیتانیوم در معرض بالاترین چگالی است پس خیلی زودتر دچار خوردگی می‌شود و زیر لایه‌ها پس از مدت کوتاه زمانی در معرض مشاهده قرار می‌گیرد پس نتیجه این می‌شود که بازده شارنوترون کم و احتمال ایجاد سوراخ و نفوذ به خنک کننده باشد پس باید دقت کنیم که ضخامت لایه‌ها بهینه باشد تا طول عمر هدف‌ها افزایش پیدا کند. برد دوتریوم در تیتانیوم ۰/۳ میکرومتر است، پس کمترین میزان لایه تیتانیوم را این مقدار



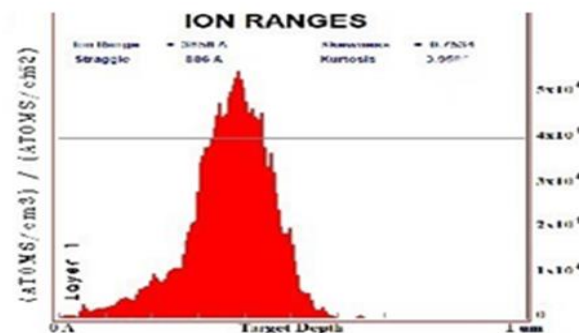
در نظر گرفتیم . باتوجه با بررسی انجام شده در ضخامت ۰/۳ نفوذ به زیر لایه کاملاً مشاهده شد اما در ضخامت ۰/۹ میکرومتر نفوذ به زیر لایه تقریباً دیده نشد بنابراین ضخامت را ۱ میکرومتر در نظر گرفتیم. انرژی یون را ۴۰ کیلو الکترون ولت قرار داده و نتایج زیر را به دست آوردیم.

۳- نتایج:

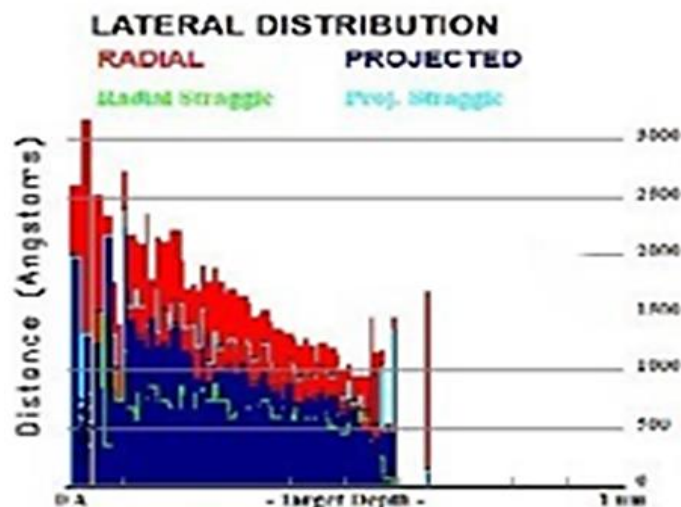
در شکل شماره (۱) عمق نفوذ یون ها در ماده را مشاهده میکنید که با افزایش انرژی یون این عمق نفوذ هم افزایش دارد پس عمق نفوذ یون با انرژی اولیه دوتریوم وابستگی مستقیم دارد. شکل شماره (۲) برد یون ها را نشان میدهد. میانگین برد یون ها و پراکندگی آن ها به انرژی یون ها و برهم کنش های آن ها با اتم های هدف وابسته است. در شکل شماره (۳) توزیع جانبی را در هدف مشاهده میکنیم . یون ها نه تنها در جهت عمق، بلکه در جهت جانبی نیز پراکنده می شوند. این پراکندگی جانبی به دلیل برخوردهای غیرمرکزی یون ها با اتم های هدف ایجاد می شود. پراکندگی جانبی نشان دهنده میزان انحراف یون ها از مسیر مستقیم نفوذ است.



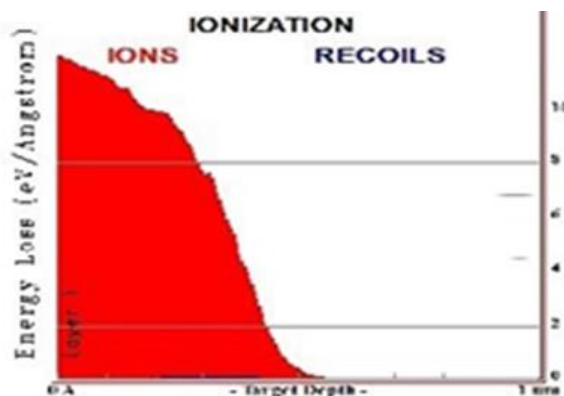
شکل (۱): نفوذ یون در ماده



شکل (۲): برد یون

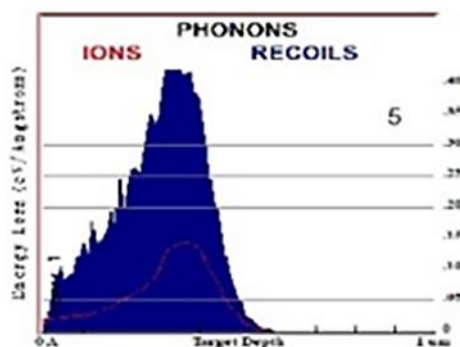


شکل (۳): توزیع جانبی

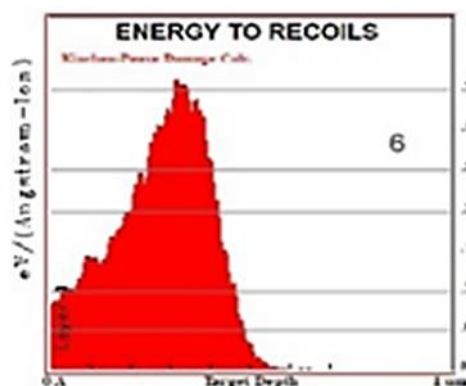


شکل (۴): یونیزاسیون

این پدیده برای طراحی دقیق فرآیندهای تزریق یونی در صنعت نیمه‌هادی‌ها بسیار مهم است. در شکل (۴) یون‌ها در حین نفوذ به ماده هدف، انرژی خود را به اتم‌های هدف منتقل می‌کنند. این انرژی می‌تواند باعث یونیزاسیون اتم‌ها یا ایجاد بازگشت‌ها (recoils) شود. بازگشت‌ها می‌توانند منجر به ایجاد نقص‌هایی در ساختار ماده شوند، مانند جابجایی اتم‌ها یا ایجاد جاهای خالی. میزان انرژی منتقل‌شده به اتم‌های هدف و تعداد بازگشت‌ها به انرژی یون‌ها و جنس ماده هدف بستگی دارد. در شکل (۵) یون‌ها در ماده هدف تا عمق‌های مشخصی نفوذ می‌کنند. این عمق‌ها به انرژی یون‌ها و جنس ماده هدف وابسته است. در شکل (۶) مربوط به انرژی‌ای است که یون‌ها به اتم‌های هدف منتقل می‌کنند و باعث ایجاد بازگشت‌ها می‌شوند. بازگشت‌ها می‌توانند منجر به ایجاد نقص‌هایی مانند جابجایی اتم‌ها یا ایجاد جاهای خالی در شبکه کریستالی شوند در نتیجه انرژی منتقل‌شده به اتم‌های هدف می‌تواند باعث جابجایی آن‌ها از موقعیت تعادلی خود شود.



شکل (۵): نفوذ یون در ماده



شکل (۶): انرژی منتقل به اتم هدف

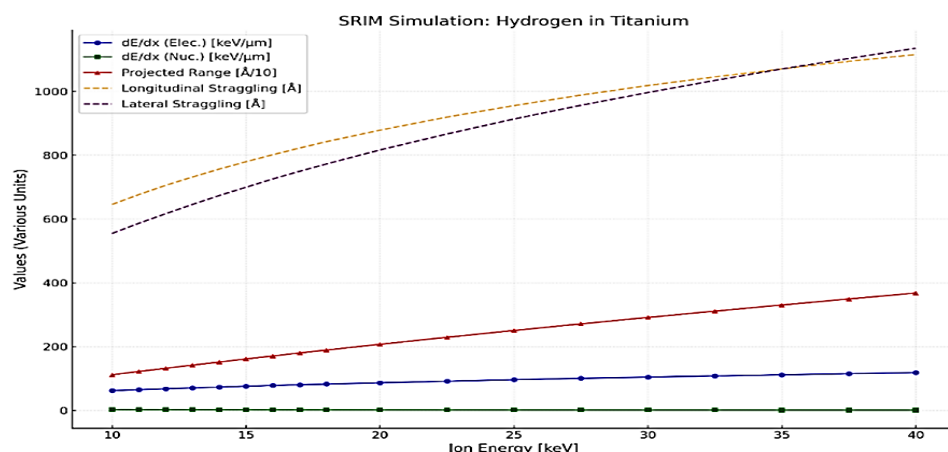


شکل (۷): تعداد برخورد ها

این جابه جای علاوه بر جای خالی میتواند باعث تولید اتمهای اضافی در شبکه شود. در شکل (۷) مربوط به تعداد رویدادهای برخورد بین یون‌ها و اتم‌های هدف است. هر برخورد می‌تواند منجر به انتقال انرژی و ایجاد نقص‌هایی در ماده شود. تعداد



رویدادهای برخورد به انرژی یون‌ها و چگالی اتم‌های هدف بستگی دارد. هرچه انرژی یون‌ها بیشتر باشد، تعداد برخوردها و انرژی منتقل شده به اتم‌های هدف نیز بیشتر می‌شود. این اطلاعات دریافت شده از شبیه سازی برای تحلیل میزان تخریب ساختار ماده هدف و طراحی مواد مقاوم در برابر تابش یونی دوتریوم در تمامی انرژی‌ها بسیار مفید است.



شکل (۸) کاهش ناشی از برهم کنش هسته ای (سبز)-: ثابت ناشی از برهم کنش الکتریکی (آبی)- برد پیس بینی شده از یون دوتریوم (قرمز)- پراکندگی جانبی-نارنجی: پراکندگی طولی (بنفش).

در بررسی رفتار پراکندگی جانبی ذرات، که با خط بنفش در نمودار ۸ مشخص شده است، مشاهده می‌شود که این رفتار به انرژی وابسته است. با افزایش انرژی یونها، پراکندگی جانبی نیز افزایش می‌یابد. این افزایش نشان‌دهنده این است که یون‌ها در انرژی‌های بالاتر تمایل بیشتری به انحراف از مسیر اصلی و حرکت به سمت جانبی دارند.

نکته جالب توجه این است که حتی با افزایش پراکندگی جانبی، این پراکندگی همچنان کمتر از پراکندگی طولی باقی می‌ماند. این بدان معناست که یون‌ها بیشتر تمایل دارند در جهت حرکت خود پراکنده شوند تا در جهت عمود بر آن. این ویژگی می‌تواند اطلاعات مهمی درباره نحوه برهم کنش ذرات و رفتارشان در محیط‌های مختلف ارائه کند.

با افزایشی که در انرژی یون‌ها اعمال کردیم، برد مد نظر یعنی خطوط قرمز رنگ نمودار ۸ صعودی می‌شود و یون‌ها قادر هستند به عمق بیشتری از هدف نفوذ پیدا کنند. پراکندگی طولی که با نارنجی مشخص شده است از پراکندگی جانبی که با خطوط بنفش رسم شده است بیشتر است اما نکته قابل توجه این است که هر دو با افزایش انرژی یون، رشد قابل ملاحظه‌ای را داشته اند.

۴ - بحث و نتیجه گیری:

با استفاده از کد SRIM نشان داده شد که با افزایش انرژی یونهای دوتریوم، میزان عمق نفوذ و پراکندگی آن در هدف تیتانیوم افزایش می‌یابد. همچنین مشاهده شد که انرژی از دست‌رفته در برهم کنش الکترونیکی ثابت و انرژی از دست‌رفته در برهم کنش هسته‌ای به میزان کمتری بوده و تغییرات خطی دارد. همچنین پراکندگی جانبی کمتر از پراکندگی طولی است، اما هر دو



پارامتر با افزایش انرژی افزایش پیدا می‌کنند. این یافته‌ها به طراحی بهینه هدف تیتانیومی برای مولدهای مولد نوترون کمک چشمگیری می‌کند.

۵ - مراجع:

[۱]. Das, B.K., et al., Development of compact DD neutron generator. Instruments and Experimental Techniques, ۲۰۱۳. ۵۶(۲): p. ۱۳۰-۱۳۳

[۲]. Lee, C.H., et al., Design and Fabrication of Titanium Target for Portable Neutron Generator. ۲۰۱۴

[۳]. Saunders, A., et al., Performance of the Los Alamos National Laboratory spallation-driven solid-deuterium ultra-cold neutron source. Review of Scientific Instruments, ۲۰۱۳. ۸۴

[۴]. Gaganov, V., Calculation of neutron spectra produced in neutron generator target: Code testing. Applied Radiation and Isotopes, ۲۰۱۸. ۱۳۳: p. ۸۵-۸۷

[۵]. آمنه, ک., et al., طراحی و ساخت هدف جامد به همراه سامانه خنک کننده جهت بررسی پدیده گداخت سطحی. ۲۰۲۲.



اندازه گیری پروفایل سه بعدی جریان های اشباع یونی و عدد ماخ در پلاسمای تخلیه تابان گاز آرگون به وسیله پروب دو بعدی مرکب ماخ – لانگمیر (کد مقاله : ۱۲۸۴)

قاسمی داغی، مجید* – ایرجی، داود^۱*

۱- دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی، گروه گداخت

چکیده:

پلاسمای تخلیه تابان به عنوان یک روش مفید برای لایه نشانی فیلمهای نازک است. شار یونها که عاملی مهم در فرایند لایه نشانی است، در نواحی مختلف محفظه پلاسما متفاوت است و بنابراین یافتن بهترین مکان جهت قرار دادن زیرلایه ها داخل محفظه یک امر ضروری جهت افزایش راندمان لایه‌نشانی خواهد بود. لذا پروب دو بعدی مرکب ماخ – لانگمیر که ترکیبی از یک پروب لانگمیر تکی و یک پروب ماخ چهار وجهی میباشد و قابلیت اندازه‌گیری عدد ماخ در دو بعد را دارد، ساخته شده است. این پروب از پنج وجه دایره‌ای به شعاع ۴ میلی‌متر از جنس فولاد ضدزنگ ۳۰۴ تشکیل شده است که مساحت هر وجه برابر mm^2 ۵۰.۳ میباشد. در پلاسمای تخلیه تابان گاز آرگون پروفایل‌های جریان اشباع یونی و اعداد ماخ اندازه‌گیری شده است. نتایج به وضوح نشان‌دهنده وجود شار متفاوت ذرات در نواحی مختلف میباشد و اثر آند و پمپاژ خلأ روی شار ذرات مشاهده شد.

کلمات کلیدی: پروب ماخ – پروب لانگمیر – پلاسمای تخلیه تابان – جریان اشباع یونی – عدد ماخ

Measurement of three-dimensional profiles of ion saturation currents and Mach number in glow discharge plasma of argon gas using a two-dimensional composite Mach-Langmuir probe

Ghasemi Daghy, Majid ^{۱*}, Iraj, Davoud ^{۱*}

^۱. Amirkabir University of Technology, Department of Energy Engineering and Physics, fusion group

Abstract:

Glow discharge plasma is a useful method for thin film deposition. The ion flux, which is an important factor in the deposition process, is different in different regions of the plasma chamber, and therefore finding the best location to place the substrates inside the chamber is essential to increase the deposition efficiency. Therefore, a two-dimensional composite Mach-Langmuir probe, which is a combination of a single Langmuir probe and a tetrahedral Mach probe and is capable of measuring Mach number in two dimensions, has been developed. This probe consists of five circular faces with a radius of ۴ mm made of ۳۰۴ stainless steel, with an area of ۵۰.۳ mm^2 per face. In the glow discharge plasma of argon gas, the profiles of ion saturation current and Mach numbers have been measured. The results clearly indicate the existence of different particle fluxes in different regions and the effect of anode and vacuum pumping on the particle flux was observed.

Keywords: Mach probe - Langmuir probe - glow discharge plasma - ion saturation current - Mach number



۱- مقدمه:

یکی از قدیمی ترین و در عین حال مفیدترین ابزارها برای تشخیص و بررسی پلاسما، یک پروب فلزی است که در داخل پلاسما قرار میگیرد و برای دریافت جریان یونی و الکترونی بایاس منفی و مثبت میشود. به این گونه پروبها، پروبهای الکترواستاتیک میگویند. این پروبها، که اولین بار توسط لانگمیر^{۶۸} معرفی شدند و توسط اسمیت^{۶۹} و لانگمیر در سال ۱۹۲۶ مورد بررسی قرار گرفتند، پروبهای لانگمیر نامیده میشوند. پروب ماخ نیز یک نوع پروب الکترواستاتیک و در واقع نوعی پروب لانگمیر جهتدار است که به عنوان یکی از سادهترین و مفیدترین وسایل اندازهگیری مشخصه‌های پلاسما (از جمله: جریانهای اشباع یونی پلاسما، عدد ماخ، سرعت چرخش پلاسما، تراکم ذرات و...)، برای اندازهگیری جریان پلاسماهای موضعی استفاده میشود [۱ و ۲]. پروبهای ماخ در رژیم اشباع یونی کار میکنند و اساس عملکرد آنها جمع کردن شار یونی از جهت‌های مخالف است. ساده ترین پروبهای ماخ از دو وجه ساخته شدهاند که توسط عایق از یکدیگر جدا شده و هر کدام نسبت به بدنه محفظه پلاسما بایاس میشوند. اگر جریان پلاسما وجود داشته باشد وجهی که در جهت جریان پلاسما است بیشترین جریان یعنی جریان بالادست (Upstream) و وجه دیگر کمترین جریان یعنی جریان پایین دست (Downstream) را جمع میکند. اگر هیچ شار خالصی وجود

$$M = \frac{V_d}{c_s} = 0$$

نداشته باشد ($V_d=0$) عدد ماخ برابر صفر میباشد (c_s) که در این حالت نسبت جریان بالادست به جریان پایین دست

$$\frac{I_{up}}{I_{down}} = 1$$

برابر واحد میباشد (I_{down}). با پروبهای ماخ با تعداد وجوه بالاتر (۴ وجهی یا ۶ وجهی) میتوان مشخصه‌های پلاسما را با دقت بیشتر اندازه گیری کرد. معادله بنیادی برای مدل کردن پروب ماخ با رابطه (۴) بیان می شود [۳ و ۴].

$$\frac{I_{up}}{I_{down}} = \exp(kM) \quad (1)$$

$$M = M_c \ln(R) \quad (4)$$

$$R = \frac{I_{up}}{I_{down}} \quad (2)$$

$$\ln(R) = kM \quad (3)$$

در روابط بالا M عدد ماخ و $M_c = \frac{1}{k}$ فاکتور کالیبراسیون (تابعی از دمای الکترون و دمای یون) میباشد که معمولاً از مرتبه واحد میباشد. از طرفی طبق تعریف عدد ماخ که عبارت است از نسبت سرعت سیال به سرعت صوت در آن سیال، این عدد برای یون در یک پلاسما عبارت است از نسبت سرعت سوقی به سرعت صوتی یون در آن پلاسما و به صورت زیر بیان می‌شو

$$M = \frac{V_d}{c_s} \quad (5)$$



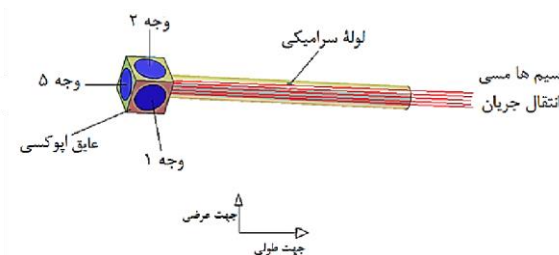
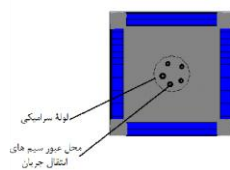
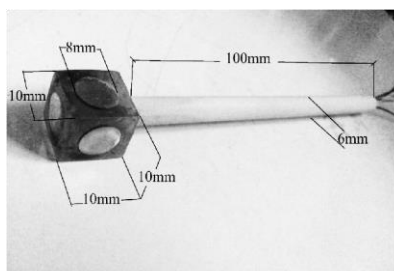
$$c_s = \sqrt{\frac{T_i + T_e}{m_i}}$$

در رابطه (۵) v_d سرعت سوق یون و c_s سرعت صوتی یون می باشد [۵].

یکی از کاربردهای پلاسمای تخلیه تابان لایه نشانی مواد می باشد. با توجه به میدانهای موجود در داخل پلازما، یونها در داخل محفظه در جهت های مختلف حرکت میکنند. بنابراین با دانستن جهت دقیق حرکت یونها در محفظه و قرار دادن زیرلایه های مورد لایه نشانی در موقعیتهای مناسب در داخل محفظه، میتوان راندها را لایه نشانی را افزایش داد. در کار قبلی [۶] پروفایل قطبی عدد ماخ یونی در پلاسمای تخلیه تابان گاز آرگون در ارتفاعی همسطح آند اندازه گیری شد و اختلاف در جهت شارهای یونی پلازما و اعداد ماخ در اثر حضور آند و نتیجتاً چرخش ذرات حول محور مرکزی محفظه پلازما مشاهده شد. هدف این مقاله استفاده از پروب دو بعدی مرکب ماخ - لانگمیر جهت اندازه گیری پروفایلهای جریان اشباع یونی قطبی و محوری و عدد ماخ مرتبط با آنها که رابطه مستقیم با جهت حرکت یونها دارد، میباشد.

۲- روش کار:

پروب دو بعدی مرکب ماخ - لانگمیر که ترکیبی از یک پروب لانگمیر تکی و یک پروب ماخ چهار وجهی میباشد، ساخته شده است و قابلیت اندازه گیری عدد ماخ در دو بعد را دارد. این پروب از پنج وجه دایره ای به شعاع ۴ میلی متر از جنس فولاد ضد زنگ ۳۰۴ تشکیل شده است که مساحت هر وجه برابر 50.3 mm^2 میباشد. قسمتهای مختلف پروب و ابعاد آن در شکل ۱ نشان داده شده است.



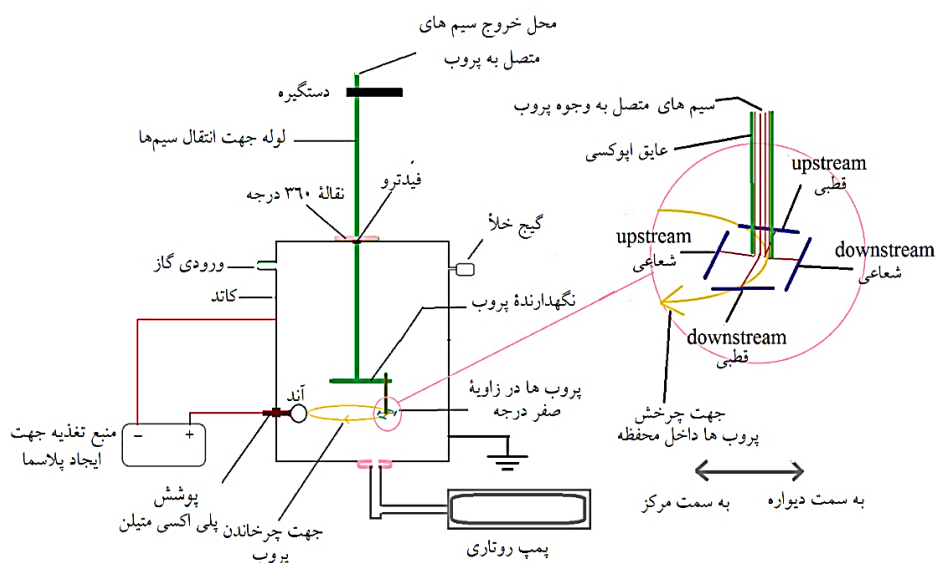
شکل (۱) الف) شماتیک پروب دو بعدی مرکب ماخ - لانگمیر و قسمتهای مختلف آن (وجه ۳ و ۴ در این نما مشاهده نمیشوند).
ب) برشی عرضی از پروب. در این شکل وجوه ۱ تا ۴، لوله سرامیکی و سوراخ های مربوط به عبور سیمهای انتقال جریان مشخص شده اند. ج) ابعاد پروب دو بعدی مرکب ماخ - لانگمیر ساخته شده.

وجوه یک تا چهار این پروب دو جفت پروب ماخ را تشکیل میدهند که برای اندازه گیری جریان در چهار جهت مختلف به کار میرود. یک پروب ماخ ساده از دو وجه تشکیل شده ولی این پروب به صورت دو پروب ساده عمود بر هم برای کارایی بیشتر، ساخته شده است. وجه پنجم که به فاصله یکسان از چهار وجه دیگر قرار دارد، میتوان از آن به عنوان پروب لانگمیر تکی استفاده کرد و چگالی و دمای پلازما را در محل پروب بدست آورد. به علت اینکه در محاسبات پروب ماخ از نسبت جریان ها استفاده میشود نیاز به کالیبراسیون خاصی برای پروب نیست و این پروب فقط به لحاظ اندازه گیری صحیح جریان و کارکرد صحیح مدار اندازه گیری آن با اعمال جریان از طریق راهاندازی مدار با مقاومت های مختلف و اندازه گیری جریان با استفاده از اسیلوسکوپ کالیبره شده است.

پلاسمای مورد استفاده در این آزمایش پلاسمای تخلیه تابان گاز آرگون میباشد. ولتاژ تخلیه ۷۰۰ ولت، جریان تخلیه الکتریکی ۲۶۰ میلی آمپر و فشار کاری گاز برابر $8 \times 10^{-2} \text{ torr}$ میباشد. آند در فاصله ۷.۵ سانتیمتری از دیواره داخلی محفظه و در ارتفاع ۱۱.۵ سانتیمتری از کف محفظه نگه داشته شده است. جزئیات بیشتر در [۶] ارائه شده است.



پروب دو بعدی مرکب ماخ - لانگمیر به گونه‌ای داخل پلاسما قرار گرفته که پروب ۱ (وجه ۱ و ۳) عدد ماخ را در راستای شعاعی و پروب ۲ (وجه ۲ و ۴) در جهت قطبی اندازه‌گیری میکند. با توجه به شکل ۲ برای پروبی که در جهت شعاعی قرار گرفته، وجهی که بردار عمود بر سطح آن به سمت مرکز می‌باشد (وجه ۱) را بالادست^{۷۰} و وجهی که بردار عمود بر سطح آن به سمت دیواره می‌باشد (وجه ۲) را پاییندست^{۷۱} در نظر می‌گیریم. در این حالت عدد ماخ مثبت، به منزله شار یونهای پلاسما به سمت دیواره و عدد ماخ منفی به منزله شار یونهای پلاسما به سمت مرکز می‌باشد. همچنین برای پروبی که در جهت قطبی قرار دارد، وجهی که بردار عمود بر سطح آن در جهت پاد ساعتگرد است (وجه ۳) بالادست و وجهی که بردار عمود بر سطح آن در جهت ساعتگرد است (وجه ۴)، پایین دست می‌باشد. در این حالت نیز، عدد ماخ مثبت به منزله شار یونهای پلاسما در جهت ساعتگرد و عدد ماخ منفی به منزله شار یونهای پلاسما در جهت پاد ساعتگرد می‌باشد.



شکل (۲) شماتیک محفظه خلأ، آند، منبع تغذیه و نحوه قرارگیری پروبها در داخل محفظه [۶].

پروب در شعاع ۵ سانتیمتر از مرکز محفظه بر روی فیدتروی متحرکی که از بیرون محفظه قابلیت چرخش در جهت قطبی محفظه و همچنین قابلیت حرکت در راستای ارتفاع را دارد، سوار شده‌اند. این فیدترو بر روی دریچه بالایی محفظه نصب شده و جهت اندازه‌گیری پروفایل عدد ماخ شعاعی و قطبی، از زاویه صفر تا ۳۶۰ درجه با دقت ۱۵ درجه، در جهت ساعتگرد چرخانده شده است. سپس با جابجایی پروب در راستای ارتفاع استوانه مجدد پروفایل اعداد ماخ شعاعی و قطبی در راستای محوری و در ارتفاعهای مختلف داخل محفظه اندازه‌گیری شده است. در این آزمایش، وجوه پروب در ولتاژ ۲۳۰- ولت توسط یک منبع تغذیه جریان مستقیم نسبت به بدنه محفظه بایاس شده و جریانهای اشباع یونی به صورت مجزا اندازه‌گیری میشوند.

۳- نتایج:

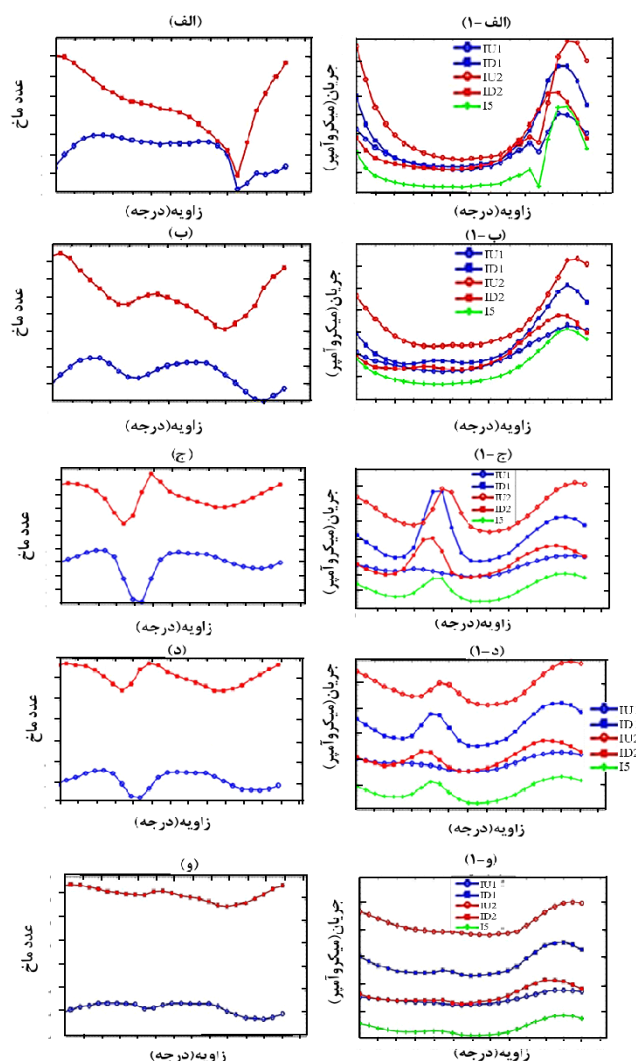
پس از اندازه‌گیری جریانهای اشباع یونی، پروفایل قطبی و شعاعی اعداد ماخ در فواصل ۱۱,۵ cm، ۵,۵ cm، ۲,۵ cm و ۱۴,۵ cm و ۱۷,۵ cm نسبت به سطح پایین محفظه محاسبه شد. نتایج در شکل ۳ نشان داده شده است. در این شکل ستون سمت راست، جریانهای اشباع یونی و ستون سمت چپ اعداد ماخ بر حسب موقعیت پروب می‌باشد. مثبت بودن عدد ماخ شعاعی به منزله شارش یونها به سمت دیواره و منفی بودن آن به منزله شارش یونها به سمت مرکز محفظه می‌باشد. در مورد شار قطبی،

Upstream^{۷۰}
Downstream^{۷۱}



مثبت بودن عدد مآخ قطبی به منزله ساعتگرد بودن شار یونی و منفی بودن آن به منزله پادساعتگرد بودن شار یونی میباشد. تأثیر آند روی اعداد مآخ قطبی و شعاعی در نمودارهای ب (ارتفاع ۰,۵ cm) تا د (ارتفاع ۱۴,۵ cm) زیاد میباشد ولی در ارتفاع های ۲,۵cm و بیشتر از ۱۴,۵ cm تأثیر آند روی اعداد مآخ بسیار کم و ناچیز میباشد. بنابراین میتوان فاصله اثر آند روی شار ذرات را به وضوح مشاهده کرد، لذا در فرایند لایه نشانی مواد با توجه به فاصله نمونه تا آند میتوان راندمان لایه نشانی را افزایش داد. به عبارت دیگر در فواصلی که اثر آند روی شار ذرات اندک میباشد (ارتفاع بالاتر از ۱۴,۵ cm)، تفاوتی وجود ندارد که نمونه لایه شانی در پلاسمای تخلیه تابان در چه موقعیت قطبی قرار میگیرد ولی موقعیت آن از نظر ارتفاع باید مورد توجه قرار گیرد.

در نواحی که اثر آند روی شار ذرات قابل توجه میباشد، علاوه بر موقعیت ارتفاع نمونه نسبت به آند، باید موقعیت قطبی قرارگیری نمونه جهت انجام عملیات لایه‌نشانی نیز مورد توجه و ارزیابی قرار گیرد. به طور کلی در این نواحی با نزدیک شدن به آند در مسیر قطبی جهت حرکت یونها در جهت دور شدن از آند و به سمت مرکز محفظه میباشد و با دور شدن از آند حرکت یونها به سمت دیواره و با یک چرخش ساعتگرد میباشد.



شکل (۳) ستون سمت راست جریانهای اشباع یونی وجوه پروب و ستون سمت چپ تغییرات عدد مآخ بر حسب موقعیت پروب را نشان میدهد. زاویه ۱۳۵ درجه موقعیت آند را نشان میدهد.



همچنین در تمام نواحی که اثر آند روی شار ذرات قابل توجه می‌باشد، در نزدیکی آند، منحنی مربوط به عدد ماخ شعاعی دارای مینیممی که همیشه در ناحیه منفی اعداد ماخ قرار دارد، و منحنی مربوط به عدد ماخ قطبی دارای ماکزیممی که همیشه در ناحیه مثبت اعداد ماخ قرار دارد، می‌باشد. این امر به منزله این است که شار یونها در ناحیه اثر آند به سمت مرکز و ساعتگرد می‌باشد و شدت آن در نزدیکی آند بیشتر از سایر قسمت‌ها می‌باشد.

در ارتفاع ۲.۵ سانتیمتری به علت وجود دریچه تخلیه گاز توسط پمپ خلأ تغییرات اعداد ماخ و بنابراین شار ذرات متفاوت از سایر قسمت‌ها می‌باشد. تأثیر آند، در این ارتفاع نیز بسیار اندک می‌باشد. در زاویه ۲۴۰ تا ۳۳۰ درجه که دریچه خلأ واقع شده است عدد ماخ قطبی منفی می‌شود که به منزله پاد ساعتگرد بودن حرکت یونها بر خلاف سایر قسمت‌های محفظه می‌باشد. عدد ماخ شعاعی نیز در این ناحیه منفی می‌باشد که به معنی شارش یونها به سمت مرکز است.

تفاوتی که عدد ماخ شعاعی در این ناحیه نسبت به نواحی دیگر دارد این است که مینیمم نمودار به جای اینکه در نزدیکی آند اتفاق بیفتد در محل دریچه خلأ اتفاق افتاده است به عبارتی تأثیر آند در این ارتفاع مشاهده نمی‌شود. از نمودارهای جریان اشباع یونی وجوه پروب مشخص می‌شود که در نواحی با تأثیر زیاد آند و نزدیکی دریچه خلأ جریان اشباع یونی برای تمام وجوه پروب تا ۱۵۰ میکروآمپر افزایش یافته است در حالی که در نواحی دور از آند و دریچه خلأ جریان‌های وجوه پروب به کمتر از ۹۰ میکروآمپر و حتی برای بعضی از وجوه به کمتر از ۵۰ میکروآمپر افت کرده است. بنابراین می‌توان نتیجه گرفت که در نزدیکی آند و دریچه خلأ چگالی پلاسما بیشتر از سایر نواحی داخل محفظه می‌باشد.

۴- بحث و نتیجه گیری:

به دلیل وجود شار متفاوت ذرات پلاسما در نواحی مختلف محفظه پلاسمای تخلیه تابان، محل قرارگیری زیرلایه در داخل محفظه درفرایند لایه‌نشانی دارای اهمیت ویژه‌ای است. لذا یک پروب دوبعدی مرکب ماخ - لانگمیر ساخته شد و پروفایل شعاعی و قطبی جریان‌های اشباع یونی در ارتفاع‌های مختلف و نتیجتاً اعداد ماخ مرتبط که رابطه نزدیک با شار ذرات در داخل پلاسما دارد اندازه‌گیری شد. تغییرات شار ذرات در اثر حضور آند و دریچه پمپاژ سیستم خلأ مشاهده شد. شار یونها در ناحیه اثر آند به سمت مرکز و ساعتگرد می‌باشد و شدت آن در نزدیکی آند بیشتر از سایر قسمت‌ها می‌باشد. در ارتفاع ۲.۵ سانتیمتری به علت وجود دریچه خلأ شار یونها پادساعتگرد و به سمت مرکز می‌باشد. در نواحی نزدیک آند و دریچه خلأ جریان‌های اشباع یونی بیشتر از نواحی دیگر مشاهده شد و این نشان‌دهنده شار ذرات بیشتر در این نواحی می‌باشد. بنابراین می‌توان بهترین مکان برای قرارگیری زیرلایه را انتخاب کرد.

۵- مراجع:

- [۱] L.Oksuz and N.Hershkowitz; "Langmuir probes in a drifting, unmagnetized, non-uniform plasma", *Plasma Sources Sci. Technol.* 13,263-271 (2004).
- [۲] H.M. Mott-Smith, I. Langmuir; "The Theory of Collectors in Gaseous Discharges", *Phys. Rev.* 28, 727-763 (1926).
- [۳] I.H. Hutchinson;"The invalidity of a Mach probe model", *Physics of Plasmas* 9, 1832-1833 (2002).
- [۴] Brian Kardon, "Measurement of Plasma Flows Using Mach Probe Array", Massachusetts Institute of Technology, (۲۰۰۸)
- [۵] K. Chung, I.H. Hutchinson, B. LaBombard, R.W. Conn; "Plasma flow measurements along the presheath of a magnetized plasma", *Physics of Fluids B: Plasma Physics* 1 2229-2238 (1989).



[۶] قاسمی داغی، مجید. ایرجی، داود. اندازه گیری پروفایل قطبی عدد ماخ یونی در پلاسمای تخلیه تابان گاز آرگون، بیست و چهارمین کنفرانس هسته‌ای ایران. ۱۳۹۶



تحلیل نفوذ و توزیع هیدروژن در مس تحت تأثیر تخلیه‌های پلاسمای کانونی با روش ERDA

(کد مقاله: ۱۳۰۲)

میرمحمد رضا سیدحبشی^۱

پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی ایران، تهران، ایران

در این پژوهش، توزیع هیدروژن در نمونه‌های مس که توسط یون‌های هیدروژن پراثری با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی نوع مدر مدل (MTPF-2) با ۱ و ۱۰ تخلیه پالسی پرتودهی شده‌اند، بررسی شده است. دستگاه پلاسمای کانونی با انرژی ۲.۷ کیلوژول، شرایط مشابهی با پلاسماهای همجوشی فراهم می‌کند و به عنوان منبع یون‌های پراثری به کار گرفته شد. میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) برای بررسی تغییرات مورفولوژیکی سطح نمونه‌ها و تحلیل پراکندگی برگشتی کشتان (ERDA) برای تعیین عمق نفوذ و توزیع هیدروژن در لایه‌های سطحی استفاده شد. نتایج نشان داد که برخورد یون‌های هیدروژن با اتم‌های سطحی موجب ایجاد نقص‌هایی از قبیل حفره‌ها و جفت‌های فرنکل در نزدیکی سطح نمونه‌ها می‌شود. این نقص‌ها به عنوان تله‌هایی برای یون‌های هیدروژن عمل کرده و موجب تجمع یون‌ها در حفره‌ها و تشکیل حباب‌ها می‌شوند. رشد حباب‌ها در نزدیکی سطح منجر به تشکیل تاول‌هایی بر روی سطح نمونه‌ها می‌گردد. تحلیل‌ها همچنین نشان داد که با افزایش تعداد تخلیه‌های پالسی، نرخ تخریب و تجمع هیدروژن افزایش یافته و توزیع عمقی آن به دلیل تغییرات دمایی ناشی از تخلیه‌ها، گسترش می‌یابد.

واژگان کلیدی: دستگاه پلاسمای کانونی نوع مدر، تخلیه پالسی پلاسمایی، تحلیل پراکندگی برگشتی کشتان (ERDA)

Analysis of Hydrogen Penetration Depth and Distribution in Copper Using ERDA in Plasma Focus Discharges

Abstract:

In this study, the distribution of hydrogen in copper samples irradiated by high-energy hydrogen ions using a Mather-type plasma focus device (MTPF-2) with 1 and 10 pulsed discharges was investigated. The plasma focus device, with an energy capacity of 2.7 kJ, simulates conditions similar to fusion plasmas and was employed as a source of high-energy ions. Scanning Electron Microscopy (SEM) was utilized to examine the morphological changes on the sample surfaces, while Elastic Recoil Detection Analysis (ERDA) was used to determine the penetration depth and distribution of hydrogen in the surface layers. The results showed that the interaction of hydrogen ions with surface atoms caused defects such as voids and Frenkel pairs near the surface of the samples. These defects acted as traps for hydrogen ions, leading to their accumulation in voids and the formation of bubbles. The growth of bubbles near the surface resulted in the formation of blisters on the sample surfaces. The analysis further revealed that increasing the number of pulsed discharges enhanced the rate of damage and hydrogen accumulation, while the depth distribution of hydrogen expanded due to thermal effects induced by the discharges.



Keywords:

Mather-Type Plasma Focus Device, Plasma Pulsed Discharge, Elastic Recoil Detection Analysis (ERDA).

۱- مقدمه

ایجاد نقص‌های مختلف در ساختار بلوری مواد در اثر تابش یون‌های پرانرژی، موضوعی شناخته شده است. این نقص‌ها شامل حفره‌ها، جابه‌جایی‌ها، روی‌هم‌نشینی‌های داخلی یا خارجی، گسل‌های دوقلو و تغییرات موضعی مانند تنش یا کرنش می‌باشند. این تغییرات، خواص فیزیکی و مکانیکی مواد را به‌طور قابل توجهی دگرگون می‌کنند. از این رو، بررسی آسیب‌های ناشی از تابش در مواد، به‌ویژه آن‌هایی که در محیط‌های با تابش شدید مانند شتاب‌دهنده‌های ذرات، تجهیزات فضایی و کاربردهای صنعتی مورد استفاده قرار می‌گیرند، اهمیت بسیاری دارد. مس به دلیل خواص منحصربه‌فرد خود از جمله هدایت حرارتی و الکتریکی بالا و استحکام مکانیکی مناسب، به‌عنوان ماده‌ای مدل در بسیاری از تحقیقات علمی به کار گرفته شده است. مطالعه تعاملات یون-ماده در مس، علاوه بر اهمیت علمی، می‌تواند به طراحی و توسعه مواد مقاوم در برابر تابش کمک کند.

در این تحقیق، تحلیل پراکندگی برگشتی کشسان (ERDA) برای بررسی توزیع عمقی هیدروژن در لایه‌های سطحی نمونه‌های مس استفاده شده است. این روش، یکی از تکنیک‌های قدرتمند برای بررسی ترکیب شیمیایی و عمق نفوذ عناصر سبک مانند هیدروژن است و امکان ارائه پروفایل دقیق توزیع این عنصر را فراهم می‌کند. علاوه بر این، میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) برای تحلیل تغییرات سطحی و شناسایی نقص‌ها و تغییرات ساختاری ناشی از تابش یون‌های پرانرژی مورد استفاده قرار گرفته است.

دستگاه پلاسمای کانونی نوع مدر (MTPF-2) به‌عنوان منبع تولید یون‌های هیدروژن پرانرژی در این مطالعه به کار گرفته شده است. این دستگاه با ایجاد تخلیه‌های پالسی پلاسمای، شرایطی مشابه با محیط‌های تابش شدید فراهم می‌کند و امکان بررسی اثر تابش در مقیاس آزمایشگاهی را فراهم می‌آورد. این مطالعه بر تحلیل‌های تجربی متمرکز است و تلاش دارد با استفاده از ابزارهای ذکر شده، درک بهتری از تعاملات یون-ماده و تغییرات ساختاری ناشی از تابش ایجاد کند.

تابش یون‌های پرانرژی به مواد به دلیل اثرات قابل توجه آن بر ساختار بلوری و خواص مکانیکی، یکی از موضوعات مهم در پژوهش‌های مواد است. این پژوهش‌ها، خصوصاً در رابطه با مواد رسانا مانند مس و آلیاژهای آن، اطلاعات ارزشمندی درباره نقص‌های بلوری و تغییرات ساختاری ناشی از تابش ارائه کرده‌اند.

تابش یون‌های پرانرژی به مواد، به دلیل اثرات قابل توجه آن بر ساختار بلوری، خواص مکانیکی و ریزساختارها، موضوعی مهم در مطالعات مواد است. پژوهش‌های متعددی در زمینه تأثیر تابش بر مواد رسانا مانند مس و آلیاژهای آن انجام شده است که به درک عمیق‌تری از مکانیزم‌های تغییرات ساختاری ناشی از تابش کمک کرده‌اند.

Szenes و همکاران (1988) تأثیر تابش یون‌های پرانرژی نئون و آرگون بر مس را مطالعه کرده و نشان دادند که با افزایش دوز تابش، تراکم نقص‌ها و تغییرات در خواص مکانیکی مانند تنش تسلیم، افزایش می‌یابد و در نهایت به حالت اشباع می‌رسد. همچنین، با استفاده از روش‌های TEM و پراش اشعه ایکس، تغییرات ریزساختاری مانند تشکیل حلقه‌های فرانک و افزایش تراکم نقص‌ها در دوزهای بالا گزارش شد [۱].



Muroga و همکاران (1986) به بررسی تغییرات میکروسکوپی مس تحت تابش یون‌های پرانرژی نیکل و کربن و نوترون‌های D-T پرداختند. آن‌ها نشان دادند که تراکم نقص‌ها، از جمله تتراهدرای نقص روی هم‌نشسته (SFT)، به شدت به انرژی و دوز تابش وابسته است. همچنین، برای توصیف بهتر این تغییرات، مفهوم "ساب کاسکید" به‌عنوان پارامتر همبستگی در تابش‌های مختلف معرفی شد [۲].

Qu و همکاران (2019) تأثیر تابش پلاسماهای فشرده بر تنگستن را بررسی کردند و نشان دادند که یون‌های پرانرژی می‌توانند نقص‌های ساختاری عمیقی در مواد ایجاد کنند. روش‌ها و نتایج آن‌ها برای مطالعه مواد رسانا مانند مس نیز قابل استفاده است [۳].

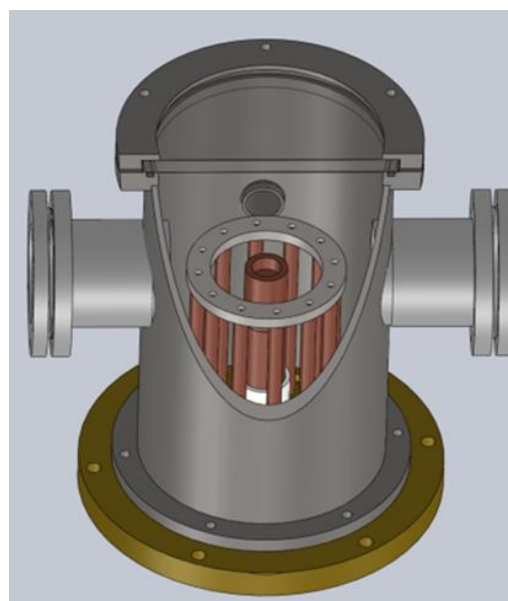
Barton و همکاران (2014) جذب و تجمع دوتریوم در مواد تابش‌دیده را تحلیل کردند و نشان دادند که نقص‌های بلوری محل‌های تجمع ایزوتوپ‌های هیدروژن هستند. این نتایج برای بررسی رفتار مس تحت تابش یون‌های هیدروژن نیز ارزشمند است [۴].

Lee و Saw (2013) و Ziegler و Biersack (2008) دستگاه پلاسمای کانونی و کد شبیه‌سازی SRIM را به‌عنوان ابزارهایی قدرتمند برای مطالعه تأثیر تابش بر مواد معرفی کردند. این ابزارها به‌ویژه برای مطالعه توزیع عمقی هیدروژن و نقص‌های ناشی از تابش در مس مفید هستند [۵، ۶].

دستگاه پلاسمای کانونی ۲/۷ کیلوژول MTPF-۲ از نوع مدر با بانک خازنی به ظرفیت $13/5 \mu f$ ، حداکثر ولتاژ شارژ $20 kV$ ، اندوکتانس $158 nH$ و جریان تخلیه $49 kA$ به‌عنوان منبع تولید یون‌های آرگون و پروتون‌های پرانرژی برای پرتودهی نمونه‌ها مورد استفاده قرار گرفته است. ساختار الکترودهای این دستگاه پلاسمای کانونی در شکل ۱ نشان داده شده است.



(a)

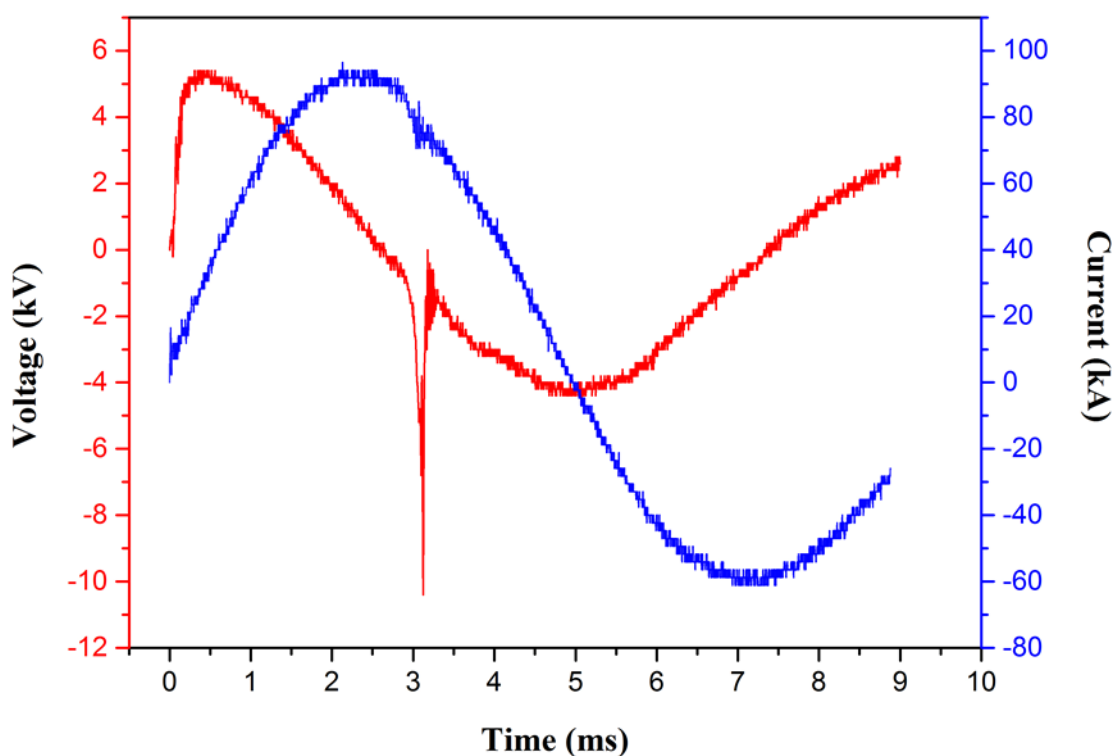


(b)

شکل ۱: (a) شماتیک ساختار دستگاه پلاسمای کانونی (b) نمایی از آرایش آند و کاتدها در دستگاه پلاسمای کانونی MTPF-۲



طول آند و کاتد 140 mm ، شعاع آند $14/5\text{ mm}$ ، شعاع کاتد 5 mm ، طول مؤثر آند 95 mm ، طول عایق 50 mm و تعداد ۱۲ عدد کاتد به صورت متقارن در اطراف آند قرار گرفته اند. در نوک آند یک حفره به شعاع 10 mm و عمق 10 mm به منظور کاهش مقدار بخار مس ایجاد شده است. فشار محفظه تا 10^{-3} mbar پایین آورده شد و سپس گاز هیدروژن در فشار 1 mbar به محفظه تزریق شد. نمونه های تنگستن و مس در ۲۰ شات تحت تابش پروتون های پراورزی قرار گرفتند. سپس نمونه های تنگستن و مس باهم دیگر در فشار $0/6$ میلی بار با گاز آرگون مورد تابش قرار گرفتند. از پیچیده‌ی روگوفسکی برای ثبت سیگنال مشتق جریان استفاده شد. ابتدا برای دستیابی به محدوده‌ی مناسب فشار گاز هیدروژن و آرگون در فشارهای مختلف گاز هیدروژن و آرگون همچنین ولتاژهای کاری ۱۰ الی ۱۳ کیلو ولت تخلیه های مختلفی انجام شد و نتایج نشان داد که ولتاژ شارژ خازن و فشار مناسب گاز هیدروژن و آرگون برای دستیابی به شرایط بهینه و پینچ‌های متوالی با عمق پیچ خوب به ترتیب 1 mbar و $0/6\text{ mbar}$ در ولتاژ 12 kV است.



شکل ۲: سیگنال‌های جریان تخلیه و مشتق جریان تخلیه برای گازهای هیدروژن

در شکل‌های (۲) نمونه‌هایی از سیگنال‌های جریان تخلیه و مشتق جریان تخلیه برای گازهای هیدروژن نشان داده شده‌اند.

۲- تکنیک‌های تحلیلی

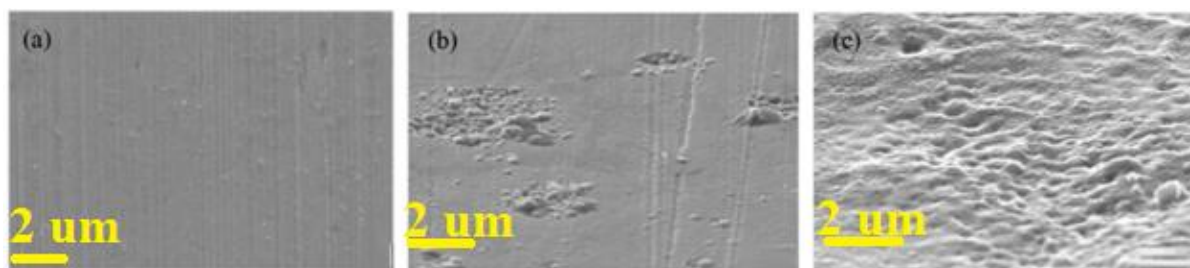
برای بررسی نمونه‌های پرتوده‌ی شده و مرجع، از تکنیک‌های پیشرفته تحلیلی استفاده شد. یک میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) ساخت شرکت ZEISS برای بررسی و مقایسه مورفولوژی سطحی نمونه‌های مرجع و پرتوده‌ی شده به کار گرفته شد که اطلاعات دقیقی از تغییرات ساختاری ناشی از تابش ارائه می‌دهد.



تحلیل پراکندگی برگشتی کشسان (ERD) به منظور تعیین پروفایل عمقی یون‌های هیدروژن تجمع‌یافته در لایه‌های نزدیک به سطح نمونه‌ها انجام شد. این تحلیل با استفاده از شتاب‌دهنده وندگراف ۳ مگاالکترون‌ولت در پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای (NSTRI) صورت گرفت. در این آزمایش، یون‌های He^+ با انرژی ۱.۸ مگاالکترون‌ولت با زاویه ۷۵ درجه نسبت به عمود بر سطح به نمونه تابانده شدند. پروتون‌های برگشتی در زاویه پراکندگی ۳۰ درجه شناسایی شدند که اطلاعات دقیقی درباره توزیع هیدروژن ارائه می‌دهد.

برای اطمینان از دقت اندازه‌گیری، یک فویل کپتون با ضخامت ۷ میکرومتر در مقابل آشکارساز قرار داده شد تا یون‌های He^+ پراکنده‌شده از نمونه را مسدود کرده و نویز سیگنال را کاهش دهد. هم‌زمان، مقدار کل بار جمع‌آوری‌شده از طریق طیف پراکندگی بازفیزیکی یون‌های He^+ با استفاده از یک آشکارساز ثانویه در زاویه ۱۶۵ درجه اندازه‌گیری شد.

پروفایل عمقی هیدروژن با پردازش داده‌های ERD توسط نرم‌افزار [6] SIMNRA استخراج شد. این نرم‌افزار داده‌های طیف ERD را به غلظت کمی هیدروژن در عمق نمونه تبدیل کرد و درک جامعی از توزیع هیدروژن در نمونه‌ها ارائه داد.



شکل ۳: تصاویر میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) از سطح نمونه مس (a) قبل از تابش، (b) پس از یک تخلیه پلاسمای کانونی (PF)، (c) پس از ۱۰ تخلیه پلاسمای کانونی.

شکل ۳ تغییرات ساختاری سطح نمونه‌های مس را در سه وضعیت مختلف نشان می‌دهد (a): نمونه مرجع قبل از تابش، (b) نمونه پس از یک تخلیه پلاسمای کانونی، و (c) نمونه پس از ده تخلیه پلاسمای کانونی. تصویر (a) سطحی هموار و عاری از نقص را نشان می‌دهد که تنها شامل خطوط مکانیکی ناشی از فرآیند آماده‌سازی مانند پولیش است. این سطح مرجع به‌عنوان مبنای بررسی تغییرات ساختاری ناشی از تابش استفاده می‌شود.

در تصویر (b)، پس از یک تخلیه پلاسمای کانونی، تاول‌های کوچک و پراکنده‌ای روی سطح ظاهر شده‌اند. این تاول‌ها نتیجه تجمع یون‌های هیدروژن در نقص‌های بلوری نزدیک به سطح، مانند حفره‌ها، بین‌نشین‌ها، و جفت‌های فرنکل هستند. انرژی بالای یون‌های هیدروژن باعث نفوذ آن‌ها به ساختار بلوری نمونه می‌شود و تجمع این یون‌ها در نقص‌ها فشار داخلی ایجاد می‌کند که به تشکیل حباب‌های هیدروژن در زیر سطح منجر می‌شود. در این مرحله، اندازه تاول‌ها کوچک حدود ۲-۵ میکرومتر و تراکم آن‌ها نسبتاً کم است، زیرا تعداد دفعات تخلیه محدود بوده و شار هیدروژن به سطح کم‌تر است.



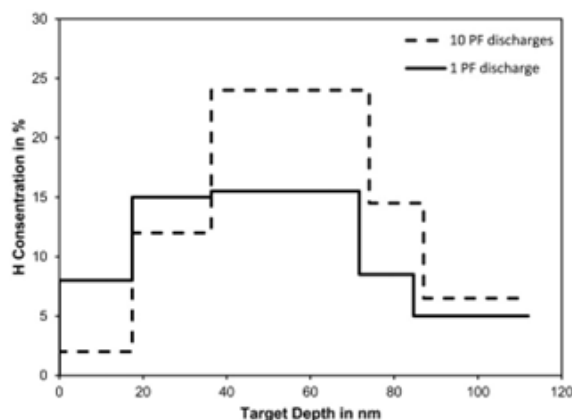
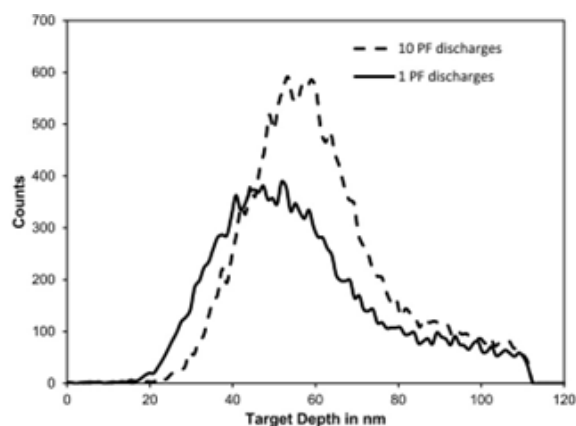
تصویر (c) نشان‌دهنده تغییرات گسترده‌تری است که در نتیجه ده تخلیه پلاسمای کانونی رخ داده است. در این حالت، تاول‌ها بزرگ‌تر شده‌اند حدود ۵-۱۵ میکرومتر و تراکم آن‌ها به‌طور قابل‌توجهی افزایش یافته است. افزایش تعداد تخلیه‌ها خازنی منجر به افزایش شار هیدروژن و دمای سطحی شده است که این دو عامل به نفوذ عمیق‌تر و تجمع بیشتر هیدروژن در نقص‌های ساختاری کمک می‌کنند. فشار داخلی بالای حباب‌ها در برخی نواحی باعث شکافتن آن‌ها و ایجاد ترک‌هایی بر سطح نمونه شده است که به‌وضوح در تصویر قابل مشاهده است.

پدیده تاول‌زنی (Blistering) که در این تصاویر دیده می‌شود، نتیجه مستقیم تعامل یون‌های پراثری هیدروژن با ساختار بلوری نمونه است. در مرحله اولیه، یون‌های هیدروژن به نقص‌های موجود در ساختار بلوری نفوذ کرده و در آنجا تجمع می‌یابند. این نقص‌ها، مانند حفره‌ها و بین‌نشین‌ها، به‌عنوان تله‌هایی برای یون‌های هیدروژن عمل می‌کنند و فشار داخلی ایجاد می‌کنند. با افزایش دما ناشی از هر تخلیه و شار بالای هیدروژن، حباب‌ها رشد کرده و به سطح نزدیک می‌شوند. در نهایت، این حباب‌ها در نزدیکی سطح تاول‌هایی را تشکیل می‌دهند که با افزایش دوز تابش، بزرگ‌تر و متراکم‌تر می‌شوند. در دوزهای بالاتر، فشار داخلی حباب‌ها از مقاومت مکانیکی سطح فراتر رفته و باعث ایجاد ترک یا شکاف در سطح می‌شود.

این پدیده نه تنها نشان‌دهنده تغییرات مورفولوژیکی ناشی از تابش است، بلکه به فهم عمیق‌تر مکانیسم‌های تخریب سطحی و طراحی مواد مقاوم در برابر تابش کمک می‌کند. اندازه و تراکم تاول‌ها به‌وضوح رابطه مستقیمی با تعداد تخلیه‌های خازنی پلاسمای کانونی و شار هیدروژن دارند که اهمیت کنترل پارامترهای تابش در طراحی مواد را برجسته می‌سازد.

تغییرات مورفولوژی سطحی نمونه‌ها با استفاده از میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM) تحلیل شدند که در شکل ۳ نمایش داده شده است. در سطح نمونه مرجع، ناهمواری‌هایی مشاهده می‌شود، اما هیچ نقص مشخصی بر سطح آن وجود ندارد.

در شکل ۴ نتایج آنالیز ERDA نشان داده شده است در نمونه‌ای که تحت یک تخلیه پلاسمای کانونی قرار گرفته است، نفوذ هیدروژن عمدتاً به عمق حدود ۶۰ نانومتر محدود می‌شود و غلظت حداکثری هیدروژن در عمق ۴۰ تا ۵۰ نانومتر مشاهده می‌گردد. در مقابل، نمونه‌ای که تحت ده تخلیه پلاسمای کانونی قرار گرفته است، نشان‌دهنده افزایش عمق نفوذ هیدروژن تا ۱۰۰ نانومتر و انتقال پیک غلظت به عمق حدود ۵۰ تا ۶۰ نانومتر است. این نتایج نشان‌دهنده تأثیر افزایش تعداد تخلیه‌ها بر شار هیدروژن و به دنبال آن افزایش عمق نفوذ آن است.



شکل ۴: تحلیل ERD نمونه‌های مس تابش‌یافته تحت یک و ده تخلیه پلاسمای کانونی



افزایش تعداد تخلیه‌ها موجب تجمع بیشتر هیدروژن در نمونه شده و غلظت کلی هیدروژن در نزدیکی سطح نمونه‌ها را به میزان قابل توجهی افزایش داده است. این تغییرات ناشی از افزایش دما در طول هر تخلیه پلاسمای کانونی است که امکان نفوذ عمیق‌تر هیدروژن را فراهم می‌کند. دمای بالاتر در طول تخلیه‌ها همچنین نقص‌های نقطه‌ای بیشتری در ساختار بلوری نمونه ایجاد کرده است که شامل حفره‌ها، بین‌نشین‌ها و جفت‌های فرنکل می‌باشد. این نقص‌ها به‌عنوان تله‌هایی برای یون‌های هیدروژن عمل کرده و باعث تجمع و نفوذ بیشتر آن‌ها به داخل نمونه شده‌اند.

در نمونه‌ای که تحت ده تخلیه قرار گرفته، افزایش عمق نفوذ و تراکم هیدروژن همچنین با رشد دما و افزایش انرژی جذب‌شده در طول فرآیند تخلیه‌های مکرر مرتبط است. این امر منجر به توزیع گسترده‌تر و تجمع بالاتر هیدروژن در لایه‌های زیرسطحی نمونه‌ها می‌شود. علاوه بر این، نفوذ عمیق‌تر هیدروژن به دلیل افزایش تدریجی نقص‌ها و کاهش مقاومت ساختار بلوری نمونه به شار یون‌های پرنرژی قابل توضیح است.

به‌طور کلی، این تحلیل نشان می‌دهد که تعداد تخلیه‌های پلاسمای کانونی تأثیر مستقیم و قابل توجهی بر نفوذ، تجمع و توزیع عمقی هیدروژن در نمونه‌های مس دارد.

۳- نتیجه گیری

این پژوهش با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی نوع مدر و تکنیک‌های پیشرفته مانند تحلیل پراکندگی برگشتی کشسان (ERD) و میکروسکوپ الکترونی روبشی (SEM)، به بررسی تغییرات مورفولوژی سطح و توزیع عمقی هیدروژن در نمونه‌های مس تابش‌یافته تحت یون‌های پرنرژی هیدروژن پرداخته است. نتایج نشان داد که تعداد تخلیه‌های پلاسمای کانونی تأثیر قابل توجهی بر نفوذ، تجمع، و تغییرات ساختاری سطحی دارد.

افزایش تعداد تخلیه‌ها از ۱ به ۱۰ باعث افزایش عمق نفوذ هیدروژن از حدود ۶۰ نانومتر به ۱۰۰ نانومتر و افزایش تراکم هیدروژن در نزدیکی سطح نمونه شد. تصاویر SEM نیز نشان دادند که رشد تاول‌ها و تراکم آن‌ها با افزایش تعداد تخلیه‌ها به‌طور قابل توجهی بیشتر شده است. این تاول‌ها ناشی از تجمع هیدروژن در نقص‌های بلوری نزدیک به سطح بوده و در مراحل پیشرفته، منجر به ایجاد ترک و تخریب مکانیکی سطح شدند.

این تغییرات ساختاری و مورفولوژیکی به افزایش دما و شار بالای هیدروژن در طی هر تخلیه پلاسمای کانونی نسبت داده شد. این شرایط باعث افزایش نقص‌های نقطه‌ای مانند حفره‌ها، جفت‌های فرنکل و بین‌نشین‌ها در ساختار بلوری مس گردید، که این نقص‌ها به‌عنوان تله‌هایی برای یون‌های هیدروژن عمل کردند.

نتایج این پژوهش اهمیت کنترل پارامترهای تابش، مانند تعداد تخلیه‌ها و شار یون‌ها، را در طراحی مواد مقاوم در برابر تابش نشان داد. همچنین، اطلاعات به‌دست‌آمده می‌تواند به طراحی مواد پیشرفته‌ای کمک کند که برای کاربردهای صنعتی در محیط‌های پرتوزا و شرایط شدید تابش، از جمله در شتاب‌دهنده‌ها و راکتورهای همجوشی، مناسب باشند.

۴- منابع

[۱] G. Szenes, K. Havancsák, T. Ungár, Á. Cziráki, V. Schegolev, Effect of high-energy heavy-ion irradiation on the properties of copper, Journal of Nuclear Materials ۱۵۵ (۱۹۸۸) ۱۰۸۹-۱۰۹۲.



[۲] T. Muroga, M. Eguchi, N. Yoshida, N. Tsukuda, K. Kitajima, Damage correlation of high energy ion and DT neutron irradiations in copper, *Journal of Nuclear Materials* ۱۴۱ (۱۹۸۶) ۸۶۵-۸۶۹.

[۳] M. Qu, F. Kong, S. Yan, V. Uglov, J. Xue, Y. Wang, Damages on pure tungsten irradiated by compression plasma flows, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* ۴۴۴ (۲۰۱۹) ۳۳-۳۷.

[۴] J. Barton, Y. Wang, T. Dittmar, R. Doerner, G. Tynan, Deuterium retention in tungsten after heavy ion damage and hydrogen isotope exchange in PISCES, *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section B: Beam Interactions with Materials and Atoms* ۳۳۲ (۲۰۱۴) ۲۷۵-۲۷۹.

[۵] S. Lee, S. Saw, Plasma focus ion beam fluence and flux—For various gases, *Physics of Plasmas* ۲۰(۶) (۲۰۱۳) (

[۶] J.F. Ziegler, J.P. Biersack, SRIM-۲۰۰۸, stopping power and range of ions in matter , (۲۰۰۸).



بررسی تجربی تاثیر مقدار مقاومت شنت در زمان تشکیل و قدرت تنگش دستگاه پلاسمای

کانونی مدر MTPF-2.4Kj (کد مقاله : ۱۳۲۰)

فاضل پور، سمانه^۱-چخماچی دوم، امیر^۱-نصیری، علی^۱

^۱. سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته ای، پژوهشکده پلاسما و مهندسی گداخت

چکیده:

در این کار به بررسی تجربی تاثیر مقدار مقاومت شنت بر عملکرد سیستم پلاسمای کانونی نوع مدر با انرژی ۲/۴ کیلوژول پرداخته شده است. بررسی های انجام شده در فشار کاری ۰/۸۵ تور، نوع گاز تزریقی هیدروژن و دو مقاومت ۵۰ مگا اهم و ۳۳۰ مگا اهم صورت گرفته شده است. نتایج نشان می دهند که ایجاد پیش یونش می تواند در زمان رسیدن به تنگش بسیار حائز اهمیت باشد و همچنین انتخاب درست مقدار مقاومت شنت برای هر دستگاه پلاسمای کانونی می تواند در ایجاد تنگش قوی تر، ایکس سخت با شدت بالاتر و همچنین یون های گسیل یافته با انرژی بیشتر، بسیار تاثیرگذار باشد. مقاومت شنت نباید از یک محدوده ای کمتر شود زیرا منجر به عبور جریان از مسیر مقاومت و بوجود آمدن دو تنگش مجزا در دو زمان متفاوت خواهد شد و در واقعیت سیستم پیش یونش صورت نخواهد گرفت.

کلمات کلیدی: دستگاه پلاسمای کانونی، تنگش، پیش یونش، مقاومت شنت، پرتو ایکس سخت، انرژی یون های گسیل یافته.

Experimental Investigation of Shunt Resistor Value Effect on Formation Time and Strength of Pinch in the Mather Type Plasma Focus Device MTPF^{۲,۴} kJ

Fazelpour, Samaneh^۱, Chakhmachi, Amir^{۱*}, Nasiri, Ali^۱

^۱. Plasma Physics and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, P.O. Box ۱۴۱۵۵-۱۳۳۹, Tehran, Iran

Abstract:

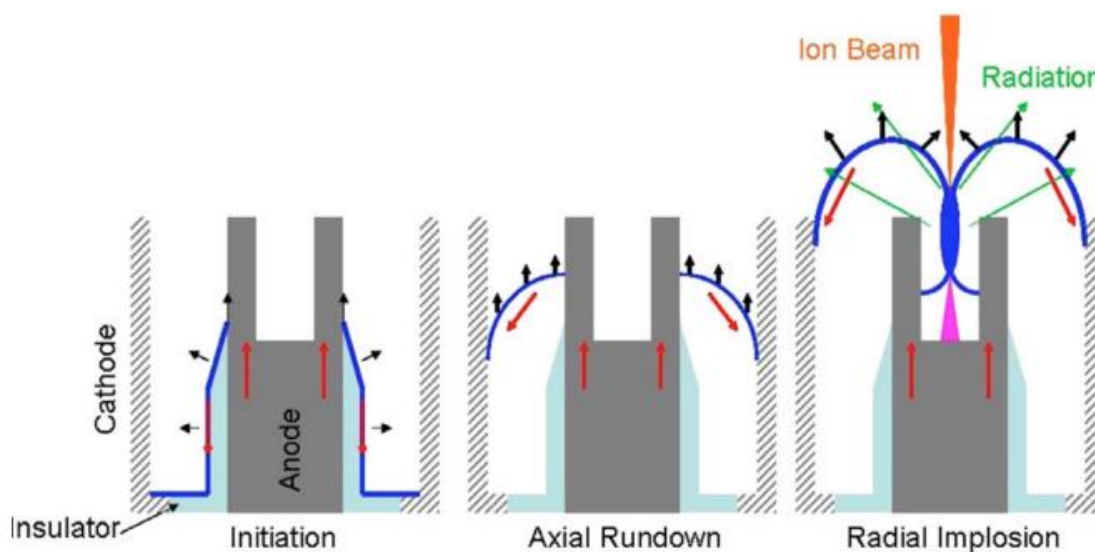
In this work, the effect of shunt resistor value on ۲,۴ kJ Moder focus plasma device has been experimentally investigated. The investigations were conducted at a working pressure of ۰,۸۵ Torr, hydrogen injection gas type in two resistors of ۵۰ MΩ and ۳۳۰ MΩ. The results show that the pre-ionization can be very important rule on reaching time the pinch, stronger pinch, hard X-rays with higher intensity, and also emitted ions with higher energy. The shunt resistor should not be less than a certain range because it will lead to the current passing through the resistor path and spark gap path, the production of two pinch at two different times, and, the pre-ionization system has not been created.

Key words: Focus plasma device, Pinch, Pre-ionization, Shunt resistance, Hard X-rays, Energy of emitted ions.



۱- مقدمه:

دستگاه‌های پلاسمای کانونی بصورت پالسی توانایی تولید پلاسمای با چگالی بالا (10^{20}) و دمای الکترون بالا ($1-2$ کیلو الکترون ولت) در مدت زمان نانو ثانیه را دارند. فرآیند تشکیل پینچ در این نوع دستگاه‌های پلاسمای کانونی بدین صورت است که ابتدا در فاز شکست، با اعمال پتانسیل بسیار بالا بین دو الکتروود آند و کاتد، جریان تخلیه می‌شود. در فاز دوم، غلاف جریان متقارن محوری در انتهای عایق دستگاه تشکیل می‌شود و غلاف جریان بعدی به سمت انتهای باز الکتروود توسط نیروی $B \times J$ شتاب می‌گیرد. در فاز سوم، غلاف جریان به سرعت در انتهای مجموعه الکتروود فرو می‌ریزد [۱-۴]. در شکل ۱، نمایی از شماتیک فرآیند تشکیل پینچ در دستگاه پلاسمای کانونی نشان داده شده است.



شکل ۱: نمایی از شماتیک فرآیند تشکیل پینچ در دستگاه پلاسمای کانونی [۱۵].

در لحظه تشکیل پینچ پلاسمای کانونی و فروپاشی آن، ذرات پراثرژی همانند الکترون‌ها، یون‌ها و نوترون‌ها، تابش‌های پرتو سخت و نرم تولید خواهند شد. این در حالی است که براساس مشخصات این ذرات و پرتوهای ایکس، دستگاه پلاسمای کانونی قابلیت استفاده در کاربردهایی متفاوت اعم از پردازش و لایه‌نشانی مواد، ساخت نانو فیلم‌ها، رادیوگرافی و غیره را دارند [۶]. به منظور بهبود کارایی دستگاه پلاسمای کانونی در تولید یون، الکترون، نوترون، پرتوهای ایکس سخت و نرم به منظور استفاده در کاربردهای خاص، نیاز است پارامترهای مختلف دستگاه پلاسمای کانونی از نظر ابعاد و هندسه، فشار کاری، نوع گاز تزریقی، ولتاژ شارژ بانک خازنی و هر پارامتری که بتواند شرایط تشکیل پینچ را بهبود سازد مورد بررسی قرار گیرد. بنابراین بهینه‌سازی سیستم پلاسمای کانونی جزء یکی از مهم‌ترین اهداف محققین مرتبط در این حوزه می‌باشد. یکی از راهکارهایی که باعث ارتقاء پلاسمای کانونی خواهد بود، بکارگیری از سیستم پیش‌یونش می‌باشد.

استفاده از سیستم پیش‌یونش برای دستگاه‌های پلاسمای کانونی در فاز شکست و فاز شتابدهی می‌تواند اثرات حائز اهمیت بر دینامیک غلاف پلاسمای در طول فاز فروپاشی بگذارد. پیش‌یونش ممکن است به طور مستقل یا با روش‌های وابسته به تخلیه



بعدی، در سیستم ایجاد گردد و منجر به پایدار بودن عملکرد تخلیه تنگش با تراکم بالاتر، افزایش چگالی انرژی و زمان محبوس شدن پلاسما شوند [۷-۱۵].

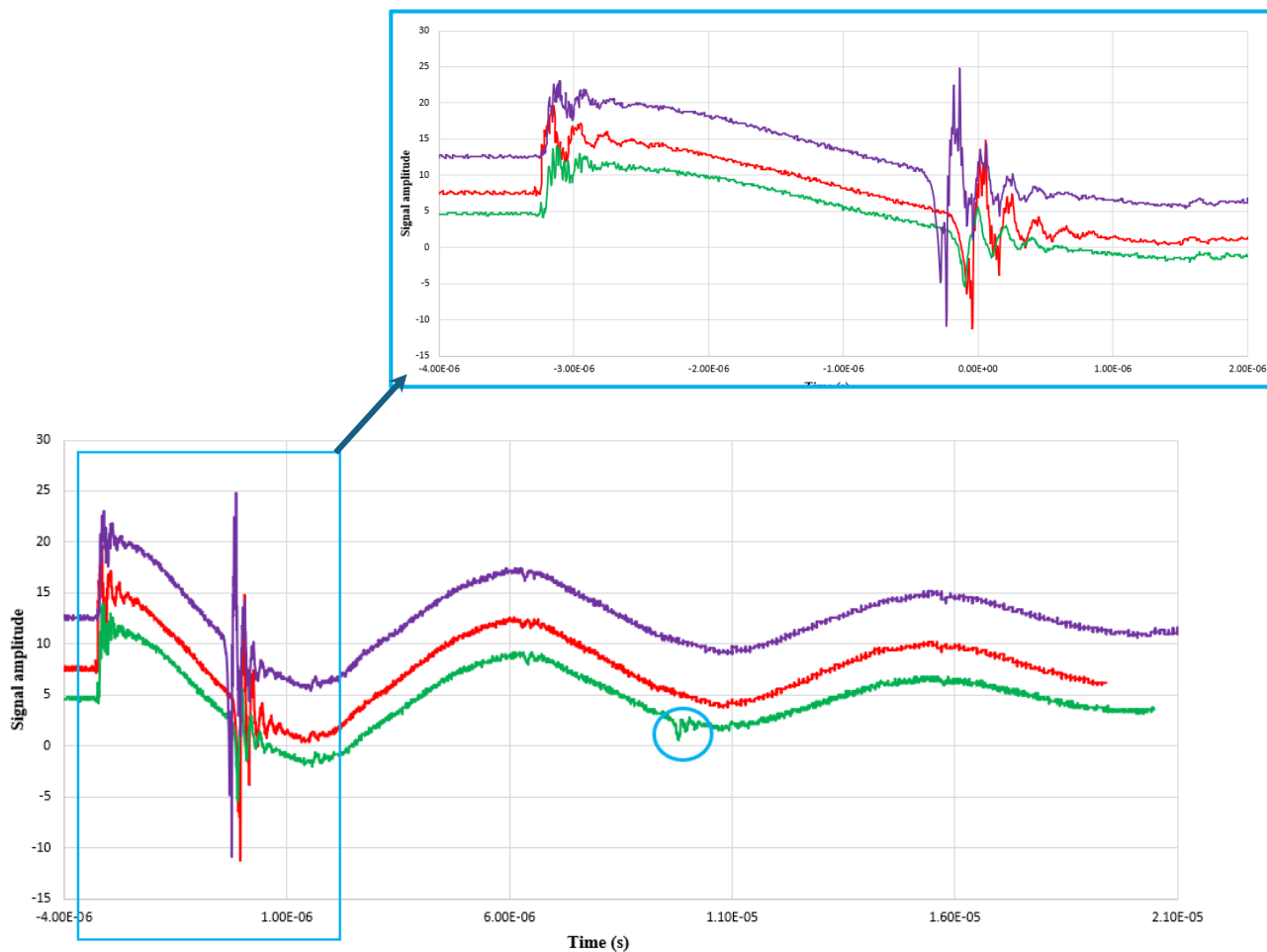
یکی از روش های پیش یونش در دستگاه پلاسمای کانونی، بکارگیری از مقاومت شنت بعنوان یک مقاومت اهم بالا بصورت موازی با اسپارت گپ می باشد. فرآیند تشکیل پیش یونش بدین صورت است که در طول زمان شارژ بانک خازنی، جریان به طور پیوسته جریان می یابد. جریان الکتریکی از طریق مقاومت شنت از آند به صفحه پایه کاتد جریان یافته و باعث یونیزه شدن گاز در نزدیکی محل اتصال آند و صفحه پایه کاتد می شود. این در حالی است که بسیاری از محققین حوزه پلاسمای کانونی از مقاومت شنت بعنوان بهبود عملکرد دستگاه استفاده نموده اند و تاثیر آن را بر پرتو ایکس سخت و نرم، یون های ساطع شده، زمان تشکیل و قدرت پینچ پلاسمای کانونی مورد بررسی قرار داده اند. مقدار مقاومت شنت در سیستم پیش یونش دستگاه پلاسمای کانونی می تواند در فرآیند پیش یونش بسیار تاثیرگذار باشد. در این مقاله، به بررسی تاثیر مقدار مقاومت شنت پیش یونش بر زمان تشکیل و قدرت پینچ دستگاه پلاسمای کانونی مدر MTPF2.4kJ در فشارکاری ۰/۸۵ تور برای دو مقاومت ۳۳۰ مگا اهم و ۵۰ مگا اهم پرداخته شده است. در این بررسی، پارامترهایی همانند مشتق جریان و جریان، برای گاز هیدروژن برای سه حالت بدون و با پیش یونش برای دو مقاومت شنت متفاوت مورد پردازش و مطالعه قرار گرفته شد.

۲ - آزمایشات انجام شده

آزمایشات انجام شده در این بررسی توسط دستگاه پلاسمای کانونی نوع مدر MTPF2.4KJ صورت گرفته است. این دستگاه پلاسمای کانونی دارای یک آند با هندسه استوانه ای با شعاع ۱۴.۵ میلی متر، طول ۱۴۵ میلی متر و طول موثر ۹۵ میلی متر از جنس مس، ۱۲ میله کاتد با شعاع ۵ میلیمتر و طول ۱۴۵ میلی متر و عایق دستگاه یک لوله پیرکس با طول ۹۶ میلی متر، ضخامت ۳ میلی متر، قطر داخلی ۳۰ میلی متر و قطر خارجی ۳۶ میلی متر می باشد. در این دستگاه پلاسمای کانونی از یک خازن با ظرفیت ۱۲ میکروفاراد استفاده شده که تا حداکثر ولتاژ ۲۰ کیلوولت توانایی شارژ دارد. گاز مورد استفاده هیدروژن در فشار کاری ۰/۸۵ تور می باشد.

ابزارهای تشخیصی بکار رفته در این آزمایش، یک پروب مغناطیسی (برای اندازه گیری مشتق جریان)، یک پروب مغناطیسی به همراه یک مدار انتگرال گیر (جهت اندازه گیری جریان)، آشکارساز سوسوزن پلاستیکی ^{10}Ne (اندازه گیری شدت پرتو ایکس سخت) و فنجان فارادی (اندازه گیری گسیل پرتو یون) می باشد.

سیستم پیش یونش بکار رفته در سیستم پلاسمای کانونی، استفاده از یک مقاومت شنت مگا اهمی بصورت موازی با اسپارت گپ می باشد. مقاومت های شنت بکار رفته در این آزمایش، ۳۳۰ مگا اهم و ۵۰ مگا اهم می باشد. در شکل ۲، تغییرات مشتق جریان را برای سه حالت بدون پیش یونش، با پیش یونش ۳۳۰ مگا اهم و با پیش یونش ۵۰ مگا اهم نشان داده شده است.

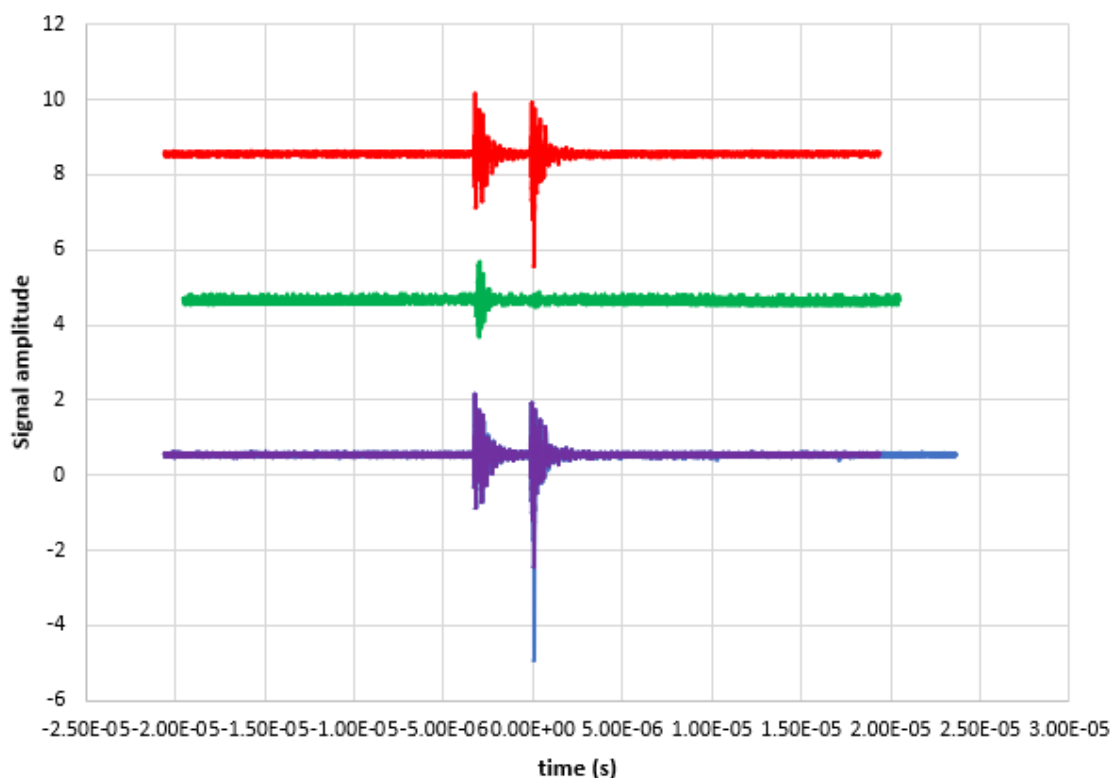


شکل ۲: تغییرات مشتق جریان را برای سه حالت بدون پیش یونش (قرمز رنگ)، با پیش یونش ۳۳۰ مگااهم (بنفش رنگ) و با پیش یونش ۵۰ مگااهم (سبز رنگ)

براساس شکل ۲، با وجود سیستم پیش یونش، زمان رسیدن به حالت تنگش در دستگاه پلاسمای کانونی نسبت به حالت بدون پیش یونش (نمودار قرمز رنگ) زودتر خواهد بود. از سویی دیگر، انتخاب درست مقدار مقاومت برای پیش یونش هر سیستم پلاسمای کانونی می تواند علاوه بر زمان زودتر رسیدن به تنگش، قدرت تنگش را نیز افزایش دهد. نکته قابل توجه در نمودار شکل ۲، این است که با انتخاب مقاومت ۵۰ مگااهم، یک تنگش دیگر در زمان ۹/۸ در ده بتوان منفی شش ثانیه اتفاق می افتد. دلیل این امر این است با انتخاب مقاومت پایین بصورت موازی با اسپارت گپ، پتانسیل شارژ شده بانک خازنی بر روی این مقاومت بدلیل مقدار پایین آن، مسیر جریان را به سمت آند و کاتد پیش می برد و تنگش اتفاق می افتد. این در حالی است که با بسته شدن اسپارت گپ بار دیگر مسیر جریان از اسپارت گپ ایجاد می شود و تنگش صورت می گیرد. لذا در حالت مقاومت شنت ۵۰ مگااهم دو تنگش مشاهده خواهیم کرد. اما در حالت مقاومت شنت ۳۳۰ مگااهم، با شارژ شدن بانک خازنی در حالتی که اسپارت گپ باز است، اختلاف پتانسیل در دو طرف مقاومت ایجاد می شود و این امر منجر به ایجاد یک گلو مابین آند و کاتد می شود. به عبارتی دیگر پیش یونش اتفاق می افتد. در مرحله بعد، با اتصال اسپارت گپ، جریان برقرار و تنگش اتفاق خواهد افتاد. نتایج نشان می دهد سیستم در حالت مقاومت شنت ۳۳۰ مگااهمی توانسته عملکرد سیستم پلاسمای کانونی را ارتقاء

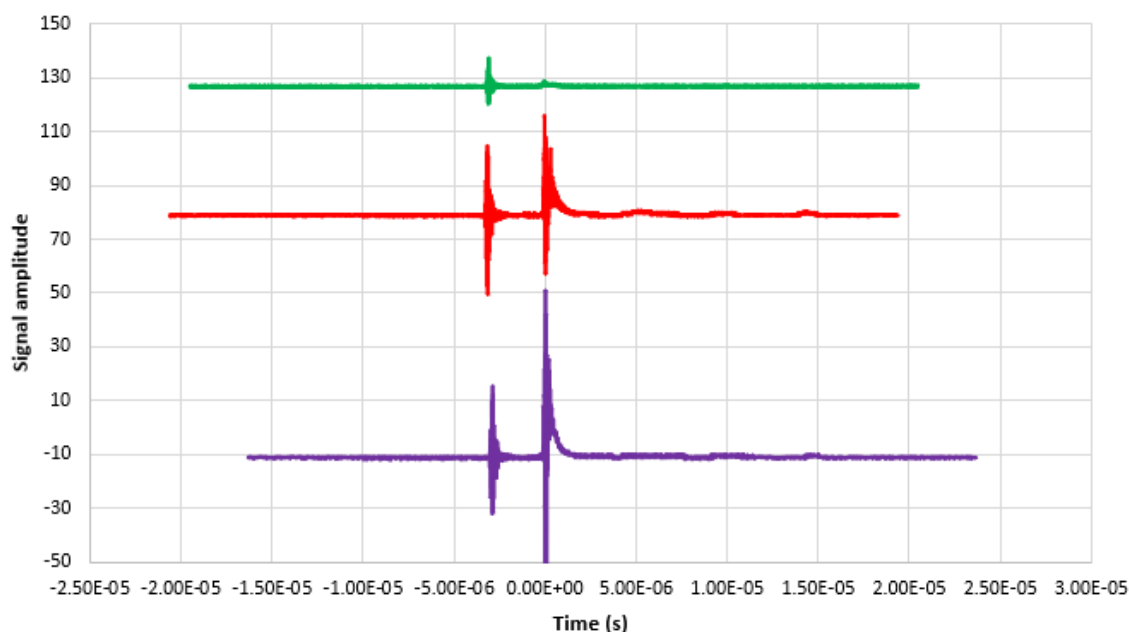


دهد. در ادامه، به منظور تایید ایفا شدن شرایط بهینه سیستم، به بررسی شدت پرتو ایکس و یون های شتاب یافته در پلاسمای کانونی پرداخته خواهد شد. در شکل ۳، تغییرات پرتو ایکس سخت را برای سه حالت بدون پیش یونش (قرمز رنگ)، با پیش یونش ۳۳۰ مگااهم (بنفش رنگ) و با پیش یونش ۵۰ مگااهم (سبز رنگ) نشان داده شده است.



شکل ۳: تغییرات پرتو ایکس سخت را برای سه حالت بدون پیش یونش (قرمز رنگ)، با پیش یونش ۳۳۰ مگااهم (بنفش رنگ) و با پیش یونش ۵۰ مگااهم (سبز رنگ)

در ادامه، در شکل ۴، تغییرات گسیل یون فنجان فارادی را برای سه حالت بدون پیش یونش (قرمز رنگ)، با پیش یونش ۳۳۰ مگااهم (بنفش رنگ) و با پیش یونش ۵۰ مگااهم (سبز رنگ) نشان داده شده است.



شکل ۴: تغییرات گسیل یون فنجان فارادی را برای سه حالت بدون پیش یونش (قرمز رنگ)، با پیش یونش ۳۳۰ مگااهم (بنفش رنگ) و با پیش یونش ۵۰ مگااهم (سبز رنگ)

نتایج شکل های ۳ و ۴ نشان می دهد که در حالت پیش یونش ۳۳۰ مگااهمی نسبت به دو حالت دیگر هم شدت پرتو ایکس و هم انرژی یون های گسیل یافته در سیستم افزایش یافته است. این امر نشان دهنده این موضوع است که عملکرد پیش یونش می تواند منجر به بهبود شرایط پلاسمای کانونی به منظور بکارگیری در موارد متفاوت شود اما مسئله مهم این است که مقدار مقاومت شنت باید با دقت انتخاب شود. اگر از مقاومت شنت با مقدار کمتر استفاده شود، جریان از دو مسیر عبور کند و تنگش در دو زمان صورت بگیرد.

۳- نتیجه گیری:

در این مقاله به بررسی عملکرد سیستم پلاسمای کانونی از نظر زمان تشکیل تنگش و همچنین قدرت تنگش در دو حالت بدون پیش یونش و حالت پیش یونش اما در دو مقاومت شنت متفاوت پرداخته شده است. در مطالعه تجربی انجام شده از دستگاه پلاسمای کانونی نوع مدر $2,4\text{KJ MTPF}$ با گاز تزریقی از نوع هیدروژن در فشار $0/85$ تور استفاده شده است. سیستم پیش یونش بکار رفته در این آزمایش از دو مقاومت شنت متفاوت ۵۰ مگااهم و ۳۳۰ مگااهم می باشد.

نتایج نشان می دهد که با وجود سیستم پیش یونش، زمان تشکیل تنگش پلاسمای کانونی نسبت به حالت بدون پیش یونش زودتر خواهد بود. این در حالی است که انتخاب درست مقدار مقاومت شنت برای هر سیستم پلاسمای کانونی منجر به دستیابی به تنگش قوی تر، شدت ایکس سخت و شدت یون های شتاب یافته خواهد شد. عملکرد پیش یونش برای مقاومت شنت ۵۰ مگااهم نشان می دهد که جریان یکبار از طریق مقاومت و یکبار از طریق اسپارت گپ عبور خواهد کرد و دو تنگش در زمان های متفاوت مشاهده خواهد شد. اما در صورتی که برای مقاومت شنت ۳۳۰ مگااهم یک تنگش در زمان مناسب با قدرت بالا



مشاهده خواهیم کرد که دلیل این امر این است که با شارژ خازن یک اختلاف پتانسیل بر روی مقاومت ایجاد خواهد شد که عملکرد پیش یونش را در محفظه ایجاد خواهد کرد و با اتصال اسپارت گپ، جریان برقرار و تنگش صورت خواهد گرفت.

در ادامه، در این مقاله به بررسی تغییرات شدت پرتو ایکس سخت و یون های گسیل یافته شده در حالت های متفاوت پرداخته شده است. نتایج نشان می دهد که با انتخاب درست مقدار مقاومت شنت و ایجاد پیش یونش، پرتوهای ایکس سخت و یون های گسیل یافته با شدت بالا را مشاهده خواهیم کرد.

۵- مراجع:

- [۱] Ahmed, Kamal M., et al. "Design and Characterization of One-Capacitor Compact Plasma Focus Device With Tapered Anode." IEEE Transactions on Plasma Science (۲۰۲۳).
- [۲] Sohrabi, Mehdi, and Arefe Zarrinshad. "Novel "Ionology Art for Art Ionology Methods" in $\epsilon\pi$ plasma focus device space: bridging art, science and technology." Journal of Cultural Heritage ۴۳ (۲۰۲۰): ۲۱۹-۲۲۶.
- [۳] Niranjan, Ram, et al. "Application of medium energy plasma focus device in study of radioisotopes." Physics Letters A ۳۸۲, ۴۶ (۲۰۱۸): ۳۳۶۵-۳۳۶۸.
- [۴] Gribkov, V. A., et al. "Application of dense plasma focus devices and lasers in the radiation material sciences for the goals of inertial fusion beyond ignition." Matter and Radiation at Extremes ۵, ۴ (۲۰۲۰).
- [۵] Krishnan, Mahadevan. "The dense plasma focus: A versatile dense pinch for diverse applications." IEEE Transactions on Plasma Science ۴۰, ۱۲ (۲۰۱۲): ۳۱۸۹-۳۲۲۱.
- [۶] Kato, Yasuo, et al. "Plasma focus x-ray source for lithography." Journal of Vacuum Science & Technology B: Microelectronics Processing and Phenomena ۶, ۱ (۱۹۸۸): ۱۹۵-۱۹۸.
- [۷] Ahmad, S., et al. "Enhanced and reproducible neutron emission from a plasma focus with pre-ionization induced by depleted uranium (U^{238})." Plasma physics and controlled fusion ۴۸, ۶ (۲۰۰۶): ۷۴۵.
- [۸] Zakaullah, M., et al. "Study of neutron emission in a low-energy plasma focus with β -source-assisted breakdown." Plasma Sources Science and Technology ۱۲, ۳ (۲۰۰۳): ۴۴۳.
- [۹] Ahmad, S., et al. "The effect of pre-ionization by a shunt resistor on the reproducibility of plasma focus x-ray emission." Plasma Sources Science and Technology ۱۵, ۳ (۲۰۰۶): ۳۱۴.
- [۱۰] Khan, H. U., et al. "Effect of preionization on soft x-ray emission and plasma dynamics in a small plasma focus system." Journal of Applied Physics ۱۰۷, ۷ (۲۰۱۰): ۰۷۳۳۰۱.
- [۱۱] Lerner, Eric J., and Hamid R. Yousefi. "Runaway electrons as a source of impurity and reduced fusion yield in the dense plasma focus." Physics of Plasmas ۲۱, ۱۰ (۲۰۱۴): ۱۰۲۷۰۶.



[۱۲] Ruden, E., et al. "Stability enhancement of a low initial density hollow gas-puff z pinch by e⁻ beam preionization." *Journal of applied physics* ۶۱, ۴ (۱۹۸۷): ۱۳۱۱-۱۳۱۶.

[۱۳] Freiwald, D. A., et al. "Neutron enhancement from relativistic electron beam-dense plasma focus interactions." *Physics Letters A* ۳۶, ۴ (۱۹۷۱): ۲۹۷-۲۹۸.

[۱۴] Khan, H. U., and M. Shafiq. "Effect of preionization on the dynamics of current sheath in a small plasma focus device." *Radiation Effects and Defects in Solids* ۱۶۷, ۱۱ (۲۰۱۲): ۸۳۴-۸۴۰.

[۱۵] Piriaei, D., et al. "The effects of pre-ionization using a shunt resistor on reproducibility of the x-ray emission in a dense plasma focus device." *Physics of Plasmas* ۲۴, ۸ (۲۰۱۷).



بررسی تاثیر پارامتر ولتاژ در پلازما تخلیه تابان بر چگالی و دمای الکترونی با روش OES (کد

مقاله : ۱۳۲۴)

عسکری شایگان، مریم* - خوش نیت بیاتی، زهرا^۱ - عمرانی، ملیحه - ^۲ امراللهی، رضا^۱ - محمدپور، فاطمه^۱ -

نسجی کاشانی، زینب^۱.

۱. گروه مهندسی انرژی و فیزیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، ۱۵۹۱۶۳۴۳۱۱ تهران، ایران.

۲. گروه بیوتکنولوژی، مرکز مطالعات خلیج فارس، دانشگاه خلیج فارس، ۷۵۱۶۹، بوشهر، ایران.

چکیده

بررسی دمای و چگالی الکترون برای هر کاربرد مرتبط با پلازما مهم است. در این تحقیق از روش اندازه‌گیری طیف‌سنجی انتشار نوری (OES) برای محاسبه پارامترهای پلازما نظیر چگالی و دمای الکترونی پلاسمای تخلیه تابان کم فشار گاز آرگون استفاده شد. برای دستیابی به این هدف، یک لوله استوانه‌ای شیشه‌ای به عنوان محفظه تخلیه بکارگرفته شد. با مطالعه مقادیر چگالی و دمای الکترونی بدست آمده در ولتاژهای متفاوت مشخص شد که بین ولتاژ اعمالی به الکترودها و پارامترهای پلازما رابطه معناداری وجود دارد. نتایج نشان داد که با افزایش ولتاژ، دمای الکترونی نیز افزایش می‌یابد، همچنین کمینه و بیشینه چگالی الکترونی به ترتیب برای ولتاژ ۶۰۰ ولت و ۸۰۰ ولت بدست آمد.

کلمات کلیدی: پلازما تخلیه تابان، دمای الکترونی، چگالی الکترونی

Investigating the effect of voltage on electron density and temperature of glow discharge plasma by OES method

Askari shayegan, Maryam^{۱*}, Khoshniat bayati, Zahra^۱, Omrani, Malihe^۱, Amrollahi, Reza^۱, Mohammadpor, Fateme^۱, Nasji Kashani, Zeinab^۱

۱. Energy Engineering and Physics Department, Amirkabir University of Technology, Tehran ۱۵۹۱۶۳۴۳۱۱, Iran.

۲. Biotechnology Department, Persian Gulf Research Studies Center, Persian Gulf University, ۷۵۱۶۹, Bushehr, Iran.

Abstract

studying the electron temperature and electron density is crucial for any plasma-related application. In this study, the optical emission spectroscopy (OES) technique was used to determine plasma parameters such as electron density and electron temperature in a low-pressure glow discharge argon plasma. To achieve this, a cylindrical glass tube was employed as the discharge chamber. By analyzing the obtained electron density and temperature values at different voltages, it was observed that a significant relationship exists between the applied voltage to the electrodes and the plasma parameters. The results showed that by increasing the voltage, the electron temperature also rises, and the minimum and maximum electron densities were obtained at 600 volts and 800 volts, respectively.

Key words: glow discharge plasma, electron temperature, electron density



۱- مقدمه

تولید پلاسمای سرد با روش‌های تخلیه‌الکتریکی را می‌توان متناسب با نوع منبع تغذیه یعنی جریان مستقیم^{۷۲} (DC) یا جریان متناوب (AC)^{۷۳}، فشار اتمسفر یا فشار کم، فاصله و نحوه قرارگیری الکترودها نسبت به هم متمایز کرد. [۱] پلاسمای تخلیه تابان در محفظه‌ای پر از یک گاز (گاز بی اثر یا مولکولی) با فشار کم و با اعمال اختلاف پتانسیل بین دو الکترود که می‌توانند در یک فاصله مشخص از هم قرارگیرند، ایجاد می‌شود. [۲] دمای الکترونی در پلاسمای تخلیه تابان معمولاً در بازه بین ۱ تا ۱۰ الکترون ولت است. همچنین چگالی الکترونی معمولاً در بازه ۱۰^{۱۰} تا ۱۰^{۱۶} الکترون بر متر مکعب است. [۳] انرژی ورودی باعث می‌شود که گاز الکترون‌های خود را از دست بدهد و در نتیجه یون‌هایی با بار مثبت و الکترون‌های آزاد تشکیل می‌گردد و رادیکال‌های آزاد پیچیده‌تری ایجاد می‌کند. پلاسمای سرد در تماس با سایر ترکیبات باعث ایجاد یک سری تغییرات شیمیایی می‌شود که می‌تواند سطوح را اصلاح کند، همچنین در زمینه‌های دیگری مانند فناوری ضد عفونی‌سازی، پردازش سطوح، استریل کردن ابزار پزشکی و افزایش حاصلخیزی محصولات کشاورزی نیز مورد استفاده قرار می‌گیرد. [۴] سازوکار تشکیل پلاسمای تخلیه تابان به پارامترهایی نظیر دما، فشار محیط، ولتاژ اعمالی به الکترودها، فاصله بین الکترودها و نوع گاز موجود در محفظه تشکیل پلاسمای بستگی دارد. [۵-۶] پلاسمای تولیدشده با استفاده از گازهای مختلف منبع وسیعی از اشعه UV^{۷۴} می‌باشد. در صورت اعمال انرژی کافی به گاز می‌توان پلاسمای با ویژگی‌های متنوع تولید کرد. [۷] با تنظیم پتانسیل و فشار اعمال‌شده، اتم‌ها یا مولکول‌های گاز باهم برهمکنش می‌کنند که منجر به تحریک، یونیزاسیون، تفکیک یا اتصال بین ذرات می‌شود. [۸] مطالعه فوتون‌های مشخصه ساطع‌شده می‌تواند به درک فرآیند تخلیه صورت‌گرفته در پلاسمای تخلیه تابان تشکیل‌شده و بررسی پارامترهای آن کمک کند. همچنین گونه‌های موجود در پلاسمای می‌تواند با یک طیف‌سنج گسیل نوری شناسایی شود. [۲] محمد خلف و همکاران، ویژگی‌های جریان-ولتاژ تخلیه پلاسمای DC گاز آرگون در فواصل مختلف بین الکترودها و فشار کاری ۰/۷ میلی‌بار را مطالعه کردند. آنها ویژگی‌های الکتریکی پلاسمای تخلیه تابان، مانند وابستگی جریان تخلیه به ولتاژ اعمال‌شده و فشار گاز در داخل محفظه خلاء را مورد بررسی قرار دادند. [۹] همچنین آر. اف. یونسوف و همکارش، تاثیر تغییر قطبیت الکترودها بر پلاسمای تخلیه تابان را ارزیابی کردند. آنها دریافتند که هنگامی که قطبیت الکترودها تغییر کرد، ویژگی‌های ولتاژ-جریان پلاسمای عملاً تغییر پیدا نمی‌کند. [۱۰] در این مطالعه، تاثیر تغییرات ولتاژ اعمالی بین دو الکترود در محفظه استوانه‌ای پلاسمای تخلیه تابان بر مشخصه‌های طیف پلاسمای و محاسبه دما و چگالی پلاسمای تخلیه تابان با استفاده از روش طیف‌سنجی گسیل نوری مورد بررسی قرار می‌گیرد.

۲- تئوری تولید پلاسمای سرد کم فشار

پلاسمای تخلیه تابان DC با استفاده از اعمال ولتاژ شکست گاز درون محفظه بر الکترودها ایجاد می‌شود. محفظه تشکیل این نوع تخلیه از دو الکترود تشکیل شده‌است که با فاصله‌ای مشخص در داخل محفظه خلاء با فشارهای نسبتاً کم از هم جدا شده‌اند.

^{۷۲} Direct current

^{۷۳} Alternating current

^{۷۴} Ultraviolet rays



پتانسیل الکتریکی اعمال شده به این دو الکترون باید به اندازه کافی بالا باشد تا گاز را به پلاسما تجزیه کند. ولتاژ شکست که ولتاژ لازم برای شروع تخلیه است طبق معادله پاشن^{۷۵} محاسبه می‌شود:

$$V_B = \frac{pdB}{pdA - \log \log \left(\log \log 1 + \frac{1}{\gamma_e} \right)} \quad (۱)$$

در این معادله A, B ثابت هستند و مقادیر آن متناسب با خواص گاز تزریقی در محفظه تعیین می‌شود، d فاصله بین الکترودهای تخلیه، p فشار و γ_e ضریب انتشار الکترون‌های ثانویه است. معادله پاشن در واقع ولتاژ شکست گاز تزریقی درون محفظه را به عنوان تابعی از فشار و فاصله بین الکترودها می‌دهد. [۹]

۳- اصول طیف‌سنجی انتشار نوری

طیف‌سنجی انتشار نوری^{۷۶} (OES) یک روش غیر تماسی برای تعیین پارامترهای پلاسما است. هر خط طیفی در طیف‌سنجی نشری مربوط به یک انتقال نوری بین دو سطح کوانتومی اتم یا مولکول است. شدت خط طیفی توسط تراکم گونه‌ها در حالت‌های مختلف کنترل می‌شود. دما و چگالی الکترونی در سیستم‌های تخلیه فشار کم بر اساس معادله بولتزمن اصلاح شده و نسبت‌های شدت خط محاسبه می‌شود. [۱۱] برای بررسی پارامترهای پلاسما به روش طیف‌سنجی باید تعادل ترمودینامیکی در عمل رخ دهد و هر نوع توزیع انرژی با یک پارامتر دما توصیف شود. بمنظور برقراری شرایط LTE^{۷۷} در پلاسمای مد نظر باید شرط (معادله ۲) برای پلاسما برقرار باشد. [۱۲]

$$N_e > 1/6 \times 10^{12} \times \Delta E^3 \times T_e^{-5/2} \text{ cm}^{-3} \quad (۲)$$

که در آن، $N_e [\text{cm}^{-3}]$ ، $T_e [\text{K}]$ و $\Delta E [\text{eV}]$ به ترتیب دمای الکترونی پلاسما اندازه‌گیری شده، چگالی الکترون و بزرگترین شکاف انرژی بین سطوح انرژی بالا و پایین است. در یک منطقه محدود از فضا در صورت برقرار بودن شرایط تعادل ترمودینامیکی محلی، نرخ برخورد بیشتر از نرخ تابش است. [۱۳] با در نظر گرفتن توزیع بولتزمن و با فرض برقراری شرایط، دمای الکترونی را می‌توان با اندازه‌گیری دو خط از گونه اتمی اصلی موجود و از طریق به کمک رابطه ۳ محاسبه کرد:

$$\frac{I_{ji}}{I_{kl}} = \frac{\lambda_{kl} A_{ji} g_j}{\lambda_{ji} A_{kl} g_k} \exp \exp \left(-\frac{E_j - E_k}{K_B T_e} \right) \quad (۳)$$

که در آن λ_{ji} و λ_{kl} طول موج‌های انتقالی هستند، A_{ji} و A_{kl} احتمال انتقال، g_j و g_k وزن‌های آماری سطوح بالا و پایین، E_k و E_j انرژی‌های سطوح بالا و پایین، T_e دمای الکترونی و K ثابت بولتزمن هستند. [۱۴] داده‌های جمع‌آوری شده از مؤسسه ملی استاندارد و فناوری [۱۶] برای شناسایی خطوط خنثی مشخصه طیف و پارامترهای مربوط به آن‌ها استفاده می‌شوند. چگالی الکترون عموماً

^{۷۵} Paschen

^{۷۶} Optical emission spectroscopy

^{۷۷} Local thermodynamic equilibrium



از عرض خط استارک و با استفاده از نتایج طیف‌سنجی و عرض کامل در نصف ماکزیمم^{۷۸} (FWHM) بر حسب نانومتر بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\Delta\lambda_{stak}^{\lambda} = \Delta\lambda_{exp}^{\lambda} - \Delta\lambda_{ins}^{\lambda} \quad (۴)$$

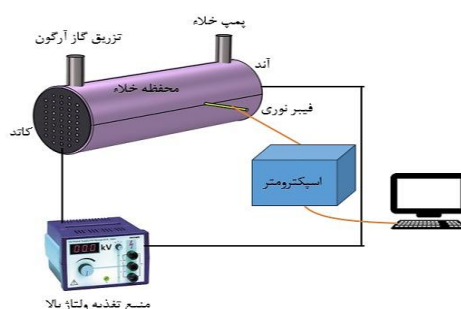
که در آن $\Delta\lambda_{ins}$ ، $\Delta\lambda_{exp}$ به ترتیب تغییرات طول موج آزمایش و دستگاه برای گونه مورد نظر است. چگالی الکترون برای گونه‌های غیرهیدروژن در طیف‌سنجی این پژوهش از طریق رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$N_e = 10^{16} \left(\frac{\Delta\lambda_{stak}}{2W} \right) \quad (۵)$$

که در آن W پارامتر عرض الکترون-برخورد^{۷۹} است که توسط مرجع [۱۵] بدست می‌آید.

۴-روش آزمایش

چیدمان پلاسمای تخلیه DC در شکل ۱ نشان داده شده‌است. این پیکربندی از یک استوانه تخلیه از جنس پیرکس استاندارد (Borosilicate Glass) با محدوده جذب نور در طول موج زیر ۳۲۰ نانومتر و عبور خوب در محدوده حدود ۳۵۰ تا ۱۰۰۰ نانومتر با دو الکتروستیل دایره‌ای با شعاع ۲۰ میلی‌متر که در دو سطح مقطع استوانه در فاصله ۱۵۰ میلی‌متری از هم قرار دارند، تشکیل شده‌است. لوله تخلیه در محفظه خلاء استوانه‌ای شکل از جنس استیل^{۸۰} ۳۰۴SS قرار گرفته‌است. منبع تغذیه DC با اختلاف ولتاژ ۰-۲۰۰۰ ولت، پمپ خلاء و فیبرنوری برای اسپکتروسکوپی تشکیل شده‌است. قبل از اعمال ولتاژ شکست به الکترودها، فشار هوای داخل لوله تخلیه توسط پمپ خلاء به ۰/۵ تور رسید. با گذر زمان درصد خلوص گاز آرگون در محفظه به ۹۸٪ می‌رسد. شدت و پارامترهای پلاسمای تخلیه تابان تولیدشده با بررسی رادیکال‌های آزاد آن با استفاده از تکنیک OES محدوده طول موج مرئی UV (۱۱۰۰-۳۰۰ نانومتر)، با دقت ۰/۶ نانومتر، با استفاده از گاز Ar ارزیابی می‌شود؛ هر خط طیف را می‌توان به گونه‌هایی از یون آرگون نسبت داد.



شکل (۱) سیستم پلاسمای تخلیه تابان و اندازه‌گیری طیف انتشار نوری آن

^{۷۸} Full width at half maximum

^{۷۹} electron-impact width parameter

^{۸۰} Stainless steel

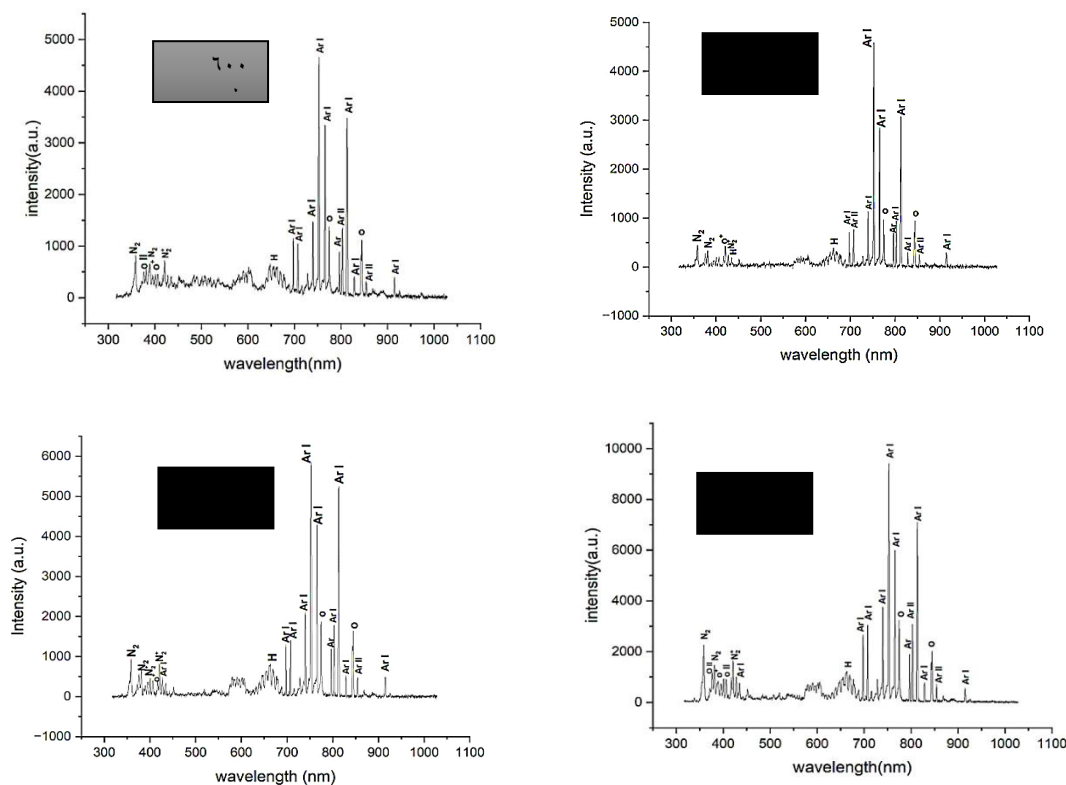


۵-تنظیم و انجام آزمایش

برای ایجاد پلاسما DC هوای داخل محفظه تشکیل پلاسما را تا فشار ۰/۱ تور کاهش داده سپس با تزریق گاز آرگون به داخل محفظه فشار گاز درون محفظه به ۰/۵ تور افزایش می‌یابد. متناسب با رابطه ۱. ولتاژ شکست گاز آرگون در این محفظه برابر با ۵۹۷ ولت است. با توجه به ولتاژ شکست محفظه پلاسما تخلیه تابان را با اعمال ولتاژهای ۰/۶، ۰/۷، ۰/۸ و ۰/۹ کیلوولت در محفظه تشکیل می‌دهیم تا تاثیر پارامتر ولتاژ بر چگالی و دمای الکترونی پلاسما تخلیه تابان به روش OES را بررسی کنیم. شدت انتشار پلاسما توسط یک فیبر نوری که در فاصله ۵۰ میلیمتری از محفظه تشکیل پلاسما قرار داده شده‌است، اندازه‌گیری می‌شود.

۶-نتایج تجربی و بحث

طیف‌سنجی انتشار نوری نوعی ابزار تشخیصی برای توصیف پارامترهای پلاسما است که در این چیدمان براساس محاسبه تابش نوری ساطع‌شده از پلاسما توسط دستگاه اسپکترومتر (Avantes (model 2048 در محیط نزدیک به پلاسما عمل می‌کند. [۱۶] انتشار طیفی مربوط به پلاسما تخلیه تابان گاز آرگون اندازه‌گیری شده توسط OES در ولتاژهای مختلف در شکل ۲ نشان داده شده‌است. گونه‌های یون آرگون را می‌توان از این خطوط طیفی که توسط فرآیند ترکیبی متفاوت نظیر تحریک، یونیزاسیون، تفکیک یا اتصال بین ذرات، اتم‌ها و مولکول‌ها در پلاسما منتشر می‌شوند، یافت. [۱۷] شکل ۲ خطوط طیفی شامل گونه‌های متفاوت Ar، Ar I، Ar II، اکسیژن و هیدروژن بدست‌آمده را نشان می‌دهد.



شکل (۲) انتشار طیفی پلاسما تخلیه تابان گاز آرگون در ولتاژهای ۰/۶، ۰/۷، ۰/۸ و ۰/۹ کیلوولت.



با توجه به معادله ۳، با انتخاب دو خط از یک گونه اصلی که سطح انرژی بالای تقریباً یکسان دارند [۱۶]، امکان تعیین دما و چگالی الکترونی پلاسما فراهم می‌شود. ثابت‌های نظری و اطلاعات مربوط به هر طیف برای سه قله اصلی Ar I در سه طول موج که در سطح انرژی تقریباً یکسان قرار دارند، در جدول ۱ داده شده است. در بررسی هر چهار طیف با توجه به دو طول موج ۷۵۱/۴۷ و ۷۶۳/۵۱ نانومتر و با استفاده از روابطی که پیش‌تر گفته شد، پارامترهای پلاسما محاسبه شد. محاسبه تغییرات طول موج آزمایش در هر اندازه‌گیری بصورت جداگانه و با استفاده از محاسبه FWHM قله‌ی پرشدت آرگون با کمک نرم‌افزار کامپیوتری انجام می‌آید. همچنین برای محاسبه تغییرات طول موج دستگاه، بخار آب به دستگاه تزریق شد، و با بررسی میزان جابه‌جایی در طول موج قله H_{α} میزان تغییرات طول موج دستگاه به اندازه ۰/۶ بدست آمد. جدول ۲ همبستگی بین ولتاژ اعمالی به الکترودها و پارامترهای پلاسما DC گاز آرگون را برای حالت‌های مختلف عملیات نشان می‌دهد.

جدول ۱: ثابت‌های طیف سنجی [۱۵-۱۷]

وزن آماری سطح پایین	وزن آماري سطح بالا	انرژی سطح بالا (الکترون‌ولت)	انرژی سطح پایین (الکترون‌ولت)	احتمال انتقال (ثانیه/۱۰ ^۶)	طول موج (نانومتر)	گونه
۱	۳	۲۷/۱۳	۵۴/۱۱	۴	۴۷/۷۵۱	Ar (I)
۵	۵	۱۷/۱۳	۵۴/۱۱	۴۵/۲	۵۱/۷۶۳	Ar (I)
۷	۵	۰۷/۱۳	۶۲/۱۱	۳۰/۳	۵۳/۸۱۱	Ar (I)

ولتاژ اعمالی به الکترودها به طور قابل توجهی با دمای الکترونی و چگالی الکترونی پلاسما که در جدول ۲ نشان داده شده است، مرتبط است. n_e نشان‌دهنده چگالی الکترونی بدست آمده و $\Delta\lambda^{1/2}$ نشان‌دهنده عرض خط کامل در شدت حداکثر میانه (FWHM) برای پرشدت‌ترین قله طیف در هر ولتاژ است. Te نشان دهنده دمای الکترون است.

جدول ۲: نتایج محاسبه دما و چگالی الکترونی پلاسما

عرض خط کامل (نانومتر)	دمای الکترونی (الکترون‌ولت)	چگالی الکترونی (متر مکعب/10 ¹⁶)	ولتاژ (کیلوولت)
۵۱/۱	۹/۳	۱/۸	۶/۰
۵۴/۱	۱/۴	۳/۸	۷/۰
۶۲/۱	۳/۴	۷/۸	۸/۰
۵۶/۱	۹/۴	۲/۸	۹/۰

۷- نتیجه گیری

در این مطالعه ارتباط بین ولتاژ اعمالی به الکترودها با دما و چگالی الکترونی پلاسما تولید شده از تخلیه تابان DC مورد بررسی قرار گرفت. پارامترهای پلاسمایی با استفاده از روش نمودار بولتزمن و اندازه‌گیری طیف‌سنجی انتشار نوری (OES) بررسی شد. ولتاژهای عملیاتی مورد بررسی در این تحقیق ۶۰۰-۹۰۰ ولت در فشار کاری ۰/۵ تور بود. مطابق با نتایج طیف‌سنجی،



چگالی الکترونی با افزایش ولتاژ اعمالی بین آند و کاتد نرخ افزایشی دارد، اما میزان این افزایش به شرایط خاص تخلیه و پارامترهای دیگر وابسته است؛ همچنین افزایش ولتاژ ممکن است پلاسما را از حالت تخلیه تابان به حالت دیگری که رفتار کاملاً متفاوت دارد وارد کند. دمای الکترونی بدست آمده با تقویت ولتاژ روند افزایشی را برای دما گزارش می‌کند، زیرا میدان الکتریکی قوی‌تر انرژی بیشتری به الکترون‌ها منتقل می‌کند و این باعث افزایش دمای موثر الکترون‌ها می‌شود.

۸- مراجع

- [۱] Birania, Sapna, et al. "Cold plasma in food processing and preservation: A review." *Journal of Food Process Engineering* ۴۵,۹ (۲۰۲۲): e۱۴۱۱۰.
- [۲] Bogaerts, Annemie. "The glow discharge: an exciting plasma!." *Journal of Analytical Atomic Spectrometry* ۱۴,۹ (۱۹۹۹): ۱۳۷۵-۱۳۸۴.
- [۳] Somayajula, Sai Keerthi, A. T. Sriram, and Vikas M. Shelar. "Study of Argon and Xenon gas properties on DC-glow discharge plasma." *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. ۱۷۰۶. No. ۱. IOP Publishing, ۲۰۲۰.
- [۴] Sarangapani, Chaitanya, et al. "Atmospheric cold plasma dissipation efficiency of agrochemicals on blueberries." *Innovative Food Science & Emerging Technologies* ۴۴ (۲۰۱۷): ۲۳۵-۲۴۱.
- [۵] Jones, Frank Llewellyn. *The Glow Discharge, And, An Introduction to Plasma Physics*. Methuen, ۱۹۶۶.
- [۶] Cobine, James Dillon. "Gaseous conductors: theory and engineering applications." (*No Title*) (۱۹۵۸).
- [۷] Machala, Zdenko, and Matthew J. Pavlovich. "A new phase in applied biology." *Trends in biotechnology* ۳۶,۶ (۲۰۱۸): ۵۷۷-۵۷۸.
- [۸] Filatova, I., et al. "Plasma seeds treatment as a promising technique for seed germination improvement." *Proceeding of the 31st International Conference on Phenomena in Ionized Gases*. Vol. ۲۰۶۸۹۷۱. ۲۰۱۳.
- [۹] Khalaf, Mohammed K., Oday A. Hammadi, and Firas J. Kadhim. "Current-voltage characteristics of dc plasma discharges employed in sputtering techniques." *Iraqi Journal of Applied Physics* ۱۲,۳ (۲۰۱۶).
- [۱۰] Yunusov, R. F., and M. M. Garipov. "Experimental study of voltage fluctuations in a glow discharge." *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. ۹۲۷. No. ۱. IOP Publishing, ۲۰۱۷.
- [۱۱] Mishra, Himanshu, Milan Tichý, and Pavel Kudrna. "Optical emission spectroscopy study of plasma parameters in low-pressure hollow cathode plasma jet and planar magnetron powered by DC and pulsed DC supply." *Vacuum* ۲۰۵ (۲۰۲۲): ۱۱۱۴۱۳.



- [۱۲] Somayajula, Sai Keerthi, A. T. Sriram, and Vikas M. Shelar. "Study of Argon and Xenon gas properties on DC-glow discharge plasma." *Journal of Physics: Conference Series*. Vol. ۱۷۰۶. No. ۱. IOP Publishing, ۲۰۲۰.
- [۱۳] Fantz, Ursel. "Basics of plasma spectroscopy." *Plasma sources science and technology* ۱۵, ۴ (۲۰۰۶): S۱۳۷.
- [۱۴] NIST Atomic Spectra Database Lines Form, <https://physics.nist.gov>.
- [۱۵] H.R. Griem, W.L. Barr, Spectral Line Broadening by Plasmas (۱۹۷۴) appendix: ۴.
- [۱۶] Tabaie, S. S., D. Iraj, and R. Amrollahi. "Measurement of electron temperature and density of atmospheric plasma needle." *Vacuum* ۱۸۲ (۲۰۲۰): ۱۰۹۷۶۱.
- [۱۷] Abbas, Ibrahim K., and Kadhim A. Aadim. "Spectroscopic diagnosis of cobalt plasma produced by OES technique and influence of applied voltage on plasma parameters." *Iraqi Journal of Science* (۲۰۲۳): ۲۲۷۱-۲۲۸۱.



بهینه سازی لایه-نشانی ساختار تیتانیومی به روش کندوپاش پلاسمایی با تغییر پارامتر دما (کد

مقاله : ۱۳۲۸)

بخش زاد محمودی، مهدی- جمالی، سولماز - نصیری، علی - مازندرانی، ابوالفضل - زاهدنیا، نیره- بشیری، سپیده

۱. پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلازما و گداخت هسته‌ای

چکیده:

تیتانیوم به عنوان جاذب هیدروژن کاربردهای فراوانی داشته و شرایط لایه نشانی تیتانیوم و اندازه ذرات و تخلخل آنها اهمیت ویژه‌ای در کاربرد آن بعنوان جاذب هیدروژن دارد. بسته به شرایط لایه نشانی، تخلخل و اندازه دانه‌های تیتانیوم بر روی سطح نمونه لایه‌نشانی شده تغییر می‌کند. در این مطالعه به با استفاده از سامانه لایه‌نشانی به روش کندوپاش، لایه نشانی تیتانیوم بر روی مس در دماهای مختلف انجام شد. با ثابت نگهداشتن ولتاژ و فشار کاری، اثر پارامتر دما بر روی ساختارهای لایه‌نشانی شده مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج حاصل از آزمونهای *SEM* و *EDX* نشان داد نمونه‌های تیتانیوم لایه‌نشانی شده در دمای ۳۵۰ درجه سانتی گراد دارای اندازه ذرات و تخلخل بیشتری نسبت به نمونه‌های لایه‌نشانی شده در سایر دماها هستند.

کلمات کلیدی: لایه‌نشانی، تیتانیوم، کندوپاش پلاسمایی، دما

Optimization of Titanium Deposition by Plasma Sputtering Method with Temperature Variation

۱. Bakhshzadmahmoudi, Mehdi^{*}, Jamali, Solmaz, Nasiri, Ali, Mazandarani, Abolfazl, Zahednia Nayerreh, Bashiri, Sepideh

۱. Nuclear science and technology institute, Plasma and nuclear fusion school

Abstract:

Titanium, as a hydrogen absorber, has numerous applications in various fields. The deposition conditions of Titanium, as well as the particle size and porosity, play a crucial role in its effectiveness as a Hydrogen absorber. Depending on the deposition conditions, the porosity and grain size of Titanium on the coated surface vary. In this study, to optimize Titanium structures, a plasma sputtering deposition system equipped with an anode electrode heater at the Plasma Research Institute was utilized. A layer of Titanium was deposited on a copper substrate at different temperatures. By keeping the system's voltage and working pressure constant, the effect of temperature on the deposited structures was investigated. After deposition, the surface of the samples was analyzed using SEM and EDX techniques. The results showed that Titanium samples deposited at ۳۵۰°C had larger particle sizes and greater porosity than those deposited at other temperatures, making them more suitable for the intended applications.

Key words: Deposition, Titanium, Plasma Sputtering, Temperature



۱ - مقدمه:

تیتانیوم و آلیاژهای آن دارای خواص فیزیکی و مکانیکی فوق العاده‌ای هستند علاوه بر این مقاومت در برابر خوردگی بالایی دارند که آنها را به موادی برجسته برای انواع کاربردهای ساختاری و عملکردی تبدیل می‌کند [۱]. پوشش‌های فلزی لایه نازک آن نیز کاربرد گسترده‌ای در زمینه‌های مختلف از جمله فناوری هسته‌ای دارند. مولدهای نوترونی که شار نوترونی تک انرژی را تولید می‌کنند در زمین‌شناسی برای چاه پیمایی رادیواکتیو، تجزیه و تحلیل عنصری و ایزوتوپی مواد، نوترون درمانی در پزشکی، تحقیقات علمی و برای تشخیص مواد منفجره و داروها استفاده می‌شود [۲].

اهداف دوتریومی بخشی از مولدهای نوترونی هستند. برای ساخت این هدف‌ها از مس، مولیبدن، تنگستن و سایر مواد استفاده می‌شود که با لایه‌ای از فلز جاذب پوشانده شده است. عامل مهم برای دستیابی به ویژگی‌های اهداف، پیوند قوی بین بستر و لایه اعمال شده جاذب است. برای این منظور لازم است ناخالصی‌های گاز به حداقل برسند، زیرا مولکول‌های گاز در سطح فلز پوشش داده شده جذب می‌شوند، در آن حل می‌شوند یا ترکیباتی تشکیل می‌دهند که منجر به کاهش ظرفیت جذب جاذب می‌شود [۲].

لایه‌های زیرکونیوم و تیتانیوم بر روی یک بستر با رسانایی حرارتی بالا (مس، مولیبدن، نقره) به عنوان فلزات جاذب هیدروژن استفاده شده‌اند. چگالی تیتانیوم کمتر از زیرکونیوم است و دامنه حرکت ذرات باردار در اهداف تیتانیوم بیشتر از اهداف زیرکونیومی است. بنابراین، اهداف تیتانیومی بازده نوترونی بیشتری نسبت به اهداف زیرکونیومی در پرتوهای کم انرژی دارند و معمولاً از تیتانیوم برای ساختن یک هدف استفاده می‌شود.

تیتانیوم توانایی جذب نسبتاً بالایی دارد: یک گرم تیتانیوم می‌تواند تا ۴۶۰ سانتی‌متر مکعب ایزوتوپ‌های هیدروژن را جذب کند [۳].

برای ساخت اینگونه هدف‌ها لایه نشانی تیتانیوم اهمیت فراوانی دارد. بسته به شرایط لایه نشانی اندازه دانه‌های تیتانیوم بر روی سطح تغییر می‌کند. هنگام لایه نشانی در دمای پایین، تعداد زیادی دانه‌های ریز تخلخل ریز ساختار تشکیل می‌شود. از سوی دیگر، در دمای بالا، دانه رشد می‌کند و جای خالی ریز ساختار کاهش می‌یابد. دمای مناسب بستر و سرعت رسوب در رسوب بخار برای جذب مقدار زیادی از ایزوتوپ‌های هیدروژن ضروری است [۴].

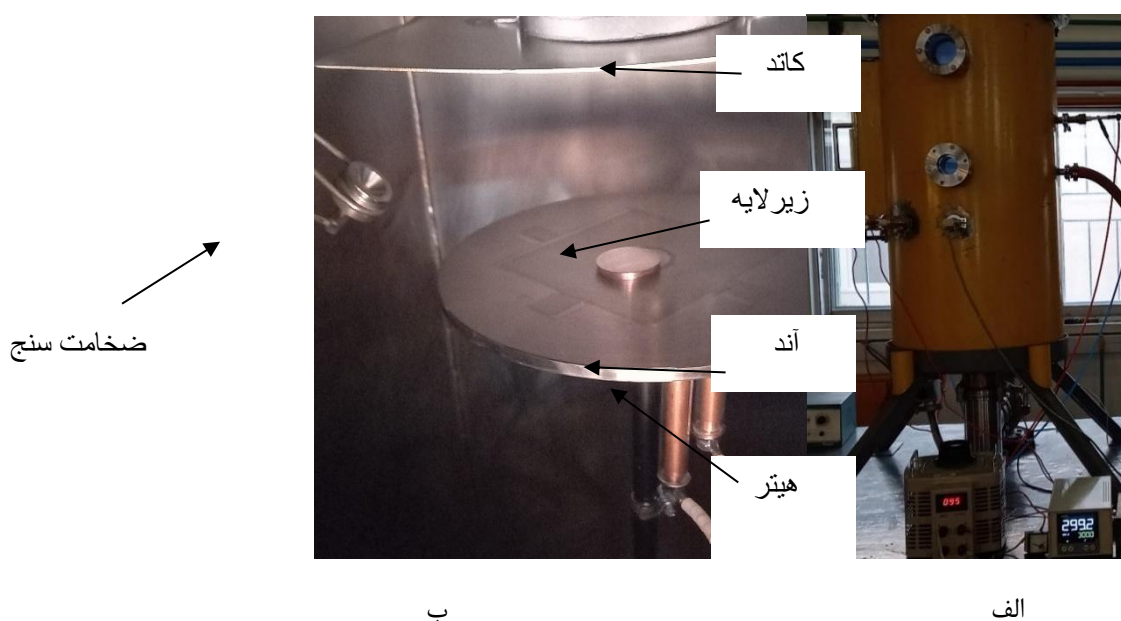
چهار روش برای لایه نشانی تیتانیوم بر روی مس وجود دارد که عبارتند از: (۱) کندوپاش DC کاتد سرد، (۲) کند و پاش نامتقارن AC، (۳) کندوپاش بایاس کاتد DC گرم، و (۴) کندوپاش فرکانس رادیویی (RF) [۵].

در این مطالعه از روش لایه نشانی کندوپاش DC گرم برای لایه‌نشانی ساختارهای تیتانیوم بر روی مس استفاده شده است. سامانه کندوپاش DC موجود در پژوهشکده پلاسما به منظور لایه‌نشانی بهینه ساختارهای تیتانیوم بر روی مس با استفاده از سیستم گرم‌کننده مورد استفاده قرار گرفته است. در این پژوهش تیتانیوم در دماهای مختلف بر روی زیرلایه مس لایه‌نشانی شده و مورفولوژی سطح مورد ارزیابی و تحلیل قرار گرفته است.



۲- روش کار:

برای لایه‌نشانی تیتانیوم بر روی زیرلایه مسی در این پژوهش از دستگاه لایه‌نشانی به روش کندوپاش پلاسمایی که در پژوهشکده پلاسما ساخته شده، استفاده شده است. این دستگاه شامل یک محفظه خلا است که در آن به وسیله پمپهای روتاری و دیفیوژن خلا سازی انجام می‌شود. دستگاه دارای دو الکتروود آند و کاتد موازی و مسطح می‌باشد که برای لایه نشانی تیتانیوم بر روی مس ساختار الکتروودها به گونهای آرایش مییابند که زیر لایه مسی بر روی الکتروود آند قرار گرفته و کاتد مجهز به تارگت تیتانیوم میشود. الکتروود آند مجهز به یک سیستم گرم کننده میباشد تا فرایند لایه نشانی در دمای کنترل شده انجام شود. نمایی از سامانه لایه‌نشانی به روش کندوپاش پلاسمایی به همراه اجزای مختلف آن در شکل ۱ نمایش داده شده است.



شکل ۱: الف- محفظه خلا و سیستم لایه نشانی ب- درون محفظه خلا

در این سیستم برای کنترل دما از یک هیتر دایره‌ای شکل استفاده شده که در مرکز آن سوراخی به قطر ۲ سانتیمتر وجود دارد و میله آند از میان آن عبور می‌کند. همانگونه که در شکل ۱ نشان داده شده، اتصالات به کمک ۲ میلگرد مسی که با عایق کوارتز پوشانده شده است، از طریق دو کابل عایق با دانه‌های سرامیکی، برای اتصال به خارج از محفظه هدایت شده است. برای کنترل دما از یک کنترلر دمای Jumo با مدل Diratron ۱۰۴ استفاده شده است. منبع تغذیه این سیستم نیز یک واریاک ۵ کیلووات می‌باشد. تصویر کنترلر دما و واریاک در پائین شکل ۱ الف نشان داده شده است.

برای آماده سازی زیر لایه ابتدا زیر لایه مسی به قطر ۳۰ میلیمتر و ضخامت ۳ میلیمتر با استفاده از سنباده‌های ۱۲۰۰، ۱۰۰۰، ۸۰۰، ۶۰۰، ۴۰۰، ۲۰۰ و ۳۰۰ و سپس با استفاده از پودر آلومینیوم ۳ میکرون پولیش شده‌اند. سپس زیر لایه در تمیز کننده التراسونیک به مدت نیم ساعت در محلول الکل و استون و دمای ۵۰ درجه سانتی‌گراد چربی زدائی شده است.



پس از قرار دادن زیر لایه در محفظه و خلاسازی، بر روی سطح آن عملیات کندوپاش پلاسمایی به مدت یک ساعت انجام می‌شود تا لایه اکسیدی از روی سطح برداشته شده و با توجه به افزایش دما تا ۳۰۰ درجه سانتی‌گراد خروج گاز از زیرلایه نیز انجام می‌شود. این فرایند کمک می‌کند تا عمر هدف طولانی شده و بهره آن نیز افزایش یابد [۶]. پس از اتمام تمیزکاری بلافاصله فرایند لایه نشانی تیتانیوم بر روی مس آغاز می‌شود. مزیت این روش آن است که هر دو فرایند تمیزکاری و لایه نشانی بدون خارج کردن از محفظه خلا انجام می‌شود و زیر لایه کاملاً تمیز باقی می‌ماند.

با اعمال ولتاژ ۴ کیلو ولت، فشار ۰.۲ میلی بار، فاصله الکترودها ۱۰ سانتیمتر و با استفاده از گاز آرگون با خلوص ۹۹/۹۹ درصد لایه نشانی با نرخ ۱۰ نانومتر بر دقیقه انجام شده است. با توجه به تجهیز سیستم به ضخامت سنج، به طور برخط میزان ضخامت لایه سنجیده می‌شود. در این مطالعه ولتاژ و فشار کاری ثابت در نظر گرفته شده و تنها دمای زیر لایه با استفاده از سیستم گرم‌کننده تغییر یافته و آزمایش‌ها در سه دمای ۲۵۰، ۳۰۰ و ۳۵۰ درجه سانتی‌گراد انجام شد. در شکل ۲ نمایی از زیرلایه مسی استفاده شده قبل و بعد از فرایند لایه‌نشانی نشان داده شده است.



ب

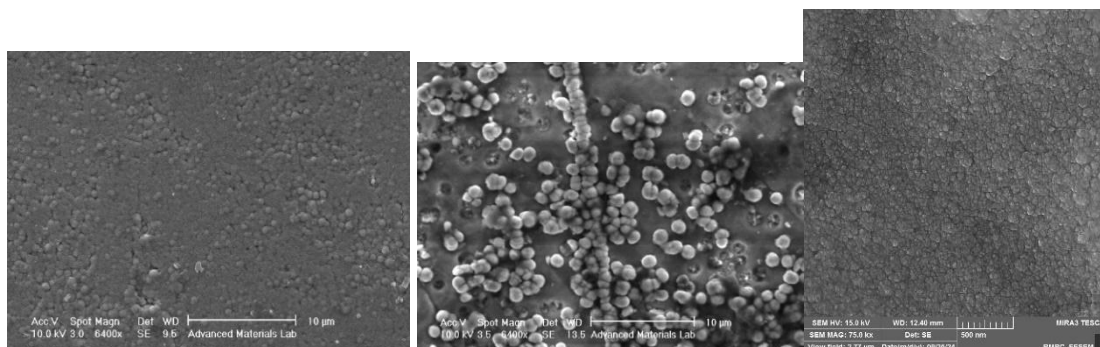


الف

شکل ۲: زیرلایه مسی الف- قبل از لایه نشانی، ب- بعد از لایه نشانی

۳ - نتایج:

تحت شرایط عنوان شده در قسمت قبل، لایه نشانی در سه دمای ۲۵۰، ۳۰۰ و ۳۵۰ درجه سانتیگراد در فشار و ولتاژ ثابت انجام شد. نمونه‌ها پس از لایه‌نشانی برای مطالعه سطح و ساختارهای تشکیل شده تحت آزمون SEM و EDX قرار گرفتند. شکل ۳ نتایج به دست آمده از آزمون SEM سطح را نشان می‌دهد. بررسی تصاویر حاصل از آنالیز میکروسکوپ الکترونی نشان داد که تغییر دما تاثیر قابل ملاحظه‌ای بر روی ساختارهای تیتانیوم لایه‌نشانی شده بر روی زیرلایه مسی دارد. شکل ۳ الف مربوط به نمونه لایه‌نشانی شده در دمای ۲۵۰ درجه سانتیگراد می‌باشد بررسی تصاویر SEM نشان می‌دهد ساختار لایه‌نشانی شده در این دما بصورت لایه نازک بدون تخلخل می‌باشد. میتوان گفت لایه‌نشانی در دمای پایین‌تر منجر به تشکیل ذرات کوچک‌تر، توزیع یکنواخت‌تر، و سطح صاف‌تر شده است. این ویژگی‌ها می‌توانند برای کاربردهایی که نیاز به سطح صاف و یکنواخت دارند، مناسب باشند. با افزایش دما به میزان ۳۰۰ درجه سانتیگراد مشاهده شد ساختارهای گل کلم شکلی بر روی سطح ایجاد شده که نشان‌دهنده ایجاد تخلخل بر روی ساختار لایه‌نشانی شده است.



الف

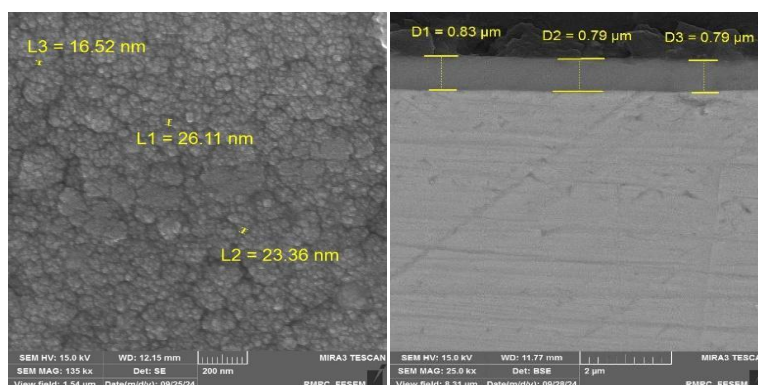
ب

ج

شکل ۳: تصاویر میکروسکوپ الکترونی پس از لایه نشانی در دماهای الف- ۲۵۰، ب- ۳۰۰ و ج- ۳۵۰ درجه سانتیگراد

با استفاده از تصاویر SEM و به کمک نرم افزار Material plus ۴.۲ پردازش تصاویر انجام شد. میزان تخلخل لایه ایجاد شده با استفاده از استاندارد ASTM B ۲۷۶ برای دماهای مختلف محاسبه گردید. برای شکل الف - ۴۸.۵۲٪، شکل ب - ۶۱.۰۸٪ و شکل ج - ۸۰.۳۳٪ تعیین گردید. این ساختارهای ایجاد شده در نمونه لایه‌نشانی شده در دمای ۳۵۰ درجه سانتیگراد افزایش یافته و ساختار متخلخل‌تر شده است. بطور کلی لایه‌نشانی در دمای بالاتر منجر به تشکیل ذرات بزرگ‌تر، توزیع غیریکنواخت‌تر و سطح زبرتر با ساختارهای کریستالی مشخص‌تر می‌شود. این ویژگی‌ها می‌توانند برای کاربردهایی که نیاز به سطح فعال‌تر از نظر شیمیایی دارند، مناسب باشند. برای استفاده از ساختارهای تیتانیوم برای کاربردهای مربوط به جذب هیدروژن، ساختارهای متخلخل مورد نیاز هستند. بنابراین با تغییر پارامتر دما می‌توان در این کاربردها به ساختارهای مطلوب دست یافت.

پس از انجام لایه‌نشانی در دماهای مختلف، از مقطع نمونه‌ها تصویر برداری با استفاده از میکروسکوپ الکترونی انجام شد. بررسی تصاویر مورد نظر نشان دادند که لایه‌نشانی انجام گرفته در هر سه دما بصورت کاملاً یکنواخت انجام گرفته است. شکل ۴ الف تصویر سطح مقطع نمونه لایه‌نشانی شده در دمای ۳۵۰ درجه سانتی‌گراد را نشان می‌دهد. اندازه ذرات لایه نشانی شده در همین دما در شکل ۴ ب نشان داده شده است.



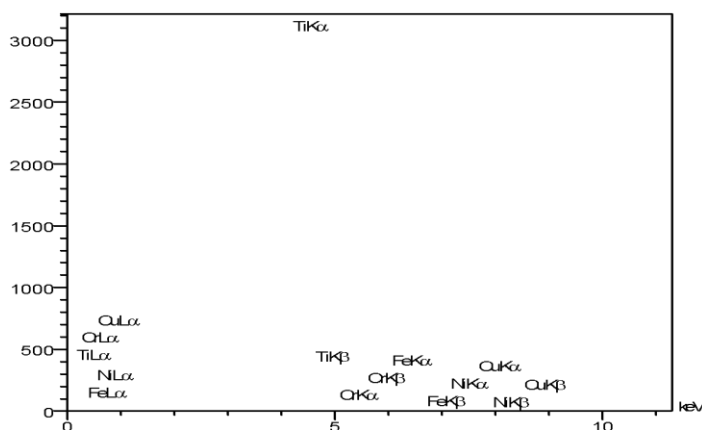
ب

الف

شکل ۴: الف: تصویر سطح مقطع عرضی میکروسکوپ الکترونی پس از لایه نشانی در دمای ۳۵۰ درجه سانتی‌گراد ب: اندازه ذرات تیتانیوم لایه نشانی شده در دمای ۳۵۰ درجه سانتیگراد



در شکل ۵ نتایج به دست آمده از آزمون EDX برای نمونه بهینه لایه‌نشانی شده در دمای ۳۵۰ درجه سانتی‌گراد نشان داده شده است. همانگونه که مشاهده میشود شدت پیک مربوط به Ti بر روی نمودار نشان دهنده درصد حضور بالای تیتانیوم بر روی ساختار لایه‌نشانی شده میباشد. از طرفی دیگر در این طیف اکسیژن مشاهده نشد. حضور اکسیژن می‌تواند بر روی سطح ترکیب اکسید تیتانیوم را تشکیل دهد و این ترکیب از نفوذ هیدروژن به عمق لایه جلوگیری می‌کند [۷].



شکل ۵: تصویر EDX نمونه تیتانیوم لایه‌نشانی شده در دمای ۳۵۰ درجه سانتی‌گراد

۴ - بحث و نتیجه گیری:

در این مطالعه، لایه‌نشانی ساختارهای تیتانیوم بر روی زیرلایه مسی در دماهای مختلف با استفاده از دستگاه لایه‌نشانی به روش کندوپاش پلاسمایی موجود در پژوهشکده پلازما مورد بررسی قرار گرفت. برای اعمال دماهای مختلف به زیرلایه مسی مورد نظر یک سیستم گرم‌کننده طراحی و بر روی سامانه لایه‌نشانی پلاسمایی تعبیه شد. ساختارهای تیتانیوم لایه‌نشانی شده بر روی مس به عنوان جاذب هیدروژن کاربردهای فراوانی دارند. برای استفاده از این ساختارها بعنوان جاذب هیدروژن لازم است سطح تیتانیوم لایه‌نشانی شده دارای تخلخل مناسب باشد. در این مقاله با تغییر پارامتر دما که عامل تعیین کننده تخلخل و اندازه ذرات در لایه نشانی است ساختارهای بهینه تیتانیوم به دست آمد. نتایج نشان دادند که با افزایش دما میزان تخلخل نیز افزایش پیدا کرده است. همچنین عدم حضور اکسیژن در روی سطح امکان جاذب بودن و نفوذ هیدروژن به عمق لایه را نیز می‌دهد.

۵ - مراجع:

[۱] Zhu, Yakun, Tae Wook Heo, Jennifer N. Rodriguez, Peter K. Weber, Rongpei Shi, Bruce J. Baer, Felipe F. Morgado et al. "Hydriding of titanium: Recent trends and perspectives in advanced characterization and multiscale modeling." Current Opinion in Solid State and Materials Science ۲۶, no. ۶ (۲۰۲۲): ۱۰۱۰۲۰.

[۲] Kazakovsky, N. T., V. A. Korolev, and I. L. Malkov. "The study of hydrogenated titanium coatings." In Journal of Physics: Conference Series, vol. ۱۲۸۱, no. ۱, p. ۰۱۲۰۳۲. IOP Publishing, ۲۰۱۹.



[۳] Lee, Cheol Ho, Byunghoon Oh, Daesik Chang, Dohyun Jang, In Sang Yeol, Jaewon Park, and Kwangpyo Hong. "Design and Fabrication of Titanium Target for Portable Neutron Generator." (۲۰۱۴).

[۴] Tanaka, Shigeru, Yuichi Abe, Masaru Kawabe, Chuzo Kutsukake, Yoshikazu Oginuma, Masayuki Yamada, Takumi Suzuki, Toshihiko Yamanishi, and Chikara Konno. "Prototype manufacturing of small tritium target inside JAEA." Journal of Plasma and Fusion Research SERIES ۹ (۲۰۱۰): ۳۳۸-۳۴۱.

[۵] Alger, Donald L., and Robert Steinberg. A Proposed Method for Regeneration of Neutron Producing Targets, Within an Accelerator, by Ion Sputtering Techniques. National Aeronautics and Space Administration, ۱۹۷۰.

[۶] Rajput, M., H. L. Swami, S. Vala, M. Abhangi, Ratnesh Kumar, and R. Kumar. "Tritium-titanium target degradation due to deuterium irradiation for DT neutron production." Nuclear Fusion ۶۳, no. ۶ (۲۰۲۳): ۰۶۶۰۳۳.

[۷] Lisowski, W., A. H. J. Van den Berg, and M. Smithers. "Characterization of titanium hydride film after long-term air interaction: SEM, ARXPS and AES depth profile studies." Surface and Interface Analysis: An International Journal devoted to the development and application of techniques for the analysis of surfaces, interfaces and thin films ۲۶, no. ۳ (۱۹۹۸): ۲۱۳-۲۱۹.



تحلیل چگالی و توزیع دمای منبع پلاسمای DC مگنترون با استفاده از نتایج شبیه‌سازی

نرم‌افزار کامسول (کد مقاله : ۱۳۳۲)

محمدپور، فاطمه - امرالهی بیوکی، رضا^۱- نسجی کاشانی، زینب^۱- عسکری شایگان، مریم^۱- خوش‌نیت بیاتی،
زهرا^۱- مظلوم مظفری، حسین^۱- کمانی، سینا^۱

۱- گروه مهندسی انرژی و فیزیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر (پلی تکنیک تهران)، ۱۵۹۱۶۳۴۳۱۱، تهران، ایران.

چکیده

تخلیه DC یک منبع اصلی و بسیار آسان برای تولید پلاسما می‌باشد، منبع پلاسمای DC مگنترون از تخلیه DC و مگنت‌هایی که پشت الکترود قرار می‌گیرند تشکیل شده است که اصلی‌ترین کاربرد این منبع لایه‌نشانی می‌باشد. در این مقاله فاصله الکترودهای منبع و چیدمان مگنتی با استفاده از نرم‌افزار کامسول شبیه‌سازی شد و نتایج دما و چگالی الکترونی که دو پارامتر مهم پلاسما می‌باشند گزارش شد. گاز مورد استفاده در شبیه‌سازی گاز آرگون می‌باشد که در فشار ۰/۱ تور نتایج گزارش شده است. با توجه به نتایج در بین این چیدمان مگنتی، حالتی که میدان مغناطیسی روبه‌بالا را دارد، بیشترین دما و چگالی را نسبت به حالت میدان مغناطیسی چتری دارد.

کلمات کلیدی: تخلیه DC، لایه‌نشانی، DC مگنترون، پلاسما

Analysis of Density and Temperature Distribution of a DC Magnetron Plasma Source Using Simulation Results Comsol Multiphysics Software

Mohammadpour, Fatemeh, Amrollahi, Reza, Nasaji Kashani, Zeynab, Askari Shayegan, Maryam, Khoshniat Beyati, Zahra, Mazloom Mozaffari, Hossein, Kamani, Sina

Department of Energy Engineering and Physics, Amirkabir University of Technology (Tehran Polytechnic), ۱۵۹۱۶۳۴۳۱۱, Tehran, Iran.

Abstract

DC discharge is a primary and straightforward method for plasma generation. A DC magnetron plasma source consists of a DC discharge and magnets positioned behind the electrodes, with the primary application being Sputtering. In this paper, the electrode spacing of the source and the magnet arrangement were simulated using COMSOL Multiphysics software, and the results of electron temperature and density, two crucial plasma parameters, were reported. Argon gas was used in the simulation. Based on the results, the magnetic field configuration with an upward magnetic field exhibited higher temperatures and densities compared to the umbrella-shaped magnetic field.

Keywords: DC discharge, Sputtering, DC magnetron, plasma



مقدمه

منبع پلاسمای دی‌سی مگنترون از تخلیه ^{۸۱} DC و مگنت‌هایی که پشت الکتروود قرار می‌گیرند تشکیل شده است که اصلی‌ترین کاربرد این منبع لایه‌نشانی می‌باشد. در این نوع منبع پلاسمای DC مگنترون، ولتاژ به آند اعمال می‌شود و کاتد به زمین متصل می‌شود. میدان‌های مغناطیسی توسط آهنرباهای دائمی که در پشت آند قرار گرفته است به وجود می‌آید. این میدان مغناطیسی الکترون‌ها را در نزدیکی آند به دام می‌اندازد که امکان تولید پلاسما را در فشارهای پایین فراهم می‌کند. هر چه تعداد مگنت‌ها بیشتر شود یونیزاسیون بیشتر و در نتیجه چگالی پلاسمای بیشتری تولید می‌شود. در واقع با اعمال میدان

مغناطیسی ذرات حرکت سیکلوترونی انجام می‌دهند این امر باعث می‌شود برخورد بین ذرات بیشتر شود و در نتیجه چگالی پلاسما افزایش می‌یابد. با تعداد مگنت‌های کمتر، چگالی الکترون‌ها زیاد است؛ ولی این مشکل وجود دارد که ناحیه میدان صفر نیز که برهم‌کنش و یونیزاسیون عمدتاً در آنجا صورت می‌گیرد نیز کمینه باشد؛ ولی با افزایش تعداد مگنت‌ها ناحیه کمینه میدان افزایش می‌یابد؛ ولی از طرفی فرار الکترون‌ها نیز بیشتر و در نتیجه چگالی پلاسما کاهش می‌یابد. فشار گاز یک پارامتر مهم است که بر دمای گونه‌های پلاسما و تعادل حرارتی بین گونه‌ها تأثیر می‌گذارد. در فشار کم تنها چند برخورد رخ می‌دهد و انتقال انرژی بین گونه‌ها ناکارآمد است. در فشار بالا برخوردهای زیادی بین گونه‌های مختلف پلاسما رخ می‌دهد که موجب یکسان‌سازی دمای اکثر گونه‌های موجود در پلاسما می‌شود. میانگین مسافت طی شده توسط یک ذره بین برخورد با ذرات دیگر می‌باشد و متقابل با حاصلضرب فشار گاز و سطح مقطع برخورد است. یکی از منابع‌های DC مگنترون که برای کاربرد لایه‌نشانی از آن استفاده می‌شود، کندوپاش دیود می‌باشد [۱]. ماجومدر^{۸۲} و همکاران، از یک منبع یون نانوخوشه‌فلزی ساختاربندی شده براساس کندوپاش پلاسمای DC مگنترون را به عنوان نمونه از منابع مورد مطالعه قرار دادند [۲]. در این مطالعه، تأثیر تغییرات در فاصله الکتروودهای منبع و چیدمان مگنتی بر مشخصه‌های پلاسما نظیر دما و چگالی الکترونی با استفاده از شبیه‌سازی در نرم‌افزار کامسول مورد بررسی قرار گرفت.

۱ - فیزیک مسئله

برای مدل‌سازی از نرم‌افزار کامسول استفاده شده است. در حل معادلات در این تحقیق، رویکرد سیالی در نظر گرفته شده است. مدل سیال با حل معادله بولتزمن به دست می‌آید، که شکلی شبیه معادلات اوایلر در جریان سیال را نشان می‌دهد و دارای محدودیت‌هایی در مدل‌های سیال در فشارهای پایین است [۳]. یک مدل ریاضی برای محاسبه چگالی الکترون و میانگین انرژی الکترون، حل معادله تعادل برای چگالی ذرات (برای الکترون‌ها (ne) و گونه‌های یون سنگین (n_e)) معادله پواسون می‌باشد. در معادلات انتشار رانشی داریم [۴]:

$$\Gamma_e = -n_e (\mu_e \cdot E) - D_e \cdot \nabla n_e \quad \text{شار الکترون}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (ne) + \nabla \cdot \Gamma_e = R_e \quad \text{چگالی الکترون}$$

$$\Gamma_\varepsilon = -n_\varepsilon (\mu_\varepsilon \cdot E) - D_\varepsilon \cdot \nabla n_\varepsilon \quad \text{چگالی انرژی الکترون}$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (n_\varepsilon) + \nabla \cdot \Gamma_\varepsilon + E \Gamma_e = R_\varepsilon \quad \text{شار انرژی الکترون}$$

^{۸۱} Direct Current

^{۸۲} Majumdar



میدان الکتریکی (E) ایجاد شده در محفظه در اثر ایجاد اختلاف ولتاژ بین دو سر آند و کاتد به طوری که موجب یونیزاسیون شود D_e ، ضریب انتشار الکترونی، μ_e ضریب موبیلیته الکترونی، D_e ضریب انتشار گونه‌های سنگین، R_e ضریب منبع الکترونی، R_e ضریب اتلاف انرژی ناشی از برخوردهای غیر الاستیک با ثابت سرعت و یا با استفاده از ضریب تاونسند به شکل زیر می‌باشد:

$$R_e = \sum_{j=1}^P X_j \propto N_n |\Gamma_e| \Delta \varepsilon_j$$

برای واکنش Z ام، کسر مولی گونه هدف، K_j ضریب سرعت بر حسب $\frac{m^2}{s}$ و N_n چگالی کل ذرات خنثی بر حسب $\frac{1}{m^3}$ است. همچنین $\propto_j$ ضریب تاونسند بر حسب $\Gamma_e m^2$ ، شار الکترونی بر حسب $\frac{1}{m^2 \cdot s}$ است. در روابط ضرایب تاونسند، $\Delta \varepsilon_j$ اتلاف انرژی از واکنش Z و مربوط به گونه‌هایی می‌باشد که در آنها

انرژی تبادل می‌شود و واحد آن eV است. برای محاسبه ضریب انتشار الکترون و ضریب انتشار گونه‌های سنگین یونی که از رابطه انیشتین به دست می‌آید و متناسب با شار الکترون و دما است مطابق روابط زیر محاسبه می‌شود که در آن μ_e ضریب تحرک پذیری الکترون است.

$$D_e = \mu_e T_e \quad \text{ضریب انتشار الکترون}$$

$$D_e = \left(\frac{5}{3}\right) \mu_e T_e \quad \text{ضریب انتشار گونه‌های سنگین}$$

جابه‌جایی الکترون‌ها در حرکت سیالی نادیده گرفته شده است؛ بنابراین برای شبیه‌سازی پلاسمای تخلیه تابان در ماژول پلاσμα با به‌کارگیری ضرایب سطوح مقطع و احتمال برخورد برای واکنش‌های ممکن و قابل وقوع برای گاز آرگون تزریق شده در محفظه، سعی به شبیه‌سازی و یافتن مناسب‌ترین ابعاد و فاصله الکترودها و آرایش مگنتی برای ایجاد پلاسمای مناسب را داریم. برای شرایط مرزی در محفظه تشکیل پلاσμα، اتم‌ها و گونه‌های موجود در محفظه در یک سری واکنش‌های سطحی شرکت می‌کنند که باید به‌عنوان شرایط مرزی در نظر گرفته شود واضح است که انتقال الکترون‌ها تابعی از میدان الکتریکی موضعی است. شروط مرزی زیر برای شار الکترون و شار انرژی الکترون‌ها در محفظه صدق می‌کند:

$$n_e \cdot \Gamma_e = \left(\frac{1}{\gamma} V_{e.th} n_e\right) - \sum_p \gamma_p (\Gamma_e \cdot n) \varepsilon.$$

$$n_e \cdot \Gamma_e = \left(\frac{5}{6} V_{e.th} n_e\right) - \sum_p \varepsilon_p \gamma_p (\Gamma_p \cdot n) \varepsilon.$$

که در آن $V_{e.th}$ سرعت حرارتی الکترون، ε_p میانگین انرژی الکترون‌های ثانویه برای ایجاد گونه‌های سنگین، γ_p ضریب گسیل ثانویه، n بردار نرمال سطحی، Γ_e شار یون‌ها، Γ_e شار الکترونی و Γ_p شار انرژی الکترونی می‌باشد.



قانون پاشن رابطه بین ولتاژ شکست (V_B) و فشار (P) در داخل محفظه ایجاد می‌کند و توسط رابطه زیر به دست می‌آید [۵]:

$$V_B = \frac{pdB}{\log(pda) - \log\left(\log 1 + \frac{1}{\gamma_e}\right)}$$

A و B ثابت هستند و مقادیر آنها توسط خواص گاز تعیین می‌شود، d فاصله بین الکترودهای تخلیه، p فشار محفظه و γ_e ضریب انتشار الکترون‌های ثانویه است که برای مدل‌سازی واکنش‌های سطحی برای گاز آرگون نیز نیاز داریم.

γ_e میانگین مسیر آزاد الکترون از طریق رابطه زیر به فشار مربوط می‌شود:

$$\gamma_e \cong pd$$

ولتاژ شکست (V_B) به طور غیرمستقیم به ماده کاتدی بستگی دارد که ضریب انتشار الکترون‌های ثانویه را تعیین می‌کند. همچنین، ثابت‌های A و B متناسب با مقادیر E/p برای گازهای مختلف هستند و میدان الکتریکی ($E=V/d$) به صورت خطی با فشار مقیاس می‌شود [۵].

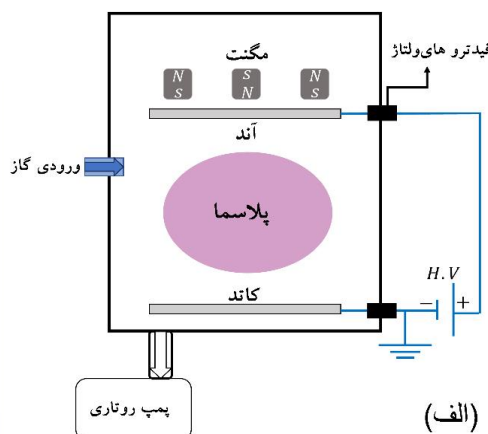
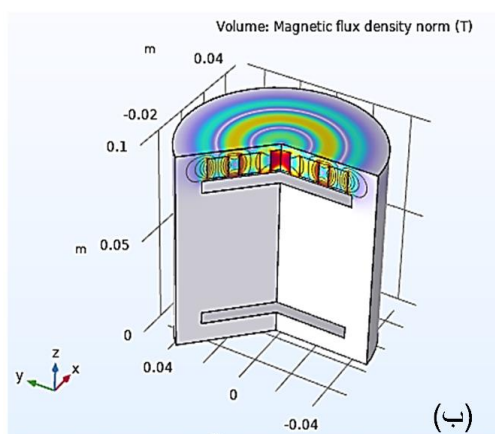
۲ - شبیه‌سازی منبع پلاسمای DC مگنترون

در شکل ۱ قسمت (الف) شماتیک منبع پلاسمای دی‌سی مگنترون شبیه‌سازی شده نشان داده شده است. این شماتیک شامل مگنت‌های رینگ می‌باشد.

در ابتدا برای پیدا کردن بهینه‌ترین (قوی‌ترین) میدان مغناطیسی برای چیدمان مگنت‌ها، چیدمان‌های مختلفی شبیه‌سازی شد و از بین آن‌ها دو مدل انتخاب شد. در چیدمان اول، قطب S تمامی مگنت‌ها به سمت کاتد می‌باشد که در این حالت خطوط میدان مغناطیسی به صورت عمودی است. در چیدمان دوم، قطب‌های S و N یک در میان قرار گرفته‌اند که در این حالت خطوط میدان مغناطیسی ایجاد شده به صورت چتری می‌باشد. سپس یک محفظه استوانه‌ای طراحی شد و الکترودها در بالا و پایین محفظه قرار گرفت و مگنت‌ها روی الکترود

بالا (آند) نصب شد. پس از اعمال شرایط مرزی و واکنش‌های شیمیایی برنامه اجرا و در دو حالت (میدان مغناطیسی عمودی و میدان مغناطیسی چتری) در چهار ولتاژ انتخابی بین ۳۰۰ تا ۱۰۰۰ ولت، دما و چگالی

پلازما اندازه‌گیری شد



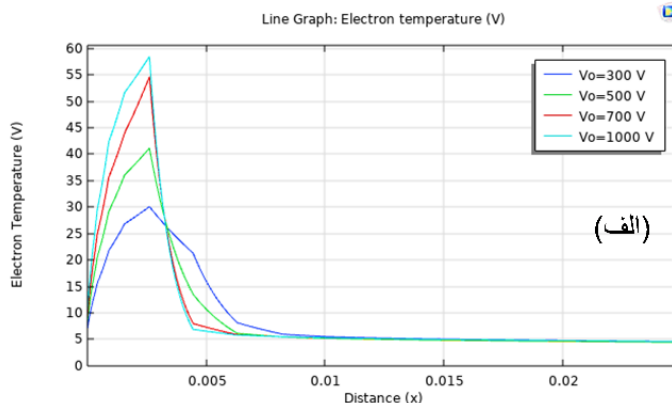
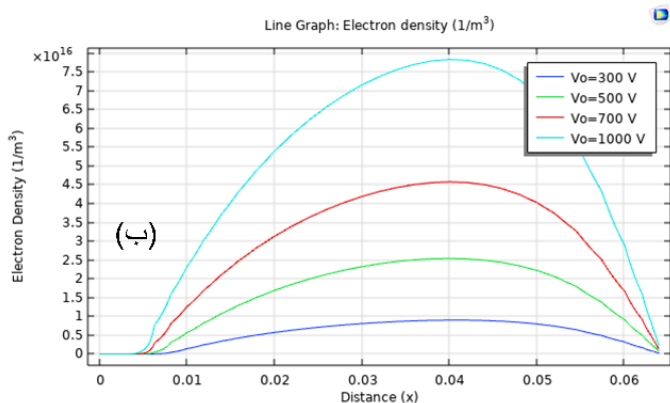
شکل ۱ الف) شماتیک منبع پلاسمای دی‌سی مگنترون ب) شکل و نحوه قرارگیری مگنت‌ها



۳- نتایج شبیه‌سازی

نتایج شبیه‌سازی در دو حالت میدان مغناطیسی و ولتاژهای (۳۰۰، ۵۰۰، ۷۰۰، ۱۰۰۰) و فشار ۱/۰ تور گزارش شده است. این دو پیکربندی میدان مغناطیسی، دو نوع رایج در منابع پلاسمای مگنترون هستند و تأثیر قابل توجهی بر خواص پلازما دارند.

۱-۳- حالت اول: اندازه‌گیری دما و چگالی با میدان مغناطیسی عمودی روبه‌بالا شکل ۲ و جدول ۱

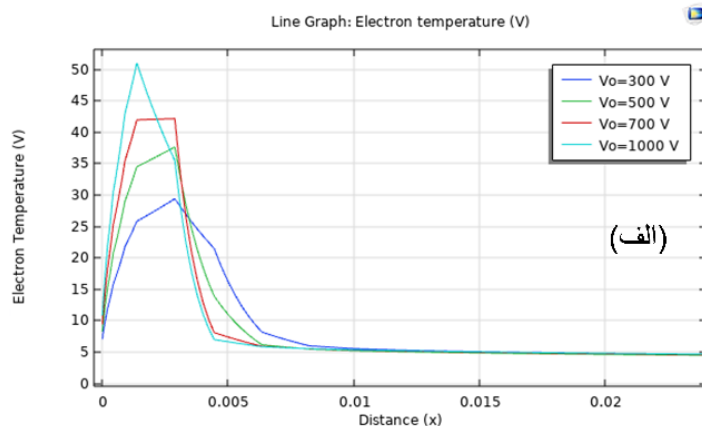
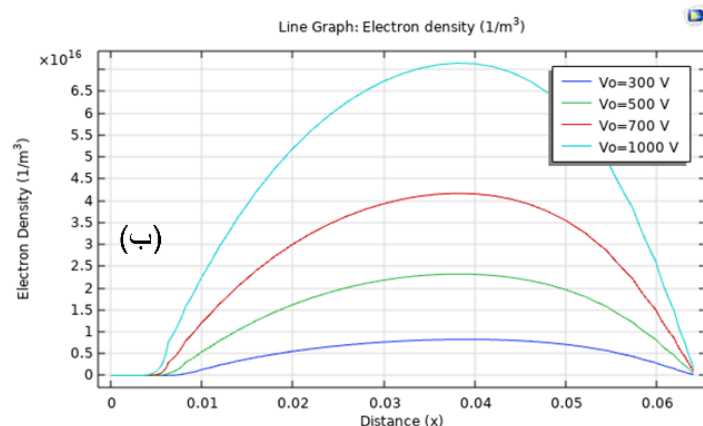


شکل ۲ الف) دمای الکترون ب) چگالی الکترون

جدول ۱ مشخصات عددی منحنی‌های نمودار برای حالت اول

ولتاژ (V)	۳۰۰	۵۰۰	۷۰۰	۱۰۰۰
چگالی ($1/m^3$)	$9/01 \times 10^{15}$	$2/53 \times 10^{16}$	$4/57 \times 10^{16}$	$7/82 \times 10^{16}$
دما (eV)	۳۰/۰۸	۴۱/۱۴	۵۴/۷۳	۵۸/۴۳

۲-۳- حالت دوم: اندازه‌گیری دما و چگالی با میدان مغناطیسی چتری شکل ۳ و جدول ۲



شکل ۳ الف) دمای الکترون ب) چگالی الکترون



جدول ۲ مشخصات عددی منحنی‌های نمودار برای حالت دوم

ولتاژ	۳۰۰	۵۰۰	۷۰۰	۱۰۰۰
چگالی ($1/m^3$)	$8/2 \times 10^{15}$	$2/32 \times 10^{16}$	$4/16 \times 10^{16}$	$7/14 \times 10^{16}$
دما (ev)	۲۹/۴۲	۳۷/۶۵	۴۱/۹۷	۵۱/۱۷

۴- نتیجه‌گیری

در این مطالعه دو چیدمان مگنتی در کامسول شبیه‌سازی شد و نتایج مربوط به پارامترهای دما و چگالی پلاسما به صورت نمودارهای دوبعدی بر حسب فاصله بین الکترودها گزارش شد. در بین این چیدمان مگنتی، در حالتی که میدان مغناطیسی روبه‌بالا می‌باشد، بیشترین دما و چگالی و در حالتی که میدان مغناطیسی چتری می‌باشد، دارای دما و چگالی کمتری نسبت به حالت ذکر شده دارد. در حالت میدان مغناطیسی چتری میدان

مغناطیسی کمتری به پلاسما اعمال می‌شود و این میدان مغناطیسی ضعیف باعث فرار برخی ذرات به سمت دیواره‌ها می‌شود و این حالت باعث پایین آمدن چگالی و دمای پلاسما می‌شود. در حالت میدان مغناطیسی عمودی (روبه‌بالا)، میدان قوی‌تری به پلاسما اعمال می‌شود. در این حالت امکان فرار ذرات به اطراف و دیواره‌ها کمتر می‌شود و چگالی و دما افزایش می‌یابد. حال اگر به ذره‌ای که در حال حرکت است، میدان مغناطیسی اعمال شود به طوری که این میدان اعمال شده با حرکت ذره موازی باشد، اثر میدان، مسیر حرکت را به صورت دایره‌ای در می‌آورد؛ بنابراین در این حالت، ذره هم دارای حرکت روی خط مستقیم، می‌باشد و هم روی مسیر دایره‌ای حرکت خواهد کرد. هر چه میدان مغناطیسی اعمال شده، قوی‌تر باشد، شعاع دایره کوچک‌تر خواهد بود و هر چه میدان ضعیف‌تر باشد، شعاع دایره بزرگ‌تر خواهد بود. یکی از راه‌هایی که در آن میدان مغناطیسی می‌تواند بر پلاسما اثر کند، عبور دادن جریان از داخل آن است. هر جریانی در اطراف رسانای حامل خود میدان مغناطیسی تولید می‌کند. در این حالت جهت‌های میدان مغناطیسی و حرکت ذرات خیلی واضح نیستند، میدان مغناطیسی باعث منقبض شدن پلاسما می‌شود. با استفاده از این اثر که تنگش مغناطیسی نامیده می‌شود اغلب می‌توان چگالی پلاسما را تا آنجا که لازم است افزایش داد. در عمل، وقتی که تنگش مغناطیسی تولید می‌شود، هم میدان الکتریکی و هم میدان مغناطیسی بر پلاسما اثر می‌کنند، هیچ راه عملی برای جلوگیری از این اثر وجود ندارد. در مورد حرکت مارپیچی حاصل از میدان مغناطیسی، چنانچه یک میدان الکتریکی موازی با میدان مغناطیسی در آنجا برقرار کنیم، اثر آن شتاب دادن به حرکت در امتداد میدان مغناطیسی و باز شدن مارپیچ است. افزایش سرعت باعث افزایش نیروی مغناطیسی وارد بر ذره و کاهش دایره مسیر حرکت خواهد بود.

۵- مراجع

۱. Gudmundsson, J.T. and A. Hecimovic, *Foundations of DC plasma sources*. Plasma Sources Science and Technology, ۲۰۱۷. ۲۶(۱۲): p. ۱۲۳۰۰۱.
۲. Majumdar, A., et al., Development of metal nanocluster ion source based on dc magnetron plasma sputtering at room temperature. Review of Scientific Instruments, ۲۰۰۹. ۸۰(۹).
۳. Somayajula, S.K., A. Sriram, and V.M. Shelar. Study of Argon and Xenon gas properties on DC-glow discharge plasma. in Journal of Physics: Conference Series. ۲۰۲۰. IOP Publishing.



۴. Bieniek, M. and M. Hasan, Modeling of DC micro-glow discharges in atmospheric pressure helium self-organizing on cathodes. *Physics of Plasmas*, ۲۰۲۲. ۲۹(۳).
۵. Hammadi, O., M. Khalaf, and F. Kadhim, *Electrical Characteristics of Argon Discharge Plasma Employed in Sputtering Techniques*. IRAQI JOURNAL OF MATERIALS, ۲۰۲۳. ۲(۴): p. ۱۵۳-۱۶۰.



مدل سازی جت پلاسما اتمسفری و مشخصه یابی تجربی دما و چگالی الکترونی با روش

طیف سنجی انتشار نوری (OES) (کد مقاله : ۱۳۳۳)

خوش نیت بیاتی، زهرا^۱ - امراللهی، رضا^۱ - عسکری شایگان، مریم^۱ - محمدپور، فاطمه^۱ - نسجی کاشانی، زینب^۱

^۱ - گروه مهندسی انرژی و فیزیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر (پلی تکنیک تهران)، ۱۵۹۱۶۳۴۳۱۱، تهران، ایران.

چکیده

جت پلاسما میکروویو به دلیل ساختار ساده، انعطاف پذیری بالا و توانایی کار بدون الکتروود به عنوان یکی از روش های تولید پلاسما سرد، محبوب شده است. جت پلاسما اتمسفری با روش تخلیه الکتریکی گاز در فشار اتمسفر شکل می گیرد. مطابق با مدل سازی مبتنی بر نرم افزار کامسول، مکان بهینه قرارگیری لوله تخلیه پلاسما در موجبر مستطیلی تعیین شد. در این مطالعه، از یک مگنترون با فرکانس ۲/۴۵ گیگاهرتز و با توان ۸۵۰ وات به عنوان منبع تولید موج الکترومغناطیسی استفاده شده است. با بررسی طیف انتشار نوری ناشی از پلاسما حاصل از تزریق گاز آرگون با جریان ۱۰ لیتر بر دقیقه به لوله کوارتز، دو پارامتر دما و چگالی پلاسما با روش معادله بولتزمن و روش پهن شدگی استارک محاسبه شد.

کلمات کلیدی: جت پلاسما، موجبر، گاز آرگون، مگنترون، معادله بولتزمن.

Modeling Atmospheric Plasma Jets and Experimental Characterization of electron Temperature and Density by Optical Emission Spectroscopy method (OES)

Khoshniat Bayati, Zahra-Amrollahi, Reza- Askari Shayegan, Maryam –

Mohammadpour, Fatemeh – Nasji Kashani, Zeinab

Energy Engineering and Physics Department, Amirkabir University and Technology,

۱۵۹۱۶۳۴۳۱۱, Tehran, Iran.

Abstract

Microwave plasma jets have become popular due to their simple structure, high flexibility, and ability to operate without electrodes as one of the methods for producing cold plasma. Atmospheric plasma jets are formed by the electrical discharge of gas at atmospheric pressure. According to modeling based on COMSOL Multiphysics software, the optimal location of the plasma discharge tube in a rectangular waveguide was determined. In this study, a magnetron with a frequency of ۲,۴۵ GHz and a power of ۸۵۰ W was used as the source of electromagnetic wave generation. By examining the optical emission spectrum resulting from the plasma generated by injecting argon gas at a flow rate of ۱۰ liters per minute into a quartz tube, two parameters of plasma temperature and density were calculated using the Boltzmann equation and Stark broadening method.

Keywords: Plasma Jet, Waveguide, Argon Gas, Magnetron, Boltzmann Equation



۱-مقدمه

در محیط‌های آزمایشگاهی، به دو دسته‌ی اصلی تقسیم می‌شود: پلاسماهای با دمای بالا که به‌عنوان پلاسماهای گداخت نیز شناخته می‌شوند، و پلاسماهای دمای پایین که گاهی به آن‌ها پلاسماهای تخلیه گاز گفته می‌شود^[۱]. پلاسماهای غیرحرارتی، پلاسماهایی با یونیزاسیون ضعیف هستند که با وجود این، گونه‌ها و الکترون‌های بسیار فعالی تولید می‌کنند و می‌توانند در دمای اتاق و فشار اتمسفری عمل کنند. منابع پلاسماهای غیرحرارتی در فشار اتمسفری شامل تخلیه تابان^{۸۳}، تخلیه تاج^{۸۴}، تخلیه مانع دی‌الکتریک^{۸۵} (DBD)، تخلیه فرکانس رادیویی^{۸۶} (RF) و تخلیه مایکروویو^{۸۷} (MW) هستند^[۲]. پلاسماهای تولید شده توسط امواج مایکروویو در فشار اتمسفری به دلیل مزایایی که نسبت به سایر تخلیه‌ها دارند، توجه زیادی را به خود جلب کرده‌اند. این مزایا را می‌توان به‌صورت زیر خلاصه کرد: (۱) تخلیه مایکروویو امکان انتقال بهتر انرژی به پلاسما را فراهم می‌کند. (۲) دارای ویژگی‌های نفوذ، بازتاب و جذب است. (۳) در فضا و موجرها^{۸۸} می‌تواند منتشر شود، بنابراین تولید سطوح یونیزاسیون و تفکیک بالا را افزایش می‌دهد.

از جت‌های تولید شده با فرکانس مایکروویو برای کاربردهای پردازش سطوح، برش و جوشکاری، رسوب لایه‌های نازک، آلودگی زدایی زیست‌پزشکی و پردازش کوارتز و سرامیک استفاده شده است^[۳].

مایکروویو، موجی الکترومغناطیسی با فرکانس ۳۰۰ مگاهرتز تا ۳۰۰ گیگاهرتز است که به محدوده‌ی طول موج بین ۱ میلی‌متر تا ۱ متر مربوط می‌شود^[۴، ۵]. انتقال امواج مایکروویو از طریق موجبر و از منبعی مانند مگنترون صورت می‌گیرد. برای تخلیه مایکروویو، از مگنترونی با فرکانس ۴۵/۲ گیگاهرتز و توان ۸۵۰ وات استفاده شده است که دارای طول موج ۲۴/۱۲ سانتی‌متر در فضای آزاد است^[۶، ۵]. امواج الکترومغناطیسی ساطع شده از مایکروویو باعث شکست مولکول‌های گاز شده و در نتیجه یون و الکترون آزاد تولید می‌شود؛ به عبارت دقیق‌تر، جت پلاسما فشار اتمسفری^{۸۹} ایجاد می‌شود. جت‌های پلاسما تولید شده توسط مایکروویو به دلیل اینکه بدون الکتروده هستند، نسبت به سایر انواع منابع پلاسما ترجیح داده می‌شوند؛ بنابراین، نیازی به جایگزینی یا تمیز کردن الکترودها نیست^[۷]. پلاسما با تخلیه‌ی گاز درون لوله‌ای دی‌الکتریک از جنس کوارتز ایجاد می‌شود. تخلیه‌ی جت پلاسما مایکروویو نه تنها از گازهای نجیب مانند آرگون و هلیوم که پلاسما پایدارتری تولید می‌کنند، بلکه می‌تواند از N_2 ، O_2 ، بخار آب و حتی هوا نیز استفاده کند^[۸]. برای انتقال امواج مایکروویو، از روش کوپل شدن با یک موجبر و

^{۸۳} Glow discharge

^{۸۴} Corona discharge

^{۸۵} Dielectric barrier discharge

^{۸۶} Radio frequency

^{۸۷} Microwave discharge

^{۸۸} Waveguides

^{۸۹} Atmospheric pressure plasma jet



انتقال امواج در فرکانس ۴۵/۲ گیگاهرتز از موجبر مستطیلی استاندارد^{۹۰} WR340 استفاده می‌شود. هندسه موجبر مستطیلی از حالت الکتریکی عرضی^{۹۱} (TE₁₀) پشتیبانی می‌کند که در آن میدان الکتریکی عمود بر جهت انتشار است، در حالی که میدان مغناطیسی حلقه‌هایی را در سطح مقطع موجبر تشکیل می‌دهد. ابعاد موجبر ۸۶ WR340 میلی‌متر و ۴۳ میلی‌متر است که با طول موج امواج میکروویو سازگار می‌باشد.

۲- بهینه‌سازی جت پلاسما اتمسفری با شبیه‌سازی

برای تولید امواج میکروویو، از مگنترون ۴۵/۲ گیگاهرتزی متصل به یک منبع تغذیه^{۹۲} DC استفاده شده است. امواج الکترومغناطیسی تولیدشده توسط مگنترون، از طریق اتصال به موجبر انتقال می‌یابند. موجبر WR340 از حالت عرضی TE₁₀ پیروی می‌کند که طبق روابط (۱) و (۲) دارای طول موج قطع ۲/۱۷ سانتی‌متر و فرکانس قطع ۷۳۶/۱ گیگاهرتز است [9، ۱۰]:

$$\lambda_c = \frac{2}{\sqrt{\left(\frac{m}{a}\right)^2 + \left(\frac{n}{b}\right)^2}} \quad (1)$$

$$f_c = \frac{c}{2\pi\sqrt{\epsilon_r\mu_r}} \sqrt{\left(\frac{m\pi}{a}\right)^2 + \left(\frac{n\pi}{b}\right)^2} \quad (2)$$

فرکانس قطع موجبر (f_c)، سرعت نور (c)، گذردهی الکتریکی نسبی موجبر ($\epsilon_r = 8/85 \times 10^{-12} \text{ F/m}$)، نفوذپذیری مغناطیسی نسبی ($\mu_r = 4\pi \times 10^{-7} \text{ H/m}$)، اعداد حالت موجبر (m, n) و ابعاد موجبر (a, b) هستند. امواج الکترومغناطیسی که از طریق موجبر منتقل می‌شوند، به انتهای موجبر که دارای یک پیستون است، می‌رسند و بازتاب می‌شوند. در محل یک‌چهارم طول موج، تداخل سازنده‌ای رخ می‌دهد و یک موج ایستا تشکیل می‌شود. این امواج الکترومغناطیسی باعث شکست گاز درون لوله تخلیه شده و یونیزاسیون اتفاق می‌افتد که در نهایت منجر به تولید پلاسما می‌شود. برای طراحی ساختار

^{۹۰} Waveguide Rectangular

^{۹۱} Transverse Electrical mode

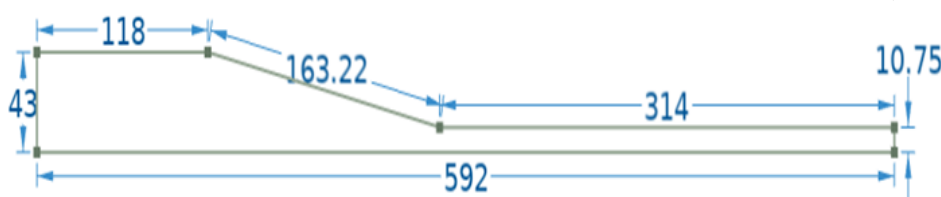
^{۹۲} Direct Current



و تعیین دقیق‌ترین مکان تشکیل موج ایستا در طول موجبر مورد نظر، جت پلاسما توسط نرم افزار کامسول مولتی فیزیک^{۹۳} شبیه‌سازی و اعتبارسنجی شد.

در شبیه‌سازی‌های انجام‌شده در نرم‌افزار کامسول، معادلات ماکسول که چهار معادله دیفرانسیلی اصلی در الکترومغناطیس هستند، برای مدل‌سازی رفتار میدان‌های الکترومغناطیسی در نظر گرفته می‌شوند. برای تحلیل دقیق‌تر میدان‌های الکترومغناطیسی در ساختارهای پیچیده مانند موجبرها و لوله‌های تخلیه، معادله هلمهولتز^{۹۴} به عنوان معادله اصلی (معادله ۳) برای توصیف میدان الکتریکی $\vec{E}$ در شبیه‌سازی استفاده می‌شود.

$$(3) \nabla \times \mu_r^{-1} (\nabla \times E) - k^2 \left(\epsilon_r - \frac{j\sigma}{\omega\epsilon_r} \right) E = 0$$



ابعاد شبیه‌سازی شده دستگاه جت ۱ ARABIC * شکل SEQ شکل

که در این معادله فرکانس زاویه‌ای (ω)، عدد موج در فضای آزاد ($k_0 = \omega\sqrt{\epsilon_0\mu_0} = \frac{\omega}{c}$)، k است و (c) سرعت نور در خلاء می‌باشد. [11]

۳- اصول طیف‌سنجی نشر نوری

طیف سنجی نشر نوری^{۹۵} (OES) یک تکنیک تحلیلی است که با اندازه‌گیری طول موج و شدت نور ساطع شده، می‌تواند عناصر موجود در نمونه را شناسایی و کمی‌سازی کند. بنابراین با استفاده از رابطه بولتزمن، می‌توان دمای پلاسما را محاسبه کرد:

$$K_B T_e = - \frac{(E_j - E_k)}{\ln \ln \frac{I_{ji} \lambda_{ji} A_{kl} g_k}{I_{ji} \lambda_{ji} A_{kl} g_j}} \quad (4)$$

شدت طیف (I)، طول موج (λ)، احتمال انتقال نوری (A)، وزن آماری سطوح بالا و پایین (g)، دمای الکترون (T_e)، ثابت بولتزمن (K_B)، انرژی سطوح بالا و پایین (E_j, E_k) می‌باشند. استفاده از روش بولتزمن به شرط برقراری تعادل ترمودینامیکی موضعی^{۹۶} روشی کارآمد است. [12] تعیین یک پارامتر دما برای هر مکان در یک منطقه محدود از فضا در تعادل ترمودینامیکی

^{۹۳} COMSOL Multiphysics

^{۹۴} Helmholtz

^{۹۵} Optical Emission Spectroscopy

^{۹۶} Partial local thermodynamic equilibrium



محلی (LTE) امکان پذیر است. از این رو، چگالی الکترون (N_e) باید به اندازه کافی بالا باشد تا نرخ های برخورد بزرگ در میکروپلازما را برآورده کند:

$$N_e > \frac{1}{6} \times 10^{12} \times \Delta E^3 \times T_e^{\frac{1}{2}} \times cm^{-3} \quad (5)$$

که در آن، $N_e [cm^{-3}]$ ، $T_e [K]$ ، $\Delta E [eV]$ [به ترتیب دمای پلازما اندازه گیری شده، بزرگترین شکاف انرژی بین سطوح انرژی بالاتر و پایین تر و چگالی الکترون داده شده برای برآوردن LTE تعیین می شوند.

چگالی الکترون (N_e) یکی از پارامترهای کلیدی در تحلیل پلازما است که معمولاً از پهن شدگی خط استارک ناشی از گونه های موجود در طیف پلازما به دست می آید. برای محاسبه ی چگالی الکترون از پهن شدگی خط استارک، ابتدا باید عرض کامل در نصف ماکزیمم^{۹۷} (FWHM) خط طیفی مورد نظر را اندازه گیری کرد. چگالی الکترون برای گونه های غیرهیدروژن در طیف سنجی از طریق روابط (۶) و (۷) محاسبه می شود:

$$\Delta \lambda_{stak}^{\lambda} = \Delta \lambda_{exp}^{\lambda} - \Delta \lambda_{ins}^{\lambda} \quad (6)$$

$$N_e = 10^{16} \left(\frac{\Delta \lambda_{stak}}{W} \right) \quad (7)$$

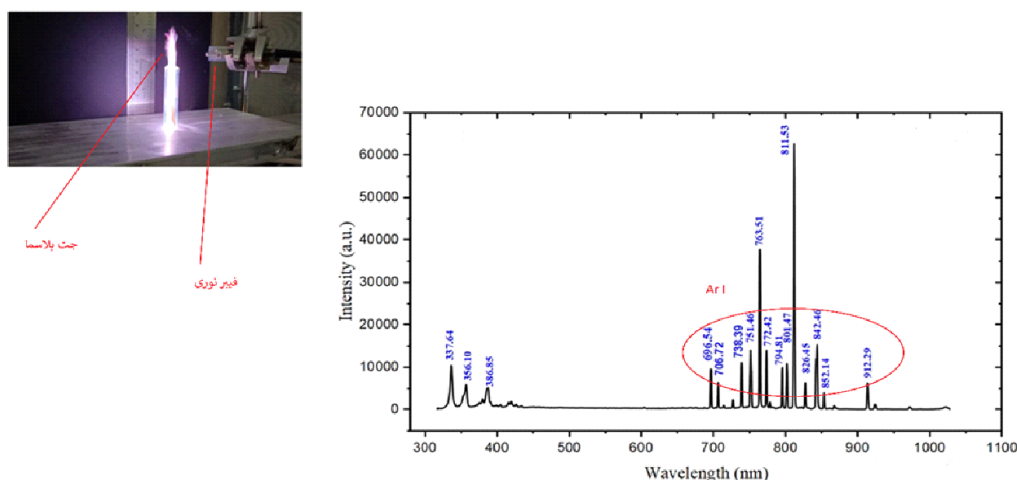
که در آن، $\Delta \lambda_{ins}$ ، $\Delta \lambda_{exp}$ به ترتیب تغییرات طول موج آزمایش و تغییرات طول موج دستگاه برای گونه آرگون، و W پارامتر عرض الکترون-برخورد^{۹۸} است. [13]

۴-روش انجام آزمایش

پس از انجام شبیه سازی و تعیین ابعاد بهینه برای دستگاه جت پلازما، ساختار دستگاه طراحی و ساخته شد. یک منبع تغذیه DC جریان مورد نیاز را به مگنترون تأمین می کند. مگنترون از طریق کاتد استوانه ای و حفره های آند، امواج الکترومغناطیسی را تولید می کند. این امواج از طریق موجبر آلومینیومی به لوله تخلیه منتقل می شوند. در طول انتقال امواج، گاز آرگون با خلوص ۹۹/۹۹٪ و جریان ۱۰ لیتر بر دقیقه به داخل لوله تزریق می شود. پلازما به صورت جت از دهانه لوله تخلیه خارج می شود. برای مطالعه ی طیف پلازما و پارامترهای آن، فیبر نوری دستگاه اسپکتروسکوپی بدون زاویه نسبت به سطح افق و در فاصله ۵۰ میلی متری از تابش جت پلازما قرار داده شد. طیف به دست آمده در محدوده ی طول موج مرئی و فرابنفش (۳۰۰-۱۱۰۰ نانومتر)، با دقت ۶/۰ نانومتر مورد تحلیل قرار گرفت.

^{۹۷} Full width at half maximum

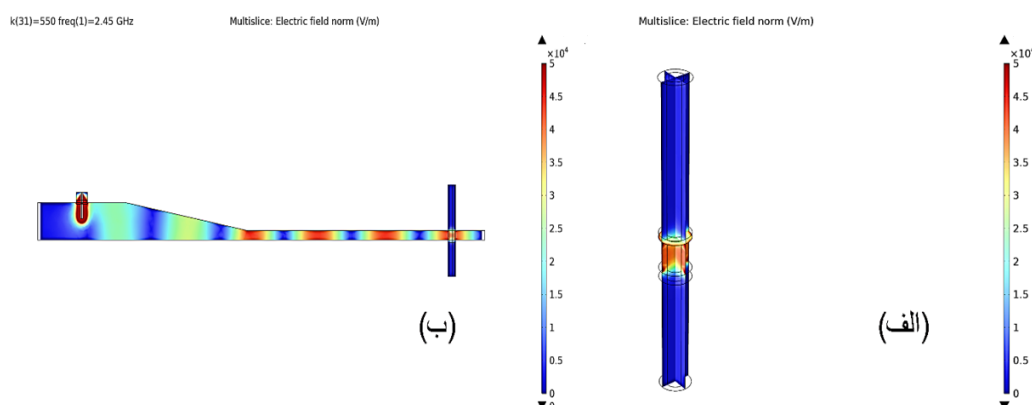
^{۹۸} electron-impact width parameter



شکل ۲ طیف حاصل از جت پلاسمای گاز آرگون

۴-۱- نتایج شبیه‌سازی

در این مدل‌سازی، با وارد کردن امواج الکترومغناطیسی از محل آنتن مگنترون، مسیر حرکت و انتشار میدان الکتریکی درون موجبر مورد بررسی قرار گرفت. با توجه به نیاز به بیشینه‌سازی میدان الکتریکی در محل لوله تخلیه پلاسما، ابتدا ارتفاع موجبر را به یک‌چهارم اندازه اولیه کاهش داده شد تا میدان الکتریکی به میزان قابل‌توجهی افزایش یابد. سپس، نمودار میدان الکتریکی برحسب طول موجبر ترسیم گردید. بر اساس شکل (۳)، مکان بهینه برای قرارگیری لوله تخلیه در فاصله ۵۵۰ میلی‌متری از ابتدای موجبر تعیین شد. استفاده از لوله تخلیه با جنس کوارتز (SiO_2) به دلایل متعددی از جمله شفافیت برای طیف‌سنجی، پلاریزاسیون، پایداری حرارتی، کاهش اتلاف انرژی و به‌عنوان دی‌الکتریک برای ایجاد جت پلاسما بسیار کارآمد است. با تعیین مکان بهینه برای قراردادن لوله کوارتز که دارای بیشترین میدان الکتریکی در موجبر کوتاه شده است، اندازه میدان الکتریکی در داخل لوله تخلیه و محل تقاطع آن با موجبر $10 \times 746/3$ ولت بر متر تخمین زده شد.



شکل ۳ نمودار محل قرارگیری لوله تخلیه کوارتز



۴-۲- نتایج تجربی و اندازه گیری

با استفاده از طیف به دست آمده از جت پلاسما و تحلیل گونه‌های موجود در آن با استفاده از معادلات (4) و (7)، دما و چگالی الکترونی محاسبه شدند. نتایج این محاسبات با استفاده از دو طول موج با انرژی‌های نزدیک به هم گزارش گردید. ثابت‌های نظری و اطلاعات مربوط به دو قله اصلی Ar I در طول موج‌های 4/765 نانومتر و ۵۳/۸۱۱ نانومتر در جدول (۱) ارائه شده است. مطابق با شکل (۲)، قله ۵۳/۸۱۱ نانومتر با شدت ۸۵۰۷/۶۳۹۵۰ بیشترین شدت را در طیف نشان می‌دهد. با توجه به نتایج حاصل از طیف موجود در شکل (۲)، دما و چگالی الکترونی جت پلاسمای اتمسفری حاوی گاز تزریقی آرگون با خلوص ۹۹/۹۹۹٪ و جریان ۱۰ لیتر بر دقیقه، که با استفاده از یک مگنترون ۲/۴۵ گیگاهرتزی به عنوان منبع تغذیه DC تأمین می‌شود، محاسبه و در جدول (1) گزارش گردید.

جدول ۱- نتایج محاسبه دما و چگالی جت پلاسما.

چگالی (m^{-3})	دما (eV)	شدت (a.u.)	بالاترین سطح انرژی (eV)	وزن آماری $\times$ احتمال انتقال (s^{-1})	طول موج (nm)
$1.0^{17} \times 8/2$	۲۷/۲	۵۶/۳۹۳۰۰	۱۷۱/۱۳	$22/1e+08$	۴/۷۶۵
		۸۵۰۷/۶۳۹۵۰	۰۷۵/۱۳	$3/2e+08$	۵۳/۸۱۱

۵- نتیجه گیری

استفاده از مگنترون برای تولید جت پلاسما به عنوان یک روش مقرون به صرفه با دسترسی آسان و نیاز به مقدار کمی گاز، مورد توجه قرار گرفته است. مطابق با شبیه‌سازی‌های انجام شده با استفاده از نرم افزار کامسول، مکان بهینه برای قرارگیری لوله تخلیه در فاصله 550 میلی متری از ابتدای موجبر مستطیلی تعیین شد. در این موقعیت، اندازه میدان الکتریکی در موجبر 10^4 746/3 ولت بر متر برآورد گردید. با تحلیل نتایج حاصل از طیف سنجی انتشار نوری برای دو طول موج ۴/۷۶۵ نانومتر و ۵۳/۸۱۱ نانومتر، دمای جت پلاسمای اتمسفری ۲/۲۷ الکترون ولت و چگالی الکترونی آن $1.0^{17} \times 8/2$ الکترون بر متر مکعب محاسبه شد.

۶- مراجع

- [۱] Thosdeekoraphat, Thanaset, et al. "Improving the Power Efficiency of a Microwave Plasma Source by Using the Principle of a Variable-Impedance Waveguide." *Energies* ۱۷, ۱۲ (۲۰۲۴): ۲۹۹۶.
- [۲] Tang, Qiang, et al. "A Simple and Stable Atmospheric Pressure Electrodeless Water Vapor Microwave Plasma Torch." *Applied Sciences* ۱۲, ۱۳ (۲۰۲۲): ۶۸۱۳.
- [۳] Li, Jing, et al. "Atmospheric diffuse plasma jet formation from positive-pseudo-streamer and negative pulseless glow discharges." *Communications Physics* ۴, ۱ (۲۰۲۱): ۶۴.



- [۴] Liming, H. E., et al. "Research progress of microwave plasma ignition and assisted combustion." *Chinese Journal of Aeronautics* ۳۶, ۱۲ (۲۰۲۳): ۵۳-۷۶.
- [۵] Hammoud, Hussein. Sintering of cerium oxide based materials by microwave heating. Diss. Université de Lyon, ۲۰۱۶.
- [۶] Muhammad, Aliyu Idris, et al. "Understanding the impact of nonthermal plasma on food constituents and microstructure—a review." *Food and bioprocess technology* ۱۱ (۲۰۱۸): ۴۶۳-۴۸۶.
- [۷] Mazhir, Sabah N., et al. "The effect of gas flow on plasma parameters induced by microwave." *Baghdad Science Journal* ۱۵, ۲ (۲۰۱۸): ۰۲۰۵-۰۲۰۵.
- [۸] Kim, Jeong H., et al. "Simple microwave plasma source at atmospheric pressure." *JOURNAL-KOREAN PHYSICAL SOCIETY* ۴۲ (۲۰۰۳): S۸۷۶-S۸۷۹.
- [۹] Steer, Michael. "Microwave and RF design." (۲۰۱۹).
- [۱۰] Collin, Robert E. *Foundations for microwave engineering*. John Wiley & Sons, ۲۰۰۷.
- [۱۱] Yek, P. N. Y., et al. (۲۰۲۲). "Microwave torrefaction of empty fruit bunch pellet: Simulation and validation of electric field and temperature distribution." *Journal of Bioresources and Bioproducts* ۷(۴): ۲۷۰-۲۷۷.
- [۱۲] Tabaie, S., et al. (۲۰۲۰). "Measurement of electron temperature and density of atmospheric plasma needle." *Vacuum* ۱۸۲: ۱۰۹۷۶۱.
- [۱۳] Ahmadinouri, Fatemeh, and Parviz Parvin. "Methane conversion using spark discharge-assisted laser-induced plasma (SD-LIP) with Pd catalyst: Non-oxidative hydrogen production." *Chemical Engineering Journal* ۴۸۴ (۲۰۲۴): ۱۴۹۶۴۵.



بازطراحی سیستم گرمایش اهمی توکامک البرز (کد مقاله : ۱۳۳۴)

نسجی کاشانی، زینب* - میرزائی، حمیدرضا^۲ - امراللهی بیوکی، رضا^۱ - قاسمی، مریم‌السادات^۳ - مظلوم مظفری، حسین^۱ - کمانی، سینا^۱ - حسن‌پور، اویس^۴ - محمدپور، فاطمه^۱ - عسکری شایگان، مریم^۱ - خوش‌نیت بیاتی، زهرا^۱

۱. گروه مهندسی انرژی و فیزیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر (پلی تکنیک تهران)، ۱۵۹۱۶۳۴۳۱۱، تهران، ایران

۲. پژوهشکده فیزیک و شتابگرها، سازمان انرژی اتمی ایران، ۸۳۶-۱۴۳۹۵، تهران، ایران

۳. گروه مهندسی هسته‌ای، واحد تهران مرکز، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

۴. دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی خواجه نصیرالدین طوسی، ۱۵۴۱۸-۴۹۶۱۱، تهران، ایران

چکیده:

مطالعات طراحی و ساخت توکامک البرز از سال ۱۳۹۱ در گروه مهندسی انرژی و فیزیک دانشگاه صنعتی امیرکبیر انجام شده است. اخیراً ارتقای این دستگاه در حال انجام است. در فاز اول عملیاتی، راه‌اندازی جریان در توکامک البرز با کمک سیستم گرمایش اهمی انجام شد. به دلیل در دسترس نبودن مگنترون فرکانس بالا، راه‌اندازی جریان به خوبی انجام نشد و بیشتر انرژی بانک خازنی گرمایش اهمی برای تجزیه‌ی گاز، در مرحله‌ی شروع تخلیه سمت اولیه استفاده شد. بنابراین در مرحله ارتقای توکامک البرز، سیستم گرمایش اهمی با طراحی پیچ‌های اصلاحی، بازطراحی شده است. طراحی سیستم گرمایش اهمی و پیچ‌های اصلاحی با کمک نرم‌افزار کامسول انجام شده است.

کلمات کلیدی: توکامک البرز، سیستم گرمایش اهمی، راه‌اندازی جریان، پیچ‌های اصلاحی

Redesign of the Alborz Tokamak Ohmic Heating System

Nasji Kashani, Zeinab^{۱*}, Mirzaei, HamidReza^۲, Amrollahi, Reza^۱, Ghasemi, Maryam^۳, Mazloom Mozaffari, Hossein^۱, Kamani, Sina^۱, Hasanpour, Oveis^۴, Mohammadpour, Fatemeh^۱, Askari Shayegan, Maryam^۱, Khoshniat, Zahra^۱

۱. Department of Energy Engineering and Physics, Amirkabir University of Technology (Tehran Polytechnic), ۱۵۹۱۶۳۴۳۱۱, Tehran, Iran

۲. Physics and Accelerator Research School, NSTRI, P.O. Box ۱۴۳۹۵-۸۳۶, Tehran, Iran

۳. Department of Nuclear Engineering, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

۴. Faculty of Physics, K. N. Toosi University of Technology, ۱۵۴۱۸-۴۹۶۱۱, Tehran, Iran

Abstract:

The design and construction studies of Alborz tokamak have been conducted since ۲۰۱۲ in the Department of Energy Engineering and Physics, Amirkabir University of Technology, Iran. Recently, the upgrade of this machine is in process. In the first operational phase, the current drive in Alborz tokamak was done using ohmic heating. Due to the unavailability of the high-frequency magnetron, the current drive was not performed well, and most of the energy of the ohmic heating capacitor bank was used for the initial breakdown of the gas in start-up phase of discharge. Therefore, in the Alborz Tokamak upgrade stage, the ohmic heating system has been redesigned with cancelling coils design. The design of the ohmic heating system and the cancelling coils have been calculated using COMSOL Multiphysics software.

Key words: Alborz tokamak, Ohmic heating system, Current drive, Cancelling coil



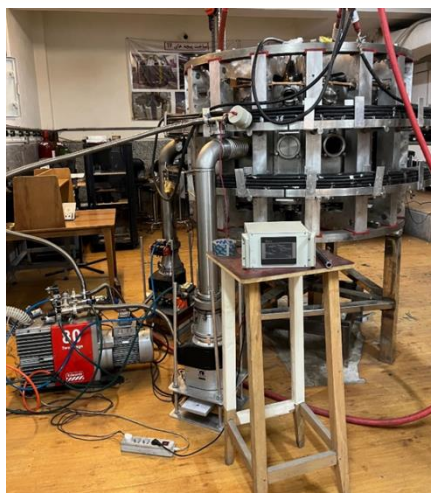
۱ - مقدمه:

استفاده از انرژی گداخت هسته‌ای به عنوان یک منبع انرژی به دلیل کمبود منابع انرژی دیگر در چند دهه اخیر، مورد توجه بسیاری قرار گرفته است. اولین توکامک در دهه ۱۹۵۰ در موسسه کورچاتوف^{۱۹} مسکو طراحی و ساخته شد. توکامک در ابتدا به شکل یک سیستم پینچ ساده و استرالاتور بود. نتیجه‌ی ترکیب میدان‌ها به گونه‌ای بود که ذرات در یک اتاقک چنبره می‌چرخند. در واقع این ترکیب میدانی است که مسیر حرکت ذرات را مشخص می‌کند [۱]. در ادامه ملاحظات طراحی، شکل محفظه برای محصورسازی بهینه‌تر توسعه داده شد. به دنبال این تحولات، ساخت توکامک‌های بزرگ‌تر آغاز شد و طراحی بزرگ‌ترین توکامک تحت عنوان ITER ارائه شد که هدف اصلی در طراحی آن رسیدن به واکنش خودپایه‌ی گداخت می‌باشد [۲]. فناوری ماشین مولد گداخت، توسط سازمان انرژی اتمی ایران، در سال ۱۹۹۴ تحت عنوان توکامک دماوند ساخته شده توسط موسسه کورچاتوف از روسیه به کار گرفته شد که یک توکامک کوچک با سطح مقطع پلاسمای کشیده است که پارامترهای شعاعی آن برابر ۳۶ و ۷ سانتی‌متر می‌باشد که به ترتیب بیان‌گر شعاع اصلی و فرعی می‌باشد [۳]. توکامک دیگر ساخته شده در ایران، توکامک IR-T^۱ می‌باشد که توسط دانشگاه آزاد اسلامی از چین در همان سال خریداری شد. این توکامک دارای شعاع اصلی و فرعی به ترتیب ۰/۴۵ و ۰/۱۲۵ متر می‌باشد [۴]. توکامک البرز اولین توکامک بومی سازی شده در ایران (دانشگاه صنعتی امیرکبیر) می‌باشد. شبیه سازی و طراحی پیچ‌های گرمایش اهمی توکامک البرز در این مقاله ارائه شده است. پیچ‌های گرمایش اهمی وظیفه‌ی شروع و حفظ جریان پلازما در تمامی توکامک‌های موجود را بر عهده دارند. هنگامی که جریان سیم‌پیچ گرمایش اهمی در سمت اولیه (پیچ مرکزی) به سرعت تغییر می‌کند، ولتاژی از داخل محفظه‌ی خلاء، در سمت ثانویه (پلازما) القاء می‌شود و تخلیه‌ی حاصل، باعث شکل‌گیری جریان پلازما در داخل محفظه می‌شود. جریان القایی حاصل، پلازما را گرم می‌کند و میدان قطبی را در توکامک تولید می‌کند که برای تعادل موضعی لازم و ضروری است. بنابراین، برای داشتن جریان پلاسمای متعادل و طولانی مدت، افزایش سطح صاف جریان پلازما با پیک مناسب، همراه با در نظر گرفتن سایر پارامترهای پلازما ضروری است.

۲ - توکامک البرز:

توکامک البرز یک توکامک با سطح مقطع D شکل با شعاع اصلی ۰/۴۵ متر و شعاع فرعی ۰/۱۵ متر می‌باشد. چنبره‌ی خلاء با سطح مقطع دوزنقه‌ای شکل آن متشکل از چهار قسمت می‌باشد که توسط عایق وایتون به یکدیگر متصل شده است. جنس محفظه از فولاد ضدزنگ ۳۱۶ SSL با ضخامت دیواره‌ی ۳ میلی‌متر، ارتفاع ۷۰ سانتی‌متر و عرض ۳۰ سانتی‌متر و شعاع خارجی برابر ۱۲۰ سانتی‌متر می‌باشد. ۴۹ دریچه برای اتصال دستگاه‌های تشخیصی در محفظه و یک پنجره شیشه‌ای برای مشاهده‌ی داخل تعبیه شده است. بزرگی قطر دریچه‌های میانی ۱۰ سانتی‌متر و دریچه‌های دیگر ۸ سانتی‌متر می‌باشد [۵]. شمای کلی توکامک البرز در شکل ۱ نمایش داده شده است. برای آماده‌سازی شروع جریان پلازما در توکامک، خلاء مورد نیاز توسط پمپ‌ها تامین می‌شود. فشار کاری برای شروع جریان پلازما در حدود 10^{-6} تور می‌باشد که فشار کاری پس از تزریق گاز 10^{-4} تور می‌باشد. خلاء مورد نیاز در توکامک البرز، توسط یک پمپ روتاری (مدل Edwards E^۲M^{۸۰}) با سرعت پمپ ۸۰ مترمکعب بر ساعت و دو پمپ توربومولکولار (مدل Leybold TW^{۷۰۰۰}-۸۰۰۰۵۱۷۰۰۰۱) با سرعت پمپ ۲۴۴۸ مترمکعب در ساعت که به صورت سری به هم متصل‌اند، تامین می‌گردد. فشار محفظه خلاء توسط گیج کاند سرد اندازه‌گیری می‌شود [۶]. سه سیستم مغناطیسی اصلی توکامک البرز جهت محصورسازی، متشکل از سیستم میدان مغناطیسی چنبره‌ای، سیستم میدان قطبی و سیستم گرمایش اهمی می‌باشد. انرژی ذخیره شده در بانک خازنی میدان چنبره‌ای برابر ۱۸۰ کیلوژول و ۴۵ کیلوژول در دو سیستم باقی‌مانده می‌باشد.

^{۱۹} Kurchatov



۲-۱- سیستم گرمایش اهمی توکامک البرز:

گرمایش اولیه‌ی پلاسما در تمامی توکامک‌ها از طریق گرمایش اهمی صورت می‌گیرد. این گرمایش توسط جریان چنبره‌ای تولید می‌شود. در دماهای پایین، گرمایش اهمی بسیار مطلوب عمل می‌کند و استفاده از روش گرمایش اهمی در توکامک‌های بزرگ به سادگی موجب تولید دماهایی در حدود کیلوالکترون‌ولت می‌گردد. اما با افزایش دمای پلاسما، فرکانس برخورد و مقاومت ویژه کاهش می‌یابد و در نتیجه، نیاز به گرمایش کمکی می‌باشد. مگر اینکه از روش‌های دیگر نظیر تزریق باریکه‌ی ذرات خنثای پرانرژی و جذب تشدید امواج الکترومغناطیسی رادیوفرکانسی (RF) استفاده شود. بسته به سطح محصورسازی، هر دو روش توانایی تامین گرمایش تا مقدار مورد نیاز را دارا هستند و هر دوی این روش‌ها در سطوح قدرت چندین مگاالکترون‌ولت کاملاً موفقیت‌آمیز آزمایش شده‌اند [۷]. پیچه‌ی مرکزی توکامک البرز دارای ۱۹۵ دور سیم‌پیچی در ۵ قسمت سه لایه می‌باشد. اساس کار پیچه گرمایش اهمی بر پایه‌ی قانون القای فارادی^{۱۰۰} و استفاده از اصطلاح مبهم و رابطه نامشخص بین قانون فارادی و معادلات ماکسول^{۱۰۱} برای گردش میدان الکتریکی در مورد القای اولیه (سیم‌پیچ) بر روی ثانویه (پلاسما) می‌باشد. این مفهوم توسط رابطه‌ی زیر بیان می‌گردد [۸، ۹]:

$$\oint_C \vec{E} \cdot d\vec{l} = -\frac{d}{dt} \int_S \vec{B} \cdot d\vec{A}$$

در گام اولیه‌ی طراحی، پارامترهای اصلی توکامک البرز باید محاسبه شوند. برای محاسبه‌ی بیشینه جریان پلاسما از رابطه‌ی زیر تبعیت می‌شود [۱۰]:

$$I_{plasma} \leq \frac{2\pi B_t a^2}{q(a)\mu_0 R}$$

به طوری که B_t میدان چنبره‌ای تولید شده می‌باشد که با توجه به ارتقای سیستم برابر با ۰/۷ تسلا برای توکامک البرز در نظر گرفته می‌شود، a شعاع اصلی پلاسما $q(a)$ فاکتور ایمنی در لبه‌ی پلاسما که برابر با ۳ می‌باشد، μ_0 ضریب تراوایی خلاء و R شعاع اصلی محفظه باشد، حداکثر جریان پلاسما برای توکامک البرز برابر با ۲۶ کیلوآمپر محاسبه می‌شود. با توجه به بیشینه جریان پلاسما، بیشینه جریان پیچه را می‌توان از رابطه‌ی زیر محاسبه کرد:

$$\frac{q}{C} = R_1 i_1 + L_1 \frac{di_1}{dt} - M \frac{di_2}{dt}$$

^{۱۰۰} Faraday's law of induction

^{۱۰۱} Maxwell's equations



$$M \frac{di_1}{dt} = R_1 i_1 + L_2 \frac{di_2}{dt}$$

در معادلات ذکر شده، L_1 و L_2 به ترتیب اندوکتانس پیچه و پلاسما، R_1 و R_2 به ترتیب مقاومت سیم‌پیچ اولیه گرمایش اهمی و پلاسما، i_1 جریان سیم‌پیچ اولیه، i_2 جریان پلاسما و q بار ذخیره شده در بانک خازنی گرمایش اهمی می‌باشد. در ابتدای شروع جریان پلاسما، با در نظر گرفتن مقاومت صفر برای آن، نسبت حداکثر جریان پلاسما نسبت به حداکثر جریان پیچه اولیه به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۰]:

$$\left(\frac{i_2}{i_1}\right)_{max} = \frac{M}{L_2} = \frac{L_1}{NL_2}$$

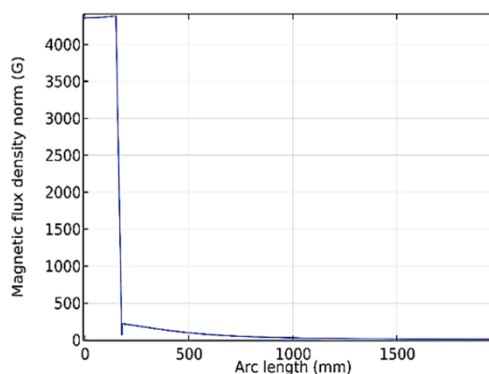
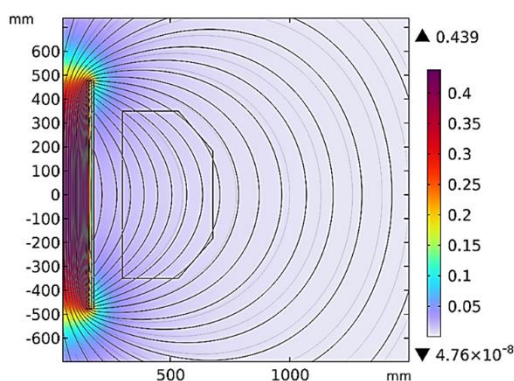
اندوکتانس سیم‌پیچ اولیه با توجه به مشخصات آن در توکامک البرز برابر با $2/8$ میلی‌هائری، تعداد دور پیچه (N) برابر با ۱۹۵ و اندوکتانس پلاسما از رابطه‌ی زیر تقریباً برابر با ۱ میکروهائری محاسبه می‌شود:

$$L = \mu \cdot R \left(\ln \ln \frac{aR}{a} - \frac{7}{4} \right)$$

به همین ترتیب حداکثر جریان پیچه در توکامک البرز برابر با ۲ کیلوآمپر محاسبه خواهد شد. با داشتن جریان پیچه در نرم‌افزار کامسول شبیه‌سازی و طراحی انجام شده است.

۳- شبیه‌سازی سیستم گرمایش اهمی توکامک البرز:

در شبیه‌سازی در نرم‌افزار کامسول از ماژول میدان مغناطیسی و مشخصات اصلی پیچه‌ی مرکزی، شار میدان مغناطیسی در شکل ۲ نمایش داده شده است. جریان اولیه‌ی پیچه در شبیه‌سازی برابر ۲ کیلوآمپر می‌باشد. در این حالت خطوط شار مغناطیسی از محفظه عبور کرده و تعادل پلاسمای تولید شده در مرکز محفظه را برهم می‌زند. تولید میدان سرگردان ناشی از سیستم گرمایش اهمی در مرکز محفظه با طراحی پیچه‌های اصلاحی باید به حداقل مقدار برسد (۴۰ گوس به ازای هر کیلوآمپر جریان در ۸۰ درصد حجم پلاسما [۱۱]). با توجه به شکل ۲، این مقدار برابر با ۱۰۰ گوس می‌باشد که مطلوب نیست و باید اصلاح شود. این کار با کمک طراحی پیچه‌های اصلاحی می‌تواند جبران شود.



۳-۱- طراحی پیچه‌های اصلاحی توکامک البرز:

پیچه‌های اصلاحی در توکامک‌ها، اجزایی هستند که برای تنظیم دقیق میدان مغناطیسی و بهبود پایداری پلاسما به کار می‌روند. این پیچه‌ها معمولاً در اطراف محفظه قرار می‌گیرند و میدان‌های مغناطیسی کوچکی تولید می‌کنند که برای جبران نواقص یا تغییرات ناخواسته در میدان اصلی استفاده می‌شود. در طراحی انجام شده سه دسته پیچه با جریان اولیه‌ی برابر با پیچه‌ی مرکزی (۲ کیلوآمپر) برای توکامک البرز در نظر گرفته شده است که به همان تعداد و مشخصات در قرینه قرار گرفته

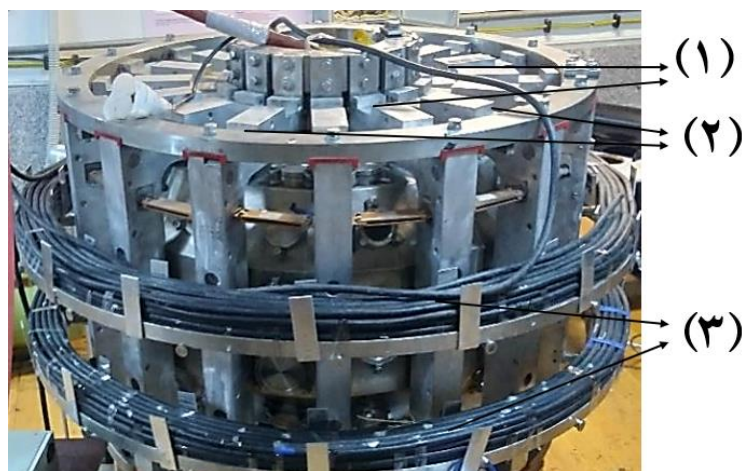


می‌شود. مشخصات طراحی در جدول ۱ ارائه شده است. طراحی انجام شده با در نظر گرفتن حد ارائه داده شده و حالت بهینه صورت گرفته است. نحوه پیچیدن پیچ‌های طراحی شده بر روی چنبره‌ی اصلی توکامک البرز در شکل ۳ [۱۲] نشان داده شده است. در قسمت ۱ پیچه شامل ۲۰ دور سیم‌پیچی در جهت θ سری شده با پیچه‌ی مرکزی و تقارن $Z = 0$ و قسمت ۲ شامل ۴ دور سیم‌پیچی در جهت θ سری شده با پیچه‌ی مرکزی و تقارن $Z = 0$ و قسمت ۳ شامل ۲ دور سیم‌پیچی در جهت θ سری شده با پیچه‌ی مرکزی و تقارن $Z = 0$ می‌باشد که تقارن قسمت ۳ در شکل ۳ قابل مشاهده است و تقارن قسمت ۱ و ۲ در زیر چنبره‌ی اصلی با توجه به توضیحات ارائه داده شده می‌باشد. لازم به ذکر است در قسمت‌های ۱ و ۲ هر شکاف نگه‌دارنده‌ی سیم‌پیچ‌ها مستطیلی به اندازه‌ی 4×7 سانتی‌متر می‌باشد که با توجه به سیم‌پیچی در جهت θ ، برای سیم‌پیچ اصلاحی اول، در هر لایه ۴ دور سیم پیچیده می‌شود و دوره‌های بعدی باید روی لایه‌ی اول پیچیده شود. سیم‌پیچ‌های اصلاحی قسمت ۳ بر روی پیچه‌های قطبی توکامک البرز پیچیده می‌شوند و با توجه به تعداد دور آن محدودیتی بر چندلایه پیچیدن آن وجود ندارد.

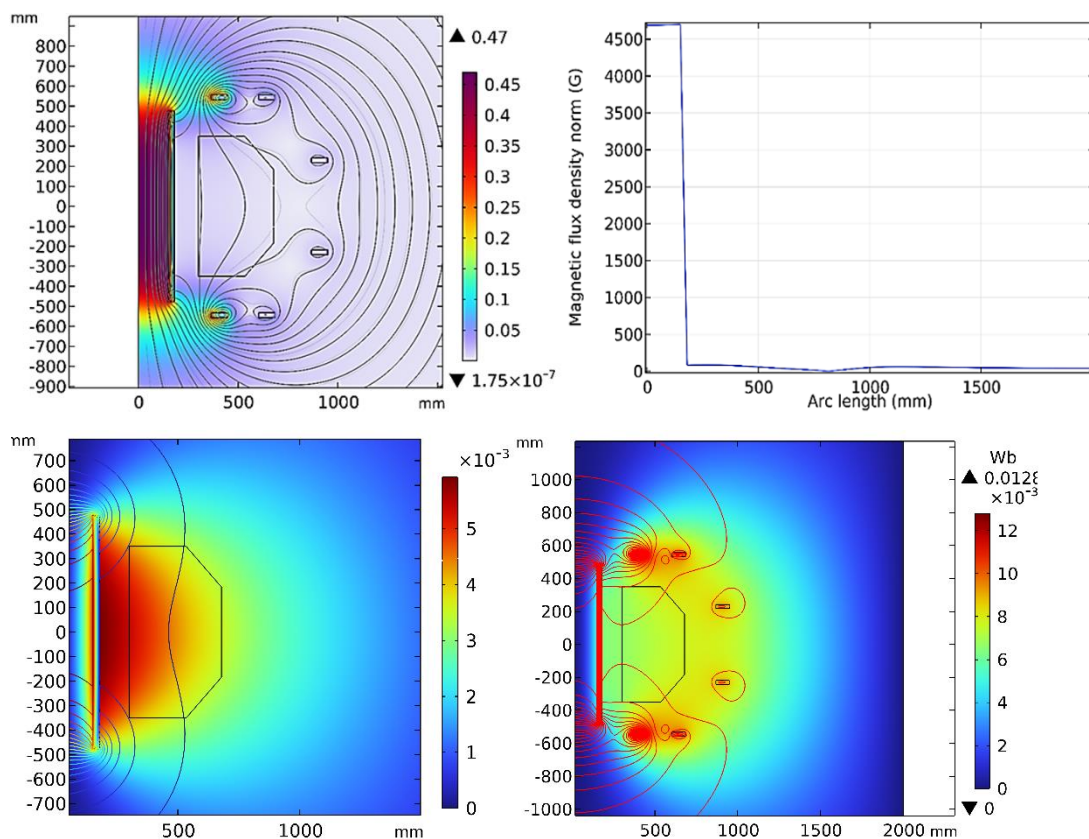
نتایج پروفایل شار میدان مغناطیسی در شکل ۴ ارائه داده شده است که مقدار میدان تولید شده از سمت پیچه مرکزی به مقدار ۶۰ گوس (۳۰ گوس به ازای هر کیلوآمپر جریان اولیه در توکامک البرز) رسیده شده که با توجه به جریان ورودی ۲ کیلوآمپر مطلوب می‌باشد.

جدول ۱: مشخصات پیچه‌های اصلاحی طراحی شده برای سیستم گرمایش اهمی توکامک البرز.

پارامتر	r (cm)	z (cm)	تعداد دور	جریان اولیه (کیلوآمپر)
پیچه اصلاحی اول	۵/۳۶	۲/۵۳	۲۰	۲
پیچه اصلاحی دوم	۳/۶۰	۲/۵۳	۴	۲
پیچه اصلاحی سوم	۹/۸۶	۸/۲۱	۲	۲
پیچه اصلاحی چهارم	۹/۸۶	۸/۲۱-	۲	۲
پیچه اصلاحی پنجم	۳/۶۰	۲/۵۳-	۴	۲
پیچه اصلاحی ششم	۵/۳۶	۲/۵۳-	۲۰	۲



محل قرارگیری پیچه‌های اصلاحی طراحی: ۳ ARABIC * شکل SEQ شکل
REF _Ref\۸۸۹۰۶۸۷۰ \h * MERGEFORMAT شده با توجه به اطلاعات



شکل ۵: شار میدان قطبی تولید شده از پیچه‌ی مرکزی توکامک البرز: سمت چپ در حالت بدون پیچه‌های اصلاحی و سمت راست در حالت وجود پیچه‌های اصلاحی.

۴ - نتیجه‌گیری:

همانطور که در شکل ۴ قابل مشاهده است، پیچه‌های اصلاحی طراحی شده، بیشترین چگالی میدان قطبی ناشی از پیچه‌ی مرکزی را از محفظه دور کرده است. همینطور برای بیشترین بازدهی سیستم گرمایش اهمی در توکامک، لازم است از عبور شار مغناطیسی تولید شده در فضای خالی میان محفظه و پیچه‌ی مرکزی جلوگیری شود. به عبارت دیگر، شار مغناطیسی باید از مسیر بزرگ‌تر و کنترل شده‌ای عبور کند. این امر موجب کاهش تلفات انرژی و بهبود توزیع یکنواخت میدان مغناطیسی در سیستم می‌شود که برای دستیابی به شرایط مطلوب در پلاسمای توکامک و بهره‌وری بالاتر سیستم گرمایش اهمی ضروری می‌باشد. برای توضیح این مفهوم، میدان مغناطیسی تولید شده از پیچه‌ی مرکزی در طول مسیر برگشت به خود پیچه، باید با همان چگالی و مشخصات اولیه، میدان الکترومغناطیسی را به سیستم القاء کند و بدون تلف شدگی به پیچه برگردانده شود. در شکل ۲ به وضوح قابل مشاهده است که بخش قابل توجهی از شار میدان مغناطیسی ناشی از پیچه در فضای خالی بدون اثرگذاری در سیستم، به خود پیچه برگردانده می‌شود و کاهش بازده در کل سیستم را به همراه دارد. با طراحی پیچه‌های اصلاحی این امر ناخواسته کاملاً حذف شده است. نتایج ارائه شده در شکل ۵ قابل مشاهده می‌باشد. در شکل ۵ شار میدان قطبی ناشی از پیچه‌ی مرکزی توکامک البرز در حالت عدم وجود پیچه‌های اصلاحی می‌باشد که شروط و الزامات بیان شده برای بهینه‌سازی جریان پلاσμα و در نتیجه پایداری پلاσμα را دارا می‌باشد. به بیان ساده‌تر، پیچه‌های اصلاحی به گونه‌ای طراحی شده



که بیشینه‌ی چگالی شار میدان مغناطیسی قطبی تولید شده‌ی ناشی از پیچه، به خود پیچه در سمت مقابل باز می‌گردد^{۱۰۲} و منجر به افزایش بازدهی سیستم و همچنین تقویت پایداری پلاسما می‌شود.

۵ - مراجع:

۱. Smirnov, V., *Tokamak foundation in USSR/Russia 1950–1990*. Nuclear fusion, ۲۰۰۹. ۵۰(۱): p. ۰۱۴۰۰۳.
۲. N. Holtkamp, *An overview of the ITER project*. Fusion Engineering and Design, ۲۰۰۷. ۸۲(۵-۱۴): p. ۴۲۷-۴۳۴.
۳. Amrollahi, R., *DAMAVAND-An Iranian tokamak with a highly elongated plasma cross-section*. ۱۹۹۷.
۴. Ghorenevis, M., et al. *Engineering aspects and basic parameters of the IR-TI tokamak*. in *IEEE Conference Record-Abstracts. 1997 IEEE International Conference on Plasma Science*. ۱۹۹۷. IEEE.
۵. Mardani, M., *The design of the construction of an experimental tokamak with a cross-section D and measurement of current, voltage and ohmic plasma heating*, in *Physics and Energy Engineering*. ۲۰۱۲, Amirkabir University of Technology
۶. Amrollahi, R., et al., *Alborz tokamak system engineering and design*. Fusion Engineering and Design, ۲۰۱۹. ۱۴۱: p. ۹۱-۱۰۰.
۷. Wesson, J. and D.J. Campbell, *Tokamaks*. Vol. ۱۴۹. ۲۰۱۱: Oxford university press.
۸. Galili, I., D. Kaplan, and Y. Lehavi, *Teaching Faraday's law of electromagnetic induction in an introductory physics course*. American journal of physics, ۲۰۰۶. ۷۴(۴): p. ۳۳۷-۳۴۳.
۹. Giuliani, G., *A general law for electromagnetic induction*. Europhysics Letters, ۲۰۰۸. ۸۱(۶): p. ۶۰۰۰۲.
۱۰. Shahshenas, S. and R. Amrollahi, *Calculation of Plasma Conductivity During Pre-ionization Discharge in Alborz Tokamak*. Journal of Fusion Energy, ۲۰۱۵. ۳۴: p. ۱۰۵-۱۱۰.
۱۱. Mirzaei, H. and R. Amrollahi, *Design, simulation and construction of the Taban tokamak*. Plasma Science and Technology, ۲۰۱۸. ۲۰(۴): p. ۰۴۵۱۰۳.
۱۲. Mazloom H, Ghasemi M., Amrollahi R, Mirzaei H, Kashani Z, *Redesign of Alborz tokamak toroidal magnetic field system*, in *International Conference on Nuclear Science and Technology*. ۲۰۲۴. p. ۱۷۴-۱۸۴.

^{۱۰۲} Return flux



بازطراحی بانک خازنی سیستم میدان چنبره‌ای توکامک البرز: شبیه‌سازی و تحلیل (کد مقاله : ۱۳۴۰)

مظلوم مظفری، حسین^{۱*} - میرزائی، حمیدرضا^۲ - امراللهی بیوکی، رضا^۱ - قاسمی، مریم‌السادات^۳ - نسجی کاشانی، زینب^۱ - زارع بیدکی، مهدی^۱ - شیرشکن، مهیار^۲ - خوش‌نیت بیاتی، زهرا^۱ - محمدپور، فاطمه^۱ - عسکری شایگان، مریم^۱

۱. گروه مهندسی انرژی و فیزیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر (پلی تکنیک تهران)، ۱۵۹۱۶۳۴۳۱۱، تهران، ایران

۲. پژوهشکده فیزیک و شتابگرها، سازمان انرژی اتمی ایران، ۸۳۶-۱۴۳۹۵، تهران، ایران

۳. گروه مهندسی هسته‌ای، واحد تهران مرکز، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

چکیده:

طرح ارتقای سیستم میدان چنبره‌ای (TF) توکامک البرز به جهت دستیابی به میدان TF بزرگ‌تر و محصورسازی طولانی‌تر برنامه‌ریزی شده است. این طرح تنها بر روی افزایش ظرفیت بانک خازنی TF متمرکز شده است. این ظرفیت در حال حاضر ۴۰ میلی‌فاراد است که میدان ۰/۶ تسلا را نتیجه می‌دهد. در این مقاله شبیه‌سازی الکتریکی با فرض افزایش ظرفیت بانک به دو مقدار ۶۰ و ۸۰ میلی‌فاراد انجام شده و جریان به دست آمده به عنوان ورودی شبیه‌سازی مغناطیسی در نظر گرفته شده است. رپل میدان TF محاسبه و با مقدار مجاز مقایسه شده است. تنش وارده به پیچ‌ها برای ارزیابی تحمل آنها بررسی شده است. در انتها شرایط دستیابی به میدان ۱ تسلا که از اهداف طراحی توکامک البرز است، بررسی و ارائه داده شده است. کلمات کلیدی: توکامک البرز، سیستم میدان مغناطیسی چنبره‌ای، منبع تغذیه

Redesign of the capacitor bank of the Alborz Tokamak toroidal field system: simulation and analysis

H. Mazloom Mozaffari^{۱*}, H.R. Mirzaei^۲, R. Amrollahi^۳, M. Ghasemi^۳, Z. Nasji Kashani^۱, M. Zare^۱, M. Shirshakan^۲, Z. Khoshniat^۱, F. Mohammadpour^۱, M. Askari Shayegan^۱

۱. Department of Energy Engineering and Physics, Amirkabir University of Technology, Tehran, Iran

۲. Physics and Accelerator Research School, NSTRI, P.O. Box ۱۴۳۹۵-۸۳۶, Tehran, Iran

۳. Department of Nuclear Engineering, Central Tehran Branch, Islamic Azad University, Tehran, Iran

Abstract:

The project to upgrade the toroidal field system (TF) of the Alborz tokamak is planned to achieve a larger field and longer confinement. This plan focuses on increasing the capacity of the TF capacitor bank, which currently is ۴۰ mF, the result is a ۰,۶ T magnetic field. In this paper, electrical simulations are performed assuming an increase in the bank capacity values: ۱) ۶۰ and ۲) ۸۰ mF, which the current considered as input for magnetic simulations. The Ripple of the TF field was calculated and compared to permissible values. The stress imposed

* Hosein.m@aut.ac.ir^{۱*}



on the coils was examined to assess their tolerance. Finally, conditions for achieving ۱ Tesla field, which is one of the design goals for the Alborz tokamak, were investigated.

Keywords: Alborz Tokamak, Toroidal Magnetic Systems, Power Supply

۱ - مقدمه:

توکامک یکی از نامزدهای اصلی دستگاه محصور کننده مغناطیسی برای تولید توان گداخت است. اصل محصور شدن مغناطیسی برای پلاسمای با دمای بالا در ابتدا در دهه ۱۹۵۰ توسط فیزیکدانان شوروی مطرح شد [۱]. در طراحی کلی یک توکامک، مسئله اصلی تعیین پارامترهای طراحی اولیه است که به یکدیگر مرتبط هستند. چندین معیار یا محدودیت وجود دارد که لزوماً باید در طراحی رعایت شوند. این مطالعه عمده‌تاً بر طراحی و ساخت سیستم توکامک البرز با در نظر گرفتن تغییرات تکمیلی نهایی مورد نیاز متمرکز بوده است. هدف اصلی پروژه ارتقای سیستم میدان چنبره ای توکامک البرز که در حال حاضر در مرحله ارزیابی قرار دارد، شبیه سازی و افزایش اندازه و زمان حضور میدان چنبره ای به منظور افزایش زمان محصور سازی است. توکامک البرز یک توکامک تحقیقاتی با حجم ۰/۵ مترمکعب با ۱۶ سیم پیچ میدان چنبره‌ای مستطیلی شکل (TF) است. بر اساس جنبه‌های طراحی مهندسی به دست آمده، می‌توان ادعا کرد که توکامک البرز در شرایط قابل قبولی برای فاز اولیه عملیات خود برای دستیابی به جریان پلاسمایی ۲۰ کیلوآمپر با مدت زمان ۱۱ میلی ثانیه است [۲]. برای فاز اول توکامک البرز، میدان مغناطیسی چنبره‌ای در مرکز پلاسما ۰/۶ تسلا گزارش شد. هدف اصلی این مقاله بررسی افزایش جریان پیچ‌های TF، بررسی افزایش اندازه و زمان میدان TF، تجزیه و تحلیل اجزای مکانیکی آن، به منظور بررسی میزان تحمل پیچ‌ها در برابر نیروهای الکترومغناطیسی (EM) است. ابزار اصلی مورد استفاده برای محاسبات جریان عبوری از پیچ‌ها و تجزیه و تحلیل مغناطیسی-مکانیکی روی سیم پیچ TF نرم افزارهای سیمولینک متلب^{۱۰۴} و کامسول^{۱۰۵} است که قبلاً در مطالعات سایر توکامک‌ها استفاده شده است [۳]. استریبل و همکاران، ملزومات طراحی سیم پیچ‌های میدان چنبره‌ای (TF) و محاسبات تنش و تست‌های مکانیکی را برای ارتقای ASDEX بررسی کردند [۴].

۲ - توکامک البرز:

توکامک البرز یک توکامک D شکل با سطح مقطع مستطیلی شکل است که از سال ۱۳۹۲ در آزمایشگاه گداخت هسته‌ای دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی دانشگاه صنعتی امیرکبیر آغاز به کار کرده است (شکل ۱) [۵]. سایر مشخصات این توکامک در جدول ۱ ارائه شده است.

۲-۱- مشخصات TF و پیشینه طراحی

توکامک البرز تعداد ۱۶ پیچ‌های چنبره ای دارد [۵] که از نظر الکتریکی به صورت سری به هم متصل شده‌اند. هر پیچ شامل ۱۰ دور است که در نتیجه تعداد کل دورهای پیچ‌های چنبره‌ای ۱۶۰ دور می‌باشد. جنس پیچ‌ها مس ۹۹/۹۹ می‌باشد. منبع تغذیه‌ی این پیچ‌ها بانک خازنی با ظرفیت ۴۰ میلی فاراد می‌باشد. مشخصات کلی سیستم TF و منبع تغذیه‌ی آن در جداول ۲ و ۳ ذکر شده است.



سیستم TF توکامک البرز با هدف دستیابی به میدان مغناطیسی ۱ تسلا در مرکز پلاسما طراحی شده است اما به دلیل وجود محدودیت‌هایی همچون محدود بودن ظرفیت بانک خازنی، میدان در مرکز پلاسما در حال حاضر ۰/۴ تسلا است.

جدول ۱: مشخصات اصلی توکامک

مقدار	مشخصه
۴۵	شعاع اصلی (سانتی‌متر)
۱۵	شعاع فرعی (سانتی‌متر)
۳	نسبت منظر
۳	ضریب ایمنی در لبه پلاسما
۵/۰	حجم پلاسما (مترمکعب)
۱۶	تعداد پیچه‌های چنبره‌ای
۲	تعداد پیچه‌های قطبی
۶/۰	میدان مغناطیسی در مرکز (تسلا)

جدول ۳: مشخصات منبع تغذیه‌ی پیچه‌های



شکل ۱: نمای کلی توکامک البرز

مقدار	مشخصه
۴۰	ظرفیت بانک خازنی (میلی‌فاراد)
۸۰	تعداد خازن‌ها
۳۰۰۰	حداکثر ولتاژ شارژ (ولت)
۱۸۰	انرژی ذخیره شده در بانک خازنی (کیلوژول)
تریستور	سوئیچ فرمان تخلیه
مقدار	مشخصه
۱۶	تعداد پیچه‌ها
۱۶۰	تعداد کل دورهای پیچه‌ها
مس	جنس پیچه‌ها
۹۹/۹۹	سطح مقطع (میلی‌متر × میلی‌متر)
۶۰ × ۵	ارتفاع هر پیچه (سانتی‌متر)
۵/۰	عرض هر پیچه (سانتی‌متر)
۱۶	مقاومت الکتریکی کل (میلی‌اهم)
۱۰	اندوکتانس کل (میلی‌هانری)
۹۴/۳	میدان مغناطیسی در مرکز (تسلا)
۶/۰	

توکامک البرز TF جدول ۲: مشخصات سیستم



۲-۲- لزوم ارتقای سیستم TF

همانطور که ذکر شد وظیفه‌ی سیستم TF محصورسازی پلاسماست. کیفیت این محصورسازی با اندازه‌ی میدان TF رابطه‌ی مستقیم دارد [۶]. از طرفی طول پالس این میدان اهمیت ویژه‌ای برای عملکرد توکامک دارد. به طور خلاصه عملکرد سیستم گرمایش اهمی و جریان پلاسمای توکامک، باید در زمانی که میدان TF خطی و در مقدار بیشینه‌ی خود قرار دارد انجام شود. با توجه به اینکه اندازه‌ی میدان TF تابعی خطی از شکل موج جریان عبوری از پیچه‌های TF است (در مرکز پلازما رابطه‌ی میدان و جریان TF به صورت $B = \frac{\mu_0 NI}{2\pi R}$ است) لذا می‌توان اندازه‌ی میدان را در بازه زمانی افزایش از ۰/۹ مقدار بیشینه تا خود مقدار بیشینه و سپس کاهش به ۰/۹ به طور تقریبی ثابت در نظر گرفت. این بازه زمانی را طول Flat-Top می‌نامند. طول Flat-Top با ظرفیت بانک خازنی رابطه‌ی مستقیم دارد؛ لذا یکی دیگر از اهداف طرح ارتقای سیستم TF دستیابی به طول Flat-Top بزرگ‌تری می‌باشد.

۳- شبیه‌سازی

ارتقای سیستم TF نیاز دارد که قبل از اقدامات تجربی، توسط نرم افزارهای کامپیوتری شبیه‌سازی شود تا صحت عملکرد توکامک بعد از ارتقای سیستم TF امکان سنجی شود. در بحث شبیه سازی از نرم‌افزارهایی مثل اسپایس و سیمولینک متلب برای شبیه‌سازی الکتریکی و مشاهده‌ی شکل موج جریان عبوری از پیچه‌های TF می‌توان استفاده کرد. همچنین شبیه‌سازی‌های دیگر مثل شبیه‌سازی مغناطیسی، نیروهای وارد بر پیچه‌های TF حامل جریان ناشی از قرار گرفتن در میدان مغناطیسی TF و... توسط نرم‌افزار کامسول صورت گرفته است. در شبیه‌سازی‌های صورت گرفته، یک بار شبیه‌سازی را بر اساس سیستم فعلی (بانک خازنی ۴۰ میلی‌فاراد) و در دو سناریوی دیگر با بانک خازنی ۶۰ میلی‌فاراد و ۸۰ میلی‌فاراد شبیه‌سازی صورت خواهد گرفت. شرایط مرزی و اولیه در جدول ۴ ذکر شده است. همچنین با محاسبات تئوری شرایط لازم برای دستیابی به میدان چنبره‌ای به اندازه‌ی ۱ تسلا در مرکز پلازما پیش‌بینی خواهد شد.

جدول ۴: شرایط مرزی و اولیه‌ی حاکم بر شبیه‌سازی

فیزیک	شرایط مرزی و اولیه
جریان الکتریکی	شکل موج بدست آمده از مدار RLC بازه‌ی زمانی تخلیه (حدود ۵۰ میلی ثانیه)
میدان مغناطیسی	شکل موج بدست آمده از مدار RLC بار الکترومغناطیسی (نیروی لورنتس)
گرمایش	دمای اولیه‌ی ۲۰ درجه سانتی‌گراد گرمایش ژول (Joule Heating)

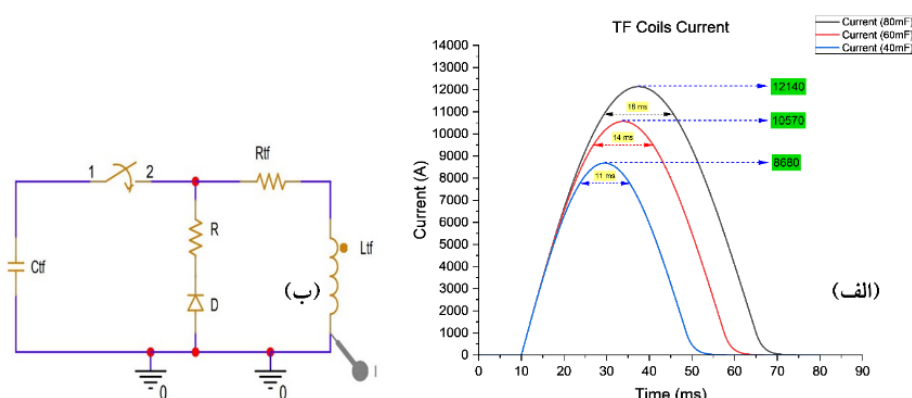
۳-۱- شبیه‌سازی الکتریکی

شبیه‌سازی الکتریکی با استفاده از ابزار سیمولینک در نرم‌افزار متلب انجام شد. در مدار الکتریکی معادل سیستم تخلیه‌ی بانک خازنی TF، پیچه‌های TF به صورت یک مقاومت الکتریکی سری با یک سلف که نشان‌دهنده‌ی اندوکتانس پیچه‌هاست معادل شد (مقادیر در جدول ۲) [۲]. بانک خازنی با یک خازن شبیه‌سازی شد که از قبل تا ۲۸۰۰ ولت شارژ شده است. برای



فرمان دادن به تریستور از یک تولید کننده‌ی پالس استفاده شده است که در یک زمان دلخواه فرمان را به تریستور ارسال می‌کند. همچنین از یک مدار هرزگرد موازی با پیچه‌های TF به منظور منحرف کردن جریان برگشتی از پیچه‌ها استفاده شده است. این مدار شامل یک دیود و یک مقاومت $2/3$ اهمی است که از بازگشت جریان به بانک خازنی و آسیب به خازن‌ها جلوگیری می‌کند. شماتیک مدار در شکل ۲ قابل مشاهده است.

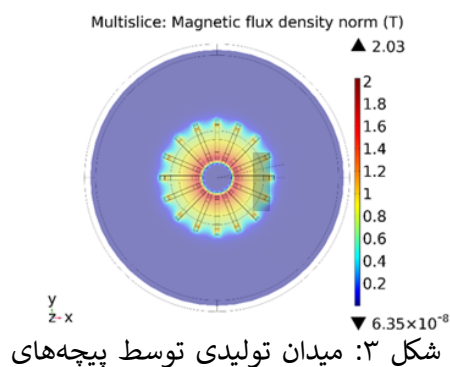
بعد از اجرا گرفتن از نرم‌افزار شکل موج جریان ناشی از هر سه بانک خازنی مطابق شکل ۲ مشاهده می‌شود. در جدول ۴ پارامترهای مهم این شکل موج‌ها باهم مقایسه شده است.



با بانک‌های خازنی مختلف و (ب) شماتیک TF شکل ۲: الف) جریان عبوری از پیچه‌های توکامک البرز TF مدار الکتریکی معادل سیستم.

۲-۳- شبیه‌سازی میدان مغناطیسی

شبیه‌سازی میدان ایجاد شده توسط پیچه‌های TF در نرم‌افزار کامسول انجام شد. شبیه‌سازی به صورت ثابت انجام شد. جریان عبوری از پیچه‌ها به صورت جریان مستقیم و با اندازه‌ی مقدار بیشینه‌ی شکل موج واقعی آن، در نرم‌افزار وارد شد. شکل ۳ پیچه‌های شبیه‌سازی شده و میدان تولیدی توسط آن‌ها را از نمای بالا (صفحه ی XY) نشان می‌دهد. در جدول ۵ بیشینه‌ی میدان چنبره‌ای مرکز پلاسما به ازای عبور جریان‌های مختلف از پیچه‌های TF ذکر شده است.



ظرفیت بانک خازنی (میلی‌فاراد)	۴۰	۶۰	۸۰
شرط اولیه ی خازن ها (ولت)	۲۸۰۰	۲۸۰۰	۲۸۰۰
پیک جریان پیچه ها (آمپر)	۸۶۸۰	۱۰۵۷۰	۱۲۱۴۰
کل طول پالس (میلی‌ثانیه)	≈ ۵۷	≈ ۶۵	≈ ۷۴
طول Flat-Top (میلی‌ثانیه)	۱۱	۱۴	۱۶
میدان در مرکز پلاسما (تسلا)	۰/۶۲	۰/۷۵	۰/۸۷

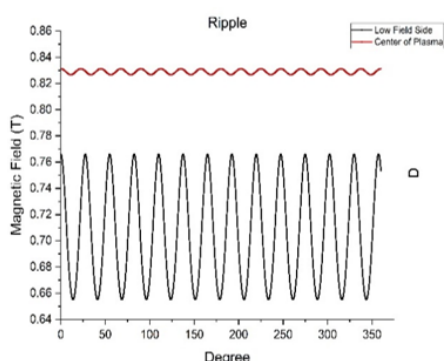


۳-۳- رپل

بر روی محفظه‌ی خلا توکامک البرز ۶۱ پورت برای مشاهده پلاسما و استفاده از ابزارهای تشخیصی تعبیه شده است [۷]. وجود این پورت‌ها باعث گسستگی پیچ‌های چنبره‌ای می‌شود و این پیچ‌ها تمام سطح محفظه را پوشش نمی‌دهند. این محدودیت هندسی تغییرات میدان را در جهت چنبره‌ای نشان می‌دهد، بدین صورت که میدان TF در نقاط زیر پیچ‌ها بزرگتر از میدان در ناحیه‌ی بین هردو پیچ است. این تغییرات میدان در جهت شعاعی را رپل میدان می‌نامند که باعث می‌شود فضای بین دو پیچ‌های مجاور شبیه آینه‌ی مغناطیسی عمل کرده و انرژی ذرات در جهت موازی با میدان TF را کاهش دهد. لذا رپل میدان از موضوعات مهم در بررسی میدان TF در توکامک است. اندازه‌ی رپل از رابطه‌ی:

$$\delta = \frac{B_{max} - B_{min}}{B_{max} + B_{min}}$$

محاسبه می‌شود [۸]. در حالت کلی مقدار بیشینه‌ی رپل در مرکز پلاسما حداکثر ۰/۱٪ و در لبه‌ی پلاسما حداکثر بین ۱٪ تا ۲٪ می‌باشد [۸]. رپل میدان TF در توکامک البرز به ازای جریان‌های مختلف پیچ‌ها در جدول ۶ وارد شده است. همچنین شکل ۴ رپل میدان به ازای جریان ۱۲۱۴۰ آمپر را نشان می‌دهد.



شکل ۴: رپل میدان TF در لبه و مرکز پلاسما

جدول ۶: اندازه‌ی رپل در مرکز و لبه‌ی پلاسما

جریان پیچ‌های TF (A)				
۱۲۱۴۰	۱۰۵۷۰	۸۶۸۰	مرکز پلاسما	اندازه‌ی میدان (T)
۰/۸۶۶	۰/۷۵۴	۰/۶۱۹		
۰/۸۶۰	۰/۷۴۹	۰/۶۱۵	لبه‌ی پلاسما	رپل (%)
۰/۷۶۶	۰/۶۶۶	۰/۵۴۷		
۰/۶۵۵	۰/۵۷۰	۰/۴۶۸	مرکز پلاسما	رپل (%)
۰/۳۴	۰/۳۳	۰/۳۲		
۷/۸۱	۷/۷۹	۷/۷۸	لبه‌ی پلاسما	رپل (%)

مقادیر رپل به دست آمده هم در مرکز و هم در لبه‌ی پلاسما از حد مجاز بالاتر است؛ بنابراین لازم است که شرایطی برای بهبود آن اتخاذ شود.

۳-۴- شبیه‌سازی تنش بین پیچ‌ها

قرار گرفتن پیچ‌های TF حامل جریان الکتریکی، در معرض میدان ایجاد شده توسط سایر پیچ‌ها، سبب وارد شدن نیرو به هر پیچ می‌شود. طبق رابطه‌ی نیروی لورنتس $F = ILB$ تنش بین پیچ‌ها هم به جریان عبوری از هر پیچ و هم به میدان چنبره‌ای تولید شده بستگی دارد. از آنجایی که میدان خود به جریان پیچ‌ها وابسته است پس وابستگی تنش‌ها به جریان پیچ از درجه ۲ می‌باشد و تغییر جریان تأثیر زیادی بر اندازه‌ی تنش‌ها دارد. بر این اساس باید اندازه‌ی تنش بین پیچ‌ها را بعد از ارتقاء، مورد توجه قرار داد چرا که می‌تواند این تنش از حداکثر تنش قابل تحمل پیچ‌ها و نگهدارنده آن‌ها فراتر رود و سازه‌ی



توکامک فرو بریزد. شکل ۵ نمای دوبعدی سه‌بعدی تنش بین پیچه‌ها تحت جریان ۱۲۱۴۰ آمپری را به همراه مقدار بیشینه و کمینه نشان می‌دهد.

برای محاسبه نیروی مغناطیسی از رابطه‌ی:

$$dF_B = (J \times B) dV$$

که در آن J چگالی جریان پیچه‌ها و B میدان چنبره‌ای می‌باشد، استفاده شده است.

حداکثر تنش قابل تحمل توسط پیچه‌ها که از جنس مس می‌باشند برابر با $333/4$ مگاپاسکال می‌باشد [۹]. با توجه به اطلاعات شکل ۵، تنش وارده بر پیچه‌ها تحت جریان‌های مختلف، از مقدار قابل تحمل آن‌ها پایین‌تر است؛ لذا پیچه‌ها در برابر تنش‌های ایجاد شده پایدار باقی می‌مانند.

۴- شبیه‌سازی گرمایش پیچه‌ها

از آنجایی که پیچه‌های TF جریان بالایی را از خود عبور می‌دهند، بررسی گرمایش این پیچه‌ها ضروری می‌باشد.

در نرم‌افزار کامسول از فیزیک Heat Transfer in Solids برای محاسبه‌ی گرمایش و دمای پیچه‌ها استفاده شده است. این فیزیک از روابط زیر برای شبیه‌سازی دما استفاده می‌کند.

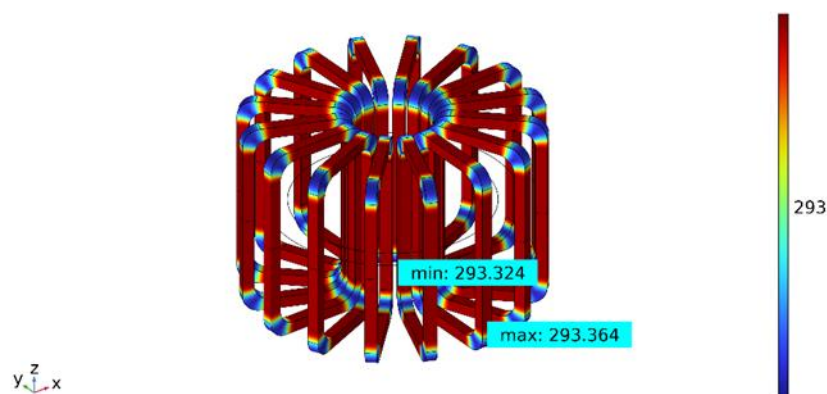
$$\rho C_p u \cdot \nabla T + \nabla \cdot q = Q + Q_{ted}$$

$$q = -k \nabla T$$

پس از شبیه‌سازی با توجه به این موضوع که طول پالس جریان عبوری از پیچه‌ها کوتاه و در حدود کمتر از ۵۰ میلی‌ثانیه است، گرمای تولید شده ناچیز است به گونه‌ای که بیشترین افزایش دما در پیچه‌ها به اندازه‌ی چند صدم درجه است. شکل ۶ دمای نقاط مختلف پیچه‌ها پس از عبور جریان TF در زمان ۵۰ میلی‌ثانیه را نشان می‌دهد. نکته‌ی دیگر اینکه در قسمت‌های خمیدگی پیچه‌ها، به دلیل بیشتر بودن عرض پیچه، مقاومت کمتر و در نتیجه گرمایش کوچک‌تر و دما پایین‌تر است.

Time=50 ms

Temperature (K)



پس از عبور جریان (در زمان TF شکل ۶: دمای نهایی پیچه‌های



۵- دستیابی به میدان ۱ تسلا

گفته شد که در طراحی اولیه‌ی توکامک البرز، یکی از اهداف داشتن میدان چنبره‌ای به بزرگی ۱ تسلا در مرکز پلاسما بوده است. در ادامه به صورت تئوری شرایط دستیابی به این میدان را بررسی می‌کنیم.

با توجه به رابطه‌ی میدان چنبره‌ای:

$$B = \frac{\mu \cdot NI}{2\pi R}$$

که در آن N تعداد دور پیچ‌های چنبره‌ای و R_0 شعاع اصلی توکامک می‌باشد، در صورتی که میدان را برابر ۱ تسلا قرار دهیم اندازه‌ی جریان حدوداً ۱۴ کیلوآمپر به دست می‌آید. اگر سایر شرایط سیستم بدون تغییر بماند و فرض کنیم بانک خازنی مثل قبل شرط اولیه‌ی ۲۸۰۰ ولت را دارد، در این صورت با حل معادلات دیفرانسیل حاکم بر مدار تخلیه‌ی سیستم میدان چنبره‌ای، که مداری RLC سری با ورودی صفر و شرط اولیه‌ی ۲۸۰۰ ولت است، می‌توان ظرفیت مورد نیاز بانک خازنی را برای ایجاد جریان ۱۴ کیلوآمپری را محاسبه کرد. همچنین از نرم‌افزار شبیه‌سازی نیز می‌توان استفاده کرد تا ظرفیت مورد نیاز به دست آید.

برای رسیدن به این شرایط ظرفیت بانک خازنی حدود ۱۰۸ میلی‌فاراد به دست می‌آید که در این صورت طول Flat-top برابر ۱۹ میلی‌ثانیه خواهد شد.

۶- نتیجه‌گیری

شبیه‌سازی میدان TF افزایش میدان چنبره‌ای در مرکز پلاسما را نشان می‌دهد. با دوبرابر کردن ظرفیت بانک خازنی، اندازه‌ی میدان از ۰/۶۲ به ۰/۸۷ تسلا رسید که افزایش ۴۰٪ را به دنبال داشته است. همچنین طول Flat-Top از ۱۱ میلی‌ثانیه به ۱۶ میلی‌ثانیه افزایش یافت.

ریپل میدان در جهت چنبره‌ای در هر دو حالت قبل و بعد از ارتقاء، بالاتر از حد مجاز است. این ریپل با افزایش میدان TF تولید شده به اندازه‌ی ناچیزی افزایش می‌یابد.

از نظر تنش‌های مکانیکی، ارتقای سیستم TF مشکلی به دنبال ندارد، چرا که تنش بیشینه (۱۰۳/۵ مگاپاسکال) از حد قابل تحمل پیچ‌ها (۳۳۳/۴ مگاپاسکال) پایین‌تر است.

دستیابی به میدان ۱ تسلا در مرکز پلاسما در صورتی که کل ساختار بدون تغییر باقی بماند، مستلزم آن است که ظرفیت بانک خازنی به اندازه‌ی ۱۰۸ میلی‌فاراد برسد. در این صورت جریان پیچ‌ها به ۱۴ کیلوآمپر می‌رسد. دستیابی به این میدان از اهداف اولیه‌ی توکامک البرز بوده است.

۷- مراجع:

۱. Smirnov, V., *Tokamak foundation in USSR/Russia 1950–1990*. Nuclear fusion, ۲۰۰۹. ۵۰(۱): p. ۰۱۴۰۰۳.
۲. Amrollahi, R., et al., *Alborz tokamak system engineering and design*. Fusion Engineering and Design, ۲۰۱۹. ۱۴۱: p. ۹۱-۱۰۰.
۳. Äkäslompolo, S., et al., *Calculating the 3D magnetic field of ITER for European TBM studies*. Fusion Engineering and Design, ۲۰۱۵. ۹۸: p. ۱۰۳۹-۱۰۴۳.



۴. Streibl, B., A. Zeisberg, and P. Gagliardi, *The ASDEX upgrade TF coils: design to acceptance*. IEEE Transactions on Magnetics, ۱۹۸۸. ۲۴(۲): p. ۱۲۴۸-۱۲۵۱.
۵. Koohestani, S. and R. Amrollahi, *TF coil structure in Alborz Tokamak, from design to mounting*. Fusion Engineering and Design, ۲۰۱۸. ۱۳۷: p. ۱۰۴-۱۱۱.
۶. Wesson, J. and D.J. Campbell, *Tokamaks*. Vol. ۱۴۹. ۲۰۱۱: Oxford university press.
۷. Mardani, M., R. Amrollahi, and S. Koohestani, *Design and construction of Alborz tokamak vacuum vessel system*. Fusion Engineering and Design, ۲۰۱۲. ۸۷(۹): p. ۱۶۱۶-۱۶۲۰.
۸. Mirzaei, H. and R. Amrollahi, *Design, simulation and construction of the Taban tokamak*. Plasma Science and Technology, ۲۰۱۸. ۲۰(۴): p. ۰۴۵۱۰۳.
۹. *Online Materials Information Resource*. [cited ۲۰۲۵ ۱/۲۸/۲۰۲۵]; Available from: <https://www.matweb.com/>.



ملاحظات ایمنی در تاسیسات گداخت هسته‌ای (کد مقاله : ۱۳۸۲)

حیدرنیا، علی^۱ - کریمی آشتیانی، حسین^۱ - ارمزد، حمیدرضا^۱، بنوشی، ایوب^۲ - مظفری، علی^۱

۱. سازمان انرژی اتمی، مرکز نظام ایمنی هسته‌ای کشور، اداره کل حفاظت در برابر اشعه، گروه بازرسی، صدور مجوز و ارزیابی تأسیسات و مراکز آموزشی و پژوهشی
۲. پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده راکتور و ایمنی هسته‌ای

چکیده:

با توجه به گسترش روزافزون مصرف انرژی در دنیا، پروژه‌های بزرگی مانند پروژه ایترا (ITER) و دمو (DEMO) در سطح بین‌المللی در زمینه گداخت هسته‌ای جهت تأمین انرژی در حال توسعه می‌باشند. توسعه روش‌های جدید با چالش‌های زیادی روبروست که یکی از مهم‌ترین آنها، اطمینان از ایمنی و محافظت در برابر عوامل نامطلوب است. هرگونه نوآوری فناورانه زمانی ارزشمند است که علاوه بر منافع اقتصادی، از آسیب به محیط زیست و سلامت انسان نیز جلوگیری کند. بنابراین در تأسیسات و نیروگاه‌های آتی گداخت هسته‌ای، اتخاذ تمهیدات ایمنی و تهیه گزارش تحلیل ایمنی از اهمیت بالایی برخوردار است و باید قبل از بهره‌برداری از آنها، جهت اخذ مجوزهای ساخت و بهره‌برداری، به واحدهای قانونی کشور هدف ارائه گردد. در این مقاله، عواملی که باید در این گزارش‌ها مورد توجه قرار گیرد بررسی می‌شود. سپس رویکردهای جاری در نظر گرفته شده در تأسیسات و پروژه‌های بزرگ گداخت مطرح می‌گردد.

کلمات کلیدی: گداخت هسته‌ای، ایمنی، گزارش تحلیل ایمنی، واحد قانونی، ایترا

Safety aspects of large-scale nuclear fusion facilities

Heidarnia, Ali^{۱*}, Karimi- Ashtiani, Hossein^۱, Armozd, Hamidreza^۱, Banoushi, Ayoub^۲, Mozaffari, Ali^۱

۱. Atomic Energy Organization of Iran, INRA, National Radiation Protection Department

۲. Atomic Energy Organization of Iran, NSTRI, Reactor and nuclear safety research school

Abstract:

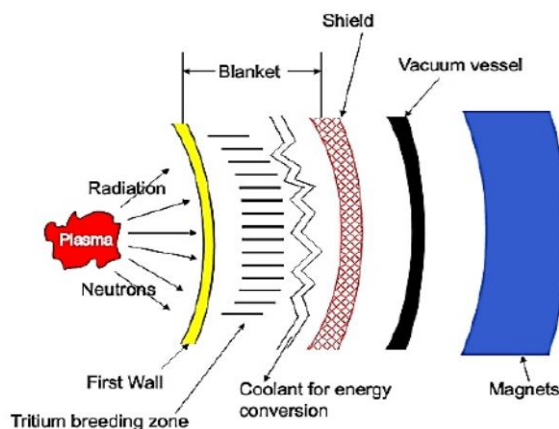
Rising global energy consumption is driving the development of large-scale fusion projects like ITER and DEMO. A primary challenge is ensuring safety and mitigating potential hazards. Technological innovation is only worthwhile if it delivers economic benefits without harming human health or the environment. Consequently, future fusion facilities require robust safety measures and detailed safety analysis reports, which must be submitted to regulatory authorities before operation to secure necessary licenses. This paper examines the key factors for these reports and reviews current safety practices in major fusion projects.

Key words: Nuclear Fusion, Safety, Safety Analysis Report, Regulatory Authority, ITER.



۱- مقدمه:

گذاخت هسته‌ای به عنوان یک منبع انرژی پایدار در راستای روش‌های جدید تولید انرژی در آینده، در حال توسعه و تحقیق است. محتملترین سوخت مورد استفاده در راکتورهای گذاخت آتی، سوخت دوتریم-تریتیوم (D-T) است. در این راکتورها، واکنش‌های گذاخت بین یون‌های پلاسمای دوتریوم و تریتیوم در دمای بالا منجر به تشکیل ذرات آلفا (α) با انرژی جنبشی MeV ۳.۵ و نوترون‌هایی با انرژی جنبشی MeV ۱۴.۱ می‌شود. جهت محقق شدن واکنش‌های گذاخت با نرخ بالا، دمای احتراق پلاسمای D-T باید در محدوده ۱۰۰ تا ۳۰۰ میلیون کلوین (۸ تا ۲۵ کیلو الکترون ولت) باشد [۱]. برای رسیدن به شرایط واکنش گذاخت یعنی نزدیک شدن یون‌ها و غلبه بر سد کولنی از «محصولسازی پلاسما» استفاده می‌شود. روش‌های گذاخت هسته‌ای که تاکنون مورد تحقیق و توسعه قرار گرفته است سه روش محصولسازی مغناطیسی، محصولسازی اینرسی و روش ترکیبی (اینرسی-مغناطیسی) است [۲]. مهم‌ترین دستگاه‌ها در میان پیکربندی‌های مختلف محصولسازی مغناطیسی، توکامک‌ها و استلاراتورها هستند. علیرغم چالش‌های موجود، توکامک با سوخت دوتریم-تریتیوم (D-T) در حال حاضر امیدوارکننده‌ترین نامزد برای یک نیروگاه گذاخت است. در حال حاضر، توکامک جت بزرگترین آزمایش محصولسازی مغناطیسی در حال بهره‌برداری است که ارتباط زیادی با عملیات برنامه‌ریزی‌شده توکامک ایتر (پروژه مشترک بین المللی محصولسازی مغناطیسی) دارد. تا کنون، در توکامک جت توان گذاخت ۱۶ مگاوات به مدت حدود ۱ ثانیه و با بهره انرژی گذاخت (Q) کمتر از یک حاصل شده است (یعنی به شرایط سربه سری هنوز نرسیده است)، که در آن Q نسبت بین کل توان گذاخت به توان گرمایش خارجی است. اهداف اصلی توکامک ایتر عبارتند از: نمایش یک پلاسمای گرم D-T (به مدت ۳۰۰-۵۰۰ ثانیه) با بهره انرژی همجوشی $Q \sim 10$ است. اهداف دیگر شامل تولید پلاسمای حالت پایدار با $Q = 5$ و توسعه و آزمایش فناوری گذاخت (گام بعدی پس از پروژه‌ی ایتر، پروژه‌ی دمو است) برای یک نیروگاه تجاری گذاخت است [۱]. در شکل ۱ به صورت شماتیک بخش‌های اولیه راکتور گذاخت توکامک که در معرض تابش نوترونی قرار می‌گیرند نمایش داده شده است. دیواره اول که در توکامک ایتر در بررسی‌های اولیه از جنس برلیوم انتخاب شده است و در توکامک دمو از جنس تنگستن است اولین ناحیه از راکتور توکامک است که در معرض نوترون‌های MeV ۱۴ قرار می‌گیرد. همچنین در لایه‌های بعدی پوشش‌های زاینده تریتیوم (که شامل لیتیوم است) قرار گرفته است. همچنین قرار گرفتن کویل‌های مغناطیسی بسیار قوی (در مقیاس تسلا) به صورت تورئیدال و پولوئیدال در بخش بیرونی محفظه خلا راکتور توکامک، وظیفه محصولسازی مغناطیسی پلاسما را به عهده دارند [۳].



شکل (۱) شماتیک بخش‌های راکتور توکامک که در معرض تابش قرار می‌گیرند [۳]



با توجه به اینکه تا کنون حصول انرژی از طریق گداخت هسته‌ای (با بازده مثبت یعنی Q برابر یک و بیشتر) و ایجاد نیروگاه گداخت ممکن نشده است و امکان تغییر مواد و یا سیستم و اجزای اضافی وجود دارد لذا استانداردها و تمهیدات ایمنی در خصوص تاسیسات و نیروگاه گداخت هسته‌ای نیاز به تحقیق و توسعه دارد. با این وجود، به جهت حفاظت کارکنان، مردم و محیط زیست، ضروری است برنامه و تمهیدات ایمنی هر فعالیت هسته‌ای و پرتوی قبل از بهره‌برداری از آن‌ها اندیشیده شود و از واحد قانونی مجوز اخذ گردد. تا کنون، مستندات محدودی در زمینه ایمنی تاسیسات و نیروگاه گداخت منتشر شده است که از بارزترین آن‌ها می‌شود به گزارش فنی آژانس بین‌المللی انرژی اتمی به شماره ۲۰۷۶ [۲] تحت عنوان تجربیات قابل توجه در طراحی ایمنی و ارزیابی ایمنی نیروگاه‌های گداخت هسته‌ای که در دسامبر سال ۲۰۲۴ منتشر شده است، اشاره کرد. همچنین دپارتمان انرژی ایالات متحده دو مستند تحت الزامات و راهنمای ایمنی تاسیسات گداخت مغناطیسی [۴ و ۵] در می سال ۱۹۹۶ منتشر نموده است. در مستند دیگر توسط چند مرکز دانشگاهی از جمله انستیتو ماکس پلانک و موسسه تکنولوژی کالبروه در مورد مفاهیم ایمنی در راکتورهای گداخت به چاپ رسیده است [۱]. علاوه بر این، مقاله‌ای در خصوص چالش‌های ایمنی هسته‌ای در نیروگاه‌های گداخت در امپریال کالج لندن در سال ۲۰۲۰ انتشار یافت [۶]. مقاله حاصل گردآوری مطالب مهم ذکر شده در خصوص ایمنی تاسیسات و نیروگاه گداخت در مستندات مذکور است.

۲ - عوامل تاثیرگذار در ایمنی و پتانسیل‌های خطر تاسیسات و نیروگاه‌های گداخت:

تاسیسات گداخت هسته‌ای آن قدر با تاسیسات شکافت هسته‌ای متفاوت هستند (به دلیل وجود نوترون‌های 14 MeV ، شار حرارتی بسیار بالا، میدان‌های مغناطیسی بالا و ...) که مقررات حاکم بر تاسیسات شکافت هسته‌ای موجود برای تاسیسات گداخت مغناطیسی بزرگ مانند پروژه ایترا، دمو و نیروگاه گداخت که در آینده به بهره‌برداری خواهند رسید، اجرایی و عملیاتی نمی‌باشد. از مهمترین ملاحظات ایمنی تاسیسات گداخت هسته‌ای بر اساس روش محصورسازی مغناطیسی و با سوخت $D-T$ می‌توان به وجود ماده‌ی پرتوزای تریتیوم، فعال‌سازی نوترونی دیواره‌ها و اجزای راکتور، وجود میدان‌های مغناطیسی قوی و خطرات صنعتی همچون خطرات ناشی از انرژی شیمیایی نام برد.

تا به امروز دو توصیه اصلی ایمنی برای برنامه گداخت هسته‌ای مطرح شده است [۱]:

- «باید اطمینان حاصل شود بدترین حادثه گداخت هیچ خطر عمده‌ای برای جمعیت‌های خارج از محدوده نیروگاه ایجاد نخواهد کرد که منجر به تخلیه محل شود».

- «پسماند پرتوزای حاصل از عملکرد یک نیروگاه گداخت نباید نیازمند جداسازی از محیط برای یک بازه‌ی زمانی زمین‌شناسی باشد و بنابراین نباید باری برای نسل‌های آینده محسوب شود» [۱].

۲-۱- تریتیوم

تریتیوم ایزوتوپ پرتوزا هیدروژن است که از طریق تابش بتا کم انرژی با نیمه عمر 12.3 سال به اتم هلیوم پایدار تبدیل می‌شود. تریتیوم به دلیل واپاشی بتا با انرژی کم، تنها زمانی که از طریق استنشاق تریتیوم گازی یا بخار آب تریتی شده، خوردن غذا و نوشیدنی تریتی شده و جذب آب تریتی شده از طریق پوست وارد بدن انسان شود منجر به خطر برای سلامتی می‌گردد. تریتیوم حلالیت و نفوذ بالایی دارد و در یک تاسیسات گداخت ممکن است به مواد اطراف از جمله خنک کننده‌ها نفوذ کند و یا دیواره



اول و بخش‌های از راکتور گداخت که در معرض آن هستند را آلوده نماید. به این ترتیب، در تاسیسات گداخت هسته‌ای که از سوخت D-T استفاده می‌کنند باید نحوه نگهداری، ذخیره و ترابری ایمن تریتیوم را در نظر بگیرند.

۲-۲- فعال‌سازی مواد

در واکنش گداخت (سوخت D-T) نوترون پرنرژی 14 MeV تولید می‌گردد، این نوترون‌ها توانایی فعال‌سازی مواد را دارند. لذا باید در نظر گرفت کدام اجزا ممکن است فعال شوند. این اجزا شامل اجزای ساختاری و مکانیکی و احتمالاً خنک‌کننده می‌گردد. بیشتر محصولات فعال شده در ساختارهای جامد تشکیل دهنده محفظه خلا راکتور گداخت ایجاد می‌گردند ولی گرد و غبار یا محصولات خوردگی یا مایع خنک‌کننده نیز ممکن است فعال شوند. خطرات مربوط به فعال شدن مواد بسته به وضعیت تاسیسات یعنی کارکرد عادی یا شرایط حادثه متفاوت خواهد بود. فعال‌سازی تنگستن و تولید ^{187}W ، ^{185}W و ^{181}Ta و فعال‌سازی فولاد ضد زنگ و تولید ^{60}Fe ، ^{58}Co ، ^{54}Co و ^{54}Mn نمونه‌هایی از فرایندهای فعال‌سازی محتمل در راکتورهای گداخت هستند.

دیواره اول راکتور گداخت، در اثر بارگذاری شدید حاصل از شار نوترونی، تابش‌های ثانویه گاما، بار حرارتی و غیره، بعد از مدتی نیاز به تعویض و عملیات تعمیر و نگهداری خواهد داشت. لذا در حین عملیات تعمیر و نگهداری و همچنین ترابری این اجزا خطر پرتوگیری ناشی از اجزا فعال شده و آلوده به تریتیوم وجود خواهد داشت. همچنین در خصوص انبارش و پسماند این اجزا باید تمهیدات ایمنی مناسب در نظر گرفته شود.

۳-۲- میدان‌های مغناطیسی قوی (در حد تسلا)

در تأسیسات یا نیروگاه‌های مبتنی بر محصورسازی مغناطیسی باید کویل‌های ابررسانای تورئیدال و پلوئیدال و اجزای مربوطه که میدان‌های مغناطیسی قوی را فراهم می‌نمایند به عنوان منابع خطر بالقوه در نظر گرفت. از دست رفتن کویل‌های ابررسانا، که منجر به از دست رفتن میدان مغناطیسی و به تبع آن محصورسازی مغناطیسی می‌شود، می‌تواند باعث افزایش دما، ولتاژ و تنش‌های مکانیکی در کویل‌ها شود و در نهایت منجر به آسیب ساختاری و تبخیر احتمالی خنک‌کننده کویل‌ها (ایجاد کننده مغناطیس) گردد. مقدار زیادی انرژی مغناطیسی حدود 135 گیگاژول در کویل‌های تاسیسات دمو (نیروگاه اولیه گداخت) انباشته می‌شود. هر نیروگاه یا تاسیسات گداخت که با کویل‌های ابررسانا کار می‌کند، احتمالاً با جریان‌های الکتریکی بسیار زیادی کار خواهد کرد، بنابراین خطرات الکتریکی مانند خطر قوس‌های الکتریکی نیز باید ارزیابی شوند.

قطع ناگهانی محصورسازی مغناطیسی در تاسیسات گداخت می‌تواند یک رویداد آغازگر بالقوه باشد که می‌تواند باعث آسیب به موانع رادیولوژیکی (محصورسازی) و سیستم‌های ایمنی شود. برای مثال، اختلالات پلاسما در یک توکامک ناشی از دست دادن کنترل پلاسما می‌تواند باعث ایجاد بارهای حرارتی در دیواره اول راکتور شود. علاوه بر این، برخی از کارشناسان دریافته‌اند که تأثیر ناشی از هرگونه از دست دادن کنترل واکنش همجوشی، چالش ایمنی برای دستگاه همجوشی ایجاد نمی‌کند. برای مثال، تجزیه و تحلیل انجام شده برای تاسیسات دمو نشان می‌دهد که کنترل واکنش گداخت یک چالش ایمنی نیست و اولین مانع که همان پوسته بیرونی محفظه خلا است در صورت قطع ناگهانی پلاسما دست نخورده باقی می‌ماند.



۴-۲- خطرات ناشی از واکنش‌های شیمیایی

جدا از خطرات پرتوی، طراحان نیروگاه‌های گداخت باید احتمال واکنش‌های شیمیایی گرماده بین موادی که ممکن است در سناریوهای حادثه‌ای با یکدیگر در تماس باشند را در نظر بگیرند. برای مثال، اگر بریلیوم، تنگستن و مواد حاوی لیتیوم در دماهای بالا با هوا یا بخار واکنش دهند، ممکن است انرژی و/یا هیدروژن آزاد کنند که خطر انفجار را به همراه دارد. نشت هیدروژن، دوتریوم یا تریتیوم از تجهیزات چرخه سوخت می‌تواند منجر به خطر اشتعال یا انفجار شود.

۳- رویکرد ایمنی در تأسیسات و نیروگاه‌های گداخت هسته‌ای:

۳-۱- اهداف و اصول اولیه ایمنی

ده اصل ایمنی که توسط آژانس بین‌المللی انرژی اتمی در سند SF-۱ تحت عنوان اصول پایه ایمنی [۷] منتشر شده است، برای نیروگاه‌های گداخت آینده نیز قابل اجرا هستند، با این حال، اقداماتی که ممکن است هنگام اعمال این اصول انجام شود، متفاوت باشد. برای مثال، برای «پیشگیری از حوادث»، اصل دفاع در عمق می‌تواند برای ایمنی طراحی بکار رود، هر چند بسته به پتانسیل خطر، ممکن است اعمال این اصل در طرح‌های مختلف نیروگاه‌های گداخت متفاوت باشد.

۳-۲- الزامات طراحی ایمنی

استانداردهای ایمنی آژانس بین‌المللی انرژی اتمی شامل الزامات و توصیه‌هایی است که در صورت رعایت، ابزاری برای دستیابی به اهداف پایه ایمنی [۷] هستند. این الزامات و توصیه‌ها موضوعاتی مانند اعمال دفاع در عمق، حفاظت در برابر اشعه، طبقه‌بندی ایمنی، تعیین حالات نیروگاه، شناسایی رویدادهای آغازگر بالقوه، افزونگی، تنوع و حفاظت در برابر خطرات داخلی و خارجی را پوشش می‌دهند. در حالی که الزامات خاصی برای طراحی و بهره‌برداری از نیروگاه‌های هسته‌ای، راکتورهای تحقیقاتی و تأسیسات چرخه سوخت وجود دارد، در حال حاضر هیچ الزام یا توصیه خاصی برای نیروگاه‌های گداخت وجود ندارد [۲]. البته در مرجع [۲] در خصوص چگونگی استفاده از الزامات طراحی و استانداردهای ارزیابی ایمنی راکتورهای شکافت جهت سازگاری با راکتورهای گداخت بحث می‌شود.

۳-۳- آنالیز قطعی و احتمالی

برای این که اطمینان حاصل شود که طراحی ایمنی و معیارهای ایمنی برآورده گردیده‌اند لازم است آنالیز و ارزیابی ایمنی صورت پذیرد. استفاده از رویکردهای قطعی و احتمالی برای آنالیز ایمنی در الزام ۱۵ از سند ۴ GSR Part آژانس بین‌المللی انرژی اتمی [۸] آمده است. در این سند عنوان شده است رویکردهای قطعی و احتمالی مکمل یکدیگرند و می‌توانند با هم برای انجام تصمیم‌گیری یکپارچه استفاده شوند. آنالیز قطعی و احتمالی انجام شده برای یک تأسیسات یا فعالیت باید با رویکرد اولویت محور سازگار باشد. آنالیز ایمنی انجام شده برای نیروگاه‌های شکافت هسته‌ای دارای سه سطح آسیب هسته، از دست رفتن محصورسازی و انتشار به محیط است، و ممکن است مستقیماً برای نیروگاه‌های گداخت قابل اجرا نباشد. لذا ممکن است به برخی انطباق‌سازی‌ها، از جمله در نظر گرفتن ساختارهای جایگزین، نیاز باشد تا اطمینان حاصل شود که سطح تلاش متناسب با پتانسیل خطر است (مطابق با رویکرد اولویت محور).



۳-۴- معیارهای پذیرش پرتوی

طبق الزام ۴ سند ۴ GSR Part اهداف و معیارهای ایمنی اساسی تعیین شده توسط طراح، سازمان بهره‌بردار و واحد قانونی، باید مطابق با الزامات حفاظت و ایمنی که در سند ۳ GSR Part [۹] آژانس آمده است، باشد. معیارهای کمی مورد استفاده در نیروگاه‌های گداخت باید شامل دزهای فردی کارکنان، حداکثر دز جمعی، حداکثر نرخ دز در مناطق مختلف نیروگاه، حداکثر انتشار به محیط، حداکثر دز پیش‌بینی شده فردی عمومی ناشی از یک حادثه و محدودیت‌های قرار گرفتن کارکنان در معرض خطرات غیرپرتوی باشد. به دلیل فقدان معیارها و ملاحظات خاص گداخت، از همان معیارهای پذیرش کمی برای نیروگاه‌های هسته‌ای در برخی از تاسیسات گداخت همچون توکامک JET استفاده می‌شود [۲].

علاوه بر رویکردهای ذکر شده، رویکردهای ایمنی دیگری مانند سیستم‌های ایمنی، سناریوهای حوادث احتمالی، کاربرد دفاع در عمق و ... جهت تاسیسات و نیروگاه‌های گداخت باید لحاظ گردد که مجال بحث در این موارد در این مقاله میسر نیست و جهت این موارد به مراجع [۲]، [۶] و [۱] ارجاع داده می‌شود.

۴- بحث و نتیجه گیری:

در این مقاله، عوامل کلیدی که در ایمنی هسته‌ای تاسیسات و نیروگاه‌های گداخت آینده بر پایه محصورسازی مغناطیسی (توکامک) باید مورد توجه قرار گیرد، ارائه گردید. این عوامل شامل شار نوترونی حاصل از واکنش D-T (که منجر به فعال شدن مواد دیواره اول و پوشش ساختاری محفظه خلا راکتور توکامک و در نتیجه تولید مواد پرتوزا می‌شود)، میدان‌های مغناطیسی قوی، وجود تریتیوم به عنوان یک ماده پرتوزا در پوشش‌های تولید کننده آن و احتمال نشتی آن در اجزای مختلف تاسیسات، ریسک پرتوی حاصل از تعمیر و نگهداری ناشی از تعویض پوشش دیواره اول و سایر اجزایی که احتمال پرتوزا شدن آن‌ها وجود دارد، ریسک پرتوی ناشی از ترابری و انتقال اجزای تعویض شده، ریسک پرتوی و رویکرد مربوط به پسمانداری اجزای تعویض شده، خطرات صنعتی همچون انفجار ناشی از انرژی مواد شیمیایی و ... است.

در خصوص رویکرد ایمنی در تاسیسات و نیروگاه‌های گداخت، بصورت ویژه و خاص استاندارد جامعی منتشر نشده است و در برخی موارد مانند اصول اولیه ایمنی و معیارهای پذیرش پرتوی از استانداردهای منتشر شده آژانس بین‌المللی انرژی اتمی با در نظر گرفتن پتانسیل خطر در این تاسیسات استفاده می‌گردد. همچنین بر اساس مطالعات و دانش فعلی، استفاده از انرژی گداخت هسته‌ای برای تولید برق، ریسک و خطرات پرتوی قابل توجهی برای عموم مردم خارج از تاسیسات و نیروگاه گداخت ایجاد نمی‌کند.

با این حال تا زمان حل مشکلات فنی و عملیاتی شدن نیروگاه گداخت، امکان برآورد دقیق از مسائل ایمنی و توسعه چارچوب استانداردهای ایمنی برای نیروگاه گداخت هسته‌ای وجود ندارد و نیاز به پژوهش‌های بیش‌تری دارد.

۵- مراجع:

[۱] Jürgen Raeder et al, Review of the safety concept for fusion reactor concepts and transferability of the nuclear fission regulation to potential fusion power plants, January ۲۰۱۶, GRS -۳۸۹, ISBN ۹۷۸-۳-۹۴۴۱۶۱-۷۰-۹.



[۲] International Atomic Energy Agency, Experiences for consideration in fusion power plant design safety and safety assessment, IAEA TECDOC series, ISSN ۱۰۱۱-۴۲۸۹; no. ۲۰۷۶, December ۲۰۲۴.

[۳] Vasilij Glukhikh et al, Fundamentals of Magnetic Thermonuclear Reactor Design, Woodhead Publishing Series in Energy, ۲۰۱۸.

[۴] DOE-STD-۶۰۰۲-۹۶, Safety of Magnetic Fusion Facilities: Requirements, May ۱۹۹۶.

[۵] DOE-STD-۶۰۰۳-۹۶, Safety of Magnetic Fusion Facilities: Guidance, May ۱۹۹۶.

[۶] Matthew Lukacs, Laurence G. Williams, Nuclear safety issues for fusion power plants, Fusion Engineering and Design, Volume ۱۵۰, January ۲۰۲۰, ۱۱۱۳۷۷.

[۷] International Atomic Energy Agency, Fundamental Safety Principles, IAEA Safety Standards Series No. SF-۱, IAEA, Vienna, ۲۰۰۶.

[۸] International Atomic Energy Agency, Safety Assessment for Facilities and Activities, IAEA Safety Standards Series No. GSR Part ۴ (Rev. ۱), IAEA, Vienna, ۲۰۱۶.

[۹] International Atomic Energy Agency, Radiation Protection and Safety of Radiation Sources: International Basic Safety Standards, IAEA Safety Standards Series No. GSR Part ۳, IAEA, Vienna ۲۰۱۴.



طراحی و شبیه‌سازی پیچ‌های ایجاد میدان مغناطیسی در سامانه برهم‌کنش پلاسما با ماده (کد

مقاله : ۱۳۹۴)

صدیقی، فریدالدین^{۱*} - طاهری، سیدجواد^۱ - محمدی، عباس^۲ - مازندران، ابوالفضل^۱ - ایرجی، داود^۲

۱. پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران، ایران

۲. دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی، دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، ایران

چکیده:

برهم‌کنش یون‌های پلاسما با ناحیه دایورتوری در توکامک‌ها از موضوعات جدی و مهمی است که در سال‌های اخیر چالش‌هایی را برای ساخت راکتورهای گداخت ایجاد کرده است. لذا وجود یک سامانه پلاسما با میدان مغناطیسی یکنواخت نقش مهمی را برای بررسی پدیده‌های مرتبط با پلاسمای لبه ایفا می‌نماید. در این مقاله توزیع میدان مغناطیسی با اندازه ده‌هزار گاوس برای محفظه تولید پلاسما شبیه‌سازی و طراحی می‌شود. همچنین، به شبیه‌سازی پارامترهای مرتبط با پیچ‌های هلمهولتز از قبیل اندازه پیچ‌های آبگرد، میزان افت ولتاژ پیچ‌ها، توزیع سه‌بعدی میدان مغناطیسی و میزان شارش آب مناسب برای این سامانه پرداخته می‌شود. مشخص می‌شود که برای تأمین این میدان مغناطیسی با استفاده از پیچ‌های هلمهولتز با قطر ۵۰ سانتیمتر که برای یک محفظه پلاسما با قطر ۴۰ سانتی‌متر در نظر گرفته شده است، با توجه به اینکه تعداد دور-آمپر بسیار بالا می‌باشد، راهکار استفاده از پیچ‌های آبگرد با شار آب ۲ لیتر بر دقیقه، می‌تواند راهگشا باشد. همچنین، این نتایج نشان می‌دهد استفاده از یک منبع جریان ۳۰۰ آمپری با حداکثر ولتاژ ۵۰ ولت می‌تواند برای این سامانه مناسب باشد.

کلمات کلیدی: پیچ هلمهولتز، برهم‌کنش پلاسما با ماده، پلاسمای لبه، توزیع میدان مغناطیسی

Design and simulation of coils for creating magnetic fields in a plasma-material interaction system

Sedighi, Farid^{۱*}, Taheri, Javad^۱, Mohammadi, Abbas^۱, and Mazandarani Abolfazl

۱. Plasma Physics and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran

۲. Department of Physics and Energy Engineering, Amirkabir University of Technology, Tehran, Iran

Abstract:

The interaction of plasma ions with the divertor region in tokamaks is a serious and important issue that has created challenges for constructing fusion reactors in recent years. Therefore, a plasma system with a uniform magnetic field plays an important role in investigating the phenomena related to plasma edge. In this paper, a ۱۰,۰۰۰ Gs magnetic field distribution is simulated and designed for the plasma vacuum vessel. In addition, the simulation of parameters related to Helmholtz coils such as the water pipe size, the voltage drop on the coils, the temperature distribution, the three-dimensional distribution of the magnetic field, and the appropriate water flow rate for this system is performed. In order to provide this magnetic field, using Helmholtz coils with a ۵۰ cm diameter and ۳۰,۰۰۰ Ampere-turn is considered for a plasma chamber with a ۴۰ cm diameter. Considering that the number of turns-amperes is very high, the solution of using water-cooling coils with a water flow of ۲ liters per minute



could be appropriate. Also, the results show that using a ۳۰۰-ampere current source with a maximum voltage of ۵۰ volts can be suitable for the system.

Key words: Helmholtz coils, plasma-material interaction, plasma edge, magnetic field distribution

۱- مقدمه:

برهم‌کنش پلاسما با دیواره و شناخت پدیده‌های مرتبط با آن، یکی از موضوعات بسیار مهم در توکامک‌ها است که نقش قابل توجهی را در دستیابی به یک پلاسمای باکیفیت و مرغوب و همچنین کاهش تولید ناخالصی ایفا می‌نماید [۱]. آماده‌سازی محفظه خلاء، که منجر به ارتقای کیفیت خلاء می‌شود، نیازمند شناخت کامل و دقیقی از رفتار پلاسما با دیواره و به طور کلی‌تر مواد مواجه با پلاسما است. روش‌های مختلفی برای ارتقاء و بهبود شرایط دیواره راکتور گداخت وجود دارد که روش پاکسازی با تخلیه درخشان، روش لایه‌نشانی نشانی با استفاده از ترکیبات کربن و بور، روش پخت و روش سیکلوترونی یون از مهم‌ترین روش‌های آماده‌سازی دیواره می‌باشند [۲]. از سوی دیگر برهم‌کنش یون‌های کم‌انرژی با ناحیه دایورتوری در توکامک‌ها از موضوعات جدی و مهمی است که در سال‌های اخیر چالش‌هایی را برای ساخت راکتورهای گداخت ایجاد کرده است [۳]. لازم به ذکر است بدلیل اهمیت بالای این موضوع و همچنین مشاهده پدیده‌های جدیدی که در ارتباط با این موضوع در سال‌های اخیر گزارش گردیده است، در حال حاضر چندین آزمایشگاه تحقیقاتی در کشورهای پیشرفته در حال شناخت بهتر این پدیده‌ها می‌باشند [۴-۶]. لذا اجرای آزمایش‌های مرتبط با این مبحث قطعاً نیازمند یک بستر مناسب است که در آن پدیده‌های مرتبط با برهم‌کنش پلاسما با دیواره، مورد مطالعه و بررسی جدی قرار گیرد.

ناحیه دایورتور در توکامک نقش مهمی در مدیریت گرما و خروج ذرات از مرکز پلاسما ایفا می‌کند و از اجزای توکامک در برابر بارهای حرارتی شدید و فعل و انفعالات مواد پلاسما محافظت می‌کند. در واقع این ناحیه برای هدایت ناخالصی‌ها و همچنین، هلیوم اضافی از پلاسمای اصلی طراحی شده است و خلوص و پایداری پلاسما را حفظ می‌کند، که برای واکنش‌های همجوشی پایدار ضروری است [۷]. در این ناحیه میدان‌های مغناطیسی ذرات را به سمت صفحات دایورتور هدایت می‌کنند تا جذب این صفحات شوند. درک رفتار پلاسما و فرسایش مواد در ناحیه دایورتور برای بهینه‌سازی طراحی اجزای رو به پلاسما و اطمینان از طول عمر و عملکرد راکتورهای همجوشی آینده اساسی است [۸]. پیچ‌های هلمهولتز می‌توانند برای شبیه‌سازی تنظیمات میدان مغناطیسی مشابه آن‌چه که در دایورتور یک توکامک وجود دارد، برای مطالعه برهم‌کنش پلاسما با ماده، ارائه دید بهتر در مورد مدیریت شار گرما، انتقال ذرات، و سازوکارهای آماده‌سازی دیواره مورد استفاده قرار گیرند [۹].

پیچ هلمهولتز شامل دو سیم‌پیچ مغناطیسی دایره‌ای با تعداد دور و شعاع یکسان است که به طور متقارن در امتداد یک محور مشترک قرار گرفته‌اند. این پیچ‌ها میدان مغناطیسی برابری نسبتاً یکنواختی در ناحیه درون پیچ‌ها ایجاد می‌کنند و با خنثی کردن میدان‌های خارجی، یک میدان مغناطیسی نزدیک به صفر در خارج از پیچ‌ها ایجاد می‌کنند. اکثر پیچ‌های هلمهولتز از جریان DC (مستقیم) برای تولید میدان مغناطیسی ساکن استفاده می‌کنند. با تنظیم شعاع سیم پیچ، تعداد دور و جریان، سیم پیچ‌های هلمهولتز را می‌توان برای شبیه‌سازی محیط‌های مغناطیسی با مقدار دلخواه بهینه کرد. مقدار میدان مغناطیسی که از رابطه بیوساوار پیروی می‌کند برای یک پیچ هلمهولتز با جریان I ، تعداد دور N و شعاع R برابر با رابطه (۱)

است. لازم به ذکر است که در رابطه ذیل، پیچ‌ها در مکان‌های $x = \pm \frac{R}{\sqrt{2}}$ قرار گرفته‌اند.



رابطه (۱)

$$B(x) = \frac{\mu_0 N I R^2}{2} \left[\frac{1}{R^2 + \left(x - \frac{R}{2}\right)^2} + \frac{1}{R^2 + \left(x + \frac{R}{2}\right)^2} \right]$$

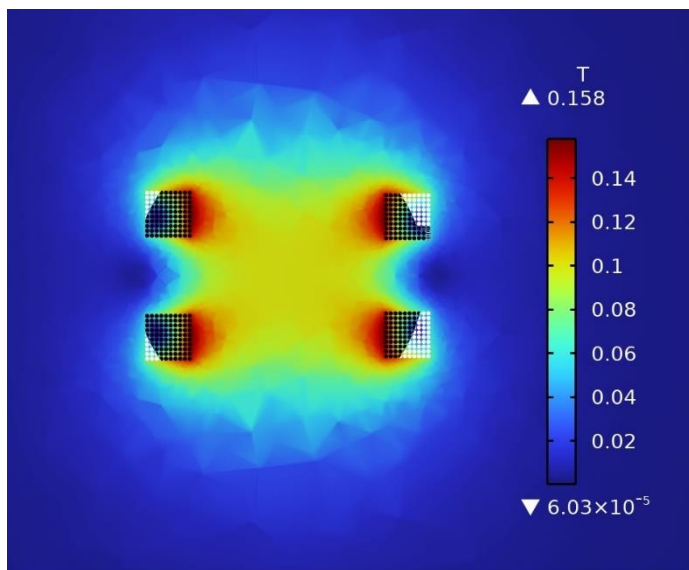
این مقاله بر روی طراحی، بهینه‌سازی و شبیه‌سازی پیکربندی‌های پیچه هلمهولتز که برای سامانه برهمکنش پلاسما-مواد طراحی شده است، تمرکز دارد. با استفاده از ابزارهای محاسباتی و نرم‌افزار شبیه‌سازی، پارامترهای بهینه سیم‌پیچ، از جمله شعاع سیم‌پیچ، تعداد دور، میزان جریان، اندازه قطر پیچه‌های آبگرد، میزان افت ولتاژ پیچه‌ها، توزیع دما، توزیع سه‌بعدی میدان مغناطیسی، بررسی عدم تقارن میدان مغناطیسی و میزان شارش آب برای به حداکثر رساندن کارایی و عملکرد بررسی می‌شوند.

۲- روش کار:

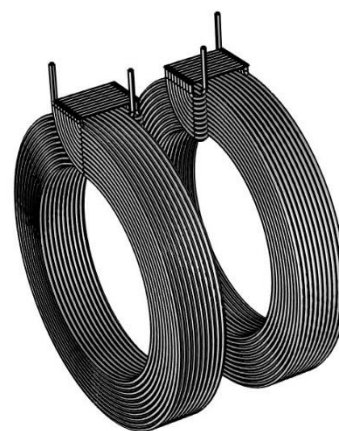
شبیه‌سازی‌های ارائه شده در این مقاله با استفاده از نرم افزار کامسول مولتی فیزیکس انجام شده است [۱۰]. جنس پیچه‌ها از مس با ضریب گذردهی الکتریکی نسبی ۱ و ضریب نفوذپذیری مغناطیسی نسبی ۱ و ضریب رسانایی $6 \times 10^7 (\Omega m)^{-1}$ انتخاب شده است. سیال آب با ضریب گذردهی الکتریکی نسبی ۸۰، ضریب تراوایی مغناطیسی ۱ و ضریب رسانایی ۱ برای خنک‌سازی پیچه‌ها در نظر گرفته شده است. از آنجایی که جریان الکتریکی باید در یک مسیر بسته شارش یابد، در شبیه‌سازی از یک مکعب پیرامون پیچه‌ها استفاده شده است و همچنین مواد اطراف پیچه‌ها هوا انتخاب شده است.

۳- نتایج و بحث:

با توجه به اینکه در سامانه برهمکنش پلاسما، قطر محفظه خلاء ۴۰ سانتی متر فرض شده است و هدف از بکارگیری پیچه‌های هلمهولتز ایجاد میدان مغناطیسی ۸۷ میلی تسلا است، حد بالای در نظر گرفته شده برای شبیه‌سازی، تأمین میدان مغناطیسی ۱۰۰ میلی تسلا است. لذا با توجه به رابطه ۱، مقدار آمپر-دور (NI) باید برابر ۳۰۰۰۰ آمپر دور باشد. در این صورت همان طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، در فضای بین دو پیچه میدان مغناطیسی یکنواخت با مقدار ۱۰۰ میلی تسلا ایجاد می‌شود. قابل ذکر است که برای دستیابی به مقدار آمپر-دور ۳۰۰۰۰، باید حاصلضرب تعداد دور و میزان جریان عبوری از هر سیم برابر با این عدد باشد. به عنوان مثال اگر از تک پیچه استفاده می‌شد، میزان جریان الکتریکی که باید از تک پیچه عبور کند، ۳۰۰۰۰ آمپر می‌باشد که فراهم نمودن یک منبع تغذیه که بتواند چنین جریانی را تأمین کند، براحتی امکان پذیر نمی‌باشد. از طرفی هر چه تعداد دورها بیشتر شود، اتلاف الکتریکی نیز افزایش می‌یابد و همچنین، استفاده از پیچه‌هایی با تعداد دور بسیار بالا سبب اشغال فضای بسیار زیادی می‌شود. لذا باید مصالحه‌ای بین تعداد دور و جریان عبوری از هر سیم ایجاد شود که در این شبیه‌سازی هر پیچه دارای صد دور سیم می‌باشد که از هر کدام از سیم‌ها جریان ۳۰۰ آمپری عبور می‌کند. محل قرار گیری لوله‌های آبگرد مسی در دور محفظه برهمکنش پلاسما با ماده می‌باشد که در شکل ۱ ب) سطح مقطع شین‌های مسی که این لوله‌ها را از لحاظ الکتریکی به یکدیگر متصل می‌کند نشان داده شده است.



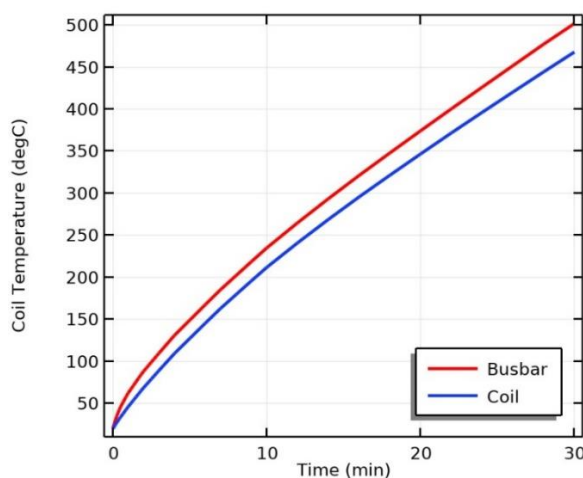
(ب)



(الف)

شکل (۱) (الف) طراحی پیچه‌های هلمهولتز، هر حلقه در مجموع دارای ۱۰۰ دور می‌باشد که شامل ده عدد پیچه (با تعداد دور ۱۰ می‌باشد که از لحاظ الکتریکی با یکدیگر سری و از نظر جریان آب با یکدیگر موازی هستند) توزیع میدان مغناطیسی در فضای بین دو پیچه هلمهولتز

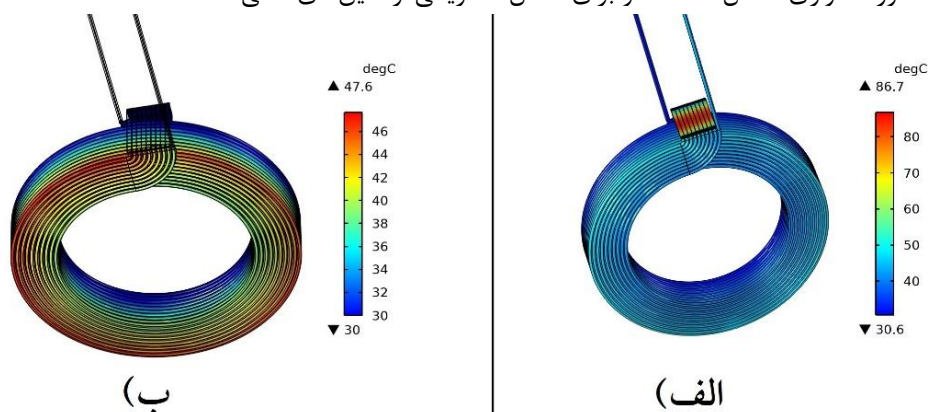
یکی از مسائل مهم در طراحی این سامانه، توجه به میزان گرمایشی است که به سبب جریان بالای سیم‌پیچ‌ها ایجاد می‌شود. با انجام شبیه‌سازی اولیه، با گذشت مدت زمان ۳۰ دقیقه، همان طور که در شکل ۲ نشان داده شده است، دمای پیچه‌ها به طرز قابل توجهی بالا می‌رود. دمای پیچه‌ها در ابتدا در حدود دمای محیط (۳۰ درجه سلسیوس) در نظر گرفته شده است. این دما با گذشت حدود ده دقیقه از عبور جریان، به حدود ۲۰۰ درجه سلسیوس می‌رسد و به صورت تقریباً خطی با افزایش زمان، افزایش می‌یابد به طوری که پس از گذشت بیست دقیقه به دمای ۳۵۰ درجه سلسیوس و پس از گذشت ۳۰ دقیقه به دمای بالای ۴۵۰ درجه سلسیوس می‌رسد. با توجه به اینکه استفاده از چنین سامانه‌ای نیازمند استفاده پیوسته از دستگاه برای چندین ساعت می‌باشد، این پیوستگی سبب افزایش دمای قابل توجه پیچه‌ها و حتی خطر تغییر شکل و ذوب شدگی پیچه‌ها را دارد. لذا استفاده از این پیچه‌ها بدون اینکه تمهیداتی برای خنک‌سازی آنها انجام شود، امکان پذیر نمی‌باشد.



شکل (۲) افزایش دمای پیچه‌ها بعد از گذشت سی دقیقه؛ نمودار آبی رنگ دمای پیچه‌ها و نمودار قرمز رنگ دمای محل اتصال پیچه‌ها را نشان می‌دهد.

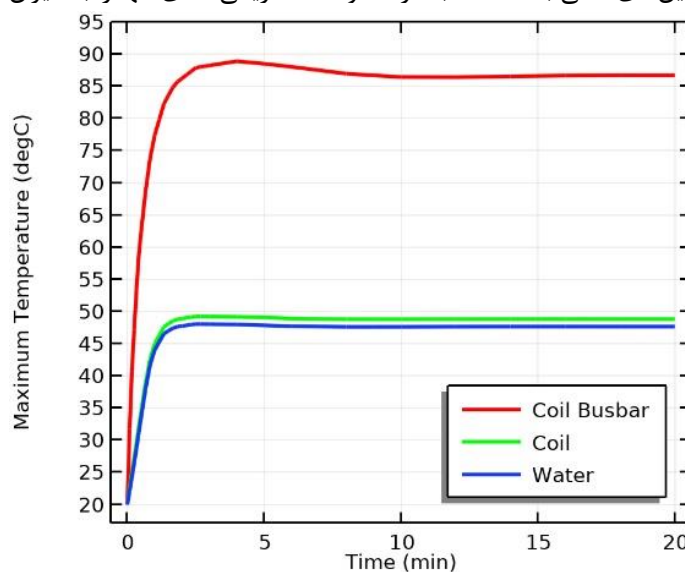


با توجه به شکل ۲ و افزایش قابل توجه دمای پیچه‌ها، یکی از راهکارها برای کنترل دما استفاده از پیچه‌های آبگرد می‌باشد. بدین منظور شبیه‌سازی برای لوله‌های مسی آبگرد با فشار شار ۲ لیتر بر دقیقه انجام شد. همان طور که در شکل ۳ مشاهده می‌شود، جریان آب سبب انتقال گرمای تولید شده از پیچه‌ها به آب می‌گردد و آب، پس از ورود و گردش درون پیچه‌ها از سمت دیگر خارج می‌شود. پیچه‌های در نظر گرفته شده برای این شبیه‌سازی لوله‌های مسی با اندازه قطر داخلی ۷/۵۲۵ سانتی‌متر و قطر خارجی ۹/۵۲۵ سانتی‌متر می‌باشد که یک لوله استاندارد موجود در بازار می‌باشد. لازم به ذکر است که در این شبیه‌سازی، از ده پیچه با ده دور استفاده شده است که در حالت کلی این پیچه‌ها از نظر الکتریکی با یکدیگر به صورت سری و از نظر جریان آب به یکدیگر به صورت موازی متصل شده‌اند و برای اتصال الکتریکی از شین‌های مسی استفاده شده است.



شکل (۳) نمودار توزیع دمای (الف) پیچه‌های آبگرد و (ب) آب درون پیچه‌ها پس از گذشت بیست دقیقه

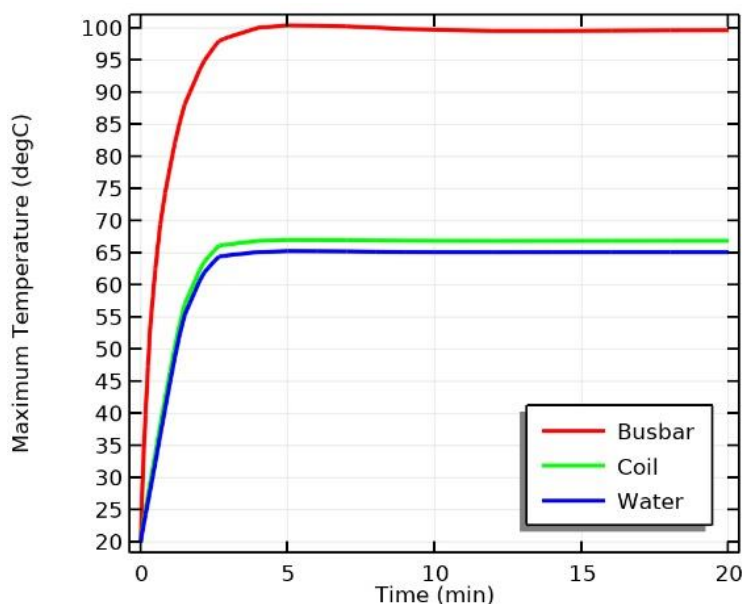
نتایج به دست آمده نشان می‌دهد که جریان آب با شار ۲ لیتر بر دقیقه می‌تواند برای این سامانه مناسب باشد. همان طور که در شکل ۴ مشخص است، با توجه به سرعت مناسب شار آب درون لوله‌ها، دمای آب در هنگام خروج کمتر از ۵۰ درجه سلسیوس می‌باشد و از حاشیه امنیت مناسبی برخوردار است. بیشینه حرارت تولید شده مربوط به شین‌های مسی با حدود دمای ۸۵ درجه سلسیوس می‌باشد. اگرچه این دما برای شین‌های مسی در حال کار یک دمای معمولی به حساب می‌آید، با این وجود، می‌توان با به کار بردن شین‌های مسی با ضخامت بالاتر، مقاومت الکتریکی دمای آنها را به میزان قابل توجهی پایین آورد.



شکل (۴) نمودار توزیع دما؛ خطوط سبز، آبی و قرمز رنگ به ترتیب نشان‌دهنده دمای پیچه‌های آبگرد، آب درون لوله‌ها و شین‌های مسی را نشان می‌دهد.

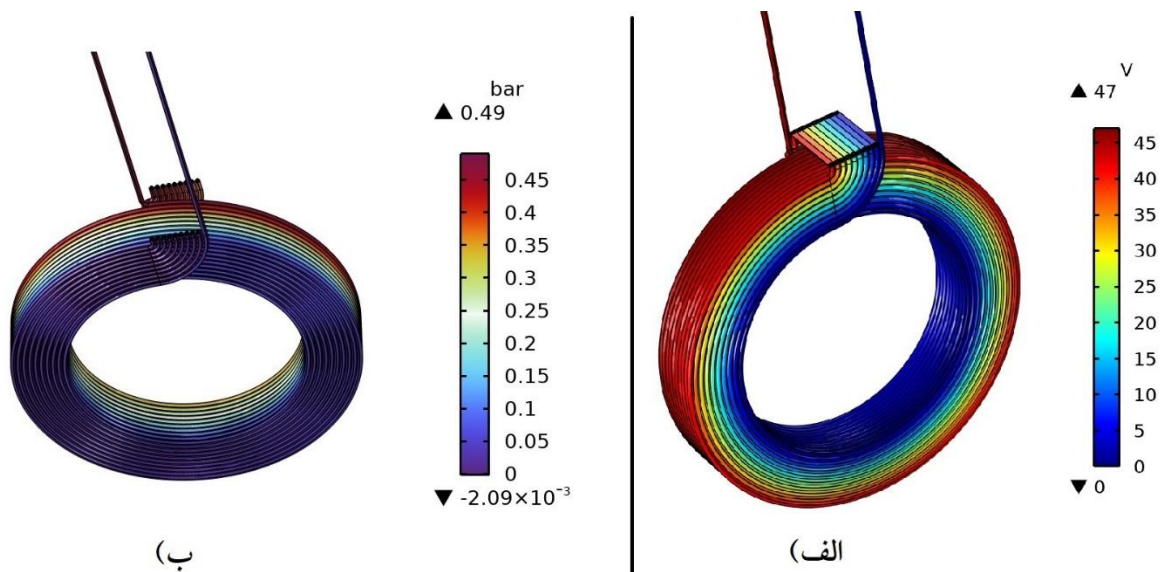


لازم به ذکر است که این شبیه‌سازی‌ها برای حالت‌های مختلفی اعم از قطرهای مختلف لوله‌های آبگرد و همچنین، شارهای آبی متفاوت انجام شده است و نتایجی که در بالا شرح داده شده، به نوعی نتایج بهینه می‌باشد. به عنوان مثال، نتایج نشان داده شده در شکل ۵، این محاسبات را برای شار آبی ۱ لیتر بر دقیقه نشان می‌دهد. بدیهی است که میزان دمای آب، پیچیده‌های آب گرد و شین‌های مسی به مراتب بالاتر از حالت قبلی می‌باشد.



شکل (۵) نمودار توزیع دما برای شار آبی ۱ لیتر بر دقیقه؛ خطوط سبز، آبی و قرمز رنگ به ترتیب نشان‌دهنده دمای پیچیده‌های آبگرد، آب درون لوله‌ها و شین‌های مسی را نشان می‌دهد.

یکی دیگر از مسائل مهم در این طراحی، میزان افت ولتاژی است که پس از عبور جریان الکتریکی از پیچیده‌ها ایجاد می‌شود. در واقع این میزان افت ولتاژ راهنمای بسیار خوبی برای استفاده از منبع جریان مناسب برای این سامانه می‌باشد. همان طور که در شکل ۶ مشخص است، اختلاف پتانسیل ایجاد شده پس از عبور جریان الکتریکی از پیچیده‌ها ۴۷ ولت می‌باشد. لذا با استفاده از یک منبع جریان ۵۰ ولت ۳۰۰ آمپر می‌توان این میدان مغناطیسی را ایجاد نمود. لازم به ذکر است که در این محاسبات، حد بالای جریان الکتریکی به جای ۳۰۰ آمپر، ۴۰۰ آمپر در نظر گرفته شده است تا با یک حاشیه خوب، بدترین شرایط در شبیه‌سازی در نظر گرفته شود. با این وجود، نتایج شبیه‌سازی برای بیشینه جریان ۳۰۰ آمپر حاکی از افت ولتاژ کمتر از ۲۷ ولت می‌باشد. همچنین، همان طور که شکل ۶ ب) نشان می‌دهد، برای جاری شدن جریان آب درون پیچیده‌ها فشار نیم بار مورد نیاز است که فراهم نمودن چنین فشاری دارای چالش خواهد بود.



شکل (۶) نمودار (الف) تغییر ولتاژ با عبور جریان الکتریکی از پیچه‌ها و (ب) تغییر فشار آب درون پیچه‌های آب‌گرد

۴- نتیجه‌گیری:

با توجه به لزوم انجام پژوهش در مورد پدیده‌های مرتبط با پلاسمای لبه در راکتورهای گداخت، طراحی و ساخت یک محفظه برهمکنش ضروری می‌باشد. بدین منظور استفاده از یک پلازما با میدان مغناطیسی یکنواخت می‌تواند به این تحقیقات کمک نماید که یکی از راهکارها برای ایجاد میدان مغناطیسی یکنواخت استفاده از پیچه‌های هلمهولتز می‌باشد. با توجه به اینکه برای ایجاد میدان مغناطیسی با اندازه ۱۰ هزار گاوس، نیاز به آمپر دور بالا می‌باشد، افزایش دمای پیچه‌ها می‌تواند چالش برانگیز باشد. بدین منظور استفاده از پیچه‌های آب‌گرد می‌تواند راهگشا باشد. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهد که برای دستیابی به میدان مغناطیسی یکنواخت با اندازه ۱۰ هزار گاوس، برای یک محفظه با قطر ۴۰ سانتی متر، نیاز به پیچه‌های هلمهولتز با شعاع ۲۵ سانتیمتر است. تعداد دور آمپر این پیچه‌ها باید ۳۰۰۰۰ آمپر دور باشد. به منظور انتقال گرما از پیچه‌های آب‌گرد استفاده شده است و میزان شار آب درون لوله‌ها ۲ لیتر بر دقیقه می‌باشد. با توجه به اختلاف پتانسیل ایجاد شده به دلیل جریان الکتریکی ایجاد شده درون لوله‌ها، استفاده از یک منبع جریان با ولتاژ ۵۰ ولتاژ می‌تواند برای ایجاد این میدان مغناطیسی مناسب باشد.

۵- مراجع:

- [۱] H. Bolt *et al.*, "Plasma facing and high heat flux materials—needs for ITER and beyond," *Journal of Nuclear Materials*, vol. ۳۰۷, pp. ۴۳-۵۲, ۲۰۰۲.
- [۲] J. Wesson and D. J. Campbell, *Tokamaks*. OUP Oxford, ۲۰۱۱.
- [۳] G. Wright *et al.*, "Tungsten nano-tendril growth in the Alcator C-Mod divertor," *Nuclear Fusion*, vol. ۵۲, no. ۴, p. ۰۴۲۰۰۳, ۲۰۱۲.
- [۴] J. Rapp *et al.*, "Construction of the plasma-wall experiment Magnum-PSI," *Fusion engineering and design*, vol. ۸۵, no. ۷-۹, pp. ۱۴۵۵-۱۴۵۹, ۲۰۱۰.
- [۵] N. Ohno *et al.*, "Static and dynamic behaviour of plasma detachment in the divertor simulator experiment NAGDIS-II," *Nuclear Fusion*, vol. ۴۱, no. ۸, p. ۱۰۵۵, ۲۰۰۱.
- [۶] F. Bedoya, K. B. Woller, and D. G. Whyte, "Study of the properties of thin Li films and their relationship with He plasmas using ion beam analysis in the DIONISOS experiment," *Review of Scientific Instruments*, vol. ۸۹, no. ۱۰, ۲۰۱۸.



- [۷] G. Federici *et al.*, "Plasma-material interactions in current tokamaks and their implications for next step fusion reactors," *Nuclear Fusion*, vol. ۴۱, no. ۱۲, p. ۱۹۶۷, ۲۰۰۱.
- [۸] A. Loarte, "Effects of divertor geometry on tokamak plasmas," *Plasma Physics and Controlled Fusion*, vol. ۴۳, no. ۶, p. R۱۸۳, ۲۰۰۱.
- [۹] I. E. Garkusha *et al.*, "Simulation of plasma-surface interactions in a fusion reactor by means of QSPA plasma streams: recent results and prospects," *Physica scripta*, vol. ۹۱, no. ۹, p. ۰۹۴۰۰۱, ۲۰۱۶.
- [۱۰] I. Guide, "Comsol Multiphysics," 5.6, *COMSOL AB*, pp. ۲۰۴-۸, ۱۹۹۸.



بررسی اثر پلاسمای سرد اتمسفری در کاهش باقی‌مانده آنتی‌بیوتیک از شیر (کد مقاله: ۱۴۱۲)

عبدالهی درگاه، مهناز^۱، احمدی، محمد-^۱بیگ محمدی، نرگس-^۱بختیاری رضانی، مهدیه-^۱آقابابایی، محبوبه^۱

^۱. سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای

چکیده:

باتوجه به عوارض ناشی از بقایای آنتی‌بیوتیک در شیر، یافتن راهی برای کاهش میزان آن ضرورت دارد. از طرفی شیر یک ترکیب زیستی و حساس به دماست، بنابراین توسعه فن‌آوری‌های غیرحرارتی در کاهش بار میکروبی و همچنین محتوای آنتی‌بیوتیک شیر مورد توجه واقع شده‌اند. در این مقاله به همین منظور جهت کاهش میزان آنتی‌بیوتیک (آموکسی سیلین) در شیر از پلاسمای سرد فشار اتمسفری از نوع تخلیه سد دی الکتریک بهره گرفته شد. منبع تغذیه AC روی ولتاژ کاری ۷ kV و فرکانس ۱۴/۵ kHz تنظیم و تیمار پلاسمایی در دو بازه زمانی ۱۰ و ۲۰ دقیقه انجام شد. اثر پلاسما بر کیفیت شیر حاکی از آن است که pH کمتر از ۱۲ درصد کاهش و به میزان ۵/۸۵ رسید. به طور کلی در کیفیت شیر حاصل از تیمار با پلاسمای سرد تغییر غیرقابل جبرانی مشاهده شد. همچنین میزان باقیمانده آنتی‌بیوتیک با استفاده از آنالیز کروماتوگرافی مایع با کارایی بالا (HPLC) سنجیده شد. نتایج نشان داد که میزان آنتی‌بیوتیک پس از ۲۰ دقیقه تیمار پلاسمایی، ۹۰ درصد کاهش یافت.

کلمات کلیدی: پلاسمای سرد، تخلیه سد دی الکتریک، آنتی‌بیوتیک، کیفیت شیر، کروماتوگرافی.

Investigating the effect of cold atmospheric plasma on reducing antibiotic residues in milk

Abdollahidargah, Mahnaz^۱, Ahmadi, Mohammad^۱, Beigmohammadi, Narges*^۱,
Bakhtiari Ramezani, Mahdie^۱, Aghababaei, Mahboube^۱

^۱. Atomic Energy Organization, Nuclear Science and Technology Research Institute,
Plasma and Nuclear Fusion Research Institute

Abstract:

Given the complications caused by antibiotic residues in milk, it is necessary to find a way to reduce their amount. On the other hand, milk is a biological compound and sensitive to temperature, so the development of non-thermal technologies in reducing the microbial load and antibiotic content of milk has been considered. In this article, for this purpose, atmospheric pressure cold plasma of dielectric barrier discharge type was used to reduce the amount of antibiotic (amoxicillin) in milk. The AC power supply was set to a working voltage of ۷ kV and a frequency of ۱۴.۵ kHz, and plasma treatment was performed in two time intervals of ۱۰ and ۲۰ minutes. The effect of plasma on milk quality indicates that the pH decreased by less than ۱۲% and reached ۵.۸۵. In general, an irreparable change was observed in the quality of milk obtained from cold plasma treatment. Also, the amount of antibiotic residues was



measured using high-performance liquid chromatography (HPLC) analysis. The results showed that the antibiotic level decreased by ۹۰٪ after ۲۰ minutes of plasma treatment.

Key words: Cold plasma, dielectric barrier discharge, antibiotics, milk quality, chromatography.

۱ - مقدمه:

آنتی‌بیوتیک‌ها از دیرباز برای درمان بیماری‌های رایج و برای اهداف پیشگیرانه در دام‌های شیری استفاده می‌شده است. در دهه‌های اخیر به دلیل استفاده گسترده از آنها، وجود باقی‌مانده آنتی‌بیوتیک‌ها در فرآورده‌های لبنی به یک موضوع نگران‌کننده تبدیل شده است. بعد از تجویز تزریقی آنتی‌بیوتیک‌ها، برخی محصولات فعال یا تجزیه‌کننده یا متابولیت‌های آن‌ها در بافت‌ها و ماتریکس حیوانی که برای مصرف انسان در نظر گرفته شده است، رسوب می‌کنند که به عنوان باقیمانده آنتی‌بیوتیک‌ها شناخته می‌شوند. منابع اصلی بقایای آنتی‌بیوتیک در شیر و محصولات آن عبارتند از: ۱. معالجه دام بیمار با آنتی‌بیوتیک ۲. افزودن مستقیم آنتی‌بیوتیک به شیر به عنوان نگهدارنده برای پیشگیری از خراب شدن آن ۳. استفاده از آنتی‌بیوتیک‌ها در خوراک برای محرک‌های رشد [۱]. همچنین عوامل متعددی مانند ویژگی‌ها و سلامت حیوان، مقدار و نوع آنتی‌بیوتیک تجویز شده، روش تجویز آنتی‌بیوتیک، مقدار شیر تولید شده و... بر غلظت آنتی‌بیوتیک باقی‌مانده در شیر تأثیر می‌گذارد. پس از تزریق به حیوان، مقدار زیادی از آنتی‌بیوتیک دفع و متابولیزه می‌شود. به طور کلی، بیشتر فرآورده اصلی و متابولیت‌های آن از طریق ادرار و به میزان کمتری از طریق مدفوع دفع می‌شود. با این حال، مقداری از دارو برای مدتی در بدن حیوان باقی می‌ماند و در شیر و گوشت یافت می‌شود [۲].

ایجاد مقاومت باکتریایی، پیدایش سویه‌های مقاوم میکرواورگانیزم‌های با منشأ دامی، وجود ژن‌های کمکننده مقاومت در میکرواورگانیزم‌های حیوان، ایجاد حساسیت در افرادی که نسبت به برخی آنتی‌بیوتیک‌ها حساس بوده و ظهور واکنش‌های آلرژیک در آنها از عوارض ناشی از وجود بقایای آنتی‌بیوتیک در شیر برای انسان به شمار می‌روند [۳]. با توجه به عوارض ناشی از بقایای آنتی‌بیوتیک در شیر، پیدا کردن راهی برای کاهش میزان آن ضرورت دارد. از جمله فن‌آوری‌هایی که در صنعت، برای کاهش بقایای آنتی‌بیوتیک و بار میکروبی شیر استفاده می‌شود، بهره‌گیری از روش‌های بر پایه حرارت بالا مانند پاستوریزاسیون و استریلیزاسیون است، اما استفاده از فرآیندهای گرمای بالا، سبب آسیب در ترکیبات و کیفیت شیر می‌گردد [۴]. از طرفی 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 [۵].

یکی از این فن‌آوری غیرحرارتی پلاسماهای سرد می‌باشد که برای از بین بردن مواد شیمیایی یا باکتری‌های آلی، باکتری‌های معلق در هوا، و برای ضد عفونی کردن سطوح کار و سطوح مواد غذایی و غیره استفاده می‌شود. علت را میتوان در این نکته جستجو نمود که تولید هم‌زمان گونه‌های فعال احیاءکننده و اکسیدکننده $ROS^{۱۰۶}$ و $RNS^{۱۰۷}$ در پلاسما به سرعت و به صورت غیرانتخابی با ترکیبات آلاینده واکنش داده و آنها را تجزیه می‌نماید [۶]. به‌طور کلی الکترون‌های پرانرژی و گونه‌های فعال مانند

^{۱۰۶} Reactive Oxygen Species

^{۱۰۷} Reactive Nitrogen Species



اکسیژن اتمی، ازن (O_3)، پراکسید هیدروژن (H_2O_2)، هیدروکسیل ($\bullet OH$)، هیدروپروکسیل ($\bullet OOH$)، اکسید نیتریک (NO)، نیتريت (NO_2^-)، نیترات (NO_3^-) و پراکسی نیتريت ($ONOO^-$) مسئول از بین بردن باکتری‌ها و میکروارگانیسم‌ها توسط پلاسمای سرد اتمسفری هستند [۷]. 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 انجام دهند [۸].

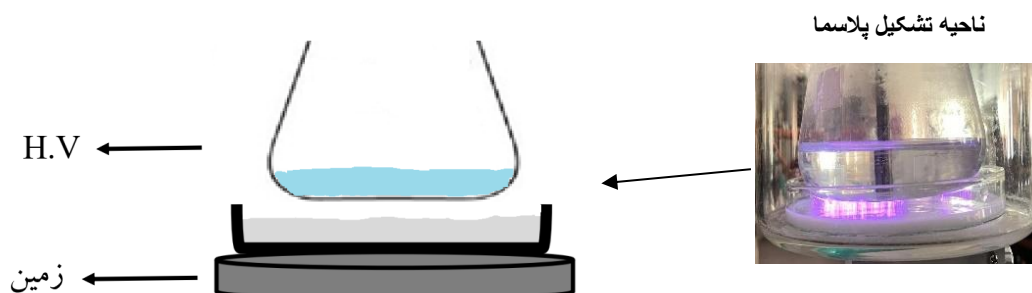
روش‌های متنوعی نیز برای تولید چشمه‌های پلاسمای سرد از جمله تخلیه الکتریکی مانند تخلیه سد دی‌الکتریک (DBD)، تخلیه تابان، تخلیه کرونا، پلاسمای فرکانس رادیویی، تخلیه جفت شده القایی، میکروپلازما و جت پلازما وجود دارد [۹]. که در این مقاله از روش تخلیه سد دی‌الکتریک برای کاهش بار آنتی بیوتیکی استفاده گردیده است.

در سال‌های اخیر تحقیقات نشان می‌دهد تاثیر پلازما بر روی کیفیت شیر اثرات نامطلوب غیرقابل جبرانی بر روی خصوصیات فیزیکوشیمیایی شیر و محتوای مواد مغذی آن مانند پروتئین، کلسیم و لاکتوز ندارد. یافته‌های مطالعاتی نشان می‌دهد که از سیستم پلاسمای کم فشار می‌توان برای فرآوری عمده شیر و در عین حال کاهش بار میکروبی استفاده نمود [۱۰ و ۱۱]. لازم به ذکر است، تاکنون گزارشی از حذف ترکیبات دارویی، به‌ویژه بقایای آنتی‌بیوتیک شیر با این فن‌آوری ارائه نشده است.

۲- روش کار: پردازش پلاسمایی شیر حاوی آنتی‌بیوتیک آموکسی سیلین

نمونه شیر اولیه با نسبت ترکیبی ۵۰ ml شیر و مقدار ۱ ppm آنتی‌بیوتیک آموکسی سیلین در نظر گرفته شد. برای تهیه این نمونه ابتدا محلول مادر آموکسی سیلین با غلظت ۵۰ ppm تهیه گردید. ۱ ml از این محلول به ۵۰ ml شیر کم‌چرب فرابستوریزه اضافه شد. دمای اولیه شیر قبل از تیمار ۲۱/۳ °C تخمین زده شد. شکاف ناحیه تخلیه الکتریکی برابر ۶mm (فاصله از سطح شیر تا دی‌الکتریک)، جهت شروع فرآیند پردازش پلاسمایی مطابق شکل (۱) انتخاب گردید. در این ساختار برای خنک‌سازی به جای شارش هوا، آب مورد استفاده گرفت. به این ترتیب که از محفظه شیشه‌ای حاوی آب به عنوان الکتروود ولتاژ بالا بهره برده شد. ظرف حاوی شیر هم خود به عنوان دی‌الکتریک بر روی الکتروود زمین قرار داده می‌شود. به همین دلیل این ساختار $LDBD^{108}$ نامیده شد. منبع تغذیه AC روی ولتاژ کاری ۷ kV و فرکانس ۱۴/۵ kHz تنظیم گشت و تیمار پلاسمایی به مدت ۱۰ و ۲۰ دقیقه انجام پذیرفت و دمای شیر در این بازه به ترتیب ۲۸/۸ °C و ۳۴/۸ °C اندازه‌گیری گردید. لازم به توضیح است که دمای نمونه‌ها هنگام اندازه‌گیری pH مجدداً سنجیده شد (جدول ۱). در جدول مذکور نامگذاری نمونه‌ها بصورت نمونه شاهد یا کنترل بدون آنتی‌بیوتیک (۰S)، نمونه حاوی آنتی‌بیوتیک (۰S)، شیر ۱۰ دقیقه تیمار شده (۱S) و شیر ۲۰ دقیقه تیمار شده (۲S) شرح می‌باشد. نتایج نشان داد زمانی که نمونه تحت تیمار به مدت ۲۰ دقیقه قرار می‌گیرد، میزان pH از ۶/۶۶ به ۵/۸۵ میرسد، یعنی به میزان ۱۲ درصد کاهش پیدا کرده است.

¹⁰⁸ Liquied Dielectric Barrier Discharge



شکل (۱) تصویر شماتیکی سامانه پلاسمایی DBD با الکتروود مایع

جدول (۱) مقدار pH و تغییرات دمایی شیر

نمونه	زمان تیمار (min)	دمای شیر (oC)	pH	دمای شیر (oC) در زمان اندازه گیری pH
S۰۰	۰	-	۶۴/۶	۲/۲۲
S۰	۰	۳/۲۱	۶۶/۶	۲/۲۲
S۱	۱۰	۸/۲۸	۲۳/۶	۲/۲۲
S۲	۲۰	۸/۳۴	۸۵/۵	۸/۲۲

۳ - آنالیز و نتایج

نتایج آزمون کیفیت نمونه‌ها یعنی pH، مقدار آب اضافه شده، چربی، قند شیر (لاکتوز)، پروتئین، دانسیته، ماده بدون چربی و دما به ترتیب در جدول (۲) آورده شده است. همان‌طور که نتایج نشان می‌دهد، میزان pH و چربی با کاهش همراه بوده است. مقدار کل پروتئین‌های شیر در اثر تیمار با پلاسمای سرد تغییر چشمگیری نکرد. اما کیفیت و ویژگی‌های فیزیکی و شیمیایی پروتئین‌ها تغییر می‌کند و ممکن است در اثر تیمارهای طولانی‌تر، برخی از پروتئین‌ها دناتوره شوند. اما هیچ خطری برای سلامتی مصرف‌کنندگان ندارد. از طرف دیگر، این فرآیند به طور گسترده در صنایع غذایی استفاده می‌گردد و در بسیاری از موارد می‌تواند فوایدی همچون بهبود قابلیت هضم و کاهش آلرژی‌زایی داشته باشد. به‌طور کلی فاکتورهای کیفی شیر بویژه در نمونه S۱ تغییر غیرقابل جبرانی نداشته است و می‌توان تا اینجای کار این زمان را به عنوان زمان معیار در نظر گرفت. حال باید دید در این زمان میزان کاهش آنتی‌بیوتیک چقدر خواهد بود.

جدول (۲) نتایج آزمون کیفی نمونه‌های شیر شاهد و تیمار شده

آزمون	S۰	S۱	S۲	شماره استاندارد
pH	۶۴/۶	۱۹/۶	۸۵/۵	ISIRI ۲۸۵۲
مقدار آب اضافه شده (%)	۵۵/۱۱	۹۳/۱۲	۸۰/۸	EKO milk
چربی (%)	۱۱/۱	۹۴/۰	۸۳/۰	EKO milk



EKO milk	۹۵/۲	۸۳/۲	۸۶/۲	پروتئین
EKO milk	۴۴/۴	۲۶/۴	۶۰/۴	قند شیر (لاکتوز)
EKO milk	۰۲۹/۱	۰۳۰/۱	۰۲۹/۱	دانسیته
EKO milk	۰۸/۸	۷۴/۷	۸۴/۷	ماده بدون چربی
EKO milk	۶/۲۹	۶/۲۸	۲/۲۳	دما (°C)

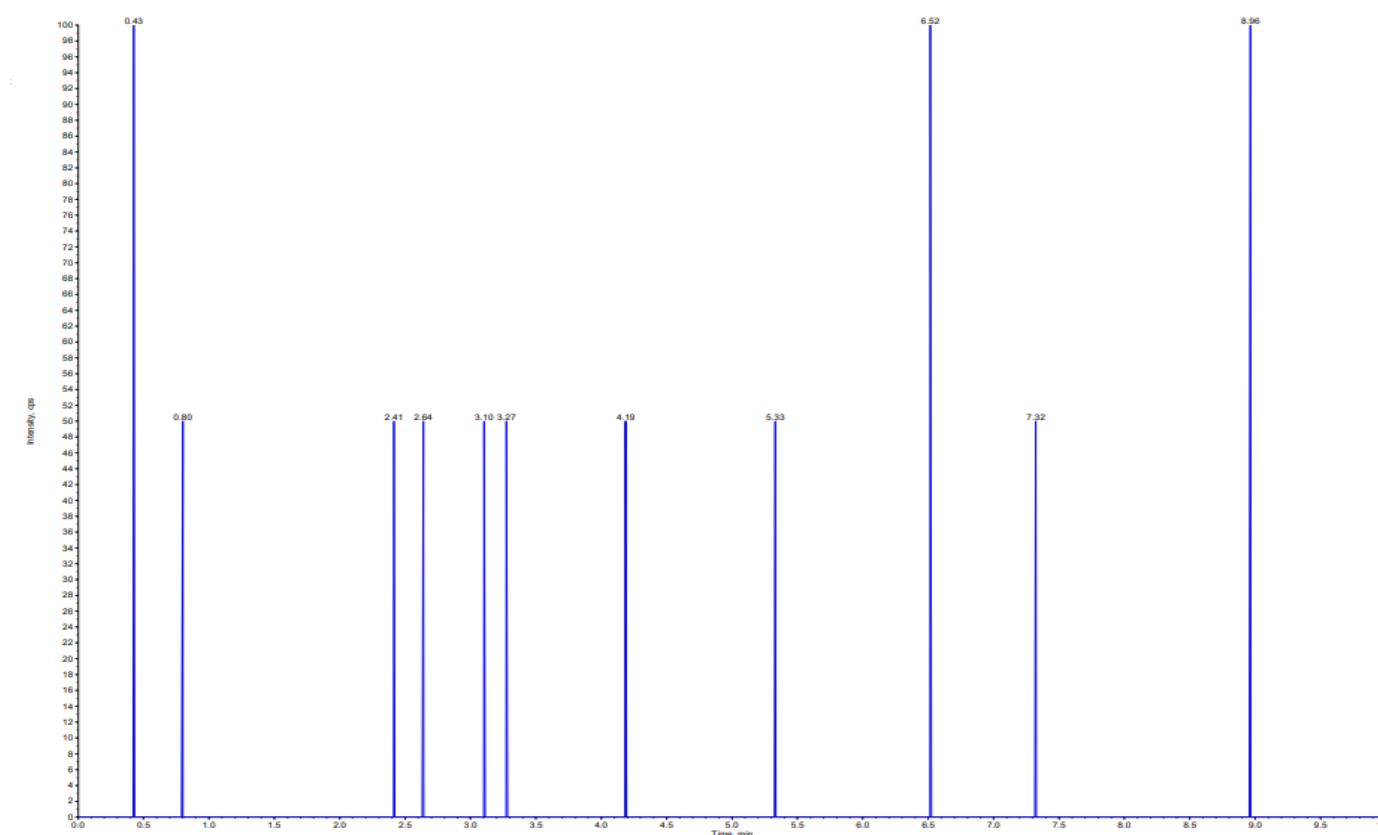
با توجه به اینکه، شیر ماتریس پیچیده‌ای متشکل از پروتئین‌ها، چربی و قند و ... است، به همین خاطر پیک جذب ماکزیمم در آنالیز HPLC برای شناسایی آنتی‌بیوتیک‌ها با بخش اعظم ناخالصی نمونه مورد آنالیز (پروتئین‌های شیر) هم پوشانی دارد، لذا خالص‌سازی نمونه‌های شیر قبل از آنالیز ضروری است. به همین منظور ابتدا یک میلی لیتر از نمونه برداشته شد و توسط استونیتریل پروتئین‌های شیر دناتوره و رسوب داده شد. سپس نمونه را سانتریفیوژ نموده و در محلول سوپرناتانت با افزودن n هگزان اشباع شده با استونیتریل چربی موجود از بین برده خواهد شد. نمونه باقیمانده توسط نیتروژن اوپورایتور تغلیظ گردید و نمونه باقیمانده با فیلتر صاف شده و جهت آنالیز به دستگاه کروماتوگرافی مدل sciex 4500 Qtrap داده شد و در خوانش به مدت ۱۰ دقیقه آنالیز سطح آموکسی سیلین انجام پذیرفت. در آمادسازی نیز، ۸۰ میلی لیتر n هگزان اشباع شده (درجه HPLC) با مقدار مناسب استونیتریل (درجه HPLC) را در یک کیف مایع ۱۰۰ میلیلیتری قرار داده، سپس بعد از تکاندادن لایه استونیتریل جدا شده را برداشته و مقدار ۱ میلی لیتر از نمونه را با اندازه‌گیری دقیق در لوله سانتریفیوژ قرار داد. در ادامه مقداری استونیتریل اضافه نموده و به مدت ۵ دقیقه سانتریفیوژ شد. تحت شرایط خاص عمل تکرار گشت. سپس مایع رویی در دمای ۳۵ درجه سانتیگراد زیر نیتروژن تا حدود ۰/۵ میلی لیتر تحت خشک شدن قرار گرفت. نهایتاً مقداری آب اضافه نموده، پس از گرداب، مایع رویی از طریق فیلتر ۰/۴۵ میلیلیتری مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفت. در نهایت سنجش میزان باقیمانده آنتی‌بیوتیک با استفاده از آنالیز HPLC انجام پذیرفت. در جدول (۳) نتایج حاصل از میزان آلوده شدن شیر به آنتی بیوتیک آموکسیسیلین توسط این آنالیز آورده شده است. مطابق جدول مذکور، میزان آنتی‌بیوتیک (سطح زیر منحنی) پس از ۲۰ دقیقه تیمار تحت پلاسمای DBD، از ۶۸۶۰ به ۶۹۱ رسیده و کاهش محسوسی مشاهده شد، بطوریکه در این حالت مقدار آموکسی سیلین به میزان ۹۰ درصد افت پیدا کرده است. اما در نمونه با تیمار ۱۰ دقیقه میزان کاهش آنتی بیوتیک کاهشی در حدود ۱۰ درصد را تجربه کرده است.

جدول (۳) نتایج میزان آنتی‌بیوتیک آموکسیسیلین در نمونه‌ها توسط آنالیز HPLC

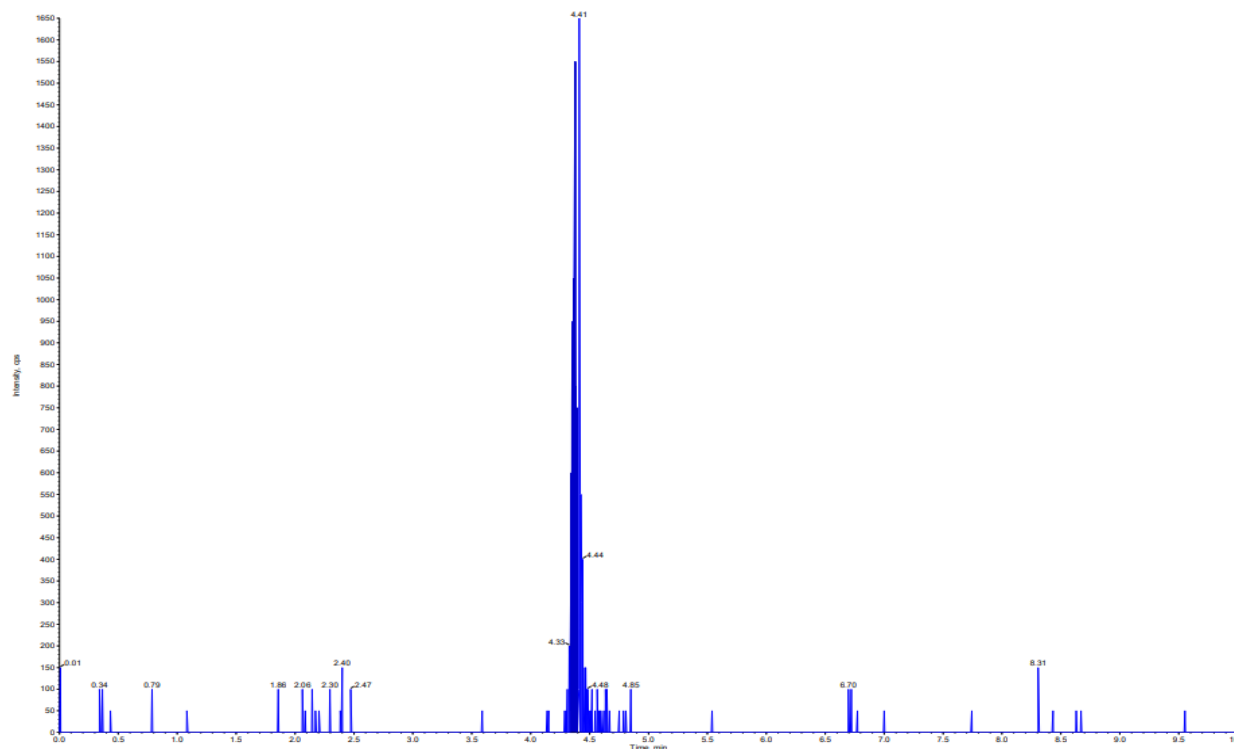
نمونه	سطح زیر منحنی
S۰۰	-
S۰	۶۸۶۰
S۱	۴۹۹۰
S۲	۶۹۱



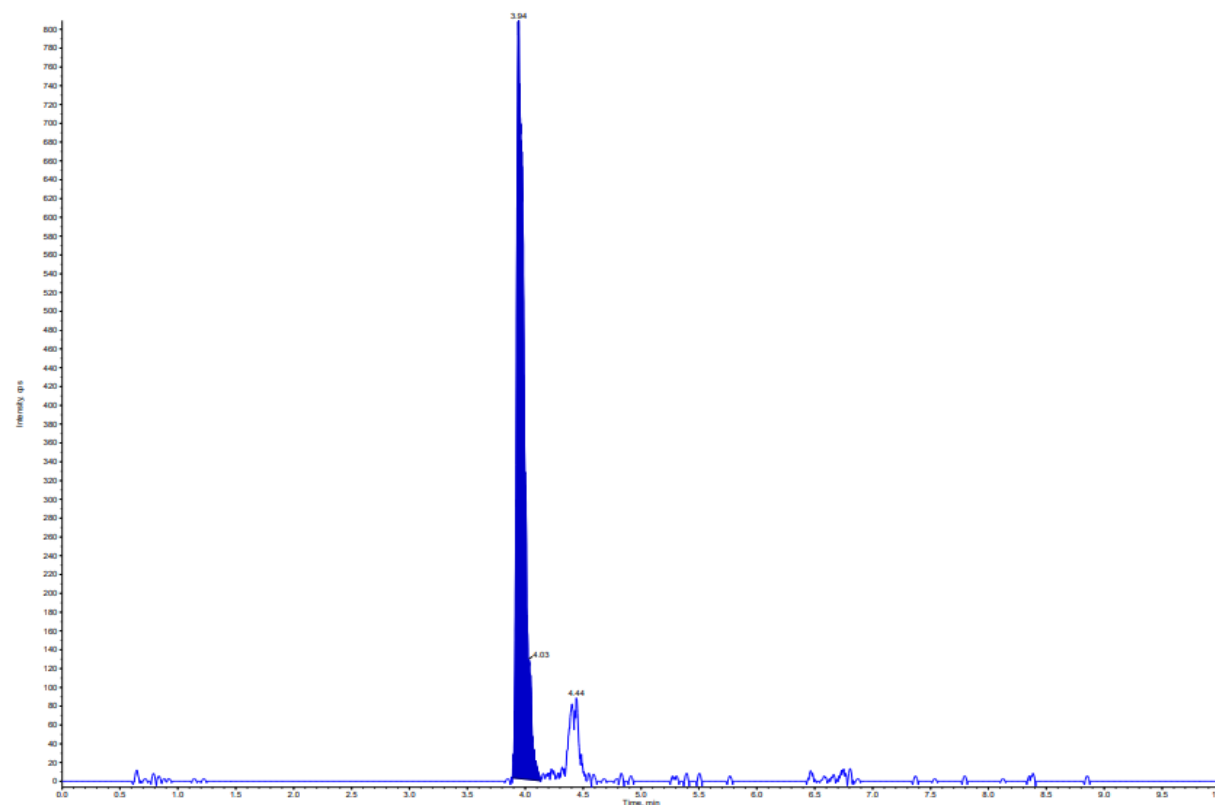
در شکل (۲) طیف کروماتوگرافی شیر قبل از آلوده شدن به آنتی بیوتیک نشان داده شده است. شدت تمام پیک‌ها کمتر از ۱۰۰ است. بعد از آلوده کردن شیر به آموکسیسیلین پیک‌هایی با شدت قابل توجه در زمان خروجی حوالی ۴/۴ min دقیقه مشاهده گردید (شکل ۳). کروماتوگرافی نمونه تیمار شده با پلاسما پس از ۱۰ دقیقه نشان می‌دهد که شدت پیک‌ها در حوالی زمان خروج ۴/۴ min به شدت کاهش یافتند و شدت پیک‌ها در حوالی زمان خروج ۳/۹ min تشکیل شد، که به نظر می‌رسد این پیک‌ها حد واسطه‌های ناشی از تخریب آموکسیسیلین و سایر محتویات شیر مانند پروتئین‌ها می‌تواند باشد (شکل ۴). با ادامه تیمار پلاسمایی تا ۲۰ دقیقه، شدت پیک آنتی بیوتیک بیش از پیش کاهش داشت و حد واسطه‌ها نیز تخریب شدند و با شدت کمتری از ستون کروماتوگرافی (HPLC) خارج شدند (شکل ۵).



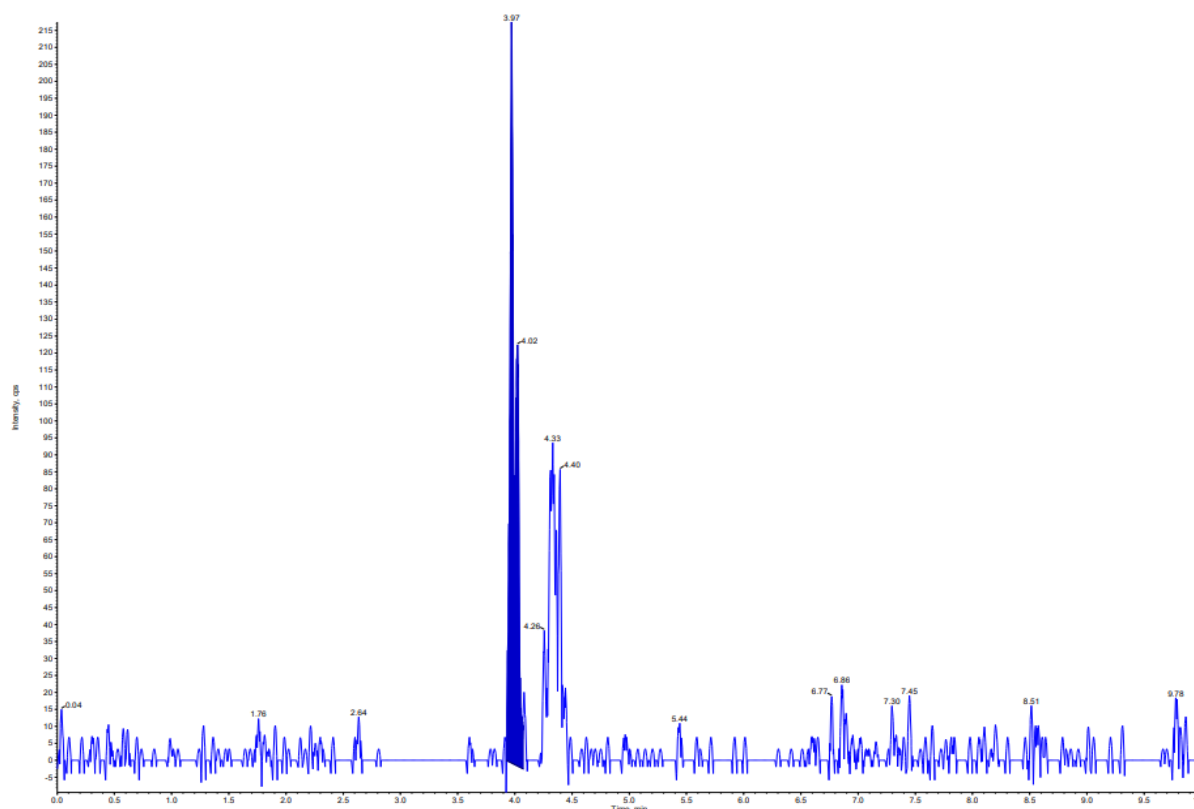
شکل (۲) کروماتوگرافی شیر قبل از آلوده شدن به آنتی بیوتیک



شکل (۳) کروماتوگرافی شیر بعد از آلوده‌شدن به آنتی بیوتیک با غلظت حدوداً ۲/۵ ppm



شکل (۴) کروماتوگرافی شیر بعد ۱۰ دقیقه تیمار پلاسمایی



شکل (۵) کروماتوگرافی شیر بعد ۲۰ دقیقه تیمار پلاسمایی

۴ - بحث و نتیجه گیری:

با توجه به اینکه در دهه‌های اخیر وجود باقی‌مانده آنتی‌بیوتیک‌ها در فرآورده‌های لبنی به یک موضوع نگران‌کننده تبدیل شده است، در این مقاله سعی شده اثر فناوری پلاسما بر میزان آنتی‌بیوتیک (آموکسی سیلین) باقیمانده در شیر بررسی گردد. پردازش یا تیمار پلاسمایی تخلیه سد دی الکتریک *DBD* با الکترودهای مایع در شرایط حالت پایدار انجام شد. فرآیند مذکور با منبع تغذیه *AC* ولتاژ ۷ کیلوولت، فرکانس $14/5 \text{ kHz}$ و در دو بازه زمانی ۱۰ و ۲۰ دقیقه انجام گردید. نتایج نشان داد که برای نمونه در زمان پردازش ۲۰ دقیقه میزان *pH* مربوط به کیفیت شیر از مقدار $6/66$ به $5/85$ رسیده، یعنی به میزان ۱۲ درصد کاهش پیدا کرده است. به طور کلی با تابش پلاسما تاثیر چشمگیری بر کیفیت شیر شامل پروتئین، قند، دانسیته و ... مشاهده نگردید. بنابراین پلاسما حداقل تاثیرات ممکن بر روی کیفیت و سلامت شیر را دارا می‌باشد. همچنین میزان باقیمانده آموکسی سیلین در شیر با استفاده از آنالیز کروماتوگرافی مایع با کارایی بالا (*HPLC*) سنجیده شد. نتایج نشان داد میزان آنتی‌بیوتیک پس از ۲۰ دقیقه تیمار پلاسمایی، از ۶۸۶۰ به ۶۹۱ تنزل پیدا کرده و در این حالت کاهش آنتی‌بیوتیک به میزان ۹۰ درصد با کاهش روبه رو شده است. در مقایسه با عملیات حرارتی به مطالعه زوراکینو و همکارانش می‌توان اشاره کرد. آنها نشان دادند که عملیات حرارتی مشابه موارد مورد استفاده در صنایع لبنی، دمای ۶۰ درجه سانتیگراد برای ۳۰ دقیقه (دمای پایین، طولانی مدت) و ۱۴۰ درجه سانتیگراد برای ۱۰ ثانیه (دمای بالا، کوتاه مدت) تنها منجر به کاهش جزئی در آنتی‌بیوتیک‌های بتا لاکتام از جمله آموکسی سیلین شد [۱۴]. در نتیجه می‌توان از سیستم پلاسمای برای فرآوری شیر استفاده نمود. به طور کلی نتایج نشان داد که



پلاسمای سرد علاوه بر اینکه اقتصادی و مقرون به صرفه است، یک فن‌آوری امیدوارکننده برای پردازش شیر با کمترین تغییر کیفیت در شرایط بهینه به شمار می‌رود.

۵ - مراجع:

- [۱] Virto, M., Santamarina-García, G., Amores, G. and Hernández, I. "Antibiotics in Dairy Production: Where Is the Problem?" Dairy, ۳(۳), pp.۵۴۱-۵۶۴(۲۰۲۲).
- [۲] Sachi, S., Ferdous, J., Sikder, M.H. and Hussani, S.A.K. "Antibiotic residues in milk: Past, present, and future." Journal of advanced veterinary and animal research, ۶(۳), p.۳۱۵(۲۰۱۹).
- [۳] گیتی کریم و همکاران، آلودگی شیر به بقایای آنتی‌بیوتیک‌ها طی چهل سال اخیر در ایران، مجله بهداشت مواد غذایی ۱۳۹۰؛ ۱(۱): ۲۳-۳۰.
- [۴] Zou, Y., Wang, Y., Deng, Y. et al. "Effects of feeding untreated, pasteurized and acidified waste milk and bunk tank milk on the performance, serum metabolic profiles, immunity, and intestinal development in Holstein calves." Journal of animal science and biotechnology ۸(۱), ۱-۱۱(۲۰۱۷).
- [۵] 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. Dairy processing using supercritical carbon dioxide technology: Theoretical fundamentals, quality and safety aspects." Trends in Food Science & Technology, ۶۴, pp.۹۴-۱۰۱(۲۰۱۷).
- [۶] Pankaj, S.K. and Keener, K.M. "Cold plasma: Background, applications and current trends. Current Opinion in Food Science." ۱۶, pp.۴۹-۵۲(۲۰۱۷).
- [۷] N.N. Misra, O. Schluter, P.J. Cullen, "Cold Plasma in Food and Agriculture Fundamentals and Applications", Academic Press is an imprint of Elsevier (۲۰۱۶).
- [۸] Lukes, P., Locke, B.R., Brisset, J. L., "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, PP: ۲۴۳-۳۰, (۲۰۱۲).
- [۹] Bilea, F., Bradu, C., Medvedovici, A.V., Hong, D. and Magureanu, M., ۲۰۲۴. Pulsed corona discharge: an advanced treatment method for antibiotic-contaminated water. Journal of Physics D: Applied Physics, ۵۷(۴۳), p.۴۳۵۲۰۵.
- [۱۰] Chu, P.K. and Lu, X. eds., ۲۰۱۳. Low temperature plasma technology: methods and applications. CRC press
- [۱۱] Ng, S.W., Lu, P., Rulikowska, A., Boehm, D., O'Neill, G. and Bourke, P., ۲۰۲۱. The effect of atmospheric cold plasma treatment on the antigenic properties of bovine milk casein and whey proteins. Food Chemistry, ۳۴۲, p.۱۲۸۲۸۳.



[۱۲] Manoharan, D., Stephen, J. and Radhakrishnan, M. “Study on low-pressure plasma system for continuous decontamination of milk and its quality evaluation.” *Journal of Food Processing and Preservation*, ۴۵(۲), p.e۱۵۱۳۸(۲۰۲۱).

[۱۳] Kim, H.J., Yong, H.I., Park, S., Kim, K., Choe, W. and Jo, C. “Microbial safety and quality attributes of milk following treatment with atmospheric pressure encapsulated dielectric barrier discharge plasma.” *Food Control*, ۴۷, pp.۴۵۱-۴۵۶(۲۰۱۵).

[۱۴] Zorraquino, M.A., Roca, M., Fernandez, N., Molina, M.P. and Althaus, R., ۲۰۰۸. Heat inactivation of β -lactam antibiotics in milk. *Journal of Food Protection*, ۷۱(۶), pp.۱۱۹۳-۱۱۹۸.



شبیه‌سازی و بررسی پارامترهای ابعادی و الکتریکی منحرف‌کننده الکترواستاتیک برای سامانه

باریکه خنثی ۳keV (کد مقاله: ۱۴۲۵)

معصوم‌زاده، امین^۱ - حبیبی، مرتضی^۱ - میرزایی، حمیدرضا^۲

۱. دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده مهندسی انرژی و فیزیک، گروه گداحت

۲. سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فیزیک و شتابگرها

چکیده:

منحرف‌کننده الکترواستاتیک بخشی از یک سامانه باریکه خنثی است که پس از سلول خنثی‌ساز نصب می‌گردد و وظیفه خارج کردن یون‌های باقی‌مانده در باریکه خروجی از خنثی‌ساز را برعهده دارد. منحرف‌کننده الکترواستاتیک شامل دو الکتروود تخت و موازی است که معمولاً یکی از الکتروودها تحت پتانسیل صفر و دیگری با توجه به انرژی باریکه تحت پتانسیل مثبت قرار می‌گیرد و میدان الکترواستاتیک بین دو الکتروود منجر به انحراف یون‌های باقی‌مانده می‌گردد و یک باریکه خنثی خالص از آن عبور می‌کند. در این کار یک منحرف‌کننده الکترواستاتیک برای سامانه باریکه خنثی با انرژی ۳ کیلو الکترون‌ولت طراحی و شبیه‌سازی شد. به منظور بهینه‌سازی، تاثیر پارامترهای هندسی و الکتریکی از طریق محاسبه پروفایل میدان و شبیه‌سازی مسیر انحراف یون‌ها مورد بررسی قرار گرفت. مشخص شد ولتاژ انحراف نسبت به پارامترهای هندسی بیشترین تاثیر را بر انحراف یون‌های باقی‌مانده دارد. ابعاد بهینه شامل طول الکتروود منحرف‌کننده برابر با ۳۰ میلی‌متر، فاصله الکتروودها برابر با ۲۵ میلی‌متر، و فاصله الکتروود منحرف‌کننده از لبه سلول خنثی‌ساز ۲۵ میلی‌متر بدست آمد. ولتاژ بهینه برای انحراف کامل یون‌ها ۳۰۰۰ ولت بدست آمد.

کلمات کلیدی: منحرف‌کننده الکترواستاتیک؛ باریکه خنثی؛ سلول خنثی‌ساز؛ شتابدهنده ذرات؛ چشمه یون

Design and construction of electrostatic deflector for a ۳-keV neutral beam setup

Masoumzadeh, Amin^{۱*}, Habibi, Morteza^۱, Mirzaei, Hamid Reza^۲

۱. Department of Energy Engineering and Physics, Amirkabir University of Technology - Tehran Polytechnic, Tehran, Iran

۲. Department of Physics and Accelerators, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), Tehran, Iran

Abstract:

The electrostatic deflector is a part of a neutral beam system that is installed after the neutralization cell and is responsible for removing the remaining ions in the output beam from the neutralization cell. In this work, an electrostatic deflector was designed and constructed for the neutral beam system. In order to optimize it, the effect of the geometric and electrical parameters of the deflector was investigated by calculating the electric field profile and simulating the ion deflection path. It was found that the deflection voltage has the greatest effect on the deflection of the remaining ions compared to the geometric parameters.

Key words: Electrostatic deflector; neutral beam; neutralizer cell



۱- مقدمه:

منحرف‌کننده‌های الکترواستاتیک اجزای حیاتی در سیستم‌های تزریق پرتو خنثی (NBI) هستند، به‌ویژه در تحقیقات همجوشی، جایی که آنها یون‌های باقی‌مانده را از باریکه خنثی خارج می‌کنند تا از ورود باریکه خنثی با خلوص بالا به پلاسما اطمینان حاصل شود [۱]. کارایی این منحرف‌کننده‌ها به شدت تحت تأثیر طراحی هندسی و توزیع‌های پتانسیل درون سیستم قرار دارد. کارهای قبلی به‌طور گسترده‌ای به مطالعه هندسه الکترواستاتیک و ویژگی‌های پتانسیل این دستگاه‌ها پرداخته‌اند که منجر به پیشرفت‌هایی در طراحی و عملکرد آنها شده است که در ادامه به آنها اشاره می‌شود.

منحرف‌کننده‌ها شامل الکترودهایی هستند که وظیفه ایجاد میدان الکتریکی خاصی را برعهده دارند. شکل خطوط میدان در لبه‌ها و مرزهای سیستم پیچیده می‌شود که اصطلاحاً به آنها میدان‌های حاشیه‌ای^{۱۰۹} گفته می‌شود. تحقیقات نشان داده است که میدان‌های الکتریکی حاشیه‌ای تأثیر قابل توجهی بر مسیرهای ذرات در منحرف‌کننده‌های الکترواستاتیک دارند. به عنوان مثال، عبارات تحلیلی برای پتانسیل‌ها و میدان‌های صفحات الکترواستاتیک تخت و استوانه‌ای توسعه یافته‌اند که شامل ملاحظات برای اثرات حاشیه‌ای است و برای مدل‌سازی دقیق دینامیک ذرات بسیار حیاتی هستند [۲]. این کار اهمیت پیکربندی‌های هندسی دقیق را در بهینه‌سازی عملکرد منحرف‌کننده‌ها نشان می‌دهد.

علاوه بر این، مطالعاتی که بر طراحی الکتریکی منحرف‌کننده‌های الکترواستاتیک تمرکز دارند، بر تطبیق هندسه الکترودها با ویژگی‌های باریکه تأکید می‌کنند. این رویکرد منجر به کاهش فاصله بین الکترودها و بهبود کارایی کلی می‌شود [۳]. بررسی‌ها در مورد دینامیک اسپین ذرات درون این منحرف‌کننده‌ها همچنین نشان می‌دهد که چگونه هندسه‌های مختلف می‌توانند بر کیفیت و پایداری پرتو تأثیر بگذارند [۴].

علاوه بر این، پیشرفت‌ها در منحرف‌کننده‌های الکترواستاتیک دوگانه-هم‌مرکز نشان می‌دهد که چگونه طراحی صفحات استوانه‌ای هم‌مرکز می‌تواند قابلیت‌های تمرکز پرتو یون را افزایش دهد [۵]. عدم دقت در ساخت و ناهماهنگی‌های مکانیکی و سایر موارد نقض تقارن هندسی، میدان‌های الکتریکی ناخواسته و زاید^{۱۱۰} را ایجاد می‌کنند که اثرات آن بر پرتو ذرات به عنوان انحرافات زاید^{۱۱۱} شناخته می‌شود. مطالعات در مورد انحرافات زاید به درک عمیق‌تری از چگونگی تأثیر پارامترهای طراحی بر عملکرد منحرف‌کننده‌ها کمک می‌کند [۶].

۲- تئوری

حرکت یون‌ها در حضور یک گرادیان میدان الکتریکی جنبه‌ای مهم از فیزیک و اپتیک یونی است. دینامیک یون‌ها می‌تواند با استفاده از نظریه مرکز هدایت توصیف شود که تأثیرات گرادیان‌های میدان الکتریکی بر روی مسیرهای یون‌ها را در نظر می‌گیرد.

زمانی که یک یون از ناحیه‌ای با میدان الکتریکی متغیر عبور می‌کند، نیرویی که بر آن وارد می‌شود ثابت نیست. میدان الکتریکی E را می‌توان به صورت زیر بیان کرد:

$$\vec{E}(\vec{r}) = -\nabla V(\vec{r})$$

که در آن $V(r)$ پتانسیل الکتریکی است و ∇V نمایانگر گرادیان پتانسیل می‌باشد. نیرویی که بر یک یون باردار با بار q وارد می‌شود به صورت زیر است:

^{۱۰۹} Fringe electric fields

^{۱۱۰} Parasitic fields

^{۱۱۱} Parasitic aberrations



$$\vec{F} = q\vec{E} = -q\nabla V$$

این نیرو باعث شتاب گرفتن یون طبق قانون دوم نیوتن می‌شود:

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = -q\nabla V$$

در حضور یک گرادین میدان الکتریکی، یون‌ها حرکتی انحرافی را تجربه می‌کنند که مدارهای آنها را تغییر می‌دهد. نظریه مرکز هدایت به توصیف این حرکت کمک می‌کند و یک مختصات مرکز هدایت معرفی می‌کند که موقعیت میانگین حرکت نوسانی یون را در اطراف مسیرش در نظر می‌گیرد. فرمولاسیون حرکت یون‌ها در گرادین میدان الکتریکی شامل درک چگونگی تأثیر تغییرات فضایی در پتانسیل الکتریکی بر روی مسیرهای یون‌ها است که منجر به رفتارهای پیچیده‌ای مانند انحراف و سوق مسیر می‌شود.

منحرف‌کننده‌های الکترواستاتیک معمولاً شامل الکترودهایی هستند که به گونه‌ای چیده شده‌اند تا یک میدان الکتریکی یکنواخت ایجاد کنند. پارامترهای طراحی شامل:

- پیکربندی الکترودها: آرایش الکترودها شکل و شدت میدان الکتریکی را تعیین می‌کند. پیکربندی‌های رایج شامل صفحات موازی یا هندسه‌های استوانه‌ای است.
- اختلاف پتانسیل: ولتاژی که بین الکترودها اعمال می‌شود بر شدت میدان الکتریکی تأثیر گذاشته و بنابراین درجه انحرافی که یون‌ها تجربه می‌کنند را تحت تأثیر قرار می‌دهد.
- ویژگی‌های پرتو یون: عواملی مانند جرم یون، حالت بار و سرعت اولیه بر نحوه واکنش یون‌ها نسبت به میدان الکتریکی تأثیر می‌گذارد.

۳- شبیه‌سازی و ساخت

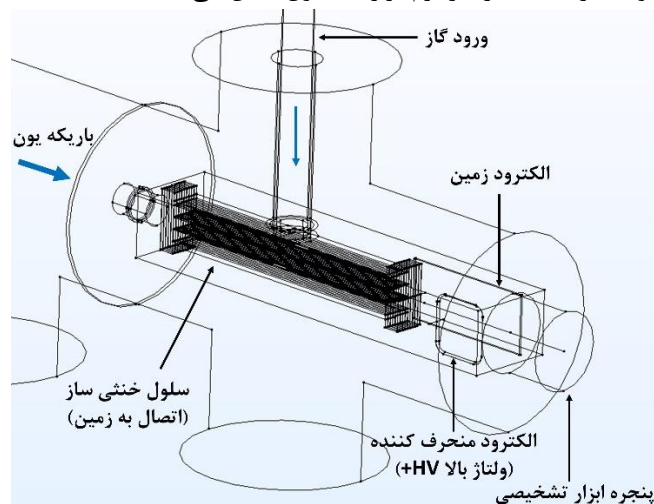
یک طراحی ساده و غیرفنی از مدل سه بعدی در نرم‌افزار چند فیزیک کامسول انجام شد و شبیه‌سازی میدان الکتریکی و مسیر حرکت باریکه در داخل منحرف‌کننده توسط ماژول الکترواستاتیک و ماژول ذرات باردار بررسی شد. پارامترهای طراحی در جدول زیر ارائه گردید.

جدول ۱: پارامترهای شبیه‌سازی

ردیف	شرح	تعداد	نوع
۱	پارامترهای هندسی	طول الکترودها منحرف‌کننده	۲۰، ۳۰ و ۴۰ میلی‌متر
۲		طول الکترودها زمین	۶۰ میلی‌متر
۳		فاصله بین الکترودها dd	۲۰، ۲۵ و ۳۰ میلی‌متر
۴		فاصله الکترودها منحرف‌کننده از سلول cd	۱۵، ۲۵ و ۳۰ میلی‌متر
۵		ارتفاع الکترودها	۳۰ میلی‌متر
۶	پارامتر الکتریکی	ولتاژ انحراف V	۵۰۰ الی ۳۰۰۰ ولت
۷	پارامترهای باریکه	نوع ذرات باریکه	یون مثبت و اتم خنثی هیدروژن
۸		انرژی	۳ keV

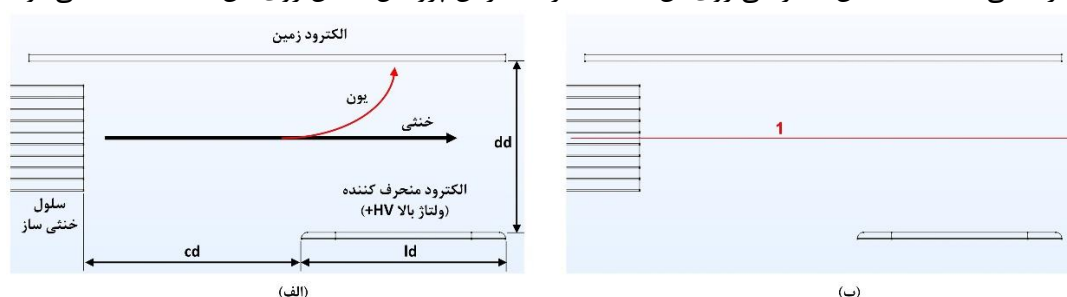


انتگرال میدان الکتریکی در امتداد مسیر یون‌های باقی‌مانده تعیین کننده میزان انحراف آنها و راندمان منحرف‌کننده است. شکل ۱ مدل چیدمان خنثی‌ساز و منحرف‌کننده را در نرم‌افزار کامسول نشان می‌دهد.



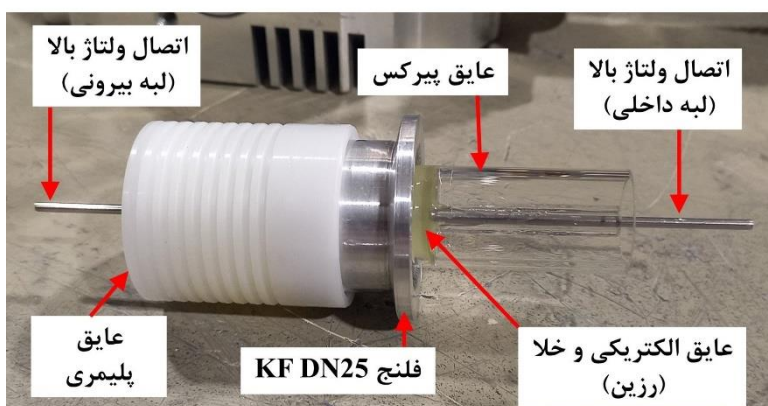
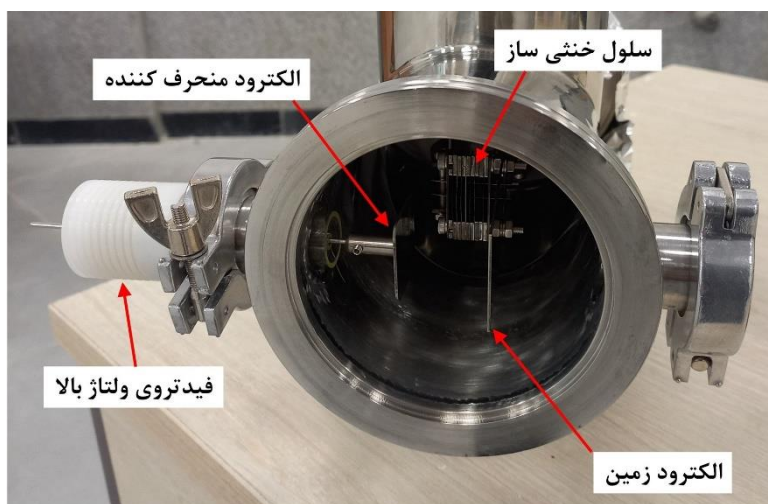
شکل (۱) چیدمان باریکه خنثی به همراه منحرف‌کننده الکترواستاتیک

شکل ۲ دید از بالای منحرف‌کننده را نشان می‌دهد. باریکه خنثی از سلول خارج می‌شود و یون‌های باقی‌مانده تحت میدان منحرف‌کننده به سمت الکتروود زمین منحرف می‌شود و یک باریکه خنثای خالص بدست می‌آید. سه پارامتر هندسی تاثیرگذار بر عملکرد منحرف‌کننده در شکل ۲ الف مشخص شده اند: فاصله الکتروودها (dd)، طول الکتروود منحرف‌کننده (ld) و فاصله الکتروود منحرف‌کننده از خروجی سلول خنثی‌ساز (cd). این سه پارامتر میدان الکتریکی را تحت تاثیر قرار می‌دهند. در شکل ۲ ب خط قرمز خطی است که میدان الکتریکی روی آن اهمیت دارد. بنابراین پروفایل میدان روی این خط محاسبه می‌شود.



شکل (۲) الف: پارامترهای هندسی منحرف‌کننده. ب: خط فرضی برای محاسبه پروفایل میدان الکتریکی.

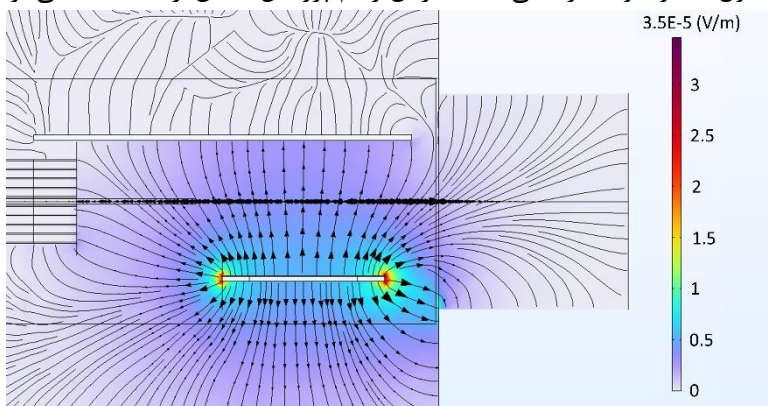
پس از انجام شبیه‌سازی و رسیدن به یک طرح مناسب از نظر ابعادی و هندسی و همچنین الکتریکی، نمونه اولیه ساخته و آماده تست شد. شکل ۳ تصویر مونتاز شده منحرف‌کننده در داخل واحد خنثی‌ساز را نمایش می‌دهد. الکتروود زمین به طور مکانیکی و الکتریکی مستقیماً به سلول متصل است و قابلیت جابجایی ندارد. الکتروود منحرف‌کننده روی یک فیدتروی الکتریکی ولتاژ بالا سوار شده است. واحد خنثی‌ساز روی شتابدهنده الکترواستاتیک نصب می‌گردد [۷].



شکل (۳) چیدمان باریکه خنثی شامل سلول خنثی‌ساز، منحرف‌کننده و فیدتروی ولتاژ بالا.

۴- نتایج:

شکل ۴ شدت و جهت میدان الکتریکی را نشان می‌دهد. شدت میدان الکتریکی در لبه الکتروود منحرف‌کننده بیشترین مقدار را دارد. همچنین در لبه‌های سلول خنثی‌ساز شدت میدان زیاد است. البته آنچه در انحراف یون‌ها اثرگذار است انتگرال میدان الکتریکی است که ذره در طول مسیر خود تجربه می‌کند. بنابراین رسم پروفایل میدان از اهمیت بالایی برخوردار است.

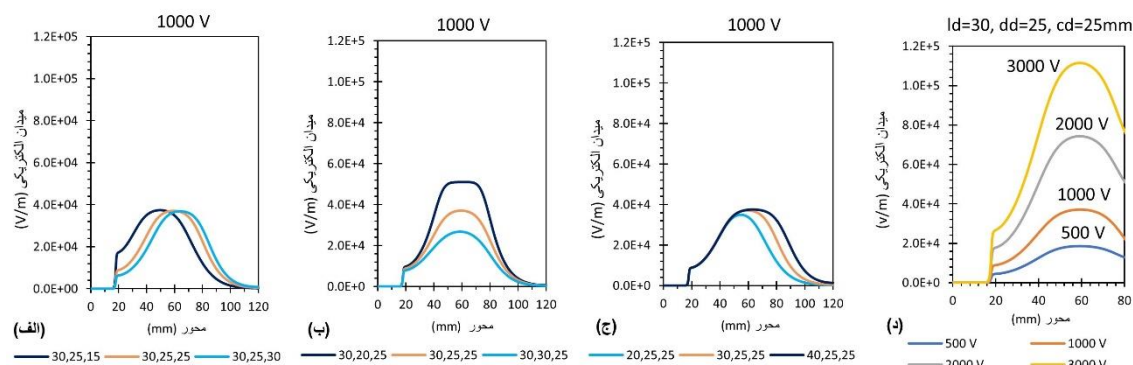


شکل (۴) توزیع و جهت میدان الکتریکی برای پارامترهای $V=+1000V$ و $ld=30$, $dd=20$, $cd=20$ mm

پروفایل میدان محوری روی خط ۱ برای مقادیر مختلف ld , dd و cd محاسبه و رسم گردید. همچنین ولتاژ انحراف مورد بررسی قرار گرفت. نتایج در شکل ۵ ارائه گردیدند. براساس شکل الف، با افزایش فاصله‌ی الکتروود منحرف‌کننده از لبه خنثی‌ساز،

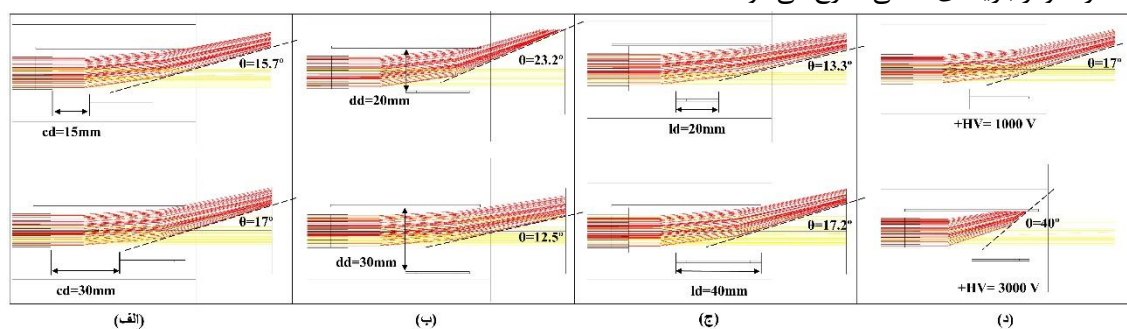


قله پروفایل نیز از لبه سلول فاصله می‌گیرد. هر چه الکتروود از سلول دور تر می‌شود لبه‌ی سمت چپ پروفایل کامل تر می‌شود و از طرفی یک کاهش نامحسوس در ارتفاع و پهنای کل پروفایل اتفاق می‌افتد و این دو اثر مانع از تغییر در انتگرال میدان می‌شوند و نتیجه اینکه پارامتر cd تأثیری بر انحراف یون‌ها ندارد. براساس شکل ب هر چه فاصله الکتروودها کمتر می‌شود پهن‌شدگی پروفایل تغییر نمی‌کند اما ارتفاع پروفایل افزایش می‌یابد. در نتیجه انتگرال میدان افزایش می‌یابد و قاعدتاً یون‌ها انحراف بیشتری خواهند داشت. فاصله‌های خیلی کم منجر به یک نواختی میدان در بالای قله می‌شوند. ولی اساساً در منحرف‌کننده‌های ذرات محدودیت برای فاصله الکتروودها وجود دارد. براساس شکل ج با افزایش طول، ارتفاع پروفایل تغییر نمی‌کند اما پهنای پروفایل افزایش می‌یابد و همچنین باعث ایجاد میدان یکنواخت می‌گردد. اگر طول الکتروود بی‌نهایت شود پروفایل میدان به یک خط افقی تبدیل می‌شود اما محدودیت‌های فنی اجازه‌ی افزایش طول را نمی‌دهند. براساس شکل د، با افزایش ولتاژ انحراف، ارتفاع پروفایل به سرعت افزایش می‌یابد و این یک ابزار قوی برای افزایش عملکرد منحرف‌کننده در اختیار قرار می‌دهد.



شکل (۵) پروفایل میدان محوری روی خط ۱؛ بررسی پارامترهای ابعادی و پارامتر الکتریکی. الف: اثر پارامتر cd ، ب: اثر پارامتر dd ، ج: اثر پارامتر ld ، د: اثر ولتاژ انحراف.

در شکل ۶ شبیه‌سازی مسیر باریکه خروجی از سلول خنثی‌ساز که از میان صفحات منحرف‌کننده عبور می‌کند ارائه گردید. این شبیه‌سازی نشان می‌دهد که پارامترهای ابعادی تأثیر کمی بر انحراف یون‌ها دارند. اما با افزایش ولتاژ انحراف به راحتی یون‌ها منحرف و از باریکه‌ی خنثی خارج می‌شوند.



شکل (۶) مسیر یون‌های باقی‌مانده در حین عبور از منحرف‌کننده. الف: اثر پارامتر cd ، ب: اثر پارامتر dd ، ج: اثر پارامتر ld ، د: اثر ولتاژ انحراف.

۵- نتیجه گیری:

در این کار، طراحی و شبیه‌سازی منحرف‌کننده الکترواستاتیک برای سامانه باریکه خنثی با انرژی ۳ کیلو الکترون ولت ارائه گردید و طراحی نهایی ساخته شد. منحرف‌کننده دارای دو الکتروود تخت و موازی است که موازی با باریکه در خروجی سلول نصب گردیده است. یکی از الکتروودها به طور مکانیکی و الکتریکی به سلول متصل است و زمین شده است. الکتروود دوم



(الکتروود منحرف‌کننده) از طریق یک فیدتروی ولتاژ بالا مخصوص خلا تحت ولتاژ بالا (ولتاژ انحراف) قرار می‌گیرد. ابعاد باریکه خروجی از سلول ۱۵ میلیمتر است. سه پارامتر ابعادی منحرف‌کننده شامل فاصله صفحات، فاصله الکتروود منحرف‌کننده با سلول و طول الکتروود منحرف‌کننده است که در این کار مورد بررسی قرار گرفت. همچنین ولتاژ انحراف مورد بررسی قرار گرفت. با توجه به قطر ۱۵ میلیمتری باریکه فاصله‌ی ۲۰ میلیمتری به عنوان حداقل فاصله صفحات انتخاب گردید و بیشینه فاصله ۳۰ میلیمتر انتخاب شد. نتایج نشان داد که به دلیل شدت بالای میدان در نزدیکی الکتروود منحرف‌کننده، فاصله ۲۰ میلیمتری بین صفحات به راحتی یون‌های باریکه را منحرف می‌کند. فاصله الکتروود منحرف‌کننده تا سلول بین ۱۵ تا ۳۰ میلیمتر بررسی شد و نتایج نشان داد که این پارامتر تاثیر ناچیزی بر انحراف یون‌ها دارد. پارامتر سوم، طول الکتروود است که بین ۲۰ تا ۴۰ میلیمتر متغیر در نظر گرفته شد و نتایج نشان داد که افزایش طول می‌تواند تاثیر قابل توجهی داشته باشد. ولتاژ انحراف بین ۵۰۰ تا ۳۰۰۰ ولت بررسی شد و نتایج نشان داد که این پارامتر به طور مستقیم بر انحراف یون‌ها تاثیر می‌گذارد. به طور کلی، ولتاژ انحراف، فاصله الکتروودها و طول الکتروود منحرف‌کننده به ترتیب مهمترین پارامترهای موثر بر انحراف یون‌ها هستند. در جایی که هیچ محدودیتی وجود ندارد بهترین گزینه برای انحراف یون‌ها، افزایش ولتاژ انحراف است. اما در جایی که محدودیت ولتاژ وجود دارد بهترین گزینه کاهش فاصله الکتروودها است؛ و سپس افزایش طول الکتروود منحرف‌کننده. از طرفی، اگر محدودیت ابعادی وجود داشته باشد بهترین گزینه همان افزایش ولتاژ است. در ولتاژهای بالا ملاحظاتی از قبیل شکست ولتاژ باید در نظر گرفته شود.

۷ - مراجع:

- [۱] Wesson, J., & Campbell, D. J. (۲۰۱۱). "Tokamaks" (Vol. ۱۴۹). Oxford university press.
- [۲] Panasenkov, I., et al. (۲۰۲۰). "Electrostatic RID Experiment." IAEA Publications.
- [۳] Sato, T., et al. (۲۰۱۹). "Research, Design, and Development Needed to Realise a Neutral Beam Injection System for a Fusion Reactor." ResearchGate.
- [۴] Kato, Y., et al. (۲۰۲۱). "Negative Ion Source Development for Fusion Application." AIP Publishing.
- [۵] Smith, J., et al. (۲۰۱۸). "Double-Focusing Electrostatic Ion Beam Deflector." Journal of Applied Physics.
- [۶] Johnson, R. (۲۰۲۲). "Parasitic Aberrations in Electrostatic Deflectors." PhD Thesis, University of Science and Technology.
- [۷] Mirzaei, H., Sanaye, S. H., Yadollahzadeh, B., Shirshekan, M., Hasanpour, O., Mobaraki, Z. R., ... & Najafian, A. (۲۰۲۵). "Development and performance analysis of the ۲۰۰ keV Cockcroft-Walton ion accelerator." Results in Physics, ۶۸, ۱۰۸۰۸۹.



تحلیل واکنش‌های ناشی از برهم کنش الکترون‌های گریزان با دیواره محدود کننده توکامک دماوند (کد مقاله: ۱۴۳۰)

عطایی سرشت، لاله^۱؛ عبدی، محمد رضا^۱؛ پورشهاب، بنفشه^۲؛ رسولی، چپار^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

چکیده:

بروز الکترونهای گریزان حین عملکرد توکامک یک تهدید و چالش جدی برای عملکرد ایمن دستگاه است. این الکترونها با بجا گذاشتن انرژی خود در برخورد با دیواره توکامک و اجزای مقابل با پلاسما در مدت زمان کوتاه و به صورت محلی، سبب ایجاد بارهای حرارتی بر روی اجزا گردیده و در مواردی که جریان پلاسما خصوصاً در توکامکهای کاندید راکتور، بزرگ است موجب تخریب، شکست و ذوبشدگی اجزای مجاور با پلاسما میگردند. بنابراین لزوم شناسایی و مطالعه تمام جوانب برهم کنش این الکترونها با دیواره و اجزای مجاور با پلاسما میتواند به یافتن راه حلهای مناسب در کنترل آنها کمککننده و مفید باشد. در این مقاله با برهم کنش باریکهای مختلف الکترون و دیواره محدودکننده توکامک دماوند به بررسی رفتار واکنشهای انجام گرفته و تغییرات آنها نسبت به تغییر انرژی الکترونهای برخوردی پرداخته شده است. واکنشهای انجام گرفته تا انرژی الکترون ۱ مگا الکترون ولت، پراکندگی راییلی، پراکندگی کامپتون، تابش ترمزی، یونیزاسیون و پراکندگی چندگانه هست و در مورد الکترون با انرژی های ۲ و ۳ مگا الکترون ولت، واکنش نابودی و تولید زوج نیز رخ خواهد داد.

کلمات کلیدی: برهم کنش، الکترونهای گریزان، توکامک دماوند، اجزای مجاور با پلاسما، محدود کننده.

Analysis of reactions resulting from the interaction of runaway electrons with the Damavand Tokamak limiter wall

Ataeiseresht, Laleh^۱*; Abdi, Mohamadrezā^۱; Pourshahab Banafsheh^۲; Rasuli, Chapar^۲

^۱. Department of Physics, University of Isfahan, Isfahan,

^۲. Plasma and Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute (NSTRI), AEOI

Abstract:

The occurrence of runaway electrons during the operation of a tokamak poses a serious threat and challenge to the safe performance of the device. These electrons deposit their energy upon colliding with the tokamak's wall and plasma facing components in a short period of time, leading to localized thermal loads on the components. In cases where the plasma current is high, especially in tokamaks designed for reactor applications, this can result in the damage, failure, or even melting of components near the plasma. Therefore, identifying and studying all aspects of the interactions between these electrons and the wall and plasma facing components is crucial for finding effective solutions to control them. This paper examines the interactions of various electron beams with the limiter wall of the Damavand tokamak and analyzes the behavior of the reactions and their changes with respect to the varying energy of the incident electrons. The reactions observed up to an electron energy of ۱ MeV include Rayleigh scattering, Compton scattering, bremsstrahlung, ionization, and multiple scattering. For



electrons with energies of ۲ and ۳ MeV, pair annihilation and pair production reactions will also occur.

Keywords : Interaction, runaway electron, Damavand Tokamak, plasma facing components, Limiter

۱ - مقدمه:

الکترون‌های گریزان به الکترون‌هایی اطلاق می‌شود که در اثر شتاب‌دهی‌های ناشی از میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی قوی در پلاسمای توکامک، انرژی بسیار بالایی پیدا کرده و از میدان‌های مغناطیسی دستگاه فرار می‌کنند. این الکترون‌ها در شرایط بحرانی می‌توانند به‌ویژه در دستگاه‌های همجوشی هسته‌ای نظیر ایترا^{۱۱۲} و دمو^{۱۱۳} مشکلات جدی ایجاد کنند [۱ و ۲]. تولید الکترون‌های گریزان در توکامک‌ها معمولاً در اثر فرآیندهایی نظیر برهم‌کنش با میدان‌های الکتریکی قوی و فرآیندهای شتاب‌دهی دینامیکی رخ می‌دهد. اما به‌طور عمده در زمان رخ دادن گسیختگی در توکامک تولید می‌شوند. الکترون‌های گریزان می‌توانند اثرات و آسیب‌های جدی به دیواره‌های لیمیتور توکامک وارد کنند. برخورد این الکترون‌ها با مواد مجاور با پلاسما، موجب فرسایش مواد و آسیب‌های حرارتی شدید می‌شود که در نتیجه، عمر مفید این مواد به‌شدت کاهش می‌یابد. همچنین، شتاب‌دهی بیش از حد الکترون‌ها می‌تواند به ایجاد سایش‌های الکتریکی و تغییرات ساختاری در مواد منجر شود [۳ و ۴].

این پدیده می‌تواند باعث به وجود آمدن نقاط داغ شود که موجب آسیب‌های شدید حرارتی به دیواره‌ها و مواد لیمیتور می‌گردد. در بسیاری از مطالعات تجربی و شبیه‌سازی‌ها نشان داده شده است که این آسیب‌ها می‌توانند در نهایت به افت عملکرد دستگاه و کاهش عمر مفید آن منتهی شوند [۵ و ۶].

اثر الکترون‌های گریزان بر دیواره توکامک‌ها به‌ویژه در شرایطی که انرژی این الکترون‌ها بسیار بالا باشد، بیشتر نمایان می‌شود. این الکترون‌ها می‌توانند انرژی‌های زیادی به دیواره‌های لیمیتور منتقل کنند و موجب تغییرات فیزیکی و شیمیایی در مواد دیواره‌ای شوند موادی که در بسیاری از توکامک‌ها به‌عنوان دیواره محدود کننده استفاده می‌شوند، تحت تأثیر این برخوردها دچار تغییرات ساختاری مانند ذوب و فرسایش سطحی می‌شوند [۷].

مطالعه دقیق الکترون‌های گریزان در توکامک‌ها برای طراحی سیستم‌های مقاوم‌تر به این نوع الکترون‌ها اهمیت زیادی دارد. با پیش‌بینی نحوه تولید و شتاب‌دهی این الکترون‌ها، می‌توان راهکارهای مؤثری برای کاهش آسیب‌های حرارتی و مکانیکی به دیواره‌ها ارائه داد. از جمله این راهکارها می‌توان به استفاده از مواد مقاوم‌تر و بهبود طراحی محدود کننده‌ها اشاره کرد. همچنین، این مطالعات می‌توانند به کاهش خطرات ناشی از تولید الکترون‌های گریزان در آینده کمک کنند و در طراحی دستگاه‌های همجوشی هسته‌ای نسل‌های آینده مانند دمو مؤثر باشد [۸].

بررسی رفتار الکترون‌های گریزان و تأثیرات آن‌ها بر دیواره‌های لیمیتور توکامک‌ها برای بهبود عملکرد و پایداری این دستگاه‌ها ضروری است. با توجه به اینکه این الکترون‌ها می‌توانند آسیب‌های جدی به سیستم‌های مجاور با پلاسما وارد کنند، مطالعات بیشتر در این زمینه می‌تواند به پیشرفت‌های قابل‌توجهی در طراحی و مدیریت توکامک‌ها منجر شود. در این پژوهش ما با برهم‌کنش باریکه الکترون با انرژی‌هایی در محدوده انرژی الکترون گریزان توکامک دماوند، تعداد و نوع واکنش‌های رخ داده

^{۱۱۲}. ITER

^{۱۱۳}. DEMO



در برهم کنش الکترونی با دیواره محدودکننده توکامک و همچنین تغییرات این واکنشها را با تغییر انرژی الکترونها بررسی نمودهایم.

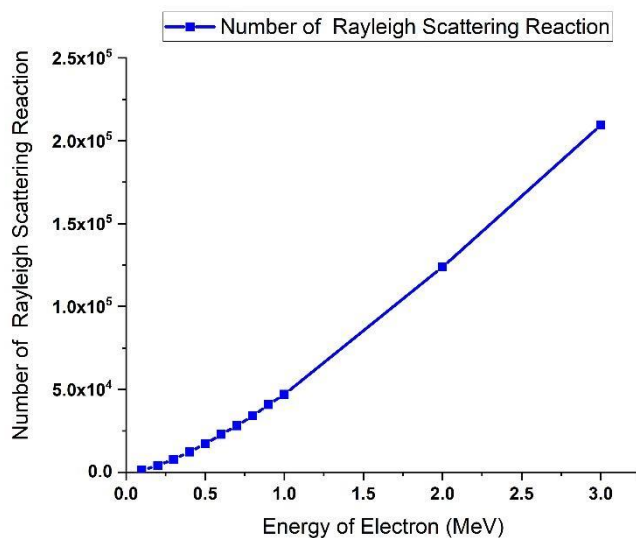
۲ - روش کار:

در این مقاله فرض شده است که الکترونهای گریزان به صورت عمود (با زاویه ۹۰ درجه) به دیواره توکامک دماوند برخورد کنند که این حالت در مورد برخورد الکترونهای گریزان با محدودکننده توکامک رخ میدهد. توکامک دماوند یک توکامک با سطح مقطع D شکل در ابعاد کوچک است که دیواره و محدودکننده آن از جنس استیل ضد زنگ L۳۱۶ است و به دلیل ویژگیهای منحصر بفرد عملکرد ایمن در رژیم الکترونهای گریزان به گونهای عالی می تواند در تحقیقات الکترونهای گریزان به کار گرفته شود و تا کنون نیز تحقیقات ارزشمندی با استفاده از این دستگاه انجام و نتایج آن به ثبت رسیده است [۹ و ۱۰].

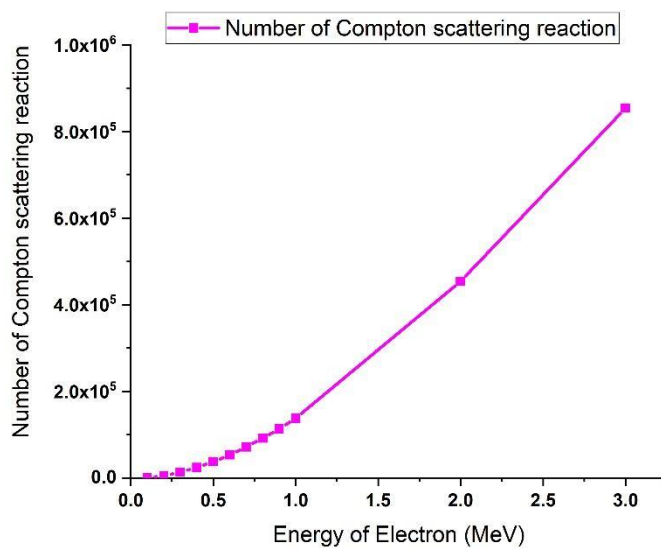
فرض شده است باریکه الکترون شامل یک میلیون ذره با انرژی های ۰/۱، ۰/۲، ۰/۳، ۰/۴، ۰/۵، ۰/۶، ۰/۷، ۰/۸، ۰/۹، ۱، ۲ و ۳ مگا الکترون ولت با دیواره محدود کننده توکامک برخورد کنند. یک صفحه هدف از جنس استیل ضد زنگ L۳۱۶ با ابعاد طول و عرض ۴ سانتی متر و ضخامت ۳ میلی متر در شبیه سازی به عنوان نمادی از دیواره محدود کننده توکامک در نظر گرفته شده است همچنین ضخامت باریکه به با شعاع ۳ میلیمتر در نظر گرفته شده است. در محاسبات میدان مغناطیسی منطبق با میدان مغناطیسی توکامک دماوند با بزرگی ۱/۲ تسلا در نظر گرفته شده است و جهت آن در راستای حرکت الکترونها و به صورت عمود با صفحه هدف فرض گردیده است. در برهم کنش الکترونهای گریزان با هدف استیل ضد زنگ به دلیل اینکه با یک سری پدیدههایی مواجه هستیم که همگی احتمال رخداد دارند اما قطعی نیستند به این منظور از یک کد مونت کارلو استفاده شده تا بتوان ذرات را گام به گام رصد کرده و تمام اطلاعات مربوط به برهمکنش آنها را بدست آورد. به همین جهت از کد مونت کارلوی جینت ۴ که توسط سرن CERN توسعه داده شده و یک ابزار قدرتمند در محاسبه برهم کنشها و ردیابی ذرات در تعاملات ذره و میدان هاست استفاده شده است. در این پژوهش، با ردیابی گام به گام ذرات توسط نرم افزار تمام واکنشهایی که حین برهمکنش الکترون با صفحه استیل ضد زنگ انجام میگردد را ثبت کرده و تغییرات تعداد آنها با به ازای تغییرات انرژی الکترونهای برخوردی، بررسی گردیده است.

۳ - بحث و نتیجه گیری:

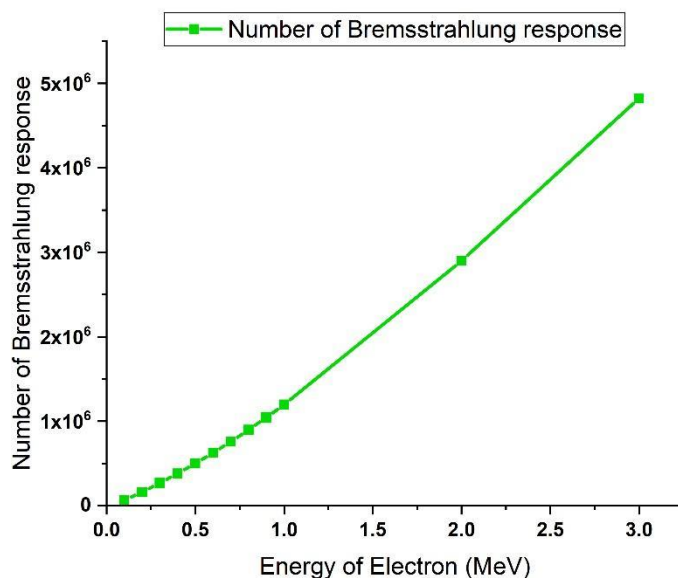
با برخورد یک میلیون الکترون به صورت عمود به صفحه هدف در حضور میدان مغناطیسی ۱/۲ تسلا، واکنشهای انجام شده عمدتاً عبارتند از پراکندگی رایی، پراکندگی کامپتون، تابش ترمزی، یونیزاسیون، پراکندگی چند گانه و فوتوالکتریک. شکل ۱ تا ۶ تعداد واکنشهای انجام گرفته مربوط به هر یک از این واکنشها را نسبت به انرژی الکترون برخوردی نشان میدهد.



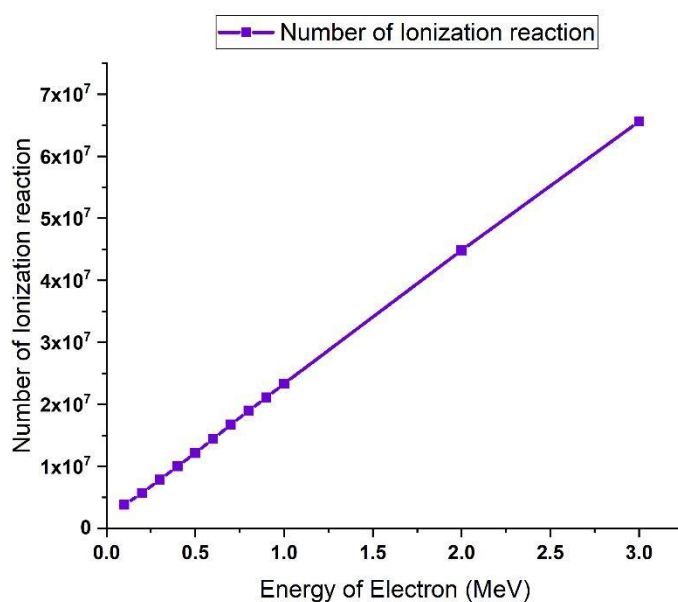
شکل ۱. تعداد واکنشهای پراکندگی ریلی رخ داده حین برهم کنش الکترونها و محدودکننده به ازای انرژی الکترونهای برخوردی.



شکل ۲. تعداد واکنشهای پراکندگی کامپتون رخ داده حین برهم کنش الکترونها و محدودکننده به ازای انرژی الکترونهای برخوردی.

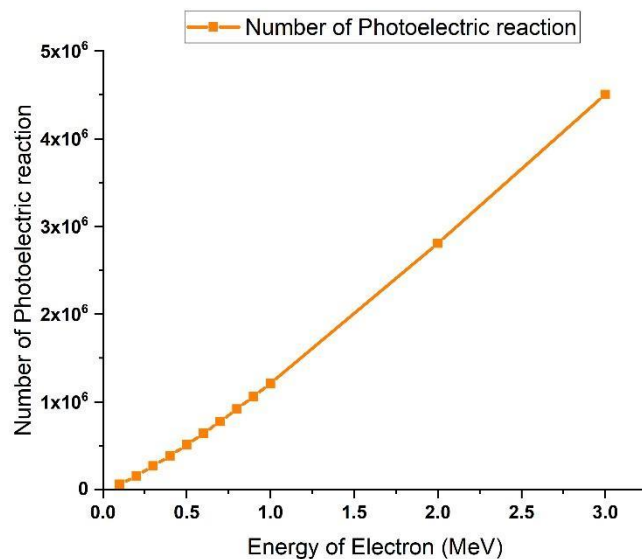


شکل ۳. تعداد واکنشهای تابش ترمزی رخ داده حین برهم کنش الکترونها و محدودکننده به ازای انرژی الکترونها بر خوردی.

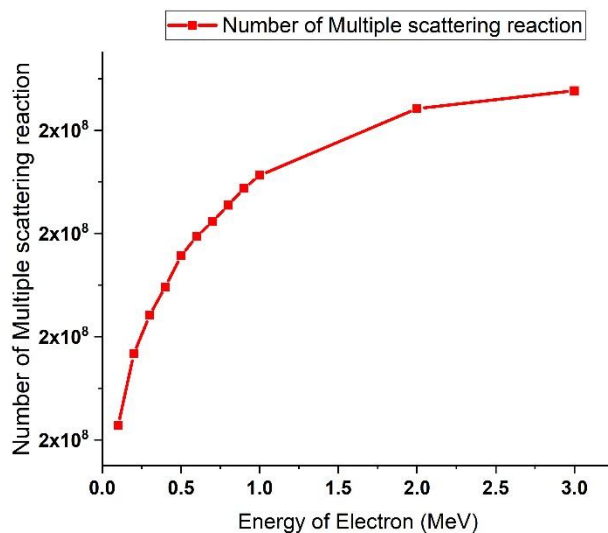


شکل ۴. تعداد واکنشهای یونیزاسیون رخ داده حین برهمکنش الکترونها و محدودکننده به ازای انرژی الکترونها بر خوردی.

با توجه به شکلهای ۱ تا ۴ و همچنین شکل ۵ مشاهده میگردد که تعداد واکنشهای پراکندگی راپلی، پراکندگی کامپتون، یونیزاسیون، فوتوالکتریک و تابش ترمزی با افزایش انرژی الکترونها بر خوردی افزایش مییابند که نشان میدهد هرچه انرژی الکترونها بر خوردی بیشتر باشد، مخاطرات آن و تعداد واکنشهای ایجاد شده بیشتر است به همان نسبت، میزان رسوب الکترون حاصل از آن نیز روی دیواره بیشتر خواهد بود.



شکل ۵. تعداد واکنشهای فوتوالکتریک رخ داده حین برهم کنش الکترونها و محدودکننده به ازای انرژی الکترونها بر خوردی.

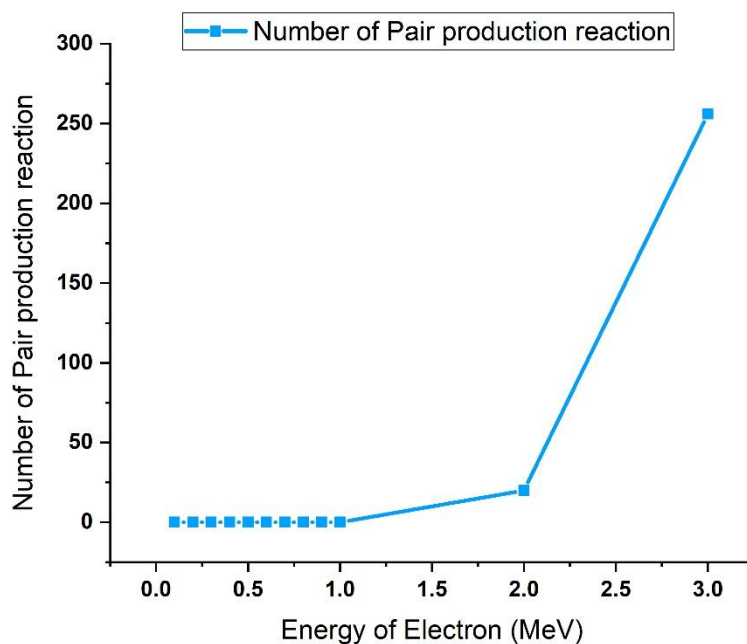


شکل ۶. تعداد واکنشهای پراکندگی چندگانه رخ داده حین برهم کنش الکترونها و محدودکننده به ازای انرژی الکترونها بر خوردی.

با توجه به شکل ۵، مشاهده میگردد به ازای برخورد الکترونها با انرژی کمتر از ۱ مگا الکترون ولت، با افزایش انرژی الکترون برخوردی، میزان واکنشهای پراکندگی چندگانه با سرعت زیادی افزایش مییابد اما پس از انرژی یک مگا الکترون ولت این رشد واکنشها کاهش یافته و به سمت یک مقدار ثابت میلی میکنند که به همان نسبت نیز میزان رسوب انرژی ناشی از الکترون در هدف که ناشی از فرآیند پراکندگی چندگانه باشد، به سمت یک مقدار ثابت میل خواهد کرد.

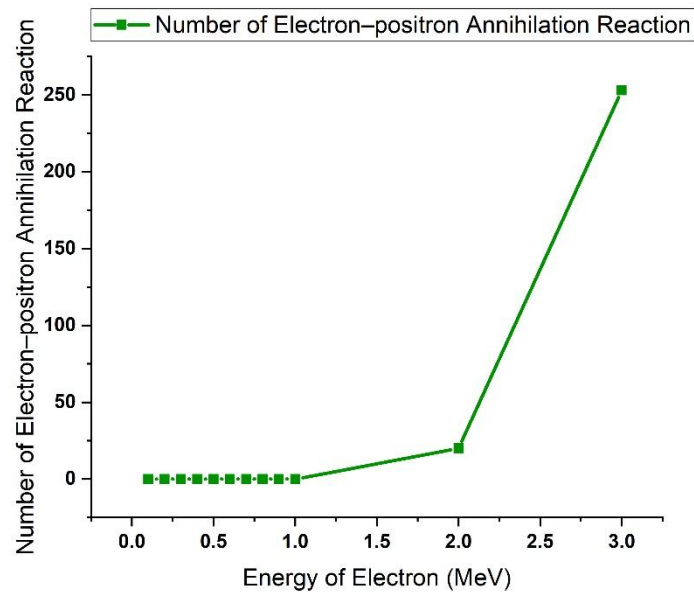


در انرژی الکترونیهای مورد محاسبه، این واکنشها تا انرژی یک مگا الکترون ولت ثابت هستند اما در برخورد الکترون با انرژی ۲ مگا الکترون ولت به بالا با صفحه استیل ضد زنگ، واکنش تولید زوج و نابودی زوج نیز در برهمکنشها صورت میگیرند. که شکل ۷ و ۸ تغییر تعداد انجام این واکنشها را نسبت به انرژی الکترون برخوردی نمایش میدهد.

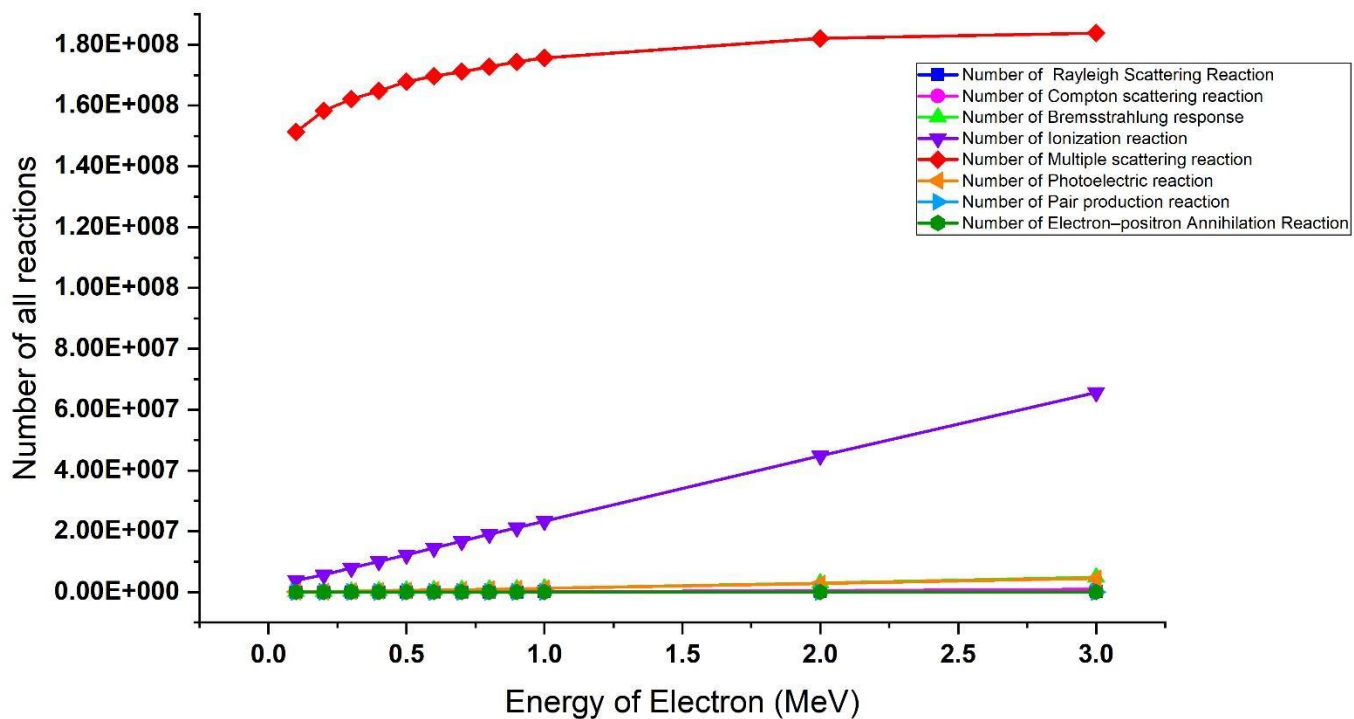


شکل ۷. تعداد واکنشهای تولید زوج رخ داده حین برهم کنش الکترونها و محدودکننده به ازای انرژی الکترونیهای برخوردی.

روند تعداد واکنشها نسبت به انرژی الکترون برخوردی در شکل ۸ و ۷ مشابه می باشد، برای برخورد الکترون با انرژی ۱ مگا الکترون ولت و کمتر این فرآیندها رخ نمیدهد و برای انرژی الکترون برخوردی ۳ و ۲ مگا الکترون ولت این واکنشها رخ داده و تعداد آن با سرعت بسیار زیادی افزایش مییابد.



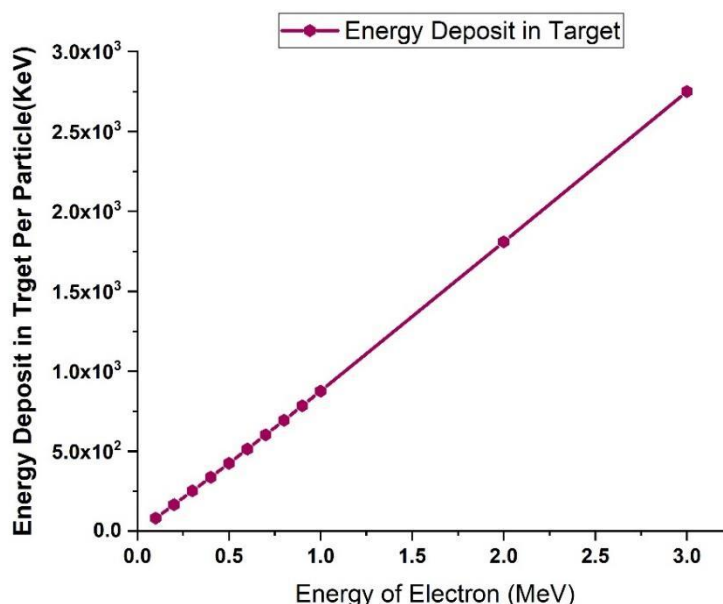
شکل ۸. تعداد واکنشهای نابودی زوج رخ داده حین برهم کنش الکترونها و محدودکننده به ازای انرژی الکترونهای برخوردی.



شکل ۹. تغییرات تعداد کل واکنشهای رخ داده حین برهم کنش الکترونها و محدودکننده به ازای انرژی الکترونهای برخوردی.



در برخورد الکترون با انرژی ۳ مگا الکترون ولت و صفحه استیل ضد زنگ، واکنش واپاشی رادیواکتیو نیز رخ میدهد که تعداد آن ناچیز است بنابراین از رسم نمودار آن چشمپوشی شده است. به منظور مقایسه تعداد واکنشهای رخ داده در این برهم کنش، همه نمودارها در شکل ۹ نشان داده شده است که به وضوح نشان میدهد عمده واکنشهای رخ داده واکنش پراکندگی چندگانه بوده و تعداد آن نسبت به سایر واکنشهای رخدادی بسیار بیشتر است اما با افزایش انرژی الکترونها برخوردی به سمت یک مقدار ثابت میل میکند و همچنین واکنش یونیزاسیون طی برهمکنش الکترون با دیواره، به سرعت افزایش مییابد و سرعت افزایش آن نسبت به سایر واکنشها قابل توجه است. برای داشتن برآوردی از میزان رسوب انرژی ناشی از برخورد الکترونها گریزان با صفحه استیل ضد زنگ، نمودار رسوب انرژی الکترون گریزان برخوردی به صفحه هدف به ازای هر ذره الکترون در شکل ۱۰ نمایش داده شده است که نشان میدهد با افزایش انرژی الکترون برخوردی، رسوب انرژی حاصل از این الکترونها در دیواره محدودکننده به صورت خطی افزایش مییابد و افزایش برهمکنشها و تعداد واکنشهای انجام شده نیز تصدیق بر این مطلب میباشد.



شکل ۱۰. نمودار انرژی رسوب یافته حاصل از برخورد الکترونها گریزان در دیواره توکامک دماوند به ازای هر الکترون.

۴- نتایج:

در برخورد الکترونها گریزان با دیواره محدود کننده توکامک دماوند از جنس استیل ضد زنگ نتایج زیر را خواهیم داشت :

- واکنشهای رخ داده تا ۱ مگا الکترون ولت عبارتند از پراکندگی رایلی، پراکندگی کامپتون، تابش ترمزی، یونیزاسیون، پراکندگی چندگانه و فوتوالکتریک.
- تعداد واکنشهای پراکندگی رایلی، پراکندگی کامپتون، یونیزاسیون و فوتوالکتریک با افزایش انرژی الکترون برخوردی افزایش مییابد.



- ستعداد واکنش پراکندگی چندگانه به ازای برخورد الکترون با انرژیهای ۱ مگا الکترون ولت و کمتر، با شدت بالایی افزایش یافته اما به ازای افزایش انرژی الکترونها بیش از ۱ مگا الکترون ولت، سرعت افزایش تعداد آن کاهش پیدا کرده و به سمت یک مقدار ثابت میل میکند.
- به ازای انرژیهای لحاظ شده برای الکترونها، در انرژیهای ۲ و ۳ مگا الکترون ولت، واکنش تولید زوج و نابودی زوج نیز رخ میدهد که با شیب بسیار زیادی تعداد رخداد آنها نسبت به افزایش انرژی الکترون برخوردی افزایش مییابد.
- در مقایسه با کل تعداد واکنشهای رخدادی، واکنش پراکندگی چندگانه بیشترین تعداد را دارد که رشد تعداد آن به ازای انرژی الکترون بیش از ۱ مگا الکترون ولت کند میگردد و پس از آن فرآیند یونیزاسیون بیشترین تعداد رخداد را دارد که با افزایش انرژی الکترون برخوردی به هدف، به صورت خطی تعداد آن افزایش مییابد.

۵- مراجع:

- [۱]. Catto, P. J. (۲۰۲۰). *Plasma Physics and Fusion Energy*. CRC Press.
- [۲]. Wesson, J. (۲۰۱۱). *Tokamaks* (۳rd edition). Oxford University Press.
- [۳]. Reux, C., et al. (۲۰۱۹). "Electron and ion dynamics in tokamak plasmas." *Plasma Physics and Controlled Fusion*, ۶۱(۹), ۰۹۴۰۰۲.
- [۴]. Zohm, H., et al. (۲۰۱۸). "Impact of plasma-wall interactions on the performance of tokamaks." *Nuclear Fusion*, ۵۸(۱۲), ۱۲۴۰۰۱.
- [۵]. Pitts, R. A., et al. (۲۰۲۰). "Material choices for plasma-facing components in fusion devices." *Fusion Engineering and Design*, ۱۵۷, ۱۱۱۶۹۱.
- [۶]. 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. ۲۳, Issue. ۷, (۲۰۱۶).
- [۷]. 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. ۴۳, pp. ۲۸۰-۲۸۸, (۲۰۱۷).
- [۸]. Allison, J., et al. (۲۰۱۶). "Recent developments in GEANT۴." *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, ۸۳۵, ۱۸۶-۲۲۵.
- [۹]. Ataeiseresht, L., et al. (۲۰۲۳). "Runaway electrons and their interaction with tungsten wall: a comprehensive study of effects", *Scientific Reports*, ۱۳, ۲۱۷۶۰.



شبیه سازی موجبر سیلیکونی مستقل از قطبش بر مبنای سیلیکون عایق (SOI) (کد مقاله : ۱۵۳۴)

و ثوقیان، حسن^{۱*} - حاج اسماعیل بیگی، فرشته^۱

^۱. سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی

چکیده:

موجبرهای نوری مستقل از قطبش در پلتفرم سیلیکون-عایق (SOI) نقش مهمی در سیستم‌های فوتونیک یکپارچه دارند. با این حال، بسیاری از موجبرهای سیلیکونی معمولی دارای وابستگی به قطبش هستند که می‌تواند عملکرد دستگاه‌های فوتونیک را محدود کند. در این مقاله، یک طراحی جدید برای موجبر سیلیکونی مستقل از قطبش ارائه شده است که می‌تواند چالش‌های ناشی از وابستگی قطبش را برطرف کند. ساختار پیشنهادی با استفاده از مهندسی مقطع موجبر و بهینه‌سازی ابعاد هندسی، قابلیت انتشار همزمان مدهای قطبشی TE و TM را با ویژگی‌های انتقالی تقریباً یکسان فراهم می‌کند. همچنین، این طراحی از مزایای فناوری ساخت $CMOS$ سازگار با SOI بهره می‌برد که امکان تولید انبوه و یکپارچگی با مدارهای الکترونیک را فراهم می‌آورد. شبیه‌سازی‌های عددی نشان می‌دهد که موجبر پیشنهادی دارای تطابق مناسب فاز بین مدهای TE و TM و کارایی بالا در طول موج‌های مخابراتی استاندارد است. این پژوهش می‌تواند گامی مؤثر در توسعه سیستم‌های فوتونیک مستقل از قطبش باشد که در کاربردهای ارتباطات نوری و حسگرهای فوتونیک نقش کلیدی دارند.

کلمات کلیدی: موجبرهای سیلیکونی، حسگرهای فوتونیک، قطبش

Simulation of Polarization-Independent Silicon Waveguide on the Silicon-on-Insulator (SOI) Platform.

Vosoughian, Hasan^{۱*}, Hajiesmaeilbaigi, Fereshteh^۱

^۱. Photonic and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran.

Abstract:

Silicon-on-Insulator (SOI) polarization-independent silicon waveguides play a crucial role in integrated photonic systems. However, many conventional silicon waveguides exhibit polarization dependence, which can limit the performance of photonic devices. In this paper, a novel design for polarization-independent silicon waveguide is proposed to address the challenges associated with polarization dependence. The proposed structure utilizes waveguide cross-section engineering and geometric dimension optimization to enable the simultaneous propagation of TE and TM modes with nearly identical transmission



characteristics.^{۱۱۴} Additionally, this design benefits from CMOS-compatible SOI fabrication technology, allowing for mass production and seamless integration with electronic circuits. Numerical simulations demonstrate that the proposed waveguide exhibits low loss, good phase matching between TE and TM modes, and high efficiency at standard telecommunication wavelengths. This research represents a significant step toward the development of polarization-independent photonic systems, which play a key role in optical communication and photonic sensing applications.

Key words: silicon, waveguides, photonic sensor

۱ - مقدمه:

با پیشرفت فناوری فوتونیک سیلیکونی، استفاده از موجبرهای سیلیکونی به دلیل مزایای برجسته‌ای همچون یکپارچگی بالا، هزینه کم و سازگاری با فرآیندهای ساخت مدارهای مجتمع نیمه‌هادی^{۱۱۵} (CMOS)، مورد توجه گسترده‌ای قرار گرفته است. یکی از چالش‌های اصلی در طراحی موجبرهای سیلیکونی، حفظ تک‌مدی بودن و عملکرد مستقل از قطبش است. در بسیاری از کاربردهای فوتونیک، از جمله مخابرات نوری و حسگرهای نوری، وجود وابستگی به قطبش می‌تواند منجر به تلفات و عدم تطابق سیگنال شود که عملکرد کلی سیستم را کاهش می‌دهد^{۱۱۶}. در این راستا، توسعه موجبرهای سیلیکونی مستقل از قطبش^{۱۱۷} در پلتفرم سیلیکون-عایق (SOI)^{۱۱۸} به عنوان یک راهکار کلیدی مطرح شده است^{۱۱۹}. این موجبرها با طراحی ویژه هندسه مقطع و بهره‌گیری از ساختارهای نوآورانه، قادرند هر دو مد قطبشی نور (TE, TM) را به‌طور همزمان پشتیبانی کرده و انتقال نوری پایدار و کم‌تلافی را ارائه دهند^{۱۲۰}. در این مقاله، به بررسی اصول طراحی، روش‌های بهینه‌سازی و عملکرد موجبرهای سیلیکونی مستقل از قطبش در بستر SOI پرداخته شده است و یک طراحی جدید برای موجبر سیلیکونی مستقل از قطبش ارائه شده است که می‌تواند چالش‌های ناشی از وابستگی قطبش را برطرف کند. ساختار پیشنهادی با استفاده از مهندسی مقطع موجبر و بهینه‌سازی ابعاد هندسی، قابلیت انتشار همزمان نور با قطبشهای TE و TM با ویژگی‌های انتقالی تقریباً یکسان را فراهم می‌کند.

۲ - شبیه سازی موجبر سیلیکونی تک مد و مستقل از قطبش توسط نرم افزار محاسباتی لومریکال

به منظور طراحی موجبرهای مستقل از قطبش و فاقد پاشندگی نوری، یک موجبر نواری با سطح مقطع به شکل پله‌ای^{۱۱۸} (PhWRW) را توسط نرم افزار محاسباتی لومریکال^{۱۱۹} شبیه سازی کرده‌ایم. شبیه سازی انجام شده بر پایه حل معادلات

۱۱۴

Complementary Metal-Oxide-Semiconductor^{۱۱۵}

Polarization-Independent^{۱۱۶}

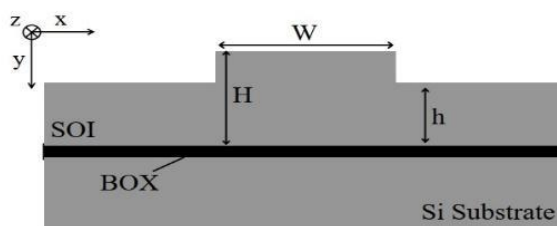
Silicon on insulator^{۱۱۷}

Photonic Rib Waveguide^{۱۱۸}

Lumerical^{۱۱۹}



مقدار ویژه EME^{120}) اجرا شده است که برای تحلیل موجبرها و ساختارهای نوری استفاده میشود [۴]. در شبیه‌سازهای انجام شده، یک موجبر با پارامتر پهنای نوار اصلی موجبر W ، ارتفاع نوار اصلی H و ارتفاع لایه زیرین h تعریف شده است (شکل (۱)) که اندازه آنها در جدول ۱ ارائه شده است. سلول شبیه‌سازی به ابعاد $0.8(\mu m) \times 20(\mu m) \times 15(\mu m)$ و شرایط مرزی جاذب به منظور جذب امواج بازتابی انتخاب شده است. شبکه محاسباتی به سلولهای محاسباتی ریز با ابعاد ۳۰ نانومتر تقسیم شده است که معادل دقت محاسباتی ^{121} از مرتبه ۴ میباشد. بطور کلی، دو نوع موجبر پلهای را بررسی کرده‌ایم: موجبر با پهنای وسیع را به عنوان موجبر با سطح مقطع کشیده $LCRW^{122}$) و موجبر با پهنای نازک (کمتر از ۳ میکرومتر) را موجبر با سطح مقطع کاهش یافته $RCRW^{123}$) در نظر گرفته ایم. به دلیل نشان دادن تاثیر قابل توجه شکل سطح مقطع، مورد موجبر با سطح مقطع ساده (مربعی شکل) ^{124} $Phww$ را نیز در مطالعات مورد بررسی قرار داده‌ایم که مشخصات هندسی آن نیز به منظور مقایسه با سایر موجبرهای انتخابی در جدول ۱ گنجانیده شده است. تغییرات ضریب شکست گروه بر حسب طول موج نور تزریق شده برای مدهای اصلی قطبش نور (TE_{00} و TM_{00})، در مورد هر یک از موجبرهای معرفی شده، در شکل ۲ ارائه شده است. واضح است که ساختارهای موجبر ساده $(PhWW)$ بسیار پاشنده هستند، در حالی که $RCRW$ و $LCRW$ پاشندگی کمتری را نشان میدهند.



شکل ۱: شماتیک مقطع یک ساختار موجبر پلهای سیلیکونی معمولی.

جدول ۱: طبقه‌بندی موجبرهای SOI بر اساس ابعاد سطح مقطع.

Type of Waveguide	Parameters(mm)
PhWW	$W=0.5, H=0.22, h=0$
PhWRW	$W=0.5, H=0.22, h=0.055$
RCRW	$W=1.3, H=2.00, h=0.84$
LCRW	$W=5.00, H=5, h=3.2$

¹²⁰ EigenModeSolver

¹²¹ Mesh accuracy

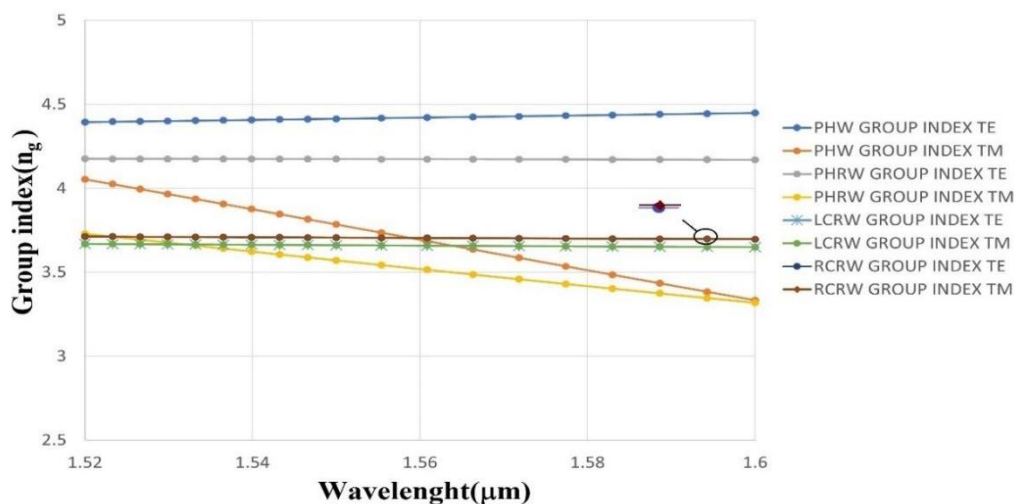
¹²² Large Cross Section Rib Waveguide

¹²³ Reduce Cross Section Rib Waveguide

¹²⁴ Photonic Wire Waveguide



به منظور بررسی بیشتر، تغییرات ضریب شکست گروه، $\frac{dn_g}{d\lambda}$ ، (که به عنوان معیاری از پاشندگی موجبر در نظر گرفته میشود) و اختلاف ضریب شکست موثر موجبرها $n_{eff}^{12} = \frac{\lambda\beta}{2\pi}$ (برای هر دو مد قطبشی TE و TM) محاسبه و در جدول ۲ ارائه شده است. میزان پاشندگی نور با قطبش TE ۰.۰ و طول موج $\lambda = 1.55 \mu m$ در موجبرهای RCRW و LCRW به ترتیب $2.4 \times 10^{-4} nm^{-1}$ و $1.8 \times 10^{-4} nm^{-1}$ تخمین زده می‌شود که به وضوح نشان می‌دهد پاشندگی موجبر برای ساختارهای فوق ناچیز است. علاوه بر این، وجود اثر دو شکستی در موجبر ($n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM} \neq 0$) می‌تواند منجر به اختلاف در نحوه انتشار قطبشهای TE و TM در داخل هر موجبر و ایجاد پاسخ وابسته به نوع قطبش نور شود. در واقع ضریب شکست گروه مطابق رابطه $n_g = n_{eff} - \lambda \frac{dn_{eff}}{d\lambda}$ تابعی از ضریب شکست موثر و نیز تغییرات مرتبه اول آن است. مطالعات نشان داده است که تغییرات مرتبه اول ضریب شکست موثر برای هر دو مد قطبشی در مورد موجبرهای RCRW و LCRW بسیار ناچیز و قابل صرف نظر کردن است (مطابق تغییرات مشاهده شده در شکل (۲)). بنابراین اختلاف در مقدار ضریب شکست موثر موجبر برای هر قطبش منجر به ضریب گروه متفاوت برای هر دو مد قطبشی شود. از طرفی طبق رابطه $\Delta L = \frac{c}{n_g \Delta \nu}$ ، به ازای یک طول انتشار معین، ΔL ، تغییر فرکانسی معادل $\Delta \nu$ در مد انتشاری ایجاد خواهد شد. بنابراین در صورت وجود اختلاف در ضریب شکست گروه موجبر، نسبت تغییرات فرکانسی هر دو مد قطبشی معادل $\Delta \nu^{TM} = \frac{n_g^{TE}}{n_g^{TM}} \Delta \nu^{TE}$ خواهد بود که منشاء ایجاد اختلاف فاز بین دو مد قطبشی TE و TM در اثر انتشار در داخل موجبر و در نتیجه پاسخ وابسته به قطبش برای موجبر خواهد شد. این اثر در طراحی دستگاههای حساس به اختلاف مسیر (مانند فیلتر ماخ زندر که به اختلاف راه انتشار بسیار حساس هستند) از اهمیت بسیار بالایی برخوردار میباشد.



شکل ۲: تغییرات ضریب شکست گروه وابسته به طول موج برای مدهای اصلی موجبرهای PhWW, PhWRW, LCRW, RCRW

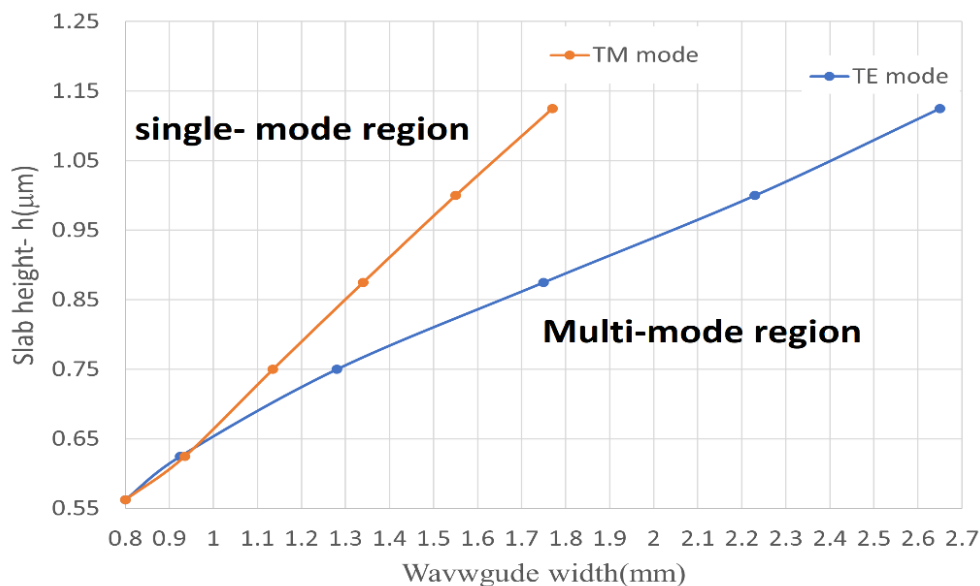
^{۱۲} Effective index



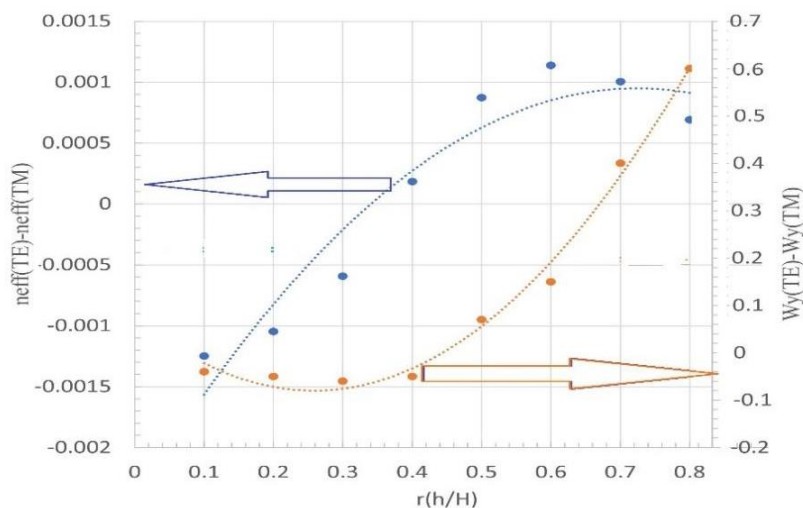
نتایج محاسبه پارامتر دو شکستی ($n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM}$) در جدول ۲ ارائه شده است. واضح است که در موجبر ساده (PhWW)، و موجبر پله ای با پهنای کمتر از میکرون (PhWRW) پارامتر دوشکستی به ترتیب دارای مقدار $۰/۷۷۲۳۰۴$ و $۰/۶۸۳۱۹۶$ میباشد که قابل چشمپوشی نیست و بنابراین این نوع موجرها به شدت وابسته به قطبش هستند، در حالی مقدار پارامتر دوشکستی برای ساختارهای RCRW و LCRW بسیار ناچیز و از مرتبه $۱۰^{-۵}$ میباشد که بسیار ناچیز و قابل چشمپوشی است. بنابراین ضریب شکست گروه این دو موجبر برای هر دو مد قطبشی یکسان ($n_g^{TM} = n_g^{TE}$) و حساسیت به قطبش از خود نشان نخواهند داد و به ازای انتشار هر دو مد قطبشی در موجبر، اختلاف فرکانسی نخواهیم داشت ($\Delta v^{TM} = \Delta v^{TE}$). با این توصیفات، در کار حاضر، موجبراز نوع RCRW به دلیل ابعاد هندسی کوچکتر و قابل کاربرد در یک ساختار فشرده فوتونیکی انتخاب شد. در شکل (۳)، شرایط هندسی موجبر نوع RCRW، برای حضور همزمان هر دو مد قطبشی، به صورت تابعی از عرض موجبر (W) و ارتفاع لایه زیرین (h) بررسی کرده‌ایم. ارتفاع اصلی موجبر در این بررسی ثابت و به اندازه $H=2\text{mm}$ در نظر گرفته شده است. نتایج نشان میدهند، که با انتخاب محدوده پهنای موجبر در حدود $W=2\text{mm}$ و ارتفاع زیرلایه آن به صورت $h=0.84\text{mm}$ ، شرایط اپتیکی بگونه‌ای انتخاب میشود که امکان حضور هر دو مد قطبشی مرتبه اول وجود خواهد داشت. با تعیین ابعاد h و W در ناحیه دو مدی، ارتفاع موجبر (H) بایستی بگونه‌ای تنظیم شود که اندازه عرضی دو مد انتشاری و نیز اندازه پارامتر دوشکستی به حداقل مقدار خود در موجبر برسند. بدین منظور، مقدار پارامتر دوشکستی و تفاوت اندازه مدهای انتشاری در دو حالت قطبشی TM و TE به ازای مقادیر مختلف پارامتر $r = \frac{h}{H}$ در شکل (۴) ترسیم شده است.

جدول ۲: شیب تغییرات ضریب شکست گروه، اختلاف ضرایب شکست دو مد TE و TM (ضریب دوشکستی) و اندازه مد اصلی انتشار برای ساختارهای موجبر مختلف در $\lambda=1.55 \mu\text{m}$

Waveguide	$\left(\frac{dn_g}{d\lambda}\right)_{TE}, \text{m}^{-1}$	$n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM}$	Mode size [$\mu\text{m} \times \mu\text{m}$], TE
PhWW	۶.۵×۱۰^{-۴}	$TE_{neff} = ۲.۴۹۷۸۶۸$ $TM_{neff} = ۱.۷۲۵۵۶۴$ $n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM} = ۰.۷۷۲۳۰۴$	$۰.۴ \mu\text{m} \times ۰.۲۲ \mu\text{m}$
PhWRW	-۶×۱۰^{-۵}	$TE_{neff} = ۲.۵۲۰۷۲۰$ $TM_{neff} = ۱.۸۳۷۵۲۴$ $n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM} = ۰.۶۸۳۱۹۶$	$۰.۴۵ \mu\text{m} \times ۰.۲۲ \mu\text{m}$
LCRW	-۱.۸×۱۰^{-۴}	$TE_{neff} = ۳.۵۲۴۹۴۳$ $TM_{neff} = ۳.۵۲۴۸۷۴$ $n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM} = ۶.۹ \times ۱۰^{-۵}$	$۶ \mu\text{m} \times ۳.۶ \mu\text{m}$
RCRW	-۲.۴×۱۰^{-۴}	$TE_{neff} = ۳.۴۷۴۱۰۹$ $TM_{neff} = ۳.۴۷۴۱۰۴$ $n_{eff}^{TE} - n_{eff}^{TM} = ۵ \times ۱۰^{-۶}$	$۱.۵ \mu\text{m} \times ۱.۶ \mu\text{m}$



شکل ۳: تغییرات ویژگی تک مدی و چند مدی موجبر نوع RCRW در صفحه $W-h$ به ازای تغییرات پهنای اصلی موجبر (W) و ارتفاع زیر لایه (h) در طول موج $\lambda \sim 1550$ نانومتر. ارتفاع اصلی موجبر ($H=2\text{mm}$) ثابت در نظر گرفته شده است.



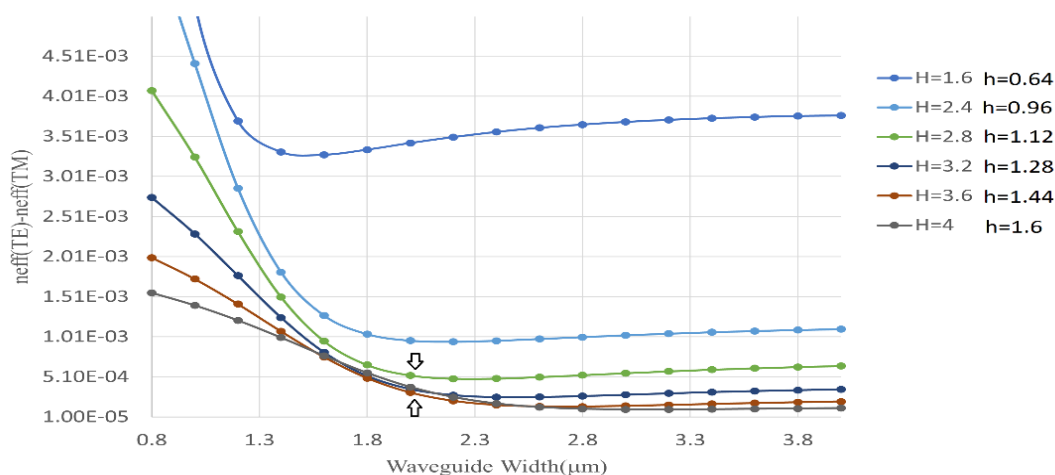
شکل ۴: (الف) تغییرات پارامتر دوشکستی و گسترگی فضایی مدهای قطبشی (متناظر با $\theta/1$ گسترگی عرض مدی) به عنوان تابعی از پارامتر $r=h/H$ برای موجبر نوع RCRW. یادآوری: پهنای اصلی موجبر ($W=2\text{mm}$) و ارتفاع زیر لایه ($h=0.84\text{mm}$)، ثابت در نظر گرفته شده اند.

نتایج نشان میدهند که با انتخاب $r = 0.4$ (که متناظر با $h=0.84\text{mm}$, $H=2\text{mm}$ است)، مقدار پارامتر دوشکستی بسیار ناچیز و در حد صفر خواهد بود و هر دو مد قطبشی گسترگی فضایی تقریباً یکسانی خواهند داشت ($W_y^{TE} = W_y^{TM}$).



با این حال، در هنگام ساخت ویفر SOI به صورت تجاری ($H = 2 \text{ mm}$) معمولاً انحرافی به میزان $\Delta H = \pm 0.5 \mu\text{m}$ در ضخامت لایه ساخته شده وجود خواهد داشت. این تغییرات در ضخامت ارتفاع اصلی موجبر منجر به تغییر پارامتر دوشکستی می شود که عملکرد موجبر را به طور قابل توجهی تحت تاثیر قرار میدهد. بنابراین بایستی ابعاد موجبر را بگونه‌ای بهینه کنیم تا عملکرد آن در برابر چنین تغییراتی پایدار باشد. پارامتر دو شکستی را به ازای مقادیر مختلف ارتفاع اصلی موجبر در بازه $H=1.6\text{mm}$ تا $H=4\text{mm}$ به صورت تابعی از پهنای اصلی موجبر (W) و $r = \frac{h}{H} = 0.4$ محاسبه کرده‌ایم که در شکل ۵ نشان داده شده است. این نمودار به ما اجازه میدهد تا مقدار عرض (W) را بگونه‌ای انتخاب کنیم که تغییرات در ارتفاع نوار اصلی موجبر تأثیر ناچیزی بر مقدار پارامتر دوشکستی موجبر داشته باشد.

Structure Birefringence($n_{\text{eff}}(\text{TE}) - n_{\text{eff}}(\text{TM})$)



شکل ۵: تغییرات مقدار پارامتر دو شکستی ($n_{\text{eff}}(\text{TE}) - n_{\text{eff}}(\text{TM})$) به صورت تابعی از پهنای اصلی موجبر. مقادیر H متناظر با مقدار پارامتر $r = h/H = 0.4$ انتخاب شده اند.

مشاهده میشود که با افزایش ارتفاع اصلی موجبر (H)، به ازای یک پهنای ثابت موجبر (W)، و نیز با افزایش پهنای موجبر (W) به ازای یک مقدار ثابت از ارتفاع اصلی موجبر (H)، مقدار پارامتر دو شکستی کاهش می‌یابد. این نشان می‌دهد که ابعاد بزرگتر موجبر منجر به پارامتر دو شکستی کوچکتری می‌شود. تغییر در مقدار پارامتر دو شکستی به تغییرات ارتفاع و پهنای موجبر بسیار حساس است. در مورد طراحی که در این مقاله صورت گرفته است، به ازای تغییرات پهنای موجبر در حدود $1/5$ تا $2/3$ میکرومتر و همچنین تغییرات ارتفاع موجبر به مقادیر بیش از $2/8$ میکرومتر، مقدار پارامتر دوشکستی موجبر کمترین تغییرات را خواهد داشت و نسبت به میزان خطای ساخت پایدار میباشد. بنابراین با انتخاب پهنای نوار اصلی به مقدار $W=2\text{mm}$ و انتخاب ارتفاع نوار اصلی موجبر به مقدار $H=3.2\text{mm}$ ، میزان تغییرات پارامتر دوشکستی در یک بازه در حدود 0.5 میکرومتری از تغییرات ارتفاع نوار اصلی، از مرتبه $10^{-5} \times 5$ میباشد که ناحیه طراحی بسیار مناسبی به منظور پایداری ساخت موجبر میباشد.



۳- نتیجه گیری:

در این پژوهش، یک موجبر سیلیکونی تک مد و مستقل از قطبش جدید بر اساس پلتفرم سیلیکون- عایق (SOI) طراحی و تحلیل شد. با بهینه‌سازی مقطع موجبر و ابعاد هندسی آن، ساختار پیشنهادی توانست به‌طور همزمان مدهای TE و TM را با ویژگی‌های انتقالی تقریباً یکسان پشتیبانی کند. نتایج نشان داد که این طراحی می‌تواند وابستگی به قطبش را به‌طور مؤثری کاهش داده و عملکرد سیستم‌های فوتونیک یکپارچه را بهبود بخشد. این پیشرفت، راه را برای توسعه دستگاه‌های فوتونیک مستقل از قطبش هموار می‌کند که در کاربردهایی مانند ارتباطات نوری و حسگرهای فوتونیک نقش کلیدی دارند.

۴- مراجع:

- [۱] J. S. Jensen, O. Sigmund, Polarization-independent single-mode rib waveguides on silicon-on-insulator for telecommunication wavelengths, [https://doi.org/10.1016/S0030-4018\(02\)01681-4](https://doi.org/10.1016/S0030-4018(02)01681-4).
- [۲] S. P. Chan, C. E. Png, Single-Mode and Polarization-Independent Silicon-on-Insulator Waveguides with Small Cross Section, <https://opg.optica.org/jlt/abstract.cfm?URI=jlt-23-6-2103>
- [۳] H. H. Yaffe, C. H. Henry, Polarization independent Silica-on-Silicon waveguide devices, <https://doi.org/10.1364/IPR.1993.PD7>
- [۴] D. F.G. Gallagher, Eigenmode Expansion Methods for Simulation of Optical Propagation in Photonics, Proceedings of SPIE, Vol 4987, p. 69-82, doi.org/10.1117/12.473173.



بررسی اثر تشکیل آب فعال پلاسما (PAW) بر ویژگی های شیمیایی آب شهری تهران و مشهد (کد مقاله : ۱۵۳۷)

- مازندرانی، ابوالفضل^۱ - خداشناس، محمدجواد^۲ - طاهری، متین^۳ - فکور، شهریار^۳ - هاشم‌آبادی، امیرحسین^۳ - شفیعی، متین^۳ - گودرزی، شروین^۱ - احمدی‌نیت، احمد^۳ - فضائلی، سید یوسف^۴
- ۱- سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداحت هسته‌ای
- ۲- دانشگاه صنعتی امیرکبیر، دانشکده فیزیک و مهندسی انرژی، گروه مهندسی هسته ای
- ۳- موسسه آموزشی فرهنگی صنعت هسته‌ای کشور، دبیرستان انرژی اتمی، واحد مشهد مقدس
- ۴- سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده کاربرد پرتوها

چکیده:

پلاسمای سرد، به عنوان یک فناوری جدید، اخیراً توجه تحقیقات زیادی را در حوزه‌های کشاورزی، زیست پزشکی، صنایع غذایی، بهداشت، درمان و غیرفعال‌سازی باکتری‌ها و میکروارگانیسم‌های مضر به خود جلب کرده است. این مطالعه، بر پتانسیل تحولگرانه فناوری پلاسمای سرد اتمسفری برای تشکیل آب فعال شده با پلاسما و عملکرد آن بر سختی، نیترات و اسیدیت آب شهری تهران و مشهد متمرکز است. در تعامل آب و پلاسمای سرد، گونه‌های واکنشی متعددی مانند پراکسید هیدروژن، ازن و رادیکال‌های هیدروکسیل تولید می‌شود. این گونه‌ها به دلیل خواص اکسیداتیو قوی شناخته شده‌اند که می‌تواند ترکیب شیمیایی آب را تغییر دهد و به طور بالقوه بر سختی و اسیدیت آن تأثیر بگذارد. در این مطالعه تیمار پلاسما در زمان‌های مختلف ۰.۵، ۱، ۲، ۴، ۶، ۸، ۱۰، ۱۲، ۱۴ و ۱۶ دقیقه انجام شد. نتایج حاکی از افزایش سختی و نیترات با افزایش زمان تیمار پلاسما و همینطور کاهش کنترل شده اسیدیت آب شهری تهران و مشهد است.

کلمات کلیدی: آب فعال پلاسمایی، نیترات، سختی، اسیدیت، آب شهری مشهد، آب شهری تهران

The effect of plasma activated water (PAW) formation on the chemical characteristics of urban water in Tehran & Mashhad city

Mazandarani, Abolfazl¹, Khodashenas-Mohammad javad², Taheri, Matin³, Fakiuri, Shahriar³, Hashemabadi, Amirhossein³, Shafi, Matin³, Goudarzi, Shervin¹, Ahmari niat³, Seyed Yousef Fazaeli⁴

۱- Atomic Energy Organization of Iran, Nuclear Science and Technology Research Institute, Plasma and Nuclear Fusion Research school

۲- Amirkabir University of Technology, Faculty of Physics and Energy Engineering, Department of Nuclear Engineering

۳- National Nuclear Industry Educational and Cultural Institute, Atomic Energy High School, Mashhad Moghaddam Branch

۴- Atomic Energy Organization of Iran, Nuclear Science and Technology Research Institute, Radiation Application Research school

Abstract:

Cold plasma, as a new technology, has recently attracted much research attention in the fields of agriculture, biomedicine, food industry, health, treatment, and inactivation of harmful bacteria and microorganisms. This study focuses on the transformative potential of atmospheric



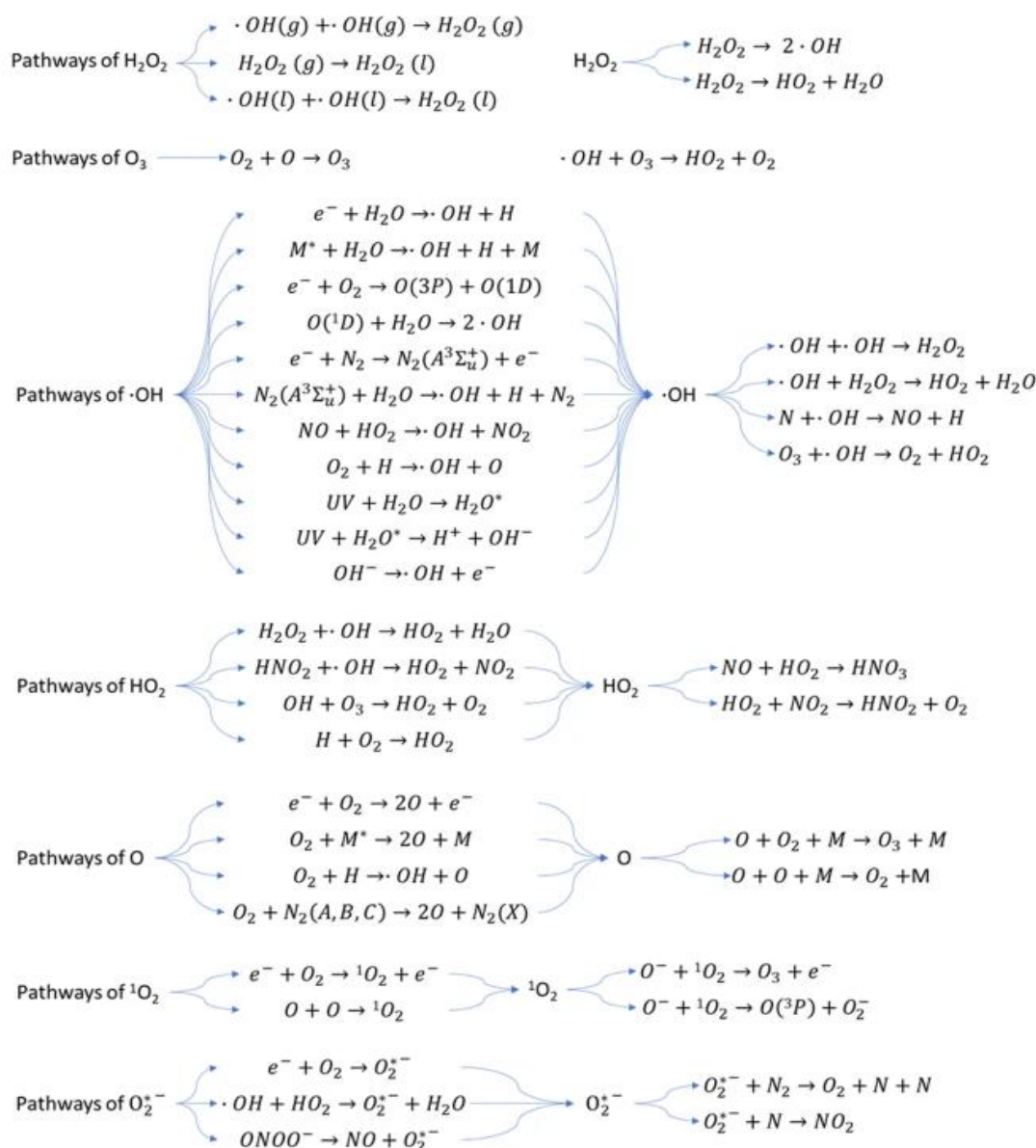
cold plasma technology for generating plasma-activated water and its effects on hardness, nitrate, and acidity of urban water in Tehran and Mashhad. In the interaction between water and cold plasma, various reactive species such as hydrogen peroxide, ozone, and hydroxyl radicals are produced. These species are known for their strong oxidative properties, which can alter the chemical composition of water and potentially affect its hardness and acidity. In this study, plasma treatment was conducted at different times: ۰.۵, ۱, ۲, ۴, ۶, ۸, ۱۰, ۱۲, ۱۴, and ۱۶ minutes. The results indicate an increase in hardness and nitrate levels with the extension of plasma treatment time, as well as a controlled decrease in the acidity of urban water in Tehran and Mashhad.

Key words: Plasma active water, nitrate, hardness, acidity, Mashhad urban water, Tehran urban water.

۱- مقدمه:

پلاسما به عنوان حالت چهارم ماده، با انرژی دادن به یک گاز ایجاد می‌شود که متشکل از رادیکال‌های آزاد، الکترون‌ها، یون‌ها و همچنین ذرات بدون بار است (۱ و ۲). پلاسماهای سرد، به عنوان یک فناوری جدید، اخیراً توجه تحقیقات زیادی را در حوزه‌های کشاورزی، زیست پزشکی، صنایع غذایی، بهداشت، درمان و غیرفعال‌سازی باکتری‌ها و میکروارگانیسم‌های مضر به خود جلب کرده است (۱-۳). در برخورد پلاسماهای سرد با آب، گونه‌های فعال نیترژن و اکسیژن با عمر طولانی همچون آب اکسیژینه (H_2O_2)، نیترات (NO_3^-)، نیتريت (NO_2^-)، ازن (O_3) و گونه‌های واکنشی با عمر نسبتاً کوتاه همانند رادیکال‌های هیدروکسیل ($\bullet OH$)، نیترو اکسید ($\bullet NO$)، پیروکسی نیترات ($OOONO_2^-$) و ... را تولید می‌کند (شکل ۱). این گونه‌های فعال اکسیژن و نیترژن در آب منجر به سمیت یا آلودگی محیط زیست نمی‌شوند (۴ و ۵). به آب حاصل شده، آب فعال پلاسمایی (PAW^{126}) می‌گویند که به دلیل خواص فیزیکی و شیمیایی متمایزش برای رفع آلودگی و تحریک رشد گیاه موثر است (۶). پژوهش‌های متعددی کاهش میزان pH آب، افزایش نیترات و نیتريت و همچنین افزایش سختی کل در PAW را گزارش دادند (۵ و ۶).

^{۱۲۶} Plasma Activated Water



شکل ۲- نحوه تشکیل گونه های شیمیایی در PAW (۵)

تغییرات pH و سختی کل می‌تواند تأثیر زیادی بر ویژگی‌های فیزیکی و شیمیایی محلول‌ها بگذارد. مقدار سختی کل آب تأثیر زیادی بر کیفیت آن دارد و می‌تواند بر طعم، شفافیت و ویژگی‌های فیزیکی آن تأثیر بگذارد. نقش موثر PAW در افزایش نیتрат منجر به کاربردی مفید در کشاورزی برای افزایش جوانه‌زنی بذر، رشد گیاه و تحمل به تنش‌ها شده است (۵-۸). عوامل زیادی از جمله، نوع پلاسما، مدت زمان تیمار، توان پلاسما می‌توانند در تغییرات pH، نیترات و سختی آب اثر بگذارند. همین امر موجب می‌شود تا نتایج مختلفی را در مطالعات PAW شاهد باشیم (۷ و ۸).

مطالعات متعددی در تولید PAW و اندازه‌گیری پارامترهای فیزیکی و شیمیایی انجام شده است ولی تاکنون مطالعه‌ای از اثر پلاسما بر پارامترهای سختی کل، مقدار نیترات و اسیدیته (pH) آب شهری تهران و مشهد (به عنوان دو کلانشهر پر جمعیت کشور) و مقایسه آنها با هم گزارش نشده است. در پژوهش حاضر یک دستگاه مولد پلاسمای سرد آزمایشگاهی ارزان،

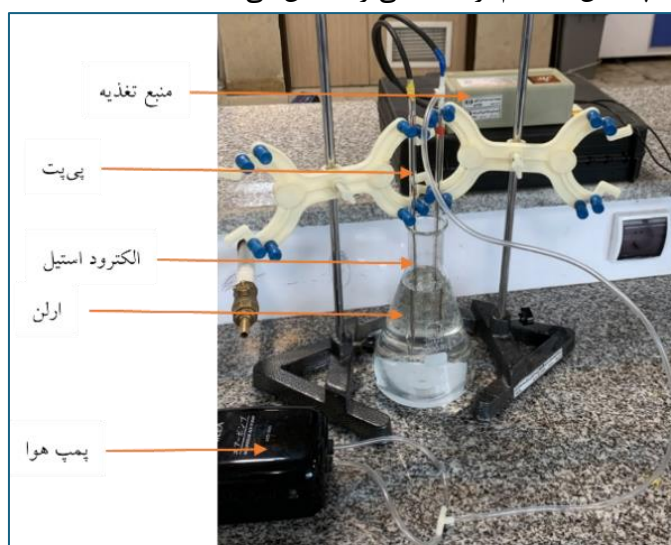


طراحی و ساخته شده است و آب شهری تهران و مشهد به کمک این دستگاه به PAW تبدیل شد، و تاثیر پلاسما بر روی تغییر میزان اسیدیته، نیترات و همچنین سختی کل آب مورد بررسی و آزمایش قرار گرفت.

۲- روش کار:

کلانشهر تهران و مشهد از لحاظ جمعیت به ترتیب پرجمعیت ترین شهر ایران هستند و تاکنون بررسی عملکرد پلاسما بر پارامترهای فیزیکی و شیمیایی آب این دوشهر انجام نشده است. به همین علت در کلیه آزمایش‌ها از آب شهری این دوشهر استفاده شد.

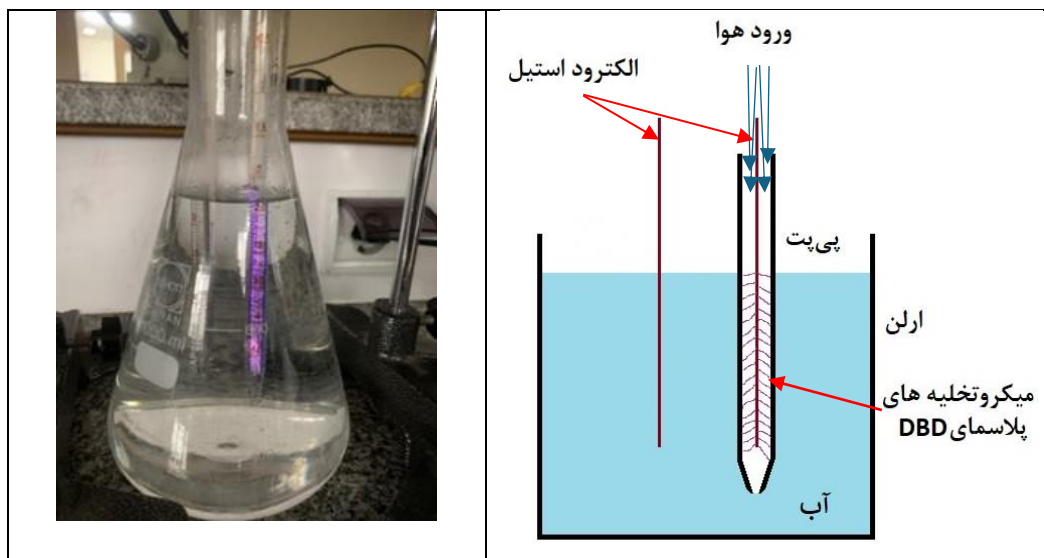
۲-۱- تولید آب فعال: در این مطالعه، از یک منبع تغذیه ۱۵ کیلوولت و ۲۵ کیلوهرتز، الکترودهایی از جنس استیل به طول ۳۲ سانتی‌متر و قطر ۲ میلی‌متر، سه پایه، ظرف ارلن یک لیتری و پی‌پت ۵ میلی‌لیتری به همراه پمپ هوای آکواریوم استفاده شده است. شکل ۲ نحوه چیدمان سیستم آزمایشگاهی را نمایش می‌دهد.



شکل ۲- نحوه چیدمان سیستم دستگاه مولد پلاسما

داخل ارلن به اندازه ۱ لیتر آب شهری ریخته، سپس پی‌پت روی سه پایه نصب و داخل ارلن قرار داده می‌شود. پمپ هوا به کمک سه راهی به انتهای پی‌پت متصل شده سپس از انتهای دیگر الکترودهای فلزی داخل آن‌ها قرار می‌گیرد. پس از اتصال الکترودها به خروجی منبع تغذیه و برقراری جریان الکتریکی و روشن کردن پمپ هوا، داخل پی‌پت پلاسما تشکیل می‌شود. شکل ۳، شماتیک تولید پلاسما (سمت راست) و تشکیل پلاسمای تخلیه سد دی الکتریک (DBD^{122}) درون پی‌پت (سمت چپ) را نشان می‌دهد. برای انجام این آزمایش‌ها ظروف در بسته مختلفی تهیه شد. آب شهری در زمان‌های ۰.۵، ۱، ۲، ۴، ۶، ۸، ۱۰، ۱۲، ۱۴ و ۱۶ دقیقه تحت تیمار پلاسما قرار گرفت. کلیه آزمایش‌ها ۳ بار تکرار شد.

¹²² Dielectric Barrier Discharge



شکل ۳- تشکیل پلازما درون پی‌پت متصل به پمپ هوا

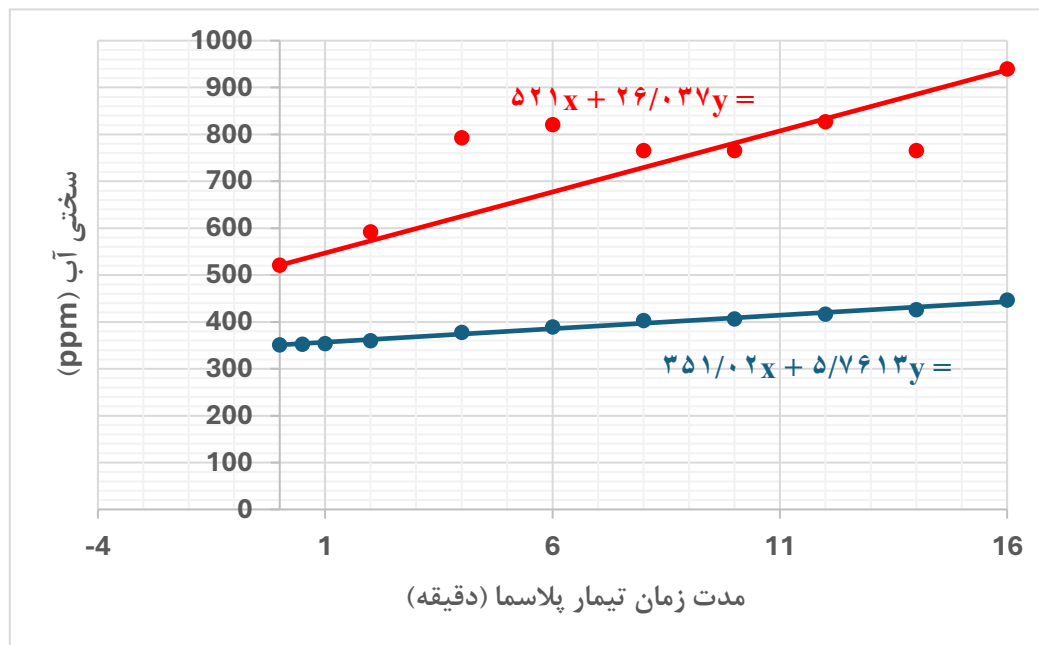
۲-۲- اندازه‌گیری: در این مطالعه، میزان سختی از دستگاه TDS متر مدل A۳YL-TDS- و میزان pH آب با دستگاه "pH-۹۸۱۰" و برای اندازه‌گیری نیترات از کیت AK ۳۰۲۰ مخصوص سنجش نیترات شرکت اراک شیمی استفاده شد. در ابتدا کلیه پارامترهای آب شهری تهران و مشهد اندازه‌گیری و ثبت شد. سپس تیمار پلازما در آب شهری مطابق با زمان‌های ذکر شده انجام شد. اندازه‌گیری‌ها بلافاصله بعد از خاموش کردن منبع تغذیه بعد از تیمار پلازما انجام شد. قبل از انجام هرگونه اندازه‌گیری به منظور کالیبراسیون دستگاه سنجش pH، دستگاه در محلول‌های مخصوص قرار داده شد و برای pH=۷ و pH=۱۰ و pH=۴ تنظیم و کالیبره شد و به منظور افزایش دقت و کاهش خطا، سنسور و الکتروود دستگاه پس از هربار اندازه‌گیری با آب مقطر دوبار تقطیر بطور کامل شستشو داده شد و در فواصل بین اندازه‌گیری کمیت‌ها در محلول پتاسیم کلرید ۳ مولار قرار گرفت.

۳- نتایج:

۳-۱- سختی کل آب: همانطور که در شکل ۴ نشان داده شده است، نمودار میزان سختی کل آب برای زمان‌های مختلف تیمار پلازما به صورت صعودی بوده است. پلازما منجر به تشکیل یون‌های جدید در آب و افزایش هدفمند این مقادیر با تشکیل گونه‌های آب اکسیژنه و نیترات در آب است که کاملاً منطبق با سایر نتایج در این حوزه است (۹ و ۱۰). این سختی کنترل شده موجب بهبود رشد گیاهان و کاهش میزان مصرف کودهای نیتراته خواهد شد. سختی کل آب شهر تهران (به خط آبی) و مشهد (به خط قرمز) به ترتیب ۳۵۱ ppm و ۵۲۱ ppm بود که این مقدار برای تیمار ۱۶ دقیقه به ترتیب به مقدارهای



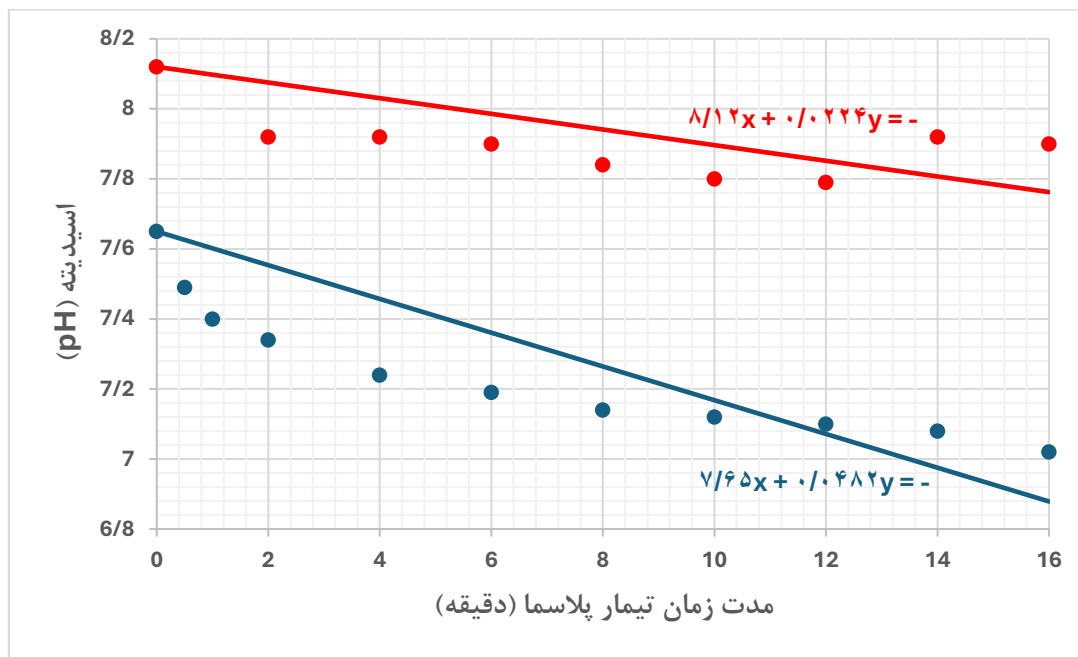
۴۴۶.۶ ppm و ۹۴۰ ppm افزایش یافت که میزان ۲۷.۲ درصد در آب شهری تهران و ۷۴/۷ درصد در آب شهری مشهد، افزایش سختی را نشان می‌دهد.



شکل ۴- نمودار میزان سختی کل آب شهری تهران (به خط آبی) و مشهد (به خط قرمز) برای تیمارهای ۰.۵، ۱، ۲، ۴، ۶، ۸، ۱۰، ۱۲، ۱۴ و ۱۶ دقیقه

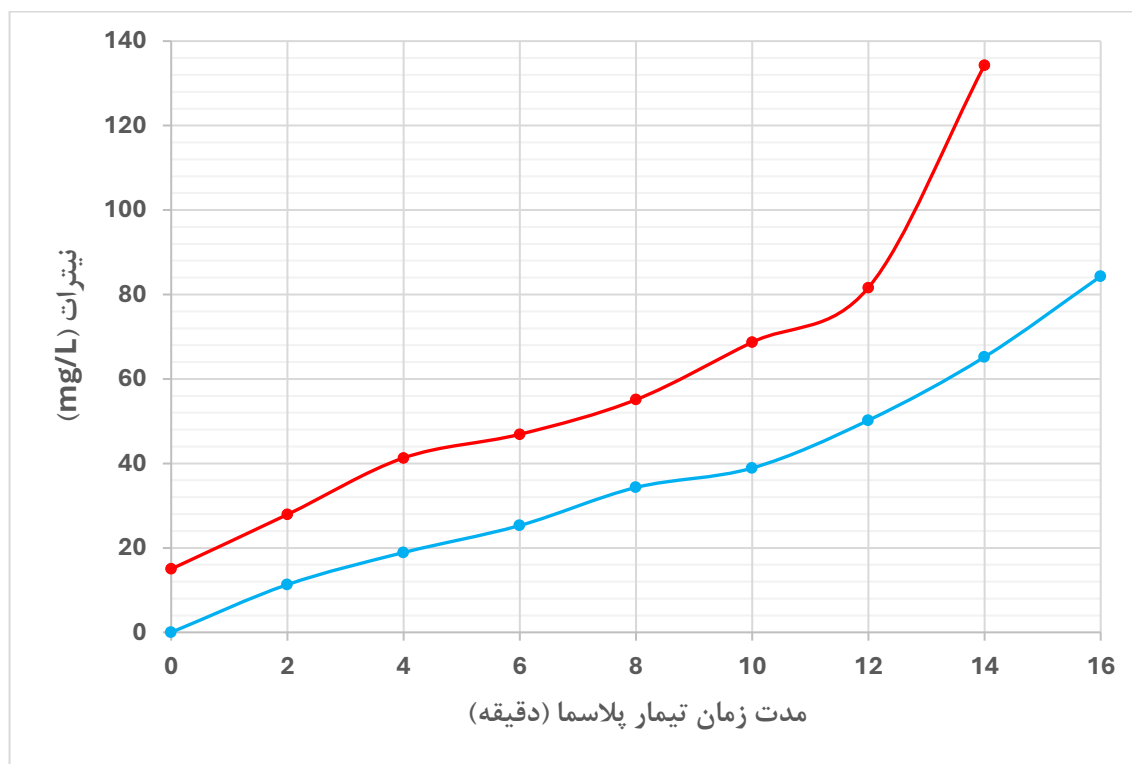
اثر ماندگاری و انبارداری PAW در مدت زمان ۲۴ و ۴۸ ساعت پس از تیمار مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد در گذر زمان یون‌های تشکیل شده در آب فعال، سختی خود را حفظ می‌کنند.

۳-۲- اسیدیته: شکل ۵ نیز میزان pH آب شهری تهران (به خط آبی) و مشهد (به خط قرمز) را پس از تیمار با پلاسمای سرد DBD در زمان‌های مختلف تیمار نشان می‌دهد. اسیدیته آب شهری تهران و مشهد به ترتیب، ۷.۶۵ و ۸.۱۲ اندازه‌گیری شد که در طول فرآیند این میزان به ترتیب تا مقادیر ۷.۰۲ و ۷.۷۵ کاهش پیدا کرد. نتایج نیز حاکی از انطباق این داده‌ها با سایر تحقیقات بین‌المللی است (۷-۱۰).



شکل ۵- نمودار میزان pH آب فعال پلاسمایی (تهران به خط آبی و مشهد به خط قرمز) برای تیمارهای ۰.۵، ۱، ۲، ۴، ۶، ۸، ۱۰، ۱۲، ۱۴ و ۱۶ دقیقه

۳-۳- نیترات: شکل ۶ مقدار نیترات آب شهری تهران (به خط آبی) و مشهد (به خط قرمز) را پس از تیمار با پلاسما در زمان‌های مختلف تیمار نشان می‌دهد. نیترات آب شهری تهران و مشهد به ترتیب، ۰ و ۱۵ میلی‌گرم بر لیتر اندازه‌گیری شد که در تیمار ۱۴ دقیقه مقدار نیترات آب شهری تهران و مشهد به ترتیب ۶۵.۲ و ۱۳۴.۳ میلی‌گرم 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.



شکل ۶- نمودار مقدار نیترات اندازه‌گیری شده آب شهری تهران (به خط آبی) و مشهد (به خط قرمز) برای تیمارهای ۲، ۴، ۶، ۸، ۱۰، ۱۲، ۱۴ و ۱۶ دقیقه

۴- بحث و نتیجه‌گیری:

در این مطالعه، اثر پلاسمای سرد اتمسفری در تشکیل آب فعال شده با پلاسما و عملکرد آن بر سختی، اسیدیته و نیترات آب شهری تهران و مشهد مورد بررسی 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 می‌شود. همچنین بررسی‌ها نشان داد که در تیمار ۱۶ دقیقه، سختی آب به میزان ۲۷.۲ درصد در آب شهری تهران و ۷۴/۷ درصد در آب شهری مشهد نسبت به شاهد افزایش و pH، ۸.۲ درصد در آب شهری تهران و ۲.۷ درصد در آب شهری مشهد کاهش یافت.

۵- مراجع:

۱. Li, He-Ping, Kostya Ken Ostrikov, and Wenting Sun. "The energy tree: Non-equilibrium energy transfer in collision-dominated plasmas." *Physics Reports* ۷۷۰ (۲۰۱۸): ۱-۴۵.
۲. Lu, X., et al. "Reactive species in non-equilibrium atmospheric-pressure plasmas: Generation, transport, and biological effects." *Physics Reports* ۶۳۰ (۲۰۱۶): ۱-۸۴.
۳. Pankaj, Shashi K., and Kevin M. Keener. "Cold plasma: Background, applications and current trends." *Current Opinion in Food Science* ۱۶ (۲۰۱۷): ۴۹-۵۲.
۴. Laroussi, Mounir. "Cold plasma in medicine and healthcare: The new frontier in low temperature plasma applications." *Frontiers in Physics* ۸ (۲۰۲۰): ۷۴.
۵. Anne Mai-Prochnow, et al. "Interactions of plasma-activated water with biofilms: inactivation, dispersal effects and mechanisms of action." *npj Biofilms and Microbiomes*, ۷, ۱۱ (۲۰۲۱): ۱.



۶. Thirumdas, Rohit, et al. "Plasma activated water (PAW): Chemistry, physico-chemical properties, applications in food and agriculture." Trends in food science & technology ۷۷ (۲۰۱۸): ۲۱-۳۱.
۷. Cuéllar-Gaona, C. G., et al. "Chitosan Hydrogels with Antibacterial and Antifungal properties: enhanced properties by incorporating of plasma activated Water." Plasma Chemistry and Plasma Processing ۴۴,۶ (۲۰۲۴): ۲۳۰۳-۲۳۲۲.
۸. Konchekov, Evgeny M., et al. "Advancements in plasma agriculture: a review of recent studies." International journal of molecular sciences ۲۴/۲۰ (۲۰۲۳): ۱۵۰۹۳.
۹. Kučerová, Katarína, et al. "Effect of plasma activated water, hydrogen peroxide, and nitrates on lettuce growth and its physiological parameters." Applied Sciences ۱۱,۵ (۲۰۲۱): ۱۹۸۵.
۱۰. Rathore, Vikas, and Sudhir Kumar Nema. "The role of different plasma forming gases on chemical species formed in plasma activated water (PAW) and their effect on its properties." Physica Scripta ۹۷,۶ (۲۰۲۲): ۰۶۵۰۰۳.



استخراج سطوح شار تعادلی به روش عددی در پلاسمای توکامک (کد مقاله : ۱۵۴۹)

مرادی، فرزانه^{*}، نوروزی، علی^۱، آقایی، مهدی^۲، ارژنگ‌مهر، افشین^۱، پیری‌زاد هجراندوست، سمیه^۱

۱. سازمان انرژی اتمی، شرکت فناوری‌های پیشرفته ایران

۲. دانشگاه شهید بهشتی، دانشکده مهندسی هسته‌ای، گروه چرخه سوخت

چکیده:

مسئله تعادل پلازما در توکامک‌ها برای فهم پدیده‌های مختلفی که در آن روی می‌دهد مانند ناپایداریهای مگنتوهیدرودینامیکی، ترابرد و آشفستگی پلازما، امواج پلازما و ... حیاتی است، بنابراین از زمانیکه رابطه تعادل پلازما به صورت یک فرم کلی به نام معادله گراد- شفرانوف مطرح شد مطالعات بسیاری در زمینه روشهای مختلف حل تحلیلی و عددی آن صورت گرفت. در این مقاله ابتدا به حل معادله تعادل بصورت عددی پرداختیم و سطح شار را برای توکامک ایتر بدست آوردیم سپس با یک روش تحلیلی متفاوت معادله را حل کرده و نتایج حاصل از حل عددی را با آن صحت‌سنجی کردیم که نشان‌دهنده دقت بسیار بالای روش حل عددی در تعیین مرز پلازما و سطح شار است.

کلمات کلیدی: معادله تعادل، توکامک ایتر، سطوح شار، حل عددی، صحت‌سنجی

Determining the equilibrium flux surfaces using numerical method in Tokamak's plasma

Moradi, Farzaneh ^{۱*}, Norouzi, Ali ^۱, Aghaee, Mahdi ^۲, Arjhangmehr, Afshin ^۱, Pirizad Hejrandoost, Somayah ^۱

Affiliation: Atomic Energy Organization, Iran Advanced Technology Company, Tehran

Affiliation: Shahid Beheshti University G.C, Department of Radiation Application, Tehran

Abstract:

the subject of equilibrium is a very necessary issue in tokamaks to understand different processes like Magnetohydrodynamic instability, transport, perturbations, waves in plasma and etc, so it has been studied to be solved in different analytical and numerical methods since it has been presented in a general form as Grad- Shafranov equation. Here, the equation has been solved numerically to determine the flux surface in ITER then it has been solved through a different analytical method which verified numerical results and showed the high accuracy of this applied numerical method to determine the plasma boundary and flux surfaces.

Key words: Equilibrium equation, ITER, Flux surfaces, Numerical method, verification

۱- مقدمه:

مطالعات مربوط به مسئله تعادل بسته به اینکه چه استفاده‌ای می‌خواهیم از آن داشته باشیم به دو دسته کلی تقسیم می‌شود. دسته اول تعادل "مرز ثابت" و دسته دوم "تعادل مرز آزاد" نامیده می‌شود. در "تعادل مرز آزاد" با این فرض که مرز پلازما ناشناخته است به حل تعادل می‌پردازیم و در واقع علاوه بر پروفایل‌های تعادل و توزیع شارها، شکل و مکان پلازما (ناحیه پلازما) نیز جوابهای حل معادله تعادل هستند. در مدل‌سازی تعادل مرز آزاد به منابع محاسباتی بزرگی نیاز داریم [۱]. تعادل پلازما متأثر از جنبه‌های مختلفی از جمله ویژگی‌های مربوط به شکل پلازما مثلاً ملاحظات مربوط به پایداری و محدودیتهای مهندسی



است. بسیار مهم است که بدانیم چگونه می‌توان به کمک جریان مجموعه‌ای از کوئل‌های مشخص و بدون کارهای مهندسی اضافه‌تر یا محدود کردن پارامترهای مرتبط با پایداری پلاسما، یک شکل پلاسمای خاص را ایجاد کرد [۲]. اگر در زمینه توازن نیروها در تعادل دانش کافی داشته باشیم می‌توانیم اطلاعاتی در مورد ریخت شناسی سطوح مغناطیسی و مشخصات ترمودینامیکی پلاسما به دست آوریم و به دنبال آن فهم بیشتری در زمینه ترابرد و شرایط پایا حاصل می‌شود [۳].

۲. روش کار

یکی از روش‌های حل تحلیلی معادله تعادل مرز ثابت، بیان طیفی سطوح شار در تعادل پلاسمای توکامک است [۴]. در روش متفاوتی که در این گزارش برای حل تحلیلی معادله تعادل گراد-شفرانوف به منظور صحنه گذاری نتایج حاصل از حل عددی در نظر گرفته شده است هیچ ارتباطی بین شکل چگالی جریان چنبره‌ای با شار قطبی در نظر گرفته نمی‌شود اما سطوح شار با بسط طیفی مختصات شار تعریف می‌شوند. مرحله اول در این روش، بسط و توسعه یک بیان طیفی کلی برای سطوح تودر توی شار است و این کار با نگاشت بین مختصات استوانه‌ای (R, Z) و مختصات شار (ρ, θ) شروع می‌شود که در این مختصات ρ متغیر شعاعی و θ زاویه قطبی است. ضرایب فوریه در این نگاشت باید به گونه‌ای تعیین شوند که در معادله گراد-شفرانوف صدق کند. با این وصف، نگاشت سطح شار از مختصات استوانه‌ای به مختصات شار بصورت زیر درمی‌آید:

$$\frac{R(\rho, \theta)}{a} + i \frac{Z(\rho, \theta)}{e(\rho)a} = S_1(\rho) + iA_1(\rho) + \frac{S_1(\rho) + iA_1(\rho)}{z^*} + \sum_{n=2}^{\infty} \left(\frac{\rho}{a}\right)^{n-1} (S_n(\rho) + iA_n(\rho))(z^{*n} - 1)$$

در نتیجه داریم:

$$\begin{aligned} \frac{R(\rho, \theta)}{a} &= \frac{R_1(\rho)}{a} + \frac{\rho}{a} \cos \cos \theta \\ &+ \sum_{n=1}^{\left[\frac{(N-1)}{2}\right]} \left(\frac{\rho}{a}\right)^{2n} [S_{2n+1}(\rho)(1 - \cos \cos \theta) + A_{2n+1}(\rho) \sin \sin \theta] \\ &- \sum_{n=2}^N \left(\frac{\rho}{a}\right)^{n-1} [S_n(\rho)(1 - \cos \cos (n\theta)) - A_n(\rho) \sin \sin (n\theta)] \end{aligned} \quad (1)$$



$$\begin{aligned} \frac{Z(\rho, \theta)}{e(\rho)a} &= \frac{Z.(\rho)}{e(\rho)a} + \left(\frac{\rho}{a}\right) \sin \sin \theta \\ &+ \sum_{n=1}^{\left[\frac{(N-1)}{2}\right]} \left(\frac{\rho}{a}\right)^{2n} [A_{2n+1}(\rho)(1 - \cos \cos \theta) + S_{2n+1}(\rho) \\ &\sin \sin \theta] \\ &- \sum_{n=2}^N \left(\frac{\rho}{a}\right)^{n-1} [A_n(\rho)(1 - \cos \cos (n\theta)) - S_n(\rho) \\ &\sin \sin (n\theta)] \end{aligned} \quad (2)$$

هدف در اینجا یافتن ضرایب فوری‌ه‌ی توصیف کننده سطوح شار با بسط تیلور است. با انجام محاسبات ریاضی میانگین معادله گراد-شفرانوف روی سطح شار بصورت معادله اولر زیر در می‌آید:

$$\frac{d}{d\rho} \left(K(\rho) \frac{d\Phi_P}{d\rho} \right) + \frac{dV}{d\rho} \frac{dP}{d\rho} + \frac{1}{2} \frac{dL}{d\rho} \frac{dI^r}{d\rho} = 0 \quad (3)$$

بنابراین این ضرایب در نزدیکی محور مغناطیسی بصورت زیر بدست می‌آید:

$$\begin{aligned} R.(\rho) &\cong R_m - (R_m - R.(a)) \frac{\rho^r}{a^r}, Z.(\rho) \cong Z_m - (Z.(a) - Z_m) \frac{\rho^r}{a^r} \\ S_r(\rho) &\cong S_r(a) \frac{\rho}{a}, A_r(\rho) \cong A_r(a) \frac{\rho}{a}, S_r(\rho) \cong S_r(a) \frac{\rho}{a}, e(\rho) \\ &\cong \kappa_m - (e(a) - \kappa_m) \frac{\rho^r}{a^r} \end{aligned} \quad (4)$$

در حالیکه موقعیت شعاعی و عمودی محور مغناطیسی نیز از رابطه زیر یافت می‌شود:

$$\begin{aligned} R_m &\cong \frac{R.(a)}{2} - \frac{2 \kappa_m^r S_r(\cdot)}{3 \kappa_m^r + 1} \\ &+ \left[\left(\frac{R_0(a)}{2} - \frac{2a S_2(0)}{3 \kappa_m^2 + 1} \right)^2 \right. \\ &\left. + \frac{\kappa_m^r a^r}{2(3 \kappa_m^r + 1)} \left(1 - \frac{(\kappa_m^r + 1)^r \pi^r p''(\cdot)}{\kappa_m^r \mu \cdot I_T''(\cdot)^r} \right) \right]^{1/2} Z_m \\ &\cong Z.(a) - \frac{2 \kappa_m(3 - \kappa_m^r)}{3 + \kappa_m^r} a A_r(a) \end{aligned} \quad (5)$$

به این ترتیب هندسه سطح شار برحسب پارامترهای محور مغناطیسی، شکل پلاسما، پارامترهای دیریشله، مشتقهای شعاعی در مرز پلاسما، پارامترهای نیومان و شعاع انطباق تعیین می‌شود.

۲-۱- نتایج حاصل از حل تحلیلی:

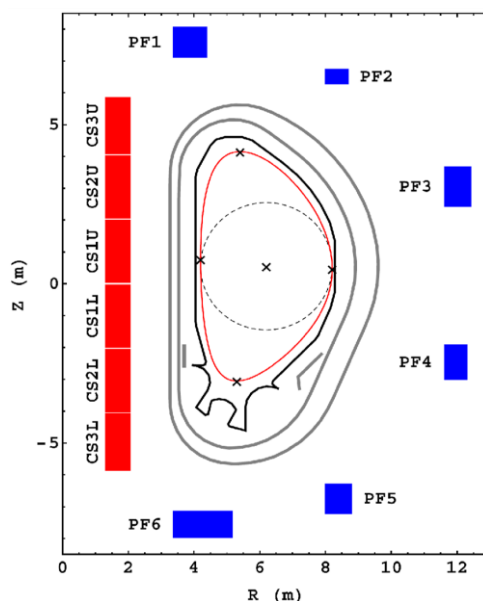
اکنون با بکارگیری روش توصیف طیفی که در بخش قبل تشریح شد و با در نظر گرفتن نسبت منظر دلخواه، سطح شار را در پلاسمای توکامک ایتر با مشخصات مندرج در جدول ۱ بدست می‌آوریم.



جدول ۱: برخی از مشخصات توکامک مورد ایتز

پارامتر	مقدار
شعاع اصلی	۶.۲ متر
شعاع فرعی	۲ متر
میدان مغناطیسی	۵.۳ تسلا
کشیدگی	۱.۷۵۸
مثلث‌گونگی	۰.۴
جریان پلاسما	۱۵ مگا آمپر

شکل سطح شار حاصل از حل تحلیلی به روش تشریح شده، در زیر نمایش داده شده است. در شکل زیر شعاع دایره‌ای که با نقطه نشان داده شده است برابر با شعاع کوچک ($a = ۲.۰\text{ m}$) است، مستطیلها نشان‌دهنده سطح مقطع قطبی سیم‌پیچ‌های مرکزی (CS) و پیچ‌های میدان قطبی (PF) است.



سطح مقطع ایتز، نقاط مرکزی () و نقاط بیشینه و کمینه در (۱ ARABIC * \ شکل SEQ) شکل
مرز پلاسما نشان داده شده است.



جدول ۲: پارامترهای هندسی توصیف کننده مرز پلاسمای ایتر با حل تحلیلی

پارامترها	مقادیر
نقاط بیشینه و کمینه	$R_1(a) = ۵,۴۰۰$ متر
	$R_2(a) = ۵,۳۰۰$ متر
	$R_3(a) = ۸,۲۰۱$ متر
	$R_4(a) = ۴,۱۹۹$ متر
	$Z_1(a) = ۴,۱۵۰$ متر
	$Z_2(a) = ۳,۰۵۰$ متر
	$Z_3(a) = ۰,۴۶۹$ متر
	$Z_4(a) = ۰,۷۷۲$ متر

چهار نقطه مشخص شده با علامت ضربدر روی منحنی قرمز رنگ سطح شار دارای مختصات (R_1, Z_1) بعنوان بالاترین نقطه، (R_2, Z_2) بیانگر پایین‌ترین نقطه، (R_3, Z_3) بیرونی‌ترین و (R_4, Z_4) داخلی‌ترین نقاط سطح شار هستند. در گزارش حاضر، از این مدل تحلیلی برای بررسی توکامکی با مشخصات توکامک ایتر استفاده کرده‌ایم. از این مدل تحلیلی حتی برای بررسی تعادل در شرایطی که جریان راه انداز خارجی داریم نیز می‌توان بهره برد. با وجود اینکه ممکن است این مدل در مطالعات مربوط به شرایط پایدار که در آن به تعداد زیادی مؤلفه فوری نیاز داریم دقت کافی نداشته باشد اما برای طراحی مفهومی راکتورهای توکامک کفایت می‌کند. علاوه بر این، چارچوب خوبی برای مطالعات ترابرد و محاسبات مربوط به مدار ذرات فراهم می‌کند. این مدل برای تخمین زدن میدان خارجی لازم برای تعادل نیز مناسب است.

۲-۲- حل عددی معادله تعادل:

اولین شرط در عملکرد صحیح یک توکامک برقراری توازن نیروهاست یعنی

$$\nabla p = J \times B \quad (6)$$

واضح است که:

$$(J \times B) \cdot B = \nabla p \cdot B = 0 \rightarrow B \cdot \nabla p = 0 \quad (7)$$

در بررسی تعادل توکامک، بهتر است که دو تابع شار معرفی شود: یکی تابع شار مغناطیسی قطبی، ψ و دیگری تابع شار جریان f است. با توجه به توابع اختیاری $p(\psi)$ و $f(\psi)$ معادله تعادل توکامک به عنوان یک سیستم متقارن محوری بدست می‌آید. این معادله که به صورت زیر می‌باشد معادله گراد-شفرانف نامیده می‌شود:

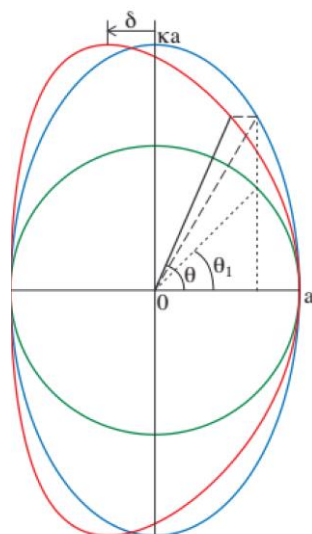
$$\frac{\partial}{\partial R} \left(\frac{1}{R} \frac{\partial \psi}{\partial R} \right) + \frac{1}{R} \frac{\partial^2 \psi}{\partial Z^2} = -\mu_0 R \frac{dp(\psi)}{d\psi} - \frac{1}{R} f(\psi) \frac{df(\psi)}{d\psi} \quad (8)$$

از آنجا که در ماژول مرز ثابت، مرز پلازما در محاسبات ثابت در نظر گرفته می‌شود لذا شکل پلازما از قبل بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$R(\theta_1) = R_0 + (\theta_1 + \delta \sin \theta_1) \quad (9)$$

$$Z(\theta_1) = \kappa a \sin(\theta_1)$$

که در آن، شعاع بزرگ، (R_0) شعاع کوچک، (a) میزان کشیدگی (κ) و مثلث گونگی (δ) مطابق شکل زیر تعریف می‌شوند.

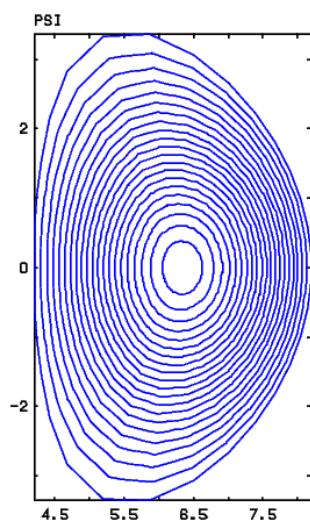


شکل ۲. پارامترهای تعریف کننده شکل و مرز پلاسمای توکامک

می‌توان شکل مرز پلاسمای را بصورت تابعی از زاویه قطبی (θ) بیان کرد:

$$\rho a(\theta) = a \sqrt{\cos^2(\theta_1 + \delta \sin \theta_1) + \kappa^2 \sin^2 \theta_1} \tan \theta = \frac{\kappa \sin \theta_1}{\cos(\theta_1 + \delta \sin \theta_1)} \quad (10)$$

اکنون با در نظر گرفتن مشخصات توکامک ایتر مندرج در جدول ۱ و با فرض ۳۲ مش شعاعی و ۳۲ مش قطبی به حل عددی معادله گراد-شفرانوف می‌پردازیم. در شکل زیر نتایج حل عددی تعادل در توکامک ایتر به نمایش درآمده است:



```
MAX : -7.0268E-01
MIN : -1.0342E+02
STEP: 5.0000E+00

RR : 6.200E+00
RA : 2.000E+00
RKAP : 1.700E+00
RDLT : 3.300E-01
RIPX : 1.500E+01
BB : 5.300E+00
PP0 : 6.400E-01
PP1 : 0.000E+00
PP2 : 0.000E+00
PJ0 : 1.000E+00
PJ1 : 0.000E+00
PJ2 : 0.000E+00
R0: 1.0 1.5 1.5
R1: 2.0 1.5 1.5
R2: 2.0 2.0 1.5

EPSEQ : 1.000E-06
NSGMAX: 32
NTBMAX: 32

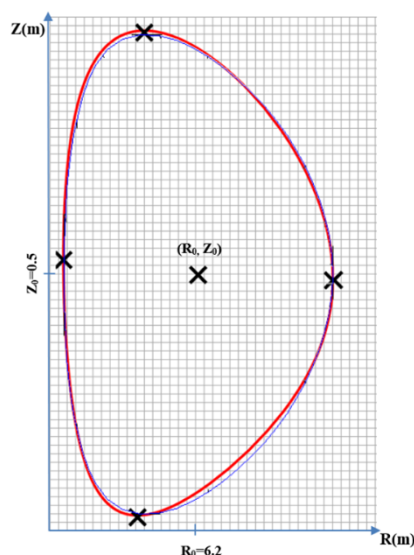
RAXIS : 6.342E+00
ZAXIS : -1.796E-13
PSIO : -1.034E+02
PVOL : 7.980E+02
RAAVE : 2.587E+00
BETAT : 1.614E-02
BETAP : 3.810E-01
QAXIS : 5.784E-01
QSURF : 3.325E+00
```

شکل ۳. شبیه‌سازی سطوح شار در توکامک ایتر با حل عددی برحسب مختصات (R, Z)

۳-۲- صحنه گذاری نتایج حل عددی:



از آنجا که در این مقاله فقط تعادل مرز ثابت بررسی شده است و تعادل مرز ثابت نیز دارای حل تحلیلی است پس بهترین روش صحنه گذاری این است که نتایج حاصل از شبیه سازی با جواب حاصل از حل تحلیلی تعادل مقایسه شود. اکنون با مقایسه سطح شار حاصل از حل تحلیلی (شکل ۱) با سطح شار حاصل از حل عددی (شکل ۳) به صحت سنجی نتایج حل عددی می پردازیم. مقادیر مربوط به چهار نقطه اصلی متناظر با نقاط اصلی جدول ۲ حل تحلیلی، برای حل عددی نیز در جدول زیر داده شده است.



شکل ۴. مقایسه دو منحنی حاصل از حل عددی (منحنی آبی رنگ) و حل تحلیلی به روش توصیف طیفی (منحنی قرمز رنگ)، (R_0, Z_0)
جدول ۳: پارامترهای هندسی توصیف کننده مرز پلاسمای ایتر با حل عددی

پارامترها	مقادیر	
نقاط بیشینه و کمینه	$R_1(a) = ۵,۴۰۰$ متر	$Z_1(a) = ۴,۰۰۷$ متر
	$R_2(a) = ۵,۴۵۴$ متر	$Z_2(a) = ۲,۹۰۷$ متر
	$R_3(a) = ۸,۲۰۱$ متر	$Z_3(a) = ۰,۴۶۹$ متر
	$R_4(a) = \square\square\square ۴.۱۹۹$	$Z_4(a) = ۰,۷۲۰$ متر

۳- بحث و نتیجه گیری:

همانطور که مشاهده می شود دو منحنی سطح شار که یکی به روش حل تحلیلی معادله تعادل است و با رنگ قرمز نمایش داده شده است و دیگری حاصل از حل عددی معادله تعادل است و با رنگ آبی نمایش داده شده است تطابق قابل قبولی با یکدیگر دارند. با تعریف خطای نسبی بصورت:

$$E_{rel} = \frac{|p(x_i) - P(x_i)|}{P(x_i)}$$

که در آن $p(x_i)$ جواب بدست آمده از حل عددی، $P(x_i)$ جواب حاصل از حل تحلیلی است به خطای نسبی 1.3×10^{-2} می رسیم که مقدار قابل قبولی است و نشان دهنده دقت بالای این کد در شبیه سازی تعادل مرز ثابت در توکامکهای مرسوم است.



۴- مراجع:

- [۱] Y. Jeon, “Development of a free boundary Tokamak Equilibrium Solver (TES) for Advanced Study of Tokamak Equilibria”, physics of plasmas (۲۰۱۵).
- [۲] D. Abate, P. Bettini, “An inverse equilibrium tool to define axisymmetric plasma equilibria”, Plasma Phys. Control. Fusion ۶۱ (۲۰۱۹).
- [۳] M. Fitzgerald, L.C. Appel, M.J. Hole, “EFIT tokamak equilibria with toroidal flow and anisotropic pressure using the two-temperature guiding-centre plasma”, Nucl. Fusion ۵۳ (۲۰۱۳).
- [۴] G. O. Ludwig, “Analytical solution of the tokamak equilibrium. I. The fixed-boundary case”, physics of plasmas ۲۴ (۲۰۱۷).



اثر ضرایب توانی تابع توزیع چگالی بر آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور مغناطیسی در پلاسمای چینه‌ای نایکنواخت (کد مقاله : ۱۵۵۱)

معصوم پرست کتک‌لاهیجانی، محمدعلی^۱ - خوشبین فر، سهیل^۲

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، صندوق پستی: ۴۱۶۳۵-۱۹۱۴، رشت - ایران

۲. گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گیلان، صندوق پستی: ۴۱۶۳۵-۱۹۱۴، رشت - ایران

چکیده:

بر اساس شواهد نظری و تجربی، استفاده از گرادیان چگالی توانی اولیه برای پلازما باعث می‌شود تا آهنگ رشد اختلالات به صورت نسبتاً آهسته و غیرنمایی خود را نشان دهد، در حقیقت چگالی توانی به کاهش سرعت رشد اختلال در طول مرحله‌ی شتاب‌دهی کمک می‌کند. در این پژوهش، گرادیان چگالی توانی محوری با تابعیت $(\rho(z) \propto z^m; 1 \leq m \leq 3)$ به همراه اثر میدان مغناطیسی خارجی ایستا بر آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور در پلاسمای نایکنواخت تراکم‌ناپذیر و محصور بین دو صفحه‌ی $z=0$ و $z=h$ به صورت تحلیلی مورد بررسی قرار گرفته است. رابطه‌ی پاشندگی مسئله به کمک خطی‌سازی معادلات MHD و با اعمال شرایط مرزی مناسب استخراج شد. به منظور مدیریت آهنگ رشد ناپایداری، مقادیر پارامتر m مربوط به تابع چگالی توانی پلازما را ۱، ۲ و ۳ در نظر می‌گیریم. مشاهده می‌شود که استفاده از توان ۱ برای تابع چگالی توانی اولیه‌ی پلازما، با کمترین شدت میدان مغناطیسی، آهنگ رشد ناپایداری را کنترل و قله ناپایداری را به کمترین مقدار خود می‌رساند. همچنین، ترکیب هم‌زمان میدان‌های مغناطیسی افقی و عمودی، پایداری سریع‌تری را برای سیستم عرضه می‌کند. با افزایش شدت میدان مغناطیسی خارجی ایستا دامنه‌ی مربع آهنگ رشد ناپایداری و نقطه‌ی بحرانی کاهش می‌یابند. کلمات کلیدی: چگالی توانی، آهنگ رشد ناپایداری، ناپایداری رایلی-تیلور مغناطیسی، رابطه‌ی پاشندگی، پلاسمای نایکنواخت

The effect of power coefficients of the density distribution function on the growth rate of magneto-Rayleigh-Taylor instability in non-uniform stratified plasma

Masoumparast Katek-Lahijani, Mohammad-Ali¹, Khoshbinfar, Soheil²

¹. Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Guilan, Rasht, Iran

². Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Guilan, Rasht, Iran

Abstract:

Based on theoretical and experimental evidence, using an initial power density gradient for the plasma causes the disorder growth rate to be relatively slow and inconspicuous; in fact, the power density helps to slow down the disorder growth rate during the acceleration phase. In this study, the axial power density gradient with the dependence $(\rho(z) \propto z^m; 1 \leq m \leq 3)$, along with the effect of a static external magnetic field on the growth rate of the Rayleigh-Taylor instability in an incompressible non-uniform plasma confined between two planes $z=0$ and $z=h$ has been analytically investigated. The dispersion relation of the problem was derived by linearizing the MHD equations and applying appropriate boundary conditions. In order to manage the instability growth rate, we consider the values of the parameter m related to the plasma power density function as 1, 2 and 3. It is observed that using a power of 1 for the initial



plasma power density function, with the lowest magnetic field intensity, controls the instability growth rate and reduces the instability peak to its lowest value. Also, the simultaneous combination of horizontal and vertical magnetic fields provides faster stability for the system. With increasing the intensity of the static external magnetic field, the amplitude of the square of the instability growth rate and the critical point decrease.

Key words: power density, instability growth rate, magneto-Rayleigh-Taylor instability, dispersion relation, non-uniform plasma

۱- مقدمه:

فشرده‌سازی پلاسما توسط میدان‌های خود-مغناطیسی که به عنوان اثر پینچ شناخته می‌شود، مطالعه‌ی پلاسماهای با چگالی و دمای بالا را در شرایط آزمایشگاهی ممکن می‌سازد. برای تولید چنین پلاسماهایی، Z -پینچ‌های سریع به طور گسترده به عنوان منابع قدرتمند اشعه ایکس نرم و راه‌اندازهای ممکن برای همجوشی محصورشده لختی، استفاده می‌شوند. چگالی پلاسما و دمای نهایی یک Z -پینچ تا حد زیادی به پایداری و یکنواختی انفجار درونی پلاسما بستگی دارد [۱]. مانع اصلی انفجار درونی پایدار، ناپایداری مگنتوهیدرودینامیکی^{۱۲۸} می‌باشد که خطرناک‌ترین نوع آن ناپایداری رایلی-تیلور مغناطیسی^{۱۲۹} است. بنابراین، فیزیک Z -پینچ بر مطالعه ناپایداری‌های رایلی-تیلور مغناطیسی و راه‌هایی برای سرکوب یا کاهش آنها متمرکز است. ناپایداری‌ها را می‌توان به ویژه با اعمال میدان‌های مغناطیسی محوری بر بارهای Z -پینچ یا با تنظیم مشخصه‌های تابع چگالی شعاعی آنها، سرکوب کرد [۱].

در اولین روش، فرآیند تثبیت به این صورت می‌باشد که بُرش مغناطیسی بین میدان مغناطیسی محوری (B_z) درون تنگش- Z و میدان مغناطیسی سمتی (B_θ) در خارج از آن، پایداری پوسته‌ی پلاسما انفجاری را افزایش می‌دهد و رشد ناپایداری MRT را سرکوب می‌کند [۱-۲]. مسئله‌ی سرکوب ناپایداری رایلی-تیلور مغناطیسی همراه با میدان مغناطیسی خارجی ایستا بر اساس نظریه‌ی خطی MHD در نظر گرفته شده است و نشان داده می‌شود که فشرده‌سازی به طور موثر به کمک میدان مغناطیسی محوری اولیه‌ی نسبتاً ضعیف تثبیت می‌گردد ($B_z = 0.4(T)$) [۲]. میدان‌های مغناطیسی به کار رفته در انفجارهای درونی گداخت لختی، باعث فشرده‌شدن پلاسما می‌گردند به طوری که با شدت‌های مناسب می‌توانند از اتلاف هدایت حرارتی الکترون‌های سوخت داغ جلوگیری کنند. این کار اولین بار در تجهیزات لیزری امگا^{۱۳۰} مشاهده شد؛ جایی که میدان مغناطیسی محوری اولیه به بزرگی ۸T باعث افزایش دمای لکه‌ی داغ و افزایش بازده هدف از ۱۵٪ به ۳۰٪ گردید. دسته‌ای از مطالعات عددی نشان می‌دهند که فرآیند افروزش به کمک هدایت حرارتی مغناطیسی مناسب، بهتر صورت می‌گیرد. همچنین میدان مغناطیسی اعمال شده می‌تواند به طور موثر یون‌های DT و ذرات آلفا را محصور کرده و احتمال برخورد و بازده همجوشی را افزایش دهد. علاوه بر بهبود در عملکرد کلی هدف، وجود میدان مغناطیسی مناسب باعث ایجاد تغییر در روند رشد اختلال می‌گردد، به طوری که تنش در خطوط میدان مغناطیسی از طریق نیروی لورنتس می‌تواند ناپایداری رایلی-تیلور را مهار کند [۳-۶].

در روش دوم، ناپایداری‌های MRT بسته به نوع تابعیت چگالی اولیه‌ی پلاسما می‌توانند رشد یا کاهش یابند. برای پلاسما با تابعیت چگالی توانی (محوری و شعاعی)، آهنگ رشد اختلالات به صورت نسبتاً آهسته و غیرنمایی پیش‌بینی می‌شود. مشخصه‌ی چگالی توانی شرایطی را فراهم می‌کند که تحت آن، مرز بین میدان مغناطیسی و پلاسما با افزایش گرادیان چگالی به طرف محور تنگش شتاب نمی‌گیرد و ناپایداری‌های MRT که به صورت نمایی در حال رشد است سرکوب می‌شوند. با در نظر گرفتن

^{۱۲۸} MHD

^{۱۲۹} MRT

^{۱۳۰} OMEGA



چگالی اولیه‌ی پلاسمای چینه‌ای به صورت تابعیت توانی شعاعی ($\rho(r) \propto r^{-n}$; $n \geq 1$) مشاهده می‌شود که در نزدیکی لحظه‌ی مکث آنی^{۱۳۱} تغییرات چگالی به سرعت با افزایش نما کاهش می‌یابد [۷-۸]. سرکوب ناپایداری رایلی-تیلور با شتاب معکوس یک اثر قوی و صرفاً هیدرودینامیکی است، با توجه به شبیه‌سازی عددی انجام‌شده توسط ولیکوویچ^{۱۳۲} و همکارانش، فشرده‌سازی پایدار یک پلاسمای کوچک تنها زمانی می‌تواند فراهم شود که چگالی پلاسما سریع‌تر از نسبت r^{-3} افزایش یابد [۹]. کاهش ناپایداری رایلی-تیلور به کمک چگالی توانی محوری، نخستین بار در سال ۱۹۹۶ میلادی در آزمایشگاه ملی سندیا^{۱۳۳} گزارش شد [۸]. برخلاف تابعیت توانی شعاعی برای چگالی اولیه‌ی پلاسما، تابعیت توانی محوری می‌تواند به جای تأخیر در شروع رشد ناپایداری رایلی-تیلور در واقع ناپایداری رایلی-تیلور را کاهش دهد و حتی آن را به طور کامل سرکوب کند [۷-۸]. این مقاله به مطالعه و بررسی اثر توان‌های مختلف توابع توانی چگالی اولیه‌ی پلاسما و میدان مغناطیسی خارجی بر آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور در پلاسمای نایکنواخت اختصاص دارد. در این پژوهش که به صورت محاسبات تحلیلی انجام شده است، با در نظر گرفتن معادلات MHD ایده‌آل برای سیال نایکنواخت تراکم‌ناپذیر و ناوُشکسان و با خطی‌سازی دسته معادلات اولیه، به معادلات اختلالی رسیدیم. سپس با حل آنها در چارچوب مختصات دکارتی به رابطه‌ی کلی پاشندگی دست یافتیم. این رابطه، اثر توان‌های مختلف توابع چگالی پلاسما و میدان مغناطیسی خارجی را بر آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور به خوبی نشان می‌دهد. هدف از انجام این پژوهش، انتخاب بهترین ضریب توانی برای توابع توزیع چگالی اولیه‌ی پلاسما و میدان مغناطیسی خارجی، جهت کنترل و سرکوب آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور مغناطیسی می‌باشد. شایان ذکر است که پیشتر مقاله‌ای با در نظر گرفتن ضریب توانی ثابت یکسان^۳ برای توابع توانی چگالی و میدان مغناطیسی و اثر آن بر آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور پلاسمای نایکنواخت نگارش و منتشر شد [۱۰]. اما در پژوهش حاضر، تأثیر همه‌ی ضرایب مختلف توابع توزیع توانی بر آهنگ رشد ناپایداری مورد تحلیل و بررسی قرار گرفت، و موثرترین ضریب توانی جهت کنترل و سرکوب آهنگ رشد ناپایداری انتخاب گردید.

۲- روش کار:

در این پژوهش، لایه‌هایی از پلاسمای تراکم‌ناپذیر و غیروُشکسان با ضخامت مُعین و محصورشده بین دو صفحه‌ی صلب $z=0$ و $z=h$ به عنوان شارهای از الکترون‌ها و یون‌های ساکن در نظر گرفته شده و پلاسما درون میدان مغناطیسی خارجی ایستا قرار دارد. سیالات تراکم‌ناپذیر در میدان مغناطیسی بدون توجه به وُشکسانی، تَنش سطحی و انتقال حرارت در نظر گرفته شده‌اند، این سیالات توسط معادلات MHD ایده‌آل توصیف می‌شوند. در دستگاه مختصات دکارتی معادلات MHD ایده‌آل به صورت زیر نوشته می‌گردند:

$$\rho \frac{\partial \vec{U}}{\partial t} = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{g} + \frac{1}{\mu_0} (\vec{\nabla} \times \vec{B}) \times \vec{B} \quad (۱)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{U} = 0 \quad (۲)$$

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \vec{\nabla} \times (\vec{U} \times \vec{B}) \quad (۳)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \vec{\nabla}) \rho = 0 \quad (۴)$$

^{۱۳۱} Stagnation

^{۱۳۲} Velikovich

^{۱۳۳} SNL



کمیت‌های $\vec{B}$, p , $\vec{U}$ و ρ به ترتیب سرعت، فشار، میدان مغناطیسی و چگالی را نشان می‌دهند. جهت بررسی پایداری سیستم به کمک روش استاندارد خطی سازی معادلات بالا را خطی می‌کنیم، پایداری خطی یک رهیافت قدرتمند ریاضی است که منجر به ساده سازی قابل توجهی در تحلیل پایداری سیستم می‌شود. ایده آن است که ابتدا تعادل خودنگهدار MHD محاسبه شده و سپس پلاسما را به آرامی دور از مکان تعادلی اش به اختلال درآوریم [۱۱]. برای این کار تعدادی از کمیت‌های فیزیکی را با اختلال در نظر می‌گیریم:

$$p = p_0 + p_1, \quad \rho = \rho_0 + \rho_1, \quad \vec{B} = \vec{B}_0 + \vec{B}_1, \quad \vec{U} = \vec{U}_0 + \vec{U}_1 \quad (5)$$

در رابطه بالا $\vec{B}_0$, p_0 , $\vec{U}_0$ و ρ_0 به ترتیب حالت تعادلی سرعت، فشار، میدان مغناطیسی و چگالی؛ همچنین $\vec{B}_1$, p_1 , $\vec{U}_1$ و ρ_1 به ترتیب بخش اختلالی سرعت، فشار، میدان مغناطیسی و چگالی می‌باشند. در حالی که $\vec{U}_1 = (u_{x1}, u_{y1}, u_{z1})$ ، $\vec{B}_1 = (B_{x1}, B_{y1}, B_{z1})$ و $\vec{g} = (0, 0, -g)$ سیال در لایه‌های افقی مرتب شده است؛ چگالی ρ_0 تنها تابعی از مختصات عمودی z می‌باشد ($\rho_0 = \rho_0(z)$) و همچنین $\vec{B}_0 = B_{x0}(z)\vec{e}_x + B_{z0}(z)\vec{e}_z$. حال به تجزیه و تحلیل اختلال درون حالت‌های نرمال می‌پردازیم. فرض می‌کنیم که اختلال برای هر کمیت فیزیکی به شکل زیر می‌باشد:

$$\psi_1(x, y, z, t) = \psi_1(z) \exp\{i(k_x x + k_y y - \omega t)\} \quad (6)$$

در این رابطه، k_x و k_y مولفه‌های افقی بردار عدد موج $\vec{k}$ هستند به طوری که $k^2 = k_x^2 + k_y^2$ و ω که ممکن است در حالت کلی کمیتی مختلط باشد ($\omega = \omega_r + i\gamma$)، بسامد اختلالات یا میزان خروج سیستم از حالت تعادل می‌باشد. جهت خطی سازی معادلات پایه‌ی مسئله از آنالیز حالت نرمال استفاده کرده و به معادله دیفرانسیل کلی در راستای z برای سرعت (u_z) می‌رسیم:

$$\frac{B_{z0}^2(z)}{\mu_0} \frac{d^4 u_{z1}}{dz^4} + \frac{1}{\mu_0} \left\{ 4B_{z0}(z) \left(\frac{dB_{z0}(z)}{dz} \right) + 2ik_x B_{x0}(z) B_{z0}(z) \right\} \frac{d^3 u_{z1}}{dz^3} + \left\{ \rho_0 \omega^2 + G \right\} \frac{d^2 u_{z1}}{dz^2} + \left\{ \omega^2 \left(\frac{d\rho_0}{dz} \right) + I \right\} \frac{du_{z1}}{dz} - k^2 \left\{ \rho_0 \omega^2 - J + g \left(\frac{d\rho_0}{dz} \right) \right\} u_{z1} = 0 \quad (7)$$

معادله دیفرانسیل به دست آمده که بر اساس مولفه‌ی z سرعت سیال (u_z) است، اثر میدان مغناطیسی را روی ناپایداری رایلی-تیلور پلاسمای چینه‌ای نشان می‌دهد. در معادله‌ی (۷) ضرایب G , I و J به صورت زیر می‌باشند:

$$G = \frac{1}{\mu_0} \left\{ -k_x^2 B_{x0}^2(z) + 3B_{z0}(z) \frac{d^2 B_{z0}(z)}{dz^2} + 2 \left(\frac{dB_{z0}(z)}{dz} \right)^2 - k^2 B_{z0}^2(z) + 3ik_x \left[B_{x0}(z) \frac{dB_{z0}(z)}{dz} + B_{z0}(z) \frac{dB_{x0}(z)}{dz} \right] \right\}$$

$$I = \frac{1}{\mu_0} \left\{ -2k_x^2 B_{x0}(z) \frac{dB_{x0}(z)}{dz} + B_{z0}(z) \frac{d^3 B_{z0}(z)}{dz^3} + \frac{dB_{z0}(z)}{dz} \frac{d^2 B_{z0}(z)}{dz^2} - 2k^2 B_{z0}(z) \frac{dB_{z0}(z)}{dz} + ik_x \left[2B_{z0}(z) \frac{d^2 B_{x0}(z)}{dz^2} - 2k^2 B_{x0}(z) B_{z0}(z) + 2 \frac{dB_{x0}(z)}{dz} \frac{dB_{z0}(z)}{dz} + \frac{dB_{x0}(z)}{dz} \frac{d^2 B_{z0}(z)}{dz^2} \right] \right\}$$

$$J = \frac{1}{\mu_0} \left\{ k_x^2 B_{x0}^2(z) + ik_x \left[\frac{1}{k^2} \left(B_{z0}(z) \frac{d^3 B_{z0}(z)}{dz^3} + \frac{dB_{z0}(z)}{dz} \frac{d^3 B_{x0}(z)}{dz^3} \right) - B_{x0}(z) \frac{dB_{z0}(z)}{dz} - B_{z0}(z) \frac{dB_{x0}(z)}{dz} \right] \right\}$$



۳- معادله‌ی پاشندگی:

در ادامه، پیوستگی تراکم‌ناپذیر لایه‌ی پلاسمای چینه‌ای را که به ضخامت h می‌باشد، در نظر می‌گیریم. این پلاسمای چینه‌ای بین دو مرز صلب محصور شده است که در آن توابع توزیع چگالی و میدان مغناطیسی به صورت توانی زیر به ترتیب با نمای m و q تعریف می‌گردند:

$$\begin{aligned}\rho_0(z) &\propto z^m \\ B_0(z) &\propto z^q; \quad 0 \leq z \leq h\end{aligned}\quad (8)$$

با جاگذاری رابطه‌ی بالا و در نظر گرفتن مولفه‌های سرعت آلفن $v_{f_x}^2 = B_{x0}^2(0)/\mu_0\rho_0(0)$ و $v_{f_z}^2 = B_{z0}^2(0)/\mu_0\rho_0(0)$ همچنین $u_{z1} = \sin((n\pi/h)z)\exp(\lambda z)$ به عنوان جواب عمومی معادله دیفرانسیل در رابطه‌ی (۷) به دسته معادلات زیر بر حسب $\cos((n\pi/h)z)$ و $\sin((n\pi/h)z)$ می‌رسیم:

$$\begin{aligned}&v_{f_z}^2 \left\{ \lambda^4 + \left(\frac{n\pi}{h} \right)^4 - 6\lambda^2 \left(\frac{n\pi}{h} \right)^2 \right\} + \left\{ \frac{4qv_{f_z}^2}{z} + 2ik_x v_{f_z} v_{f_x} \right\} \left\{ \lambda^3 - 3\lambda \left(\frac{n\pi}{h} \right)^2 \right\} \\&+ \left\{ \left(\frac{z}{L_D} \right)^m \left(\frac{z}{2L_D} \right)^{-2q} \omega^2 - k_x^2 v_{f_x}^2 + \frac{5q^2 v_{f_z}^2}{z^2} - \frac{3qv_{f_z}^2}{z^2} - k^2 v_{f_z}^2 + \frac{6}{z} ik_x q v_{f_z} v_{f_x} \right\} \times \left\{ \lambda^2 - \left(\frac{n\pi}{h} \right)^2 \right\} \\&+ \left\{ \frac{m\omega^2}{L_D} \left(\frac{z}{2L_D} \right)^{-2q} \left(\frac{z}{L_D} \right)^{m-1} - \frac{2qk_x^2 v_{f_x}^2}{z} + \frac{q(q-1)(q-2)v_{f_z}^2}{z^3} + \frac{q^2(q-1)v_{f_z}^2}{z^3} \right. \\&\quad \left. - \frac{2qk^2 v_{f_z}^2}{z} + ik_x v_{f_z} v_{f_x} \left(\frac{2q(q-1)}{z^2} - 2k^2 + \frac{2q^2}{z^2} + \frac{q^2(q-1)}{z^3} \right) \right\} \lambda \\&- k^2 \left\{ \left(\frac{z}{2L_D} \right)^{-2q} \left(\frac{z}{L_D} \right)^m \omega^2 - k_x^2 v_{f_x}^2 - ik_x \left(\frac{1}{k^2} \left(\frac{q(q-1)(q-2)v_{f_z}^2}{z^3} + \frac{q^2(q-1)(q-2)v_{f_z} v_{f_x}}{z^4} \right) - \frac{2qv_{f_z} v_{f_x}}{z} \right) \right. \\&\quad \left. + \frac{mg}{L_D} \left(\frac{z}{2L_D} \right)^{-2q} \left(\frac{z}{L_D} \right)^{m-1} \right\} = 0\end{aligned}\quad (9)$$

$$\begin{aligned}&4v_{f_z}^2 \left\{ \lambda^3 - \lambda \left(\frac{n\pi}{h} \right)^2 \right\} + \left\{ \frac{4qv_{f_z}^2}{z} + 2ik_x v_{f_z} v_{f_x} \right\} \times \left\{ 6\lambda^2 - 2 \left(\frac{n\pi}{h} \right)^2 \right\} \\&+ 4\lambda \left\{ \left(\frac{z}{L_D} \right)^m \left(\frac{z}{2L_D} \right)^{-2q} \omega^2 - k_x^2 v_{f_x}^2 + \frac{2q^2 v_{f_z}^2}{z^2} + \frac{3q(q-1)v_{f_z}^2}{z^2} - k^2 v_{f_z}^2 + \frac{6}{z} ik_x v_{f_z} v_{f_x} \right\} \\&+ \left\{ \frac{m\omega^2}{L_D} \left(\frac{z}{2L_D} \right)^{-2q} \left(\frac{z}{L_D} \right)^{m-1} - \frac{2qk_x^2 v_{f_x}^2}{z} + \frac{q(q-1)(q-2)v_{f_z}^2}{z^3} + \frac{q^2(q-1)v_{f_z}^2}{z^3} - \frac{2qk^2 v_{f_z}^2}{z} \right. \\&\quad \left. + ik_x v_{f_z} v_{f_x} \left(\frac{2q(q-1)}{z^2} - 2k^2 + \frac{2q^2}{z^2} + \frac{q^2(q-1)}{z^3} \right) \right\} = 0\end{aligned}\quad (10)$$

۴- بحث و بررسی نتایج:

جهت بررسی اثر توان‌های مختلف توابع چگالی اولیه پلازما و میدان مغناطیسی، و همچنین دستیابی به رابطه‌ی کلی پاشندگی، معادلات (۹) و (۱۰) را به کمک مقادیر بی‌بعدکننده‌ی زیر، بی‌بعد می‌کنیم:

$$\omega^{*2} = \omega^2 / \omega_{pe}^2, \quad \omega_{f_x}^{*2} = v_{f_x}^2 / \omega_{pe}^2 L_D^2, \quad \omega_{f_z}^{*2} = v_{f_z}^2 / \omega_{pe}^2 L_D^2, \quad \lambda^{*2} = \lambda^2 L_D^2, \quad h^{*2} = h^2 / L_D^2,$$

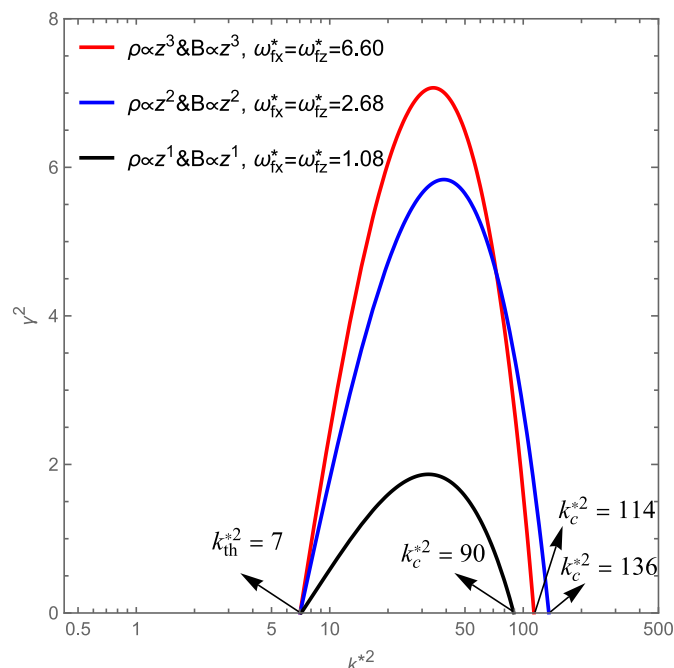
$$k^{*2} = k^2 L_D^2, \quad g^* = g / \omega_{pe}^2 L_D, \quad \omega_{pe} = \sqrt{\frac{\rho_0 e^2}{m_e}}, \quad z^* = z / L_D$$



در نتیجه، با در نظر گرفتن $\omega_r^* = 0$ و $\omega^* = \omega_r^* + i\gamma$ (برای نوسانات ثابت) و حذف عبارت $\omega_{f_z}^* \omega_{f_x}^* ik_x^*$ از معادلات بی‌بعدشده، به عبارت مربع آهنگ رشد نرمال شده رسیدیم:

$$\gamma^2 = \left\{ \left[\lambda^4 + \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^4 - 6\lambda^2 \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 + \frac{4q}{z^*} \left(\lambda^3 - 3\lambda^* \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 \right) + \left(\frac{3q(q-1)}{(z^*)^2} + \frac{2q^2}{(z^*)^2} - k^2 \right) \left(\lambda^2 - \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 \right) + \lambda^* \left(\frac{q(q-1)(q-2)}{(z^*)^3} + \frac{q^2(q-1)}{(z^*)^3} - \frac{2qk^2}{z^*} \right) \right] \omega_{f_z}^* \right. \\ \left. + \left\{ 2\lambda^* \left(\lambda^2 - 3 \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 \right) + \frac{6q}{z^*} \left(\lambda^2 - \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 \right) + \lambda^* \left(\frac{2q(q-1)}{(z^*)^2} + \frac{2q^2}{(z^*)^2} + \frac{q^2(q-1)}{(z^*)^3} - 2k^2 \right) + \frac{2q^2(q-1)(q-2)}{(z^*)^4} - \frac{2qk^2}{z^*} \right\} \right. \\ \left. \times \left(12\lambda^2 + \frac{24q\lambda^*}{z^*} - 4 \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 + \frac{2q(q-1)}{(z^*)^2} - 2k^2 + \frac{2q^2}{(z^*)^2} + \frac{2q^2(q-1)}{(z^*)^3} \right)^{-1} \right. \\ \left. \times \left\{ k_x^* \omega_{f_z}^* \left(4\lambda^* + \frac{2q}{z^*} \right) - \left(4\lambda^* \left(\lambda^2 - \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 \right) + \frac{4q}{z^*} \left(6\lambda^2 - 2 \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 \right) + 4\lambda^* \left(\frac{3q(q-1)}{(z^*)^2} + \frac{2q^2}{(z^*)^2} - k^2 \right) + \frac{q(q-1)(q-2)}{(z^*)^3} + \frac{q^2(q-1)}{(z^*)^3} - \frac{2qk^2}{z^*} \right) \right\} \right. \\ \left. - k_x^* \omega_{f_z}^* \left(\lambda^2 - \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 + \frac{2q\lambda^*}{z^*} - k^2 \right) - mg^* k^2 \left(\frac{z^*}{2} \right)^{-2q} (z^*)^{m-1} \right\} \right] \times \\ \times \left[- \left\{ 2\lambda^* \left(\lambda^2 - 3 \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 \right) + \frac{6q}{z^*} \left(\lambda^2 - \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 \right) + \lambda^* \left(\frac{2q(q-1)}{(z^*)^2} + \frac{2q^2}{(z^*)^2} + \frac{q^2(q-1)}{(z^*)^3} - 2k^2 \right) + \frac{2q^2(q-1)(q-2)}{(z^*)^4} - \frac{2qk^2}{z^*} \right\} \right. \\ \left. \times \left(12\lambda^2 + \frac{24q\lambda^*}{z^*} - 4 \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 + \frac{2q(q-1)}{(z^*)^2} - 2k^2 + \frac{2q^2}{(z^*)^2} + \frac{2q^2(q-1)}{(z^*)^3} \right)^{-1} \right. \\ \left. \times \left\{ 4\lambda^* \left(\frac{z^*}{2} \right)^{-2q} (z^*)^m + m \left(\frac{z^*}{2} \right)^{-2q} (z^*)^{m-1} \right\} \right. \\ \left. + \left(\frac{z^*}{2} \right)^{-2q} (z^*)^m \left(\lambda^2 - \left(\frac{n\pi}{h^*} \right)^2 \right) + m\lambda^* \left(\frac{z^*}{2} \right)^{-2q} (z^*)^{m-1} - k^2 \left(\frac{z^*}{2} \right)^{-2q} (z^*)^m \right] \quad (11)$$

برای بررسی اثر توان‌های مختلف توابع توزیع چگالی پلاسما و مولفه‌های افقی و عمودی میدان مغناطیسی خارجی بر آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور سامانه‌ی در نظر گرفته شده، معادله‌ی (۱۱) به صورت عددی حل شده است. به طوری که γ^2 تابعی از مقادیر بی‌بعد شده‌ی مولفه‌ی افقی $(\omega_{f_x}^*)$ و عمودی $(\omega_{f_z}^*)$ میدان مغناطیسی می‌باشد. k^* عدد موج اختلالی بهنجارشده نسبت به آهنگ تغییرات فضایی و $\lambda^* = \lambda L_D$ طول موج اختلالی بهنجارشده نسبت به آهنگ تغییرات فضایی است که در آن λ مقداری ثابت $(\lambda = -(2L_D)^{-1})$ و L_D طول مقیاس چگالی $(L_D = \rho/\nabla\rho)$ می‌باشد. در نمودارهای زیر $k_x^{*2} = 0.2k^{*2}$ ، $g^* = 10$ و $\lambda^* = -1.5$ ، $z^* = 1$ ، $n = 1$ ، $h^* = 1$ ، و میدان مغناطیسی را نمایش می‌دهند. در راستای تحلیل و بررسی اثر توان‌های مختلف بر آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور، مقادیر این پارامترها را ۱، ۲ و ۳ در نظر می‌گیریم. در این شکل‌ها، مربع آهنگ رشد بهنجارشده (γ^2) بر حسب مربع عدد موج بهنجار (k^{*2}) تغییر می‌کند. در شکل ۱، مربع آهنگ رشد ناپایداری بر حسب مربع عدد موج به ازای توان‌های مشترک ۱، ۲ و ۳ برای توابع توانی چگالی و میدان مغناطیسی رسم شده است. حالت بهینه جهت کنترل آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور در مربع عدد موج آستانه $k_{th}^{*2} = 7$ اتفاق می‌افتد. هر سه منحنی به صورت غیرخطی از این نقطه با شیب‌های متفاوت شروع به رشد کرده و از هم جدا می‌گردند، در ادامه به قله رسیده و سپس در نقاط بحرانی (k_c^{*2}) مشخصی سرکوب می‌شوند. بیشترین و کمترین شیب به ترتیب متعلق به توان ۳ و توان ۱ می‌باشد. همان‌طور که از شکل ۱ مشخص است، منحنی توان ۳ به ازای مقادیر مشترک شدت میدان مغناطیسی $\omega_{f_x}^* = \omega_{f_z}^* = 6.6$ در مربع عدد موج بحرانی $k_c^{*2} = 114$ (جایی که مربع آهنگ رشد صفر می‌گردد) سرکوب می‌شود. منحنی توان ۲ به ازای مقدار مشترک $\omega_{f_x}^* = \omega_{f_z}^* = 2.68$ برای مولفه‌های افقی و عمودی میدان مغناطیسی، در نقطه بحرانی $k_c^{*2} = 136$ ناپایداری را کنترل می‌کند. منحنی توان ۱ نیز با کمترین مقدار شدت میدان مغناطیسی $(\omega_{f_x}^* = \omega_{f_z}^* = 1.08)$ ، آهنگ رشد ناپایداری را در کمترین طول بازه مربع عدد موج در $k_c^{*2} = 90$ سرکوب می‌کند.

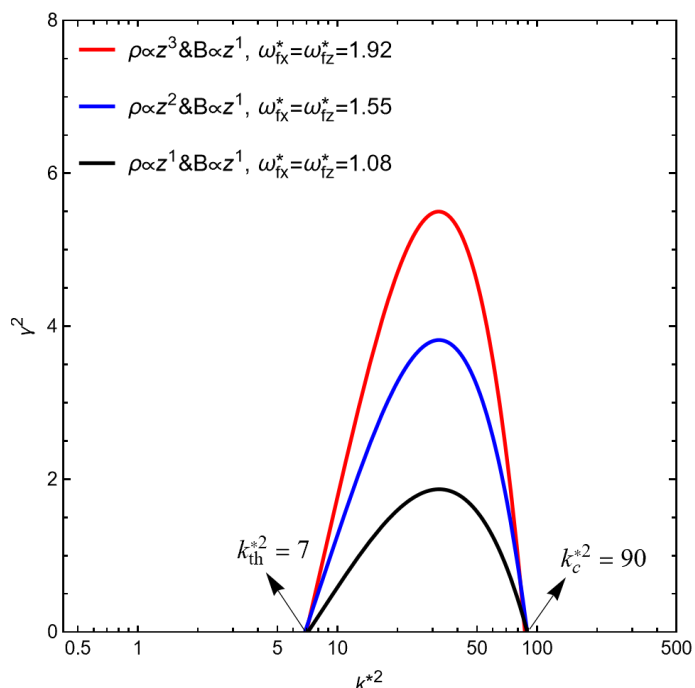


شکل ۱. مُربع آهنگ رُشد ناپایداری رایلی-تیلور بر حسب مُربع عدد موج به ازای پارامترهای ثابت مشترک

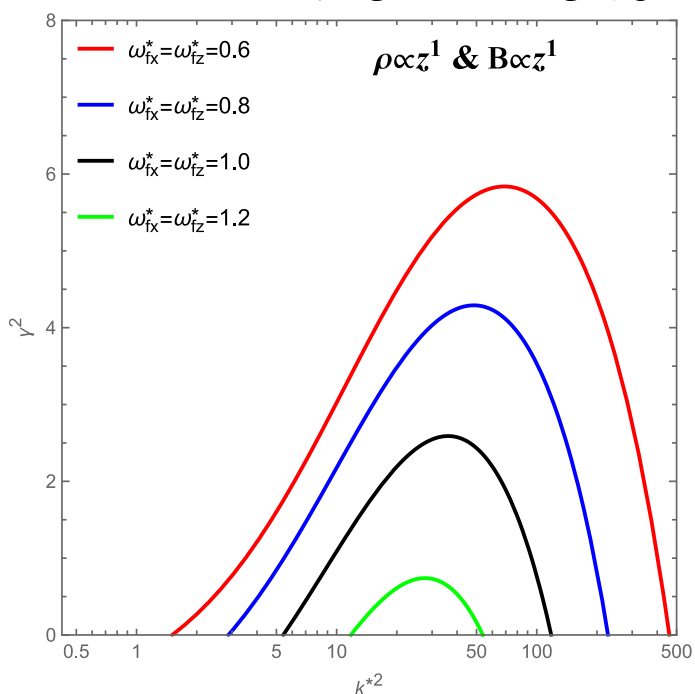
$$(\rho \propto B \propto z^1, z^2, z^3) \text{ و } (\omega_{fx}^* = \omega_{fz}^* = 6.60, 2.68, 1.08)$$

با توجه به منحنی‌های این شکل در می‌یابیم که قله‌ی ناپایداری با انتخاب توان ۱ برای توابع چگالی و میدان مغناطیسی، شدیداً کاهش می‌یابد؛ یعنی با انتخاب توان ۱، کنترل ناپایداری سریع‌تر و با مقادیر اندکی از شدت میدان مغناطیسی انجام می‌شود. همچنین مشاهده می‌گردد که شیب منحنی توان ۳ پس از رسیدن به قله‌ی ناپایداری، تندتر از دو منحنی دیگر می‌باشد. از مُربع عدد موج ۹۰ به بعد، شاهد شیبی تندتر برای منحنی توان ۳ نسبت به منحنی توان ۲ می‌باشیم؛ به همین دلیل منحنی توان ۳ زودتر و در نقطه‌ی بُحرانی کمتری، ناپایداری را سرکوب می‌کند. بنابراین با کاهش عدد توان مربوط به توابع توانی چگالی و میدان مغناطیسی، به شدت میدان کمتری جهت سرکوب آهنگ رُشد ناپایداری نیاز داریم.

به موجب کنترل مناسب آهنگ رُشد ناپایداری با استفاده از توان ۱، به تحلیل و بررسی شکل ۲ می‌پردازیم. در این شکل، بازه‌ی معینی از مُربع عدد موج را بین ۷ تا ۹۰ در نظر می‌گیریم. با ثابت نگه داشتن توان تابع میدان مغناطیسی روی عدد ۱، توان تابع چگالی را از ۱ تا ۳ تغییر می‌دهیم. مشاهده می‌کنیم که در این بازه با افزایش عدد توان تابع چگالی، برای سرکوب آهنگ رُشد ناپایداری به شدت میدان مغناطیسی بیشتری نیاز داریم.



شکل ۲. مربع آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور بر حسب مربع عدد موج به ازای پارامترهای ثابت مشترک $(\omega_{fx}^* = \omega_{fz}^* = 1.92, 1.55, 1.08)$ و ضرایب توانی متفاوت $(\rho \propto z^1, z^2, z^3 \text{ \& } B \propto z^1)$.
در شکل ۳، مربع آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور بر حسب مربع عدد موج نرمال شده به ازای مقادیر شدت میدان مغناطیسی مشخص در حالت توان ۱ برای توابع چگالی و میدان مغناطیسی رسم شده است.



شکل ۳. مربع آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور بر حسب مربع عدد موج به ازای ضریب توانی ثابت یکسان $(\rho \text{ \& } B \propto z^1)$ و پارامترهای ثابت مشترک $(\omega_{fx}^* = \omega_{fz}^* = 0.6, 0.8, 1.0, 1.2)$.



از این شکل در می‌یابیم که با افزایش شدت میدان مغناطیسی از 0.6 تا 1.2 با گام 0.2 ، طول بازه‌ی مربع عدد موج مربوط به آهنگ رشد ناپایداری و همچنین قله‌ی ناپایداری، به تدریج کاهش می‌یابد. با توجه به شکل ۳ و بر اساس ترتیب منحنی‌ها از شدت میدان مغناطیسی بیشتر به کمتر، پیش‌بینی می‌کنیم که در شدت میدان مغناطیسی 1.4 ، هیچ اثری از ناپایداری نخواهد بود.

۵- نتیجه‌گیری:

با توجه به تاثیر مناسب استفاده از گرادیان چگالی توانی اولیه‌ی پلاسما بر کنترل آهنگ رشد اختلالات، در این پژوهش اثر توان‌های مختلف تابع چگالی توانی بر آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور در پلاسمای چینه‌ای نایک‌نواخت به صورت تحلیلی مورد کاوش قرار گرفت. پیرو نتایج مقاله‌ای که پیش‌تر نگارش و منتشر شد، بیشینه‌ی ناپایداری در مقدار $\lambda^* = -1.5$ رخ می‌دهد [۱۰]. جهت مدیریت آهنگ رشد ناپایداری، ضریب نمای توابع توانی چگالی و میدان مغناطیسی به ترتیب ۱، ۲ و ۳ در نظر گرفته شد. مطابق نتایج به دست آمده، استفاده از ضریب نمای ۱ به طور مشترک برای توابع توانی چگالی و میدان مغناطیسی، کاهش محسوسی در قله‌ی ناپایداری را نشان می‌دهد. همچنین استنباط می‌شود که استفاده از این ضریب در مقایسه با ضرایب ۲ و ۳، آهنگ رشد ناپایداری را سریع‌تر و در مربع عدد موج کوچکتری سرکوب می‌کند. با استفاده از ضریب نمای ۱ در توابع توانی چگالی و میدان مغناطیسی، به میدان‌های مغناطیسی با شدت کمتری جهت کنترل و سرکوب اختلالات نیاز است. مطابق شکل ۳ مشاهده می‌شود که در حضور هم‌زمان مولفه‌های افقی و عمودی میدان مغناطیسی خارجی ایستا، به ازای ضریب نمای ۱ برای توابع توانی با افزایش شدت میدان مغناطیسی از 0.6 تا 1.2 ، دامنه‌ی مربع آهنگ رشد ناپایداری کاهش می‌یابد. بنابراین جهت کنترل ناپایداری مشاهده شد که استفاده از ضریب نمای ۱ به جای ضرایب توانی ۲ و ۳ برای چگالی توانی اولیه‌ی پلاسما در کنار ترکیب هم‌زمان مولفه‌های میدان مغناطیسی، باعث کاهش سرعت رشد اختلال شده و حالت پایداری بهتری را به سیستم می‌دهد. به طور کاربردی، با انتخاب مناسب تابع توزیع توانی برای چگالی اولیه‌ی پلاسما و میدان مغناطیسی، می‌توان آهنگ رشد ناپایداری رایلی-تیلور هدف‌های همجوشی محصور شده لختی را در مرحله‌ی فشرده‌سازی، کاهش داده و نهایتاً سرکوب کرد.

۶- مراجع:

- [۱] R. K. Cherdizov, et al., Effect of tailored density profiles on the stability of imploding Z-pinchs at microsecond rise time megaampere currents, Plasma Physics and Controlled Fusion, ۶۴(۱), ۰۱۵۰۱۱, (۲۰۲۱).
- [۲] A. G. Roussikh, et al., Effect of the axial magnetic field on a metallic gas-puff pinch implosion, Physics of Plasmas, ۲۳(۶), ۰۶۳۵۰۲, (۲۰۱۶).
- [۳] B. Dolai and R. P. Prajapati, the rotating Rayleigh-Taylor instability in a strongly coupled dusty plasma, Physics of Plasmas, ۲۵(۸), ۰۸۳۷۰۸, (۲۰۱۸).
- [۴] C. A. Walsh, et al., Magnetized ICF implosions: Scaling of temperature and yield enhancement, Physics of Plasmas, ۲۹(۴), ۰۴۲۷۰۱, (۲۰۲۲).
- [۵] C. A. Walsh, et al., Exploring extreme magnetization phenomena in directly driven imploding cylindrical targets, Plasma Physics and Controlled Fusion, ۶۴(۲), ۰۲۵۰۰۷, (۲۰۲۲).
- [۶] B. L. Yang, et al., Magnetic Field Gradient Effects on Rayleigh-Taylor Instability with Continuous Magnetic Field and Density Profiles, Physics of Plasmas, ۱۸, ۰۷۲۱۱۱, (۲۰۱۱).
- [۷] A. L. Velikovich, F. L. Cochran and J. Davis, Suppression of Rayleigh-Taylor instability in Z-pinch loads with tailored density profiles, Physical review letters, ۷۷(۵), ۸۵۳, (۱۹۹۶).
- [۸] A. L. Velikovich, F. L. Cochran and J. Davis, Stabilized Z-pinch loads with tailored density profiles, AIP Conference Proceedings, ۴۰۹(۱), ۵۴۹, (۱۹۹۷).
- [۹] V. I. Oreshkin, et al., Studies on the implosion of pinches with tailored density profiles, Plasma Physics and Controlled Fusion, ۶۳(۴), ۰۴۵۰۲۲, (۲۰۲۱).



[۱۰] محمدعلی معصوم پرست کتک لاهیجانی و سهیل خوشبین فر، "تثبیت ناپایداری رایلی-تیلور مغناطیسی در پلاسمایی با گرادیان چگالی توانی"، مجله علوم، مهندسی و فناوری هسته‌ای، ۱۴۵(۱۴۰۳): ۸۸-۹۸، doi: ۱۰.۲۴۲۰۰/۱۰۲۳.۱۲۸۵.۱۸۳۶.

[۱۱] J. P. Freidberg, Plasma Physics and Fusion Energy, New York: Cambridge University Press, pp. (۳-۳۰, ۱۳۹-۲۲۲, ۲۴۵-۳۲۸), (۲۰۰۸).



یکی از ما شوید!
انجمن هسته ای ایران

انجمن برتر کشور در سال ۱۴۰۲

🌐 NSI.IR ✉ INFO@NSI.IR

سی و یکمین کنفرانس هسته‌های ایران



۲۳-۲۵ اردیبهشت ۱۴۰۴ | مشهد

I N C 3 1 . N S I . I R

