

بررسی تحلیلی ساختار پتانسیل و آهنگ تولید نوترون در دستگاه همجوشی به روش محصورسازی الکتروستاتیکی لختی کروی

محمدعلی رمضانپور^{1*}، محمدرضا پهلوانی²

¹گروه فیزیک، واحد آیت الله آملی، دانشگاه آزاد اسلامی، آمل، ایران

²دکتری تخصصی فیزیک هسته‌ای، گروه فیزیک هسته‌ای، دانشکده علوم پایه، دانشگاه مازندران، بابلسر، ایران

تاریخ دریافت: 1395/11/13 ویرایش نهایی: 1396/09/30 پذیرش: 1396/10/09

چکیده

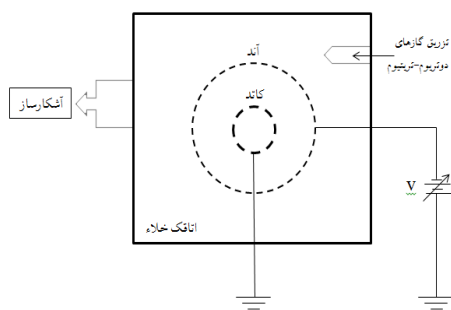
نمودار شعاعی ساختار پتانسیل و آهنگ تولید نوترون در دستگاه همجوشی به روش محصورسازی الکتروستاتیکی لختی کروی با استفاده از سوخت دوتریوم است. با معرفی توابع توزیع یون و الکترون و حل عددی معادله پواسون، ساختار پتانسیل تعیین گردیده است. در ادامه با استفاده از تابع توزیع انرژی، آهنگ واکنش همجوشی محاسبه گردیده است. وابستگی ساختار پتانسیل و آهنگ تولید نوترون به پهنای باند انرژی و اندازه حرکت زاویه‌ای، تعداد الکترون‌های ثانویه تولیدشده از سطح کاتد، توان ورودی دستگاه و فشار کاری دستگاه محاسبه شده و به صورت نمودارهای مجزا نشان داده شده است. نتیجه محاسبات نشان می‌دهد که با کنترل برخی از پارامترها و متغیرها آهنگ تولید نوترون را می‌توان افزایش داد.

کلیدواژگان: ساختار پتانسیل، آهنگ تولید نوترون، همجوشی، محصورسازی الکتروستاتیکی لختی کروی

از طریق کاتد مشبک کروی بسیار شفاف به طرف مرکز دستگاه شتاب گرفته و در اثر برخوردهای باریکه-باریکه و باریکه-زمینه، واکنش همجوشی اتفاق می‌افتد.

مقدمه

دستگاه همجوشی محصورسازی الکتروستاتیکی لختی کروی (IECF)، وسیله‌ای است که در آن با استفاده از واکنش همجوشی و کنترل سیستم با به‌کارگیری میدان‌های الکتروستاتیکی می‌توان شار نوترون و پروتون تولید نمود. بنابراین از این وسیله به‌عنوان یکی از مولدهای قابل اطمینان نوترون می‌توان نام برد. همان‌طور که در شکل 1 نشان داده شده است، این دستگاه شامل آند و کاتد کروی مشبک هم‌مرکز است که در یک اتاقک خلأ قرار داشته و از سوخت مورد استفاده در همجوشی مثلاً گاز دوتریوم در فشارهای پایین پر می‌شود. با ایجاد اختلاف پتانسیل بین دو الکتروود، گاز دوتریوم زمینه یونیزه شده و یون‌ها



شکل 1. شمای کلی از دستگاه محصورسازی الکتروستاتیکی لختی کروی IECF.

*نویسنده مسئول: m.ramzanpour@iauamol.ac.ir

¹Inertial Electrostatic Confinement Fusion

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

مورد نیاز است زیرا ذرات باردار نمی‌توانند از طریق فرآیند یونیزاسیون به اندازه کافی تولید شوند. علاوه بر آهنگ تولید نوترون، در برخی از دستگاه‌ها نمودار شعاعی تولید نوترون بررسی و قله دوگانه‌ای در نمودار شعاعی آهنگ تولید نوترون مشاهده شده است [10 و 11]. ظهور قله دوگانه، ساختار چاه پتانسیل چندگانه‌ای را در داخل کاتد نشان می‌دهد. هیرش¹ حل عددی معادله پواسون را با فرض تک انرژی بودن توزیع‌های الکترون و یون مورد بررسی قرار داد [12]. در این محاسبات با فرض ایجاد حالت تعادل، از وابستگی زمانی صرف نظر شده است و فرض شده است که همه یون‌ها از آند و تمام الکترون‌ها از سطح کاتد ایجاد می‌گردند. نتیجه محاسبات، نشان دهنده تعداد زیادی از پتانسیل‌هاست که به‌طور نوسانی در داخل کاتد وجود داشته و میدان‌های الکتریکی بزرگی در نزدیکی مرکز کره، ایجاد می‌کنند. این ساختار نوسانی از پتانسیل، باعث ایجاد آندها و کاتدهای مجازی می‌گردد.

تحقیقاتی برای صحت پیش‌بینی‌های ساختار چاه پتانسیل [13]، اثبات وجود کاتد مجازی در مرکز کره [14]، تعیین نمودار شعاعی آهنگ تولید نوترون [15]، مشاهده چاه پتانسیل دوگانه و وجود الکترون‌های پر انرژی در منطقه نزدیک به قله پتانسیل [16] و مشاهده نوسانات هارمونیک با فرکانس تقریبی 80 مگاهرتز انجام شده است [17].

قبلاً تأثیر اضافه نمودن گاز تریتیوم به درون دستگاه مورد بررسی قرار گرفت و نتایج حاکی از افزایش تولید نوترون با افزایش گاز تریتیوم در مخلوط دوتریوم-تریتیوم می‌باشد [18].

دستگاه IECF، یک سیستم برخوردار ضعیف است و بنابراین برای تجزیه و تحلیل آن از برخوردها می‌توان صرف‌نظر کرد و از مدل بدون برخوردی استفاده نمود.

این وسیله به دلیل سادگی در ساختار و کنترل، قابلیت حمل و ایمنی بالا در مقایسه با سایر دستگاه‌های مولد نوترون، در بسیاری از آزمایشات از قبیل: فعال‌سازی نوترون، تولید ایزوتوپ‌های پزشکی، منبع تولید اشعه x قابل تنظیم، تولید سوخت‌های پیشرفته مثل He^3 و نیروی محرکه فضایی مورد استفاده قرار می‌گیرد [1-3].

تاکنون شار نوترون و پروتون بیش از $10^8 n/s$ توسط واکنش‌های $D(d,n)He^3$ و $He^3(d,p)He^4$ در چندین دستگاه IECF مشاهده شده است [4-7]. ثبت جهانی آهنگ تولید نوترون با این روش رو به افزایش است. در اکثر آزمایش‌ها، ولتاژ و جریان نقش مهمی در افزایش تولید نوترون دارند. اما ترکیب و کنترل مقادیر بالای جریان و ولتاژ باعث مشکلات گرمایی در کاتد کروی می‌گردد. به‌همین دلیل معمولاً از روش‌هایی استفاده می‌شود که مبتنی بر افزایش بالای ولتاژ و جریان نباشند [8]. نمونه آزمایشگاهی این دستگاه در پژوهشکده گداخت سازمان انرژی اتمی موجود می‌باشد.

از طرف دیگر با استفاده از شبیه‌سازی بر مبنای ذره یک-بعدی، در فشار پائین و جریان تخلیه بالا در یک دستگاه IECF، محصورسازی یون‌ها و تولید نوترون از طریق واکنش باریکه-باریکه مورد بررسی قرار گرفته است [9]. مفهوم اولیه IECF مبتنی بر عبور یون‌ها از بین کاتد با شفافیت بالا و چرخش آن‌ها در اتاقک و ایجاد واکنش همجوشی از طریق باریکه-باریکه است. در فشار 0.5 پاسکال و بالاتر، تبادل بار یون‌های پر انرژی با اتم‌های گاز زمینه‌ای، باعث کاهش چگالی یون‌ها شده و این کاهش یون‌ها، مانع از افزایش وقوع واکنش باریکه-باریکه می‌شود. برای افزایش عمر یون‌ها، استفاده از فشار پائین و ولتاژ بالا روش مؤثری است. در فشارهای پائین، یک منبع اضافی تولید یون

¹Hirsch

دستگاه مختصات کروی استفاده می‌کنیم. v_{\perp} مؤلفه عمودی سرعت را در این دستگاه نشان می‌دهد یعنی $v_{\perp} = \sqrt{v_{\theta}^2 + v_{\phi}^2}$. سرعت ذره دارای مؤلفه $v = (v_{\parallel}, v_{\perp})$ است که v_{\parallel} مؤلفه شعاعی سرعت در دستگاه مختصات کروی را نشان می‌دهد. در این سیستم تابع توزیع ذرات باردار را برحسب تابعی از E و L می‌توان بیان کرد [19 و 20].

در کارهای قبلی برای بیان توابع توزیع از تابع دلتا و یا هویساید³ به شکل زیر استفاده می‌کردند [2]:

$$F(E, L^2) = C_s \delta(E) H(L_0^2 - L^2) \quad 1$$

که در آن C_s ضریب ثابت و $H(x)$ تابع هویساید است. استفاده از تابع مذکور، نمودارهای شعاعی پتانسیل و چگالی ذرات غیرمعمول را نتیجه می‌دهد به طوری که نمودارهای حاصل دارای ناپیوستگی‌هایی می‌گردند که ناشی از ماهیت این توابع است. برای غلبه بر این مشکل، در این کار تحقیقاتی از شکل توابع توزیع نمایی استفاده نموده‌ایم. برخورد کولمبی ذرات سبب می‌شود که شکل توابع توزیع به تابع توزیع ماکسولی نزدیک شود. در نتیجه تابع توزیع یون و الکترون را به صورت زیر در نظر می‌گیریم [13]:

$$F_a(E, L) = C_a \exp \left[- \left(\frac{E - \xi_a |E_0|}{\alpha' E_0} \right)^2 \right] \times \exp \left[- \left(\frac{L}{\beta_a L_0^a} \right)^2 \right] \quad 2$$

در رابطه فوق α' ، β_a و ξ_a پارامترهای بدون بعد می‌باشند. اندیس a نشان‌دهنده نوع ذره است (یون یا الکترون). $E_0 = q_a \phi_0$ است که در آن ϕ_0 ولتاژ کاتد می‌باشد و $L_0^a = r_{cat} \sqrt{2m_a \phi_0}$ در کل محاسبات

توابع توزیع به عواملی از قبیل: یونیزاسیون، تعویض بار¹، انحراف ذرات در سیم‌های مشبک، اتلاف ذرات در سیم‌های مشبک، گسیل ذرات از سیم‌های مشبک، ترکیب مجدد یون و الکترون، شفافیت الکترونداخلی، پهنای باند انرژی ذرات و اندازه حرکت زاویه‌ای ذرات بستگی دارد. با حل معادله پواسون برای توابع توزیع یون و الکترون، پتانسیل الکتروستاتیک و توابع توزیع سرعت و در نتیجه آهنگ تولید نوترون در هر فاصله شعاعی به دست می‌آید.

روش محاسباتی و استخراج نتایج

در شبیه‌سازی تئوری همجوشی الکتروستاتیکی لختی کروی، چندین فرض را در نظر می‌گیریم. در این شبیه‌سازی واکنش باریکه-زمینه را بررسی می‌کنیم زیرا آهنگ تولید نوترون در این واکنش از واکنش باریکه-باریکه بیشتر است. چگالی گاز زمینه تابعی از فشار و دمای گاز است. فرض می‌کنیم گاز زمینه به طور یکنواخت در حجم دستگاه توزیع شده است در آن صورت از میکروکانال‌های مد ستاره‌ای² که باعث کاهش فشار در طول کانال می‌شود صرف نظر می‌کنیم. اگر فرکانس برخورد و آهنگ واکنش در مقایسه با فرکانس گذار ذرات باردار در میدان الکتروستاتیک کوچک باشد دستگاه IECF یک سیستم برخوردی ضعیف محسوب می‌شود و آن را بدون برخوردی می‌توان در نظر گرفت. فرض می‌کنیم تمام یون‌های دوتریوم در آند تولید می‌شوند و این یون‌ها دارای بیشینه انرژی جنبشی‌اند که برابر انرژی پتانسیل در آند است.

حرکت ذره باردار در چنین سیستمی با دو ثابت حرکت توصیف می‌شود: انرژی کل؛ $E = \frac{1}{2}mv^2 + q\phi$ و اندازه حرکت زاویه‌ای کل $L = mrv_{\perp}$. برای بررسی مسئله از

³Heaviside

¹Charge exchange

²Star mode

همچنین چگالی ذرات باردار در فاصله r از مرکز از رابطه زیر به دست می آید [2]:

$$n_a(r) = \pi \int dE \int dL^2 \frac{\partial(v_{\parallel}^2 v_{\perp}^2)}{\partial(E, L^2)} f_a(E, L^2) \quad 5$$

چون توابع توزیع یونها و الکترونها فقط وابسته به شعاع اند بنابراین پتانسیل الکتروستاتیک در داخل دستگاه نیز تابعی از شعاع خواهد بود. با استفاده از معادله پواسون در دستگاه مختصات قطبی کروی، ساختار پتانسیل الکتروستاتیک با استفاده از رابطه

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left[r^2 \frac{d\phi(r)}{dr} \right] = \frac{q_e n_e(r) - q_i n_i(r)}{\epsilon_0} \quad 6$$

تعیین می شود. با استفاده از رابطه سطح مقطع همجوشی [21] و با به کارگیری تابع توزیع سرعت یونها و توزیع گاز زمینه، آهنگ واکنش همجوشی برای واکنش های باریکه-زمینه را از رابطه زیر می توان محاسبه کرد [8]:

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{\sqrt{2\pi}}{n_i} \left(\frac{m_N}{T} \right)^{\frac{3}{2}} \int dv_N v_N \times \exp \left(-\frac{m_N v_N^2}{2T} \right) \times \int dv_{\parallel} \int dv_{\perp} \frac{v_{\perp}}{\sqrt{v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2}} F_i(r, v_{\parallel}, v_{\perp}) \times \int_{v_{\perp} - \sqrt{v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2}}^{v_{\perp} + \sqrt{v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2}} dv_r v_r^2 \sigma(v_r)$$

در رابطه فوق $v_r = |\vec{v}_N - \vec{v}_i|$ ، اندیس N چگالی گاز زمینه و $\sigma(v_r)$ سطح مقطع واکنش همجوشی را نشان می دهد. فرض می کنیم گاز زمینه دارای توزیع ماکسولی در دمای 1 eV باشد.

روش حل مسئله بدین صورت است که ابتدا مقدار اولیه ای برای پتانسیل انتخاب و با قرار دادن این مقدار در معادله 5 و انتگرال گیری عددی آن چگالی یون و الکترون را به دست می آوریم. سپس با جای گذاری چگالی های به دست آمده در معادله پواسون 6 مقدار جدیدی برای پتانسیل به دست می آید. پتانسیل جدید را

$$\alpha' = 0.1(E \geq E_0) \quad \text{و} \quad \alpha' = \alpha(E < E_0)$$

فرض شده است. α' و β پهن شدگی تابع توزیع را به ترتیب در فضای انرژی و اندازه حرکت نشان می دهد. وقتی $\alpha'(\beta) \rightarrow 0$ ، تابع توزیع به سمت تابع دلتا میل می کند. مقادیر β کوچک نشان دهنده همگرایی بسیار بالای تابع توزیع یون و الکترون است. وقتی $\alpha'(\beta) \rightarrow \infty$ توابع توزیع به توزیع یکنواخت در فضای انرژی (یا اندازه حرکت) نزدیک می شود. β_a مکان قله انرژی توابع توزیع را نشان می دهد. C_a ضریب نرمالیزاسیون است و مقدار آن طوری تعیین می گردد که چگالی های یون و الکترون در کاتد به ترتیب برابر n_e^{cat} و n_i^{cat} باشد. چگالی یونها در کاتد (n_i^{cat}) به جریان اندازه گیری شده در کاتد I_{meas} طبق رابطه زیر وابسته است [15]:

$$n_i^{cat} = \frac{1}{1-\gamma^2} \frac{1}{1+\delta} \frac{I_{meas}}{4\pi r_{cat}^2 e} \sqrt{\frac{2e\phi_0}{m_i}} \quad 3$$

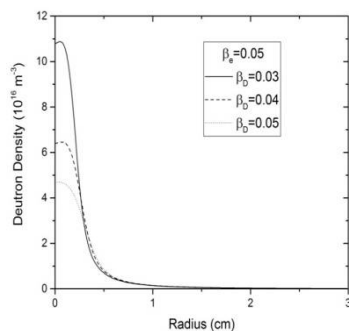
در رابطه فوق γ ضریب شفافیت کاتد مشبک کروی و δ تعداد الکترون های ثانویه گسیل شده از کاتد در اثر برخورد یون را نشان می دهد. در کل محاسبات $\delta = 1$ در نظر گرفته شده و فرض کرده ایم که الکترون های ثانویه گسیل شده از کاتد دارای انرژی جنبشی پایینی اند به طوری که فقط یک مرتبه از منطقه مرکزی دستگاه عبور می کنند. چگالی الکترون ها در کاتد (n_e^{cat}) مطابق رابطه زیر به چگالی یونها در کاتد مربوط است [18]:

$$n_e^{cat} = \kappa \delta (1-\gamma^2) \sqrt{\frac{e\phi_0}{E_e} \left(\frac{m}{m_i} \right)} n_i^{cat} \quad 4$$

κ کسری از الکترون های ثانویه است که داخل کاتد به دام می افتند، E_e انرژی جنبشی الکترون های ثانویه، m_e جرم الکترون و m_i جرم یون (دوترون) است.

منطقه مرکزی نیروی دافعه الکتروستاتیکی بین یون‌ها نیز افزایش می‌یابد.

پس از تعیین چگالی یون‌ها و ساختار پتانسیل، با استفاده از معادله 7 آهنگ واکنش همجوشی را محاسبه و نمودار شعاعی آهنگ تولید نوترون را در شکل 4-4 الف (در سرتاسر شعاع) و در نزدیکی مرکز دستگاه را در شکل 4-ب نشان داده‌ایم. محاسبات نشان می‌دهد که با افزایش همگرایی دوترون‌ها به طرف مرکز دستگاه و در نتیجه افزایش پتانسیل، آهنگ تولید نوترون کاهش می‌یابد (شکل 4-ب) اما با افزایش شعاع و تقریباً از فاصله 0,25 سانتیمتری از مرکز دستگاه پتانسیل کاهش یافته و بنابراین از این مکان تا سطح کاند تغییرات شعاعی آهنگ تولید نوترون نیز افزایش می‌یابد. دلیل این موضوع این است که هرچقدر تجمع یون‌ها در مرکز بیشتر باشد در فواصل دورتر از مرکز تعداد کمتری یون وجود خواهد داشت و کاهش یون‌ها سبب کاهش پتانسیل در آن فواصل می‌شود که آن‌هم منجر به افزایش آهنگ تولید نوترون می‌گردد. هر یک از این نمودارها نشان می‌دهند که با کاهش شعاع، آهنگ تولید نوترون ابتدا افزایش و سپس در نزدیکی منطقه مرکزی کاهش می‌یابد. دلیل آن افزایش دافعه الکتروستاتیکی یون‌ها در منطقه مرکزی به علت تجمع زیاد یون‌ها در این منطقه است.



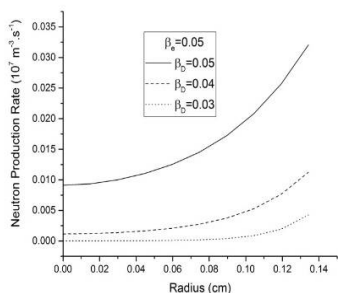
شکل 2. نمودار شعاعی تغییرات چگالی دوترون‌ها به ازای مقادیر مختلف β_D .

در معادله 5 قرار داده و مجدداً چگالی یون و الکترون را محاسبه می‌کنیم و این فرآیند را به اندازه‌ای تکرار می‌کنیم تا جواب همگرا نتیجه شود. جواب حاصل مقدار صحیح پتانسیل می‌باشد. پتانسیل به دست آمده را در معادله 7 که برحسب توابع توزیع یون‌های تابشی و گاز زمینه‌ای نوشته شده است قرار داده و ضریب آهنگ واکنش همجوشی را به دست می‌آوریم و سرانجام با انتگرال‌گیری در کل حجم دستگاه تعداد کل نوترون‌های تولیدشده در واحد زمان به دست می‌آید.

نتایج عددی، رسم نمودارها و تجزیه تحلیل آنها

ابتدا همگرایی الکترون را ثابت و برابر $\beta_e = 0,05$ در نظر گرفته و نمودار شعاعی چگالی یون، ساختار پتانسیل و آهنگ تولید نوترون را به ازای مقادیر مختلف همگرایی‌های یون (β_D) رسم کرده‌ایم. در این محاسبات؛ شرایط به صورت $I = 10 \text{ mA}$, $\phi_0 = 10 \text{ kV}$, $\alpha = 0,1$, $\gamma = 0,95$, $\xi_e = \xi_i = 1,0$ در نظر گرفته شده است. مقادیر β_D کوچک، همگرایی بالای دوترون‌ها به طرف مرکز کره را نشان می‌دهد. شکل 2 نشان می‌دهد که با افزایش همگرایی یون‌ها، چگالی دوترون‌ها در منطقه مرکزی دستگاه بیشتر می‌شود زیرا در این حالت مؤلفه شعاعی سرعت بیشتر از مؤلفه‌های زاویه‌ای است و در نتیجه یون‌های بیشتری در راستای شعاعی و رو به مرکز حرکت می‌کنند و باعث افزایش چگالی دوترون‌ها در مرکز دستگاه می‌شوند.

در شکل 3 ساختار پتانسیل نشان داده شده است. این نمودار نشان می‌دهد که با کاهش مقادیر β_D و در نتیجه افزایش همگرایی دوترون‌ها، قله پتانسیل در منطقه مرکزی افزایش می‌یابد. دلیل افزایش این است که با افزایش همگرایی یون‌ها، چگالی دوترون‌ها در نزدیکی مرکز دستگاه افزایش یافته و باعث می‌گردد پتانسیل الکتروستاتیک نیز افزایش یابد. با افزایش پتانسیل در



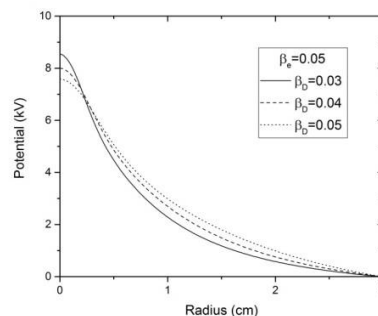
شکل 4-ب. تغییرات شعاعی آهنگ تولید نوترون به ازای مقادیر مختلف همگرایی دوترون‌ها در نزدیکی مرکز دستگاه.

شکل 7 تأثیر تعداد الکترون‌های ثانویه گسیل شده بر آهنگ تولید نوترون را نشان می‌دهد. فرض می‌کنیم نصف تعداد الکترون‌های ثانویه تولیدشده از سطح کاتد به طرف مرکز دستگاه حرکت کنند ($\kappa=0.5$). افزایش تعداد الکترون‌های ثانویه در منطقه مرکزی دستگاه باعث کاهش پتانسیل الکتروستاتیکی و افزایش آهنگ واکنش همجوشی می‌گردد. با انتگرال‌گیری در حجم کاتد، تعداد کل نوترون تولیدشده در واحد زمان را می‌توان به دست آورد. نتایج این محاسبات به ازای مقادیر مختلف پارامترهای α ، β و δ در جدول 1 نشان داده شده است.

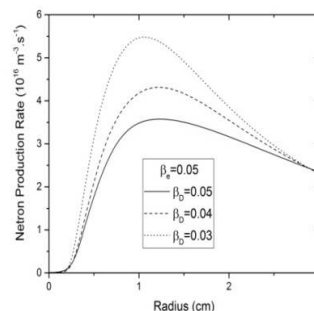
جدول 1. تولید نوترون در واحد زمان برای مقادیر مختلف تعدادی از پارامترها.

پارامتر	مقادیر مختلف پارامترها	آهنگ تولید نوترون ($1/s$)
β_D	$\beta_D = 0.03$	$1,4309 \times 10^5$
	$\beta_D = 0.04$	$1,0818 \times 10^5$
	$\beta_D = 0.05$	$0,9919 \times 10^5$
α	$\alpha = 0.10$	$2,7330 \times 10^5$
	$\alpha = 0.12$	$3,3522 \times 10^5$
	$\alpha = 0.14$	$5,3347 \times 10^5$
δ	$\delta = 3$	$1,2480 \times 10^7$
	$\delta = 4$	$1,6262 \times 10^7$
	$\delta = 5$	$1,5705 \times 10^7$

در شکل 5 نمودار شعاعی ساختار پتانسیل و در شکل 6 آهنگ تولید نوترون را به ازای مقادیر مختلف α به صورت تابعی از فاصله از مرکز دستگاه رسم نموده‌ایم. در این حالت $\beta_D = 0.05$ و $\beta_e = 0.01$ در نظر گرفته شده است. نتایج نشان می‌دهند هنگامی که تابع توزیع در فضای انرژی پهن می‌شود (مقادیر بزرگ α) پتانسیل در سرتاسر شعاع کاهش می‌یابد (شکل 5). علت این کاهش در کم شدن جمعیت دوترونی در حرکت به سمت منطقه مرکزی نهفته است که آن‌هم ناشی از افزایش پهنای انرژی دوترون‌هاست. کاهش جمعیت دوترونی باعث کاهش پتانسیل و در نتیجه افزایش تولید نوترون می‌گردد (شکل 6).

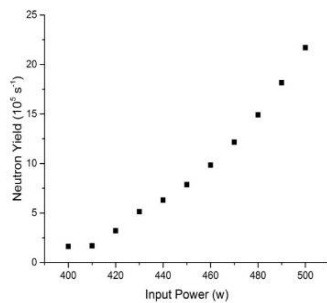


شکل 3. تغییرات شعاعی پتانسیل به ازای مقادیر متعدد همگرایی‌های یکسان یون و الکترون.



شکل 4-الف. تغییرات شعاعی آهنگ تولید نوترون به ازای مقادیر مختلف همگرایی دوترون‌ها.

کمیت دیگری که در تولید نوترون در این دستگاه مؤثر است توان ورودی دستگاه می‌باشد. محاسبات با فرض $\alpha=0,1$, $\beta_e=0,01$, $\beta_D=0,05$ و $\delta=1$ انجام شده است و نتایج عددی آن در شکل 8 نشان داده شده است. این شکل نشان می‌دهد که با افزایش توان ورودی دستگاه تولید نوترون به‌طور غیرخطی افزایش می‌یابد.



شکل 8. تأثیر توان ورودی بر تولید نوترون.

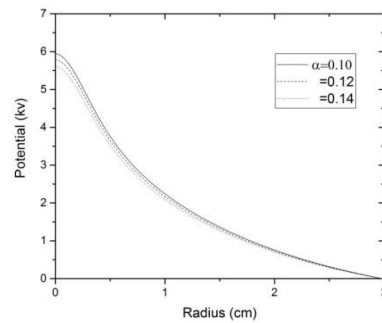
پارامتر تأثیر گذار دیگر مورد بررسی فشار کاری دستگاه است. فشار گاز طبق رابطه زیر به چگالی گاز مرتبط است.

$$P = \frac{n_N RT}{N_a} \quad 8$$

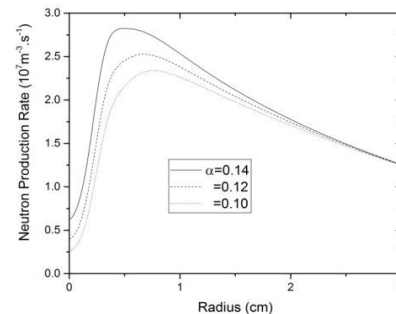
که در آن n_N چگالی گاز زمینه و N_a عدد ثابت آووگادرو است. نتایج محاسبات نشان می‌دهند که با افزایش فشار گاز زمینه در واکنش باریکه-زمینه، تولید نوترون افزایش می‌یابد. این مطلب در جدول 2 قابل مشاهده است.

جدول 2. آهنگ تولید نوترون برحسب فشار کاری دستگاه.

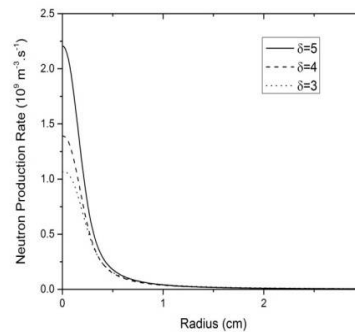
فشار کاری دستگاه (Pa)	آهنگ تولید نوترون (1/s)
P = 0,2	$0,5772 \times 10^5$
P = 0,4	$1,1553 \times 10^5$
P = 0,6	$1,7326 \times 10^5$
P = 0,8	$2,3092 \times 10^5$
P = 1,0	$2,8870 \times 10^5$



شکل 5. تغییرات شعاعی ساختار پتانسیل به‌ازای مقادیر مختلف پارامتر α .



شکل 6. نمودار شعاعی آهنگ تولید نوترون به‌ازای مقادیر مختلف پارامتر α .



شکل 7. نمودار شعاعی آهنگ تولید نوترون به‌ازای مقادیر مختلف تعداد الکترون‌های ثانویه (δ).

نتیجه گیری

در این کار پژوهشی پارامترها و متغیرهای تأثیرگذار در آهنگ تولید نوترون در دستگاه همجوشی به روش محصورسازی الکتروستاتیکی لختی کروی بررسی شده است. ابتدا به معرفی تابع توزیع مناسب برای یون‌ها و الکترون‌ها (معادله 2) پرداختیم، سپس رابطه بین تعدادی از پارامترهای تابع توزیع و کمیت‌های تأثیرگذار دیگری مانند توان ورودی و فشار با تولید نوترون مورد بررسی قرار گرفته است. لازم به توضیح است که در این مقاله به جای استفاده از تابع توزیع تک انرژی از توابع نمایی استفاده کرده‌ایم. برخورد کولنی ذرات در این مدل سبب می‌شود که شکل توابع توزیع به تابع توزیع ماکسولی نزدیک شود.

نتایج محاسبات عددی نشان می‌دهند که با افزایش همگرایی یون‌ها به طرف مرکز کره پتانسیل در منطقه مرکزی افزایش یافته و به علت افزایش نیروی دافعه الکتروستاتیکی آهنگ واکنش کاهش و تولید نوترون از این منطقه نیز کاهش می‌یابد. پهن‌شدگی تابع توزیع در تولید نوترون کمیتی تأثیرگذار است به طوری که هر چقدر تابع توزیع به سمت تابع دیراک نزدیک‌تر شود قلّه پتانسیل در منطقه مرکزی دستگاه افزایش یافته و آهنگ تولید نوترون کاهش می‌یابد. افزایش پهنای انرژی باعث کاهش پتانسیل در سرتاسر شعاع و افزایش تولید نوترون می‌شود. در محاسبات معمولاً $\delta=1$ در نظر گرفته می‌شود. چنانچه تعداد الکترون‌های ثانویه گسیل شده از کاتد افزایش یابد به طوری که تعداد بیشتری از الکترون‌ها وارد آند شوند، سبب کاهش شدید پتانسیل و افزایش زیاد آهنگ واکنش می‌شود. کمیت دیگری که در تولید نوترون تأثیرگذار است توان ورودی دستگاه است. محاسبات عددی نشان می‌دهد تولید نوترون به طور غیرخطی با افزایش توان ورودی افزایش می‌یابد. فشار کاری دستگاه نیز کمیتی تأثیر گذار است. نتایج حاصل نشان می‌دهند که با افزایش

فشار، آهنگ واکنش افزایش می‌یابد و تغییرات آهنگ واکنش با فشار به صورت خطی است. در محاسبات انجام شده فقط شرایط الکتروستاتیکی برای پلاسما ایجاد شده در داخل دستگاه در نظر گرفته شده است. با استفاده از شرایط دینامیکی، آهنگ واکنش همجوشی را به طور دقیق‌تری می‌توان مورد بررسی قرار داد.

سپاس‌گزاری

این کار تحقیقاتی با حمایت مالی دانشگاه آزاد اسلامی، واحد آیت الله آملی، آمل صورت گرفته است.

مرجع‌ها

- [1] R.M. Meyer, S.K. Loyalka, M.A. Prelas, Potential well structure in spherical inertial electrostatic confinement device, *IEEE Transactions on plasma science* 33 (2005)1377-1394.
- [2] W.M. Nevins, Can inertial electrostatic confinement work beyond the ion-ion collisional time scale? *Physics Plasmas* 2 (1995)3804-3819.
- [3] T.H. Rider, A general critique of inertial-electrostatic confinement fusion systems, *Physics Plasmas* 2 (1995)1853-1909.
- [4] R.P. Ashley, G.L. Kulcinski, J.F. Santarius, S. Krupakar Murali, G. Piefer, R. Radel, Steady-state D^3He proton production in an IEC fusion device, *Fusion Technology* 39(2001) 546-551.
- [5] R.L. Hirsch, Experimental studies of a deep, negative, electrostatic potential well in spherical geometry, *Physics Fluids* 11(1968) 2486-2490.
- [6] G.H. Miley, H. Momota, Virtual cathode in a stationary spherical inertial electrostatic confinement, *Fusion Science Technology* 40 (2001) 56-65.
- [7] Y. Gu, G.H. Miley, Experimental study of potential structure in a spherical IEC fusion device, *IEEE Transactions on plasma science* 28 (2000) 331-346.

- [15] T.A. Thorson, R.D. Durst, R.J. Fonck, L.P. Wainwright, Convergence electrostatic potential and density measurement in a spherical convergent ion focus, *Physics Plasmas* 4 (1997) 4-5.
- [16] K. Yoshikawa, K. Takiyama, T. Koyama and et al., Measurement of strongly localized potential well profiles in an inertial-electrostatic fusion neutron source, *Nuclear Fusion* 41 (2001) 136-141.
- [17] Yu. K. Kurilenkov, V.P. Tarakanov, M. Skowronek S.Yu.Guskov, J. Dufty, Inertial electrostatic confinement and DD fusion at inter electrode media of nanosecond vacuum discharge. PIC simulations and experiment, *Journal of Physics A* 42(2009)4041.
- [18] M.A. Ramzanpour, M.R. Pahlavani Evaluation of the neutron production rate using D-D and D-T fuel in an inertial electrostatic confinement fusion device, *Chinese Journal of Physics* 56(2018) 23-29.
- [19] M. Ohnishi, K.H. Sato, Y. Yamamoto, K. Yoshikawa, Correlation between potential well structure and neutron production in inertial electrostatic confinement fusion, *Nuclear Fusion* 37(1997) 611-620.
- [20] H. Matsuura, T. Takaki, K. Funakoshi, Y. Nakao, K. Kudo, Ion distribution function and radial profile of neutron production rate in spherical inertial electrostatic confinement plasmas, *Nuclear Fusion* 40(2000)1951-1955.
- [21] B.H. Duane, Fusion Cross-Section Theory BNWL-1685, Battelle Pacific Northwest Laboratories (1972).
- [8] H. Matsuura, K. Funakoshi, Y. Nakao, Correlation between ion/electron distribution functions and neutron production rate in spherical inertial electrostatic confinement plasmas, *Nuclear Fusion* 43(2003) 989-998.
- [9] K. Noborio, Y. Yamamoto, S. Konshi, One Dimensional simulation of an Inertial Electrostatic Confinement Fusion Device at Low Gas Pressure Operation, *Fusion Science and Technology* 47(2005) 1280-1284.
- [10] S.K. Murali, B.B. Cipiti, J.F. Santarius, G.L. Kulcinski, Study of fusion regimes in an inertial electrostatic confinement device using the new eclipse disc diagnostic, *Physics Plasmas* 13(2006) 053111 1-7.
- [11] Y. Gu, G.H. Miley, Experimental study of potential structure in a spherical IEC fusion device, *IEEE Transactions on plasma science* 28(1) (2000) 331-346.
- [12] R.L. Hirsh, Inertial-electrostatic confinement of ionized fusion gases, *Journal of Applied Physics* 38(1967) 4522-4534.
- [13] H. Matsuura, T. Takaki, Y. Nakao, K. Kudo, Radial profile of neutron production rate in spherical inertial electrostatic confinement plasmas. *Fusion Technology* 39(2001)1167-1173.
- [14] J.H. Nadler, Space-charge dynamics and neutron generation in an inertial-electrostatic confinement device, Ph.D. dissertation, University of Illinois-Urbana-Champaign (1992).