

## همجوشی بدون نوترون در پلاسمای تبهگن برای واکنشهای $D-^3He$ و $P-^{11}B$

\*سیده نسرین حسینی مطلق<sup>۱</sup>، شیلان صید محمدی<sup>۲</sup>

<sup>۱</sup>دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

<sup>۲</sup>دانشکده فیزیک دانشگاه علم و صنعت ایران، تهران

### چکیده

در یک پلاسمای دارای تبهگنی از نوع فرمی توقف الکترونیکی یک یون کند، کوچکتر از مقدار مشخص شده آن، توسط فرمول کلاسیک است زیرا که برخی گذارهای مابین حالت‌های الکترون ممنوع می‌شوند، و تابش ترمزی کوچکتر می‌شود به طوری که سوختن هسته‌ای یک سوخت بدون نوترون، بازده اش بیشتر می‌شود. در نتیجه آن جا یک رژیم پارامتری می‌دهد که در آن خود سوختن امکان پذیر می‌شود. قبل از اینکه بخواهیم تولید انرژی محقق شود بایستی بر مانع‌های عملی در این طرح که شامل فشردگی سوخت تا حد فوق چگال و ایجاد لکه داغ است غلبه نماییم. واژه‌های کلیدی: همجوشی، تبهگنی، بدون نوترون، توقف، تابش ترمزی

### مقدمه:

یک واکنش همجوشی که در آن نوترون تولید نمیشود ایمنتر و تمیزتر از واکنش همجوشی D-T موجود در رآکتور است. واکنشهای  $P+^{11}B \rightarrow 3\alpha(2.7MeV)$  و  $D+^3He \rightarrow p(14.7MeV) + \alpha(3.6MeV)$  جزء بهترین واکنشها برای رسیدن به این هدف اند. با این وجود سطح مقطع همجوشی برای  $P-^{11}B$ ، در دمای معین  $T_i$  بیش از 100 Kev است که در مقایسه با سطح مقطع همجوشی واکنش  $D-^3He$ ، در دمای معین 50 Kev، مقدار قابل توجهی است [1-2]. برای سوختن نیاز به دمای بالایی دارد، در صورتی که  $D-^3He$  برای سوختن نیاز به دمای متوسطی دارد، اما سوخت  $D-^3He$  دارای دونقطه ضعف است، یکی اینکه می‌تواند از واکنشهای ثانوی D-D و D-T، نوترون تولید نماید، که این مشکل تا حدودی با انتخاب مخلوطی که شامل  $^3He$  بالا و D پایین بوده و در دمای بالای 100 Kev سوزانده میشود رفع می‌گردد [3]، نقطه ضعف دیگر اینکه میزان  $^3He$  در سطح زمین بسیار کمیاب است. Dawson اشاره کرد [3] که واکنش  $P-^{11}B$ ، در دمای 200 Kev دارای توان تابشی ترمزی بزرگتری نسبت به توان همجوشی است، و این موضوع باعث می‌شود که خود گرمایش مطلوب نباشد که برای جلوگیری از تلفات تابش ترمزی، دمای الکترونی،  $T_e$ ، بایستی بسیار کوچکتر از دمای یونی  $T_i$  باشد، اما نه آنقدر کم، چرا که محصولات فرعی بایستی ترجیحا توسط یون‌ها متوقف شوند [3]. از نظراین بررسی، دمای الکترون بایستی تقریبا نزدیک 100 Kev باشد تا امکان خود گرمایش بدست آید [4-5]. برای استفاده از واکنش  $P-^{11}B$  در همجوشی از طریق محصور سازی اینرسی، سعی

بر ارائه چندین تئوری مختلف برای تولید موج انفجاری شده است [4-5]. Eliezer و Martinez-Val [6] نشان دادند که سوخت فشرده شده می‌تواند به واسطه یک موج سوزاننده همجوشی در حال گسترش که توسط یک موج انفجاری گرمایی هدایت شونده، توسط الکترون تعقیب می‌گردد، سوزانده شود. بنابراین یک گاف بزرگ مابین دمای الکترون  $T_e \cong 80 \text{Kev}$  و دمای یون  $T_i \cong 200 \text{Kev}$  می‌تواند قابل دستیابی باشد. Leon [7] پیشنهاد کرد که تابش ترمزی، توان توقف ذره آلفا و آهنگ برخورد یون-الکترون همگی کاهش داده میشوند که این موضوع ناشی از تبهگنی الکترون هاست و در نتیجه تولید موج انفجاری را تسهیل می‌نماید با وجود این امکان خودگرمایش حتی با این طیف دمایی هنوز وجود دارد. ما در این مقاله نشان میدهیم که بدون در نظر گرفتن عملی بودن یک رژیم پارامتری خاص که تبهگنی فرمی نقش مهمی را در کاهش قدرت ذره آلفا و برخوردهای یون-الکترون و تابش ترمزی بازی میکند به طوریکه پدیده خودگرمایش را امکان پذیر می‌سازد. Eliezer, Martinez برای اولین بار رژیم های بهینه ای را برای دمای الکترونی کمتر از  $80 \text{Kev}$  پیشنهاد دادند. احتمال  $ICF$  در  $D-^3\text{He}$  [4] بزرگتر می‌شود اگر پارامتر  $\langle \sigma v \rangle$  بالاتر رود. در همجوشی  $D-^3\text{He}$  یک پروتون با انرژی  $14 \text{Mev}$  انرژی را اساساً به الکترون ها انتقال می‌دهد و بنابراین  $T_e$  مساوی یا بیشتر از  $T_i$  می‌شود. به دلیل اتلافات تابش ترمزی، غلظت  $D$  دارای مینیمم مقدار می‌شود، به طوریکه سوختن غیر ممکن می‌شود [3]. با کاهش مقدار این مینیمم می‌توان تعداد نوترون ها را به حداقل رساند. Honda دریافت که در اثر پراکندگی الاستیک هسته ای، انرژی بیشتری از پروتون های  $14 \text{Mev}$  به یون ها انتقال پیدا خواهد کرد، گرچه هنوز کمتر از انرژی الکترون هاست، اما آهنگ همجوشی بهبود می‌یابد [4]. در همجوشی از طریق محصور شدگی مغناطیسی، دمای پایین الکترون نیاز به گرایش به محدود شدن فشار پلاسما را کاهش می‌دهد و پارامتر  $\langle \sigma v \rangle$  میتواند توسط کانال انرژی آلفا در واکنش  $D-T$  بهبود یابد [8].

## روش کار

### ۱. توان توقف الکترونی

توان توقف الکترونی در یک فلز تبهگن الکترونی به طور گسترده ای هم از طریق تئوری [9] و هم تجربی [10]، مورد بررسی قرار گرفته است. در یک پلاسما کاملاً تبهگن هنگامی که سرعت یک یون کمتر از سرعت فرمی الکترون باشد، توان توقف الکترون اغلب مستقل از چگالی شده و متناسب با سرعت یون است [3]، یعنی:

$$c \frac{dE}{dT} = C(\chi) \frac{8}{3\pi} \frac{m^2 z^2 e^4}{\mu \hbar^3} E \quad (1)$$

که در آن  $\mu$  جرم یون است،  $E$  انرژی یون است،  $m$  جرم الکترون است و  $\chi^2 = \frac{e^2}{\pi \hbar v_f}$  که در آن  $v_f$  سرعت

یون و  $C(\chi) \cong \frac{1}{2} \left( \log \left( 1 + \frac{1}{\chi^2} \right) - \frac{1}{1 + \chi^2} \right)$  می‌باشد [11]. رابطه (۱) اگر  $r_s \ll 1$  و  $v \ll v_f$ ، که در آن  $v$  سرعت

یون و  $r_s = \frac{me^2}{\hbar} \left( \frac{3}{4\pi m_e} \right)^{1/3}$  می‌باشد، معتبر است [3]. بیشتر برخوردها بین یون ها و سریعترین الکترون ها تا بین

یون‌ها و الکترون‌های حرارتی که در پلاسما ی داغ به طور ضعیف جفت شده‌اند، اتفاق می‌افتد. سطح مقطع برخورد به صورت  $1/V_f^4$  کاهش می‌یابد. این بستگی قوی سطح مقطع به  $V_f$ ، برای حذف اثر چگالی الکترونی بزرگتر، اتلاف انرژی بزرگتر در هر برخورد و سرعت نسبی بزرگ ذرات برخورد کننده، کافی است. فرکانس توقف، مستقل از چگالی الکترونی است. فرکانس برخوردیون-الکترون برابر با  $v_{e,i} = 3.47 \times \left(\frac{z^2}{\mu}\right) s^{-1}$  می‌باشد که در آن  $\mu$  جرم هسته است، و هنگامی که  $n \approx 10^{28} cm^{-3}$  باشد آنگاه  $C(\chi) \approx 2$  می‌باشد.

## ۲. رژیم‌های خود گرمایشی

**الف)  $P^{-1}B$ :** هنگامیکه  $T_e < T_i$  انرژی جنبشی یون به الکترون‌ها انتقال می‌یابد. آنگاه انتقال انرژی از یونها به الکترون‌ها از رابطه  $P_{i,e} \left(\frac{ev}{cm^3 \cdot s}\right) = \frac{3}{2} v_{i,e} n_i T_i$  مشخص می‌شود، که در آن  $V_{i,e}$  از رابطه  $v_{e,i} = 3.47 \times \left(\frac{z^2}{\mu}\right) s^{-1}$  معلوم است،  $n_i, T_i$  بترتیب دمای یون‌ها و چگالی کل یون‌ها می‌باشند و فرض می‌شود  $T_i \gg T_e$ . آنگاه تولید انرژی همجوشی عبارت است از:  $P_f \left(\frac{ev}{cm^3 \cdot s}\right) = n_1 n_2 \langle \sigma v \rangle \Delta E$  که در آن  $n_1, n_2$  چگالی زوج همجوشی کننده و  $\Delta E$  انرژی تولید شده درازاء هر همجوشی است.  $\langle \sigma v \rangle$  معرف فعالیت واکنش گرما هسته‌ای می‌باشد [1]. حال سوخت  $P^{-1}B$  را در نظر می‌گیریم نسبت  $\frac{P_{i,e}}{P_f}$  از رابطه ذیل بدست می‌آید:

$$\frac{P_{i,e}}{P_f} = \frac{(25/11\varepsilon + 1)(5\varepsilon + 1) 3.47 \times 10^{13}}{\varepsilon n_e \langle \sigma v \rangle} \frac{3T_i / 2}{8.7 \text{ Mev}} \quad (2)$$

که در آن  $\varepsilon = \frac{n_B}{n_p}$ . برای سوختی که سوزانده می‌شود اولاً شرط  $\frac{P_{i,e}}{P_f} < 1$  بایستی ارضاء شود و ثانیاً محصول همجوشی بایستی اساساً توسط یونها متوقف شود نه الکترون‌ها. توجه داشته باشید که معادله (۲) تابعی از  $\varepsilon$  است و مینیمم مقدار آن هنگامی است که  $\varepsilon \approx 0.3$ . با انتخاب  $T_i = 200 \text{ Kev}$  و  $\varepsilon = 0.3$  هنگامی که چگالی الکترونی  $n_o = 6.69 \times 10^{28} cm^{-3}$  در نظر گرفته شود متوجه می‌شویم که  $\frac{P_{i,e}}{P_f} = 1$  بنابراین  $n_e > n_o$  اولین نیازی است که ارضاء می‌شود.  $\langle \sigma v \rangle = 2.5 \times 10^{-16} cm^3 / s$  تقریباً 37.5% کمتر از مقادیر عددی است که قبلاً گزارش شده است [5]. در مرحله دوم درازاء  $\varepsilon = 0.3$  فرکانس توقف یونی ذره

آلفا  $\Lambda = 5$  می‌باشد. که در آن  $E_o = 2.7 \text{ Mev}$ ، ولگاریتم کولمب برابر  $\Lambda = 5$  می‌باشد. که در آن از فرمول کلاسیکی  $\sum_i v_{\alpha,i}(E) = 7.32 \times 10^{13} \left(\frac{n_e}{n_o}\right) \left(\frac{E_o}{E}\right)^{3/2} s^{-1}$  استفاده شده است. کسر انرژی انتقال یافته از ذره آلفا به یونها عبارت است از:

$$\int_0^{E_0} dE \frac{\sum_j v_{\alpha,j}(E)}{v_{i,e} + \sum_j v_{\alpha,j}(E)} \quad (3)$$

هنگامیکه  $n_e = n_0$ ، 85% از انرژی ذرات آلفا به یونها داده می شود که برای  $n_e = 2n_0$ ، این کسر 92% میشود. بنابراین شرط دوم خودبخودزمانی که  $n_e > n_0$  باشد ارضا می گردد. دمای الکترونی از روی انرژی ورودی یونها و اتلافهای ناشی از تابش ترمزی تعیین می شود:  $P_{i,e}(T_e, T_i) = P_B(T_e)$  در ازای  $\varepsilon = 0.3$ ،  $n_e = 2n_0$  داریم:  $P_{i,e} = 9.3 \times 10^{47} \text{ (ev/cm}^3 \cdot \text{s)}$  [3-5]:

$$P_B\left(\frac{\text{ev}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}}\right) = 9.3 \times 10^{-14} n_e T^{1/2} \times \left(\sum_i n_i z_i^2\right) \times \left(1 + \frac{2T_e}{m_e c^2}\right) \quad (4)$$

که در آن  $T_e$  بر حسب (ev) می باشد، از رابطه  $P_{i,e}(T_e, T_i) = P_B(T_e)$  بدست می آوریم  $T_e \cong 27 \text{ Kev}$ . تجزیه و تحلیل بالا نشان می دهد که در اصل، سوختن  $P-^{11}\text{B}$  در دمای  $T_e = 27 \text{ Kev}$  و  $T_i = 200 \text{ Kev}$  رخ می دهد، و برای غلبه بر تابش ترمزی، بهینه انتخاب کسر سوخت  $\varepsilon = 0.3$ ، می باشد. دانسیته سیستم به مقدار کمی بیشتر از  $3.8 \times 10^5 \text{ g/cm}^3$  و انرژی فرمی 95Kev، میباشد و بدلیل اینکه  $T_e < E_f$  می باشد الکترونها هنوز تبهگن هستند.

(ب)  $D-^3\text{He}$ : در همجوشی ICF واکنش  $D-^3\text{He}$ ، دمای الکترون عموماً نمی تواند کمتر از دمای یون باشد زیرا پروتون با انرژی 14 Mev عمدتاً توسط الکترونها متوقف می شود به عنوان مثال اگر  $\frac{n_D}{n_{He}} = 0.1$  باشد، بمنظور

تضمین اینکه یک نوترون در لایه پایین بایستی دارای  $\frac{P_B}{P_f} > 1$  در تمام دماها باشد [3] سوختن خود-زنجیره ای

امکان پذیر نیست. با وجود این، برخورد های الاستیک هسته ای (NEC) کانال انتقال انرژی را از پروتون 14 Mev به  $^3\text{He}$  امکان پذیر می کنند. و همین امر باعث گسترش سوختن خود زنجیره ای می شود. به هر حال به دلیل اینکه اغلب انرژی هنوز از پروتون به الکترون ها انتقال می یابد دمای الکترون هنوز می تواند بیشتر از دمای یون باشد بنابراین در سومین منظر لازم است که  $\frac{n_D}{n_{He}}$  برای سوختن افزایش یابد، اما ما نشان میدهیم که در

چگالی فوق العاده بالا در پلاسمای  $\rho = 10^{15} \text{ g/cm}^3$ ، NEC می تواند انرژی پروتون را عمدتاً به  $^3\text{He}$  انتقال دهد،

بنابراین دمای الکترون بایستی کمتر از دمای یون باشد مشابه با  $P-^{11}\text{B}$  که قبلاً شرط سوختن زنجیره وار آن بیان شد. اگر از توقف کولنی پروتون توسط یونها چشم پوشی شود کاهش انرژی پروتون توسط

رابطه  $\frac{dE}{dt} = -\sigma_N(E)v(E)f(E)$  مشخص می شود. که در آن  $\sigma_N(E)$  سطح مقطع برخورد الاستیک هسته ای

میباشد،  $v$  سرعت پروتون می باشد و  $f(E)$  کسری از انرژی پروتونها می باشد که در ازای هر برخورد الاستیک هسته ای تلف می شود. کسر انرژی انتقال یافته به الکترونها عبارت است از:

$$r_e = \int_0^{E_0} \frac{v_{i,e} E}{v_{i,e} E + \sigma_N(E)v(E)f(E)} dE \quad (5)$$

که در آن  $E_0 = 14.7 \text{ Mev}$ ، و از رابطه  $v_{e,i} = 3.47 \times \left(\frac{z^2}{\mu}\right) s^{-1}$  مشخص می باشند. با استفاده از

مقدار عددی برخورد الاستیک هسته ای مقدار  $r_e$  تقریباً با  $r_e \approx \frac{1}{(1 + n_{He} / 3.47 \times 10^{28})}$  داده می شود.

برای  $\rho = 3 \times 10^5 \text{ g/cm}^3$  و  $\frac{n_D}{n_{He}} = 0.1$ ، ۳۵٪ انرژی به الکترون‌ها انتقال داده می‌شود. همچنین ذره آلفا کمتر از ۱۰٪ انرژی را به الکترون‌ها انتقال می‌دهد، بیشتر از ۷۰٪ انرژی را یون‌های حاصل از همجوشی با خود حمل می‌کنند. در ازای  $T_i = 70 \text{ KeV}$ ،  $\frac{n_D}{n_{He}} = 0.1$  و  $\rho$  داده شده داریم:  $P_{i,e} = 2.94 \times 10^{47} \left( \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}} \right)$  و  $P_f = 5.79 \times 10^{47} \text{ eV/cm}^3 \cdot \text{s}$ . که در آن ما از پارامتر  $\langle \sigma v \rangle$  با مقدار عددی  $\langle \sigma v \rangle = 10^{-16} \text{ cm}^3/\text{s}$  استفاده کرده ایم [1]، و همچنین  $P_B = 2.6 \times 10^{45} \sqrt{T_e} \left( \frac{\text{eV}}{\text{cm}^3 \cdot \text{s}} \right)$  که در آن  $T_e$  بر حسب eV است و فرض می‌شود که غیرنسبیتی باشند. همچنین  $1.38 \frac{P_f}{P_{i,e}} = 0.7$  است، بنابراین سوخت می‌سوزد. با استفاده از توازن  $P_{i,e} + 0.3P_f = P_B$  در می‌یابیم که  $T_e = 32 \text{ KeV}$ ، بنابراین هنوز پلاسما تبه‌گن است زیرا  $E_f = 90 \text{ KeV}$  می‌باشد.

### حل معادله مربوط به $\rho R$

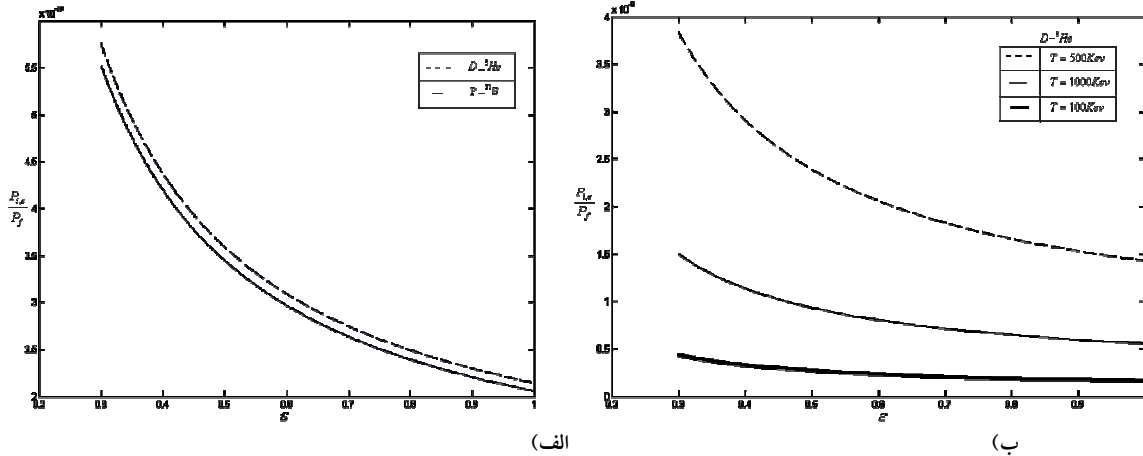
برای یافتن سائز ساچمه سوخت و کل توان، معادله مربوط به  $\rho R$  را حل می‌نماییم. در واکنش  $P-^{11}\text{B}$  با  $\rho = 3.8 \times 10^5 \text{ g/cm}^3$ ،  $\mathcal{E} = 0.3$  داریم:  $\frac{dx}{dt} \cong 1.2 \times 10^{13} (0.7 + x)$ . که در آن  $x$  نسبت چگالی دوتریم به دانسیته اولیه هلیوم می‌باشد،  $x = 0.3$  در  $t = 0$  و  $x = 0$  در کل بازه احتراق می‌باشد. جواب معادله فوق عبارت است از:  $x(0.7 + x) \cong 0.3 \times e^{-1.2 \times 10^{13} t}$ . برای کل بازه احتراق، زمان محصور شدگی  $t_c = R/C_s \times 10^{-13} \text{ s}$  می‌باشد، که در آن  $C_s$  سرعت موج و  $R$  سائز ساچمه می‌باشد. با فرض  $C_s \cong \sqrt{nE_f / \rho}$ ، بنابراین بایستی  $10^{-4} \text{ cm}$  ( $R$ ) باشد. انرژی الکترون تبه‌گن برابر است با  $3 \times 10^9 \text{ J/g}$ . به عنوان مثال برای  $R = 10^{-3} \text{ cm}$ ، با قراردادن  $P_{in} = 4.78 \text{ MJ}$  بدست می‌آوریم:  $P_{out} = 88 \text{ MJ}$  و بنابراین  $G = \frac{P_{out}}{P_{in}} = 18.31$  می‌باشد. برای  $D-^3\text{He}$  با  $\rho = 3 \times 10^5 \text{ g/cm}^3$  و  $\frac{n_D}{n_{He}} = 0.1$  سائز قرص سوخت و انرژی ورودی تقریباً با  $P-^{11}\text{B}$  که تحلیل شده یکسان است و  $G$  برابر با ۱۵ است. ساخت چنین راکتور‌هایی برای هر کدام از این دو سوخت امکان پذیر نیست زیرا بهره این راکتور‌ها کمتر از ۲۰ است و بهره بیشتر از ۲۰۰ معمولاً برای راکتور‌ها نیاز است [12]. به این نکته توجه داریم که بهره می‌تواند به بزرگی معادل ۱۰۰۰ برای سوخت D-T باشد [13]. خلق یک جرقه داغ برای احتراق سریع [3] ممکن است راهی برای گسترش بهره باشد. این امر با استفاده از یک قرص سوخت D-T در داخل یک سوخت نازاینده نوترون یا سیستم دوتایی شکافت-همجوشی استفاده می‌گردد [4]. بدلیل وجود شرط فوق چگال بودن، مشکل عملی در استفاده از لیزر بایم ذره ای برای فشردگی وجود دارد.

### نتایج

در این مقاله از رابطه (۲) نمودار تغییرات  $\frac{P_{i,e}}{P_f}$  بر حسب تغییرات  $\mathcal{E}$  در دمای ثابت  $T = 200 \text{ KeV}$  برای مقایسه واکنش‌های همجوشی  $D-^3\text{He}$  و  $P-^{11}\text{B}$  در ازای انتخاب چگالی الکترونی  $n_e = 6.69 \times 10^{28}$  و  $\langle \sigma v \rangle_{D^3\text{He}} \approx 2.4 \times 10^{-16}$  و  $\langle \sigma v \rangle_{B^{11}P} \approx 2.4 \times 10^{-16}$  رسم کرده و در شکل (۱-الف) آورده ایم. همچنین در شکل (۱-ب)

ب) نمودار تغییرات  $\frac{P_{i,e}}{P_f}$  برای واکنش  $D-^3He$  را در سه دما و  $\langle \sigma v \rangle$  مربوطه، ( $T_1 = 100Kev$ ) و

$\langle \sigma v \rangle_{D^3He} \approx 1.6 \times 10^{-16}$ ، ( $\langle \sigma v \rangle_{D^3He} \approx 2.3 \times 10^{-16}$  و  $T_2 = 500Kev$ ) و ( $\langle \sigma v \rangle_{D^3He} \approx 1.8 \times 10^{-16}$   $T_3 = 1000Kev$ ) رسم کرده ایم



شکل (۱) الف) نمودار تغییرات  $P_{i,e} / P_f$  بر حسب  $E$  برای دو محیط  $D-^3He$  و  $P-^{11}B$  ب) نمودار تغییرات  $P_{i,e} / P_f$  بر حسب  $E$  برای سه دمای مختلف

## بحث و نتیجه گیری

در این مقاله ما طرحی برای امکان وقوع شرط احتراق برای واکنشهای  $P-^{11}B$ ،  $D-^3He$  را در ازای  $\rho > 10^{15} \text{ g/cm}^3$  و  $T_i \cong 100Kev$ ،  $T_e = 30Kev$  بیان کردیم. تبهگنی الکترونها باعث کاهش توان توقف و اتلاف ناشی از تابش ترمزی می شود که باعث تسهیل در سوختن خود زنجیره ای می شود. عمدتاً این توان توقف الکترونهاست که چنین جدایشی را بین دمای الکترون و یون امکانپذیر می کند. مادامیکه توان مورد نیاز پیشنهاد شده برای این طرح هنوز برای همجوشی از طریق فشرده‌گی اینرسی امکان پذیر نمی باشد، این طرح حاضر ممکن است عملی شود و فرضیات در نظر گرفته شده منجر می شود که با اشتباهاتی در تعیین توان توقف الکترون در پلاسمای تبهگن، گرمایش کامپتون، کاهش تابش ترمزی، اثر نسبیتی یا جذب تابش به طور جزئی روبرو شویم.

## مراجع

- [1] G.H.Miley, H.Towner, N.Ivich, Fusion cross-sections and reactivities, Report COO-2218-17(1974).
- [2] J.R.McNally, N.Fusion 11 (1971)187.
- [3] J.Dawson, Fusion, vol.2, Academic Press, New York, 1981.
- [4] T. Honda, Y. Nakao, Y Honda, K. Kudo, Nucl. Fusion 31(1991) 851.
- [5] Y. Setsuhara, H. Azechi, N. Miyanaga, H. Furukawa, R. Ishizawa, K. Nishihara, M. Katayama, A.Nishiguchi, K. Mima, S. Nakai, Laser Particle Beams 8 (1990)609.
- [6] J.MMartinz-Val, S. Eliezer, M. Piera, G. Velarde, Phys.Lett.A 216 (1996) 142.
- [7] P.T.Leon, S. Eliezer, J.M.Martinez-V, M. Phys. Lett.A 289(2001) 135.
- [8] N.G.Fisch, M.C.Herrmann, Nucl. Fusion 35 (1995) 1753.
- [9] C. Deutsch, C. Maynard, Phys. Rev. A 340(1989) 3209.
- [10] M. Fama, J.C.Eckardt, G.H.Lantschner, N.R. Arista, Phys.Rev.Lett.85 (2000) 4486.
- [11] I.Nagy, J.Laszlo, J. Giber, Nucl. Instrum. Methods Phys. B 27 (1987) 276.
- [12] M.D. Rosen, Phys. Plasmas 6 (1999) 1690.
- [13] R.E.Kidder, Nucl. Fusion 19 (1979) 223.