

مطالعه ناهمسانگردی دمایی در فرایند اشتعال سریع همجوشی لختی

محمد مهدوی - فاطمه خدادادی آزادبنی*

دانشگاه مازندران، دانشکده علوم، گروه فیزیک هسته ای

چکیده:

یکی از موضوعات جالب تحقیقات سالهای اخیر در همجوشی لختی بررسی ناهمسانگردی دمایی حاصل از انتشار الکترونیهای نسبیتهی در پلاسمای قرص سوخت است. در مقاله حاضر، انتشار الکترونیهای نسبیتهی در پلاسمای جزئی تبهگن و شرایط اشتعال با وجود ناهمسانگردی دمایی که منجر به ناپایداری ویبل در سوخت شده، بررسی می گردد. ناپایداری ویبل مانع تهنهشت انرژی باریکه الکترون به قرص سوخت می شود و تاثیرات منفی بر روی انفجار درونی سوخت به همراه دارد. محاسبات نشان داده است، به ازای $10 < \text{kv}_p/\omega_{pe} <$ نرخ رشد ناپایداری ویبل ثابت است و به ازای $10 > \text{kv}_p/\omega_{pe}$ تغییرات (پله ای) اندکی در اندازه نرخ رشد ناپایداری ویبل ملاحظه می شود.
کلمات کلیدی: همجوشی، ناپایداری الکترومغناطیسی، پلاسمای تبهگن.

مقدمه :

در همجوشی به روش محصورسازی لختی، طرح اشتعال سریع طرح متفاوتی از همجوشی به روش محصورسازی لختی است که در آن یک محرک لیزری 10^{21} w/cm^2 با پالس فوق العاده کوتاه، برای اشتعال هدف از پیش متراکم شده استفاده می شود [۱]. شدت بالای لیزر در برهمکنشهای لیزر- پلاسمای، الکترونها را تا سرعتهای فوق حرارتی شتاب می دهد و الکترونیهای نسبیتهی را تولید می کند. جریان الکترون نسبیتهی میدان مغناطیسی را به وجود می آورد که منجر به انقباض پلاسمای و افزایش چگالی جریان می شود. انتشار باریکه الکترون در پلاسمای، وقتی جریان باریکه بزرگتر از جریان آلفن باشد، می تواند توسط میدان مغناطیسی متوقف شود. در حد نسبیتهی، جریان آلفن برابر با $I_A = 17\beta\gamma \text{ (kA)}$ است [۲]. این چنین سیستمهایی نسبت به هر آشفتگی هارمونیک ناپایداری و مدهای الکترومغناطیسی که بطور نمایی با زمان رشد می کنند، تولید می کنند. سه دسته از ناپایداریهای اصلی در همجوشی پلاسمای چگال؛ دو جریانه، فیلامنتشن و ویبل است [۳ و ۴]. برخی از ناپایداریها وابسته به چگالی باریکه و برخی وابسته به ناهمسانگردی دمایی پلاسماست. در پلاسمای همجوشی لیزر، مکانیسم های متعددی برای مثال تغییرات دما، انبساط پلاسمای، تابش ترمزی معکوس، در برانگیختگی ناپایداری ویبل سهیم هستند. مدهای ناپایدار ویبل، توسط اثر مستقیم میدان الکتریکی لیزر بر هاله پلاسمای برانگیخته می شوند. پلاسمای در جهت میدان الکتریکی موج لیزر گرم می شود. بنابراین، موج لیزر تابشی در هدف همجوشی ناهمسانگردی در شکل دمایی پلاسمای تولید می کند. همچنین، از نقطه نظر کوانتومی، الکترونها در پلاسمای تولید شده توسط لیزر می تواند جزئی تبهگن باشد [۵]. در آزمایشات همجوشی لیزر، ناپایداری

ویبل مانع شارش گرما، افزایش اتلاف انرژی و اثراتی منفی بر روی ویژگی های انفجار درونی هدف می می شود. در این مقاله، اثرات نسبیتی، تبهگنی، ناهمسانگردی دمایی که منجر به ناپایداری ویبل در سوخت شده، در بررسی شرایط اشتعال، لحاظ شده است.

تئوری:

وقتی یک پلاسما در برهمکنش با یک موج الکترومغناطیسی از تعادل خارج می شود، برای تعیین تابع توزیع الکترونها تئوری جنبشی مورد استفاده قرار می گیرد. اولین مرحله برای مطالعه ناپایداری ویبل در پلاسما، بدست آوردن رابطه پاشندگی این مد ناپایدار میباشد. وقتی دما آنقدر بالاست که انرژی جنبشی الکترونها در مقایسه با انرژی سکون ($m_e c^2$) غیر قابل صرفنظر است، اثر نسبیتی الکترونها چشمگیر است. در مرکز سوخت چگال داغ، انرژی جنبشی الکترون از میانگین انرژی برهمکنشی کولمبی، صرفنظر از درجه تبهگنی، خیلی بزرگتر است. تابع توزیع الکترونها نسبیتی برای یک پلاسما جزئی تبهگن با ناهمسانگردی دمایی بصورت زیر تعریف می کنیم:

$$f(v) = \frac{a_{\perp}}{\epsilon \pi (m_e c)^3 K_2(a_{\parallel})} \frac{\exp(-a_{\perp}(\gamma - \gamma_{\parallel}) - a_{\parallel} \gamma_{\parallel} - \frac{\alpha}{k_B(T_{\perp} T_{\parallel})^{1/3}})}{1 + (\frac{a_{\parallel}}{a_{\perp}} - 1) K_2(a_{\parallel}) / a_{\parallel} K_2(a_{\parallel})} \quad (1)$$

بطوریکه K_1 و K_2 بترتیب توابع بسل اصلاح شده نوع دوم مرتبه اول و دوم، k_B ثابت بولتزمن، m_e جرم الکترون، c سرعت نور، $\gamma = (1 + p_{\perp}^2/m^2 c^2 + p_{\parallel}^2/m^2 c^2)^{1/2}$ فاکتور لورنتز نسبیتی، مولفه موازی فاکتور لورنتز نسبیتی $\gamma_{\parallel} = (1 + p_{\parallel}^2/m^2 c^2)^{1/2}$ ، $a_{\parallel} = \frac{m_e c^2}{T_{\parallel}}$ و $a_{\perp} = \frac{m_e c^2}{T_{\perp}}$ ، همچنین پارامتر تبهگنی α که اغلب به پارامتر ایزوتروپیک معروف است، آنتروپی سیستم را اندازه می گیرد. در محدوده چگالیهای بالا $n_e \lambda_{th}^3 / 2 \geq 1$ ، $\lambda_{th} = 2\pi^{1/3} (m_e k_B T)^{-1/3}$ طول گرمائی الکترون است. رابطه تقریبی از پارامتر تبهگنی بصورت زیر تعریف می شود [۶]:

$$\alpha = \frac{\mu}{k_B T} = -\frac{3}{2} \ln \Theta + \ln \left(\frac{\xi}{\sqrt{\pi}} \right) + \frac{0.2505 \Theta^{-1.858} + 1.072 \Theta^{-1.858/2}}{1 + 0.2505 \Theta^{-1.858}} \quad (2)$$

بطوریکه μ پتانسیل شیمیایی است. در پلاسما تبهگن، همه حالت های ممتوم تا مقدار بحرانی ممتوم فرمی $p_F = (3h^3 n_e / 8\pi)^{1/3}$ پر می شوند. فشار، مقدار میانگین انتقال ممتوم در واحد سطح است و از رابطه زیر بدست می آید:

$$P = \frac{1}{3} \int_0^{\infty} \frac{n(p) p^3}{m_e \sqrt{1 - (p/m_e c)^2}} dp = \frac{4\pi}{3h^3 m_e} \int_0^{p_F} \frac{p^4}{\sqrt{1 - (p/m_e c)^2}} dp. \quad (3)$$

با حل انتگرال بالا و در نظر گرفتن پارامتر بدون بعد $a = p_F / m_e c$ ، فشار الکترونها نسبیتی تبهگن بصورت زیر بدست می آید:

$$P_{deg} = \frac{\pi m_e c^3}{3} \left(\frac{m_e c}{h} \right)^3 [r \sqrt{1 + r^2} (2r^2 - 3) + 3 \ln(r + \sqrt{1 + r^2})] \quad (4)$$

در پلاسما کاملاً تبهگن فشار تنها تابعی از چگالی و پتانسیل شیمیایی است و مستقل از دماست. معمولاً

تبهگنی کامل برای سیستم همجوشی به روش محصورسازی لختی بوقوع نمی پیوندد و تمایز بین الکترون تبهگن و غیر تبهگن، با بالا رفتن دما ناگهان کمتر می شود. در ناحیه میانی، گاز الکترون تبهگن جزئی نامیده می شود و شامل اثرات گرمایی و کوانتومی می شود. تحت چنین شرایطی، چگالی و فشار الکترونهاى نسبیتی - جزئی تبهگن بصورت زیر تعریف می شود [۵].

$$n_e = \frac{\sqrt{\pi} \sqrt{\gamma}}{h^3} m_e^3 c^3 \beta^{\gamma} [F_{\frac{1}{2}}(\alpha, \beta) + \beta F_{\frac{3}{2}}(\alpha, \beta)] \quad (5)$$

$$p_e = \frac{\sqrt{\pi} \sqrt{\gamma}}{h^3} m_e^4 c^4 \beta^{\gamma} [F_{\frac{3}{2}}(\alpha, \beta) + \frac{\beta}{\gamma} F_{\frac{5}{2}}(\alpha, \beta)] \quad (6)$$

در اینجا h ثابت پلانک، $F_k(\alpha, \beta)$ انتگرال فرمی و پارامتر بدون بعد β ، بصورت زیر تعریف می شود:

$$F_k(\alpha, \beta) = \int_0^{\infty} \frac{x^k \sqrt{1 + \frac{\beta x}{\alpha}}}{e^x - \alpha + 1} dx \quad \text{و} \quad \beta = \frac{k_B T_e}{m_e c^2} \quad (7)$$

دمای الکترونهاى نسبیتی در سطح سوخت برای شدتهای لیزر کمتر از $I = 10^{19} \text{ W/cm}^2$ عبارتست از [۷]:

$$T_{\perp} > 100 \text{ keV} \left(\frac{I \lambda_{\mu m}^2}{10^{17}} \right)^{1/2} \quad (8)$$

و برای شدتهای بالای 10^{19} W/cm^2 عبارتست از [۸]:

$$T_{\perp} = 511 \text{ keV} \left(\sqrt{1 + \frac{I \lambda_{\mu m}^2}{2.8 \times 10^{18}}} - 1 \right) \quad (9)$$

در رابطه قبل $\lambda_{\mu m}$ طول موج لیزر است. ناهمسانگردی دمایی را می توان بصورت $T_{\parallel} = T_{\perp} \pm \omega$ بیان کرد. بطوریکه ω متوسط انرژی ارتعاشی الکترون در میدان الکترومغناطیسی لیزر است. در میدانهای قطبیده شده خطی لیزر، تغییرات زمانی مولفه های موازی و عمودی دمای الکترون عبارتند از [۹]:

$$\frac{dT_{\parallel}}{dt} = \frac{\gamma m_e v^{\gamma} \theta}{\pi} + \frac{\theta L T_e^{\gamma/2}}{Z} \sqrt{\frac{k_B T_e}{\pi m_e T_{\parallel}}} \quad (10)$$

$$\frac{dT_{\perp}}{dt} = \frac{m_e v^{\gamma} \theta}{\pi} \left[\ln \left(\frac{\gamma m_e v^{\gamma}}{k_B T_{\perp}} \right) - \gamma + c \right] + \frac{\theta L T_e^{\gamma/2}}{\gamma Z} \sqrt{\frac{k_B T_e}{\pi m_e T_{\parallel}}} \quad (11)$$

در اینجا، T_{\perp} دمای اولیه الکترون و L بصورت زیر بیان می شود:

$$L = \frac{T_{\parallel}}{T_{\perp} - T_{\parallel}} \left[\frac{T_{\perp} + \gamma T_{\parallel}}{\sqrt{T_{\parallel} (T_{\perp} - T_{\parallel})}} \text{Arctg} \left(\sqrt{\frac{T_{\perp} - T_{\parallel}}{T_{\parallel}}} \right) - \gamma \right] \quad (12)$$

با افزایش زمان، $T_{\parallel} > T_{\perp}$ مشاهده می شود. بنابراین، در معادله فشار الکترونهاى نسبیتی جزئی تبهگن سهم مولفه عمودی سرعت کمتر از مولفه موازی سرعت است. اغلب باریکه لیزر در نزدیکی سطح بحرانی $n_e = n_c$ (جائیکه فرکانس پلاسما برابر فرکانس لیزر) جذب می شوند.

$$n_c = \frac{\epsilon_0 m \omega^2}{e^2} = 1.1 \times 10^{21} \left(\frac{\lambda_{\mu m}}{1 \mu m} \right)^{-2} [\text{cm}^{-3}] \quad \text{در انتشار الکترونهاى نسبیتی از سطح بحرانی} \quad (13)$$

سوخت تا مرکز هدف صلب انرژی الکترون از طریق تابش و هدایت گرمایی الکترون منتقل می شود. اتلاف و الکترون-الکترون برابر است با حاصل از تابش ترمزی یون-الکترون

$$P_{Br} = A \sqrt{\beta} n_e^{\gamma} [Z_{\text{eff}}^{\gamma} \kappa e^{-i}(T_e) + \kappa e^{-e}(T_e)] \quad (14)$$

جائیکه، $A = 7.77 \times 10^6 \alpha_1 r_e^{\gamma} m c^2$ ، $\alpha_1 = 1/137.036$ ثابت اختار ریز و Γ_e شعاع الکترون، $Z_{\text{eff}}^{\gamma} = \sum Z^{\gamma} \frac{n_z}{n_e}$

$$\kappa^{e-e}(T_e) = 1.78\beta - 0.15\beta^2 + 0.58\beta^3 \text{ و } \kappa^{e-i}(T_e) = 1.1 + 0.59\beta + 3.06\beta^2 - 2.56\beta^3 + 0.85\beta^4$$

است. حال اتلاف ناشی از هدایت گرمایی الکترونیهای نسبیتی تولید شده در سطح بحرانی سوخت را با دمایی T_e که موجب پیش گرمایش سوخت می شود، بررسی می کنیم. الکترونیهای نسبیتی گرادیان دمایی را در پلاسمای چگال سوخت ایجاد می کند. مسافت آزاد میانگین الکترون متناسب با

$$\lambda_e = 5.71 \times 10^4 \frac{T_e^2}{Z n_e \ln \Lambda} \quad (T_e \text{ بر حسب درجه کلون}) \quad (15)$$

در اینجا $\ln \Lambda$ لگاریتم کولمبی است و در پلاسمای تبهگن بصورت زیر تعریف می شود:

$$\ln \Lambda = \ln \frac{2\pi\lambda_F}{\lambda_{deB}} = \ln \frac{2\pi\lambda_F}{\frac{h}{m_e k_B T_e}} \quad (16)$$

اگر مسافت آزاد میانگین الکترون کمتر از طول مشخصه گرادیان دمایی $(T/\nabla T_e)$ باشد، اتلاف هدایت گرمایی خواهیم داشت. توان اتلاfi واحد سطح متناسب با $\chi_e \nabla T_e$ (χ_e ضریب هدایت الکترون و ∇T_e گرادیان دمایی) است. ضریب هدایت گرمایی الکترون در پلاسمای تبهگن بصورت زیر تعریف می شود:

$$\chi_e = \frac{2.0(2\pi)^{3/2} (k_B T_e)^{5/2}}{\sqrt{m_e} e^4 Z \ln \Lambda} \quad (17)$$

اگر حرکت نوسانی تا انرژیهای بالا برسد، لگاریتم کولمبی نسبیتی است و بصورت زیر تعریف می شود [۱۰]:

$$\ln \Lambda_{rel} = \ln \left(\frac{2(m_e c^2)^{3/2}}{\sqrt{\pi} m_e Z e^4} (\gamma - 1)^{3/2} \right), \quad \gamma = 1 / \sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}} \quad (18)$$

در حد نسبیتی، سهم هدایت گرمایی حاصل از برخورد الکترون الکترون به هدایت گرمایی یون الکترون (برای عدد اتمی $Z < 10$) قابل چشم پوشی می باشد. لگاریتم کولمبی وابسته به درجه تبهگنی است. اثر نسبیتی و تبهگنی فرم هدایت گرمایی الکترون را تغییر می دهد. اثرات نسبیتی و ناهمسانگردی دمایی الکترون، الکترونیهای با دو گروه (جریان باریکه و جریان بازگشتی) دو مولفه دمایی (مولفه عمودی و موازی با باریکه)، در فرایند اشتعال سریع برای محاسبه هدایت گرمایی الکترون اعمال می کنیم. بنابراین، می توانیم هدایت گرمایی را جائیکه $\zeta = p/m_e c$ است، با هر درجه تبهگنی محاسبه کنیم:

$$q = \frac{2\pi}{3} m_e c^3 \int_0^\infty f(v) \zeta^3 \frac{\sqrt{1+\zeta^2}-1}{\sqrt{1+\zeta^2}} \zeta_\perp d\zeta_\perp d\zeta_\parallel \quad (19)$$

برای پلاسمای جزئی تبهگن، هدایت گرمایی الکترون نسبیتی از واحد سطح برابر است با

$$q = -\chi_{rel} \nabla T_e = \frac{2.06\sqrt{2\pi} \epsilon_0 T_e^{5/2}}{Z e^4 \sqrt{m_e} \ln \Lambda_{rel}} \nabla T_e \quad (20)$$

کره سوخت داغ از طریق کار مکانیکی با محیط اطراف پلاسمای تبادل انرژی دارد. بنابراین کار مکانیکی انجام شده در تراکم سوخت کروی عبارتست از:

$$W_m = \frac{r_{ph} u}{R_h}, \quad u \approx \sqrt{\frac{r_{ph}}{\rho_c}} = \sqrt{\frac{r_{ph} \rho_h T_h}{\rho_c}} \quad (21)$$

اندیس h مربوط به لکه داغ و c مربوط به سوخت سرد می شود. هنگامی که سوخت سوزنده کاملاً هم فشار باشد، $u=0$ است و برای اشتعال هم چگالی، فشار در لکه داغ نسبت به سوخت احاطه کننده خیلی بیشتر است

و این امر باعث می‌شود که موج ضربه‌ای قوی به سوخت سرد وارد شود. در این حالت u را می‌توان سرعت موج ضربه‌ای در نظر گرفت. توان همجوشی تولید شده توسط یک پلاسمای DT عبارتست از:

$$P_{fusion} = \frac{n_D}{V} \langle \sigma v \rangle_{DT} Q_{DT} V \quad (22)$$

هنگامی که توان تزریق شده توسط محصولات همجوشی از مجموع توانهای اتلافی بزرگتر شود فرایند اشتعال صورت می‌گیرد:

$$P_{dep} > P_m + P_{Br} + P_{th} \quad (23)$$

با جایگذاری روابط (۱۴)، (۲۰)، (۲۱) و (۲۲) در معادله بالا، شرط خودگرمایی و این که کسر زیادی از ذرات α حاصل از همجوشی انرژی‌شان را داخل حجم لکه داغ تزریق کنند، بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$\rho_h R_h > \left(\frac{(\frac{v_{TB} \rho_h R_h^{-1} T_h}{\sqrt{\rho_c}} + A \sqrt{\beta} n_e [Z_{eff}^2 k^{e-i}(T_e) + k^{e-e}(T_e)] + \frac{v_{TB} \sqrt{\epsilon_0} \pi R_h T_h^2}{Z_{eff} e^4 \sqrt{m_e \ln \Lambda_{rel}}} \sqrt{T_e})}{\times 10^{21} \langle \sigma v \rangle_{DT} f} \right)^{1/2} \quad (24)$$

جائیکه کسر تزریق شده توسط ذرات آلفا در لکه داغ سوخت عبارت است از:

$$f = \begin{cases} \frac{\tau}{1 - \frac{\tau}{\tau_0} + \frac{1}{\sqrt{10} \tau}} & \tau \leq 1/2 \\ \frac{\tau}{1 - \frac{\tau}{\tau_0} + \frac{1}{\sqrt{10} \tau}} & \tau \geq 1/2 \end{cases} \quad \tau = \frac{R_h \ln \Lambda_{rel}}{0.1 v \rho_h T_h^{3/2}} \quad (25)$$

است. ناپایداری الکترومغناطیسی می‌تواند رشد کند و از انتقال انرژی توسط باریکه الکترون برای تهنه‌شدن در مرکز قرص فشرده سوخت جلوگیری کند و اتلاف انرژی افزایش می‌یابد. بنابراین، بررسی تئوری ناپایداری الکترومغناطیسی برانگیخته در هاله پلاسمای همجوشی لیزری و بطور کلی شناسایی ناپایداریهای سیستم باریکه-پلازما به منظور بهبود طراحی قرص سوخت همجوشی، بهینه شرایط اشتعال و سوختن امری ضروریست. رابطه پراکندگی مد ناپایدار ویبل (رابطه ۲۷) در پلاسمای غیر مغناطیده با استفاده از معادلات والاسو-ماکسول،

$$\frac{\partial f(v)}{\partial t} + v \cdot \frac{\partial f(v)}{\partial x} + \frac{q}{m} \left(E + \frac{v \times B}{c} \right) \cdot \frac{\partial f(v)}{\partial v} = 0 \quad (26)$$

و تابع توزیع الکترونهای نسبیتی رابطه ۱ بدست می‌آید (ω فرکانس زاویه ای مد الکترومغناطیسی، k عدد موج است). نرخ رشد ناپایداری ویبل قسمت موهومی ω است، یعنی $\omega = -\Gamma$ یا $\text{Im}(\omega) = \Gamma$.

$$\omega^2 - k^2 c^2 - \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} \left(\frac{\partial f(v)}{\partial v} - \frac{k v_{\parallel}}{\omega + k v_{\parallel}} \frac{\partial f(v)}{\partial v_{\parallel}} \right) v_{\parallel}^2 dv_{\parallel} dv_{\perp} = 0 \quad (27)$$

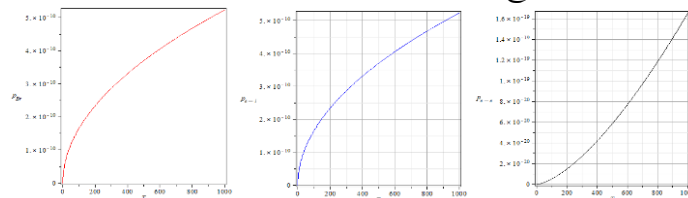
نتایج :

در این مقاله، شرایط اشتعال همجوشی اشتعال سریع با وجود ناهمسانگردی دمایی و در نظر گرفتن اثر نسبیتی و تبهگنی مورد بررسی قرار گرفته است. با استفاده از تابع توزیع تعریف شده، توان اتلافی تابش ترمزی، هدایت گرمایی بدست آمده است. هنگامی که محصورسازی لختی برای همجوشی DT مورد استفاده قرار می‌گیرد، می‌توان از جمله فشار ترمزی و هدایت گرمایی که مربوط به برخورد الکترون-الکترون است، در برآورد شرایط اشتعال سوخت راکتور، صرف‌نظر کرد. همانطوری که در شکل ۲ نشان داده شده است، سهم اتلاف تابش ترمزی

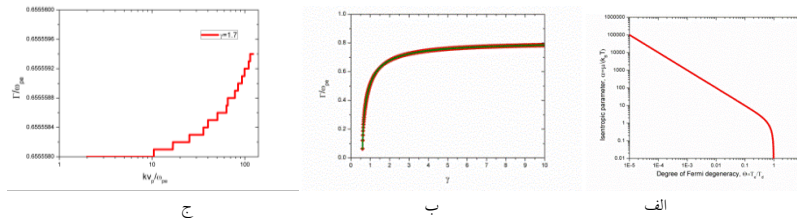
الکترون-یون $\times 10^9 \times 3,6$ برابر سهم اتلاف تابش ترمزی الکترون-الکترون است. همچنین در حد نسبیته بالا، بدلیل تطابق سطح مقطع، $\kappa^{e-e}(T_e) = \kappa^{e-i}(T_e)$ است [۹]. بنابراین توان تابش ترمزی بصورت زیر ساده می شود:

$$P_{br} = 9.3 \times 10^{-14} n_e^2 Z_{eff} \sqrt{T_e} \left(1 + \frac{2\beta}{k_B}\right) \quad (28)$$

ساختار سوخت شامل لایه های سرد و ضخیم است و افزایش فشار باعث انتقال انرژی اضافی به سوخت سرد می شود. با در نظر گرفتن سوختی تبهگن، فشار و اتلاف تابش ترمزی کاهش می یابد و در نتیجه انرژی محرک مورد نیاز برای اشتعال سوخت کاهش می یابد. به ازای درجه تبهگنی $\Theta = 0.98$ ، α به کمینه مقدار خود می رسد (شکل ۲-الف) و در نتیجه مقدار تابش ترمزی و هدایت گرمایی به حداقل مقدار ممکن می رسد. در طراحی سوخت و محاسبه شرایط اشتعال، باید رشد ناپایداری الکترومغناطیسی و ویبل را مورد توجه قرار داد. ناپایداری ویبل با افزایش سرعت باریکه بطور نمایی رشد می کند (شکل ۲-ب). محاسبات بیشینه نرخ رشد ناپایداری را نزدیک عدد موج عمق پوسته c/ω_{pe} نشان می دهد. ناپایداری ویبل با افزایش سرعت باریکه بطور نمایی رشد می کند و مستقل از چگالی باریکه است. همچنین، به ازای $kV_p/\omega_{pe} > 10$ ، در نرخ رشد ناپایداری ویبل تغییرات پله ای ملاحظه می شود (شکل ۲-ج).



شکل ۱. نمودار تابش ترمزی الکترونی نسبتی بر حسب دما بر حسب دما



شکل ۲: الف) تغییرات α بر حسب Θ (ب) تغییرات نرخ رشد ویبل بر حسب فاکتور نسبیته (ج) وابستگی ناپایداری ویبل به عدد موج

مراجع :

1. Levan N. Tsintsadze, Phys. Plasmas ۱۶, ۰۹۴۵۰۷(۲۰۰۹).
2. H. Alfvén; "On the Motion of Cosmic Rays in Interstellar Space", Phys. Rev. ۵۵, (۱۹۳۹) ۴۲۵-۴۲۹.
3. SID Abdelaziz; "Weibel Instability in a Bi-Maxwellian Laser Fusion Plasma", Plasma and Fusion Research ۵, ۷(۲۰۱۰).
4. F. Rocchi, V.G. Molinari, D. Mostacci, M. Sumini, Spectrochimica Acta Part B ۵۶۵۹۹-۶۰۸(۲۰۰۱)
5. J. P. Cox, R. T. Giuli, Principles of Stellar Structure (New York: Gordon and Breach) (۱۹۶۸)
6. S. Atzeni and J. Meyer-ter-Vehn, "The Physics of Inertial Fusion", Clarendon Press, Oxford, (۲۰۰۴).
7. A. Bret et al.; "Multidimensional electron beam-plasma instabilities in the relativistic regime", Phys. Plasmas ۱۷, ۱۲۰۵۰۱-۱(۲۰۱۰).
8. G. Ferrante, M. Zarcone and S. A. Uryupin, Plasma Sources Sci. Technol. ۱۰ ۳۱۸-۳۲۸(۲۰۰۱).
9. A.I. Akhiezer and V.B. Berestetskii: Quantum Electrodynamics. New York, Interscience Publishers Inc., (۱۹۶۵).