

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)^۱ 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-تریتم 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

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 پلازما تبدیل شود [۵ و ۶].

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 و ۸].

در چند دهه اخیر استفاده از انرژی حاصل از همجوشی هسته‌ای با روش محصورسازی لختی بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۱ و ۲ و ۳ و ۴]. روشهای متداول برای دستیابی به انرژی همجوشی از طریق محصورسازی لختی عبارتند از: متراکم نمودن مستقیم مخلوطی از دوتریم-تریتم (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

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 [۴ و ۵].

۱.۲. پرتولیزر

لیزرهای با طول موج کوتاه محرک خوبی برای متراکم کردن ساچمه‌های D-T هستند. در اثر جذب انرژی لیزر در ساچمه، الکترونیهای پراثری 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 $0.248\mu\text{m}$ گزینه مناسبی برای این روش می‌باشد. استفاده از لیزر به عنوان پرتو محرک بهره هیدرودینامیکی را پایین می‌آورد. علاوه بر آن 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)

با استفاده از مولدهای مارکس^۴ (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^۵ SNL، هدف تولید یونهای لیتیم با انرژی 30MeV در مدت زمان 15ns با جریان یونی $3/5\text{MA}$ است که باید با چگالی توان 100TW/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.

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 ($G \sim 400$): بهره انرژی با G تعریف می‌شود که برابر است با نسبت انرژی حاصل از همجوشی به انرژی مورد نیاز برای متراکم نمودن ساچمه سوخت) [۷ و ۹]. 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 ($G \sim 80$) [۷ و ۸].

با توجه به اشکال موجود در این دو روش اخیراً روش دیگری پیشنهاد شده است با نام اشتعال سریع^۲. 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 (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

۳. Light Ion Beam

۴. Marx generator

۵. Sandia National Laboratory

۱. Gain

۲. Fast ignition

۳.۲. پرتو یون سنگین (HIB)

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 کاملاً 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 پلازما 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

با استفاده از شتابدهنده‌ها، یونهای سنگین ($A > 100$) مانند اورانیوم و بیسموت را تا حد انرژی ۱۰ GeV با جریان یونی ۱۰ kA شتاب می‌دهند [۴]. برای افزایش جریان پرتو، دو پرتو را چندین مرتبه با هم ترکیب می‌کنند. راندمان بالای تبدیل انرژی به پرتو یون سنگین حدود ۲۵ درصد و آهنگ تکرار (بزرگتر از ۲۰ Hz) و خوب کانونی شدن پرتو روی ساچمه توسط لنزهای مغناطیسی و جذب درصد بالایی از پرتو یونی در ساچمه از مزایای 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 [۴ و ۹].

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 بر روی 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:

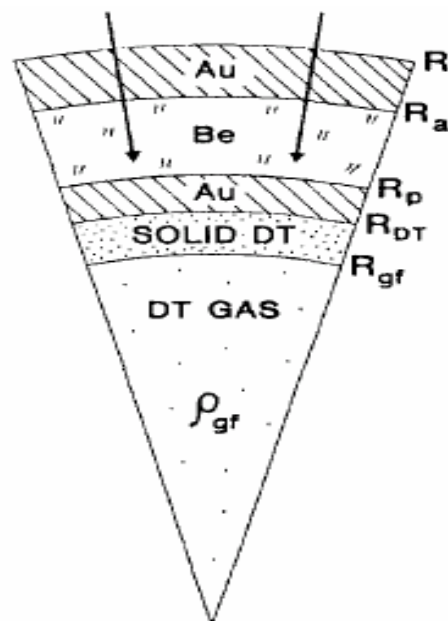
- ۱- گاز رقیق D-T به عنوان مشتعل کننده ساچمه
- ۲- سوخت جامد و سرد
- ۳- لایه هل دهنده طلا
- ۴- لایه جذب کننده (برلیم و لیتیم)
- ۵- لایه نگهدارنده طلا

شده در این حالت می‌توانند $100-10$ kJ انرژی به ناحیه مرکزی انتقال دهند و اشتعال با تشکیل پلازما صورت گرفته به ناحیه سوخت سرد پیش‌روی کند [۱۲ و ۱۱]. 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 100 kJ 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 پلازما ناحیه مرکزی است. شدتهای پالس لیزری بسیار بالا $10^{19}-10^{20}$ W/cm² در ناحیه پلازما چگال که منجر به ایجاد جریانهای الکترون نسبی 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 100 MA که حاوی الکترونهای 10 MeV 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].

$$\frac{1}{v} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \hat{\Omega} \cdot \nabla \phi + \Sigma_t \phi = \int_{\Omega'} d\Omega' \int_0^\infty dE' \Sigma_s(E', \hat{\Omega}') \rightarrow E, \hat{\Omega} \phi(r, E', \hat{\Omega}') + Source \quad (1)$$



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، 3 g/cm³ - 2 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 50 ps - 10 از باریکه لیزر با توان 10^{20} W/cm² - 10^{19} و طول موج بسیار کوتاه 0.2 μm 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 10^{15} W به ناحیه تابانیده می‌شود و این پالس لیزری الکترونها و یونهای محیط را تا رسیدن به چندین MeV انرژی شتاب می‌دهد. الکترونهای نسبی ایجاد

۱. Alfvén

داخل ساچمه قابل محاسبه خواهد بود. بنابراین به دست آوردن شار صحیح ذرات اصلی‌ترین مسئله در طراحی ساچمه‌ها می‌باشد. محاسبه ترابرد ذرات باردار و خنثی با روشهای مختلفی نظیر گسسته‌سازی متغیرهای مکان، انرژی، زمان و جهت ذرات می‌تواند صورت گیرد که در این روش معادله ترابرد ذرات باردار و خنثی باید حل شود. روش دیگر برای محاسبه شار استفاده از روش آماری مونت کارلو است.

۵. ۱. ترابرد ذرات به روش مونت کارلو

روشهای مونت کارلوی موجود قادر به بررسی رفتار ذرات در ساختارهای سه بعدی به طور کامل هستند [۱۶ و ۱۷]. به علاوه رفتار پیوسته انرژی همانند مکان و جهت، خطای گسسته‌سازی مثلاً استفاده از تقریب چند گروهی انرژی را کاهش می‌دهد. پس برای یک مجموعه سطح مقطع هسته‌ای خطا در محاسبات مونت کارلو از عدم قطعیت‌های آماری به وجود می‌آید. به بیان ساده روش مونت کارلو شامل شبیه‌سازی تعداد محدودی از تاریخچه‌های ذره با تولید اعداد تصادفی است. بدین منظور با تولید عدد تصادفی از تابع توزیع رویدادهایی که ممکن است برای ذره به وجود آید، نمونه‌یابی می‌شود. با فرض اینکه مسئله مستقل از زمان است، هرتاریخچه با نمونه‌یابی از تابع توزیع چشمه برای تعیین مکان، انرژی و جهت اولیه ذره شروع می‌شود. سپس به طور آماری، پویش آزاد میانگین^۳ ذره قبل از برخورد و مکان برخورد و هسته هدف را مشخص می‌کنیم. توسط نمونه‌یابی از داده‌های سطح مقطع هسته‌ای مشخص می‌شود که ذره با کدام هسته برخورد کرده است و آیا برخورد یک برهم‌کنش جذبی (گیراندازی) است یا پراکندگی؟ اگر گیراندازی است، تاریخچه ذره پایان یافته و اما اگر پراکندگی است از توزیع زاویه پراکندگی برای پیدا کردن جهت جدید ذره نمونه‌یابی می‌شود. سپس در حالت پراکندگی الاستیک یک انرژی جدید با در نظر گرفتن پایستگی انرژی و اندازه حرکت به دست

که در آن $\phi(r, E, \hat{\Omega}, t)$ شار ذرات، $\Sigma = N\sigma$ ، Σ سطح مقطع ماکروسکوپی، N چگالی اتمی محیط و σ سطح مقطع میکروسکوپی و $\Sigma_s(E', \hat{\Omega}' \rightarrow E, \hat{\Omega})$ سطح مقطع پراکندگی در اثر تغییر انرژی و جهت ذرات است.

معادله ترابرد ذرات باردار با در نظر گرفتن اثرات برهم‌کنشهای کولنی اضافه کردن آن به معادلات ذرات خنثی به دست می‌آید. که به اختصار معادله بولتزمن - فاکر - پلانک (BFP^۱) نامیده می‌شود. رابطه فاکر - پلانک به صورت زیر است [۱۵].

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

که رابطه (۳) مربوط به برهم‌کنشهای کولنی است و به معادله ترابرد ذرات خنثی (بولتزمن) اضافه می‌شود. سرانجام معادله ترابرد ذرات باردار چنین خواهد شد:

$$\frac{\partial \phi}{v \partial t} + \hat{\Omega} \cdot \nabla \phi + \Sigma_t \phi = \int d\Omega' \int dE' \Sigma_s(E', \hat{\Omega}' \rightarrow E, \hat{\Omega}) \phi(r, E', \hat{\Omega}') + \text{Source} + \frac{\partial}{\partial E} (S(r, E, t)\phi) + T(r, E, t) \frac{\partial}{\partial \mu} (1 - \mu^2) \frac{\partial \phi}{\partial \mu} \quad (3)$$

ضرایب $S(r, E, t)$ و $T(r, E, t)$ به معنی متوسط کاهش انرژی و متوسط مربع انحراف از مسیر در واحد طول می‌باشد و نشان‌دهنده پخش ذرات در فضای سرعت می‌باشند.

برای به دست آوردن جمله توان توقف، تقریبهای زیادی وجود دارد. از جمله می‌توان به رابطه بث^۲ اشاره کرد [۱۵]

$$S(r, E) = \frac{qq_i \pi m}{mv^2} \left(\ln \frac{2mv^2}{I} - \beta \right) \quad (4)$$

که در آن I انرژی یونیزاسیون است.

ترابرد نوترونها، الکترونها و فوتونها در سوخت و لایه‌های پوششی آن در ساچمه برای محاسبه شار این ذرات و در نتیجه آهنگ انجام برهم‌کنشها و توان توقف ذرات باردار مورد نیاز است. با تعیین شار ذرات آهنگ انتقال انرژی به مواد مختلف

۱. Boltzmann Foker Planck equation

۲. Beth

۳. Mean free path

۵. ۲. ترابرد نوترون

اگر یک نوترون با انرژی E در جهت Ω در محیط وارد شود مکان برخورد طبق رابطه $x = -\frac{1}{\Sigma} \ln \xi$ مشخص می‌شود. با عدد تصادفی دیگر و مقایسه با $\frac{\Sigma_s^i}{\Sigma_s}$ سطح مقطع پراکندگی هسته i ام است) مشخص می‌شود نوترون با کدام هسته برخورد کرده است. پس ابتدا هسته و نوع پراکندگی مشخص می‌شود. اگر پراکندگی الاستیک افتاده، μ_{cm} کسینوس زاویه پراکندگی در چارچوب مرکز جرم نمونه‌یابی می‌شود. اگر پراکندگی همسانگرد باشد μ_{cm} از یک تابع چگالی احتمال یکنواخت بین -1 تا $+1$ 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 و تکانه، انرژی پس از برخورد برابر است با

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

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

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

چون پراکندگی به زاویه سمتی بستگی ندارد پس $\xi = 2\pi\zeta$ 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 پس مانده، نمونه‌یابی می‌شود. برای این منظور سطوح مقطع برحسب انرژیهای مختلف مورد استفاده قرار می‌گیرد. برای $A \gg 1$ پراکندگی 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.

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 [۱۷و۱۶].

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.

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

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 مونت کارلو شار یا کمیت دیگری به طور عادی در یک نقطه محاسبه نمی‌شود. بلکه از تعداد برخوردهای طول رد ذره^۱ 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 و شار 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 سهمیم 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

۵.۳. ترابرد الکترون

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].

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

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

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 الکترونها سریع در اثر میدان الکترواستاتیکی هسته اتم (و حتی در اثر میدان الکترونها 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 β -هیتر برای تابش ترمزی به شکل زیر است [۱۷ و ۱۸].

ترابرد الکترونها و ذرات 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 و نیمه تحلیلی پراکندگی چندگانه در زمینه ترابرد ذرات باردار انجام شده است. این تئوریه‌ها 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 تئوریه‌ها، تئوری گاداسمیت-ساندرسون^۱ برای انحراف زاویه‌ای و تئوری لاندائو^۲ برای نوسانات انرژی اتلافی است [۱۷ و ۱۸].

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 به صورت مجموعه‌ای از مقدارهای طول مسیر کل، انرژی، زمان، جهت و مکان الکترون در نظر گرفت.

$$(\cdot, E, t, u, r), (S_1, E_1, t_1, u_1, r_1), \dots$$

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

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

که $-\frac{dE}{dS}$ توان توقف کل انرژی برواحد طول است. این کمیت به انرژی و ماده‌ای که الکترون در آن حرکت می‌کند بستگی

۱. Godsmitt Saunderson

۲. Landau

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 پلازما در روش اشتعال مستقیم (اشتعال جرقه‌ای) و ترابرد الکترونهای نسبیتهی 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 (pR) مناسب متراکم شده و در نتیجه انرژی بسیار کمتری صرف این مرحله

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

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

$$\begin{aligned} \phi(b) &= 4 \ln \frac{Rm_e c}{\eta} - 2 \ln(1+b^2) - 4b \tan^{-1} b^{-1} \\ \phi_1(b) &= 4 \ln \frac{Rm_e c}{\eta} + \frac{\gamma}{3} - 2 \ln(1+b^2) - 6b \tan^{-1} b^{-1} \\ &\quad - b^2 \left[4 - 4b \tan b^{-1} - 3 \ln(1+b^2) \right] \end{aligned} \quad (11)$$

۵. ۴. انحرافهای زاویه‌ای

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

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

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.

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

سطح مقطع دیفرانسیلی انحراف زاویه‌ای است.

۶. انتخاب مواد برای لایه‌های پوششی و سوخت

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



این برهم‌کنش نسبت به برهم‌کنشهای دوتریم-دوتریم (D-D) و دوتریم-هلیوم (D- ^3He) که آستانه انرژی شروع

جدول ۱. مشخصات ساچمه پس از تراکم.

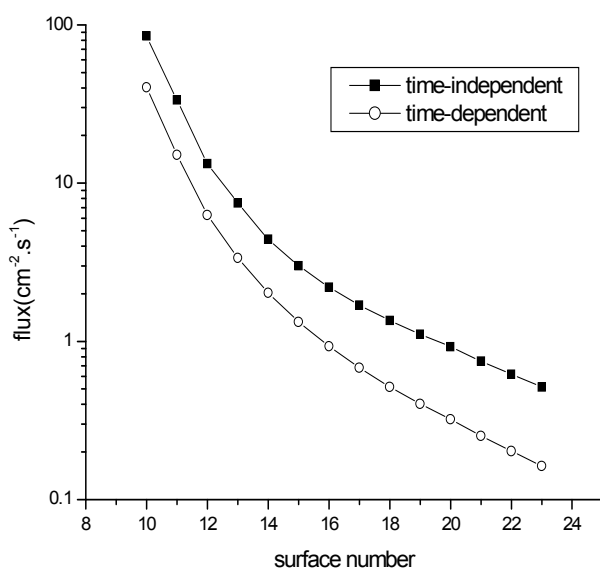
ساچمه شماره ۳			ساچمه شماره ۲			ساچمه شماره ۱			نواحی مختلف
نگهدارنده	جذب کننده	سوخت	نگهدارنده	جذب کننده	سوخت	نگهدارنده	جذب کننده	سوخت	
	لیتیم	برلیم		لیتیم	برلیم		لیتیم	برلیم	
۰/۴۹۱۲	۰/۳۸۲۷	۰/۰۹۴۷	۰/۴۹۱۲	۰/۳۸۲۷	۰/۰۲۴۵	۰/۴۹۱۲	۰/۳۸۲۷	۰/۰۲۴۵	شعاع (cm)
۱۹/۵	۰/۵۳۴-۲۸/۱	۱/۹-۱۸۰	۱۹/۵	۰/۵۳۴-۵۰/۶	۵۷/۱۵-۲۰۰	۱۹/۵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

جدول ۲. انرژی جذب شده بر حسب MeV در هر لایه بازای یک نوترون 14MeV .

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

اشتعال سریع کل انرژی مصرف شده حداقل یک مرتبه از حالت روش اشتعال مستقیم پایین تر است یعنی مصرف حدود 100 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.

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 پیش روی می‌کنند و ناحیه سوخت گرم شده و آهنگ برهم‌کنشهای همجوشی بالا می‌رود. در مجموع دو فاز گرم نمودن ساچمه‌های



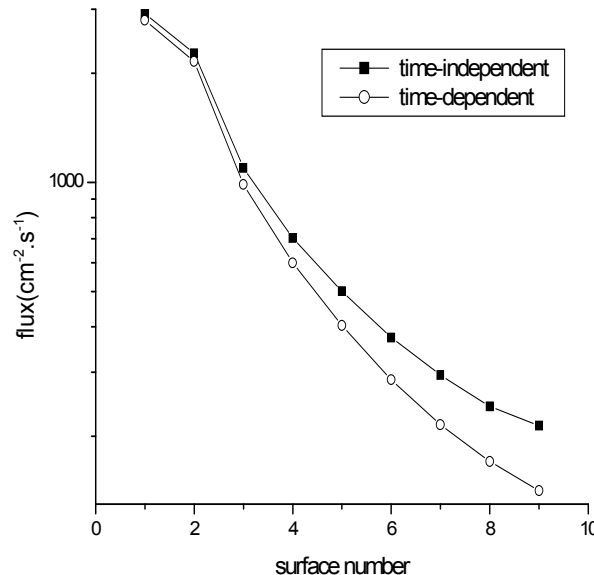
شکل ۳. نمودار شار- مکان ساچمه اول مستقل از زمان و وابسته به زمان در ۲۵۰ ps در ناحیه جذب‌کننده.

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 و دما 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 ۱۵۰ ps به صورت زیر تعریف می‌شود [۱۹].

$$P(t) = ce^{-\left[1/6651.09 \left(\frac{t-75}{50}\right)^2\right]} \quad (15)$$

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 ۲۵۰ ps را به ۵۰ گام ۵ ps 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 جذب‌کننده، سه نوع ساچمه که ناحیه جذب‌کننده آنها به صورت برلیم، لیتیم و برلیم-لیتیم در نظر گرفته شده است که



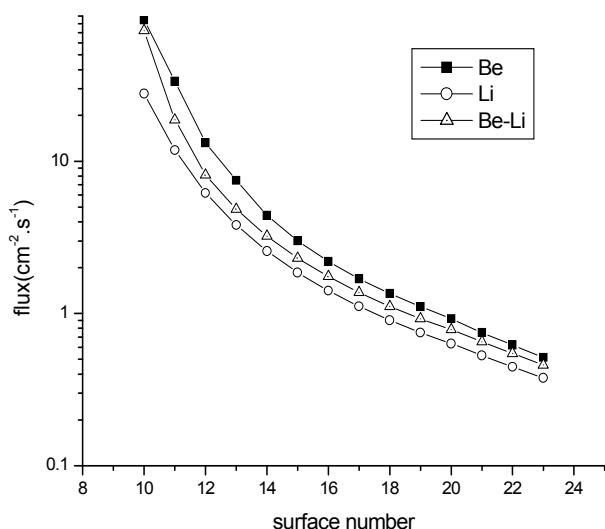
شکل ۲. نمودار شار- مکان ساچمه اول مستقل از زمان و وابسته به زمان در ۲۵۰ ps در ناحیه سوخت.

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.

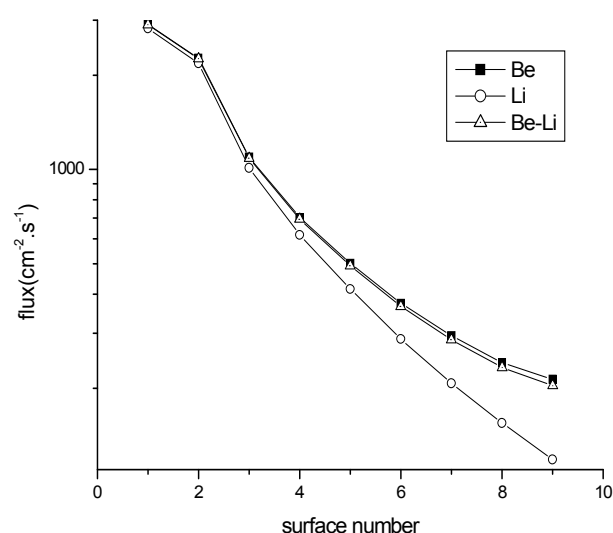
۱.۷. تحلیل ترابرد نوترون و اثر آن در اشتعال جرقه‌ای

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 نگه‌دارنده را به ۳ سلول تقسیم کرده‌ایم. چشمه نوترون را می‌توان یک چشمه نقطه‌ای در مرکز ساچمه در نظر گرفت. اما به طور



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

شده بر واحد جرم در ساچمه سوم نسبت به ساچمه دوم کاهش یافته که این به دلیل کاهش آهنگ برهم‌کنش ${}^6\text{Li}(n,n't)$ در اثر وجود لایه برلیم است. یعنی سطح مقطع بالای ${}^9\text{Be}(n,\gamma n)$ نوترونی باعث کاهش انرژی نوترون می‌شود و برهم‌کنش ${}^6\text{Li}(n,n't)$ 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 جذب‌کننده، باعث کمتر گرم شدن ساچمه می‌شود. همان‌طور که در جدول ۱ دیده می‌شود سهم زیادی از انرژی نوترون در لایه جذب‌کننده 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 جذب‌کننده با توجه به سطح مقطع بالای $(n,\gamma n)$ آن باعث افزایش زمان محصورسازی و در نتیجه بالا رفتن بهره انرژی ساچمه می‌شود و لذا ساچمه اول مناسب‌تر از دو ساچمه دیگر است.

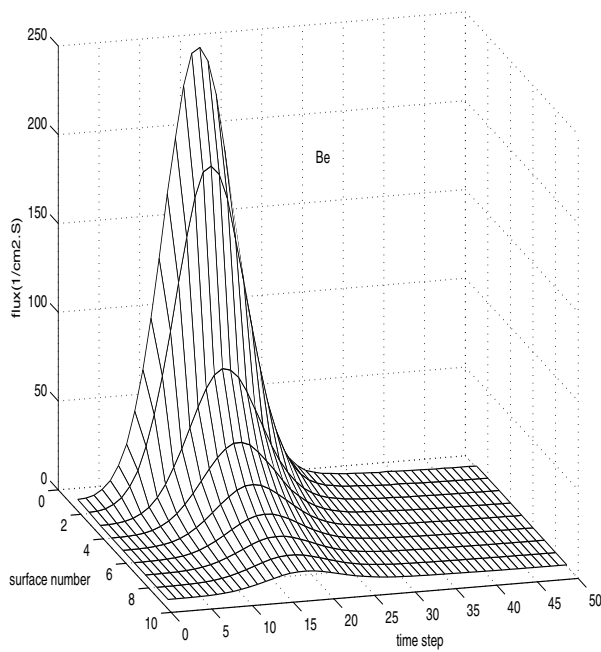
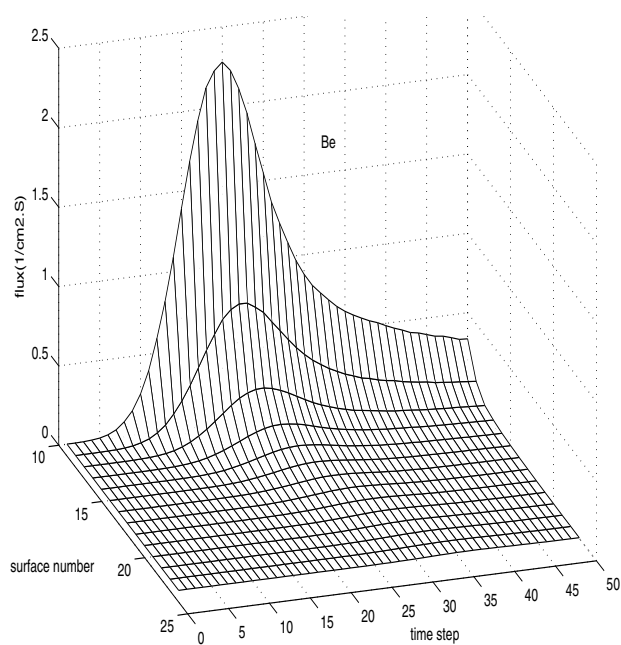


شکل ۴. نمودار شار- مکان وابسته به زمان برای سه نوع ساچمه در ناحیه سوخت.

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

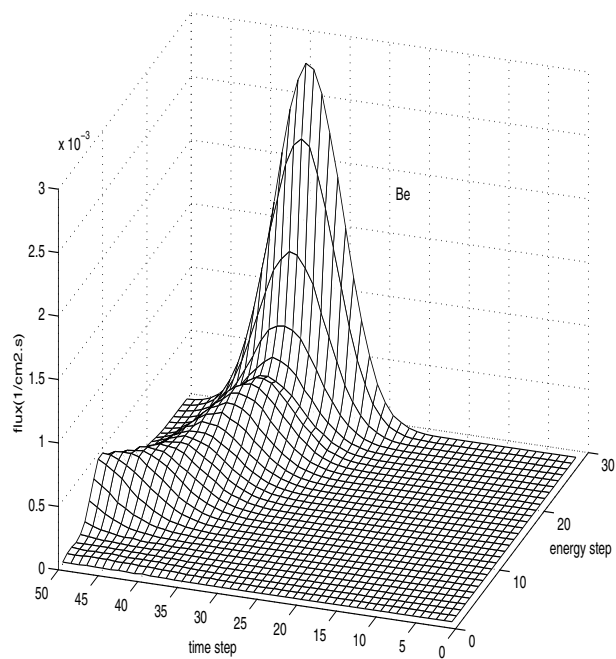
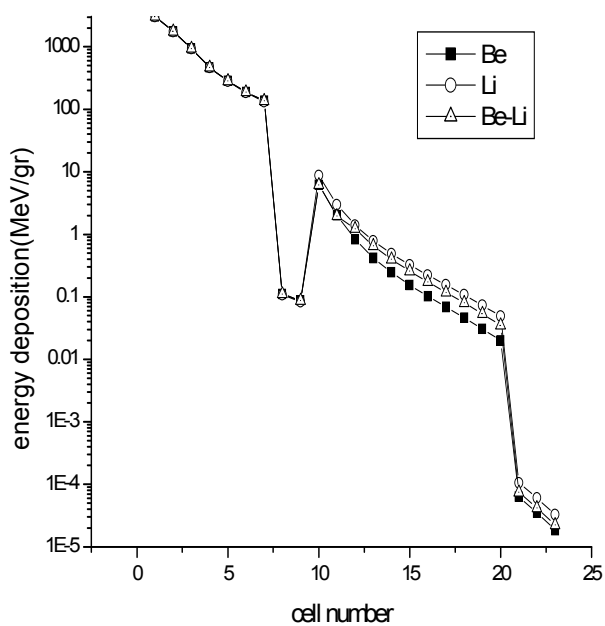
در شکل ۴ شار نوترون بر حسب مکان برای هر سه نوع ساچمه در ناحیه سوخت نشان داده شده است. همان‌گونه که مشاهده می‌گردد شار نوترون برای ساچمه حاوی جذب‌کننده برلیم بیشتر از حالت لیتیم و برلیم- لیتیم می‌باشد. در شکل ۵ نیز مقایسه شار نوترون برای سه نوع ساچمه در ناحیه جذب‌کننده به وضوح نشان می‌دهد که شار نوترون در ساچمه اول که جذب‌کننده آن برلیم خالص می‌باشد به طور محسوسی بالاتر از ساچمه‌های شماره ۲ و ۳ می‌باشد. شار نوترون برای ساچمه اول بر حسب 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 جذب‌کننده انرژی جذب



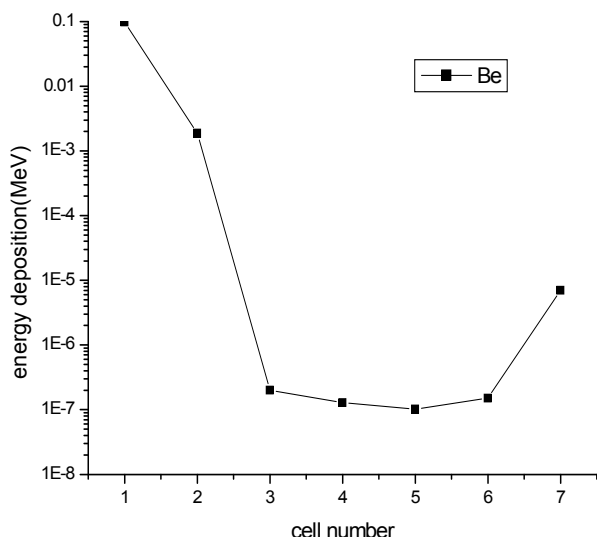
شکل ۶. نمودار شار- مکان- زمان در لایه سوخت ساچمه اول.

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

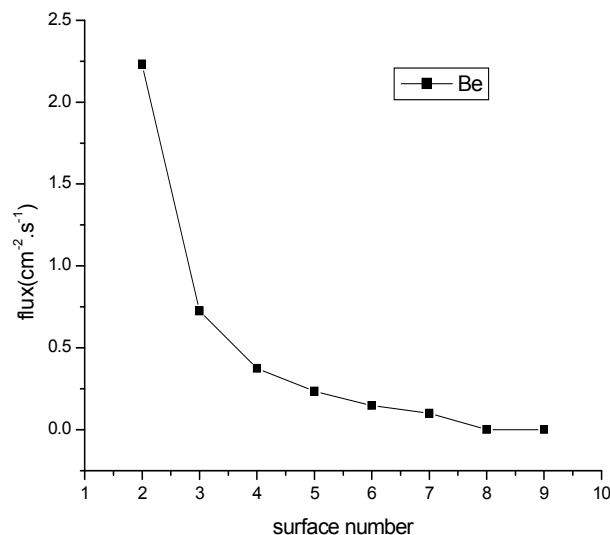


شکل ۸. شار خروجی از ساچمه اول برحسب انرژی و زمان (گام انرژی $0.5MeV$).

شکل ۹. انرژی جذب شده بر واحد جرم وابسته به زمان در $150ps$.



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



شکل ۱۰. شار فوتون تابش ترمزری به ازای الکترون ۱۰۰ keV.

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

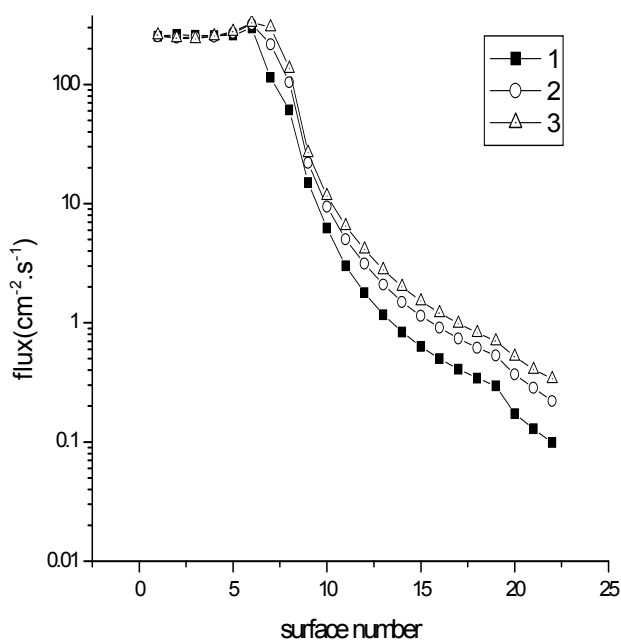
برای بررسی ترابرد ذرات در حالت اشتعال سریع با توجه به اینکه سوخت در دو مرحله گرم می‌شود نقش اصلی گرمادهی مربوط به الکترونهاست که در اثر تابش پالس لیزر با توان $10^{19}-10^{20} \text{ W/cm}^2$ در فاز دوم به ناحیه مرکزی سوخت شتاب می‌گیرند و تا چندین MeV انرژی دارند. برای این مرحله الکترونها با انرژی ۱ MeV و ۱۰ MeV 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 می‌گردد که 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 الکترونها ۱۰ MeV و فوتونهای ترمزری برای سه حالت چگالی در شکل ۱۲ و ۱۳ آمده است. انتقال انرژی الکترونها در ساچمه

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

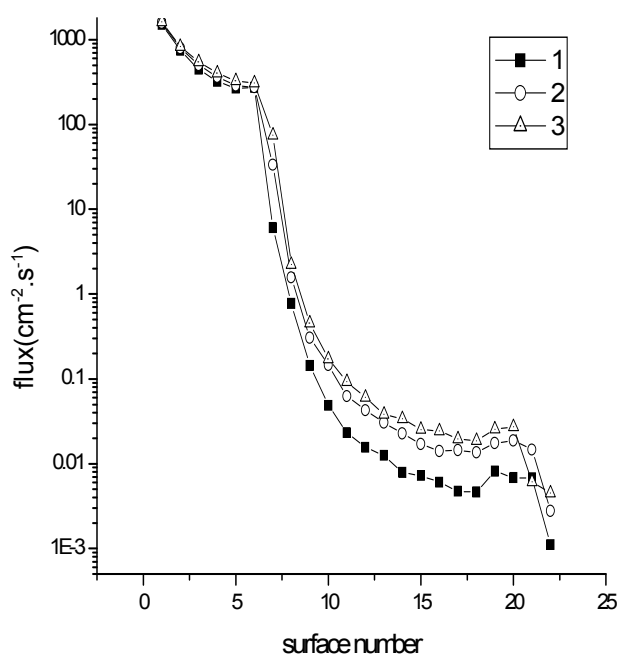
پس از تراکم ساچمه، ناحیه گاز یونیده شده و گرم می‌شود. الکترونها این ناحیه دارای توزیع انرژی ماکسولی هستند که به طور متوسط دارای انرژی ۱۰۰ keV هستند که در اثر برخورد با یونهای سوخت انرژی‌شان را به صورت تابش ترمزری از دست می‌دهند [۹]. با استفاده از کد ترابرد MCNP و در نظر گرفتن یک چشمه الکترون ۱۰۰ keV که در کره‌ای به شعاع 0.076 cm به صورت یکنواخت توزیع شده است، شار الکترون و فوتونهای تابش ترمزری 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 ۱۰۰ keV در لایه سوخت جذب می‌شود.

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

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



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



شکل ۱۴. شار الکترون در لایه‌های مختلف ساچمه در سه حالت چگالی (جدول ۵) به ازای یک الکترون ۱۰ MeV.

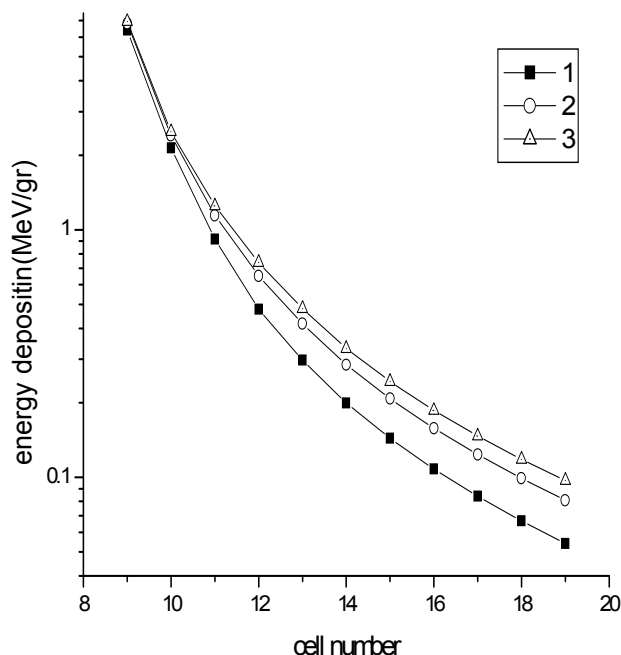
۴.۷. نتیجه‌گیری

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 نسبی در مراحل تجربی نتایج رضایت‌بخشی به دست دهد.



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

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 ۱ MeV و ۱۰ MeV به ترتیب در جداول ۲ و ۳ مشخص شده است.

مراجع

۱. اکبر پروازیان و جمشید جعفری، مجله پژوهش فیزیک ایران، شماره ۲ (تابستان ۱۳۸۱).
۲. M Basko, *Plasma physics and Controlled Fusion*, **35** (1993).
۳. S Nakai, *Nuclear Fusion*, **30** (1990) 1779-1797.
۴. S Nakai, *Nuclear Fusion*, **30** (1990) 1863-1878.
۵. S Nakai and K Mima *Rep. Prog. Phys.*, **67** (2004).
۶. S Nakai and H Takabe *Rep. Prog. Phys.*, **59** (1996).
۷. M Basko and J Meyer-Ter-Vehn *Nuclear fusion*, **33**, 4 (1993).
۸. M Basko, *Nuclear Fusion*, **39**, 8 (1999).
۹. M Basko, *Nuclear Fusion*, **32**, 9 (1992).
۱۰. M Tabak et al., "The case for fast ignition as an IFE concept exploration program", Lawrence Livermore National Laboratory (2000).
۱۱. M Roth et al., *Physical Review Letters*, **86**, 3 (2001).
۱۲. M Basko, *Plasma Physics and Controlled Fusion*, **45** (2003).
۱۳. S Atzeni et al., *Nuclear fusion* **42** (2002) L1-L4
۱۴. J James Duderstadt, J Louis Hamilton "Nuclear Reactor Analysis", JOHN WILEY & SONS (1976).
۱۵. Y Nakao, *Nuclear fusion*, **3**, 1 (1990).
۱۶. E E Lewis and W F Miller, *American Nuclear Society* (1984).

- 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).
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”,