

بررسی اثر متقابل بین خاکستر هلیوم و ناخالصی‌ها در یک محیط پلاسمای همجوشی غیر نوترونی برای تولید انرژی پایدار

فریناز شریفی^۱، سید محمد متولی^{۱*}، و فرشته فدایی^۲

۱. گروه فیزیک هسته‌ای، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر

۲. گروه فیزیک، دانشگاه ملی مهارت، تهران

پست الکترونیکی: motavali@umz.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۲/۱۲/۰۲؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۳/۰۱/۳۱)

چکیده

در این پژوهش اثر خاکستر هلیوم بر حالت احتراق و سوختن پلاسمای همجوشی غیر نوترونی در راکتور توکامک کروی مورد بررسی قرار گرفت. از آنجایی که حضور خاکستر هلیوم غیر قابل اجتناب است، نسبت زمان محصورسازی ذرات هلیوم به زمان محصورسازی انرژی ρ^* را به عنوان پارامتر سنجش در نظر گرفتیم. بنابراین، اثر غلظت هلیوم با استفاده از معادلات صفر-بعدي توازن توان و توازن ذرات جفت‌شده بر رفتار پلاسمای حالت احتراق و سوختن بررسی شد. در این تحقیق، برخلاف پژوهش‌های قبلی ما، پلاسمای غیر آرمانی در نظر گرفتیم و غلظت ناخالصی‌های Be و W ثابت در نظر گرفته شد تا اثر ناخالصی‌های رایج در محیط پلاسمای توکامک کروی هم بررسی شود. در واقع، توابع استفاده شده برای محاسبه توان اتلاف تابشی بر حسب جدیدترین داده‌های اتمی و مدل تعادل تاجی و رویکردی جدید هستند. با حل عددی معادلات و رسم منحنی‌های هم‌توان به این نتیجه رسیدیم که غلظت هلیوم در حالت سوختن پلاسمای بیشتر از احتراق پلاسمای است و افزایش ρ^* موجب بهبود پایداری در پلاسمای می‌شود. حاصل ضرب سه‌گانه در حالت سوختن برای $\rho^* > 4/63$ و در حالت احتراق برای $\rho^* > 3/0$ بسته می‌شود و امکان فعالیت اجرایی پلاسمای وجود نخواهد داشت.

واژه‌های کلیدی: توکامک کروی، همجوشی غیر نوترونی، خاکستر هلیوم، ناخالصی، توازن توان و ذره

۱. مقدمه

سوخت‌ها توجه بیشتری به خود جلب کرد. واکنش D-T معیابی دارد که محققان را به فکر جایگزین برای آن لنداخت. از جمله می‌توان به تولید نوترون پرنرژی که مخرب دیواره است و نیاز به محافظت دارد، و زایش تریتیوم که نیازمند ساختار مجزا و هزینه مازاد دارد، اشاره کرد [۲]. سوخت‌های پیشرفته غیر نوترونی مانند $D-^3He$ برای همجوشی هسته‌ای می‌توانند تولید تریتیوم، شار نوترون، فعال‌سازی و آسیب‌های ساختاری راکتورهای آینده را کاهش دهند و همچنین امکان تبدیل مستقیم انرژی را فراهم کنند [۳ و ۴]. بنابراین، مطالعه روی $D-^3He$ به

این درک کلی که بشر باید به شدت وابستگی خود را به سوخت‌های فسیلی برای تولید انرژی به علت محدودیت منابع موجود و آلودگی و گرمایش جهانی کاهش دهد، او را به فکر تولید انرژی از طریق همجوشی مغناطیسی همانند آنچه در خورشید رخ می‌دهد، انداخت [۱]. سوخت‌های متفاوتی برای این منظور بررسی شدند، اما سوخت D-T به علت داشتن نرخ واکنش پذیری بالاتر و در دسترس بودن نسبت به دیگر

علت توانایی فراهم کردن انرژی پاک مورد توجه قرار گرفته است [۵].

توکامک‌های کروی مزایای فراوانی را برای دستگاه‌های همجوشی آینده ارائه می‌دهند. این دستگاه‌های همجوشی فشرده نه تنها نسبت بالایی از فشار ترمودینامیکی به فشار مغناطیسی (β) دارند بلکه قابلیت تحمل جریان‌های قوی را نیز دارند و هر کدام از این ویژگی‌ها می‌تواند منجر به کاهش تلاطم شود. هندسه متفاوت توکامک کروی و کم بودن نسبت ابعاد آن علاوه بر سیم‌پیچ‌های میدان حلقوی کمتر و قابلیت توسعه سریع‌تر توان همجوشی، بر پتانسیل عملکردی آن با هزینه کمتر می‌افزاید [۸-۶]. گرمایش پلاسما به کمک NBI^۱ (گرمایش با ذرات خنثی) در توکامک کروی Globus-M2 مورد مطالعه قرار گرفته است که افزایش گرمای الکترون‌های پلاسما و امکان دستیابی به حالت یون داغ را نشان می‌دهد [۹ و ۱۰].

احتراق در توکامک‌ها شامل تولید توان همجوشی توسط محصولات همجوشی باردار مانند ذرات آلفا است تا تمام تلفات تابشی را جبران کنند و توکامک به توان خارجی نیاز نداشته باشد که در این حالت دستیابی به واکنش‌های همجوشی پایدار امکان‌پذیر است [۱۱ و ۱۲]. معیارهای احتراق و سوختن برای توکامک‌های کروی مورد بررسی قرار گرفته است و اهمیت به حداقل رساندن nT_E برای احتراق و سوختن را برجسته می‌کند [۱۳]. از بررسی عددی انجام شده به این نتیجه رسیدند که دستیابی به احتراق در پلاسما $D-^3He$ نیازمند دما و چگالی بالا و همچنین زمان محصورسازی طولانی مناسب است [۱۴]. برای این منظور آزمایش‌هایی برای بررسی قابلیت انجام سوخت $D-^3He$ در میدان مغناطیسی و چگالی زیاد انجام شده است [۱۵]. شرایط احتراق در پلاسما $D-^3He$ و $D-T$ با یکدیگر مقایسه شده‌اند [۱۶ و ۱۷].

خاکستر هلیوم فراورده اجتناب‌ناپذیر واکنش همجوشی $D-T$ و $D-^3He$ است. از شبیه‌سازی‌های غیر صفر-بعدی و وابسته به زمان که برای رقیق‌سازی و تجمع خاکستر هلیوم و تأثیر آن بر

احتراق پلاسما ایترا^۲ انجام دادند، شرایط پلاسما لبه، رفتار مگنتوهیدرودینامیکی و ترابرد ذرات هلیوم را موضوعات ضروری برای احتراق پایدار پلاسما برآورد کردند [۱۸]. همچنین، این موضوع مطالعه چندین مدل‌سازی 0-D بوده است. با مطالعه نمودارهای پاپ کان^۳ و احتمال احتراق ایترا نشان داده شده است که اگر تجمع خاکستر هلیوم بیش از ۱۰ درصد باشد، احتراق پایدار امکان‌پذیر نیست [۱۹]. هر ذره هلیوم حاصل از واکنش در واقع جای دو ذره دوتریم را می‌گیرد و غلظت دوتریم را کاهش می‌دهد و سوخت را رقیق می‌کند. این رقیق شدن به کاهش سرعت واکنش همجوشی و توان خروجی منجر می‌شود [۲۰ و ۲۱]. بنابراین، در توکامک $D-T$ و $D-^3He$ ، جلوگیری از رقیق شدن سوخت و خاموشی راکتور با خروج مؤثر خاکستر هلیوم امکان‌پذیر است. این امر چالش مهم در مسیر دستیابی به توان همجوشی کارآمد است [۲۲]. به‌طور کلی در حالت سوختن، برای هر دمای معین، دو مقدار مختلف پارامتر همجوشی nT_E و غلظت خاکستر به دست می‌آید [۲۳]. حذف خاکستر هلیوم از پلاسما همجوشی $D-T$ تأثیر مثبتی بر پارامترهای پلاسما از جمله کاهش تابش ترمزی و افزایش پایداری در طول زمان دارد [۲۴]. این که وجود خاکستر بر ویژگی‌های احتراق پلاسما از جمله محصورشدن انرژی، دمای پلاسما و مدت زمان سوختن تأثیر می‌گذارد، امری اجتناب‌ناپذیر است. برخی از محققان استدلال می‌کنند که خاکستر می‌تواند به عنوان یک کاتالیزور عمل کند و عملکرد احتراق را با تسهیل و بهبود محصورکردن انرژی افزایش دهد و پدیده تخلیه خاکستر و انتقال ناخالصی می‌تواند عملکرد پلاسما را کاهش دهد. این در حالی است که برخی دیگر پیشنهاد می‌کنند که خاکستر ممکن است با کاهش توان گرمایشی مؤثر، احتراق را مهار کند. بحث در این موضوع به سازوکارهای مختلفی می‌پردازد که از طریق آن خاکستر بر احتراق پلاسما $D-^3He$ و شرایطی که تحت آن این اثرات مشاهده می‌شود، تأثیر می‌گذارد [۲۵]. خاکستر He در پلاسما $D-^3He$ مسئله‌ای حیاتی برای

۱. Neutral Beam Injection

۲. ITER

۳. POPCON

تابعی از ρ^* ، در این سناریوها مورد مطالعه قرار گرفت. همچنین در این پژوهش، با نشان دادن وابستگی شرایط احتراق به ρ^* ، حداقل مقدار حاصل ضرب سه گانه $nT\tau_E$ به عنوان معیار احتراق را به دست آوردیم.

۲. محاسبات تئوری

در واکنش همجوشی دوتریم D و ^3He ، ذرات آلفا α با انرژی 3.67 MeV و ذرات پروتون P با انرژی 14.68 MeV تولید می‌شوند. این ذرات که به «خاکسترهای واکنش» معروفند، با خود انرژی زیادی حمل می‌کنند. اثرات خاکسترها و ذرات ناخالصی بر عملکرد پلاسمای همجوشی قابل توجه است. به منظور بررسی این اثرات، از مدل عددی صفر-بعدی استفاده کردیم که شامل معادلات توازن توان و توازن ذرات هلیوم جفت‌شده است. به منظور بررسی روند حذف خاکستر در این واکنش، از معادله توازن جرمی ذرات استفاده شد [۳۰]:

$$\frac{\partial n_k}{\partial t} + \nabla \cdot (n_k v_k) = Q_k, \quad (1)$$

جریان ذرات، از جمله پخش و انتشار، توسط $n_k v_k$ نمایش داده می‌شود. پارامتر Q_k نشان‌دهنده جریان چشمه است. بنابراین، معادله توازن ذره شامل جریان چشمه، جریان هدررفت و تولید ذرات از طریق سوختن و اتلاف ذرات به علت پخش و انتشار است. برای ساده‌سازی معادله توازن ذره، از میانگین‌گیری حجمی استفاده شد و به صورت زیر بازنویسی کردیم [۳۰]:

$$\frac{dn_i}{dt} = -\frac{n_i}{\tau_p} - n_i n_j \langle \sigma v \rangle_{ij} + D_i, \quad (2)$$

در اینجا، چشمه ذره را با D_i نشان داده‌ایم و چگالی ذرات نوع i و j را به ترتیب با n_i و n_j نمایش می‌دهیم. نماد $\langle \sigma v \rangle$ نمایانگر نرخ واکنش همجوشی $\text{D-}^3\text{He}$ است و τ_p زمان محصورسازی ذرات را نشان می‌دهد. بنابراین، برای بررسی خاکستر هلیوم در حالت پایدار، معادله توازن ذره هلیوم به شکل زیر به دست می‌آید [۲۳]:

$$D_{\text{He}}^* = \frac{n_{\text{He}}}{\tau_{\text{He}}^*}, \quad (3)$$

راکتورهای همجوشی آینده است. اثرات میکروآشفستگی، مانند گرادیان دمای یون (ITG^1)، برش سرعت موازی (PVS^2)، و تلاطم حلت الکترون به دام افتاده بدون برخورد (CTEM^3)، بر حذف خاکستر هلیوم مورد مطالعه قرار گرفته است [۲۶ و ۲۷]. نسبت زمان محصورشدن ذرات هلیوم τ_{He} به زمان محصورشدن انرژی τ_E یا پارامتر سنجنش ρ^* به عنوان کمیتی در نظر گرفته می‌شود که محصورسازی رایج و رژیم خروج را مشخص می‌کند. آزمایش‌ها نشان داده است که زمان محصورسازی هلیوم در واکنش D-T حداقل ۶-۱۰ برابر زمان محصورسازی انرژی است [۲۸]. از تحلیل واکنش همجوشی $\text{D-}^3\text{He}$ ، محدودیت‌های بیشتری در نسبت ρ^* مشاهده شد، که در مقایسه با مورد D-T باید سه یا چهار برابر کوچک‌تر باشد. با افزایش نسبت ρ^* محدوده دماهای مجاز و پارامترهای احتراق کاهش می‌یابد و در نهایت ناپدید می‌شود. اگر ناخالصی‌های اضافی از برهمکنش پلاσμα با دیواره را هم در نظر بگیریم، فضای پارامترهای قابل دستیابی کاهش بیشتری می‌یابد [۲۹].

یکی از چالش‌های کلیدی در تحقیقات پلاسمای همجوشی، درک نقش خاکستر هلیوم در توازن توان و ذرات است. هدف این پژوهش، بررسی اثر آلودگی ناشی از خاکستر هلیوم با استفاده از نسبت زمان محصورسازی هلیوم به زمان محصورسازی انرژی ρ^* بر عملکرد و پارامترهای پلاسمای $\text{D-}^3\text{He}$ در توکامک کروی ST و همچنین امکان دستیابی به احتراق و سوختن در حضور ذرات هلیوم در محصورسازی حالت H است. در بخش دوم، با استفاده از تئوری حاکم بر واکنش همجوشی دوتریم-هلیوم-۳ به معادلات توازن انرژی و توازن ذره هلیوم و در نهایت معادله درجه ۳ که از جفت کردن آنها حاصل شد، دست یافتیم. در بخش سوم، برای بررسی اثر خاکستر هلیوم بر سوختن و همچنین احتراق دوتریم-هلیوم-۳ با در نظر گرفتن کسر ذرات ثابت برای ناخالصی‌های W و Be و قوانین مقیاس‌گذاری، رفتار توان اتلافی تابشی و خالص، زمان محصورشدن انرژی، پایداری، حاصل ضرب سه گانه، به عنوان

۱. Ion temperature gradient

۲. Parallel velocity shear

۳. Collisionless trapped-electron-mode

است. با انتگرال گیری حجمی عبارت بالا به $P_\alpha = \langle D_\alpha \rangle V_{PL}$ رسیدیم که در آن $\langle D_\alpha \rangle$ توان گرمایی تولید شده ذره α است. با در نظر گرفتن اثرات توزیع شعاعی چگالی و دما، می توان این معادلات را بهبود بخشید [۲۳].

اگر چگالی دوتریم و هلیوم-۳ را $n_D + n_{He^3} = n_{D-^3He}$ و n_e را چگالی الکترون تعریف کنیم، کسر ذرات سوخت $D-^3He$ را به صورت $f_{D-^3He} = \frac{n_{D-^3He}}{n_e}$ می توان تعریف کرد. در واکنش $D-^3He$ ، حداکثر انرژی در نسبت سوخت $50:50$ آزاد می شود، اما با توجه به مطالعات گذشته بر روی $D-^3He$ ، نسبت سوخت مناسب برای تولید بیشترین انرژی $70:30$ است. ما نیز در ادامه همین نسبت سوخت را برای محاسبات انتخاب کردیم. برای ساده سازی در محاسبات، از تابع $\langle U_\alpha \rangle$ استفاده کردیم که یک تابع متوسط حجمی است و نشان دهنده ارتباط بین دمای متوسط $\langle T \rangle$ و چگالی متوسط الکترون $\langle n_e \rangle$ است و خود تابع صرفاً وابسته به دمای متوسط $\langle T \rangle$ است. بنابراین، از رابطه (۵) تابع $\langle U_\alpha \rangle$ به شکل زیر به دست آمد:

$$\langle n_e \rangle^2 = \frac{\langle U_\alpha \rangle}{f_{D-^3He}^2}, \quad (6)$$

پلاسمای $D-^3He$ که حاوی ناخالصی و خاکستر است که در آن باید شرط شبه-خنثی بودن رعایت شود. این شرط به صورت زیر است [۱۱]:

$$n_e = \sum_l \sum_m Z_m^l n_m^l, \quad (7)$$

با فرض جمع بر روی تمام حالات یونیدگی هر یون ناخالصی در این معادله، بالانویس l نوع یون ناخالصی و زیرنویس m حالت یونش یون ناخالصی را تعریف می کند. بنابراین، n_m^l نشان دهنده چگالی یون l در حالت یونیدگی m و Z_m^l بیانگر بار یون های ناخالصی l در حالت یونیدگی m است. پس، معادله (۷) را بر حسب کسر ذرات بسط می دهیم، $f_{He} = \frac{n_{He}}{n_e}$ چگالی ذره He را نسبت به چگالی الکترون، و $f_l = \frac{n_l}{n_e}$ کسر ذرات ناخالصی گونه l یا چگالی ناخالصی گونه l به چگالی الکترون و f_p کسر ذرات پروتون را نشان می دهد. در کل فرض کردیم که اگر n^l چگالی ناخالصی کل گونه ها باشد، $f_m^l = \frac{n_m^l}{n^l}$ را به

چشمه تولید یون های هلیوم در واکنش همجوشی را با عبارت D_{He}^* نمایش می دهیم. همچنین، چگالی یون های هلیوم را با n_{He} و زمان کلی محصورسازی یون های هلیوم را با τ_{He}^* نشان می دهیم. معادله توازن توان در حالت پایدار به شکل زیر تعریف می شود [۳۰]:

$$\frac{\partial}{\partial t} \cdot \frac{3}{2} \left(n_e + \sum_\lambda n_\lambda \right) kT + \nabla \cdot J = POH + PAUX + P_\alpha - PRAD - PEC - Pie, \quad (4)$$

در اینجا، چگالی الکترون را با n_e و چگالی یون را با n_λ نمایش می دهیم. همچنین، T به عنوان دمای یون و الکترون، k به عنوان ثابت بولتزمن و J به عنوان جریان گرمای کل ناشی از پخش و انتشار گرما شناخته می شود. در بررسی در حالت پایدار، می توان از این عبارت که ناشی از فشار ذرات به صورت $\nabla \cdot P = \sum_i v_i \cdot \nabla P_i + v_e \cdot \nabla P_e$ است، در مقابل مقدار زیاد چشمه گرمایی ورودی صرف نظر کرد. علاوه بر این، توان گرمایشی اهمی برابر با $\eta j^2 \sim POH$ است. در دمایی که واکنش همجوشی $D-^3He$ رخ می دهد، به دلیل وابستگی مقاومت پلاسمای η به دما $\left(\frac{1}{\eta} \propto \frac{1}{T} \right)$ ، این عامل را در این مدل نادیده گرفتیم. توان

کمکی $PAUX$ نیز به پلاسمای منتقل می شود تا به شرایط همجوشی برسد. توان اتلافی سیکلوترونی PEC از جمله عوامل هدررفت انرژی در پلاسمای متوسط الکترون ها است. توان گرمایشی تولید شده توسط ذره آلفا را با P_α نشان می دهیم. در اینجا فرض کرده ایم که ذرات آلفا با محیط به تعادل حرارتی رسیده اند و بنابراین انرژی آنها به طور کامل به پلاسمای منتقل می شود. توان تولید شده توسط ذرات آلفا عبارت است از [۳۰]:

$$P_\alpha = \frac{P_{FUS}}{5} = \frac{1}{5} \int_V n_D n_{He^3} E_{FUS} \langle \sigma v \rangle_{D-^3He} dV = \int_V n_D n_{He^3} E_\alpha \langle \sigma v \rangle_{D-^3He} dV, \quad (5)$$

در عبارت بالا n_D چگالی دوتریم و n_{He^3} چگالی هلیوم-۳ است. بنابراین، انرژی ذره آلفا $\frac{1}{5}$ کل انرژی همجوشی آزاد شده است. نرخ انجام واکنش همجوشی $\langle \sigma v \rangle_{D-^3He}$ از مرجع [۳۱] گرفته شده است. حجم پلاسمای V_{PL} معادل κRa^3 است که R شعاع اصلی پلاسمای، a شعاع فرعی پلاسمای، و κ کشیدگی پلاسمای

$$\langle n_e \rangle = \frac{1}{V_{PL}} \int_V n_e dV = \frac{n_0}{1 + \alpha_n} \quad (12)$$

$$\langle T \rangle = \frac{\int_V n_e T dV}{\int_V n_e dV} = T_0 \cdot \frac{1 + \alpha_n}{1 + \alpha_n + \alpha T},$$

و متوسط چگالی خطی الکترون به شکل $\frac{1 + \alpha_n}{1 + \frac{\alpha_n}{2}}$ $\langle n_e \rangle$ است.

تعریف می شود [۱۱]. از تعریف ارائه شده برای توان گرمایی ذره آلفا و با فرض نسبت ۷۰:۳۰ چگالی سوخت $D\text{-}^3\text{He}$ را به صورت زیر اصلاح کردیم:

$$D\alpha = \int_0^{\infty} \int_0^{\infty} f_{D\text{-}^3\text{He}}^2 \langle n_e \rangle^2 E\alpha \int_0^{\infty} (1 + \alpha_n)^2 u^{\alpha_n} \langle \sigma v \rangle_{D\text{-}^3\text{He}}(w) du \quad (13)$$

$$Y\alpha(\alpha_n, \alpha T, \langle T \rangle) = \int_0^{\infty} (1 + \alpha_n)^2 u^{\alpha_n} \langle \sigma v \rangle_{D\text{-}^3\text{He}}(w) du$$

$$w = \frac{1 + \alpha_n + \alpha T}{1 + \alpha_n} \cdot \langle T \rangle u^{\alpha T},$$

می توانیم با اینها تعریف جدیدی برای $\langle U_\alpha \rangle$ بیابیم:

$$\langle U_\alpha \rangle = \frac{\langle D\alpha \rangle}{\int_0^{\infty} \int_0^{\infty} E\alpha Y\alpha}, \quad (14)$$

تابش اتلافی سینکروترون به عنوان سازوکار مهم اتلاف شناخته شده است و بنابراین باید هنگام ارزیابی، توازن توان مورد توجه قرار گیرد. عبارت توان اتلافی سینکروترون که توسط [۳۳] ارائه شد، در تجزیه و تحلیل ما گنجانده شده است. هدف ما اطمینان از حفظ خطی بودن رابطه توازن توان نسبت به $\langle n_e \rangle$ بود. در نتیجه، چون $P_{SYC} \sim \sqrt{\langle n_e \rangle}$ ، جایگزین مناسبی برای حفظ خطی بودن معادله انجام دادیم. با این کار که $\sqrt{n_e} = \frac{\langle n_e \rangle}{\sqrt{n_e}} = \frac{\langle n_e \rangle}{n^*}$ ، توان اتلافی سینکروترون به شیوه زیر اصلاح شد:

$$P_{SYC} = \langle n_e \rangle \langle L_{SYC} \rangle V_{PL}, \quad (15)$$

در نهایت، به منظور تعیین اعتبار این جایگزینی، مقدار چگالی قابل تنظیم n^* را با مقدار محاسبه شده $\langle n_e \rangle$ مقایسه می کنیم. اگر این مقادیر با یکدیگر همخوانی داشته باشند، می توان نتیجه گرفت که این رویکرد عددی مناسب است. با توجه به این که واکنش همجوشی $D\text{-}^3\text{He}$ در دماهای بالا رخ می دهد، رفتار ذرات نسبتی می شود. از این رو، ما عبارت تابش سینکروترونی را که رفتار نسبتی ذرات را نیز در نظر می گیرد، جایگزین تابش

عنوان کسر ذرات یون های ناخالصی در نظر بگیریم. میانگین بار ناخالصی گونه l در تعادل تاجی که با $\langle Z_l \rangle$ نشان می دهند، در واقع همان عبارت $\sum_m Z_m^l n_m^l$ است. ما از $\langle Z_l \rangle$ گونه های مختلف ناخالصی در [۳۲] استفاده کردیم. غلظت کل با حاصل جمع چگالی تمام اجزای پلاسما تعیین می شود. در نتیجه

$$n_{tot} = n_e + n_{D\text{-}^3\text{He}} + n_\alpha + n_P + \sum_l n_l, \quad (8)$$

و کسر ذرات کل به صورت $f_{tot} = \frac{n_{tot}}{n_e}$ است. برای اندازه گیری

اثرات ناخالصی بر خلوص پلاسما از بار مؤثر پلاسما $\langle Z_{eff} \rangle$ استفاده کردیم [۱۱]:

$$Z_{eff} = \frac{1}{n_e} \sum_l \sum_m (Z_m^l)^2 n_m^l, \quad (9)$$

ما فرض کردیم که جمع بر روی تمام حالات یونیدگی m از هر گونه یون ناخالصی l موجود در پلاسما بسته می شود. مقادیر میانگین بار ناخالصی گونه l در تعادل تاجی $\langle Z_l \rangle$ و مجذور آن $\langle Z_l \rangle^2$ را با فرض $\langle Z_l \rangle^2 \approx \langle Z_l^2 \rangle$ محاسبه کردیم. نکته مهم این است که روابط فوق برای توزیع های شعاعی چگالی همگن صادق است. با این وجود، شایان ذکر است که چگالی ناخالصی در سراسر شعاع پلاسما اغلب غیر یکنواخت است و در معرض نوسانات چگالی الکترون است. با این حال، این روابط یک برآورد نسبتاً دقیق برای تعیین کسر ذرات $D\text{-}^3\text{He}$ کسر ذرات کل f_{tot} و بار مؤثر پلاسما $\langle Z_{eff} \rangle$ ارائه می دهند. با تعریف چگالی و دما با توزیع شعاعی چگالی α_n و توزیع شعاعی دما α_T به صورت زیر

$$n(\rho) = n_0 (1 - \rho^2)^{\alpha_n}, \quad (10)$$

$$T(\rho) = T_0 (1 - \rho^2)^{\alpha_T}$$

به دمای میانگین خطی \bar{T} و چگالی میانگین خطی الکترون \bar{n}_e برای مدل ارائه شده دست می یابیم. پارامتر $\rho = \frac{r}{R}$ مختصات شعاعی نرمال شده است.

$$\bar{x} = \int_0^1 x(\rho) d\rho = \frac{x_0 \sqrt{\pi} \Gamma(\alpha_x + 1)}{2 \Gamma\left(\alpha_x + \frac{3}{2}\right)} \approx \frac{2x_0}{2 + \alpha_x}, \quad (11)$$

در عبارت بالا Γ تابع گاما است. بنابراین، میانگین حجمی چگالی الکترون و دما را داریم:

جدول ۱. مولفه های توکامک کروی اس تی (ST) [۳۴].

پارامتر	واحد	مقدار
میدان مغناطیسی چنبره‌ای B_p	T	۴/۴
شعاع اصلی R	m	۵/۶
شعاع فرعی a	m	۳/۴
رخ نمای چگالی α_n		۰/۵
رخ نمای دمای α_T		۱/۰
کشیدگی κ_s		۳/۰
نسبت یون به الکترون γ_T		۱/۲۸
نسبت شعاع اصلی به شعاع فرعی A		۱/۶۴
توان همجوشی P_{FUS}	MW	۳۰۰۰
توان کمکی P_{AUX}	MW	۲۵۰
غلظت Be، f_{Be}		$۰/۸ \times ۱۰^{-۲}$
غلظت W، f_w		$۰/۶ \times ۱۰^{-۴}$

ناشی از برخورد یون و الکترون از مرجع [۳۵] گرفته شده است و در توازن توان قرار دادیم.

برای ارزیابی دقیق تعادل گرمایی و عملکرد پلاسما، در نظر گرفتن تمام کانال‌هایی که از طریق آنها اتلاف تابشی رخ می‌دهد، بسیار مهم است. در مجموع چهار کانال اصلی وجود دارد: تابش خطی، تابش بازترکیب، تابش ترمزی و تابش سینکروترون. به طور معمول، سه کانال اول با استفاده از ضریبی خنک کننده باهم ترکیب می‌شوند و در محاسبات گنجانده می‌شوند که نشان‌دهنده نرخ خنک‌کننده تابشی ناشی از ناخالصی‌ها است. در مدل تعادل تاجی، هنگامی که یونش ناشی از برخورد الکترون دقیقاً با بازترکیب کل متوازن شود، حالت تعادل درون پلاسما حاصل می‌شود. بر اساس پایگاه داده جامع اتمی (ADAS)، به عنوان تقریبی برای نرخ خنک‌کننده تابشی تاجی استفاده کردیم [۳۲].

اتلاف تابشی P_{RAD} ، به صورت $P_{RAD} = \int_V n_e \sum_l f_l L_{RAD}^l dV$ تعریف می‌شود، که در آن عامل خنک‌کننده تابشی برای گونه‌های ناخالصی l را با L_{RAD}^l نشان دادیم. نرخ خنک‌کننده تاجی را در $m^{-3} n_e = 10^{20}$ محاسبه کردیم. میانگین اتلاف توان تابشی را می‌توان به صورت ریاضی بیان کرد [۳۶]:

سیکلوترونی در رابطه (۴) کردیم. نسبت دمای یون T_i به دمای الکترون T_e را به عنوان γ نشان دادیم و مقدار $1/28$ در نظر گرفتیم. علاوه بر این، توان سینکروترون شامل انتقال تابش مذکور از محفظه به خارج از طریق درگاه‌ها و تابش جذب شده توسط دیواره اول است. ما کسر نشت از سوراخ واسوگر و درگاه‌ها را با

$f_H = 0/1$ نشان دادیم و ضریب بازتاب مؤثر دیواره را به صورت $R_w = 0/9$ در نظر گرفتیم. شعاع اصلی پلاسما $R = 5/6$ m و شعاع فرعی $a = 3/4$ m و نسبت ابعاد، یا نسبت شعاع اصلی به شعاع فرعی، توسط $A = \frac{R}{a}$ نشان داده می‌شود. در محاسبه تابش سینکروترون، اثرات گرادیان میدان تروئیدی، اثر دیامغناطیسی پلاسما و اثر بتا (β) همگی در نظر گرفته شدند. میدان مغناطیسی تروئیدی برابر با $B_p = 4/4$ T است. توکامک کروی ST در مرجع [۳۴] را برای بررسی انتخاب کردیم. پارامترهای ورودی مربوط به این توکامک در جدول ۱ ارائه شده است. در حالت یون داغ که از ضروریات سوخت D-³He است، از اختلاف دمای یون و الکترون با هم و در نتیجه از برخورد آنها، انرژی بین آنها منتقل می‌شود. مقدار اتلاف انرژی

که فرایندهای یونش، بازترکیب و حمل و نقل ناخالصی‌ها را در پلازما حل می‌کند، توصیف می‌کند. بنابراین، تمام این نرخ‌های تابشی به دمای الکترون و چگالی الکترون بستگی دارند. محاسبه این مدل در چگالی بسیار رایج در هسته پلاسمای توکامک یعنی $n_e = 10^{20} \text{ m}^{-3}$ ، انجام شده است؛ زیرا محاسبه نرخ تابش خنک‌کننده وابستگی بسیار کمی به n_e دارد. در مجموع، نرخ تابش خنک‌کننده حاصل مجموع نرخ تابش ناشی از تابش خطی، تابش بازترکیب و تابش ترمزی برای هر گونه خاص ناخالصی است. به عبارتی $L_{RAD} = L_m^{line} + L_m^{rec.} + L_m^{br}$ در واحد W/m^3 است. در محاسبه تعداد الکترون‌های آزاد تولید شده در حین یونش ناخالصی و محاسبه تابش ترمزی از پارامتر مقدار بار متوسط ناخالصی $\langle Z \rangle$ که m نشان‌دهنده نوع ناخالصی است، استفاده می‌کنند [۳۲].

$$\langle Z \rangle = \sum_m m f_m, \quad (19)$$

عوامل مختلفی از جمله چگالی پلازما، دما و ترکیب در نرخ تابش خنک‌کننده L_{RAD} مؤثر هستند. وجود ناخالصی‌ها در ترکیب پلازما، اثر چشم‌گیری بر نرخ تابش خنک‌کننده دارد. به طور مثال، اتم‌ها یا یون‌های ناخالصی با انتشار امواجی در انرژی‌ها و طول موج‌های خاص به فرایند خنک‌سازی کمک می‌کنند. از این‌رو، درک میزان تابش خنک‌کننده برای کنترل و بهینه‌سازی عملکرد پلاسمای توکامک حیاتی است. با ایجاد تعادل مناسب بین سازوکارهای گرمایش و تابش خنک‌کننده می‌توان به دمای پلازما، واکنش‌های همجوشی و جلوگیری از ناپایداری پلازما کمک کرد. چون یون‌های ناخالصی با Z بالا کاملاً الکترون‌های خود را از دست داده‌اند؛ پس، آنها را می‌توان از میانگین بار ناخالصی $\langle Z_i \rangle$ و تعادل یونش تخمین زد. برای ناخالصی‌های Z کم یا ناخالصی‌های متوسط و همچنین با Z بالا، اگر L_{BR} بزرگ‌تر از نرخ تابش ناخالصی کل L_{RAD} باشد، نرخ تابش کل را با نرخ تابش ترمزی L_{BR} هر اتم جایگزین می‌کنیم. علت این تکنیک عددی این است که همه عوامل خنک‌کننده تابشی به $\sqrt{T_e}$ بستگی ندارند، و این بدان معناست که تابش ترمزی در ADAS دست‌کم گرفته می‌شود. در توازن توان واکنش $D\text{-He}$ باید از تابش ترمزی نسبی استفاده کنیم. بنابراین، اگر معادله (۱۹) یا سهم تابش ترمزی را از Y_{RAD} کم

$$P_{RAD} = \langle n_e \rangle^2 \langle Y_{RAD} \rangle V_{PL}, \quad (16)$$

نرخ اتلاف تابشی را با روش مشابه استفاده شده برای $\langle D_\alpha \rangle$ ، به صورت زیر نوشتیم:

$$\langle Y_{RAD} \rangle = \sum_l f_l \int_0^1 (1 + \alpha_n)^2 u^{2\alpha_n} L_{RAD}^l(w) du, \quad (17)$$

با گسترش عبارت بالا، تفاوت بین سهم اتم‌های هیدروژن، هلیوم و ناخالصی را می‌توان لحاظ کرد. برای بیان چگالی توان ترمزی به صورت $S_{BR} = n_e \sum_l L_{BR}^l$ ، از L_{BR}^l در مرجع [۳۶] استفاده کردیم. با استفاده از CODATA اخیر برای ضریب عددی [۳۷]، به نرخ خنک‌کننده تابشی ترمزی

$$L_{BR}^l = 4.8562 \times 10^{-37} \sqrt{T_e} f_l \sum_m (Z_m^l) f_m^l \langle g(Z_m^l, T_e) \rangle, \quad (18)$$

در واحد W.m^3 رسیدیم. واحد دما keV است. عبارت $\langle g(Z_m^l, T_e) \rangle$ ضریب گانت میانگین الکترون آزاد است. چون دمای مرکز توکامک بالاتر از ۰/۱ keV است، پس عبارت $\sum_m (Z_m^l)^2 f_m^l \langle g(Z_m^l, T_e) \rangle$ را که جمع روی حالت‌های یونیدگی است، با عبارت $\langle g(Z_l, T_e) \rangle$ برای ناخالصی‌های Z کم به عنوان مثال، He، Li، Be و C که به شکل یون هیدروژنیک هستند، جایگزین کردیم.

به منظور محاسبه دقیق توان اتلافی ترمزی از عبارت موجود در مرجع [۳۸] برای محاسبه ضریب گانت آزاد-آزاد غیر نسبی هر ناخالصی استفاده کردیم. میزان انتشار تابش خنک‌کننده از هر ناخالصی که توسط داده‌های اتمی مربوطه تعیین می‌شود، نقش مهمی در دستیابی به حداکثر مقدار مجاز ناخالصی‌ها در پلازما دارد. این تابع در محاسبه اتلاف تابشی بسیار مؤثر است. رفتار نرخ تابش خنک‌کننده در لبه پلازما با مرکز پلازما متفاوت است [۳۹-۴۰]. علیرغم مدل‌های قبلی برای محاسبه میزان اتلاف تابشی خنک‌کننده تاجی، از مدل پیشنهادی [۳۲] در محاسبات خود استفاده کردیم [۴۱-۴۴]؛ زیرا با استفاده از جدیدترین داده‌های پایگاه ADAS است و به دلیل توانایی ارائه سریع‌ترین و دقیق‌ترین تقریب برای اتلاف تابشی در پلازما در محاسبات ما گنجانده شدند. مدل تعادل تاجی روشی بسیار مناسب برای محاسبه اتلاف در پلازما و در نتیجه تعیین پارامترها و خصوصیات کلیدی یک توکامک در حالت پایدار است؛ زیرا مدل تاجی، توزیع بار ناخالصی را با حل معادله‌ای

$$\frac{\langle D\alpha \rangle + \langle DAUX \rangle}{\langle U\alpha \rangle} f_{He} f_{D^{-3}He}^2 - f_{He} \langle Y_{RAD} \rangle - \frac{\langle REC \rangle}{\sqrt{\langle U\alpha \rangle}} f_{He} f_{D^{-3}He} - f_{He} \langle R_{BR} \rangle - f_{He} \langle R_{ie} \rangle \quad (23)$$

$$- \frac{3}{2} f_{tot} f_{D^{-3}He}^2 \frac{\rho^* \langle D\alpha \rangle \langle T \rangle}{\langle U\alpha \rangle E\alpha} = 0,$$

این معادله‌ای درجه ۳ بر حسب کسر ذرات هلیوم f_{He} است. در این معادله مکعبی، متغیر τ_E حذف می‌شود، در نتیجه باعث می‌شود که تمام ضرایب معادله مکعبی در کنار سایر پارامترهای ثابت به دما $\langle T_e \rangle$ تکیه کنند. جواب‌های این معادله به صورت پاسخ‌های فیزیکی زوج ظاهر می‌شوند و منحنی‌های بسته را در صفحه $f_{He} - \langle T_e \rangle$ تشکیل می‌دهند. شرط در مورد این جواب‌ها به شرح زیر است:

$$0 < f_{He} < \frac{1}{3} \left(1 - 1.3 f_{D^{-3}He} - f_P - \sum_l f_l Z_l \right), \quad (24)$$

در فرایند مدل‌سازی عملکرد یک راکتور همجوشی، مهم است که هم انرژی تولید شده و هم انرژی اتلاف شده را در نظر بگیریم. برای رسیدن به این هدف، ما از قوانین مقیاس‌گذاری استفاده می‌کنیم که مقدار τ_E و τ_P را پیش‌بینی می‌کنند. با استفاده از پارامترهای پلاسما و مشخصات دستگاه به عنوان ورودی، می‌توانیم مدلی را بسازیم. مدت زمان محصورشدن، به عنوان معیاری برای ارزیابی و پیش‌بینی سرعت از دست دادن انرژی پلاسما و ذرات عمل می‌کند. این مدل این فرصت را برای ما فراهم می‌کند تا پدیده‌های احتراق و پایداری پلاسما را در ارتباط با چگالی، دما، انرژی و انتقال ذرات بررسی کنیم. محققان از قوانین مقیاس‌گذاری در راکتورهای همجوشی برای بررسی حضور ذرات آلفا در شرایط خاص استفاده می‌کنند و راهبردهایی را برای بهینه‌سازی شرایط غلب پیاده‌سازی می‌کنند. لازم به ذکر است که کلیه کمیت‌های متوسط‌گیری شده، متوسط‌گیری شده حجمی هستند و در صورت تفاوت نوع متوسط‌گیری پارامتر، حتماً به آن اشاره کردیم.

۳. بحث و بررسی اثر خاکستر هلیوم

پلاسمای آرمانی در درک مدل توازن توان در حالت سوختن و احتراق کارآمد است. در این زمینه، ذرات آلفا، که به عنوان

کنیم، فقط مجموع نرخ تابش خطی و تابش بازترکیب برای هر ناخالصی به دست می‌آید. در عوض، از تابش ترمزی نسبتی در [۳۳] که شامل پراکندگی e-e و i-e است، در توازن توان استفاده کردیم. بار مؤثر پلاسما Z_{eff} در P_{BR} شامل اثرات یون‌ها و ناخالصی‌ها است. در این کار تحقیقاتی، ناخالصی‌های مد نظر ما، تنگستن W و برلیوم Be هستند. ما توزیع شعاعی چگالی α_n و توزیع شعاعی دما α_T را به ترتیب ۵٪ و ۱۰٪ فرض کردیم. برای اندازه‌گیری توان گرمایی کل از دست رفته در توازن توان، از تعریف آن استفاده کردیم [۱۱]:

$$P_{LOSS} = \frac{W_{TH}}{\tau_E}, \quad (20)$$

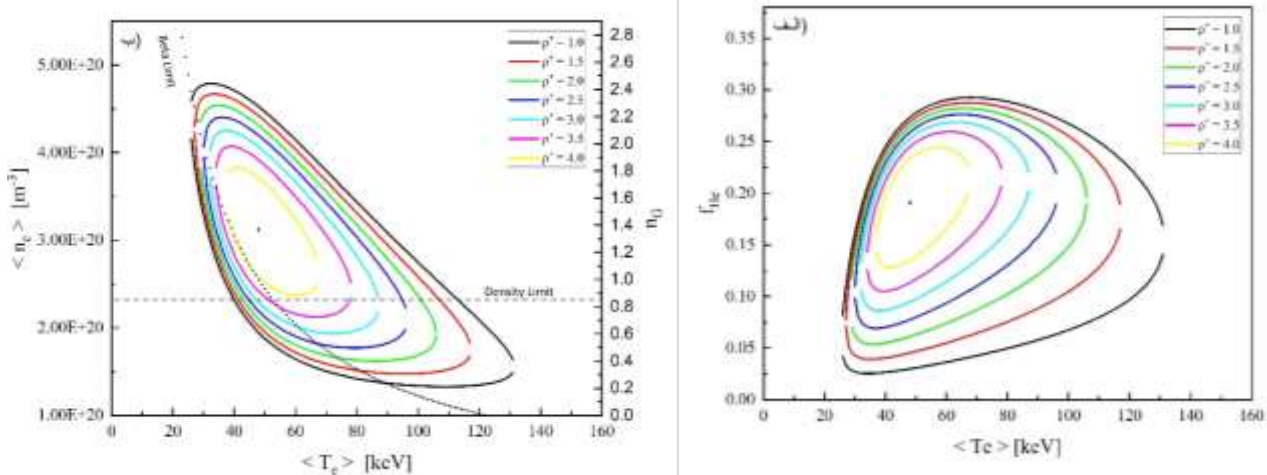
سپس توان گرمایی کل از دست رفته P_{LOSS} با نسبت میانگین انرژی ذخیره شده حرارتی پلاسما $\langle W_{TH} \rangle$ به زمان محصورشدن انرژی τ_E متناسب است. میانگین انرژی ذخیره شده حرارتی برابر است با $W_{TH} = \frac{3}{2} f_{tot} \langle n_e \rangle \langle T \rangle V_{PL}$. برای دستگاه‌های آینده، قوانین مقیاس‌گذاری مختلفی برای زمان محصورشدن انرژی برای پیش‌بینی ضرایب انتقال پیشنهاد شده است. زمان محصورسازی انرژی که در آزمایش توکامک‌های معمولی مانند ایترا شناخته شده است، از مقیاس IPb98y2 پیروی می‌کند. برای توکامک‌هایی با نسبت ابعاد کم یا آنهایی که مشابه توکامک‌های کروی هستند، $\tau_{E,NSTX}$ پیشنهاد شده است [۴۵]. حال با توجه به روابط ارائه شده برای هر یک از توان‌ها، به معادله (۴) یا توازن توان بر می‌گردیم:

$$\langle D\alpha \rangle + \langle DAUX \rangle - \langle n_e \rangle^2 \langle Y_{RAD} \rangle - \langle n_e \rangle \langle L_{SYC} \rangle - \langle n_e \rangle^2 \langle R_{ie} \rangle - \langle n_e \rangle^2 \langle R_{BR} \rangle = \frac{3}{2} f_{tot} \frac{\langle n_e \rangle \langle T \rangle}{\tau_E}, \quad (21)$$

با معادله توازن ذرات He در معادله (۳)، چشمه هلیوم D_{He}^* را با $\frac{\langle D\alpha \rangle}{E\alpha}$ جایگزین کردیم، سپس داریم:

$$\frac{\langle D\alpha \rangle}{E\alpha} = \frac{f_{He} \langle n_e \rangle}{\rho^* \tau_E}, \quad (22)$$

که در آن $\rho^* = \frac{\tau_{He}}{\tau_E}$ زمان محصورشدن هلیوم نسبت به زمان محصورشدن انرژی است. از این پارامتر برای سنجش مدل استفاده کردیم. پس از آن، با جفت کردن معادلات (۲۱) و (۲۲)، به معادله زیر رسیدیم:



شکل ۱. (الف) بررسی اثر ρ^* بر تغییرات کسر ذرات هلیوم f_{He} براساس دمای T_e برحسب کیلو الکترون ولت و (ب) تغییرات چگالی الکترون n_e بر حسب دما در توکامک کروی ST در حالت سوختن با کسر ثابت ذرات ناخالصی های برلیوم و تنگستن.

توان همجوشی ثابت $P_{FUS} = 3000 \text{ MW}$ یا منحنی های هم توان آنها را در نمودار ۱. ب به دست آوردیم. حد گرین والد بر چگالی، که به صورت n_G نشان داده می شود، توسط یک خط تیره افقی در نمودار ۱. ب مشخص شده است. با بررسی تقاطع این خط با هر منحنی، دو مقدار دما به دست آمد: یکی نشان دهنده پاسخ در دما-پایین و دیگری نشان دهنده پاسخ دما-بالا است. پس از آن، تجزیه و تحلیل های باقی مانده منحصراً با استفاده از پاسخ دما-پایین انجام شد. با استفاده از این دمای خاص برای هر منحنی، مقدار کسر ذرات هلیوم f_{He} را برای هر ρ^* در نمودار ۱. الف به دست آوردیم. در نهایت با در نظر گرفتن مقدار دما $\langle T_e \rangle$ ، کسر ذرات هلیوم f_{He} ، و چگالی متوسط الکترون $\langle n_e \rangle$ در هر ρ^* ، ما توانستیم دیگر پارامترهای پلازما را محاسبه کنیم. هنگامی که مقدار حد گرین والد 0.85 باشد، برای تمام مقادیر ρ^* که بین 0.4 تا 0.1 است، دما بین 40 keV و 51 keV و در نتیجه f_{He} از 0.118 تا 0.26 تغییر کرد، یعنی تقریباً $4/5$ برابر شد. چگالی متوسط الکترون $\langle n_e \rangle$ نیز بین $1/5 \times 10^{20}$ و $4/7 \times 10^{20}$ قرار گرفت. با افزایش زمان محصورسازی ذرات یا ρ^* ، بازه چگالی متوسط الکترونی $\langle n_e \rangle$ کاهش یافت به طوری که در $\rho^* = 4/6$ ، مقدار m^{-3} $3/1 \times 10^{20}$ به دست آمد. مقدار $\langle n_e \rangle$ به دست آمده با مقدار n^* فرض شده ما از یک مرتبه به دست آمد، پس این

خاکستر غیر قابل چشم پوشی واکنش هستند، به انرژی واکنش های بعدی کمک می کنند. از این رو، اتخاذ رویکرد مناسب برای توازن توان و کنترل مؤثر خاکستر واکنش ضروری است. در این راستا، ما برای بررسی اثر غلظت هلیوم و ناخالصی از روش پیشنهاد شده توسط مراجع [۲۳ و ۴۶] استفاده کردیم.

در شکل ۱. الف، جواب های حل عددی معادله درجه ۳ را برای توکامک کروی ST و داده های ورودی مشخص شده نشان داده ایم. این جواب ها را برای مقادیر خاص ρ^* در محدوده $1/0$ تا $4/0$ به دست آورده ایم. هر منحنی شامل دو شاخه پاسخ است که از نظر فیزیکی به هم مرتبط هستند. در این منحنی ها، برلیوم Be و تنگستن W را به عنوان ناخالصی های مورد نظر انتخاب کرده ایم. کسر ذره ناخالصی را برابر با مقدار ثابت $f_{Be} = 0.1 \times 10^{-2}$ برای برلیوم و $f_W = 0.6 \times 10^{-4}$ برای تنگستن در نظر گرفتیم. در این سناریوی خاص، ما تلاش کرده ایم تا توکامک کروی ST را در حالت سوختن ارزیابی کنیم. نقطه سیاه در نمودار ۱. الف بیانگر حداکثر مقدار $\rho^* = 4/63$ است که در آن نقطه هیچ جواب عددی برای معادله درجه ۳ در دسترس نیست.

با استفاده از رابطه $\langle U_a \rangle$ ، ما توانستیم منحنی های نشان داده شده در صفحه $f_{He} - \langle T_e \rangle$ را به منحنی های $n_e - \langle T_e \rangle$ تبدیل کنیم و در نتیجه با استفاده از مقادیر مشخص شده ρ^* ، منحنی های بسته

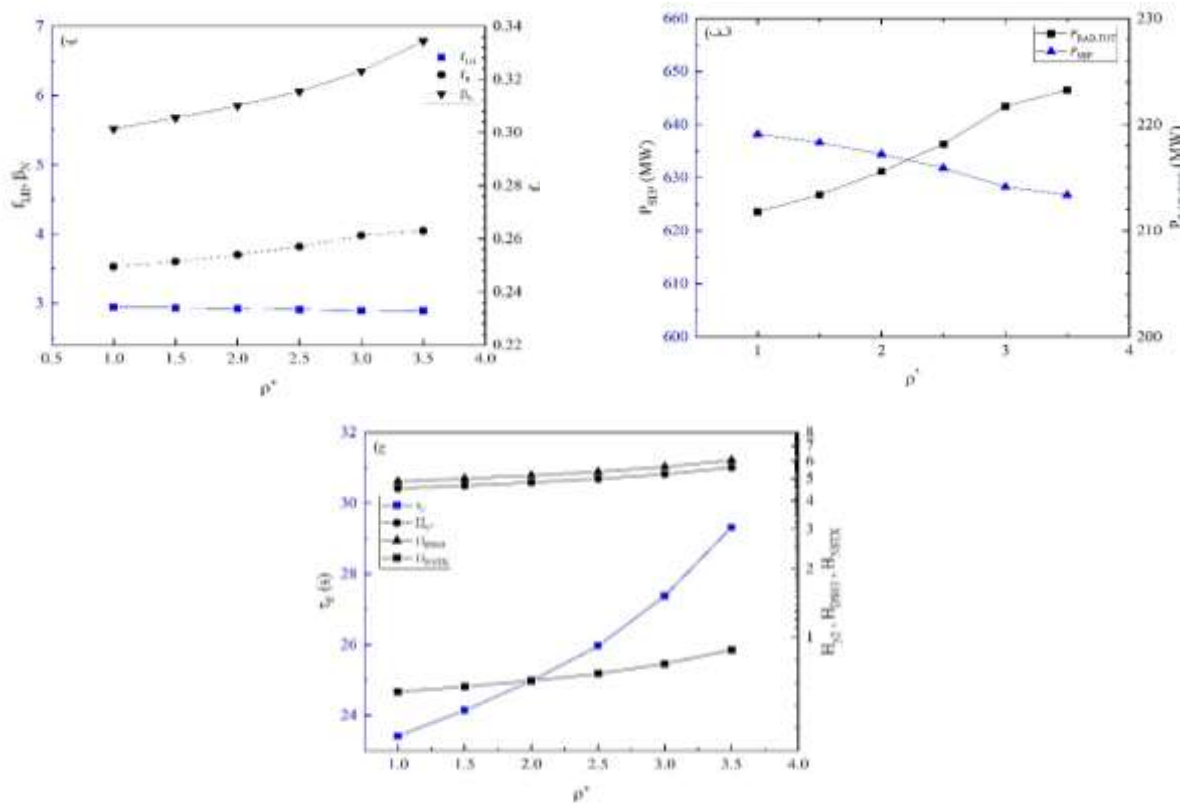
شدن رخ می‌دهد. توان همجوشی نیز به طور مستقیم با n_e^2 متناسب است و در نتیجه منجر به کاهش توان خروجی می‌شود. توان تابشی کل محاسبه شده شامل توان تابشی سینکروترونی، توان ترمزی، توان ناشی از برخورد بین یون و الکترون و توان ناشی از تابش خطی، تابش حاصل از باز ترکیب و یونش است. بنابراین:

$$\begin{aligned} P_{RAD,TOT} &= P_{SYC} + P_{BR} + P_{ie} + P_{Lri} \\ P_{SEP} &= P_{\alpha} + P_{AUX} - P_{RAD,TOT}, \end{aligned} \quad (25)$$

در این پژوهش، ما $P_{SEP} = P_{LOSS}$ را ارزیابی کردیم. در نمودار ۲ الف تغییرات P_{SEP} و $P_{RAD,TOT}$ به عنوان تابعی از ρ^* مورد بررسی قرار گرفت. با افزایش مقدار ρ^* از ۱/۱ به ۵/۴، مقدار $P_{RAD,TOT}$ افزایش یافت. دلیل این افزایش اتلاف کل تابش را می‌توان به افزایش کسر ذرات هلیوم و تابش مرتبط با آن نسبت داد. با وجود ثبات توان همجوشی و توان کمکی، توان گذرا از سپرتریکس کاهش یافت. علاوه بر این، نمودار نشان می‌دهد که اصلاح زمان محصورسازی ذرات یا محصورسازی انرژی از طریق یک فرایند یا حتی خروج ذرات از پلاسما تا حد زیادی بر توان خروجی خالص می‌تواند تأثیر بگذارد. این مسئله چالش قابل توجهی را به همراه دارد، زیرا پتانسیل خاموش کردن ناگهانی راکتور را دارد. با این وجود، این پارامتر می‌تواند به عنوان یک عامل فعال در کنترل سوخت مورد استفاده قرار گیرد [۴۷].

نسبت توان تابشی کل به توان گرمایی کل، که به صورت $f_R = \frac{P_{RAD,TOT}}{P_{heat}}$ نشان دادیم، توسط کسر نسبی اتلاف تابش کل تعیین می‌شود. P_{heat} در اصل به عنوان مجموع توان همجوشی تولید شده توسط ذره آلفا، P_{α} ، و توان کمکی، P_{AUX} تعریف می‌شود. با مشاهده نمودار ۲ ب، آشکار می‌شود که افزایش مقدار ρ^* یا زمان محصورسازی هلیوم بر افزایش مقدار کسر نسبی اتلاف تابش کل، f_R اثرگذار است. برای این که انتقال از حالت L به حالت H رخ دهد، لازم است توان عبورکننده از سپرتریکس P_{SEP} از مقدار توان آستانه P_{LH} فراتر رود، یعنی به صورت $P_{SEP} > P_{LH}$ برقرار باشد. پارامتر f_{LH} نشان دهنده کسر نسبی توان گذرا از سپرتریکس به توان آستانه است و تغییرات آن در نمودار ۲ ب نشان داده شده است. مشاهده شد که با

رویکرد از نظر عددی مناسب است. حد ترویون^۱ که به عنوان β_{limit} نیز شناخته می‌شود، نشان دهنده فشار پلاسما است که به شدت وابسته به شکل پلاسما است. همان‌طور که در نمودار ۱ ب نشان داده شده است، هنگامی که منحنی از این حد فراتر رود، ناپایداری مگنتوهیدرودینامیکی انتشار می‌یابد. این ناپایداری هندسه میدان مغناطیسی را تغییر می‌دهد و منجر به اختلال و نابودی نهایی پلاسما و راکتور می‌شود. تا مقادیر $\rho^* = 4/0$ که زیر حد بتا قرار دارند، حداکثر دمای الکترون‌ها برای تمام منحنی‌ها ۵۵ keV، و بیشینه چگالی الکترون $n_e = 2/5 \times 10^{20}$ است. در نتیجه، برای این مقادیر ما می‌توانیم انتظار پلاسمایی پایدار را داشته باشیم. با این حال، نقطه سیاه روی نمودار که مربوط به $\rho^* = 4/63$ است، هم از حد بتا و هم حد چگالی فراتر رفت. در نتیجه، آشکار است که این نسبت زمان محصورسازی هلیوم به زمان محصورسازی انرژی مناسب سوختن پایدار نیست و در نتیجه، احتمال اختلال و تخریب بسیار زیاد است. در واقع، هدف ما بررسی تأثیر پارامتر ρ^* بر شرایط سوختن با حفظ کسر ذرات ثابت ناخالصی‌ها و سپس شناسایی مقادیر حداکثر و بحرانی آن بود که فراتر از آن سوختن پایدار غیرقابل دستیابی می‌شود. برای بیان دقیق‌تر این موضوع، باید توجه داشت که دو جواب ممکن برای کسر ذرات هلیوم f_{He} وجود دارد. این نشان می‌دهد که پلاسمای در حال سوختن می‌تواند با کسر ذرات He پایین، تقریباً ۱۵-۰/۱۵ تا ۳۰-۰/۳۰، یا در حالتی که تابش و رقیق شدن بیشتر است، با کسر ذرات He بالاتر، حدود ۳۰-۰/۳۰ تا ۲۵-۰/۲۵ کار کند. منحنی سوختن، با توان همجوشی ثابت $P_{FUS} = 3000$ MW، نشان داد که با افزایش زمان محصورشدن هلیوم، نه تنها دما و چگالی توکامک کاهش یافت، بلکه منحنی سوختن زمانی که $\frac{\tau_{He}}{\tau_E} > 4/6$ وجود ندارد. از جمله محدودیت‌های یک راکتور، ظرفیت تحمل مقدار سوخت و خاکستر است. با توجه به جفت بودن چگالی الکترون با چگالی تمام یون‌ها، و این واقعیت که یک ذره هلیوم به طور مؤثر جایگزین دو ذره سوخت می‌شود، با افزایش f_{D-3He} رقیق



شکل ۲. (الف) توان اتلافی تابش کل $P_{RAD, TOT}$ و توان گذرنده از سپرتریکس P_{SEP} بر حسب ρ^* ، (ب) کسر نسبت توان گذرنده از سپرتریکس به توان آستانه f_{LH} کسر نسبت توان اتلافی تابش کل به توان گرمایی f_r و بتای بهنجار شده β_N نسبت به ρ^* و (ج) زمان محصورسازی انرژی τ_E بر حسب ثانیه نسبت به ρ^* و ضریب افزایش محصورسازی H بر حسب مقیاس های متفاوت نسبت به ρ^* . همه نمودارها برای توکامک کروی ST در حال سوختن هستند.

مطالعات اخیر بر روی توکامک کروی MAST-U با ساختار دیواره، مقدار $\beta_N > 5/5$ را گزارش کرده اند [۴۸]. با تجزیه و تحلیل نمودار ۲. ب، مشخص می شود که افزایش نسبت زمان محصورسازی هلیوم به زمان محصورسازی انرژی یا ρ^* منجر به افزایش مقدار بتا β_N می شود. این را می توان به افزایش کسر ذرات هلیوم f_{He} و همچنین افزایش متناظر در چگالی متوسط الکترون $\langle n_e \rangle$ و دمای متوسط الکترون $\langle T_e \rangle$ نسبت داد. این تغییرات به افزایش انرژی حرارتی کل پلازما $\langle W_{TH} \rangle$ کمک می کند. توجه به این نکته مهم است که انرژی حرارتی در پلازما مستقیماً با چگالی الکترون و دما متناسب است. بنابراین، با افزایش ρ^* از ۱/۰ تا ۴/۰، مقدار β_N افزایش قابل توجهی در حدود ۲۳٪ را تجربه کرد. هنگامی که $\rho^* > 1$ باشد یعنی زمان حبس طولانی تر برای ذرات هلیوم τ_{He} در مقایسه با انرژی τ_E است، و این نشان می دهد

افزایش زمان محصورسازی هلیوم یا ρ^* ، کسر f_{LH} کاهش یافت. به طور کلی مقدار این کسر بیش از ۱ است که نشان دهنده وقوع انتقال از حالت L به حالت H است.

در پیکربندی توکامک، پارامتری معروف به بتا β_N برای تشخیص و جلوگیری از ناپایداری بالاتر از حالت مگنتوهیدرودینامیکی معرفی می شود. در مورد توکامک هایی مانند ایتر که با D-T کار می کنند، حد $\beta_N < 3/0$ برقرار است. اگرچه، لازم به ذکر است که این پارامتر برای هر توکامک بسته به شرایط خاص آن متفاوت است. توکامک های کروی که با ساختار فشرده و میدان مغناطیسی شدید خود مشخص می شوند، مقادیر β_N بالاتری نسبت به توکامک های معمولی دارند. مقادیر قلیل توجه بتا تا حدود ۳۵٪ در آزمایش های انجام شده بر روی توکامک های کروی مانند NSTX و MAST حاصل شده است [۶]. علاوه بر این، در

افزایش زمان محصورشدن هلیوم یا ρ^* نسبت داده؛ زیرا غلظت بالاتر هلیوم با محصورسازی بهتر، واکنش همجوشی را سرکوب می‌کند و توان تولید شده را کاهش می‌دهد.

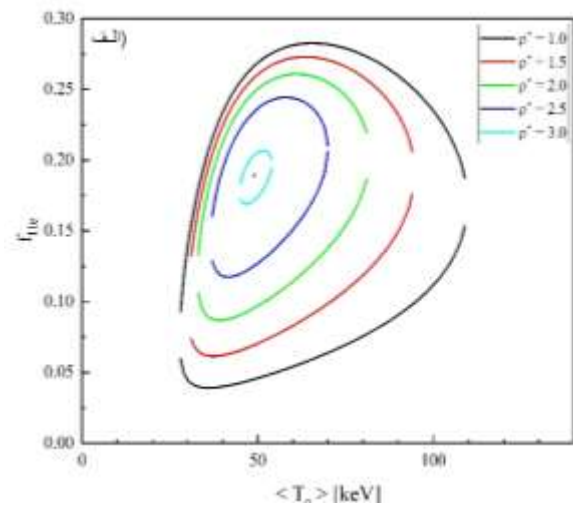
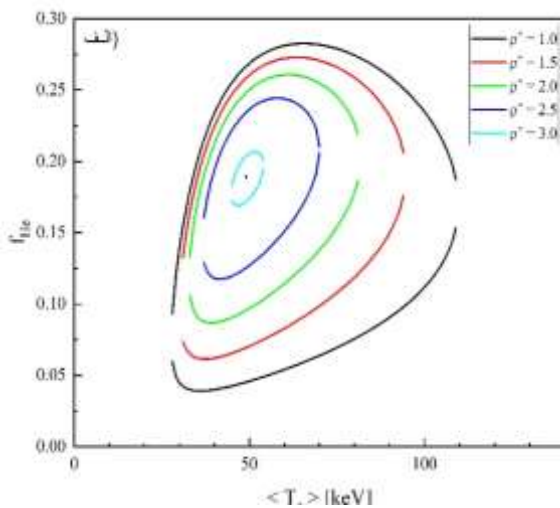
در ادامه پژوهش، معادله درجه ۳ را برای حالت احتراق توکامک کروی ST حل کردیم. در این سناریوی خاص، ما همچنین کسر ذرات ثابت ناخالصی‌ها، مانند برلیوم (Be) و تنگستن (W) را در نظر گرفتیم. وجود ناخالصی‌ها در یک پلاسمای همجوشی توکامک کروی، حتی اگر در مقادیر ناچیز باشد، آشکارا اجتناب‌ناپذیر است. این ناخالصی‌ها، عناصری مانند برلیوم یا تنگستن هستند که از طریق دیواره راکتور وارد پلاسمای می‌شوند، یا نئون (Ne) و نیتروژن (N) هستند که برای افزایش توان تابشی در واسوگر مورد استفاده قرار می‌گیرند. ورود ناخالصی‌ها به پلاسمای منجر به رقیق‌شدن سوخت و با افزایش عدد اتمی مؤثر Z_{eff} موجب افزایش توان اتلاف تابشی می‌شوند. یکی از پیامدهای این پدیده، کاهش قابل توجه مقادیر قابل دستیابی چگالی و دما برای هر ρ^* است و به دنبال آن کاهش مقدار بیشینه ρ^* است. در چارچوب این پژوهش، تأثیر ناخالصی‌های مختلف حذف شد و تمرکز بر در نظر گرفتن ناخالصی‌های رایج در توکامک‌های کروی به عنوان ثابت قرار گرفت.

بهره همجوشی که به صورت $Q_{fus} = \frac{P_{FUS}}{P_{AUX}}$ نشان داده می‌شود، به عنوان پارامتری نام‌گذاری شده است که نشان‌دهنده نسبت توان همجوشی به توان کمکی است. برای این که توکامک به حالت احتراق برسد، مقدار $P_{AUX} = 0$ یا $Q_{fus} = \infty$ باید برقرار باشد. با دربرگرفتن این شرایط و با استفاده از داده‌های توکامک کروی ST به عنوان ورودی محاسبه، نمودارهای $f_{He} - \langle T_e \rangle$ و $\langle n_e \rangle - \langle T_e \rangle$ را رسم کرده که این نمودارها به ترتیب در نمودارهای ۳. الف و ۳. ب نشان داده شده‌اند. در طول حالت احتراق، مقدار ρ^* از ۰/۱ به ۰/۳ تغییر کرد و حداکثر مقدار $\rho^* = ۳/۰۱۶$ تعیین شد که فراتر از آن دیگر نمی‌توان به احتراق دست یافت. به طور خاص، با این نسبت ρ^* ، احتراق برای مقادیر بزرگ‌تر از $f_{He} = ۰/۱$ در $T_e = ۴۹$ keV امکان‌پذیر نیست. علاوه بر این، محدوده دمایی هر منحنی در حالت احتراق، در مقدار مشخص شده ρ^* ، به طور قابل توجهی کمتر از حالت

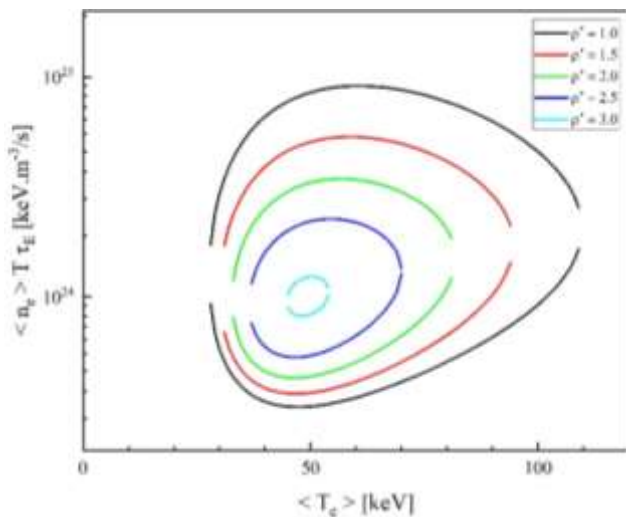
که ذرات هلیوم حبس مطلوب‌تری نسبت به انرژی موجود در پلاسمای دارند. در چنین مواردی، حضور ذرات هلیوم به افزایش پایداری پلاسمای و بهبود محصورشدن انرژی کمک می‌کند و در نتیجه مقادیر β_N بالاتر می‌رود. این پدیده معمولاً در مطالعات تجربی و همچنین شبیه‌سازی مشاهده شد.

در نمودار ۲. ج، نمودارهای زمان محصورشدن انرژی τ_E ، همراه با ضرایب محصورسازی انرژی H بر حسب ρ^* نمایش داده شده‌اند. معادله درجه سوم به دست آمده مستقل از τ_E است. با این حال، در حالت سوختن در توان همجوشی ثابت، ما مقادیر f_{He} و $\langle n_e \rangle$ و $\langle T_e \rangle$ در یک ρ^* را به دست آوردیم و با معادله توازن متوسط ذرات هلیوم در معادله (۲۳)، مقدار τ_E را تعیین کردیم. شایان ذکر است که دستگاه‌های مختلف از مقیاس‌گذاری‌های مختلف استفاده می‌کنند. در این تحقیق، ما بر بررسی زمان محصورسازی انرژی با استفاده از مقیاس IPb98y2، مقیاس DS03 [۴۹]، و همچنین زمان محصورسازی انرژی با مقیاس NSTX مناسب توکامک کروی تمرکز کردیم. همه این عوامل به عنوان نشانه‌ای از کیفیت محصورسازی پلاسمای عمل می‌کنند. با استفاده از زمان محصورسازی محاسبه شده و قوانین مقیاس‌گذاری مربوط برای هر کدام، مقدار ضریب افزایش

محصورسازی در حالت H می‌تواند به صورت $H = \frac{\tau_E}{\tau_{E,scaling}}$ تعیین شود. این اطلاعات در نمودار نشان داده شد. زمان محصورشدن انرژی τ_E برای $\rho^* = 1.0$ تقریباً ۲۳/۴۱ ثانیه است، در حالی که برای $\rho^* = ۳/۵$ تقریباً ۲۹/۳۵ ثانیه است. به عبارت دیگر، زمان محصورشدن انرژی τ_E تنها ۱/۲۵ برابر زمان محصورشدن هلیوم τ_{He} است. در نمودار ۲. ج، می‌توان مشاهده کرد که مقدار $\rho^* = ۱/۰$ برای H_{DS} و H_{y2} کمتر از ۴/۵ و برای H_{NSTX} کمتر از ۰/۷۵ است. این نشان می‌دهد که پایین بودن محصورسازی از سوختن جلوگیری می‌کند. نمودارهایی که نشان دهنده ضریب افزایش محصورسازی با مقیاس‌های DS03 و IPb98y2 هستند، به یکدیگر نزدیک‌ترند. با این حال، ضریب افزایش محصورسازی H_{NSTX} در بازه متفاوتی قرار می‌گیرد. به طور کلی، مقدار ضریب افزایش محصورسازی با افزایش ρ^* روند صعودی را نشان می‌دهد. دلیل این رشد را می‌توان به



شکل ۳. (الف) اثر ρ^* بر کسر ذرات He و (ب) اثر ρ^* بر چگالی متوسط الکترون $\langle n_e \rangle$ در m^{-3} برای توکامک کروی ST در حالت احتراق بر حسب دمای الکترون keV. نوع و غلظت ناخالصی ثابت فرض شده است.



شکل ۴. اثر ρ^* بر حاصل ضرب سه گانه برای توکامک کروی ST در حالت احتراق بر حسب دمای الکترون در واحد keV. نوع و غلظت ناخالصی ثابت فرض شده است.

ما تجزیه و تحلیل خود را برای پلاسمای آرمانی در نظر نگرفتیم [۴۹]. در واقع هدف ما بررسی تأثیر خاکستر هلیوم بر رفتار و عملکرد پلاسمای ناخالص همجوشی بود. حاصل ضرب سه گانه $n_e T_e$ بر حسب دما و ρ^* در شکل ۴ رسم شده است.

همان طور که مشاهده می شود، با افزایش ρ^* ، حاصل ضرب سه گانه کاهش می یابد. برای واکنش D-T، منحنی احتراق برای $\rho^* < 15$ وجود دارد [۵۰]. لازم به ذکر است که در این محاسبات، ما تأثیر ρ^* یا اثر مهار خاکستر هلیوم را با در نظر

سوختن در همان توان همجوشی است. با استفاده از رابطه تبدیل حالت سوختن، از نمودار $f_{He} - \langle T_e \rangle$ به نمودار $\langle n_e \rangle - \langle T_e \rangle$ دست یافتیم. از نمودار ۳. ب مشهود است که در مقدار بیشینه ρ^* که بعد از آن احتراق صورت نمی گیرد، مقدار $\langle n_e \rangle = 2/96 \times 10^{20} m^{-3}$ است. بازه دمایی کمتر منحنی ها نشان دهنده محدودتر شدن بازه اجرایی توکامک به ازای افزایش ρ^* است. نقاط دما-پایین حاصل از تقاطع این منحنی ها با خط $nG = 0/85$ برابر با $T_e = 34 - 47$ keV هستند. در مقایسه نمودار ۳. ب با نمودار ۱. ب در $P_{FUS} = 3000$ MW، می توان دریافت که با افزایش توان کمکی، منحنی ها بزرگ تر می شوند (انتقال از احتراق به سوختن)، محدوده دمای اجرایی گسترش می یابد و اجازه کار در چگالی الکترون کمتر نیز وجود دارد. در غیاب توان کمکی، مقدار ρ^* محدودتر می شود. به عبارت دیگر، برای مقادیر کمتر ρ^* ، منحنی و پنجره اجرایی بسیار سریع تر بسته می شوند.

جواب عددی مورد نظر ما باید شرط (۲۵) را برآورده کند؛ زیرا

$$f_{He} = \frac{1}{4} (1 - \frac{1}{3} f_{D-T} - f_P - \sum_I f_I Z_I)$$

پلاسمای صرفاً هلیومی تشکیل می شود. از طرفی، اگر $f_{He} = 0$ ، در واقع $\tau_P = 0$ خواهد بود و برای مقدار ثابت ρ^* ، مقدار $n_e \tau_E = 0$ به دست خواهد آمد و هیچ جواب فیزیکی متناظر وجود نخواهد داشت.

جدول ۲. مقایسه کسر ذرات هلیوم در حالت سوختن و احتراق.

سوختن			احتراق	
ρ^*	f_{He}	$\langle T_e \rangle$ keV	f_{He}	$\langle T_e \rangle$ keV
۱/۰	۰/۰۲۶	۳۹/۴۴	۰/۰۳۹	۳۹/۷۷
۱/۵	۰/۰۴۰	۴۰/۶۴	۰/۰۶۳	۴۲/۱۸
۲/۰	۰/۰۵۶	۴۲/۰۹	۰/۰۹۰	۴۵/۰۳
۲/۵	۰/۰۷۳	۴۳/۸۲	۰/۱۲۸	۵۰/۵۲
۳/۰	۰/۰۹۲	۴۶/۲۳	-	-
۳/۵	۰/۱۱۵	۴۹/۷۴	-	-

بیشتری یافت. با توجه به این که آنها در تعیین مقدار ρ^* ، از خروجی هلیوم در لبه پلاسما کمک می‌گیرند، این امر کنترل سوخت را از طریق استفاده از پمپاژ هلیوم تسهیل می‌کند [۵۴-۵۳].

با وجود ناخالصی Be و W، کمینه دمای احتراق در $\rho^* = 1$ حدوداً ۵۰ keV است. با افزایش محصورسازی خاکستر He یا ρ^* ، مقدار کمینه حاصل ضرب سه‌گانه افزایش یافت. این افزایش به تأثیر غلظت خاکستر هلیوم بر رقیق‌شدن سوخت نسبت داده می‌شود. چون غلظت خاکستر در واحد حجم افزایش می‌یابد، احتمال برهمکنش با ذرات دیگر بیشتر می‌شود و سرعت واکنش همجوشی آن بالا می‌رود. ذرات هلیوم نیز نقشی مؤثر در تابش اتلافی از پلاسما دارند. از سوی دیگر، با افزایش زمان محصورسازی هلیوم در پلاسما، تعامل با ذرات دیگر، افزایش دما و فشار پلاسما را در پی خواهد داشت که باز هم باعث افزایش سرعت همجوشی ذرات خاکستر هلیوم می‌شود و بر کمینه حاصل ضرب سه‌گانه اثر می‌گذارد. حاصل ضرب سه‌گانه پارامتری است که در ارزیابی راکتورها استفاده می‌شود؛ زیرا مستلزم ضرب چگالی n و دمای T در زمان محصورسازی τ_E است.

ضرب چگالی و دما به عنوان شاخص فشار پلاسما عمل می‌کند که به نوبه خود به طور مستقیم با میدان مغناطیسی مرتبط است. علاوه بر این، مدت زمان محصورسازی بستگی به ابعاد دستگاه دارد. در نتیجه، تقریب بزرگی میدان مغناطیسی و اندازه دستگاه از طریق استفاده از حاصل ضرب سه‌گانه فوق امکان‌پذیر می‌شود

گرفتن حضور ثابت ناخالصی‌ها بررسی کردیم. در هر دو توکامک معمولی و کروی، محصورسازی ذرات از حبس انرژی برتر است، و نسبت ρ^* برای سوخت D-T بین ۵-۱۰ [۵۱] یا حتی ۱۰-۳۰ [۵۲] گزارش شده است. محصورسازی مناسب انرژی برای کاهش انرژی اتلافی ضروری است. برعکس، محصورسازی مناسب ذرات به جذب خاکستر توسط واکنش کمک می‌کند. تأثیر ذرات محصورشده بر تعادل احتراق را می‌توان به راحتی در منحنی $nT\tau_E - T$ مشاهده کرد. به علت توضیحاتی که در بحث قبلی دادیم، ترسیم منحنی $\rho^* = 0$ را حذف کرده‌ایم. این منحنی نشان دهنده یک منحنی باز است که در آن تأثیر بلعیدن واکنش توسط ذرات هلیوم نادیده گرفته شده است. با این وجود، هنگام در نظر گرفتن اثر بلعیدن ذرات، مقادیر $\rho^* > 0$ قابل قبول است و این به بسته شدن و محدودشدن منحنی‌ها منجر می‌شود. مقدار پارامتر ρ^* برای سوخت $D-^3He$ باید کمتر از ۰/۳ باشد تا احتراق رخ دهد. به طور طبیعی، مقدار دقیق این پارامتر بستگی به ماهیت و مقدار ناخالصی‌های آزاد شده در هنگام تعامل با دیواره و سایر اتم‌ها دارد. در جدول ۲، غلظت خاکستر هلیوم f_{He} به ازای افزایش نسبت زمان محصورسازی هلیوم به زمان محصورسازی انرژی ρ^* ارائه شد. این جدول برای مقایسه این پارامترها در حالت سوختن و احتراق پلاسما در حالت پایدار ارائه شده است. از این رو، تغییرات زمانی جمعیت ذرات پلاسما سوخت، صفر در نظر گرفته شده است. همان‌طور که در حالت احتراق مشاهده می‌شود، کسر ذرات هلیوم نسبت به حالت سوختن افزایش

و در نتیجه می‌توان هزینه را کنترل کرد.

۴. نتیجه‌گیری

تأثیر خاکستر و ذرات ناخالصی بر عملکرد پلاسمای همجوشی از اهمیت زیادی برخوردار است. برای بررسی تأثیر آلودگی ناشی از حضور خاکستر و ذرات ناخالصی بر عملکرد پلاسمای، از یک مدل عددی صفر-بعدی شامل تعادل توان و معادله تعادل ذرات هلیوم جفت‌شده استفاده شد. نسبت سوخت انتخاب شده برای این پژوهش ۷۰:۳۰ است. به منظور ارزیابی دقیق تعادل گرما و عملکرد پلاسمای، این امر که تحلیل ما شامل مدل تعادل تاجی بر حسب جدیدترین داده‌های اتمی و رویکردی جدید باشد تا تمام مسیرهایی را که از طریق آنها اتلاف تابشی از جمله تابش ترمزی و سینکروترون نسبی رخ می‌دهند، بسیار حائز اهمیت است. در این پژوهش برخلاف گذشته، پلاسمای را غیر آرمانی در نظر گرفتیم و ناخالصی‌های مد نظر ما تنگستن W و بریلیوم Be با کسر ذرات ثابت هستند. همچنین از $\rho^* = \frac{\tau_{He}^*}{\tau_E}$ که نسبت زمان محصور شدن هلیوم به زمان محصور شدن انرژی است برای سنجش مدل استفاده کردیم. برای رسیدن به این هدف، ما از اصول مقیاس‌گذاری استفاده کردیم که به عنوان معیاری برای ارزیابی و پیش‌بینی میزان از دست رفتن انرژی پلاسمای و ذرات عمل می‌کند. این چارچوب به ما توانایی بررسی وقوع احتراق و پایداری در پلاسمای را در ارتباط با متغیرهای چگالی، دما، انرژی و انتقال ذرات فراهم می‌کند.

از منحنی سوختن D-³He با توان همجوشی ثابت MW $PFUS = 3000$ مشخص شد که علاوه بر این که دما و چگالی پلاسمای با افزایش زمان محصور شدن هلیوم کاهش یافت، منحنی سوختن برای $\frac{\tau_{He}^*}{\tau_E} > 4/6$ وجود ندارد. با افزایش ρ^* ، مقدار $P_{RAD,TOT}$ افزایش یافت؛ زیرا افزایش کسر ذرات هلیوم f_{He} و تابش مرتبط با آن به افزایش اتلاف تابشی و در نتیجه کاهش توان گذرا از سپرتریکس کمک می‌کند. اصلاح زمان محصورسازی ذرات یا انرژی، بر توان خروجی خالص بسیار تأثیرگذار است. عدم رسیدگی به این مسئله منجر به خاموش شدن ناگهانی راکتور می‌شود. پس این پارامتر می‌تواند در کنترل

سوخت نقش مهمی را ایفا کند. برای تعیین مقدار ρ^* ، با خروج و پمپاژ هلیوم در لبه پلاسمای به این کار کمک می‌کنند. با افزایش ρ^* ، کسر ذرات هلیوم f_{He} ، چگالی و دمای متوسط الکترون و در نتیجه انرژی حرارتی کل پلاسمای W_{TH} افزایش می‌یابد که به افزایش β_N منجر می‌شود. در چنین حالتی، ذرات هلیوم محصورسازی مطلوب‌تری نسبت به انرژی موجود در پلاسمای دارند که به افزایش پایداری پلاسمای و بهبود محصورشدن انرژی کمک می‌کنند. با افزایش ρ^* ، غلظت هلیوم بیشتر می‌شود و با محصورسازی بهتر، مقدار ضریب افزایش محصورسازی رشد یافت.

محصورسازی مناسب انرژی در جهت کاهش انرژی اتلافی و محصورسازی مناسب ذرات در بلعیدن خاکستر توسط خود واکنش ضروری است. در حالت احتراق پلاسمای D-³He، بیشینه ρ^* که بعد از آن دیگر نمی‌توان به احتراق دست یافت، مقدار ۳/۰۸۶ است. در مقایسه حلت احتراق و سوختن، منحنی‌ها با افزایش توان کمکی بزرگ‌تر شدند و محدوده دمای اجرایی افزایش یافت. از طرف دیگر، زمانی که توان کمکی را حذف کنیم، کسر ذرات هلیوم نسبت به حالت سوختن افزایش بیشتری می‌یابد، مقدار ρ^* محدودتر می‌شود و منحنی و پنجره اجرایی پلاسمای بسیار سریع‌تر بسته می‌شوند. همچنین، این رفتار حدی را در همه منحنی‌های هم‌تراز می‌توان دریافت که دمای ۲۸ کیلو الکترون ولت، کمترین دمای لازم برای رخ دادن احتراق و سوختن است. از عوامل محدودکننده توکامک توانایی تحمل خاکستر و مقدار سوخت است. مقدار کمینه حاصل ضرب سه‌گانه با افزایش محصورسازی خاکستر He یا ρ^* ، به دلیل تأثیر غلظت خاکستر هلیوم بر رقیق شدن سوخت افزایش یافت. افزایش غلظت خاکستر در واحد حجم منجر به برهم‌کنش بیشتر با ذرات دیگر، افزایش دما و فشار پلاسمای و افزایش سرعت واکنش همجوشی می‌شود. ذرات هلیوم از سویی دیگر در تابش اتلافی از پلاسمای نقش دارند. از حاصل ضرب سه‌گانه در ارزیابی راکتورها استفاده می‌شود؛ زیرا هم می‌تواند به عنوان شاخص فشار پلاسمای یا میدان مغناطیسی عمل می‌کند و هم تقریب خوبی برای اندازه دستگاه و در نهایت هزینه باشد.

مراجع

1. A J H Donné, *Philos. Trans. Royal Soc. A* **377** (2019) 20170432.
2. P E Stott, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** (2005) 1305.
3. W R Fundamenski, and A A Harms, *Fus. Technol.* **29** (1996) 313-349.
4. I N Golovin, *Fus. Technol.* **22** (1992) 103.
5. E Mazzucato, *Fundam. Plasma Phys.* **6** (2023) 100022.
6. M Ono and R Kaita, *Phys. Plasmas*. **22** (2015) 040501.
7. D C Robinson, *Plasma Phys. Control. Fusion* **41** (1999) A143.
8. A Hudoba, et al., *Nucl. Mater. Energy* **35** (2023) 101410.
9. G S Kurskiev, et al., *Plasma Phys. Rep.* **49** (2023) 403.
10. B Carpentieri, "Advances in Fusion Energy Research. From Theory to Models, Algorithms, and Applications", IntechOpen, (2022).
11. S E Wurzel and S C Hsu, *Phys. Plasmas*. **29** (2022) 062103.
12. B Coppi, et al., *Nucl. Fusion* **41** (2001) 1253.
13. J D Galambos, and Y K M Peng, *Fus. Technol.* **19** (1991) 31.
14. F Sharifi, S M Motevalli, and F Fadaei, *Phys. Scr.* **96** (2021) 095601.
15. S Meschini, M Zucchetti, and E Pagliuca, *Fusion Sci. Technol.* **77** (2021) 784.
16. L Rajablou, S M Motevalli, and F Fadaei, *Pramana* **97** (2023) 115.
17. S M Motevalli and F Fadaei, *Int. J. Mod. Phys. E* **21** (2012) 1250078.
18. M H Redi, and S A Cohen, *J. Nucl. Mater.* **176** (1990) 262.
19. S W Haney and L J Perkins, *IEEE Thirteenth SOFE* (1989) 396.
20. H H Abou-Gabal, and G A Emmert, *Nucl. Fusion* **31** (1991) 407.
21. L Rajablou, S M Motevalli, and F Fadaei, *Phys. Scr.* **97** (2022) 095601.
22. I Ivanova-Stanik, et al., *Fusion Eng. Des.* **146** (2019) 2021.
23. D Reiter, G H Wolf, and H Keffer, *Nucl. Fusion* **30** (1990) 2141.
24. A V Eremin, and A A Shishkin, *Journal of Kharkiv University*, **781** (2007) 63.
25. J Ongena, et al., *Nat. Phys.* **12** (2016) 398.
26. M Nakata, et al., (2018) IAEA-CN 234.
27. W Guo, et al., *Nucl. Fusion* **61** (2020) 016020.
28. E J Synakowski, et al., *Phys. Rev. Lett.* **75** (1995) 3689.
29. D Reiter, G H Wolf, and H Keffer, *J. Nucl. Mater.* **176** (1990) 756.
30. E R Rebhan and G Van Oost, *Fusion Sci. Technol.* **49** (2006) 16.
31. H S Bosch and G M Hale, *Nucl. Fusion* **32** (1992) 611.
32. A A Mavrin, *Radiat. Eff. Defects Solids* **173** (2018) 388.
33. O Mitarai, A Hirose, and H M Skarsgard, *Fus. Technol.* **19** (1991) 234.
34. O Mitarai, H Matsuura, and Y Tomita, *Fusion Eng. Des.* **81** (2006) 2719.
35. O Mitarai, *Nuclear Reactors, Nuclear Fusion and Fusion Engineering* 405 (2009).
36. H P Summers, and M B Hooper, *Plasma Physics* **25** (1983) 1311.
37. CODATA "Internationally recommended values of the fundamental physical constants" (2018) (<https://www.physics.nist.gov/cuu/Constants/>)
38. P A M Van Hoof, et al., *MNRAS*, **444** (2014) 420.
39. I Ivanova-Stanik, et al., *Fusion Eng. Des.* **136** (2018) 1313.
40. R Wenninger, et al., *Nucl. Fusion* **57** (2016) 016011.
41. Post, et al., *At. Data Nucl. Data Tables* **20** (1977) 397.
42. C Breton, C De Michelis, and M Mattioli, *J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf.* **19** (1978) 367.
43. H P Summers, and R W P McWhirter, *J. Phys. B At. Mol. Opt. Phys.* **12** (1979) 2387.
44. D K Morozov, E O Baronova, and I Y Senichenkov, *Plasma Phys. Rep.* **33** (2007) 906.
45. P F Buxton, et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **61** (2019) 035006.
46. E Rebhan, et al., *Nucl. Fusion* **36** (1996) 264.
47. M A Jakobs, "Fusion energy: Burning questions", PhD Thesis, Applied Physics and Science Education, Eindhoven University of Technology (2016).
48. J W Berkery, et al., *Plasma Phys. Control. Fusion* **62** (2020) 085007.
49. A C C Sips, et al., *Nucl. Fusion* **58** (2018) 126010.
50. S M Motevalli, and F Fadaei, and Z *Naturforsch A* **70** (2015) 79.
51. G Becker, *Nucl. Fusion* **28** (1988) 1458.
52. D L Hillis, et al., *Phys. Rev. Lett.* **65** (1990) 2382.
53. M Fichtmüller, et al., *J. Nucl. Mater.* **266** (1999) 330.
54. S J Zweben, et al., *Nucl. Fusion* **40** (2000) 91.