Archive of SID

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران

مجلهٔ پژوهش فیزیک ایران، جلد ۵، شمارهٔ ۴، زمستان ۱۳۸۴

ترابرد نوترون، الکترون و فوتون در ساچمه‌های ICF در حالت اشتعال جرقه‌ای و اشتعال سریع

اکبر پروازیان و افشین اخوت

دانشکده فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان

(دریافت مقاله: ۸۴/۱/۲۷ ؛ دریافت نسخه‌نهایی: ۸۴/۵/۲۲)

چکیده

استفاده از انرژی همجوشی به روش لختی (ICF[1]) در چند دهه گذشته بسیار مورد توجه محققین بوده است. برای بالا بردن بهره انرژی در این روش، طراحیهای گوناگونی صورت گرفته است. روش متداول اشتعال مستقیم یا جرقه‌ای و روش اشتعال سریع ساچمه‌های سوخت بررسی می‌گردد. ترابرد نوترونها، الکترونها و فوتونها برای هر دو حالت در چند نمونه ساچمه حاوی ترکیبات مختلف برلیم و لیتیم محاسبه و مقایسه می‌شوند. استفاده از باریکه‌های یونی پر انرژی برای متراکم سازی مقدار کمی مخلوط دوتریم- تریتیم درون یک ساچمه کروی بهره انرژی نسبتاً بالایی را به دست می‌دهد. در این کار با بررسی رفتار نوترونهای حاصل از همجوشی در لایه‌های اطراف سوخت، گرمادهی نوترون به این مواد که برلیم و لیتیم انتخاب شده است با استفاده از روش مونت کارلو و کد MCNP محاسبه گردیده است. مشاهده می‌شود که مقدار قابل توجهی از انرژی نوترون صرف گرم نگه داشتن این لایه‌ها می‌شود که منجر به انبساط این نواحی و متراکم نگه داشتن عناصر ناحیه سوخت و تسریع در انجام برهم‌کنشها و در نتیجه بالا بردن بهره انرژی در این ساچمه‌ها می‌گردد. با انجام محاسبات نتیجه می‌شود برلیم بهتر از لیتیم در انجام این کار مؤثر است. همچنین در یک بررسی مقدماتی ترابرد الکترونهای نسبیتی که در روش اشتعال سریع مورد توجه هستند در ساچمه‌های نمونه محاسبه و میزان گرمادهی آنها به سوخت D-T و لایه‌های برلیم داخل ساچمه حساب می‌گردد. در حالی که ناپایداری هیدرودینامیکی در روش اشتعال جرقه‌ای مشکل اصلی بهره انرژی آن است، روش اشتعال سریع جایگزین مناسبی برای همجوشی به روش لختی است.

واژه‌های کلیدی: همجوشی، ساچمه، یون سنگین، روش لختی، اشتعال مستقیم، اشتعال سریع، سوخت D-T، بهره انرژی

۱. مقدمه

در چند دهه اخیر استفاده از انرژی حاصل از همجوشی هسته‌ای با روش محصورسازی لختی بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۱و۲و۳و۴]. روشهای متداول برای دستیابی به انرژی همجوشی از طریق محصورسازی لختی عبارتند از: متراکم نمودن مستقیم مخلوطی از دوتریم- تریتیم (D-T) به وسیله پرتوهای محرک لیزری یا یونی و روش متراکم سازی غیر مستقیم D-T به وسیله پرتوهای X. در روش متراکم سازی مستقیم (اشتعال جرقه‌ای) مخلوط D-T به صورت چند لایه در یک محفظه بسیار کوچک به شکل ساچمه قرار داده می‌شود و سطح ساچمه از اطراف به وسیله پرتوهای لیزری یا یونی با توان بالا (از مرتبه 10^{14}W) در معرض تابش قرار می‌گیرد تا سوخت جامد D-T متراکم و به پلاسما تبدیل شود [۵ و۶].

در روش متراکم‌سازی غیر مستقیم ساچمه سوخت داخل محفظه‌ای قرار می‌گیرد که دیواره‌های آن به وسیله لیزر یا پرتوهای محرک دیگر در معرض تابش قرار می‌گیرد تا گرم شود. فوتونهای ساطع شده از دیواره‌ها که در ناحیه اشعه X هستند بر روی سطح ساچمه تابیده می‌شوند و در نتیجه D-T متراکم می‌شود [۷ و۸].

۱. Inertial Confinement Fusion

www.SID.ir

Archive of SID

در روش متراکم‌سازی مستقیم، تابش پرتوهای محرک با توان بالا احتمال تخریب سطح ساچمه به وسیله ناپایداری رایلی تیلور و در نتیجه از دست رفتن سوخت را در بر دارد [۶]. ولی در صورت انجام موفق آن بهره انرژی همجوشی مناسبی به دست می‌دهد (G~ ۴۰۰[1]: بهره انرژی با G تعریف می‌شود که برابر است با نسبت انرژی حاصل از همجوشی به انرژی مورد نیاز برای متراکم نمودن ساچمه سوخت) [۱و۹]. در روش غیر مستقیم انرژی تولید شده پرتوهای X ثانویه به طور کاملاً متقارن ساچمه را متراکم می‌کند و لذا ناپایداری رایلی تیلور وجود ندارد. اشکال اصلی این روش صرف انرژی زیاد اولیه برای تولید پرتوهای X داخل محفظه است، در نتیجه بهره انرژی این روش پایین است (G~ ۸۰) [۷ و۸].

با توجه به اشکال موجود در این دو روش اخیراً روش دیگری پیشنهاد شده است با نام اشتعال سریع[2]. در این روش هدف رهایی از نایکنواختی پرتوها که منجر به ناپایداری رایلی تیلور می‌شود و در عین حال بالا بردن بهره انرژی همجوشی است. در این روش عمل تراکم سوخت D-T در دو مرحله انجام می‌شود. در مرحله اول با استفاده از پرتوهای محرک لیزری و یونی که با توان کمتری مورد استفاده قرار می‌گیرند متراکم‌سازی محدود صورت می‌گیرد (در حدی که ناحیه D-T گاز میانی ساچمه به حد اشتعال برسد). در مرحله دوم از پالسهای لیزری، یونی یا الکترونی با توان بسیار بالا ($\sim 10^{19} W/cm^2$) جهت اشتعال سوخت جامد استفاده می‌شود [۸]. روش اشتعال سریع از جنبه‌های مختلف بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۱۰ تا ۱۳].

۲. پرتوهای محرک

عمل تراکم ساچمه در مرکز ساچمه توسط پرتوهای محرک انجام می‌شود. این پرتوهای محرک باریکه‌هایی از جنس لیزر یا یونهای سبک یا یون سنگین می‌باشند. این پرتوها باید از اطراف به صورت باریکه‌های چهارتایی، شش تایی، هشت تایی و یا بیشتر، هم‌زمان و یکنواخت و متقارن به ساچمه تابیده شوند و انرژی چند مگا ژول را در مدت زمان نانو ثانیه یعنی توان چند تراوات را به ساچمه منتقل کنند [۴و۵].

۲. ۱. پرتو لیزر

لیزرهای با طول موج کوتاه محرک خوبی برای متراکم کردن ساچمه‌های D-T هستند. دراثر جذب انرژی لیزر در ساچمه، الکترونهای پرانرژی تولید می‌شود که این الکترونها پیش از رسیدن موج فشار، به مرکز ساچمه می‌رسند و سوخت مرکز را گرم می‌کنند. این پیش گرم‌شدن، از رسیدن به چگالیهای بالا جلوگیری می‌کند. این پدیده با افزایش طول موج لیزر، افزایش می‌یابد. به این دلیل از لیزرهای باطول موج کوتاه استفاده می‌کنند. لیزرگازی KrF با طول موج ۰/۲۴۸μm گزینه مناسبی برای این روش می‌باشد. استفاده از لیزر به عنوان پرتو محرک بهره هیدرودینامیکی را پایین می‌آورد. علاوه برآن تبدیل انرژی الکتریکی به نور لیزر از راندمان پایین برخوردار است اما در دسترس بودن، شدت بالا، توان کانونی شدن و وضعیت پیشرفت تکنولوژی از پارامترهای موثر برای استفاده از لیزر می‌باشند [۴].

۲. ۲. پرتو یون سبک (LIB[3])

با استفاده از مولدهای مارکس[4] (مولد ولتاژ قوی) و به کمک دیودهایی که به منظور شتاب دادن و کانونی کردن پرتوها به کار می‌رود، یونهای پروتون یا لیتیم را تا انرژی بالا شتاب می‌دهند. مثلاً در پروژه PBFA-II در SNL[5]، هدف تولید یونهای لیتیم با انرژی ۳۰MeV در مدت زمان ۱۵ns با جریان یونی ۳/۵MA است که باید با چگالی توان $100 TW/cm^2$ روی هدف کانونی شود [۴]. مشکل اساسی پرتو یون سبک تولید جریان یونی بسیار بالا و کانونی کردن پرتو به خاطر دافعه کولنی و جرم کم یونها، می‌باشد.

---

۱. Gain

۲. Fast ignition

۳. Light Ion Beam

۴. Marx generator

۵. Sandia National Laboratory

www.SID.ir

Archive of SID

۲. ۳. پرتو یون سنگین (HIB[1])

با استفاده از شتابدهنده‌ها، یونهای سنگین ($A>$ ۱۰۰) مانند اورانیوم و بیسموت را تاحد انرژی ۱۰GeV با جریان یونی ۱۰kA شتاب می‌دهند [۴]. برای افزایش جریان پرتو، دو پرتو راچندین مرتبه با هم ترکیب می‌کنند. راندمان بالای تبدیل انرژی به پرتو یون سنگین حدود ۲۵ درصد و آهنگ تکرار (بزرگتر از ۲۰Hz) و خوب کانونی شدن پرتو روی ساچمه توسط لنزهای مغناطیسی و جذب درصد بالایی از پرتو یونی در ساچمه از مزیتهای این روش است. نکته مهم دیگر در مورد یونهای سنگین، انتقال تکانه از یونهای سنگین به هدف می‌باشد. سنگینی یونها باعث می‌شود که تکانه قابل توجهی به هدف وارد شود و لایه سوخت به سمت درون شتاب گرفته و چگالی سوخت به بیشترین تراکم افزایش یافته و آهنگ برهم‌کنشها افزایش یابد [۴و۹].

۳. اشتعال جرقه‌ای ساچمه‌های چند لایه

در روش مستقیم (اشتعال جرقه‌ای) انرژی پرتو محرک (لیزر یا یون سنگین) به طور مستقیم در ساچمه جذب می‌شود. راندمان انرژی منتقل شده به ساچمه در این روش بالا است ولی در عوض به یک تقارن و هم زمانی بسیار بالایی برای تابش باریکه‌های پرتو محرک نیازمندیم. عدم هماهنگی در تابش یونها برروی ساچمه موجب ناپایداری در هدف می‌شود که عمده‌ترین آنها ناپایداری رایلی تیلور است [۶].

در اینجا طرحی از ساچمه با بهره بالا را بررسی می‌کنیم. شمایی از ساختار ساچمه در شکل ۱ نشان داده شده است. لایه‌های مختلف این ساچمه به ترتیب از مرکز به سمت بیرون عبارتند از:

۱- گاز رقیق D-T به عنوان مشتعل کننده ساچمه

۲- سوخت جامد و سرد

۳- لایه هل‌دهنده طلا

۴- لایه جذب کننده (برلیم و لیتیم)

۵- لایه نگهدارنده طلا

پرتو محرک این نوع ساچمه یون سنگین بیسموت یا اورانیوم است. یونهای سنگین از لایه طلای بیرونی به دلیل توان توقف پایین این لایه عبور کرده و وارد لایه جذب کننده می‌شود. این لایه با Z پایین، توان توقف بسیار بالایی در برابر یونهای سنگین دارد، به طوری که یونها در این لایه کاملا متوقف می‌شوند و انرژیشان در این لایه جذب می‌شود. برلیم یا لیتیم به دلیل ضریب هدایت حرارتی بالایی که دارد گرما را به لایه‌های داخلی منتقل می‌کند و به طرف داخل منبسط می‌شود و باعث تراکم لایه‌های هل دهنده و سوخت می‌شود تا اینکه اشتعال شروع شود. در یک کار جداگانه نحوه انتخاب سوخت، مواد لایه پوششی و متراکم سازی ساچمه با بهینه سازی ضخامت لایه‌ها بررسی شده است [۱].

۴. اشتعال سریع

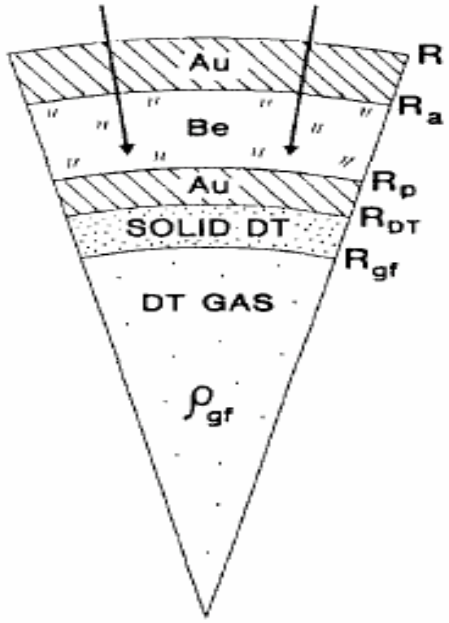
در طراحی ساچمه‌های سوخت به روش مستقیم (اشتعال جرقه‌ای) مسئله ناپایداریهای رایلی تیلور بسیار مهم است. این روش به خاطر نیاز به نسبت همگرایی کروی بزرگ برای ایجاد اشتعال جرقه‌ای در مرکز ساچمه و فشار بسیار زیاد پرتو محرک که باعث افزایش ناپایداری رایلی تیلور می‌شود، مستلزم تقارن کروی و یکنواختی در ساختار ساچمه و پرتوهای محرک است. بهره ساچمه به خاطر صرف انرژی بسیار بالا برای متراکم کردن ساچمه و انرژی آستانه برای اشتعال، محدود است.

روش متداول در ICF در طول چند دهه گذشته بر اساس اشتعال سوخت ناحیه مرکزی ساچمه‌های ICF بوده است. در این روش پس از متراکم شدن ساچمه سوخت ابتدا ناحیه مرکزی که از گاز رقیق D-T تشکیل شده است به حد اشتعال می‌رسد و با تداوم متراکم سازی D-T جامد که به صورت یک لایه چگال در اطراف ناحیه مرکزی قرار دارد به پلاسما تبدیل می‌گردد. در این روش مشکل عمده مربوط به اشتعال اولیه ناحیه مرکزی است زیرا ناپایداری هیدرودینامیکی (ناپایداری رایلی تیلور) نیازمند ساخت متقارن ساچمه و تابش پرتوهای محرک به صورت کاملاً متقارن به اطراف ساچمه است که در عمل کاملاً موفقیت آمیز نیست. وقوع ناپایداری رایلی تیلور هر

۱. Heavy Ion Beam

www.SID.ir

Archive of SID



شکل ۱. شمایی از یک ساچمه D-T با بهره بالا.

چند محدود در هنگام متراکم سازی ساچمه‌های سوخت منجر به اتلاف انرژی و در نتیجه کاهش بهره انرژی کلی ICF به روش مذکور می‌گردد. در مقابل این روش و سایر روشهای قبلی که مشکلات مربوط به پایین بودن بهره انرژی در مورد آنها مطرح است، تاباک و همکارانش روش اشتعال سریع را به عنوان یک جایگزین مناسب و موفقیت آمیز مطرح کرده‌اند [۱۰]. در روش اشتعال سریع مراحل متراکم کردن ساچمه و اشتعال آن جداگانه انجام می‌گردند. ابتدا ساچمه با باریکه‌های یونی یا لیزری تا چگالی سطحی بالای سوخت، ۳g/cm^{۲}– $\rho R = ۲$ در دمای پایین متراکم می‌گردد. در این مرحله فقط سوخت تا حد زیادی متراکم می‌شود ولی اشتعال صورت نگرفته است و ناپایداری هیدرودینامیکی رخ نداده است. سپس با فاصله زمانی ۵۰ps ـ۱۰ از باریکه لیزر با توان ۱۰^{۲۰}W/cm^{۲}– ۱۰^{۱۹} و طول موج بسیار کوتاه ۰/۲μm برای گرم کردن ناحیه مرکزی استفاده می‌شود. در این روش یک ناحیه مخروطی شکل با پوشش ورقه طلا یا عناصر دیگری مثل آلومینیوم ایجاد می‌گردد. باریکه لیزری با توان ۱۰^{۱۵} W به ناحیه تابانیده می‌شود و این پالس لیزری الکترونها و یونهای محیط را تا رسیدن به چندین MeV انرژی شتاب می‌دهد. الکترونهای نسبیتی ایجاد شده در این حالت می‌توانند ۱۰۰–۱۰ kJ انرژی به ناحیه مرکزی انتقال دهند و اشتعال با تشکیل پلاسما صورت گرفته به ناحیه سوخت سرد پیش‌روی کند [۱۱و۱۲]. در این حالت نیازی به استفاده متقارن از باریکه‌های لیزری در اطراف ساچمه برای فاز دوم نیست و ناپایداری هیدرودینامیکی صورت نمی‌گیرد. گرمادهی به سوخت به وسیله الکترونها و یونهای شتاب داده شده و نیز ذرات آلفا و نوترونهای حاصل از همجوشی D-T انجام می‌گیرد. مزیت روش اشتعال سریع نسبت به روش اشتعال مستقیم (اشتعال جرقه‌ای) صرف انرژی اولیه حدود kJ ۱۰۰ بازای هر پالس در مقابل چند مگا ژول در هر پالس اشتعال مستقیم می‌باشد. اما روش اشتعال سریع به لحاظ آنکه در مراحل اولیه آزمایش و تحقیق می‌باشد مشکلات خاص خود را دارد که در مراکز متعدد تحقیقاتی در حال بررسی است. یکی از مسایل مطرح در اشتعال سریع ترابرد انرژی در نواحی فوق‌العاده چگال سوخت اطراف پلاسما ناحیه مرکزی است. شدتهای پالس لیزری بسیار بالا ۱۰^{۱۹}–۱۰^{۲۰}W/cm^{۲} در ناحیه پلاسما چگال که منجر به ایجاد جریانهای الکترون نسبیتی در جهت تابش لیزری می‌شود، کانالهایی را در سوخت ایجاد می‌کند [۱۳]. این جریانها باید توانهای پتا وات (PW) را به سوخت منتقل کنند، جریانهای در حدود ۱۰۰MA که حاوی الکترونهای ۱۰MeV هستند و بسیار بالاتر از حد آلفین[۱] می‌باشند. در این حالت نیاز به کنترل مغناطیسی این جریانها وجود دارد. به هر حال امروزه روش اشتعال سریع بسیار مورد توجه محققین قرار گرفته است [۱۳].

۵. ترابرد ذرات خنثی و باردار

معادله ترابرد ذرات خنثی به صورت زیر نوشته می‌شود [۱۴].

$$\frac{1}{v}\frac{\partial\phi}{\partial t}+\hat{\Omega}.\nabla\phi+\Sigma_t\phi=$$
$$\int_{4\pi}d\Omega'\int_0^{\infty}dE'\,\Sigma_s(E',\hat{\Omega}'\to E,\hat{\Omega})\phi\left(r,E',\hat{\Omega}'\right)+Source \qquad (1)$$

۱. Alfven

www.SID.ir

Archive of SID

کـه در آن $\phi\left(r,E,\hat{\Omega},t\right)$ شـار ذرات، $\Sigma = N\sigma$ ، Σ سـطح مقطع ماکروسکوپی، N چگالی اتمی محیط و σ سطح مقطع میکروسکوپی و $\Sigma_s(E',\hat{\Omega}' \to E,\hat{\Omega})$ سطح مقطع پراکنـدگی در اثر تغییر انرژی و جهت ذرات است.

معادلـه ترابـرد ذرات بـاردار بـا در نظـر گـرفتن اثـرات برهم‌کنشهای کولنی واضافه کردن آن به معـادلات ذرات خنثـی به دست می‌آید. که به اختصار معادله بـولتزمن- فـاکر- پلانـک (BFP [۱]) نامیده می‌شود. رابطه فـاکر- پلانـک بـه صـورت زیـر است [۱۵].

$$\left(\frac{\partial\phi}{\partial t}\right)_{fp} = \frac{\partial(S\phi)}{\partial E} + T\frac{\partial}{\partial\mu}(1-\mu^2)\frac{\partial\phi}{\partial\mu} \quad ; \quad \mu = cos\theta \qquad (۲)$$

که رابطه (۳) مربوط به برهم‌کنشهای کولنی اسـت و بـه معادلـه ترابرد ذرات خنثی (بولتزمن) اضافه مـی‌شـود. سـرانجام معادلـه ترابرد ذرات باردار چنین خواهد شد:

$$\frac{\partial\phi}{v\,\partial t} + \hat{\Omega}.\nabla\phi + \Sigma_t\phi = \int d\Omega'\int dE'\ \Sigma_s\left(E',\hat{\Omega}' \to E,\hat{\Omega}\right)\phi\left(r,E',\hat{\Omega}'\right) + Source + \frac{\partial}{\partial E}(S(r,E,t)\phi) + T(r,E,t)\frac{\partial}{\partial\mu}\left(1-\mu^2\right)\frac{\partial\phi}{\partial\mu} \qquad (۳)$$

ضرایب $S(r,E,t)$ و $T(r,E,t)$ به معنی متوسط کاهش انرژی و متوسط مربـع انحـراف از مـسیر در واحـد طـول مـی‌باشـد و نشان‌دهنده پخش ذرات در فضای سرعت می‌باشند.

برای به دست آوردن جمله توان توقـف، تقریبهـای زیـادی وجود دارد. از جمله می‌توان به رابطه بث[۲] اشاره کرد [۱۵]

$$S(r,E) = \frac{qq_i\pi n}{mv^2}\left(\ln\frac{2mv^2}{I} - \beta\right) \qquad (۴)$$

که در آن I انرژی یونیزاسیون است.

ترابرد نوترونها، الکترونها و فوتونها در سوخت و لایـه‌هـای پوششی آن در ساچمه برای محاسبه شار این ذرات و در نتیجـه آهنگ انجام برهم‌کنشها و توان توقف ذرات بـاردار مـورد نیـاز است. با تعیین شار ذرات آهنگ انتقال انرژی بـه مـواد مختلـف داخل ساچمه قابل محاسبه خواهد بود. بنابراین به دسـت آوردن شار صـحیح ذرات اصـلی‌تـرین مـسئله در طراحـی سـاچمه‌هـا می‌باشد. محاسبه ترابرد ذرات باردار وخنثی با روشهای مختلفی نظیر گسسته‌سازی متغیرهای مکان، انرژی، زمان و جهـت ذرات می‌تواند صورت گیـرد کـه در ایـن روش معادلـه ترابـرد ذرات باردار و خنثی باید حل شود. روش دیگـر بـرای محاسـبه شـار استفاده از روش آماری مونت کارلو است.

۵. ۱. ترابرد ذرات به روش مونت کارلو

روشهای مونت‌کارلوی موجود قادر به بررسی رفتـار ذرات در ساختارهای سه بعدی به طور کامل هـستند [۱۶و۱۷و۱۸]. بـه علاوه رفتار پیوسـته انـرژی هماننـد مکـان و جهـت، خطـای گسسته‌سازی مثلاً اسـتفاده ازتقریـب چنـد گروهـی انـرژی را کاهش می‌دهد. پس برای یک مجموعه سطح مقطـع هـسته‌ای خطا در محاسبات مونت کارلو از عـدم قطعیتهـای آمـاری بـه وجـود مـی‌آیـد. بـه بیـان سـاده روش مونـت کـارلو شـامل شبیه‌سازی تعداد محدودی از تاریخچه‌های ذره با تولید اعـداد تصادفی است. بدین منظـور بـا تولیـد عـدد تـصادفی از تـابع توزیع رویدادهایی که ممکن است بـرای ذره بـه وجـود آیـد، نمونه‌یابی می‌شود. با فرض اینکه مسئله مستقل از زمان اسـت، هرتاریخچه با نمونه‌یـابی ازتـابع توزیـع چـشمه بـرای تعیـین مکان، انرژی و جهت اولیه ذره شروع می‌شود. سپس بـه طـور آمـاری، پـویش آزاد میـانگین[۳] ذره قبـل از برخـورد و مکـان برخورد و هسته هدف را مشخص می‌کنیم. توسط نمونـه‌یـابی از داده‌های سطح مقطع هسته‌ای مشخص می‌شـود کـه ذره بـا کدام هسته برخورد کرده است و آیا برخورد یـک بـرهم‌کـنش جذبی (گیراندازی) است یا پراکندگی؟ اگر گیرانـدازی اسـت، تاریخچه ذره پایان یافته و اما اگـر پراکنـدگی اسـت از توزیـع زاویه پراکندگی برای پیداکردن جهـت جدیـد ذره نمونـه‌یـابی می‌شود. سپس درحالت پراکندگی الاستیک یک انرژی جدیـد با در نظر گرفتن پایستگی انرژی و انـدازه حرکـت بـه دسـت

۱. Boltzmann Foker Planck equation

۲. Beth

۳. Mean free path

www.SID.ir

Archive of SID

می‌آوریم. با مکان، انرژی و جهت به دست آمده پس از برخورد همین روال تکرار می‌شود. تا هنگامی که ذره جذب شود یا از سیستم خارج شود [۱۶و۱۷].

هدف از دنبال کردن ذره محاسبه مقدار انتظاری یا میانگین کمیتی است. این کمیت ممکن است شار، جریان، احتمال فرار و... باشد پس تخمین ما از آن کمیت به صورت میانگین N نمونه است.

$$\hat{x} = \frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} x_n \qquad (5)$$

که در آن x_n، سهم n امین تاریخچه برای آن کمیت است. تا هنگامی که شار یا کمیتهای مشابه مورد نظر باشند، $\hat{x}$ به صورت تعداد برخوردها یا جمع مسافتهایی که ذره طی کرده یا هر کمیت دیگری که وابسته به تاریخچه باشد می‌تواند تعریف شود. سؤالی که فوراً پرسیده می‌شود این است که تخمین ما تا چه اندازه‌ای به مقدار میانگین واقعی نزدیک است؟ در روش مونت کارلو عدم قطعیت $\hat{x}$ با افزایش تعداد تاریخچه‌ها کاهش می‌یابد، در بیشتر حالات عدم قطعیت با $N^{-\frac{1}{2}}$ متناسب است [۱۶و۱۷و۱۸].

در روش مونت‌کارلو شار یا کمیت دیگری به طور عادی دریک نقطه محاسبه نمی‌شود. بلکه از تعداد برخوردهای طول رد ذره[1] یا هر کمیت دیگر در حجم فضای $\Delta V \Delta\Omega \Delta E$ تخمین زده می‌شود. پس اگر یک توزیع فضایی از شار اسکالر بخواهیم باید ناحیه مسئله را به چند ΔV کوچک تقسیم کنیم وشار را در هر یک از این سلولها به دست آوریم. هر چقدر ΔV را برای بهبود توزیع فضایی کوچک‌تر کنیم کسری از تعداد تاریخچه‌ها که برای شار در هر سلول سهیم هستند سریعاً کاهش می‌یابد و در نتیجه عدم قطعیت آماری نتایج تا مرتبه‌های غیر قابل قبول افزایش می‌یابد مگر اینکه تعداد بسیار بزرگی از تاریخچه‌ها را به کار بریم. اغلب با استفاده از تکنیکهای آماری موثر می‌توان این عدم قطعیت را کاهش داد.

۱. Particle track length

۵. ۲. ترابرد نوترون

اگر یک نوترون با انرژی E درجهت Ω در محیط وارد شود مکان برخورد طبق رابطه $x = -\frac{1}{\Sigma}\ln\zeta$ مشخص می‌شود. با عدد تصادفی دیگر و مقایسه با $\frac{\Sigma_s^i}{\Sigma_s}$ (Σ_s^i سطح مقطع پراکندگی هسته iام است) مشخص می‌شود نوترون با کدام هسته برخورد کرده است. پس ابتدا هسته ونوع پراکندگی مشخص می‌شود. اگر پراکندگی الاستیک اتفاق افتاده، μ_{cm} کسینوس زاویه پراکندگی در چارچوب مرکز جرم نمونه‌یابی می‌شود. اگر پراکندگی همسانگرد باشد μ_{cm} ازیک تابع چگالی احتمال یکنواخت بین ۱- تا ۱+ نمونه‌یابی می‌شود. ولی اگر ناهمسانگرد باشد از یک جدول یا فایل داده یا مدل تحلیلی قوانین پراکندگی برای نمونه‌یابی μ_{cm} استفاده می‌شود. طبق پایستگی انرژی وتکانه، انرژی پس از برخورد برابر است با

$$E' = E\frac{A^2 + 2A\mu_{cm} + 1}{(A+1)^2} \qquad (6)$$

که A جرم اتمی هسته هدف است. با مشخص شدن E'، کسینوس زاویه پراکندگی در مرکز مختصات آزمایشگاه برابر است با

$$\cos\theta = \hat{\Omega}.\hat{\Omega}' = \frac{1}{2}(A+1)\sqrt{\frac{E}{E'}} + \frac{1}{2}(A-1)\sqrt{\frac{E'}{E}} \qquad (7)$$

چون پراکندگی به زاویه سمتی بستگی ندارد پس $\varphi = 2\pi\zeta$ است که ζ یک تابع توزیع یکنواخت بین صفر و یک است. اگر پراکندگی غیر الاستیک باشد ابتدا از یک مدل هسته‌ای برای تعیین انرژی برانگیختگی E^* هسته پس‌مانده، نمونه‌یابی می‌شود. برای این منظور سطوح مقطع برحسب انرژیهای مختلف مورد استفاده قرار می‌گیرد. برای $A>>1$ پراکندگی در دستگاه مختصات آزمایشگاه ایزوتروپ است. زاویه پراکندگی توسط $\mu = 2\zeta_1 - 1$ و $\varphi = 2\pi\zeta_2$ و انرژی پس از برخورد توسط $E' = E - E^*$ مشخص می‌شود. برای هسته‌های سبک ابتدا E^* و E' مشخص می‌شود و سپس از رابطه (۷)، $\hat{\Omega}'$ به دست می‌آید.

www.SID.ir

Archive of SID

۵. ۳.ترابرد الکترون

ترابرد الکترونها وذرات باردار به طور اساسی متفاوت از ترابرد نوترونها و فوتونهاست. ترابرد الکترونها بر اساس نیروی کولنی بلند برد و در نتیجه تعداد بسیار زیاد برهم‌کنش کوچک پایه‌ریزی شده است. کارهای نظری قابل توجه برای پیشرفت یک تئوری تحلیلی ونیمه تحلیلی پراکندگی چندگانه در زمینه ترابرد ذرات باردار انجام شده است. این تئوریها سعی برای استفاده از سطح مقطعهای اساسی و ذرات آماری ترابرد دارند تا توزیعهای احتمالی برای کمیات مشخص مانند انرژی از دست رفته و انحراف زاویه‌ای پیش‌بینی کنند. مهم‌ترین این تئوریها، تئوری گاداسمیت- ساندرسون[۱] برای انحراف زاویه‌ای و تئوری لاندائو[۲] برای نوسانات انرژی اتلافی است [۱۷و۱۸].

به منظور دنبال کردن یک الکترون، لازم است که مسیر الکترون به چندگام تقسیم شود. این گامها باید طوری انتخاب شوند که همه برخوردها را شامل شود (تئوری پراکندگی چندگانه معتبر باشد) و میانگین انرژی اتلافی در هرگام کوچک باشد. انرژی اتلافی و انحراف زاویه‌ای الکترون در طول هر گام از توزیعهای احتمالی که براساس تئوری پراکندگی چندگانه می‌باشند، نمونه‌یابی می‌شود.

۵. ۳. ۱. گام و زیر گامهای الکترون

گامهای الکترون را می‌توان به‌صورت مجموعه‌ای از مقدارهای طول مسیر کل، انرژی، زمان، جهت و مکان الکترون در نظر گرفت.

$$(0, E_0, t_0, u_0, r_0) \quad , (S_1, E_1, t_1, u_1, r_1) \quad , ...$$

به طور متوسط انرژی و طول مسیر به صورت زیر به هم مربوطند

$$E_{n-1} - E_n = -\int_{S_{n-1}}^{S_n} \frac{dE}{dS}\, dS \quad , \quad \frac{E_n}{E_{n-1}} = k \qquad (8)$$

که $-\frac{dE}{dS}$ توان توقف کل انرژی برواحد طول است. این کمیت به انرژی و ماده‌ای که الکترون در آن حرکت می‌کند بستگی دارد. گامهای الکترون با طولهای مسیر $S = S_n - S_{n-1}$ که توسط معادلات فوق مشخص می‌شود گامهای اصلی یا گامهای انرژی نامیده می‌شود. برای هر گام باید پراکندگی زاویه‌ای با دقت مورد نظر و با توجه به تئوری گاداسمیت- ساندرسون برای انحرافهای زاویه‌ای دلخواه محاسبه شود. برای این منظور هر گام را به m زیر گام به طول S/m تقسیم می‌کنیم. مقدار m فقط به ماده (عدد اتمی) بستگی دارد. محدوده m از $m=2$ برای $Z<6$ تا $m=15$ برای $Z>91$ است [۱۷].

۵. ۳. ۲. توان توقف برخوردی

توان توقف برخوردی الکترون، اتلاف انرژی به ازای واحد طول مسیر است که توسط برگر به صورت زیر بیان شده است [۱۷].

$$-\left(\frac{dE}{dS}\right)_{\varepsilon_m} = NZC\left\{\ln\frac{E^2(\tau+2)}{2I^2} + \bar{f}(\tau,\varepsilon_m) - \delta\right\}$$

$$\bar{f}(\tau,\varepsilon_m) = -1 - \beta^2 + \left(\frac{\tau}{\tau+1}\right)^2 \frac{\varepsilon_m^2}{2} + \frac{2\tau+1}{(\tau+1)^2}\ln(1-\varepsilon_m) + \ln(4\varepsilon_m(1-\varepsilon_m)) + \frac{1}{1-\varepsilon_m} \qquad (9)$$

ε کسری از انرژی جنبشی الکترون (E) است که منتقل می‌شود و ε_m انرژی بیشینه دلخواه است. I پتانسیل یونش، $\beta = v/c$ ، τ انرژی جنبشی الکترون بر واحد جرم در حال سکون الکترون، δ تصحیح اثر چگالی (مرتبط با پلاریزاسیون محیط)، Z عدد اتمی محیط، N چگالی اتمی محیط و $C = \frac{2\pi e^4}{mv^2}$ است.

۵. ۳. ۳. تابش ترمزی

در نتیجه کند شدن حرکت الکترونهای سریع در اثر میدان الکترواستاتیکی هسته اتم (و حتی در اثر میدان الکترونهای اتم) تابشهای ترمزی گسیل می‌شود. ذره باردار با انرژی E در هر برهم‌کنش با هسته‌ها فوتونی با انرژی W تولید می‌کند که مقداری بین صفر تا E است. سطح مقطع دیفرانسیلی بث- هیتلر برای تابش ترمزی به شکل زیر است [۱۷و۱۸].

---

۱. Godsmit Saunderson

۲. Landau

www.SID.ir

Archive of SID

$$\frac{d\sigma}{dW}=\alpha r_e^2 Z(Z+\eta)\frac{1}{W}\left[\varepsilon^2\phi_1(b)+\frac{4}{3}(1-\varepsilon)\phi_2(b)\right] \qquad (10)$$

که در آن $\varepsilon=\frac{W}{E+m_ec^2}=\frac{W}{\gamma m_ec}$ انرژی فوتون ترمزی بر واحد انرژی الکترون، $b=\frac{Rm_ec}{\eta}\frac{1}{2\gamma}\frac{\varepsilon}{1-\varepsilon}$ ، $\frac{Rm_ec}{\eta}$ شعاع پوششی بر حسب طول موج کامپتون، η سهم تابش ترمزی در میدان الکترونهای اتم است. توابع پوشش عبارتند از:

$$\phi_1(b)=4\ln\frac{Rm_ec}{\eta}-2\ln(1+b^2)-4b\tan^{-1}b^{-1}$$
$$\phi_2(b)=4\ln\frac{Rm_ec}{\eta}+\frac{7}{3}-2\ln(1+b^2)-6b\tan^{-1}b^{-1}$$
$$-b^2\left[4-4b\tan b^{-1}-3\ln(1+b^2)\right] \qquad (11)$$

۵. ۳. ۴. انحرافهای زاویه‌ای

انحراف زاویه ای الکترون براساس تئوری گاداسمیت - ساندرسون طبق تابع توزیع زیر نمونه‌یابی می‌شود [۱۷].

$$F(S,\mu)=\sum_{l=0}^{\infty}(l+\frac{1}{2})\exp(-SG_l)P_l(\mu) \qquad (12)$$

که S طول زیر گام، $\mu=\cos\theta$ زاویه انحراف از جهت اولیه زیر گام و $P_l(\mu)$ ، l امین جمله چند جمله‌ای لژاندر است.

$$G_l=2\pi N\int_{-1}^{+1}\frac{d\sigma}{d\Omega}\left(1-P_l(\mu)d\mu\right) \qquad (13)$$

$\frac{d\sigma}{d\Omega}$ سطح مقطع دیفرانسیلی انحراف زاویه‌ای است.

۶. انتخاب مواد برای لایه‌های پوششی و سوخت

انتخاب سوخت دوتریم- تریتیم به علت آستانه شروع برهم‌کنش نسبتاً پایین ۴keV و سطح مقطع برهم‌کنش بالا در انرژی ۱۰keV می‌باشد.

$$D+T\rightarrow{}^4_2He+n+17/6\ \text{Mev} \qquad (14)$$

این برهم کنش نسبت به برهم‌کنشهای دوتریم - دوتریم (D-D) و دوتریم - هلیم (D - ^{3}He) که آستانه انرژی شروع برهم‌کنش بالاتری دارند مورد توجه بوده است. بنابراین سوخت اصلی این کار D-T انتخاب گردیده است. هدف این کار بررسی وضعیت ترابرد ذرات در ساچمه‌هایی که به وسیله یون سنگین متراکم می‌شوند، است. لایه‌های پوششی سوخت از برلیم، لیتیم و برلیم- لیتیم که جذب کننده قوی انرژی یونهای سنگین هستند و نیز از لایه نگهدارنده طلا انتخاب شده است که شمای کلی ساچمه در شکل ۱ نشان داده شده است. بهینه‌سازی ضخامت لایه‌های جذب کننده و سوخت در کار جداگانه‌ای به تفصیل بررسی شده است [۱]. در اینجا مسئله بررسی ترابرد نوترونهای حاصل از همجوشی در پلاسما در روش اشتعال مستقیم (اشتعال جرقه‌ای) و ترابرد الکترونهای نسبیتی که در روش اشتعال سریع حاصل می‌شوند، می‌باشد. بنابراین ساختار ساچمه متشکل از ناحیه گاز رقیق D-T در مرکز، یک لایه سوخت جامد D-T و سپس یک لایه نازک طلا و لایه بعدی در سه نمونه ساچمه به ترتیب برلیم، لیتیم و برلیم- لیتیم با مشخصاتی که در جدول ۱ آمده است انتخاب می‌شود. ابتدا بر پایه متراکم سازی با روش اشتعال مستقیم میزان انتقال انرژی به نواحی مختلف این ساچمه‌ها بررسی می‌شود. سپس برای کاربرد در روش اشتعال سریع که لایه‌های مختلف ساچمه کمتر متراکم می‌شوند برای چگالیهای متفاوت که در جدول ۲ داده شده بررسی می‌گردند.

۷. نتایج

در بخشهای ۳ و ۴ در مورد تواناییهای دو روش اشتعال جرقه‌ای و اشتعال سریع در همجوشی به روش لختی (ICF) بحث کردیم. مشکل اشتعال جرقه‌ای ناپایداری هیدرودینامیکی است که هنگام تراکم بالای سوخت گاهی ایجاد می‌شود و باعث اتلاف سوخت می‌گردد و در نتیجه بهره انرژی کاهش می‌یابد. در روش اشتعال سریع عمل تراکم ساچمه در دو فاز انجام می‌گیرد فاز اول ساچمه تا حد چگالی سطحی (ρR) مناسب متراکم شده و در نتیجه انرژی بسیار کمتری صرف این مرحله

www.SID.ir

Archive of SID

جدول ۱. مشخصات ساچمه پس از تراکم.

	ساچمه شماره ۱			ساچمه شماره ۲			ساچمه شماره ۳			
نواحی مختلف	سوخت	جذب کننده برلیم	نگهدارنده	سوخت	جذب کننده لیتیم	نگهدارنده	سوخت	جذب کننده برلیم	جذب کننده لیتیم	نگهدارنده
شعاع (cm)	۰/۰۲۴۵	۰/۳۸۲۷	۰/۴۹۱۲	۰/۰۲۴۵	۰/۳۸۲۷	۰/۴۹۱۲	۰/۰۲۴۵	۰/۰۹۴۷	۰/۳۸۲۷	۰/۴۹۱۲
چگالی (gr/cm^3)	۵۷/۱۵–۲۰۰	۱/۹–۱۸۰	۱۹/۵	۵۷/۱۵–۲۰۰	۰/۵۳۴–۵۰/۶	۱۹/۵	۵۷/۱۵–۲۰۰	۱/۹–۱۸۰	۰/۵۳۴–۲۸/۱	۱۹/۵
جرم (gr)	۰/۰۱۲۰۶	۲/۱۴۳۳۸	۵/۱۰۲۲۷	۰/۰۱۲۰۶	۰/۶۰۱۶۶	۵/۱۰۲۲۷	۰/۰۱۲۰۶	۰/۶۱۸۵۳	۰/۴۲۷۷۹	۵/۱۰۲۲۷
انرژی جذب شده (MeV)	۳/۵۵۷۳۷	۲/۵۳۶۶۳	۰/۰۰۰۱۹	۳/۵۲۴۸۸	۱/۰۸۶۸۰	۰/۰۰۰۳۲	۳/۵۵۷۰۶	۲/۱۷۰۵۶		۰/۰۰۰۲۲

جدول ۲. انرژی جذب شده بر حسب MeV در هر لایه بازای یک نوترون ۱۴MeV.

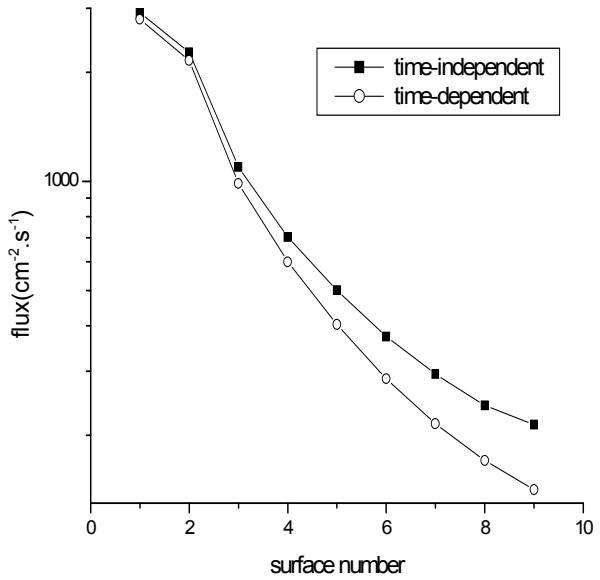
		حالت اول		حالت دوم		حالت سوم	
نواحی مختلف	شعاع (cm)	چگالی (g/cm^3)	انرژی	چگالی (g/cm^3)	انرژی	چگالی (g/cm^3)	انرژی
سوخت	۰/۰۲۴۵	۲۰۰	۳/۶۰۲۱۴	۱۰۰	۱/۸۸۷۷۱	۴۰	۰/۸۹۰۵۸
طلا	۰/۰۳۰۷	۱۰۰۰	۰/۰۰۵۸۹	۱۰۰۰	۰/۰۰۶۳۷	۱۰۰۰	۰/۰۰۶۵۸
برلیم	۰/۳۸۲۷	۱/۹–۱۸۰	۲/۷۲۵۱۶	۱/۹–۹۰	۱/۷۳۳۲۹	۱/۹–۴۰	۱/۰۸۶۸۹
طلا	۰/۴۹۱۲	۱۹/۵	۰/۰۰۰۹۶	۱۹/۵	۰/۰۰۱۴۶	۱۹/۵	۰/۰۰۱۷۶

می‌شود و در فاز دوم با استفاده از لیزر با شدت بالا ناحیه مرکزی سوخت را گرم می‌کنند که منجر به پیش شتاب گرفتن الکترونها و یونهای ناحیه پلاسما شده مرکزی می‌گردد. الکترونها، یونها، فوتونها و نوترونها و تابشهای آلفا از ناحیه پلاسما به سمت نواحی سرد پیش‌روی می‌کنند و ناحیه سوخت گرم شده و آهنگ برهم‌کنشهای همجوشی بالا می‌رود. در مجموع دو فاز گرم نمودن ساچمه‌های اشتعال سریع کل انرژی مصرف شده حداقل یک مرتبه از حالت روش اشتعال مستقیم پایین‌تر است یعنی مصرف حدود ۱۰۰ kJ در یک پالس در حالت اشتعال سریع در مقابل چند مگا ژول برای اشتعال مستقیم.

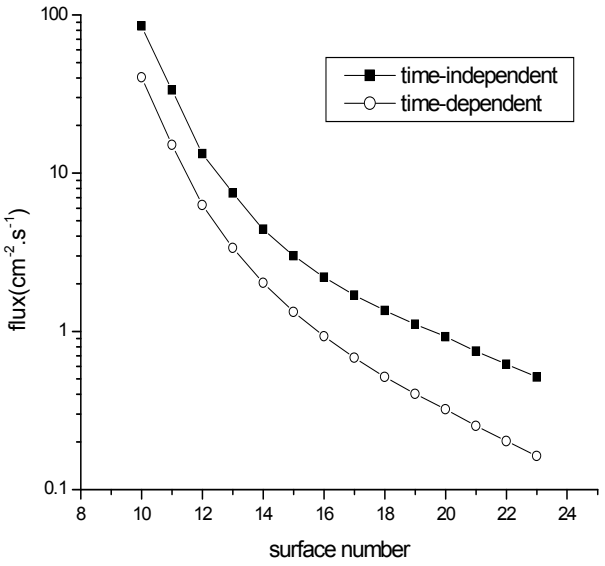
محاسبات مربوط به گرم کردن سوخت در روش اشتعال مستقیم برای ساچمه‌هایی که به وسیله یون سنگین متراکم می‌شوند انجام شده است. این نتایج در بخش بعد آمده است.

www.SID.ir

Archive of SID



شکل ۲. نمودار شار- مکان ساچمه اول مستقل از زمان و وابسته به زمان در ۲۵۰ps در ناحیه سوخت.



شکل ۳. نمودار شار- مکان ساچمه اول مستقل از زمان و وابسته به زمان در ۲۵۰ps در ناحیه جذب‌کننده.

در مورد اشتعال سریع نیز با استفاده از ساچمه‌های مشابه که به وسیله یون سنگین پیش‌گرم می‌شوند محاسبات انجام گرفته است و نتایج در قسمتهای بعدی شرح داده می‌شود.

برای هر دو حالت ابتدا شار ذرات در سوخت و نواحی پوشش سوخت به دست آمده است و سپس آهنگ برهم‌کنشهای مورد نیاز محاسبه و میزان گرمادهی ذرات در نواحی مختلف حساب شده است. محاسبات هم برای حالت پایا و هم برای وابسته به زمان با به کار بردن چشمه وابسته به زمان انجام گرفته است و تفاوت هر دو حالت شرح داده شده است.

۷. ۱. تحلیل ترابرد نوترون و اثر آن در اشتعال جرقه‌ای

برای بررسی شار نوترون در مکانهای مختلف در امتداد شعاع ساچمه، لایه سوخت سرد را به ۵ سلول، لایه هل دهنده را به ۲ سلول و لایه جذب‌کننده را به ۱۱ سلول و لایه نگه دارنده را به ۳ سلول تقسیم کرده‌ایم. چشمه نوترون را می‌توان یک چشمه نقطه‌ای در مرکز ساچمه در نظر گرفت. اما به طور واقعی‌تر چشمه نوترون، یک چشمه حجمی است که در کره‌ای به شعاع کره داغ (ناحیه مرکزی ساچمه) به صورت یکنواخت توزیع شده است. چون رفتار چگالی ودما در کره داغ وابسته به زمان است، پس وابستگی چشمه به زمان را می‌توان به صورت توزیع گوسی وابسته به زمان در نظر گرفت یعنی یک چشمه متقارن گوسی در بازه ۱۵۰ps به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۹].

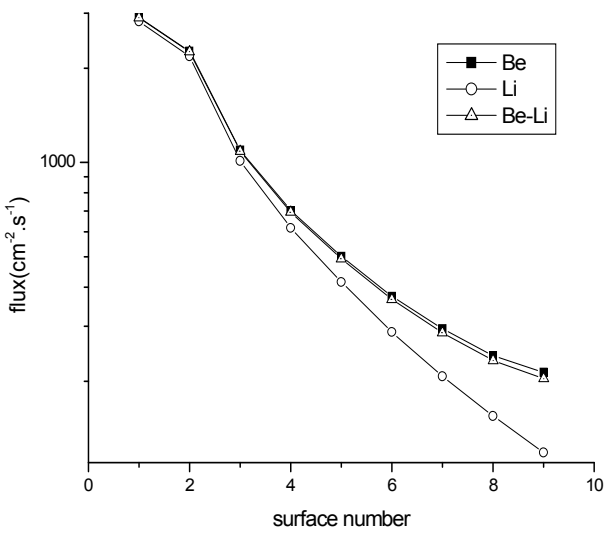
$$P(t) = ce^{-\left[۱/۶۶۵۱۰۹\left(\frac{t-۷۵}{۵۰}\right)\right]^{۲}} \qquad (۱۵)$$

که در آن t بر حسب پیکوثانیه است. در این صورت ترابرد نوترون باید وابسته به زمان بررسی شود. برای این منظور بازه زمانی صفر تا ۲۵۰ps را به ۵۰ گام ۵ps تقسیم می‌کنیم. در شکلهای ۲ و ۳ رفتار شار بر حسب مکان، مستقل از زمان و وابسته به زمان برای چشمه حجمی در ساچمه اول با مشخصات مندرج در جدول شماره ۱ مقایسه شده است.

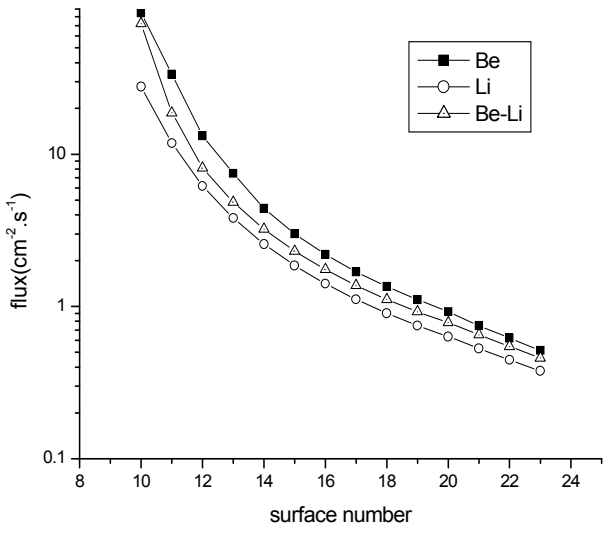
برای بررسی میزان گرمادهی ذرات به سوخت و ناحیه جذب کننده، سه نوع ساچمه که ناحیه جذب کننده آنها به صورت برلیم، لیتیم و برلیم- لیتیم در نظر گرفته شده است که

www.SID.ir

Archive of SID



شکل ۴. نمودار شار- مکان وابسته به زمان برای سه نوع ساچمه در ناحیه سوخت.



شکل ۵. نمودار شار- مکان وابسته به زمان برای سه نوع ساچمه در ناحیه جذب‌کننده.

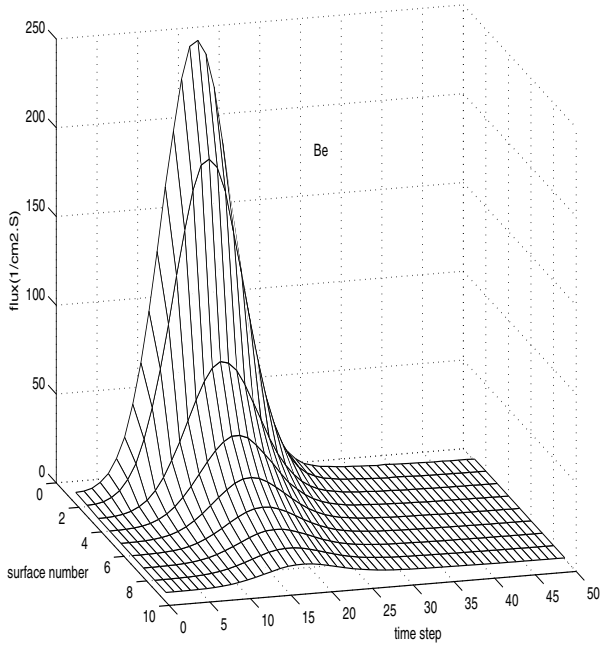
مشخصات کامل با شماره‌گذاری ساچمه‌ها از ۱ تا ۳ در جدول شماره ۱ آمده است.

در شکل ۴ شار نوترون بر حسب مکان برای هر سه نوع ساچمه در ناحیه سوخت نشان داده شده است. همان گونه که مشاهده می‌گردد شار نوترون برای ساچمه حاوی جذب کننده برلیم بیشتر از حالت لیتیم و برلیم- لیتیم می‌باشد. در شکل ۵ نیز مقایسه شار نوترون برای سه نوع ساچمه در ناحیه جذب‌کننده به وضوح نشان می‌دهد که شار نوترون در ساچمه اول که جذب کننده آن برلیم خالص می‌باشد به طور محسوسی بالاتر از ساچمه‌های شماره ۲ و ۳ می‌باشد. شار نوترون برای ساچمه اول برحسب مکان- زمان در شکلهای ۶ و ۷ در نواحی مختلف نشان داده شده است. منحنی شماره ۸ شار خروجی نوترون را بر حسب انرژی و زمان برای ساچمه‌های شماره ۱ مشخص می‌کند. با داشتن شار نوترون در هر کدام از این حالتها میزان گرمادهی نوترون به لایه‌های مختلف محاسبه و در جدول شماره ۱ آمده است. همچنین میزان انرژی جذب شده در نواحی مختلف ساچمه‌ها در شکل ۹ مقایسه شده است.

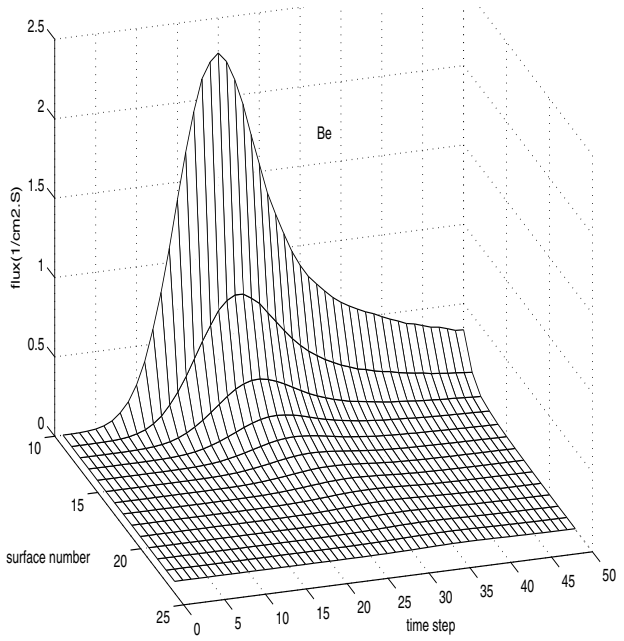
انرژی جذب شده بر واحد جرم در لایه سوخت و لایه هل‌دهنده یکسان است ولی در لایه جذب کننده انرژی جذب شده بر واحد جرم در ساچمه سوم نسبت به ساچمه دوم کاهش یافته که این به دلیل کاهش آهنگ برهم‌کنش $^{7}Li(n,n't)$ در اثر وجود لایه برلیم است. یعنی سطح مقطع بالای $^{9}Be(n,2n)$ نوترونی باعث کاهش انرژی نوترون می‌شود و برهم‌کنش $^{7}Li(n,n't)$ که نیازمند نوترونهای سریع است با آهنگ کمتری رخ می‌دهد. انرژی ذخیره شده در ساچمه اول بیشترین و در ساچمه دوم کمترین مقدار است. یعنی افزایش لیتیم و کاهش برلیم در لایه جذب کننده، باعث کمتر گرم شدن ساچمه می‌شود. همان طور که در جدول ۱ دیده می‌شود سهم زیادی از انرژی نوترون در لایه جذب کننده ذخیره می‌شود و نوترونها با انرژی کمتری به بلانکتهای اطراف راکتور همجوشی می‌رسند ولی از طرفی باعث گرم شدن لایه جذب‌کننده می‌شود که موجب انبساط این لایه به طرف داخل می‌شود و زمان محصورسازی سوخت افزایش یافته و بهره انرژی ساچمه افزایش می‌یابد. بنابراین استفاده از برلیم به عنوان جذب کننده با توجه به سطح مقطع بالای (n,2n) آن باعث افزایش زمان محصورسازی و در نتیجه بالا رفتن بهره انرژی ساچمه می‌شود و لذا ساچمه اول مناسب‌تر از دو ساچمه دیگر است.

www.SID.ir

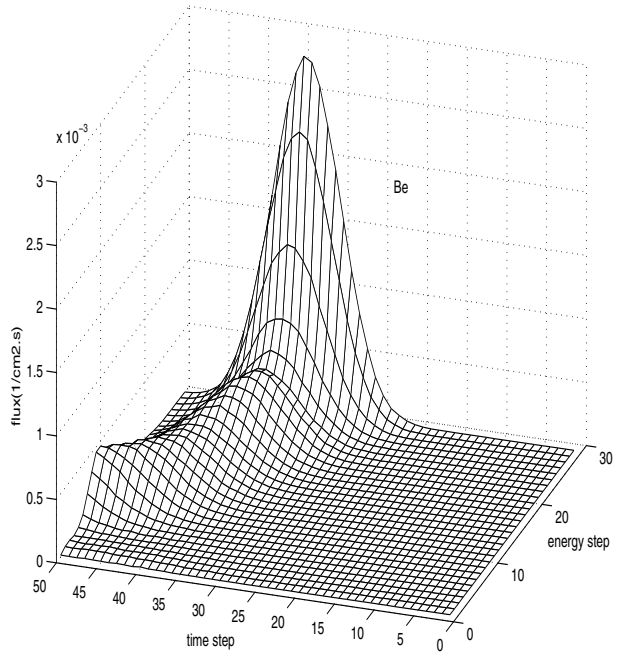
Archive of SID



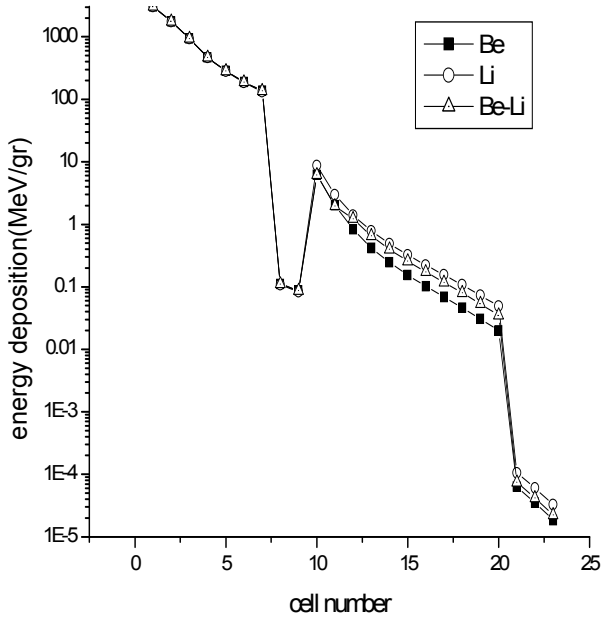
شکل ۶. نمودار شار- مکان- زمان در لایه سوخت ساچمه اول.



شکل ۷. نمودار شار- مکان- زمان در لایه جذب کننده ساچمه اول.



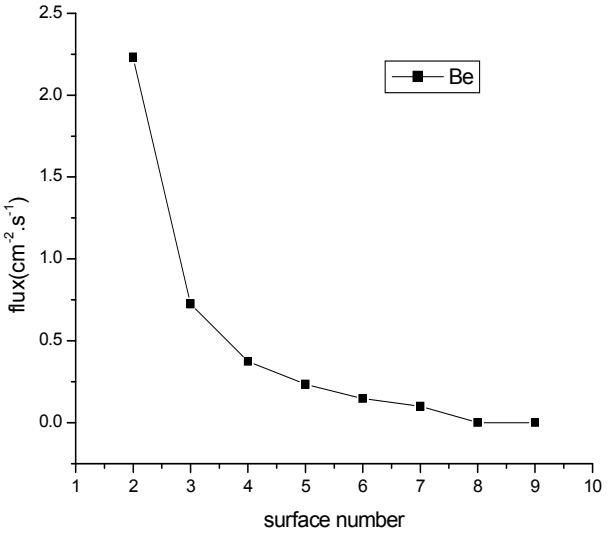
شکل ۸. شار خروجی از ساچمه اول برحسب انـرژی و زمـان (گـام انرژی ۰/۵MeV).



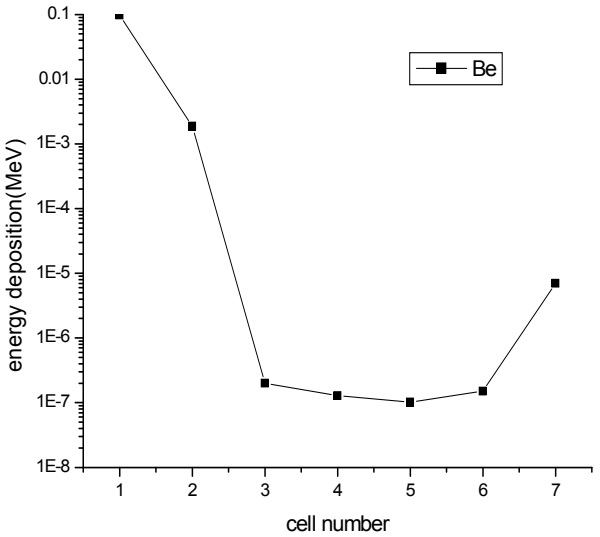
شکل ۹. انرژی جذب شده بر واحد جرم وابسته به زمان در ۱۵۰ps.

www.SID.ir

Archive of SID



شکل ۱۰. شار فوتون تابش ترمزی به ازای یک الکترون۱۰۰keV.



شکل ۱۱. انرژی جذب شده در سوخت گاز و ۵ سلول سوخت سرد و یک سلول از طلا به ازای الکترون ۱۰۰keV.

۷. ۲. تحلیل نتایج ترابرد الکترونها و فوتونها و اثر آن در اشتعال جرقه‌ای

پس از تراکم ساچمه، ناحیه گاز یونیده شده وگرم می‌شود. الکترونهای این ناحیه دارای توزیع انرژی ماکسولی هستند که به طور متوسط دارای انرژی ۱۰۰keV هستند که در اثر برخورد با یونهای سوخت انرژیشان را به صورت تابش ترمزی از دست می‌دهند [۹]. با استفاده از کد ترابرد MCNP و در نظر گرفتن یک چشمه الکترون ۱۰۰keV که در کره‌ای به شعاع ۰/۰۰۷۶cm به صورت یکنواخت توزیع شده است، شار الکترون و فوتونهای تابش ترمزی و مقدار انرژی‌دهی الکترون و فوتون را در لایه سوخت محاسبه کرده‌ایم. در حالت اشتعال جرقه‌ای الکترونها در اولین لایه سوخت جامد متوقف می‌شوند و انرژیشان را کامل از دست می‌دهند. با توجه به شکل ۱۰ فوتونها تا لایه آخر سوخت سرد نفوذ می‌کنند و در لایه هل‌دهنده طلا متوقف می‌شوند. مقدار انرژی که توسط الکترون و فوتون در سوخت گاز و ۵ سلول سوخت سرد و یک سلول از طلا جذب می‌شود مطابق شکل ۱۱ است. نتیجه اینکه کل انرژی الکترون و فوتون یعنی ۱۰۰keV در لایه سوخت جذب می‌شود.

۷. ۳. تحلیل نتایج ترابرد ذرات باردار و نوترون و اثر آن برای اشتعال سریع

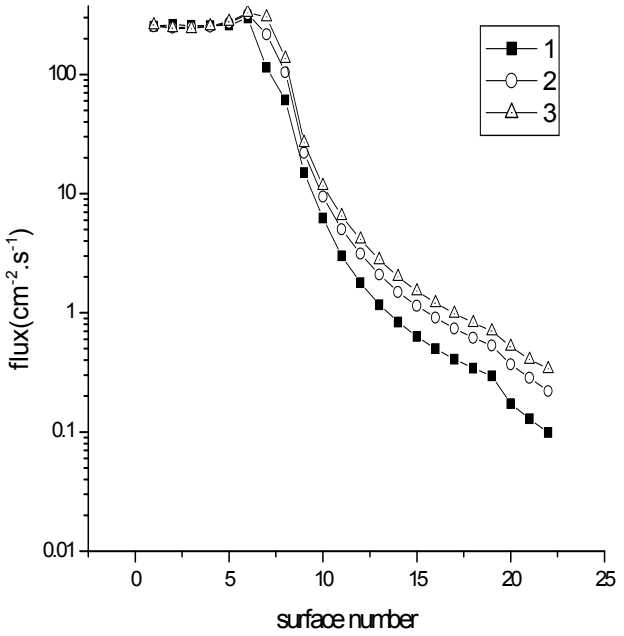
برای بررسی ترابرد ذرات در حالت اشتعال سریع با توجه به اینکه سوخت در دو مرحله گرم می‌شود نقش اصلی گرمادهی مربوط به الکترونهایی است که در اثر تابش پالس لیزر با توان $۱۰^{۱۹}$–$۱۰^{۲۰}$W/cm^{۲} در فاز دوم به ناحیه مرکزی سوخت شتاب می‌گیرند و تا چندین MeV انرژی دارند. برای این مرحله الکترونهای با انرژی۱MeV و ۱۰MeV بررسی شده‌اند. ساچمه شماره ۱ که در بخش قبل دارای ناحیه جذب کننده برلیم هست را در این مرحله برای ترابرد الکترونها انتخاب کردیم زیرا همان گونه که نتایج نشان داد برلیم انرژی بیشتری را در مقایسه با لیتیم جذب می‌کند و این امر باعث گرم نگه داشتن لایه جذب کننده و بالا رفتن زمان محصورسازی می‌باشد. ساچمه شماره ۱ با سه چگالی مختلف در اینجا بررسی می‌گرددکه این سه حالت در جدول شماره ۳ مشخص شده است. ترابرد الکترونها منجر به گرم شدن سوخت سرد و تبدیل ناحیه سوخت سرد به پلاسما و انجام برهم‌کنشهای همجوشی می‌گردد. شار الکترونهای ۱۰MeV و فوتونهای ترمزی برای سه حالت چگالی در شکل ۱۲ و ۱۳ آمده است. انتقال انرژی الکترونها در ساچمه

www.SID.ir

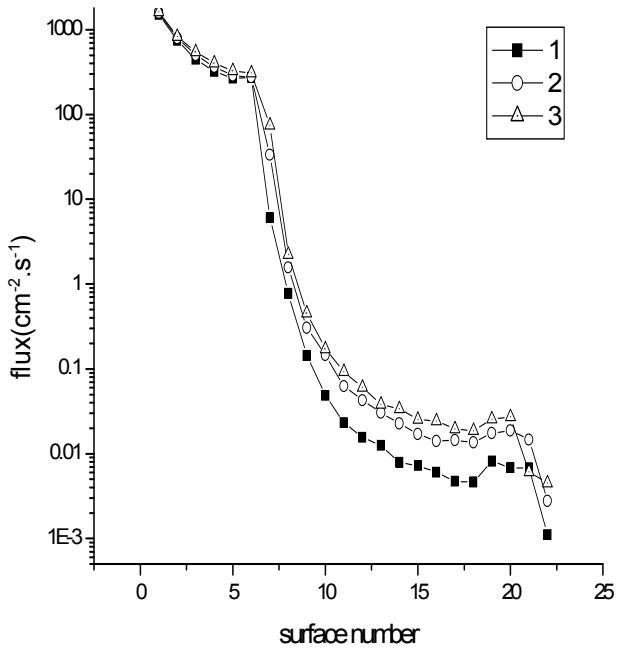
Archive of SID

جدول ۳. گرمادهی الکترون به نواحی مختلف ساچمه در حالت اشتعال سریع به ازای الکترون ۱MeV و ۱۰MeV.

نواحی مختلف	شعاع (cm)	حالت اول			حالت دوم			حالت سوم		
		چگالی (g/cm^3)	انرژی به ازای الکترون		چگالی (g/cm^3)	انرژی به ازای الکترون		چگالی (g/cm^3)	انرژی به ازای الکترون	
			۱MeV	۱۰MeV		۱MeV	۱۰MeV		۱MeV	۱۰MeV
سوخت گاز	۰/۰۰۷۶	۵۷/۱۵	۰/۶۵۱۷۳	۰/۵۳۲۱۳	۵۷/۱۵	۰/۶۵۱۵۹	۰/۵۴۱۷۴	۵۷/۱۵	۰/۶۵۱۲۹	۰/۵۴۶۹۹
سوخت جامد	۰/۰۲۴۵	۲۰۰	۰/۳۴۷۵۸	۵/۱۹۶۲۰۲	۱۰۰	۰/۳۴۷۷۰	۲/۸۹۳۶۵	۴۰	۰/۳۴۷۹۷	۱/۲۸۵۹۴
لایه طلا	۰/۰۳۰۷	۱۰۰۰	۰/۰۰۰۶۴	۳/۷۰۰۰۴	۱۰۰۰	۰/۰۰۰۶۶	۵/۳۷۹۴۶	۱۰۰۰	۰/۰۰۰۶۷	۶/۴۴۵۳۳
لایه برلیم	۰/۳۸۲۷	۱/۹-۱۸۰	۲/۳۶۶۴۶E-۵	۰/۱۹۵۲۵	۱/۹-۹۰	۱/۷۰۴۶۱E-۵	۰/۲۳۲۵۸	۱/۹-۴۰	۹/۲۱۹۰۵E-۶	۰/۱۹۵۹۶
لایه طلا	۰/۴۹۱۲	۱۹/۵	۱/۳۴۵۲۷E-۵	۰/۰۵۱۷۹	۱۹/۵	۱/۷۷۳۴۶E-۵	۰/۰۹۹۴۰	۱۹/۵	۱/۴۴۵۶۶E-۵	۰/۱۱۴۹۰



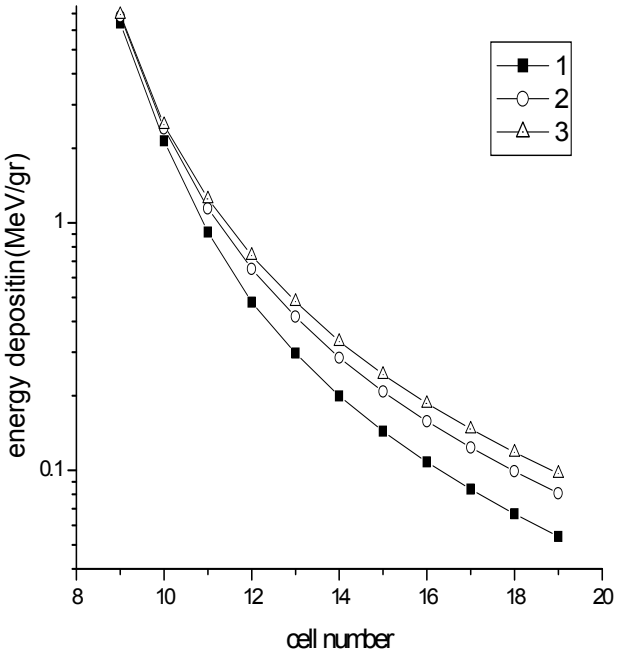
شکل ۱۳. شار فوتونهای تولید شده در لایه‌های مختلف ساچمه در سه حالت چگالی (جدول ۵) به ازای یک الکترون ۱۰MeV.



شکل ۱۲. شار الکترون در لایه‌های مختلف ساچمه در سه حالت چگالی (جدول ۵) به ازای یک الکترون ۱۰MeV.

www.SID.ir

Archive of SID



شکل ۱۴. مقایسه انرژی ذخیره شده در لایه‌های جذب کننده برای سه حالت چگالی (جدول ۳) به ازای یک نوترون ۱۴MeV.

برای سه حالت چگالی در جدول شماره ۳ نشان می‌دهد که سهم زیادی از گرم شدن سوخت مربوط به الکترونها است. انتقال انرژی نوترون برای سه حالت چگالی در لایه جذب کننده در شکل ۱۴ آمده است. نتایج گرمادهی نوترون و گرما دهی الکترونهای ۱MeV و ۱۰MeV به ترتیب در جداول ۲ و ۳ مشخص شده است.

۷. ۴. نتیجه‌گیری

۱- در برآورد تقریبی که توسط دیگران انجام شده است، پارامتر زمان کمتر مورد توجه قرار گرفته است. در حالی که برای محاسبه دقیق کسر مصرف سوخت و بهره انرژی ساچمه، محاسبات وابسته به زمان لازم است.

۲- در طراحی ساچمه‌ها، لایه‌های بیرونی را برای ضربه زدن و متراکم کردن اولیه سوخت منظور کرده و کمتر به میزان انرژی ذخیره شده در لایه‌های بیرونی توجه شده است. لذا ما در اینجا با محاسبات ترابرد نوترون نشان دادیم که انرژی قابل ملاحظه‌ای از نوترونهای حاصل از همجوشی در این لایه‌ها ذخیره می‌شود و در نتیجه انرژی نوترون خروجی کمتر است ولی گرم شدن این لایه به تراکم سوخت کمک کرده و زمان محصورسازی سوخت بیشتر می‌شود و بهره انرژی افزایش می‌یابد.

۳- استفاده از برلیم به عنوان جذب کننده بهتر است.

۴- با توجه به ناپایداری رایلی تیلور در اشتعال جرقه‌ای، روش اشتعال سریع که در دو فاز انجام می‌شود حالت پایدارتری را نشان می‌دهد. به همین جهت این روش جایگزین مناسبی برای ICF با اشتعال جرقه‌ای است. روش اشتعال سریع در مراحل اولیه تحقیق می‌باشد و امید است رفتار الکترونهای نسبیتی در مراحل تجربی نتایج رضایت‌بخشی به دست دهد.

مراجع

۱. اکبر پروازیان و جمشید جعفری، مجله پژوهش فیزیک ایران، **۳**، شماره۲ (تابستان ۱۳۸۱).

2. M Basko, *Plasma physics and Controlled Fusion*, **35** (1993).
3. S Nakai, *Nuclear Fusion*, **30** (1990) 1779–1797.
4. S Nakai, *Nuclear Fusion*, **30** (1990)1863–1878.
5. S Nakai and K Mima *Rep. Prog. Phys.*, **67** (2004).
6. S Nakai and H Takabe *Rep. Prog. Phys.*, **59** (1996).
7. M Basko and J Meyer-Ter-Vehn *Nuclear fusion*, **33**, 4 (1993).
8. M Basko, *Nuclear Fusion*, **39**, 8 (1999).
9. M Basko, *Nuclear Fusion*, **32**, 9 (1992).
10. M Tabak et al., "*The case for fast ignition as an IFE concept exploration program*", Lawrence Livermore National Laboratory (2000).
11. M Roth etal., *Physical Review letters*, **86**, 3 (2001).
12. M Basko, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, 45 (2003).
13. S Atzeni et al., *Nuclear fusion* 42 (2002) L1-L4
14. J James Duderstadt, J Louis Hamilton "*Nuclear Reactor Analysis*", JOHN WILEY & SONS (1976).
15. Y Nakao, *Nuclear fusion*, **3**, 1 (1990).
16. E E Lewis and W F Miller, *American Nuclear Society* (1984).

www.SID.ir

Archive of SID

17. "MCNP4C Monte Carlo N-Particle transport Code System", *Los Alamos National Laboratory*, April (2000).
18. F Salvat, "PENELOPE a code system for Monte Carlo simulation of electron and photon transport", *Nuclear Energy Agency* (2001).
19. K R Olson, "*Neutral particle integral transport in inertial confinement fusion using time dependent integral transport method*", Fusion Technology Institute University of Wisconsin, (1999).

www.SID.ir