شبیه سازی عددی انرژی نِهشتی ذرات آلفا در روش همجوشی محصور شدگی لَختی

سهیل خوشبین فر – نسرین اشکیود

دانشگاه دامغان، دانشکده فیزیک

چکیده

در این تحقیق معادله ترابُرد بولتزمن ـ فاکر ـ پلانک به روش عددی و با استفاده از روش چند گروهی و به دنبال آن استفاده از تجزیه فضایی ـ زمانی هندسه سوخت با استفاده از روش تفاضل محدود حل گردید و الگوی ترابُرد زمانی و نِهشت انرژی برای سوخت متراکم در روش احتراق سریع در سوخت دوتریوم ـ ترتیوم با هندسه کروی ($T_s = 10keV$ و $\rho = 300 gr.cm^{-3}$) در شرایط ۴۰ گروهی ترسیم گشت. در روند استخراج نتایج، بازه انرژی تولد ذره آلفا، $E_\alpha = 3.5MeV$ ، تا محدوده حدود دو برابر دمای محیط، به ۴۰ قسمت با لتارجی برابر تقسیم بندی گردید. این تعداد بازه انرژی توازن خوبی میان دقت و مدت محاسبه فراهم می نمود.

کلمات کلیدی

معادله ترابرد، گداخت هسته ای، ذرات آلفا، نهشت انرژی

۱. مقدمه

یکی از راههای نوین پیش روی بشر در دستیابی به منابع تازه انرژی که به لحاظ زیست محیطی و ماندگاری از تراز بالاتری نسبت به منابع کنونی به شمار می رود، یقیناً همجوشی(گداخت) هسته ای است که چشم انداز روشنی برای بحران انرژی دهه های آینده ساکنان زمین و صد البته قلیان حس کاوش نوع بشر در فضا به ارمغان خواهد آورد. به زبان ساده گداخت هسته ای ترکیب دو هسته سبک و تشکیل یه هسته سنگین تر است که در این واکنش هسته ای انرژی نیز آزاد می گردد. این فرآیند میلیون ها سال است که درون ستاره های عالم در حال وقوع است[۱]. برای مثال خورشید ما به عنوان یک ستاره رشته اصلی اساساً سهم غالب انرژی خود را از طریق چرخه پروتون ـ پروتون تولید می کند. بر روی زمین سوخت دسترس پذیر که از شرایط مناسبی برای انجام گداخت برخوردار است ایزوتوپ های هیدروژن هستند. بر اثر واکنش گداخت دوتریوم و تریتیوم، نوترون و ذره آلفا آزاد می گردد که سهم نوترون MeV ۱۴/۱ و سهم دیگری MeV ۳/۵ از انرژی آزاد شده است[۲]. با توجه به بار الکتریکی و اندازه بزرگتر ذره اخیر گیر اندازی انرژی آن در محیط همجوشی به عنوان ابزاری کارا در حفظ شرایط توازن محیط واکنشی از اهمیت بالایی برخوردار است. لذا مطالعه توزیع انرژی نِهشتی ذرات آلفای آزاد شده از واکنش گداخت موضوع این مقاله است. معادله ای که

توصیف کننده برخورد و اندرکنش ذره آلفا با هسته های ایزوتوپ هیدروژن می باشد معادله معروف فاکر ـ پلانک است[۳-۵].

۲. فیزیک تَرابُرد ذره آلفا

گرمایش خود نگهدار ناشی از نهشت انرژی ذرات باردار که در واکنش های همجوشی تولید شده اند، به خصوص ذرات آلفا در سوخت دوتریوم ـ تریتیوم، به منظور دستیابی به انرژی گرماهسته ای بسیار مهم است. به دلیل حجم کمتر و در حین حال رعایت دقت لازم در جواب ها، نظریه‌ی پخش به عنوان یک روش حل مطمئن برای محاسبات ترابرد ذرات شمرده می شود. در گداخت هسته ای، فرآیند تَرابُرد و نهشت انرژی ذرات آلفای Mev ۳/۵ در پلاسما بسیار مهم است، به طوری که رفتار دقیق این فرآیند برای مطالعات نظری ضروری است. رفتار ترابُردی ذرات باردار پرانرژی در پلاسما به خوبی توسط معادله ی بولتزمن ـ فاکر ـ پلانک(BFP) توصیف می شود، بنابراین نرخ گرمایش می تواند با حل عددی معادله ی BFP به دقت تخمین زده شود[۶-۸]. به منظور درک ویژگیهای مدل پخش، در اینجا یک پلاسمای کروی هم مولار دوتریوم ـ تریتیوم که ذرات آلفای Mev ۳/۵ وارد آن می شوند را در نظر می گیریم و تلاش می شود ترابرد و کند شدن آن ها را محاسبه می کنیم. ذرات آلفا با حرکت درون پلاسما و برخورد به هسته های هدف از طریق برهم کنش های کولنی و پراکندگی کشسان انرژی شان را از دست می دهند. در زمینه ی ترابرد ذرات باردار در پلاسما، روش های عددی برای حل معادله ی فوکر ـ پلانک کاملا به موازات روش های حل برای ترابرد نوترون ها توسعه یافته اند. این یک گام طبیعی در توسعه ی روش های حل در ترابرد ذرات باردار بود، از این جهت که نظریه و روش های ترابرد نوترون به خوبی پیش رفته بود.

۳. معادله ی پخش وابسته به انرژی ذرات باردار

در یک پلاسمای کاملا یونیزه، جمله ی برخوردی عمدتا کولنی است و بردار سرعت ذرات و بالطبع تابع توزیع ذرات نسبت به زمان را دستخوش تغییرات ناگهانی قرار می دهد. مقدار انرژی که ذرات باردار در اثر پراکندگی کولنی با الکترونها و یونهای پلاسما از دست می دهند و همچنین پویش آزاد میانگین آنها برای انحراف ۹۰ درجه هر دو به سرعت این ذرات وابسته اند[۹]. با استفاده از معادله ی فوکر- پلانک که تقریبی از معادله ی بولتزمن در غیاب میدانهای الکتریکی و مغناطیسی است و به توصیف حرکت تصادفی ذرات در پلاسمای کاملا یونیزه در اثر برخوردهای پراکندگی می پردازد می توان تابع توزیع پخش وابسته به انرژی ذرات باردار را در محیط پلاسما به دست آورد. با فرض اینکه سرعت ذرات باردار به کمتر از سرعت الکترونهای حرارتی و بیشتر از سرعت یونهای حرارتی محدود شود و در نتیجه بتوان از توان های بالاتر سرعت صرف نظر کرد، نمایش مناسب برای معادله ی فوکر-پلانک به صورت زیر است[۹]:

$$\frac{1}{v}\frac{\partial\varphi}{\partial t}+\mu\frac{\partial\varphi}{\partial x}-\frac{\sigma}{2}\frac{\partial}{\partial\mu}\left[\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial\varphi}{\partial\mu}\right]=\frac{1}{vt_E}\frac{\partial}{\partial E}\left[\left(E+\Gamma_I t_E\frac{m}{v}\right)\varphi\right] \quad (۱)$$

که در اینجا m و μ به ترتیب جرم ذره، کسینوس زاویه‌ی انحراف و t_E زمان محصور سازی انرژی، A عدد جرم و $\varphi=\phi(x,E,\mu,t)$ تابع توزیع وابسته به انرژی چگالی ذرات در واحد زاویه فضایی است. σ سطح مقطع پراکندگی با بعد عکس طول می باشد و t_D زمان انحراف مربوط به پراکندگی ۹۰ درجه است[۳].
چگالی ذراتی که در بازه ی انرژی E, E+dE قرار می گیرند عبارت است از:

$$N_E=2\pi\int_{-1}^{+1}d\mu\ \varphi \qquad (۲)$$

و به دنبال آن، ذرات واقع در واحد حجم، N، با انتگرال گیری رو بازه کل انرژی بدست می آید. با انتگرال گیری روی زاویه از معادله (۱) داریم:

$$\frac{\partial N_E}{\partial t}+\frac{\partial J_E}{\partial x}=\frac{1}{t_E}\frac{\partial}{\partial E}\left[\left(E+\Gamma_I t_E\frac{m}{v}\right)N_E\right] \qquad (۳)$$

در این رابطه از تعاریف J_E به عنوان شار خالص ذرات است. با به کار بردن فرم تعمیم یافته قانون فیک برای چگالی جریان J_E که مشهور به تقریب محدود کننده شار(Flux limited) به صورت زیر داریم:

$$J_E=-v\frac{\partial N_E}{\partial x}\Bigg/\left(\frac{3}{\lambda}+\frac{1}{N_E}\left|\frac{\partial N_E}{\partial x}\right|\right) \qquad (۴)$$

که در آن $\lambda=\sigma^{-1}=2vt_D$ پویش آزاد ذرات است. با فرض اینکه ذرات دارای توزیع همسانگردی و ملاحظات تقارنی داریم:

$$\frac{\partial N_E}{\partial t}=\vec{\nabla}.\left(D\vec{\nabla}N_E\right)+\frac{1}{t_E}\frac{\partial}{\partial E}\left[F\left(E\right)N_E\right] \qquad (۵)$$

که در آن

$$F\left(E\right)=E+\Gamma_I t_E\frac{m}{v}=E+\frac{\eta}{E^{1/2}}$$
$$\eta=\Gamma_I\frac{m^{3/2}}{\sqrt{2}};\qquad \Gamma_I=\frac{4\pi e^4 Z^2\ln\Lambda_I}{m}\sum_i\frac{n_i z_i}{m_i} \qquad (۶)$$

است و در آن اندیس i مربوط به یونها و الکترونهای پلاسماست، I به میانگین یونهای پلاسما مربوط است و $\ln\Lambda_I$، لگاریتم کولمب است.

٤. روش چند گروهی

سابقه روش حل چند-گروهی به ترابُرد نوترون در راکتور های شکافت در نیمه دوم قرن بیستم بر می گردد. بسیاری از تجارب و روش های پیاده سازی در ترابُرد ذرات باردار از جمله ذرات آلفا در پلاسمای داغ مورد نظر همجوشی هسته ای نیز بکار گرفته می شود[۱۰-۱۱]. در این روش تمام دامنه ی انرژی ذره به g گروه تقسیم می شود که ممکن است این گروهها با یکدیگر مساوی یا غیر مساوی باشند. محصولات

گداخت در انرژی های بالا تولید می شوند و در اثر برخوردهای پراکندگی متوالی، انرژی شان از گروهی به گروه دیگر (رو به پایین) کم شده و در نتیجه کند می شوند. با فرض اینکه مرزهای انرژی g امین گروه بین E_g و E_{g+1} باشد که $E_{g+1} < E_g$ تعداد ذرات در گروه g برابر است با

$$N_g \equiv \int_{E_g}^{E_{g+1}} N_E dE \qquad (۷)$$

تعادل ذرات باردار با انتگرال گیری از معادله ی (۵) روی یک گروه انرژی به دست می آید و داریم:

$$\frac{\partial N_g}{\partial t} = \vec{\nabla}.D_g \vec{\nabla} N_g - \frac{N_g}{\tau_g} + \frac{N_{g+1}}{\tau_{g+1}} \qquad (۸)$$

که N_g چگالی ذرات در گروه g است و τ_g عبارت است از:

$$\tau_g = t_E \int_{E_g}^{E_{g+1}} \frac{dE}{F(E)} = \frac{2}{3} t_E \ln\left(\frac{\eta t_E + E_{g+1}^{3/2}}{\eta \backslash t_E + E_g^{3/2}}\right) \qquad (۹)$$

۵. حل عددی به روش تفاضل محدود

روش تفاضل محدود یکی از روشهای عددی برای حل تقریبی معادلات دیفرانسیل است. در این روش معادله ی دیفرانسیل به وسیله ی یک شبکه جایگزین می شود و تقریب های مشتق جزئی در هر گره به صورت ریاضی توسعه می‌یابد. با این عملیات معادله دیفرانسیل (۸) به یک دستگاه معادلات جبری تبدیل شده و حل می شود و در این صورت داریم[۱۰-۱۱]:

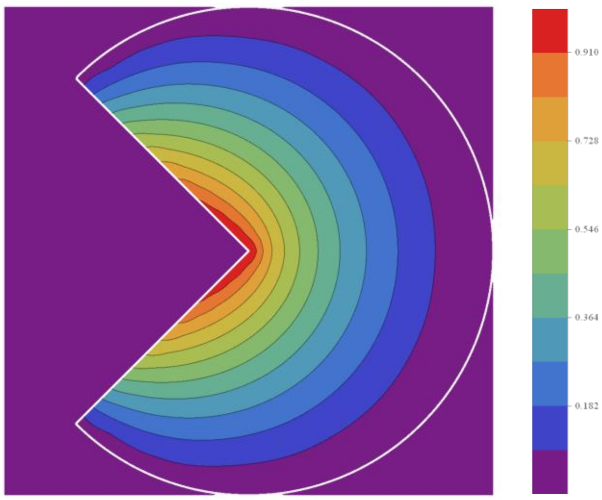
$$\frac{\partial N_g}{\partial t} = \vec{\nabla}.D_g \vec{\nabla} N_g - \frac{N_g}{\tau_g} + S_g\,, \quad (g = 1, 2, ..., g_{\max}) \qquad (۱۰)$$

معادله اخیر شامل g_{max} معادله دیفرانسیل است که در آن S_g، تنها برای معادله نخست ناشی از حضور چشمه MeV ۳/۵ ذرات آلفا است و در مابقی معادلات ناشی از نقش ذرات گروه قبلی است. از آنجایی که ساز و کار کند شدن ذرات آلفا در پلاسما به جهاتی مشابه نوترون در راکتور است، بهتر است به جای تقسیم مستقیم بازه انرژی MeV ۳/۵ تا keV ۲۵ به تعداد بازه با فاصله برابر، از بازه های تقسیم بندی شده با لتارجی برابر استفاده کنیم. با توجه گستره انرژی ذره فرودی تعداد حدود ۴۰ بازه شرایط مناسب را به ارمغان می آورد. با توجه به مسئله پایداری جوابها، از روش غیر صریح کرنک ـ نیکلسون استفاده می کنیم. این روش برای حل خانواده معادلات حرارت، روشی مطلوب و مناسب قلمداد می شود. با توجه به هندسه کروی، پلاسمای فشرده شده، قطاعی از برش عرضی کره برای شبیه سازی انتخاب می شود و در آن مختصه فضایی r و زمانی t به صورت

$$r_j = j\,\Delta r \qquad j=0,1,2,..,j_{\max}$$
$$t_n = n\,\Delta t \qquad n=0,1,2,...,n_{\max}$$

تقسیم بندی می گردند.

با فرض شرایط احتراق سریع و وجود مخروط هدایتی (Cone Guide) محل تشکیل ناحیه داغ در مرکز سوخت بوده که برای سادگی، به صورت نقطه مفروض می گردد. ذرات آلفای حاصل از احتراق از این نقطه تولید شده و در حجم سوخت فشرده ترابرد می کنند. بنابراین، برای شبیه سازی، چشمه ذرات آلفا در مرکز (ناحیه داغ) و محیط ترابردی، دایره ای با شعاع R_s=50μm فرض می شوند. دمای محیط ترابُردی برای شرایط خود نگهدار T=10 keV و چگالی محیط ρ=300 g/cm^3 در نظر گرفته شد. نتایج حاصل از اعمال شرایط مسئله و حل دسته معادلات ۱۰ در شکل ۱ نمایش داده شده است. نمودار میله سمت راست تصویر سهم انرژی نهشتی ذرات آلفا را به صورت ضریبی بین ۰ تا ۱ از انرژی تولد ذرات آلفا عرضه می کند.



شکل ۱: نهشت انرژی ذرات آلفا تولیدی در حجم سوخت سرد فشرده

مراجع

[1] S. Atzeni and J. Meyer-Ter-Vehn, The Physics of Inertial Fusion: Beam plasma interaction ، hydrodynamics and hot dense matter, Clarendon : Oxford university press, 2004.

[2] R. P. Drake, High-Energy-Density Physics: Fundamentals, Inertial Fusion,and Experimental Astrophysics, Springer, 2006.

[3] J. Meyer-ter-Vehn, "Fast ignition of ICF targets: an overview," *Plasma Physics and Controlled Fusion,* vol. 43, no. 12A, p. A113–A125, 2001.

[4] J. Badziak, S. Jablonski and J. Wolowski, "Progress and prospect of fast ignition of ICF targets," *Plasma Physics and Controlled Fusion,* vol. 49, no. 12B, p. B651–B666, 2007.

[5] J. Honrubia and J. Meyer-ter-Vehn, "Fast ignition of fusion targets by laser-driven electrons," *Plasma Physics and Controlled Fusion,* vol. 51, no. 1, p. 014008 (12pp), 2009.

[6] E. GREENSPAN, D. SHVARTS(1976), A multi-group model for the slowing-down of energetic ions in plasmas, *Nuclear Fusion*, Vol. 16, No. 2.

[7] D.C. KHANDEKAR and D.C. SAHM, (1980) Energy deposition of fast α particles in a fully ionized deuterium-tritium plasma, *Physics Letter*, Vol. 78A, No.3.

[8] H. TSUJI, M. KATSURAI, T. SEKIGUCHI(1976), Time-dependent solution of Fokker-Planck equation for alpha-particles and its effect on alpha-particle heating characteristics in a D-T fusion reactor, *Nuclear Fusion*, Vol. 16, No. 2.

[9] T. Johzaki, A. Oda, Y. Nakao, K. Kudo(1999), Accuracy validation of flux limited diffusion models for calculating alpha particle transport in ICF plasmas, *Nuclear Fusion*, Vol. 39, No. 6.

[10] A.I. Mahdy, H. Takabe, K. Mima,(1999) Pulse heating and ignition for off-centre ignited targets, *Nuclear Fusion*, Vol. 39, No. 4.

[11] M. Tzoufras , A.R. Bell, P.A. Norreys, F.S. Tsung,(2011) A Vlasov–Fokker–Planck code for high energy density physics, Journal of Computational Physics, Vol. 230, pp.6475‐6494.