



اندازه‌گیری دما و بررسی گذار مد E به H در پلاسمای ICP تحت خلأ

سیدمنصور طباطبائی، جمال‌الدین یزدان‌پناه^{*}، علیرضا حفظا‌الصحه

پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، صندوق پستی: ۵۱۱۱۳-۱۴۳۹۹، تهران-ایران

*Email: jyazdanpanah@aeoi.org.ir

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۱۴۰۱/۱۰/۱۱ تاریخ پذیرش مقاله: ۱۴۰۲/۴/۶

چکیده

در این مقاله ابتدا به شرح اجمالی دستگاه ساخته شده مولد پلاسمای القایی ICP-۱۳.۵۶ (فرکانس کاری ۱۳/۵۶ MHz) که شامل دو مشعل تحت خلأ و فشار اتمسفری می‌باشد، می‌پردازیم. سپس با تمرکز بر عملکرد مشعل تحت فشار خلأ، مشخصه‌یابی دمایی پلاسما و وقوع پدیده گذار از مد E به H در اثر تغییر پارامترهای آزمایش شامل فشار اولیه و توان اعمالی بر روی پلاسما مورد بحث قرار می‌گیرند. بر اساس اندازه‌گیری‌های طیف‌سنجی انجام شده برای گاز آرگون در فشار ۴ mbar و به ازای توان ورودی RF ۴۰۰ W دمای تحریک الکترونی پلاسما به روش ترسیم بولتزمن حدود 11636°K به دست آمد. همچنین، با استفاده از معادلات حاکم بر میدان‌های الکترومغناطیس در پلاسمای ICP، تصحیحات امپدانس سیستم در اثر استتار پلاسما و همچنین رابطه توان جذب شده با چگالی پلاسما و فشار زمینه به دست آمده است. بر اساس این روابط، رفتار منحنی‌های بار مورد تحلیل قرار گرفت و بروز پدیده گذار از مد E به H در این منحنی‌ها استنتاج گردید.

کلیدواژه‌ها: مشعل ICP، گذار مد E به H، دمای پلاسما

Temperature measurement and examination of E to H transition in vacuum ICP plasma

S.M. Tabatabaei, J. Yazdanpanah*, A. Hefzolshehe

Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O. Box: 14399-51113, Tehran - Iran

Research Article

Received 1.1.2023, Accepted 27.6.2023

Abstract

In this paper, we first briefly describe the constructed Inductively Coupled Plasma Source device, ICP-13.56, which includes two vacuum and atmospheric pressure torches. Afterward, focusing on the vacuum-torch operation, we discuss the plasma temperature characterization and examine the phenomenon of E to H mode-transition during the variation of experiment parameters including the initial pressure and input RF power. Based on the spectroscopic measurements of argon gas at pressure 4 mbar and input RF power 400 W, the electron excitation temperature of 11636°K was obtained using the Boltzmann line method. Additionally, we have calculated the absorbed power in terms of plasma density and gas pressure using equations governing electromagnetic fields in ICP plasma. According to these relations, behaviors of load characteristics have been analyzed and E to H mode transition has been identified.

Keywords: ICP torch, E-H transition, Plasma temperature



۱. مقدمه

در دهه‌های اخیر منابع مولدهای پلاسمایی شامل انواع جفت شده القایی، هلیکونی، تخلیه نورانی DC، قوس خنک‌کننده، تخلیه سد دی‌الکتریک و ... به دلیل کاربردهای متعدد، بسیار مورد توجه محققان قرار گرفته‌اند. در این میان، مولدهای پلاسمای جفت‌شده القایی (ICP) به دلایل بالا بودن چگالی پلاسما، قابلیت تنظیم مستقل از شار انرژی و عدم تماس مستقیم پلاسما با الکترودها، از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است [۱]. به طور کلی مشعل‌های ICP در دو نوع تحت خلأ و فشار اتمسفری ساخته می‌شوند که هر یک کاربردهای منحصر به خود را دارد. به عنوان نمونه از ICP اتمسفری در سیستم‌های پاشش پلاسمایی و همچنین آنالیز مواد از طریق طیف‌سنجی نشر اتمی و جرمی به صورت گسترده استفاده می‌شود [۲]. هم‌چنین از آن‌جا که در مولد ICP تحت خلأ به دلیل عدم تماس پلاسما با الکترودهای فلزی، از آلودگی محفظه پردازش توسط کاندوپاش الکترودهای فلزی جلوگیری می‌شود، این مولد در زمینه پردازش پلاسمایی مواد نسبت به دیگر منابع پلاسمایی که در آن‌ها الکترودهای محرک در داخل محفظه خلأ قرار دارند ارجحیت داشته و در کاربردهای مهمی مانند حکاکی پلاسمایی (مورد استفاده در صنایع میکروالکترونیک)، اصلاح سطح، تجزیه و تحلیل مواد نانو ساختار و پردازش دقیق ضخامت اتمی مورد استفاده قرار می‌گیرد [۳].

از آن‌جا که حصول چگالی‌های الکترونی (پلاسمایی) بالاتر مستلزم افزایش جذب توان الکتریکی است، این افزایش جذب در منابع پلاسمایی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است. در مولد پلاسمایی ICP، نیروی RF می‌تواند با هر دو مکانیسم خازنی و القایی با گاز و پلاسما جفت شود. هنگامی که جفت‌شدگی (تزریق توان) خازنی غالب باشد سیستم در مد E، و هنگامی که جفت‌شدگی القایی غالب باشد در مد H تعریف می‌شود. از آن‌جا که عمق نفوذ میدان‌ها در مد E بسیار کم است، دستیابی به چگالی‌های پلاسمایی بالا و جذب مؤثر در این مد امکان‌پذیر نیست. بر خلاف این، به دلیل عمق نفوذ بالای میدان‌ها، عملکرد سیستم در مد H منجر به حصول چگالی‌های بسیار بالاتر و جذب مؤثر توان خواهد شد. لذا تحقق عملکرد سیستم در مد H از اهمیت ویژه‌ای برخوردار بوده و این موضوع از گذشته تا به امروز مورد توجه بسیاری از محققان قرار گرفته است [۲-۷]. به عبارت دیگر می‌توان گفت مد عملکردی صحیح مولد ICP مد H می‌باشد که در صورت عدم حضور آن، عملکرد مولد معادل عملکرد سیستم تخلیه خازنی (با کارایی بسیار کم‌تر) خواهد بود. شایان ذکر است که علی‌رغم اهمیت موضوع، بر اساس اطلاعات نویسندگان، هنوز گزارش مدونی دال بر تحقق عملکرد مد H در

مولدهای ICP و اندازه‌گیری‌های مربوطه در کشور ثبت نشده است.

در این مقاله، ضمن معرفی اجمالی دستگاه ساخته‌شده ICP-۱۳.۵۶ (فرکانس کاری ۱۳/۵۶ MHz) که مطابق شکل ۱ دارای دو مشعل تحت خلأ و فشار اتمسفری است [۸]، بر اساس شواهد علمی و برای نخستین بار در کشور، تحقق مد H و گذار E-H در مولد پلاسمای القایی گزارش می‌شود. علاوه بر این، حدودی برای توان و فشار آستانه این گذار به دست آمده است. این مهم بر اساس تحلیل رفتار منحنی‌های بار در مقابل تغییر شرایط کاری (شامل تغییر توان تزریقی و فشار اولیه گاز) در آزمایش‌های متعدد بر روی مشعل تحت خلأ سیستم مذکور، حاصل شده است. علاوه بر این، مشخصه‌یابی دمایی پلاسما بر اساس اندازه‌گیری‌های اسپکتروسکوپی انجام می‌شود.

۲. مشخصات فنی منبع پلاسمای ICP تحت خلأ

به منظور ساخت سیستم ICP تحت خلأ، از یک لوله کوارتز با قطر ۴۵ mm و طول ۷۵۰ mm به عنوان محفظه خلأ استفاده شده است که یک سر آن به پمپ خلأ و سر دیگر آن به شیر ورودی گاز متصل می‌باشد. پمپ خلأ مورد استفاده از نوع روتاری مدل Leybold-D۴B با دبی ۴ m^۳/h و ظرفیت خلأسازی تا حدود رنج ۱×۱۰^{-۴} mbar می‌باشد. برای اندازه‌گیری خلأ از گیج پیرانی مدل Edwards (APG-M-NW۱۶) استفاده شده است. منبع تغذیه نیز یک مولد فرکانس رادیویی RF مدل RFG۲۰BF با فرکانس ۱۳/۵۶ MHz و بیشینه توان ۲۰۰۰W است که دارای سیستم تطبیق امپدانس خودکار می‌باشد و سیم‌پیچ آنتن با تعداد ۴ دور را تغذیه می‌نماید. سیستم تطبیق امپدانس مذکور از نوع ATN۱۵BF با فرکانس کاری ۱۳/۵۶ MHz و توان ورودی ۳۰۰۰W - ۵۰ می‌باشد که ولتاژ خروجی و جریان خروجی مؤثر آن به ترتیب ۱۵ kV و ۸۰ A بوده و دارای کانکتور ورودی نوع N و کانکتور خروجی اتصال مستقیم می‌باشد.

خنک‌سازی سیستم انتقال توان به وسیله چرخش مدار بسته آب انجام می‌شود. گاز کاری منبع پلاسما، آرگون درجه ۳ با خلوص ۹۹/۹٪ بوده است. در شکل ۲ نمایی از شکل‌گیری پلاسما در مشعل تحت خلأ ساخته شده ارائه می‌گردد که در آن ناحیه درخشان پلاسمایی درون سیم‌پیچ آنتن به وضوح قابل مشاهده است [۸].

۳. شرح آزمایشات و تحلیل نتایج

در شکل ۳ نمایی از چیدمان سیستم‌های تشخیصی مورد استفاده در مولد پلاسمای تحت خلأ نشان داده شده است.

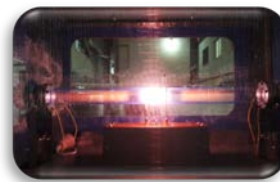


نوری $1/8$ nm برای طیف‌سنجی فضایی استفاده شده است. طیف‌سنج مذکور شامل توری پراش با گریٲینگ 600 L/mm و فیبرنوری نوع FOP-UV در محدوده کاری نور مرئی-فرابنفش می‌باشد. هم‌چنین اندازه‌گیری‌های مربوط به منحنی‌های بار از طریق یک پروب ولتاژ بالا و یک پروب جریان از نوع پیچه روگوفسکی انجام پذیرفته است. پروب ولتاژ مذکور با ضریب $1:1000$ از مدل HVP-39pro می‌باشد که دارای مشخصات فنی 39 kV/ 50 MHz و امپدانس 900 M Ω با بیشینه پیک ولتاژ و جریان 39 kV/ 45 μ A است. پیچه روگوفسکی مورد استفاده نیز از مدل PEARSON-model: 110 با حساسیت 0.1 V/A و امپدانس خروجی 50 Ω می‌باشد که دارای کانکتور خروجی از نوع BNC(UG-290A/U) بوده و بیشینه جریان مؤثر آن حدود 65 A در بازه فرکانسی 1 Hz- 20 MHz تعریف شده است.

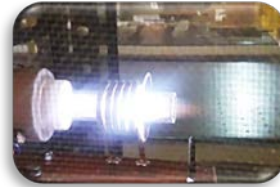
با پیاده‌سازی سیستم‌های تشخیصی مذکور اندازه‌گیری‌های متعددی در بازه فشار 8 mbar- 0.2 و بازه توان ورودی 400 W- 50 انجام شده است که در ادامه نتایج برخی از آن‌ها ارائه می‌گردد.

۱.۳ تعیین دمای الکترونی پلاسما

تعیین دمای الکترونی بر اساس طیف‌سنجی نوری پلاسما، یکی از روش‌های بسیار رایج در مشخصه‌یابی پلاسماهای دمای پایین^۱ LTP [۹-۱۲] به‌خصوص در سیستم‌های جفت‌شده القایی است [۱۲]. در حقیقت، آن‌چه به این روش قابل اندازه‌گیری است دمای تحریک الکترونی است که بر مبنای فرض برقراری توزیع ماکسولی برای نمونه‌های برانگیخته شده حاصل می‌شود [۹-۱۳]. ارتباط دمای برانگیختگی الکترونی با مشخصات ترمودینامیکی پلاسما بسیار مورد بحث بوده است (برای مثال مراجع [۹، ۱۳، ۱۴] را ببینید)، به‌خصوص که امکان توصیف ترمودینامیکی سیستم یکی از مهم‌ترین ملزومات قابل اتکا بودن سیستم‌های تشخیصی بر اساس طیف‌سنجی است. در منابع پلاسمایی، به دلیل حجم محدود و وجود تغذیه خارجی، و در نتیجه تغییرات مکانی خصوصیات پلاسما، تعادل ترمودینامیکی کلی^۲ به وضوح برقرار نیست [۹، ۱۳، ۱۴]. به عبارتی، امکان تعریف دمای یکتای کلی برای پلاسما وجود ندارد. در حقیقت موضوعی که در مورد این پلاسماها قابل طرح است امکان برقراری تعادل محلی ترمودینامیکی^۳ LTE است.



نمای عملکرد مشعل خلأ



نمای عملکرد مشعل اتمسفری



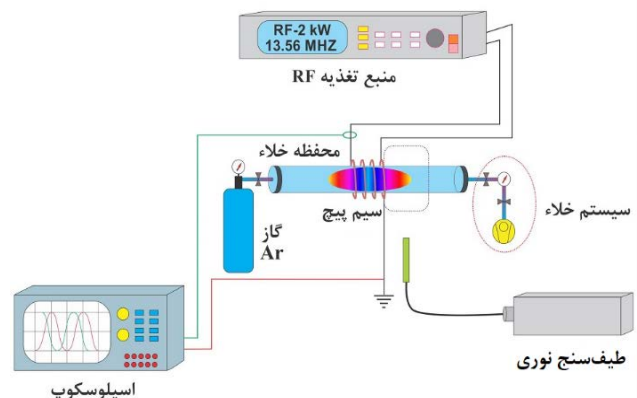
(الف)

(ب)

شکل ۱. نمای کلی دستگاه مولد پلاسمای جفت‌شده القایی ICP-13.56 ساخته شده (الف) به همراه عملکرد مشعل‌های آن (ب).



شکل ۲. عملکرد مشعل پلاسمایی تحت خلأ.



شکل ۳. چیدمان تشخیصی مشعل ICP تحت خلأ.

در این چیدمان، از یک اسپکروسکوپ دو کاناله مدل GDS-1102-UGW INSTEK با باند فرکانسی 100 MHz به منظور آشکارسازی سیگنال‌ها و از یک طیف‌سنج نوری دو کاناله مدل V900 با محدوده طول‌موج 1100 nm- 200 و دقت

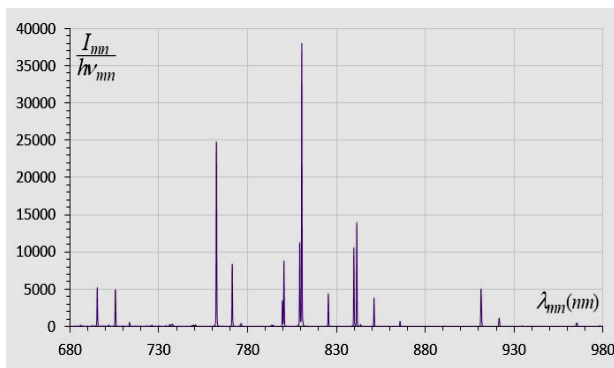
1. Low Temperature Plasmas
2. Thermal Equilibrium
3. Local Thermal Equilibrium



$$I_{mn} = \frac{\hbar c}{\tau \lambda_{mn}} g_m A_{mn} \frac{n_a}{Z_a} \exp\left(-\frac{E_m}{k_B T}\right) \quad (1)$$

که در آن \hbar ، c ، k_B به ترتیب ثابت پلانک، سرعت نور و ثابت بولتزمن هستند. همچنین A_{mn} ، E_m ، g_m ، λ_{mn} به ترتیب تبهگنی تراز m ، انرژی تراز m ، احتمال گذار و طول موج گسیل می‌باشند و n_a / Z_a نیز چگالی بهنجار نمونه گسیلنده است. شکل ۴ نمونه‌ای از طیف‌های گسیلی اندازه‌گیری شده را که در فشار ۴ mbar و توان ۴۰۰ W به دست آمده است، نشان می‌دهد.

اطلاعات کلیدی مربوط به گذارهایی که منجر به قله‌های قابل مشاهده در شکل ۴ می‌شوند و عموماً شامل نوع گذار، انرژی تراز بالاتر، آهنگ گذار و طول موج گذار هستند، بر اساس تطبیق مکان قله‌ها با داده‌های ذکر شده در منابع استاندارد [۱۴، ۱۵] استخراج شده‌اند که در جدول ۱ به همراه آهنگ گسیل فوتون اندازه‌گیری شده از طیف‌سنج ارائه گردیده است.



شکل ۴. طیف اندازه‌گیری شده در فشار ۴ mbar به ازای توان ۴۰۰ W.

جدول ۱. داده‌های کلیدی مربوط به قله‌های طیف شکل ۴

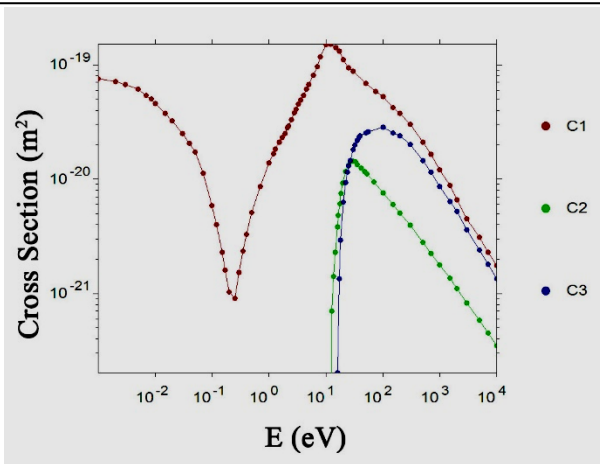
λ_{mn} (nm)	$\frac{I_{mn}}{h\nu_{mn}}$	A_{mn} (s^{-1})	E_m (eV)	سمبل نمایش	کانال‌های گذار
۶۹۵/۵	۵۲۱۸/۷	۶/۳۹	-۱۰/۵۰۹۹	●	$4P[1/2]_1 \rightarrow 4S[3/2]_2$
۷۰۵/۸	۴۹۶۲/۹	۳/۸۰	-۱۰/۵۳۱۰	●	$4P[3/2]_2 \rightarrow 4S[3/2]_2$
۷۶۲/۴	۲۴۷۳۲/۳	۲۴/۵	-۱۰/۶۶۶۵	●	$4P[3/2]_2 \rightarrow 4S[3/2]_2$
۷۷۱/۵	۸۳۷۳/۳	۵/۱۸	-۱۰/۶۸۵۷	●	$4P[3/2]_1 \rightarrow 4S[3/2]_2$
۸۰۰/۴	۸۸۱۹/۵	۹/۲۸	-۱۰/۷۴۳۷	●	$4P[5/2]_2 \rightarrow 4S[3/2]_2$
۸۰۹/۳	۱۱۱۸۵/۵	۲۵/۰	-۱۰/۰۹۲۰	▲	$4P[3/2]_1 \rightarrow 4S[3/2]_1$
۸۱۰/۵	۳۷۷۳۸/۵	۳۳/۱	-۱۰/۷۶۳۰	●	$4P[5/2]_2 \rightarrow 4S[3/2]_2$
۸۲۵/۴	۴۴۹۰/۵	۱۵/۳	-۱۰/۳۲۶۴	◆	$4P[1/2]_1 \rightarrow 4S[1/2]_1$
۸۳۹/۸	۱۰۵۶۰/۶	۲۲/۳	-۱۰/۳۵۲۱	◆	$4P[3/2]_2 \rightarrow 4S[1/2]_1$
۸۴۱/۱	۱۳۹۴۱/۶	۲۱/۵	-۱۰/۱۵۰۵	▲	$4P[5/2]_2 \rightarrow 4S[3/2]_1$
۸۵۱/۱	۳۸۳۶/۶	۱۳/۹	-۱۰/۳۷۱۸	◆	$4P[3/2]_1 \rightarrow 4S[1/2]_1$
۹۱۱/۳	۵۰۷۷/۷	۱۸/۹	-۱۰/۹۳۲۴	●	$4P[1/2]_1 \rightarrow 4S[3/2]_2$
۹۲۱/۴	۱۱۵۹/۸	۵/۰۳	-۱۰/۴۸۳۰	◆	$4P[3/2]_2 \rightarrow 4S[1/2]_1$

اگر در همسایگی هر نقطه از حجم پلازما، تمام نمونه‌های موجود در پلازما (ذرات خنثی و باردار) با خود و فوتون‌ها در تعادل باشند آنگاه تعادل LTE به وضوح برقرار است (تعادل پلانک-بولتزمن). به هر حال، در مورد منابع پلاسمایی ایستا با تغذیه خارجی، برقراری تمام موارد این شرط سخت‌گیرانه الزامی نیست و تعادل ذرات با فوتون‌ها قابل چشم‌پوشی است (تابش فوتون‌ها به وسیله منبع خارجی جبران می‌شود و امکان عملکرد منبع در وضعیت ایستا را فراهم می‌کند، مدل‌های گلوبال مرجع [۱] را ببینید). به عبارتی، جهت تعریف دمای محلی، تعادل بولتزمن ذرات کفایت می‌کند. بحث دقیق موضوع تعادل ترمودینامیکی در مورد منابع پلاسمایی، به صورت عام، بسیار مفصل و خارج از حوصله این مقاله است. خوشبختانه در مورد سیستم‌های القایی ICP موضوع این مقاله، مطالعات نشان می‌دهد [۱۲، ۱۳] که به میزان زیادی به تعادل بولتزمن نزدیک بوده و دمای تحریک الکترونی تخمین بسیار خوبی از دمای پلازما است [۱۳]. این منابع، اصطلاحاً در دسته پلاسمای گرمایی^۱ دسته‌بندی می‌شوند [۱، ۱۲] که بر خلاف پلاسمای اصطلاحاً سرد^۲، در آن‌ها الکترون‌ها با نمونه‌های سنگین در تعادل هستند. همچنین این منابع برخلاف چشمه‌های آشوبناک مانند آرک پلازما در وضعیت ایستا عمل می‌کنند. چگالی‌های الکترونی تا $10^{17} m^{-3}$ در آن‌ها قابل دستیابی است [۱] که نسبت به منابع جفت شده خازنی^۳ بسیار بالاتر است [۱]. برقراری تعادل ترمودینامیکی، برخلاف پایین تر بودن چگالی الکترونی نسبت به شرط گرم^۴ [۱۴]، به دلیل عدم لزوم تعادل فوتون-ذره (بولتزمن-پلانک) در شرایط عملکرد ایستا است. این خصوصیات، باعث شده است تا منبع ICP، یک سیستم ایده‌آل برای شناسایی مواد بر اساس طیف-سنجی پلازما باشد.

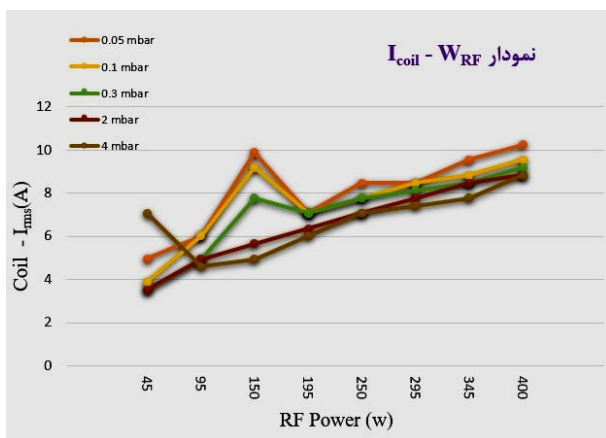
با در نظر گرفتن موارد بالا، در این تحقیق، جهت تعیین دمای پلازما از روش ترسیم بولتزمن استفاده شده است که بر مبنای برقراری تعادل بولتزمن اتم‌های برانگیخته استخراج شده است. بر این اساس، رابطه شدت خطوط طیفی گسیل شده ناشی از فروپاشی اتم‌های برانگیخته به حالت‌های پایین‌تر، برای گذار بین تراز برانگیخته m به تراز n با رابطه زیر داده می‌شود [۱۰]:

1. Thermal
2. Cold Plasmas
3. Capacitively Coupled Plasmas
4. Griem

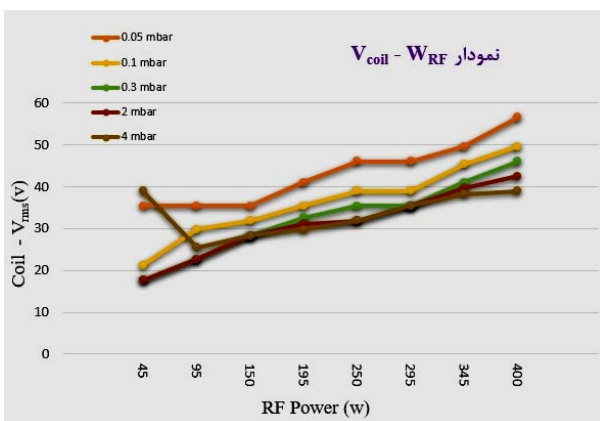




شکل ۶. سطح مقطع جزئی کانال‌های اندرکنشی تعیین‌کننده ترابرد الکترونی گاز آرگون برحسب انرژی برخورد الکترون.



شکل ۷. تغییرات جریان عبوری اندازه‌گیری شده از سیم‌پیچ آنتن بر اساس توان ورودی اعمال شده به پلاسما، در فشارهای مختلف.



شکل ۸. تغییرات ولتاژ اندازه‌گیری شده در سیم‌پیچ آنتن بر اساس توان ورودی اعمال شده به پلاسما، در فشارهای مختلف.

در مولدهای پلاسمای دمای پایین، تحریک و تولید پلاسما به وسیله میدان الکتریکی انجام می‌شود و میدان مغناطیسی به صورت غیرمستقیم در القا و انتشار میدان الکتریکی دخیل می‌باشد. مدهای مختلف تولید پلاسما در یک مولد پلاسمایی،

اگر از رابطه ۱ لگاریتم مبنای نپر گرفته شود، خواهیم داشت [۱۲]:

$$\ln \left(\frac{I_{mn}/h\nu_{mn}}{g_m A_{mn}} \right) = -\frac{E_m}{k_B T} + \ln \left(\frac{n_a}{4\pi Z_a} \right) \quad (2)$$

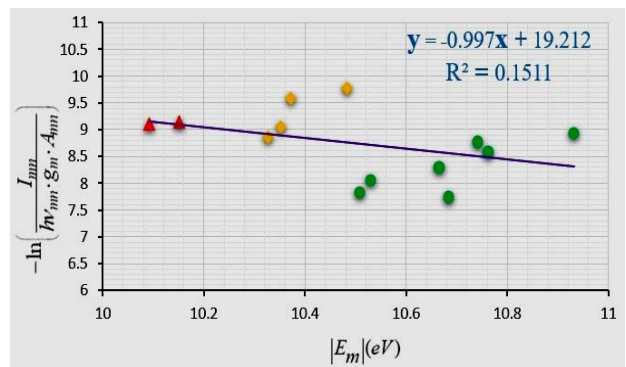
که با در نظر گرفتن منفی بودن انرژی ترازها و همچنین ثابت بودن چگالی بهنجار اتم‌های گسیلنده برای تمام ترازهای اندازه‌گیری شده به ازای یک آزمایش دلخواه، رابطه ۲ به صورت زیر قابل بازنویسی است:

$$-\ln \left(\frac{I_{mn}/h\nu_{mn}}{g_m A_{mn}} \right) = -\frac{|E_m|}{k_B T} + C \quad (3)$$

که در آن C یک مقدار ثابت مثبت است (به دلیل این که کسر چگالی اتم‌های گسیلنده کوچک‌تر از یک است $(n_a / Z_a < 1)$). جهت تعیین دمای الکترونی پلاسما، از برازش داده‌های طیف‌سنجی شکل ۴ به شرح جدول ۱ با رابطه خطی ۳ استفاده می‌کنیم. نتایج این کار در شکل ۵ ترسیم شده است. بر این اساس، دمای الکترونی پلاسما به ازای آزمایش مربوطه حدود $k_B T \approx 1.03 \text{ eV}$ معادل $T \approx 11636 \text{ K}$ تعیین می‌گردد. باید توجه نمود که به دلیل وابستگی مکانی دمای پلاسما، مقدار اندازه‌گیری شده در بالا در واقع متوسط مکانی دمای پلاسما می‌باشد.

۲.۳ منحنی‌های بار و گذار از مد E به H

توصیف کمی و کامل گذار از مد E به H بسیار پیچیده و خارج از دامنه‌ی این مقاله می‌باشد (برای مثال مرجع [۷] را ببینید). در این جا سعی می‌شود تا ضمن پرهیز از بخشی از پیچیدگی‌های ریاضی، ماهیت این پدیده و ارتباط بروز آن با اندازه‌گیری‌های گزارش شده در شکل‌های ۷ تا ۱۰ توضیح داده شود.



شکل ۹. ترسیم خط بولتن مربوط به طیف پلاسما در فشار ۴ mbar به ازای توان ۴۰۰ W.



l_s به ترتیب تعداد دور سیم‌پیچ و طول سیم‌پیچ می‌باشند. با جای‌گذاری رابطه بالا در معادله ۵ و انتگرال‌گیری روی مقاطع دایره‌ای درون سیم‌پیچ، بخش چرخشی (سمتی) میدان الکتریکی به صورت زیر حاصل می‌شود.

$$E_{\phi}(r, z; t) = -\frac{\mu_0 N_s}{2 l_s} r I_0 \omega \cos(\omega t) \quad (9)$$

اختلاف پتانسیل القایی دو سر سیم‌پیچ از رابطه کلی زیر به دست می‌آید.

$$\zeta_L(t) = -N_s r_s \int_0^{2\pi} E_{\phi}(r_s, z; t) d\phi \quad (10)$$

که r_s شعاع سیم‌پیچ است. با قرار دادن رابطه ۹ در معادله بالا، در شرایط عدم حضور پلازما خواهیم داشت.

$$\zeta_{\circ L}(t) = \pi \mu_0 \frac{N_s^2}{l_s} r_s^2 I_0 \omega \cos(\omega t) = L_0 \frac{dI}{dt} \quad (11)$$

که L_0 مقدار القاییدگی سیم‌پیچ است. از طرفی اختلاف پتانسیل دو سر سیم‌پیچ منجر به میدان الکتریکی محوری (غیرچرخشی) زیر می‌شود که از حل معادله ۶، $\nabla \cdot E = \rho / \epsilon_0 = 0$ و با اعمال شرایط مرزی روی پتانسیل الکتریکی مربوطه بر اساس اختلاف پتانسیل دو سر سیم‌پیچ تعیین می‌شود:

$$E_{z\circ}(r, z; t) \sim -\frac{V_s}{l_s} \quad (12)$$

در حضور چگالی‌های بالای پلازما J_p در مقایسه با J_a مقدار قابل ملاحظه‌ای خواهد داشت و داریم:

$$\vec{J}_p = g \vec{E} \quad (13)$$

که در آن \vec{J}_p و \vec{E} به ترتیب دامنه‌های جریان پلازما و میدان الکتریکی در نمایش مختلط $X = \tilde{X} e^{-i\omega t} + c.c.$ می‌باشند و g رسانش الکتریکی پلازما است که با رابطه زیر بر اساس فرکانس برخورد، فرکانس RF و چگالی الکترونی داده می‌شود [۱].

$$g = \frac{n_e e^2}{m_e} \frac{1}{\nu - i\omega} \quad (14)$$

هستند، و ω و ν به ترتیب فرکانس منبع RF و فرکانس m_e ، e ، n_e به ترتیب چگالی الکترونی، بار و جرم الکترون

متناظر با نواحی فعال شدن امواج مختلف پلاسمایی می‌باشند که متأثر از مشخصات آنتن (فرکانس کاری و شکل هندسی آنتن) و هم‌چنین حضور یا عدم حضور میدان مغناطیسی زمینه می‌باشند. علاوه بر این چگالی پلاسمای تولید شده از عوامل بسیار تعیین‌کننده است. اصلی‌ترین پارامتر تعیین‌کننده در مقدار چگالی پلازما در منابع پلاسمایی، توان جذب شده از محرک مولد (آنتن) توسط گاز کاری است، در حالی که هندسه و پیکربندی مولد عمدتاً بر روی دمای پلازما مؤثر است [۱۶]. از آن‌جا که چگونگی تولید پلازما بر رفتار امیدانس سیستم و در نتیجه رفتار منحنی‌های بار آن تأثیر می‌گذارد، انتظار می‌رود مدهای مختلف عملکرد سیستم در مشخصه‌های این منحنی‌ها انعکاس یابد. تحلیل و توصیف رفتار منحنی‌های بار در رابطه با پدیده مذکور، مستلزم استخراج روابط مؤلفه‌های امیدانس سیستم برحسب پارامترهای تولید پلازما مانند توان اعمالی و فشار زمینه می‌باشد که در ادامه آمده است.

به طور کلی، الگوی میدان‌ها از حل هم‌زمان معادلات ماکسول تعیین می‌شوند.

$$\nabla \times B = \mu_0 (J_p + J_a) + \frac{1}{c^2} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (4)$$

$$\nabla \times E = -\frac{\partial B}{\partial t} \quad (5)$$

$$\nabla \cdot E = \frac{\rho}{\epsilon_0} \quad (6)$$

$$\nabla \cdot B = 0 \quad (7)$$

در معادله ۴، جریان بار کل به دو قسمت جریان پلازما J_p و جریان آنتن J_a تفکیک شده است. μ_0 تراوایی مغناطیسی و ϵ_0 گذردهی الکتریکی خلأ می‌باشند. در فرکانس‌ها و ابعاد مولدهای ICP، جریان جابه‌جایی $J_d = \epsilon_0 \partial E / \partial t$ در معادله ۴ در مقابل جریان بار قابل اغماض است و در عدم حضور پلازما و یا چگالی‌های بسیار پایین الکترونی ($J_p \approx 0$)، میدان مغناطیسی محوری B همانند حالت ایستا با رابطه زیر در هندسه استوانه‌ای مولد (r, z) به دست می‌آید.

$$B_{z\circ}(r, z; t) = \mu_0 \frac{N_s I_0}{l_s} \sin(\omega t) \quad (8)$$

که در آن رابطه زمانی جریان RF به صورت $I = I_0 \sin(\omega t)$ و در جهت پادساعت گرد مثبت در نظر گرفته شده است. N_s



هم‌چنین با جای‌گذاری معادله ۲۱ در معادله ۱۰ و با در نظر گرفتن رابطه ۱۱ مقدار اصلاح شده (کاهش یافته) اختلاف پتانسیل القایی و القاییدگی حاصل می‌شود.

$$\begin{pmatrix} \zeta_L \\ L \end{pmatrix} = \left[1 - \frac{k_p r}{4} \right] \begin{pmatrix} \zeta_{oL} \\ L_o \end{pmatrix} \quad (23)$$

رابطه ۲۳ در تفسیر نتایج که در ادامه خواهد آمد، بسیار حایز اهمیت است. به صورت خلاصه، وجود پلاسما منجر به پدیده استتار میدان مغناطیسی شده و با کاهش شار آن به طرف مرکز سیم‌پیچ، میدان الکتریکی القایی درون پلاسما و سیم‌پیچ کاهش یافته و به دنبال آن از مقاومت خود القایی کاسته می‌شود. عملکرد ICP در مد خازنی E به وسیله میدان محوری مطابق رابطه ۱۲ و مد القایی H آن به وسیله میدان القایی سمتی مطابق روابط ۹، ۱۷ و ۲۱ تحریک می‌شود. در شرایطی که جذب توان پلاسما به صورت غالب به واسطه هر کدام از میدان‌های فوق باشد، عملکرد ICP، در مد مربوط به آن میدان تعریف می‌شود.

همان‌طور که پیش‌تر نیز به آن اشاره شد، در معادلات اساسی توصیف‌کننده حضور پلاسما ۲۳-۲۱ از برخوردها چشم‌پوشی شده است. با آن‌که مقاومت القایی در نوسانات جریان مهم است، این مقاومت سبب جذب خالص در پلاسما نخواهد شد، بلکه جذب خالص از طریق فرایند اهمی صورت می‌گیرد. بر اساس پارامترهای تعریف شده، چگالی توان الکتریکی جذبی توسط پلاسما از رابطه زیر قابل محاسبه است:

$$P_{plasma} = \frac{1}{2} \operatorname{Re}(\tilde{E}^* \cdot \tilde{J}_p) = \frac{1}{2} \operatorname{Re} \left(g |\tilde{E}|^2 \right) = \frac{n_e e^2}{2m_e} \frac{|\tilde{E}|^2 v}{v^2 + \omega^2} \quad (24)$$

توان کلی جذب شده توسط پلاسما با انتگرال‌گیری رابطه ۲۴ روی حجم پلاسما حاصل می‌شود.

$$\begin{aligned} \bar{P}_{plasma} &= \frac{e^2}{2m_e} \frac{v}{v^2 + \omega^2} \int n_e |\tilde{E}|^2 d^3x = \left(\frac{k_p r_s}{2} \right)^2 v L_o I_o^2 \\ &\times \frac{\omega^2}{v^2 + \omega^2} \left(\frac{1}{k_p^2 r_s^2 J_o^2(k_p r_s)} \right) \int_0^{\tau_s} N_e(\tau) J_1^2(\tau) \tau d\tau \quad (25) \end{aligned}$$

که در سمت راست رابطه از جای‌گذاری رابطه ۱۷ استفاده شده است و در آن $\tau = k_p r$ تعریف شده و $N_e = n_e / n_{e0}$ چگالی بهنجار شده می‌باشد. علاوه بر این، اگر فرض کنیم توان تزریقی و بنابراین چگالی پلاسما خیلی بالا نیست، می‌توان از حالت‌های

برخورد می‌باشند. با استفاده از معادله ۱۴ در معادله ۴ و ترکیب معادله حاصله با معادله ۵، معادلات زیر حاصل می‌شوند.

$$\frac{\partial^2 \tilde{E}_\phi}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{E}_\phi}{\partial r} + \frac{\omega_p^2}{c^2} \left[\frac{\omega}{\omega + i\nu} - \frac{\omega^2}{\omega_p^2} - \frac{c^2}{\omega_p^2 r^2} \right] \tilde{E}_\phi = i \mu_o \omega \tilde{J}_{a\phi} \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{B}_z}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial \tilde{B}_z}{\partial r} + \frac{\omega_p^2}{c^2} \left[\frac{\omega}{\omega + i\nu} - \frac{\omega^2}{\omega_p^2} \right] \tilde{B}_z = -\mu_o \frac{\partial r \tilde{J}_{a\phi}}{r \partial r} \quad (16)$$

برای پلاسما تحت خلأ و برای چگالی‌های قابل توجه پلاسما $\nu \ll \omega \ll \omega_p$ ، معادلات ۱۵ و ۱۶ به ترتیب معادلات بسل (درجه ۱ و ۰) می‌باشند و جواب آن‌ها به صورت زیر است [۱۶].

$$\tilde{E}_\phi(r, z; t) = -\frac{\mu_o N_s I_o c \omega}{2 l_s \omega_p} \frac{J_1(k_p r)}{J_o(k_p r_s)} \quad (17)$$

$$\tilde{B}_z(r, z; t) = -\frac{\mu_o N_s I_o}{2 l_s} i \frac{J_o(k_p r)}{J_o(k_p r_s)} \quad (18)$$

که در آن‌ها $J_1(x)$ و $J_o(x)$ توابع بسل^۱ (درجه ۱ و ۰) و $k_p = \omega_p / c$ می‌باشند. روابط ۱۷ و ۱۸ دامنه‌های مختلط میدان‌های الکترومغناطیسی اصلاح شده در حضور پلاسما را به دست می‌دهند. در پلاسما بسیار رقیق که $\omega_p r / c \ll 1$ ، مقادیر بسط تیلور ۱۷ و ۱۸ به ترتیب با روابط زیر داده می‌شود.

$$\tilde{E}_\phi(r, z; t) = -\frac{\mu_o N_s I_o \omega r}{2 l_s} \left[1 - \frac{k_p r}{4} \right] \quad (19)$$

$$\tilde{B}_z(r, z; t) = -\frac{i \mu_o N_s I_o}{2 l_s} \left[1 + \frac{k_p^2}{2} (r_s^2 - r^2) \right] \quad (20)$$

و با اعمال فاکتور فاز در روابط بالا، $X = \tilde{X} e^{-i\omega t} + c.c.$ ، نمایش کامل بسط میدان‌ها به دست می‌آید.

$$E_\phi(r, z; t) = E_{o\phi}(r, z; t) \left[1 - \frac{k_p r}{4} \right] \quad (21)$$

$$B_z(r, z; t) = B_{oz}(r, z; t) \left[1 + \frac{k_p^2}{2} (r_s^2 - r^2) \right] \quad (22)$$

۱. توابع بسل با علامت اختصاری J نشان داده شده است که نباید با چگالی جریان

اشتباه شود



قرار گیرد. بر اساس روابط اخیر، میزان گسترش میدان‌ها در پلاسما با افزایش چگالی کاهش می‌یابد که نهایتاً در لبه‌های پلاسما محصور می‌شوند. به‌خصوص، گسترش میدان محوری تحریک‌کننده مد E که به صورت نمایی به فاصله از لبه پلاسما وابسته است [۱۶]، به شدت با افزایش چگالی کاهش می‌یابد. بنابراین، برای هر دو مد E و H، انتظار می‌رود با افزایش چگالی تولیدی، در ابتدا میزان جذب و مقاومت اهمی پلاسما به صورت متناسب رشد کرده و سپس روند کاهشی به خود بگیرد. برای مد E به دلیل وابستگی نمایی، روند نزولی در چگالی‌های پایین‌تر آغاز می‌شود و با استتار شدن میدان محوری (رابطه ۱۲) در غلاف استوانه‌ای بسیار نازکی حول پلاسما، جذب مد القایی H در جذب غالب شده و روند صعودی و سپس نزولی خود را، با افزایش چگالی، طی می‌کند [۱۶]. از آن‌جا که شروع مد H با افزایش ناگهانی عمق نفوذ میدان‌ها همراه است، چگالی پلاسما افزایش جهشی را در گذار از مد E به H تجربه می‌کند [۱۶].

اولین علایم اشباع مد E و آغاز حضور مد القایی H (نه الزاماً غالب شدن جذب آن بر جذب مد E یا گذار E به H) از مشاهده رفتار جریان با تغییر توان در شکل ۷ قابل استنباط است. در این شکل پرش موضعی دامنه جریان در توان اعمالی حدود ۱۵۰ W مشاهده می‌شود، که بر اساس نمودارهای شکل ۸ به جز در فشار ۴ mbar، متناظر با تغییر محسوسی در ولتاژ نیست. این اثر در واقع مربوط به کاهش مقاومت اهمی پلاسما در مد E به دلیل استتار میدان‌ها است. از آن‌جا که در توان‌های پایین (چگالی‌های الکترون پایین) و فشارهای پایین، مطابق روابط ۲۷ و ۲۸، مقاومت اهمی در مقابل مقاومت القایی ناچیز است، و اندازه مقاومت القایی در اثر استتار میدان الکتریکی به وسیله حضور پلاسمای القایی مقداری کاهش می‌یابد (معادله ۲۳)، افزایش دامنه جریان منجر به افزایش دامنه ولتاژ نمی‌شود. نزول دامنه جریان بعد از رسیدن به قله موضعی مذکور به دلیل افزایش مقاومت اهمی پلاسما است که در نهایت منجر به غالب شدن جذب مد H نسبت به E خواهد شد.

در شکل‌های ۹ و ۱۰ روند تغییرات دامنه جریان و ولتاژ در مقابل تغییرات فشار به ازای توان‌های مختلف رسم شده است. بر اساس روابط ۲۵-۲۷، مقاومت اهمی پلاسما و توان جذبی به صورت خطی به فرکانس برخورد و فشار زمینه وابسته‌اند (رابطه ۲۸). اما همان‌گونه که قبلاً اشاره شد، در توان‌های جذب بالا که چگالی‌های الکترونی بالا تولید می‌شوند، به دلیل افزایش استتار پلاسما، شرایط بسط میدان‌ها (معادلات ۲۰ و ۱۹) و تقریب‌های روابط ۲۶ و ۲۷ معتبر نیست و باید روابط کلی ۱۷ و ۱۸ مورد توجه قرار گیرند. به این دلیل، به ازای هر مد عملکردی E و یا

حدی توابع بسط برای $k_p r \ll 1$ (همانند روابط ۲۱ و ۲۲) استفاده نمود و رابطه بالا به صورت زیر قابل تخمین است:

$$\bar{P}_{plasma} \approx \frac{1}{\epsilon_0 m_e} \left(\frac{er_s}{\lambda c} \right)^2 \frac{\omega^2}{v^2 + \omega^2} n_e v L_0 I_0^2 \quad (26)$$

مقاومت اهمی پلاسما بر اساس توان جذبی به صورت رابطه زیر تعریف می‌شود.

$$R_{plasma} = \frac{\bar{P}_{plasma}}{I_0^2} \rightarrow \frac{2}{\epsilon_0 m_e} L_0 \left(\frac{er_s}{\lambda c} \right)^2 \frac{\omega^2}{v^2 + \omega^2} n_e v \quad (27)$$

که علامت فلش، مقدار متناظر با حالت حدی معادله ۲۶ برای توان را بیان می‌کند.

فرکانس برخورد ν در معادلات بالا، تابع فشار (چگالی) گاز زمینه، دمای الکترونی و اندرکنش‌های الکترون با یون‌ها و اتم‌های خنثی است و با رابطه کلی زیر داده می‌شود [۱]:

$$\nu = n_g \langle \sigma \rangle \sqrt{\frac{k_B T_e}{m_e}} \quad (28)$$

که در آن $\langle \sigma \rangle$ متوسط سطح مقطع جذبی مؤثر و n_g چگالی اتم‌های گاز است. برای پلاسمای آرگون، مهم‌ترین اندرکنش‌های مؤثر در دینامیک پلاسما شامل پراکندگی الاستیک الکترون‌ها از نمونه‌های خنثی، یونیزاسیون برخوردی اتم‌ها به وسیله الکترون‌ها و برانگیزش اتم‌ها به واسطه برخورد الکترون‌ها است [۱۶]. سطح مقطع جذبی این اندرکنش‌ها که به ترتیب با کانال‌های C_1 ، C_2 و C_3 نمایش داده شده‌اند، برحسب انرژی برخورد الکترون در شکل ۶ آمده است [۱۷]. با توجه به آستانه انرژی بالای یونیزاسیون و برانگیزش و همچنین مقادیر سطح مقطع‌ها شکل ۶ ترابرد الکترونی به صورت کاملاً غالب توسط پراکنش الاستیک (کانال C_1) تعیین می‌شود. به این ترتیب با افزایش فشار گاز آرگون، فرکانس برخورد به صورت متناسب افزایش می‌یابد و به تناسب، با توجه به روابط ۲۵-۲۷، موجب افزایش جذب و مقاومت پلاسما به ازای توان مشخص اعمالی می‌شود.

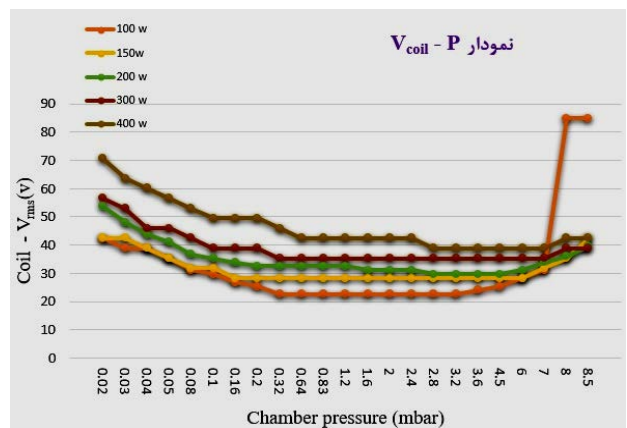
بر اساس روابط ۲۵-۲۷، در چگالی‌های پایین، متناظر با توان‌های اعمالی پایین، میزان جذب پلاسما و مقاومت اهمی آن متناسب با فرکانس برخورد و چگالی الکترونی تولید شده افزایش می‌یابد. در چگالی‌های بالا، همان‌گونه که در شرایط بسط میدان‌ها (معادلات ۲۰ و ۱۹) بیان شد، تقریب‌های روابط ۲۶ و ۲۷ معتبر نیست و باید روابط کلی ۱۷ و ۱۸ مورد توجه



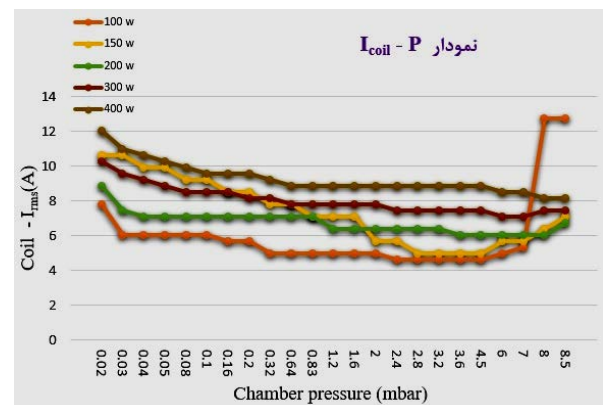
۴. نتیجه‌گیری

در این تحقیق گزارش اجمالی از ساخت دستگاه ICP-۱۳.۵۶ با دو نوع مولد پلاسمای جفت‌شده القایی تحت خلأ و فشار اتمسفری و همچنین اندازه‌گیری دمای الکترونی پلاسما و مشاهده گذار E-H مربوط به مولد ICP تحت خلأ ارائه گردید. دمای الکترونی به روش طیف‌سنجی و با استفاده از روش ترسیم بولتزمن بر پایه طیف‌های اندازه‌گیری شده گاز آرگون، محاسبه شد. همچنین، با استفاده از معادلات حاکم بر میدان‌های الکترومغناطیس در پلاسما، تصحیحات امپدانس سیستم در اثر استتار پلاسما و رابطه توان جذب شده با چگالی پلاسما و فشار زمینه به دست آمد، که بر اساس آن‌ها گذار مشاهده شده از مد E به H مورد تحلیل قرار گرفت. در توان‌های پایین RF، مشعل ICP تحت خلأ در ابتدا در مد E عمل نموده و با افزایش توان، به طور ناگهانی فرایند تخلیه الکتريکی به شکل پیوسته رخ می‌دهد و گذار به مد H انجام می‌شود. در این حالت، چگالی پلاسما به‌طور چشمگیری افزایش می‌یابد و تخلیه الکتريکی یکنواخت‌تر خواهد بود.

H، مقاومت اهمی پلاسما، با افزایش فشار در ابتدا افزایشی و سپس کاهش‌ی است. این پدیده در توان‌های ۲۰۰-۱۰۰ W، در رفتار دامنه جریان و ولتاژ که روند عکس مقاومت دارند به خوبی دیده می‌شود: توجه شود که دامنه جریان با رابطه $I_0 = \sqrt{2P_{plasma} / R_{plasma}}$ (رابطه ۲۷) و دامنه ولتاژ با رابطه $V_0 = \sqrt{(R_0 + R_{plasma})^2 + (L_0 - \Delta L)^2} I_0$ داده می‌شوند که R_0 مقاومت اهمی اجزای آنتن و ΔL مقدار تصحیح القاییدگی است که در رابطه ۲۳ بحث شده است. در توان‌های بالا، انتظار می‌رود مد عملکردی سیستم در محدوده فشاری مذکور H باشد و با امتداد دامنه فشار به خارج از محدوده شکل‌های ۹ و ۱۰، روند کاهش مقاومت پلاسما و افزایشی جریان آشکار گردد. در توان پایین ۱۰۰ W، سیستم ابتدا در مد E فعال است و با افزایش مقاومت پلاسما مد H به تدریج مستقر شده و سرانجام نوعی پرش در جریان ظاهر می‌شود که همان گذار از مد E به مد H می‌باشد و توان ۱۰۰ W حدود آستانه را برای این پدیده نشان می‌دهد. پرش از مد E به H در آستانه‌های توانی پایین و فشارهای حدود چند میلی‌بار در موافقت با داده‌های مرجع [۱۸] می‌باشد.



شکل ۹. تغییرات ولتاژ اندازه‌گیری شده دو سر آنتن بر اساس فشار اولیه پلاسما، به ازای توان‌های مختلف.



شکل ۱۰. تغییرات جریان عبوری اندازه‌گیری شده از آنتن بر اساس فشار اولیه پلاسما، به ازای توان‌های مختلف.

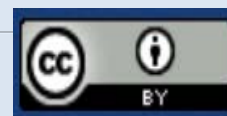


مراجع

- Lieberman M.A, Lichteberg A.J. Principles of Plasma Discharge and Materials Processing. 2005.
- Alavi S, Mostaghimi J. A Novel ICP Torch with Conical Geometry. *Plasma Chemistry and Plasma Processing*. 2019;39:359.
- Crocco F, Barni R. Transition between E-mode and H-mode in a cylindrical inductively coupled plasma reactor. *High Temperature Material Processes*. 2010;14:119.
- Zhao S.X. Mode Transition and Hysteresis in Inductively Coupled Plasma Sources, Book chapter in "Plasma Science and Technology: Basic Fundamentals and Modern Applications". Edited by Haikel Jelassi, Djamel Benredjem. *IntechOpen*. 2018.
- Lee H.C, Chung C.W. Effect of Electron Energy Distribution on the Hysteresis of Plasma Discharge. Theory, Experiment, and Modeling. *Scientific Reports*. 2015;5:15254.
- Mitsui Y, Makabe T. Review and current status: E \rightleftharpoons H mode transition in low-temperature ICP and related electron dynamics. *Plasma Sources Sci. Technol*. 2021;30:023001.
- Lee M.H, Chung C.W. On the E to H and H to E, transition mechanisms in inductively coupled plasma. *Physics of Plasmas*. 2006;13.
- Tabatabaei S.M. Design and construction of ICP plasma system to Characterization of Current & Voltage in Vacuum mode. Scientific and Technical Report. *Nuclear Sciences and Technologies Research Institute*. 2021; [In Persian].
- Sohbatzadeh F, Omidi Z, Kashi N. *Iranian Journal of Physics Research*. 2016;17:647 [In Persian].
- Xiao X, Hua X, Wu Y. Comparison of temperature and composition measurement by spectroscopic methods for argon-helium arc plasma. *Optics & Laser Technology*. 2015;66:138.
- Chapelle P, Czerwiec T, Bellot J.P, Jardy A, Lasalmonie D, Senevat J, Ablitzer D. Plasma diagnostic by emission spectroscopy during vacuum arc remelting. *Plasma Sources Sci. Technol*. 2002;11:301.
- Wiese W.L. Spectroscopic diagnostics of low temperature plasmas: techniques and required data. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*. 1991;46:831.
- Caughlin B.L, Blades M.W. An evaluation of ion-atom emission intensity ratios and local thermodynamic equilibrium in an argon inductively coupled plasma. *Spectrochimica Acta Part B: Atomic Spectroscopy*. 1984;39:1583.
- Griem H.R. Validity of Local Thermal Equilibrium in Plasma Spectroscopy. *Phys. Rev*. 1963;131:1170.
- Wiese W.L, Brault J.W, Danzmann K, Helbig V, Kock M. Unified set of atomic transition probabilities for neutral argon. *Phys. Rev*. 1989;A39:2461.
- Chabert P, Braithwaite N.St.J. Physics of Radio-Frequency Plasmas. Cambridge University Press. Cambridge. 2011.
- <https://lxc.net>.
- Lee Y.W, Lee H.L, Chung T.H. E-H mode transition in low-pressure inductively coupled nitrogen-argon and oxygen-argon plasmas. *J. Appl. Phys*. 2011;109:113302.

COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.



استناد به این مقاله

طباطبائی، سیدمنصور، یزدان‌پناه، جمال‌الدین، حفظ‌الصحه، علیرضا. (۱۴۰۳)، اندازه‌گیری دما و بررسی گذار مد E به H در پلاسمای ICP تحت خلأ. مجله علوم و فنون هسته‌ای،

دوره ۴۵، شماره ۱، جلد ۱۰۷، بهار ۱۴۰۳، ص ۱۴۵-۱۵۴. DOI: 10.24200/nst.2023.1281.1833 .Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1582.html

