

## محاسبه کل انرژی جایگذاری شده در لکه ی داغ در طرح جدید احتراق سریع باریکه ی

### دوترونی و تعیین بهره دینامیکی در راکتور همجوشی ITER 90 H-P

سیده نسرين حسینی مطلق<sup>۱</sup> - مرجان جاهدی<sup>۲\*</sup> - سمانه کیان افراز<sup>۳</sup>

۱-۲- دانشگاه آزاد اسلامی، واحد علوم و تحقیقات، گروه فیزیک، فارس، ایران

۳- دانشگاه پیام نور مشهد، گروه فیزیک

#### چکیده

اگر باریکه احتراقی در روش احتراق سریع برای ICF متشکل از دوترون ها باشد انرژی ای اضافی در هدف به دست می آید و باعث افزایش بهره هدف می گردد. بنابراین در این مقاله ما از روش جدید احتراق سریع توسط باریکه دوترونی استفاده نموده و این انرژی اضافی را برای اولین بار در مخلوط  $D+^3He$  محاسبه کرده ایم. همچنین در این مقاله ما برای اولین بار به بررسی دینامیکی سیستم راکتور همجوشی ITER 90 H-P برای سوخت D-T در سه مرحله سیستم در حالت پایا، در حالت دینامیکی و حالت اختلالی آن نسبت به حالت پایا پرداخته ایم و در نهایت ماکزیمم بهره انرژی را برای سوخت D-T در دمای رزونانس  $70keV$  و زمان  $50$  ثانیه  $27/79$  به دست آورده ایم.

واژه های کلیدی: احتراق سریع - باریکه دوترونی - بهره - توکامک - معادلات سیستیک

#### ۱- مقدمه

آزمایش های فیزیک همجوشی محصور شدگی اینرسی (ICF) به پیشرفت عالی خود ادامه می دهد. محققان به دنبال راه های جایگزین برای محترق کردن سوخت در هدف می گردند. چنین روشی که احتراق سریع (FI) نامیده می شود مستلزم استفاده از یک لیزر پر شدت پالس - کوتاه جداگانه برای ایجاد یک باریکه ی الکترونی پر شدت در سطح برهمکنش لیزر - هدف برای نفوذ و ایجاد یک لکه ی داغ کوچک در ناحیه ی مرکزی سوخت از قبل فشرده شده می باشد [۱]. باریکه احتراقی می تواند شامل الکترونها، پروتونها و... باشد. حال اگر باریکه احتراقی متشکل از دوترون ها باشد انرژی ای اضافی در هدف حاصل می شود و بهره انرژی هدف را افزایش می دهد. در واقع دوترون ها می توانند با سوخت هدف (هر دوی D و  $^3He$ ) در هنگامی که کند می شوند [۲] همجوشی کنند و یک بهره ی انرژی جایزه را تأمین کنند

[۳]. اگر یک شار زیاد از دوترون ها بتواند به دست آید ، FI تحریک شده با باریکه ی دوترونی می تواند کاملاً جذاب باشد. بنابراین در این مقاله ما از سوخت  $D+^3He$  و باریکه احتراقی دوترونی استفاده نموده و تحت شرایط بهینه کل انرژی جایگذاری شده در لکه داغ را برای اولین بار محاسبه می کنیم. همچنین یکی از پروژه های عظیمی که دانشمندان کشورهای مختلف برای طراحی یک نیروگاه همجوشی هسته ای انجام می دهند توکامک ITER می باشد. در این جا نسبت توان همجوشی به توان کمکی است که به آن بهره می گویند . لذا تحت این شرایط ما بر آن شدیم که در این مقاله مطالعه ای بر روی دینامیک همجوشی راکتور ITER 90 H-P در سه حالت پایا، دینامیکی و اختلال نسبت به حالت پایا برای سوخت D-T انجام دهیم و در نهایت بهره همجوشی و شرایط رسیدن به بهره بالا را مطالعه کنیم .

## ۲- روش کار:

در این مقاله محاسبات بر پایه فرمول جدید برازش سه پارامتری سطح مقطع همجوشی انجام گرفته است. این فرمول دارای سه پارامتر قابل تنظیم  $C_1$ ،  $C_2$  و  $C_3$  می باشد که در جدول ۱ بیان شده اند. فرمول برازش سه پارامتری به صورت زیر می باشد [۴]:

$$\sigma(E) = -16389C_3 \left(1 + \frac{m_a}{m_b}\right)^2 \times \left[ m_a E \left[ \text{Exp} \left( 31.40 Z_1 Z_2 \sqrt{\frac{m_a}{E}} \right) - 1 \right] \left\{ (C_1 + C_2 E)^2 + \left( C_3 - \frac{2\pi}{[\text{Exp}(31.40 Z_1 Z_2 \sqrt{m_a/E}) - 1]} \right)^2 \right\} \right]^{-1} \quad (1)$$

در فرمول (۱)  $m_b$  و  $m_a$  به ترتیب اعداد جرمی برای هسته ی فرودی و هسته ی هدف می باشند ، E انرژی دوترون در سیستم آزمایشگاهی برحسب واحد keV و  $\sigma$  برحسب واحد بارن می باشد. با استفاده از رابطه (۲) که در آن  $m_r$  جرم کاهش یافته و  $k_B$  ثابت بولتزمن است.

$$\langle \sigma v \rangle = \frac{4\pi}{(2\pi m_r)^2} \frac{1}{(k_B T)^2} \int_0^\infty \sigma(E) E \exp\left(-\frac{E}{k_B T}\right) dE \quad (2)$$

جدول ۱: مقادیر عددی  $C_1$ ،  $C_2$  و  $C_3$  برای واکنش های  $D+^3He$  و  $D+D$  [۴].

	$D+^3He$	$D+D$
$C_1$	-1.1334	-60.2641
$C_2$	0.003039	0.05066
$C_3$	-0.6702	-54.9932

حال با استفاده از این فرمول جدید به محاسبه کل انرژی جایگذاری شده در لکه داغ می پردازیم. این بهره ی انرژی اضافه شده اگرچه یک خصوصیت مهم است اما قبلاً ارزیابی نشده است. بنابراین در اینجا ما از ضریب تقویت  $\Phi$  برای تعیین کمیت انرژی اضافی (جایزه) برحسب گرمادهی لکه ی داغ اضافه شده به وسیله ی واکنش همجوشی



باریکه- هدف استفاده می کنیم. نسبت بین انرژی همجوشی تولید شده ی  $E_f$  و انرژی یون ورودی به درون پلاسما  $E_I$  که مقدار  $F$  نامیده می شود و عبارتست از [۲]:

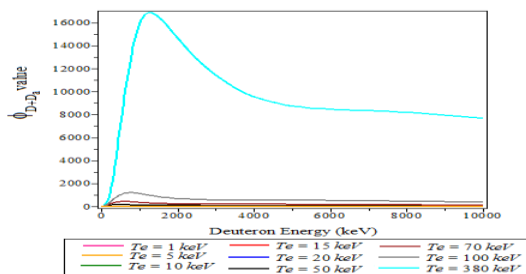
$$F_{D+^3He} = n_{^3He} \frac{\int_{E_{th}}^{E_I} S(E) dE}{E_I} \quad (3)$$

در اینجا  $E_I$  و  $E_{th}$  به ترتیب انرژی اولیه ی میانگین و انرژی مجانبی (حرارتی شده ی) یون منفرد تزریق شده در هر یک از واکنش های مورد نظر می باشند و داریم [۲]:

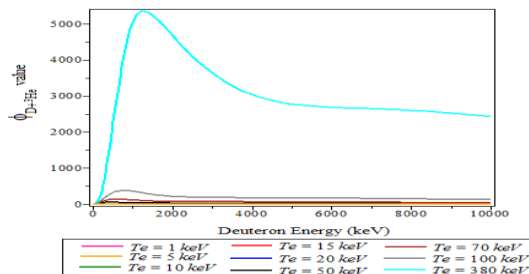
$$S(E) \equiv \sum_k K_k [\langle \sigma v(E) \rangle_{Ik} (E_f)_{Ik}] \left( \frac{dE}{dt} \right) \quad (4)$$

$$\frac{1}{n_{^3He}} \left( \frac{dE}{dt} \right) = - \frac{Z_I^2 e^4 m_e^{1/2} E \ln \Lambda_{D+^3He}}{3\pi(2\pi)^{1/2} \epsilon_0^2 m_I (kT_e)^{3/2}} \left[ 1 + \frac{3\sqrt{\pi} m_I^{3/2} (kT_e)^{3/2}}{4m_k m_e^{1/2} E^{3/2}} \right] \quad (5)$$

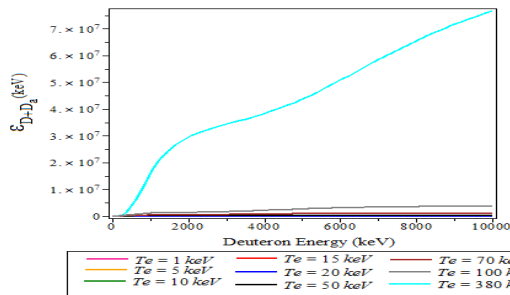
$m_e$  جرم الکترون و  $m_I$  جرم یون تزریق شده برحسب واحد جرم اتمی (amu) هستند.  $\langle \sigma v \rangle_{Ik}$  واکنش پذیری همجوشی برای یون تزریق شده ی  $I$  از انواع  $k$  می باشد که کسر اتمی  $K_k$  را درون هدف دارند.  $(E_f)_{Ik}$  انرژی آزاد شده ی متناظر در هر یک از واکنش های همجوشی و  $T_e$  دمای الکترون هدف می باشد [۲]. لگاریتم کولن برای واکنش  $D+^3He$  را می توان به شکل  $\ln \Lambda_{D+^3He} = 14.8 - \ln(\sqrt{n_e}/T_e)$  تعریف نمود که در آن  $n_e$  چگالی الکترون هدف است [۶]. در واکنش  $D+^3He$  در هدف تنها ۲۰٪ از انرژی همجوشی حمل شده توسط ذرات آلفا برای گرمایش لکه داغ مفید می باشد در حالی که این مقدار برای واکنش  $D+D$  این مقدار در حدود ۶۳٪ می باشد [۵]. بنابراین برای جلوگیری از اشتباه، یک ضریب جدید  $\phi$  را معرفی می کنیم و بنابراین  $\phi_{D+^3He} = 20\% F_{D+^3He}$  و  $\phi_{D+D} = \phi_{D+^3He}$  باشد (اندیس  $a$  بیانگر واکنش  $D+D$  مربوط به واکنش  $D+^3He$  است). به طور خلاصه انرژی کلی که به خاطر گرمادهی یون دوترون ترکیب شده و همجوشی باریکه هدف می تواند به درون هدف جایگذاری شود عبارت است از  $\epsilon_{D+^3He} = E_I (1 + \phi_{D+^3He})$  و همچنین  $\epsilon_{D+D} = E_I (1 + \phi_{D+D})$  [۵]. بنابراین دیده می شود که  $\phi$  در انرژی جایزه برای FI تحریک شده ی دوترونی نقش دارد. نتایج حاصل از محاسبات  $\phi$  و  $\epsilon$  را با در نظر گرفتن چگالی الکترونی  $10^{26} (cm^{-3})$  در شکل ۱ نشان داده شده اند.



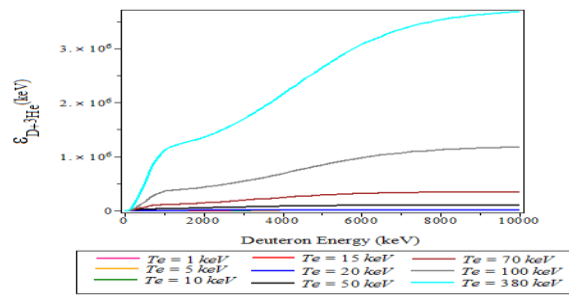
(ب)



(الف)



(د)



(ج)

شکل ۱: نمودار تغییرات دو بعدی (الف)  $\varphi_{D+^3He}$  (ب)  $\varphi_{D+D_a}$  (ج)  $\varepsilon_{D+^3He}$  (د)  $\varepsilon_{D+D_a}$  بر حسب انرژی دوتریون در سیستم آزمایشگاهی در دماهای مختلف در حالتی که  $n_e = 10^{26} cm^{-3}$  است.

همچنین در این مقاله ما از یک مدل صفر بعدی برای یک راکتور همجوشی که به طور تقریبی معادلات توازن انرژی و ذره را به کار می‌گیرد استفاده کرده ایم. این همان مدل بنیادی است که توسط Mui, Fischbach Bamieh, Miley [۷] مورد استفاده قرار گرفته است. معادلات توازن ذره و انرژی در مدل صفر بعدی برای راکتور همجوشی D-T را در نظر می‌گیریم.

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = \frac{-n_\alpha}{\tau_\alpha} + \left(\frac{n_{DT}}{2}\right)^2 \langle \sigma v \rangle \quad (۶), \quad \frac{dn_{DT}}{dt} = \frac{-n_{DT}}{\tau_{DT}} - 2 \left(\frac{n_{DT}}{2}\right)^2 \langle \sigma v \rangle + \frac{n_n}{\tau_d} \quad (۷)$$

$$\frac{dn_n}{dt} = \frac{-n_n}{\tau_d} + S \quad (۸), \quad \frac{dn_I}{dt} = \frac{-n_I}{\tau_I} + S_I \quad (۹), \quad \frac{dE}{dt} = \frac{-E}{\tau_E} + P_\alpha + P_{ohmic} - P_{rad} + P_{aux} \quad (۱۰)$$

در این معادلات  $n_\alpha$  و  $n_n$ ,  $n_{DT}$  به ترتیب چگالی ذرات آلفا، دوتریوم - تریتیوم، سوخت خنثی و ناخالصی می‌باشد.  $\tau_\alpha$  زمان محصور سازی برای ذرات آلفا،  $S$  آهنگ دوباره سوخت گیری،  $\tau_{DT}$  زمان محصور سازی برای ذرات سوخت یونیده شده و  $\tau_d$  زمان تأخیر کنترل کننده،  $E$  انرژی پلاسما،  $\tau_E$  زمان محصور سازی انرژی،  $\tau_I$  زمان محصور سازی برای ناخالصی،  $S_I$  آهنگ تزریق ناخالصی،  $Q_\alpha = 3/52 \text{ Mev}$  انرژی ذرات آلفا،  $P_{aux}$  توان کمکی است.  $P_\alpha = \left(\frac{n_{DT}}{2}\right)^2 \langle \sigma v \rangle$  توان ذره آلفا،  $P_{ohmic} = \eta j^2$  توان اهمی،  $n_e = n_{DT} + 2n_\alpha + Z_I n_I$  چگالی الکترون ( $Z_I$  عدد اتمی ناخالصی) و  $P_{rad} = [\Psi_{DT}(T)n_{DT} + \Psi_\alpha(T)n_\alpha + \Psi_I(T)n_I]n_e$  توان اتلاف تابشی می‌باشد. برای به حساب آوردن زمان پخش اتم های سوخت خنثایی که به داخل قلب راکتور انتقال می‌یابند مرتبه اول زمان تاخیری را معرفی می‌کنیم. واکنش پذیری واکنش D-T، عبارت است از  $\langle \sigma v \rangle_{DT} = \exp\left(\frac{a_1}{T} + a_2 + a_3 T + a_4 T^2 + a_5 T^3\right)$ ،  $a_i$  و  $r$  آن از مرجع [۸] گرفته شده است. چون  $\langle \sigma v \rangle_{DT}$  در دمای  $70 \text{ keV}$  ماکزیمم مقدار است پس دمای  $70 \text{ keV}$  همان دمای رزونانس است و محاسبات را در آن دما انجام می‌دهیم. مقیاس بندی محصور سازی انرژی مورد استفاده در این مقاله راکتور ITER90H-P می‌باشد.  $\tau_E$  از رابطه  $\tau_E = 0.082 I^{1.02} R^{1.6} B^{0.15} A_i^{0.5} k_X^{-0.19} p^{-0.47}$  به دست می‌آید که در آن عدد ایزوتوپی  $A_i$  برای مخلوط D-T به نسبت  $50-50$  برابر  $2.5$  می‌باشد و پارامترهای دیگر را می‌توان از مرجع [۹] به دست آورد. زمان های محصور سازی برای انواع مختلف بازمان محصور سازی انرژی  $T_E$  به صورت  $\tau_d = k_d \tau_E$ ،  $\tau_\alpha = k_\alpha \tau_E$ ،  $\tau_{DT} = k_{DT} \tau_E$  مقیاس بندی می‌شود. با فرض این که  $\bar{n}_I = 0$  و  $\bar{s}_I = 0$  ما انحرافات را از مقادیر تعادلی به صورت  $\tilde{n}_\alpha = n_\alpha - \bar{n}_\alpha$ ،  $\tilde{P}_{aux} = P_{aux} - \bar{P}_{aux}$

،  $\tilde{S} = S - \bar{S}$  ،  $\tilde{n}_n = n_n - \bar{n}_n$  ،  $\tilde{n}_{DT} = n_{DT} - \bar{n}_{DT}$  ،  $\tilde{n}_I = n_I - \bar{n}_I = n_I > P_{aux} - \bar{P}_{aux}$  ،  $\tilde{E} = E - \bar{E}$   
و  $\tilde{S}_I = S_I - \bar{S}_I = S_I > 0$  تعیین می کنیم. پس می توانیم معادلات دینامیکی را برای انحرافات از حالت تعادل این  
گونه بنویسیم :

$$\frac{d\tilde{n}_\alpha}{dt} = \frac{-\tilde{n}_\alpha}{\tau_\alpha} + \left[ \left( \frac{\tilde{n}_{DT}}{2} \right)^2 + \frac{1}{2} \tilde{n}_{DT} \bar{n}_{DT} \right] \langle \sigma v \rangle + u_\alpha \quad (11)$$

$$\frac{d\tilde{n}_{DT}}{dt} = \frac{-\tilde{n}_{DT}}{\tau_{DT}} - \left[ 2 \left( \frac{\tilde{n}_{DT}}{2} \right)^2 - \tilde{n}_{DT} \bar{n}_{DT} \right] \langle \sigma v \rangle + \frac{\tilde{n}_n}{\tau_d} + u_{DT} \quad (12)$$

$$\frac{d\tilde{n}_n}{dt} = S^* \quad (13) , \quad \frac{d\tilde{E}}{dt} = -\frac{\tilde{E}}{\tau_E} - \left\{ \frac{\tilde{E}}{\tau_E} - [P_\alpha + P_{ohmic} - P_{rad} + P_{aux}] \right\} \quad (14)$$

$$u_\alpha = -\frac{\tilde{n}_\alpha}{\tau_\alpha} + \left( \frac{\tilde{n}_{DT}}{2} \right)^2 \langle \sigma v \rangle \quad (15) , \quad u_{DT} = -\frac{\tilde{n}_{DT}}{\tau_{DT}} - 2 \left( \frac{\tilde{n}_{DT}}{2} \right)^2 \langle \sigma v \rangle + \frac{\tilde{n}_n}{\tau_d} \quad (16)$$

$$S^* = -\frac{\tilde{n}_n}{\tau_d} + \tilde{S} - \frac{\tilde{n}_n}{\tau_d} + \bar{S} = \frac{n_n}{\tau_d} + s \quad (17)$$

بهره همجوشی از رابطه  $Q = \frac{P_{fu}}{P_{aux}}$  به دست می آید،  $P_{fu} = \frac{(n_{DT})^2}{4} \langle \sigma v \rangle Q_{DT}$  توان همجوشی است و

$$P_{aux} = \frac{\bar{E}}{\tau_E} - \left( \frac{n_{DT}}{2} \right)^2 \langle \sigma v \rangle \cdot Q_\alpha - P_{ohmic} + 4.85 \cdot 10^{-37} \cdot (n_{DT} + 2 \cdot n_\alpha) \cdot (n_{DT} + 4 \cdot n_\alpha) \cdot \sqrt{\frac{2}{3} \cdot \frac{E}{2 \cdot n_{DT} + 3 \cdot n_\alpha}}$$

$$(E := \frac{3}{2} NT , \quad N = 2 \cdot n_{DT} + 3 \cdot n_\alpha )$$

توان کمکی می باشد. در ضمن از ناخالصی ها در محاسباتمان چشم پوشی می کنیم. در نتیجه برای محاسبه بهره همجوشی  $Q$  معادلات دینامیکی (۶) تا (۱۷) را حل نموده و مقادیر عددی  $Q, P_{fu}, P_{aux}$  را محاسبه می کنیم که در جدول (۲) آمده و مقدار بهینه  $Q$  را برای واکنش D-T می یابیم .

جدول ۲: مقادیر عددی محاسبه شده مربوط به توان کمکی، توان همجوشی و بهره انرژی در راکتور ITER90H-P

با در نظر گرفتن سوخت D-T در حالت اختلالی در محدوده زمانی ۰-۴۰۰ ثانیه و در دمای 70keV

t (s)	$P_{fuDT}(t)$ (MW)	$P_{auxDT}(t)$ (MW)	$Q_{DT}(t)$
1	31.89048160	2.933092310	۱۰,۸۷
50	56.68691080	2.039813990	۲۷,۷۹
100	56.84485625	5.260529579	۱۰,۸۰
150	56.84586780	5.667897629	۱۰,۰۲
200	56.84587432	5.715117259	۹,۹۴
250	56.84587435	5.720544769	۹,۹۳
300	56.84587435	5.721167359	۹,۹۳
350	56.84587435	5.721239109	۹,۹۳
400	56.84587435	5.721247499	۹,۹۳



### ۳- نتیجه گیری

با توجه به شکل ۱ دیده می شود که با افزایش دما از ۱ تا ۳۸۰ keV میزان ضرایب تکثیر ( $\varphi_{D+} + {}^3\text{He}$ ,  $\varphi_{D+D\alpha}$ ) به شدت افزایش می یابند، با افزایش انرژی دوترون در سیستم آزمایشگاهی از ۰ تا ۱۰۰۰۰ keV این مقادیر به تدریج افزایش یافته تا به مقدار ماکزیمم خود برسند و سپس به تدریج کاهش می یابند. بنابراین انرژی جایزه در دماهای بالاتر و انرژی های اولیه پایین تر برجسته تر است. از حل معادلات شماره (۱) تا (۱۳) و به دست آوردن چگالی ذره ها نسبت به زمان و قرار دادن آنها در معادله توازن توانستیم مقادیر عددی  $Q, P_{fu}, P_{aux}$  را محاسبه کنیم و در جدول (۲) این مقادیر عددی را در محدوده زمانی ۰-۴۰۰ ثانیه و در دمای رزونانس ۷۰ keV آورده ایم. در این مقاله برای اولین بار با توجه به روش جدیدی که بر پایه استفاده از باریکه FI دوترونی می باشد به محاسبه کل انرژی جایگذاری شده در لکه داغ در مخلوط  $D+{}^3\text{He}$  پرداخته شده است. محاسبات انجام گرفته به وضوح نشان می دهند که FI تحریک شده با باریکه ی دوترون به طور بالقوه مزیت های مهمی را ارائه می کند و با توجه به برهمکنش باریکه-هدف و ایجاد انرژی اضافی (جایزه) در لکه داغ می توان در این طرح انرژی محرک لیزری را کاهش داد. همچنین با توجه به محاسبات دینامیکی انجام گرفته در سیستم راکتور ITER90H-P با در نظر گرفتن سوخت D-T توان کمی بهره همجوشی را در محدوده دمایی ۱ تا ۱۰۰ (keV) را محاسبه نموده، نتایج نشان می دهد که مقدار این بهره در دمای رزونانس keV ۷۰ و زمان ۵۰ ثانیه برابر مقدار بهینه ۲۷/۷۹ می باشد. که این نتیجه با نتیجه ای که در مقاله [۱۰] آمده است همخوانی دارد.

مراجع

- [1] M.Tabak, et al., "Ignition and High Gain with Ultra-Powerful Lasers", Phys. Plasmas, 1, 1626, 1994.
- [2] C. Bathke, H.Towner and G. H.Miley, "Fusion Power by Non-Maxwellian Ions in D-T, D- ${}^3\text{He}$  and p- ${}^{11}\text{B}$  Systems", Trans. Am. Nucl. Soc, 17, 41, 1973.
- [3] M.L.Shmatov, "Creation of the Directed Plasma Fluxes with Ignition of Microexplosions by and with the use of Distant Microexplosions", J. Br. Interplanet. Soc, 57, 362-378, 2004
- [4] Xing Z. Li, Qing M. Wei and Bin Liu, "A new simple formula for fusion cross-sections of light nuclei", Nucl. Fusion, 48, 125003 (5pp), 2008.
- [5] Xiaoling Yang, George H.Miley, Kirk A.Flipppo and Heinrich Hora, "Energy enhancement for deuteron beam fast ignition of a precompressed inertial confinement fusion target", PHYSICS OF PLASMAS, 18, 032703, 2011.
- [6] D.Baie-Quan, Y.gian-Cheng, D.Mei-Gen, P.Li-Lin, "Quantum Effects on the Coulomb Logarithm for Energetic Ions During the Initial Thermalization Phase", Chin. Phys.Lett. Vol.19, No.7, 962, 2002.
- [7] W.Hui, K. Fischbach, B. Bamieh, G.H. Miley, Effectiveness and constraints of using the refueling system to control fusion reactor burn, in: Proceedings 15<sup>th</sup> IEEE/NPSS Symposium on Fusion Engineering, vol. 2, pp. 562-564, 1994.
- [8] L.M. Hively, Convenient computational forms for Max-wellian reactivities, Nuclear Fusion 17 (4), 873, 1997.
- [9] N.A. Uckan, J. Hogan, W. Houlberg, J. Galambos, L.J. Perkins, S.Haney, D. Post, S. Kaya, ITER design: physics basis for size, confinement capability power levels and burn control, Fusion Technology 26 (3 (part 2)), 327-330, 1994.
- [10] S. ZHENG, R. PAMPIN, S. LILLEY, B. C. NA, M. J. LOUGHLIN, N. P. TAYLOR, and V. BARABASH, ANALYSES AND PRELIMINARY RESULTS OF AN UPDATED ITER RADIOACTIVE WASTE ASSESSMENT, FUSION SCIENCE AND TECHNOLOGY, VOL. 61, FEB. 2012.