بررسی بهره انرژی محفظههای استوانهای سوخت D-T با کنترل مغناطیسی در همجوشی به روش اشتعال سریع

اکبر پروازیان* و سید روحالله حسینیدلسم** دانشکدهٔ فیزیک، دانشگاه صنعتی اصفهان

چکیده – طرحهای متفاوتی برای استفاده از انرژی هسته ای حاصل از همجوشی به روش لختی (ICF)^۱ در سالهای اخیر بسیار مورد توجه قـرار گرفته است. هدف اصلی این طرحها دسترسی به بهره انرژی بالاست. در روشهای متداول همجوشی به روش لختی (ICF) مقدار کمی (در حدود میلی گرم) مخلوط دوتریم – تریتیم در محفظه کوچک کروی به شعاع چند میلی متر به وسیله باریکههای لیزری یا یون سنگین که دارای تـوانی از مرتبه W^۵ (۱ است متراکم میشود. که متعاقب ان تشکیل پلاسما در مرکز این محفظه بـرای انجـام همجوشی مـسئلهای اساسی است. در روشهای متداول همجوشی به روش لختی، ناپایداری هیدرودینامیکی در فرایند متراکم سازی سوخت باعث پایین آمدن بهـره انـرژی می شود. طرحهای جدید برای کاهش ناپایداریها، انجام متراکم سازی محفظه سوخت توسط باریکههای لیـزری یا یون سنگین که دارای تـوانی از پیشگرم کردن سوخت با باریکه لیزری یا یون و سپس تولید الکترونهای نسبیتی با پالسهای لیز با توان W^۵ (۱ سوخت در داخل سـوخت در فـاز دوم مورت می گیرد. این روش گرم کردن سوخت به عنوان روش اشتعال سریع مطرح شده است. همچنین در سالهای اخیر بـهجـای محفظـ کـروی موخت، طرحهای اسون سوخت با باریکه لیزری یا یون و سپس تولید الکترونهای نسبیتی با پالسهای لیز با توان W^۵ (در داخل سـوخت در فـاز دوم مورت می گیرد. این روش گرم کردن سوخت به عنوان روش اشتعال سریع مطرح شده است. همچنین در سالهای اخیر بـهجـای محفظـ کـروی محفظههای سوخت استوانهای شکل با کنترل مغناطیسی در ناحیه پلاسما مورد توجه قرار گرفته است. در ایـن مقالـه ، روش اشـتعال سـریع در محفظههای سوخت استوانهای شکل با کنترل مغناطیسی در ناحیه پلاسما مورد توجه قرار گرفته است. در ایـن مقالـه ، روش اشـتعال سـریع در محفظههای سوخت استوانهای شکل با کنترل مغناطیسی در ناحیه پلاسما مورد توجه قرار گرفته است. در ایـن مقالـه ، روش اشـتعال سـریع در محفظههای سوخت استوانهای شکل بردس می شود. ترابرد الکترونهای نسبیتی داخل محفظه با بهکار بردن کـد وساله از می برنامـه فـاکر -محفظههای سوخت استوانهای شکل بردسی می شود. ترابرد الکترونهای نسبیتی داخل محفظه با بهکار بردن کـد الاحاک از موش اسـتعال سـری و محفظههای محاسبه می شود. آهنگ انتقال انرژی الکترونهای نسبیتی را تضمین می کند و می تواند جایگزین مناسـبی برای اشتعال سریع و محفظههای استوانهای نسبت به اشتعال یک مرحلهای بهره انرژی بیشتری را

واژگان کلیدی : همجوشی، ساچمه، روش لختی، اشتعال سریع، سوخت D – T، بهره انرژی

* - استاديار

** - کارشناسی ارشد

⁽دریافت مقاله: ۸۲/۱۰/۱۸ - دریافت نسخه نهایی: ۸۶/۱۲/۱۹)

Energy Gain of Magnetized Cylindrical D-T Targets in Fast Ignition Fusion

A. Parvazian and S. R. Hoseini Dalasm

Department of Physics, Isfahan University of Technology

Abstract: In recent years, many different plans have been considered to use the nuclear energy gained from inertial confinement fusion (ICF) as attempts to obtain high energy efficiencies. In conventional ICF methods, a small amount (about mg) of the deuterium-tritium compound is confined in a small spherical chamber of a few millimeters in radius and compressed by laser or heavy ion beams with powers in the order of 10^{14} W. The consequent plasma froming at the center of the chamber is an essential issue for fusion. The hydrodynamical instabilities during the fuel compression process arising in the conventional ICF technique leads to a decline in energy efficiency. The new plans for reducing instabilities involve compression of the fuel chamber in two stages using laser or ion beams. In the first stage, fuel is preheated by laser or ion and in the second phase, relativistic electrons are constructed by 10^{15} -W laser phases in the fuel chambers with magnetic control in the plasma domain have been also considered. In this work, fast ignition method in cylindrical fuel chambers will be investigated and transportation of the relativistic electron energy to the fuel will be calculated. Our calculations show that the fast ignition method and cylindrical chambers guarantee a higher energy to the new plant the one-step ignition and that it can be considered an appropriate substitute for the current ICF techniques.

Keywords: Fusion, Pellet, ICF, Fast ignition, D-T, Energy gain.

می کند. بیشتر انرژی حاصل از واکنش میان هسته های دوتریم – تریتیم را نوترونهایی حمل می کنند که در این واکنش تولید می شوند. واکنشهای همجوشی با پرتوی محرک لیزر آنقدر سریع انجام می شود که نیروی لختی، خود حصار لازم برای هسته های واکنش کننده را به وجود می آورند. در نتیجه در این روش یک هدف را تحت تاثیر پرتوهای محرک قرار می دهیم تا فشردگی ایجاد شود [۱و۲].

در محصورسازی به روش لختی باریکههای لیزر، یون سنگین یا یون سبک با توان از مرتبه¹⁰ ۳ بر روی ساچمه سوخت تابیده می شود. در اثر متراکم شدن ساچمه در ناحیه مرکزی، پلاسما تشکیل می شود. سوخت به صورت یک لایه متقارن و کروی شامل یک ناحیه خلا مرکزی تهیه می شود. لایه سوخت توسط لایه دیگری به نام جذب کننده پوشانده می شود. انبساط سریع این لایه، سوخت را با سرعت زیادی روانه مرکز می کند. برای اینکه انبساط لایه جدب کننده صرفا متوجه مرکز باشد، لایه دیگری بنام کوبه ۲ را بر روی لایه جذب کننده قرار

استقلال، سال ۲۷، شمارهٔ ۱، شهریور ۱۳۸۷

۱– مقدمه

شرط لازم برای تولید انرژی از پلاسما توسط واکستهای همجوشی آن است که پلاسما، دما و چگالی بالای خود را برای مدتی حفظ کند. بنابراین افزایش دمای پلاسما تا ۱۰ keV به عنوان اولین هدف عملی است و دومین هدف این است که پلاسما با دمای بالا در فضای محدودی محصور شود. به این منظور، دو روش محصور سازی مغناطیسی و محصور سازی لختی (اینرسی) مورد استفاده قرار گرفتهاند [۱].

ایده اساسی در محصورسازی لختی این است که ساچمه متشکل از مخلوط دوتریم – تریتیم به سرعت به دمای گرماه سته ای رسانده شود. در این ایده چگالی سوخت از چگالی پلاسماهایی که در محصور کردن آنها از میدانه ای مغناطیسی استفاده می شود، خیلی بیشتر است. هنگامی که ساچمه سوختی حاوی دوتریم – تریتیم، پالسی از انرژی لیزری پر شدتی، را جذب کند، لایه جذب کننده به شدت افزایش حجم می دهد و شرایطی ایجاد خواه د شد که سوخت به شدت متراکم می شود. ضربه متراکم شونده ماده را تا حدی که در آن واکنش دوتریم – تریتیم با سرعت انجام بگیرد متراکم و گرم

میدهند. ابتدا پرتوی محرک (لیزر، یون سبک یا یون سنگین) را به ساچمه می تابانند. متعاقب ان قسمت کمی از انرژی پرتوی محرک در لایه کوبه جذب می شود و بقیه این انرژی به لایه جذب کننده منتقل می شود. انتقال قسمت اعظم انرژی پرتوی محرک به لایه جذب کننده باعث انبساط سریع این لایه می شود. در اثر این انبساط، سوخت با شتاب زیادی روانه مرکز هدف می شود. در مرکز هدف، حجم سوخت کاهش یافته و لختی سوخت به همراه لایه جذب کننده، تبدیل به یک ضربه ناگهانی می شود. این ضربه قادر است، سوخت را در مدت زمانی که لختی اثر می کند به میزان زیادی متراکم سازد. در طی مدت زمانی که سوخت به حالت متراکم باقی می ماند، برهمکنشهای همجوشی انجام شده و در نتیجه انرژی حاصل از آن آزاد می شود.[۳].

- پرتوهای محرک را به دوروش زیر به ساچمه می تابانند: ۱- محرک مستقیم^۳. در این روش ساچمه سوخت را به صورت مستقیم تحت تابش پرتوهای محرک قرار میدهندو آن را فشرده میکنند[۴].
- ۲- محرک غیر مستقیم^۲. در این روش برای اینکه اثر ناپایداریهای هیدرو دینامیکی را کاهش دهند ساچمه را درون یک محفظه فلزی قرار میدهند. سپس پرتوی محرک را درون محفظه فلزی می تابانند. محفظه در اثر گرم شدن اشعه Xتابش میکند. به عبارتی انرژی پرتوهای محرک به اشعه X تبدیل می شود. با این کار انرژی به صورت یکنواخت به روی هدف منتقل می شود[۵ و ۶].

۳– اشتعال سريع

روش اشتعال سریع در همجوشی به روش لختی، طرحهای جالبی برای تولید انرژی با بهره بالا پیشنهاد کرده است. در ایس روش برای افزایش بهره انرژی مراحل انرژی دهی در دو مرحله متمایز صورت می گیردکه عبارتاند از [۷ و ۸]: ۱- فرایند فشرده سازی هدفهای T – D در دماهای پایین توسط لیزر و پرتو های یونی.

استقلال، سال ۲۷، شمارهٔ ۱، شهریور ۱۳۸۷

۲- وارد کردن یک باریکه پر انرژی ، از یک نقط ه سا چمه
 سوخت برای ایجاد اشتعال وجرقه احتراق.

برای اشتعال سریع، به چگالیهای توان بالاتر از W/cm² ^{۱۰} انیاز است. با این چگالی پدیدههای پلاسمای مورد نیاز در همجوشی اتفاق میافتند. برای این منظور، باریکهای از لیزر با توان بالا، به یک صفحه فلزیتاببده می شود و الکترونهایی با انرژی بالا را به درون ساچمه میفرستد. این صفحه فلزی درون ساچمه قرار داده می شود. بدین ترتیب مفحه فلزی درون ساچمه قرار داده می شود. بدین ترتیب جریان الکترونهای در حدود ^۲ ۸/cm و میدان مغناطیسی نیمه پایای در حدود گیگا گوس ایجاد می شود. سپس الکترونها به سرعت درون سوخت فوق چگال نفوذ میکند. پیشرفتهای جدید فرایند اشتعال سریع ایجاد کرده است. قابلیت تولید پالس از درجه پتاوات در لیزر NOVA نشان می دهد که انرژی الکترونها می تواند به آنچه که در اشتعال سریع مورد نیاز است برسد[۹].

بهعلاوه انرژی شروع به اشتعال، در اشتعال مستقیم در حدود MJ ودر اشتعال سریع در حدود KJ ۱۰۰ است. این مزیت در روش اشتعال سریع نسبت به اشتعال مستقیم امیدهایی را بهوجود آورده که بتوان از این روش بهره انرژی در سیستم ICF را افزایش داد[۷].

۴– ساختمان هدف

طراحی ساختمان هدف به منظور افزایش تراکم سوخت در حال حاضر بخش مهمی از مطالعات در روش همجوشی ICF را به خود اختصاص داده است که فراهم آوردن معیار لاوسون با تکیه بر فشار پرتو محرک را مورد توجه قرار میدهد. بر این اساس همواره مدلهای متفاوتی برای ساختمان ساچمه به منظور افزایش بهره انرژی در این روش ارایه و پیشنهاد می شود [۵ – ۸].

۴-۱- ساچمه کروی
در ساچمه کروی، سوخت به صورت یک لایه متقارن و
کروی شامل یک ناحیه خلا مرکزی تهیه می شود. لایه سوخت

توسط لایه دیگری به نام جذب کننده پوشانده می شود. انبساط سریع این لایه سوخت را با سرعت زیادی روانه مرکز می کند. برای اینکه انبساط لایه جدب کننده صرفا متوجه مرکز باشد، لایه دیگری به نام کوبه را بر روی لایه جذب کننده قرار می دهند [۹و ۱۳]. در بعضی موارد به جای لایه کوبه و جذب کننده از موادآلی مثل ترکیبات پلی اتیلنی با نام اختصاری CH استفاده می کنند. با تاباندن لیزر به سطح ساچمه CH تبخیر می شود. CHگازی به سمت خارج حرکت می کند که عکس العمل آن یک ضربه به سمت مرکز ایجاد می کند که می تواند سوخت را متراکم کند [۱۴].

تهیه باریکه پرتوهای محرک هزینه زیادی را در حال حاضر به همراه دارد، به همین دلیل انتخاب جنس، ضخامت و چگالی لایههای تشکیل دهنده ساچمهها برای دستیابی به بهره انرژی بیشتر، مطالعات وسیعی را به دنبال داشته است[۱۵]. ضخامت یکسان و چگالی ثابت لایههای جذب کننده و کوبه در جهات مختلف، میزان تراکم سوخت در مرکز را افزایش میدهد.

انتخــاب عناصــرى ماننــد طــلا (Au)، ســرب (Pb)، بیسموت(Bi)، و اورانیوم (U) به عنوان لایه کوبه، به چند دلیـل زیر مناسب است [۱۳].

- ۱- جرم سنگین این اتمها باعث می شود، انبساط صرفا به طرف درون باشد.
- ۲- جرم زیاد اتمها، مدت زمان محصورسازی را افزایش میدهد.
- ۳- از خارج شدن انرژی گرمایی به صورت تابشی از ناحیه جذب کننده جلوگیری به عمل می آورد.
- ۴– توان ایستانندگی این عناصر برای پرتوهای محرک از جـنس یونهای سبک و سنگین، کمتر از عناصر دیگر است.

لایه جذب کننده نیز از موادی که جرم اتمی متوسط یا پایین دارند انتخاب می شوند. عناصری مانند بریلیم (Be)، لیتیم (Li)، به چند دلیل برای این لایه مناسب است از جمله به موارد زیر می توان اشاره کرد[۱۳].

۱- رسانندگی گرمایی این عناصر، توزیع انرژی یکنواختی از
 پرتوی محرک را بر روی سوخت به وجود می آورد. همچنین

با توجه به خاصیت عناصر این لایه از تغییرات نامناسب برد یونها در ناحیه جذب کننده جلوگیری می کند. ۲- توان ایستانندگی این عناصر برای پرتوهای محرک از جنس یونهای سبک. یونهای سنگین بیش از عناصر سنگین است.

- ۳- قابلیت انبساط این عناصر زیاد است و سرعت انبساط این
 عناصر بیش از عناصر دیگر است.
- ۴- کسر بزرگی از انرژی جذب شده در این لایه به صورت انرژی گرمایی، برای انبساط این لایه به کار می رود.

افزایش حجم لایه هل دهنده در اثر گرم شدن، باعث فشرده شدن لایه سوخت می شود. مرکز سوخت تبدیل به یک پلاسمای داغ شده و این پلاسمای داغ رامی توان توسط یک میدان مغناطیسی در راستای محور استوانه محصور کرد. در این حالت لایه هل دهنده در راستای شعاعی منبسط می شود تا زمانی که لایه هل دهنده متوقف شود، و انرژی جنبشی به صورت انرژی گرمایی به درون سوخت منتقل می شود [۱۳] .

پیشرفتهایی که در شتابدهنده های یونهای سنگین به سمت تولید پرتوهای با شدتهای زیاد شده امکاناتی را برای تحقیقات فیزیک انرژیهای بالا فراهم کرده است. هنگامی که پرتو یونی با انرژی زیاد (MeV - ۱ - ۱۰ه) روی یک ماده جامد متمرکز میشود، طبیعتاً این انرژی درون حجم استوانهای نفوذ میکند. نکته مهمی که در این گونه ساچمه هاو جود دارد، اضافه شدن یک میدان مغناطیسی محوری است. این میدان به اندازه کافی بزرگ است که با از دست رفتن گرما در راستای شعاعی جلوگیری کند. بنابراین میدان مغناطیسی با هندسه هدف فشردگی کمتر هدف استوانهای در مقایسه با هدف کروی را جبران میکند [10].

۲-۴- ساچمه استوانهای

ساچمههای استوانهای به صورت استوانههای هم مرکز که هر لایه آن از یک ماده است، ساخته می شود. قسمت مرکزی آن توسط دوتریم - تریتیم گازی پر می شود. و در لایه بعدی

ان دوتریم – تریتیم جامد قرار داده می شود که روی آن توسط لیتیم و طلا به ترتیب پوشانده می شود. یک میدان مغناطیسی محوری نیز برای کنترل پلاسما به کار می رود [۱۶].

پرتو محرکی که در این گونه ساچمهها استفاده می شود لیزر یا یون سنگین است. پرتو محرک از یک طرف مقطع استوانه به لایه جذب کننده تابیده می شود. شعاع لایه جذب کننده با گرفتن انرژی پرتو محرک به سرعت افزایش می یابد و به سمت سوخت دوتریم – تریتیم فشار می آورد. شعاع لایه خارجی بزرگ نمی شود و افزایش حجم لایه جذب کننده فقط به سمت داخل است و سوخت را فشرده می کند. در روش اشتعال سریع برای افزایش بهره مراحل انرژی دهی در دو مرحله صورت می گیرد[۶۲]. لیزرهایی در حد پتاوات (۳^{۵۱} ۱۰) تولید الکترونهایی در حدود مگا الکترون ولت می کنند [۱۰و۸۸]. این پالس مرحله دوم اشتعال سریع مورد استفاده قرار داد. با قرار پالس مرحله دوم اشتعال سریع مورد استفاده قرار داد. با قرار دادن یک صفحه فلزی در جلوی هدف و تاباندن لیزر به آن می توان الکترونهای نسبیتی تولید کرد ومی توان انتظار داشت که الکترونهای نسبیتی درون سوخت هدف نفوذ کند [۶۲].

۵- پرتوهای محرک

برای فراهم آوردن معیار لاوسون، باید مقدار قابل توجهی انرژی توسط پرتوی محرک در مدت زمانی از مرتبه نانو ثانیه به هدف منتقل شود. انتخاب نوع پرتوی محرک و ساچمه متناسب با آن می تواند به مقدار قابل توجهی، بهره انرژی ساچمه را افزایش دهد. تا کنون پرتوهای محرک متفاوتی برای انرژی دهی به ساچمهها مورد استفاده قرار گرفته است و در این زمینه تحقیقات وسیعی انجام شده و در حال انجام است. لیزر، الکترونهای نسبیتی، یونهای سبک و یونهای سنگین پرتوهای محرکی هستند که در گداخت به روش لختی مورد استفاده قرار می گیرند [۱].

1–1– **لیزرها** لیزری که در این روش لازم است باید چگالی تـوان بـالا و

استقلال، سال ۲۷، شمارهٔ ۱، شهریور ۱۳۸۷

تپی کوتاه داشته باشد. لیزر KrF، با طول موج کوتاه ۱٬۲۴۹ میکرومتر، یکی از محتملترین محرکها برای همجوشی لیزری بهشمار می آید [۱].

۵-۲- پرتوهای الکترون نسبیتی (REB)[°]

در مقایسه با لیزرها که دارای بازدهی پایینی هستند، پرتوی الکترونی از نظر تبدیل انرژی الکتریکی به انرژی جنبشی الکترونها دارای بازدهی بالاتری است. آهنگ تبدیل انرژی الکتریکی ورودی به انرژی جنبشی الکترونها در پرتو بیش از ۰۶ درصد است. معمولا پرتوی الکترونی مورد استفاده در همجو شی توسط ولتاژی در حدود چند مگا الکترون ولت شتاب داده میشود. سرعت الکترون برابر با سرعت نور باقی می ماند، اما جرم آن با معادله

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}}$$
(1)

افزایش مییابد. به این دلیل به این پرتو الکترونی، پرتو الکترون نسبیتی (REB)گفته میشود [۱].

۵–۳– لیزر پتاوات برای تولید الکترونهای نسبیتی

لیزرهایی در حد پتاوات(W^{۱۵}W) تولید الکترونهایی در حدود مگا الکترون ولت میکنند[۱۷و۱۸]. این الکترونهای نسبیتی را میتوان در هدفهای استوانهای به عنوان پالس مرحله دوم اشتعال سریع مورد استفاده قرار داد.

با قرار دادن یک صفحه فلتزی در جلوی هـدف و تابانـدن لیزر به آن میتوان الکترونهای نسبیتی تولید کرد و انتظار داشت که الکترونهای نسبیتی درون سوخت هدف نفوذ کند.

4-4- پرتو یونهای سنگین(HIB)[°]

یونهای سنگینی که به این منظور استفاده میشوند عبارتاند از: اورانیوم، سرب، بیسموت. انرژی یون سنگین تقریبا هزار برابر یک یون سبک است. پس برای اینکه با یون سبک قابل

۶– معادله ترابرد ذرات باردار

معادل ه تراب رد ذرات باردار با در نظر گرفتن اثرات برهمکنشهای کولنی واضافه کردن آن به معادلات ذرات خنشی بهدست می آید. برای بهدست اوردن این معادله که به اختصار معادله بولتزمن -فاکر -پلانک (BFP)^۷ نامیده می شود سه فرض اساسی زیر را در نظر می گیریم: ۱- برهمکنشهای کولنی به صورت برهمکنشهای دوتایی منظور می شوند، نه به صورت جمعی. ۲- از اثرات دینامیکی پلاسما صرفنظر می شود. ۳- از پراکندگیهای کولنی با زاویه بزرگ چشم پوشی می شود، ۳- از پراکندگیهای کولنی با زاویه بزرگ چشم پوشی می شود، ۳- از پراکندگیهای کولنی با زاویه بزرگ چشم پوشی می شود، (۲) معادله فاکر - پلانک را می توان چنین نوشت[۱۰۰–۱۳]. (۲) معادله تره می شود به برهمکنشهای کولنی به معادل م تراب رد

ذرات باردار چنین خواهد شد:

$$\frac{\partial \phi}{v \partial t} + \hat{\Omega} . \nabla \phi + \Sigma_t \phi =$$

$$\int d\Omega' \int dE' \Sigma_s \left(E', \hat{\Omega}' \to E, \hat{\Omega} \right) \phi \left(r, E', \hat{\Omega}' \right) + S \qquad (\Upsilon)$$

$$+ \frac{\partial}{\partial E} (S(r, E, t)\phi) + T(r, E, t) \frac{\partial}{\partial \mu} \left(1 - \mu^2 \right) \frac{\partial \phi}{\partial \mu}$$

$$+ (S(r, E, t)\phi) + T(r, E, t) \frac{\partial}{\partial \mu} \left(1 - \mu^2 \right) \frac{\partial \phi}{\partial \mu}$$

$$= S(r, E, t)$$

ذرات خنثي بولتزمن اضافه ميشود. سرانجام معادله ترابرد

$$S(r, E, t) = \sum_{i} \frac{2\pi m q_{i}^{2} q^{2} \ln \Lambda_{i}}{m_{i} E} n_{i}(r, t) G(x_{i})$$
(*)

$$T(r, E, t) = \sum_{i} \frac{2\pi m q_i^2 q^2 \ln \Lambda_i}{m_i E} n_i(r, t) H(x_i)$$
 (Δ)

که در این معادلات In ۸_i لگاریتم کولنی و م_D طول دبای[^] و n_i(r,t) چگالی ذرات از نوعi است. برای این پارامترها داریم [۱۰ – ۱۳]:

$$\ln \Lambda_{i} = \ln \frac{\lambda_{D}}{b}$$

$$\lambda_{D} = \left\{ 4\pi e^{2} \sum_{j} \left(\frac{Z_{i}^{2} n_{i}}{T_{j}} + \frac{ne}{Te} \right) \right\}^{-\frac{1}{2}}$$

$$b = m ax \left\{ \frac{ZZ_{i} e^{2}}{m_{r} u^{2}}, \frac{\hbar}{2m_{r} u} \right\}$$

$$m_{r} = \frac{m m_{i}}{m + m_{i}} \quad ; \quad u = \left| \vec{V} - \vec{V}_{ith} \right|$$

$$(\mathscr{P})$$

مقادیر مربوط به ذرات مورد نظر با اندیس i مشخص شده است. توابع G و H وابسته به نحوه توزیع ذرات باردار در محیط پلاسما هستند. در حالت توزیع ماکسولی ذرات، این توابع عبارتاند از [۱۰–۱۲].

$$\begin{split} G(x) &= \operatorname{erf}(x) - \frac{2}{\sqrt{\pi}} x \exp(-x^2) \end{split} \tag{V} \\ H(x) &= (1 - \frac{1}{2x^2})G(x) + \frac{2}{\sqrt{\pi}} x \exp(-x^2) \\ \text{v(b)} \\ \text{v(c)} \\ \text{v(c)}$$

برای بررسی ترابرد الکترونها و فوتونها ونوترونها ازکد محاسباتی MCNP استفاده شده است. این کد بر اساس روش اماری تاریخچه ذرات را در محیط مورد مطالعه دنبال میکند. این کد اولین بار در شهر مونت کارلو در فرانسه معرفی شد و به عنوان MCNP نامگذاری شد

روشهای مونتکارلوی موجود قادر به بررسی رفتار ذرات در ساختارهای سه بعدی به طور کامل هستند [۱۹ تـا ۲۱]. بـه عـلاوه رفتار پیوسته انـرژی هماننـد مکـان و جهـت، خطـای

استقلال، سال ۲۷، شمارهٔ ۱، شهریور ۱۳۸۷

گسسته سازی مثلاً استفاده از تقریب چند گروهی انرژی را کاهش می دهد. پس برای یک مجموعه سطح مقطع هسته ای خطا در محاسبات مونت کارلو از عدم قطعیتهای آماری به وجود می آید. به بیان ساده روش مونت کارلو شامل شبیه سازی تعداد محدودی از تاریخچه های ذره با تولید اعداد تصادفی است. بدین منظور با تولید عدد تصادفی از تابع توزیع رویدادهایی که ممکن است برای ذره به وجود آید، نمونه یابی می شود. با فرض اینکه مسئله مستقل از زمان است، هرتاریخچه با نمونه یابی از تابع توزیع چشمه برای تعیین مکان، انرژی وجهت اولیه ذره شروع می شود

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.

 $\frac{1}{N}\sum_{n=1}^{N} x_n \tag{9}$

که در آن x_n ، سهم n امین تاریخچه برای آن کمیت است. م هنگامی که شار یا کمیتهای مشابه مورد نظر باشند، \hat{x} بهصورت 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 تاریخچه ها کاهش مییابد، در بیشتر حالات عدم قطعیت با $\frac{1}{2}$ متناسب است[19–۲۱].

در روش مونتکارلو شار یا کمیت دیگری به طور عادی دریک نقطه محاسبه نمی شود. بلکه از تعداد بر خوردهای طول رد ذره^{۱۰} یا هر کمیت دیگر در حجم فضای Δ۷۵۵۹ تخمین زده می شود. پس اگر یک توزیع فضایی از شار اسکالر بخواهیم باید ناحیه مسئله را به چند Δ۷ کوچک تقسیم کنیم وشار را در هر یک از این سلولها به دست آوریم. هر چقدر Δ۷ را برای بهبود توزیع فضایی کوچکتر کنیم کسری از تعدادتاریخچه ها که

برای شار در هر سلول سهیم هستند سریعاً کاهش مییابد و در نتیجه عدم قطعیت آماری نتایج تا مرتبه های غیر قابل قبول افزایش مییابد مگر اینکه تعداد بسیار بزرگی از تاریخچه ها را به کار بریم. اغلب با استفاده از تکنیکهای آماری موثر می توان این عدم قطعیت را کاهش داد.

۶–۲– ترابرد الکترون

x =

ترابرد الكترونها وذرات باردار بمطور اساسى متفاوت از ترابرد نوترونها و فوتونهاست. ترابرد الكترونها براساس نيروى کولنی بلند برد و در نتیجه تعداد بسیار زیاد برهمکنش کوچک پايەريزى شدە است. كارھاي نظرى قابل توجـه بـراي پيـشرفت یک نظریه تحلیلی ونیمه تحلیلی پراکنـدگی چندگانـه در زمینـه ترابرد ذرات باردار انجام شده است. این نظریـههـا سـعی بـرای استفاده از سطح مقطعهای اساسی و ذرات آماری ترابرد دارند تا توزیعهای احتمالی برای کمیات مشخص مانند انرژی از دسترفته و انحراف زاویهای پیش بینی کنند. مهمترین این نظريهها، نظريه گاداسميت- ساندرسون'' براي انحراف زاويـهاي و تئوري لاندائو^{۲۱} براي نوسانات انرژي اتلافي است [۲۰ و ۲۱]. به منظور دنبال کردن یک الکترون، لازم است کـه مـسیر الكترون به چندگام تقسيم شود. اين گامها بايد طوري انتخاب شوند که همه برخوردها را شامل شود (نظریه 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 نظریه پراکندگی چندگانهاند، نمونەيابى مىشود.

۶–۲–۱– 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.

 $(0, E_0, t_0, u_0, r_0)$, $(S_1, E_1, t_1, u_1, r_1)$, به هم مربوطند به مور متوسط انرژی و طول مسیر به صورت زیر به هم مربوطند

که $\frac{dE}{dS}$ توان توقف کل انرژی برواحد طول است. این کمیت به انرژی و ماده ای که الکترون در آن حرکت میکند بستگی دارد. گامهای الکترون با طولهای مسیر $S = S_n - S_{n-1} > S$ که توسط معادلات فوق مشخص می شود گامهای اصلی یا گامهای انرژی نامیده می شود. برای هر گام باید پراکندگی زاویه ای با دقت مورد نظر و با توجه به نظریه گاداسمیت – ساندرسون برای انحرافهای زاویه ای 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 ۲ = m برای ۶ > Z تا ۵ = m برای ۹۱ حاست [۲۰].

> ۶-۲-۲- توان توقف برخوردی توان توقف برخوردی الکترون، اتلاف انرژی به ازاز طول مسیر است که توسط برگر بهصورت زیر بیہ

$$-\left(\frac{dE}{dS}\right)_{\varepsilon_{m}} = NZC\left\{\ln\frac{E^{2}(\tau+2)}{2I^{2}} + \overline{f}(\tau,\varepsilon_{m}) - \delta\right\}$$
(11)
$$\overline{f}(\tau,\varepsilon_{m}) =$$

$$-1 - \beta^{2} + \left(\frac{\tau}{\tau+1}\right)^{2} \frac{\varepsilon_{m}^{2}}{2} + \frac{2\tau+1}{(\tau+1)^{2}} \ln(1-\varepsilon_{m})$$
$$+ \ln(4\varepsilon_{m}(1-\varepsilon_{m})) + \frac{1}{1-\varepsilon_{m}}$$

3 کسری از انرژی جنبشی الکترون (E) است که منتقل می شود و β = v/c ، پتانسیل یونش، β = v/c ، τ انرژی جنبشی الکترون برواحد جرم در حال سکون الکترون، τ تصحیح اثر چگالی (مرتبط با پلاریزاسیون محیط)، Z عدد آتمی محیط، N چگالی اتمی محیط و $\frac{2\pi e^4}{mv^2}$ است.

۲-۲-۳ تابش ترمزی
 در نتیجه کند شدن حرکت الکترونهای سریع در اثـر میـدان
 الکترواستاتیکی هسته اتم (و حتی در اثر میدان الکترونهای اتم)

$$-\mathbf{Y}-\mathbf{F}$$
 - انحرافهای زاویهای
انحراف زاویهای الکترون براساس نظریه گاداسمیت
ساندرسون طبق تابع توزیع زیر نمونهیابی می شود[۲۰].
 $\mathbf{F}(\mathbf{S}, \mu) = \sum_{l=0}^{\infty} (1 + \frac{1}{2}) \exp(-\mathbf{S}G_1) \mathbf{P}_1(\mu)$ (۱۴)
(۱۴)
 $\mathbf{S} = \mathbf{S}$ مول زیر گام، $\mathbf{G} = \cos\theta$ با تحراف از جهت اولیه
 $\mathbf{G}_1 = 2\pi \mathbf{N} \int_{-1}^{+1} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} (1 - \mathbf{P}_1(\mu) \mathrm{d}\mu)$ (۱۵)
 $\mathbf{G}_1 = 2\pi \mathbf{N} \int_{-1}^{+1} \frac{\mathrm{d}\sigma}{\mathrm{d}\Omega} (1 - \mathbf{P}_1(\mu) \mathrm{d}\mu)$

در این کار شار الکترون با استفاده از روش مونت کارلو که در کد MCNP به کار رفته است محاسبه میشود. همچنین با به کار بردن معادله ترابرد از یک کد فاکر-پلانک، شار الکترون در ناحیه سوخت محاسبه میشود. در محاسبات انجام شده با

استقلال، سال ۲۷، شمارهٔ ۱، شهریور ۱۳۸۷

است[۲۰].



شکل ۱- نمونهای از ساچمههای مورد مطالعه را نشان میدهد

کد فاکر-پلانک ،اثر انتقال انرژی میدان مغناطیسی محوری را نیز لحاظ کردیم. در این قسمت به بررسی ساچمه استوانهای و شار ذرات (الکترون) در لایههای مختلف آن می پردازیم. ساچمه استوانهای که در نظر می گیریم به صورت شکل (۲) است که در آن R_{D-T},void که در نظر می گیریم به صورت شکل (۲) است که در شعاع لایه بریلیم و R_B: شعاع لایه بریلیم و R_A: شعاع لایه طلا و h: ارتفاع ساچمه استوانهای است. در ساچمه استوانهای یک میدان مغناطیسی محوری در نظر گرفته می شود. زمانی که پلاسما درون ساچمه ایجاد شد، توسط یک میدان قوی ذرات باردار (یونها و الکترونها) مهار می شود.

۷–۱– پارامترهای اولیه ساچمه

ساچمه استوانهای در شکل (۱) نشان داده شده است. این ساچمه از یک لایه سوخت گازی دوتریم تریتیم که در آن دوتریم تریتیم با نیسبت میساوی و چگالی اولیه $\rho_{D-T,void} = 3 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$ و سوخت جامد با چگالی اولیه $\rho_{D-T} = 0.225 \text{ g/cm}^3$ و سوخت جامد با چگالی اولیه (روی لایه سوخت قرار می گیرد) از جنس Be با چگالی اولیه (روی لایه سوخت قرار می گیرد) از جنس Be با چگالی اولیه (طلا) $\rho_{Be} = 1/9 \text{ g/cm}^3$ است. برای ساچمه استوانهای (طلا)

$$T = 5 - 7$$
 KeV
 $\rho R \ge 0 / 2 - 0 / 3$ g/cm² (19)

استقلال، سال ۲۷، شمارهٔ ۱، شهریور ۱۳۸۷



شکل ۲- شمایی از ساچمه استوانهای

که پارامتر PR در ساچمه استوانهای کوچکتر از ساچمه کروی (ایست[۲۶]. $PR = 0/3 - 0/6 \ g/cm^2$) است[۲۹]. $PR = 0/6 \ g/cm^2$ میگیرد $\frac{R_{D-T,void}}{R_{Be}} = 0/55 \ \frac{R_{D-T}}{R_{Be}} = 0/6 \ \frac{R_{Au}}{R_{Be}} = 1/5$ (۱۷) $R_{Be} = 0/3 \ cm$ انگر $R_{Be} = 0/3 \ cm$ بهدست میآید $R_{D-T,void} = 0/165 \ R_{D-T} = 0/18 \ R_{Au} = 0/45$ (۱۸)

مقادیر بالا بر حسب سانتی متر است. در این محاسبات ما از بریلیم به عنوان جذب کننده انرژی به خاطر قدرت جذب کنندگی بالا استفاده کردیم [۱۶].

اگر توانی در حدود TW/g به یک ساچمه استوانهای در مدت زمان 30 ns بدهیم، سوخت با سرعت 50 ×5 به طرف محور استوانه فرو می ریزد[۱۹]. برای ف شردگی مطلوب عرف محور استوانه فرو می ریزد[۱۹]. برای ف شردگی مطلوب 30 – 20 $\approx \frac{R_{D-T,void}(0)}{R_{D-T,void}(t)}$ بالت که در مسئلهای که حل کردیم 1/25 = Cr در نظر گرفتیم. پالس دوم باید بعد از زمان 60 با انرژی در حدود 161k از یک نقطه به ساچمه بدهیم تا اشتعال شروع شود. در حالت ف شردگی، سوخت مرکزی دارای چگالی در حدود 20 – 20 – 30 – 00 در نظر

$m_{tot}(g)$ جرم	جگالی ρ _{max} (g / cm ³)	شعاع (R _{tot} (cm	
۶/•٣×١• ^{-۴}	٣	۰/°۳۶	ناحیه مرکزی
۶/۱۰۶×۱۰ ^{-۳}	١٠٠	0/0 <i>44</i>	ناحيه سوخت جامد
۱ ۰/۱	١٨٥	•/¥•V	لايه بريليم
8/V8W	۱٩/۵	۰/۵۳	لايه طلا

جدول ۱- مشخصات ساچمه سوخت کروی بعد از فشردگی کامل

جدول ۲- مقادیر پارامترهای ساچمه استوانهای با ho R مختلف بعد از فشردگی کامل

جگالی ρ _{max} (g / cm ³)	(cm شعاع R _{tot}	ρR	
۲/°۸۲۲۸	۰/۰۰۹۶	۰/۲	
٣	•/••\	•/٢۴	ناحيه مركزي
4/810	৽/৽৽۶۴	• /٣	7
88/8V	•/ \ YAV	•/٢	
100	•/•\•A	•/۲۴	نا حيه سوخت
108/81	•/••\A	۰ /٣	
170	۰/۳۴۵۵	۰/۲	
١٨٠	۰ /٣	•/۲۴	لايه بريليم
777	•/7974	۰/٣	
۱٩/۵	•/۴۸۱۶	۰/۲	
١٩/۵	0/40	۰/۲۴	لايه طلا
۱٩/۵	•/937/47	۰ /٣	

حدود g/cm³ و 100 و چگالی بریلیم 180 g/cm³ و چگالی طلا 19/5 g/cm³ است[۵و۲۵].

۷–۳– مقایسه ساچمه کروی و استوانهای

برای مقایسه ساچمه کروی و استوانهای، جرم و چگالی در هر لایه را برای دو ساچمه یکسان گرفتیم. هر کدام از ساچمهها به ۱۷ لایه (لایه اول سوخت گازی، چهار لایه بعدی سوخت جامد، ده لایه بریلیم و دو لایه طلا) تقسیم شده است. شعاع کل لایه و بیشترین چگالی و جرم کل مورد نظر در حالت بیشینه تراکم در جداول (۱) و (۲) آمده است

برای بررسی گرمای انتقال به لایههای ساچمه علاوه بر شار

الکترونها شار و گرمای نوترونهای حاصل از همجوشی دوتریم تریتیم محاسبه گردید. شکل (۳) شار ذرات نوترون در هر سلول را نشان می دهد.شار نوترون در لایههای سوخت بیشتر از لایههای دیگر است. به طوری که در لایههای آخر به شدت افت می کند و نزدیک به صفر می شود. نمودار انرژی انتقالی در لایههای مختلف (لایه اول سوخت گازی، چهار لایه بعدی سوخت جامد، ده لایه بریلیم و دو لایه طلا) برای دو ساچمه نوترون به لایه سوخت گازی بوده است و در لایه سوخت جامد نیز انرژی انتقالی نوترون قابل توجه به اینکه B = 0

www.SID.ir



(۷) تا (۷) مربع (۵) تا (۹) مربع (۵) تا (۷) مربع (۵) تا (۷) رسم شده است. اندازه استوانههای مورد استفاده، در جداول (۲) بیشترین چگالی و شعاع کل در بیشینه تراکم آمده است. شار الکترونها در لایهها به صورت نمایی افت میکند. در لایه سوخت شار خیلی زیاد است و شار در لایه سوخت جامد در حدود $\frac{1}{7}$ افت میکند. در لایههای نگهدارنده و جذب کننده فرض شده است، انرژی انتقالی در ساچمه کروی به لایه سوخت بیشتر از هدف استوانهای بوده است.

۷-۴- شار الکترونهای نسبیتی شار الکترونهای نسبیتی در لایههای مختلف ساچمههای استوانهای برای انرژیهای 10MeV با مقادیر



شکل ۶- شار الکترونهای MeV ساچمه استوانهای $ho R = 0 / 24 \, g/cm^2$ با $1-10 \, MeV$ درلایه های مختلف ساچمه استوانهای



شکل ۷- شار الکترونهای MeV MeV درلایههای مختلف ساچمه استوانهای شکل ۷- شار الکترونهای ho R = 0/3 g/cm² با



شکل ۸- انرژی انتقالی الکترونهای MeV با $-10 \, \text{MeV}$ درلایه های مختلف ساچمه استوانه ای شکل ۸- انرژی انتقالی الکترونه ساچمه استوانه ای محتلف سا

شار به شدت افت میکند. با افزایش انرژی شار در لایه اول جـذب کننده افزایش را نشان میدهد ولی در لایههای بعـدی شار نـاچیز است. با توجه به شکلهای (۱۱) و (۱۲) الکترونها فقط در لایـههای سوخت انتشار مییابند و انرژی خود را از دست میدهند.

-۵- انرژی انتقالی الکترونهای نسبیتی انرژی انتقالی ناشی از برهمکنش الکترون نسبیتی با لایههای مختلف ساچمه استوانهای برای انرژیهای VTev - 1 با مقادیر PR - ۰ / ۲۴ , ۰ / ۲۴ , ۰ / ۳ g/cm² مطابق شکل (۸) تا (۱۰) است.



شکل ۹- انرژی انتقالی الکترونهای MeV با $\rho R = 0 / 24 \, g/cm^2$ با $\rho R = 0 / 24 \, g/cm^2$ در لایه های مختلف ساچمه استوانه ای



شکل ۱۰- انرژی انتقالی الکترونهای MeV با $ho R = 0 / 3 \, g/cm^2$ با $ho R = 0 / 3 \, g/cm^2$ در لایه های مختلف ساچمه استوانه ای



شکل ۱۱– شار الکترونهای MeV 10–10 درون محیط سوخت در غیاب میدان مغناطیسی (کد MCNP)



شکل ۱۲– شار الکترونهای MeV ا1–1 درون محیط سوخت در حضور میدان مغناطیسی (معادله فاکر پلانک)

تولید شده تمام انرژی خود را در لایه سوخت از دست میدهد و باعث گرم شدن سوخت میشود. با افـزایش پـارامتر pR انـرژی انتقالی به لایه سوخت گازی نیز افزایش یافته است. ولـی افـزایش انرژی انتقالی درلایههای دیگر ناچیز است.

انرژی انتقالی الکترون به لایـه سـوخت اول بیـشترین مقـدار را نسبت به دیگر لایهها دارد. در لایه سوخت جامد نیز انرژی انتقـالی در کلیه ساچمهها قابل ملاحظه است. اما در لایههای جـذب کننـده و نگهدارنده انرژی انتقالی الکترون نامحسوس است. پـس الکتـرون



از شروع اشتعال در شکل (۱۳) و (۱۴) نشان می دهد که شرایط چگالی و دمای بالا برای انجام برهمکنشهای همجوشی در ساچمه فراهم می شود. یک براورد ساده برای بهره ساچمه های مورد مطالعه در این کار در حالت ρR = .73 g/cm³ با محاسبه بهره سوختن از معادله زیر به دست می آید

$$f_{b} = \frac{\rho R}{\rho R + \beta}$$

$$\beta = \frac{8m_{i}C_{s}}{\langle \sigma v \rangle_{DT}} \quad s \quad C_{s} = 4 \times 10^{7} T^{\frac{1}{2}} (KeV) \quad cm/s \qquad (14)$$

روش اشتعال سـریع در مقایـسه بـا روش متـداول اشـتعال مستقیم که همراه با ناپایداری هیدرودینامیکی اسـت در مراحـل اولیه تحقیق است و بـا شـناخت رفتـار الکترونهـای نـسبیتی در سوخت بهره بالای انرژی در روش ICF انتظار میرود.

۷–۶– اشتعال و سوختن

مطالعـه اجمـالی رفتـار هیـدرودینامیکی سـاچمه کـه در مرجع[۲۲]. امده نیز در اینجا برای ساچمه استوانهای انجام شـده است. تغییرات چگالی ودما در دو زمـان ۱۰۰ps و ۳۰۰ps بعـد

	••••••		• • • •			
بهره انرژی ساچمه	بهره سوخت f _b	ضریب تبدیل C _r	ho R (g/cm ²)	طول پالس پرتو محرک t _p (نانوثانیه)	انرژی پرتو محرکE _b	
٩٠	۵/۵	٣٠	٢/٧۵	١٠	۵ MJ	ساچمه کروی (HIDIF) مرجع[۲۰]
١٠	Λ	۲۲	۰/۱	٣٠	۱ MJ/mm	ساچمه استوانهای (MTF) مرجع[۱۸]
١٣٠	۱۵	۲۵/۱	• /٣	Υ.	۶/۱ MJ/mm	ساچمه استوانهای کار حاضر اشتعال مستقیم
١٠١	۱۰/۵	78/4	• 17	•/٢	∘/۴ MJ/mm	ساچمه استوانهای کار حاضر اشتعال سریع

جدول ۳– مقایسه نتایج ساچمههای کروی و استوانهای با روش اشتعال مستقیم و نتایج ساچمه استوانهای با روش اشتعال سریع

که در آن m_i جرم یون، C_s سرعت صوت در سوخت[۲۴] و $T_c < \sigma v >_{DT}$ مقدار میانگین حاصلضرب سطح مقطع در سرعت یونهای دوتریم – تریتیم است. نتایج ایس محاسبات در جدول (۳) نشان داده شده است. برای مقایسه نتایج این مقاله با کارهای سایرین، یک ساچمه کروی (HIDIF) [۲۶] و یک ساچمه استوانهای (MTF)[۲۴] با شرایط تقریبا مشابه انتخاب شده است و با نتایج کار حاضر مقایسه می شود. همان گونه که شده است و با نتایج کار حاضر مقایسه می شود. همان گونه که از جدول (۳) مشاهده می شود بهره سوختن در ساچمه کروی ۸۵ درصد در ساچمه استوانهای با اشتعال مستقیم ۸ درصد و برای کار حاضر $(0.1 \text{ است. مقادیر T_d} v = 0$ از مرجع [۳۲] بالاتری کار رفته است. انرژی تولید شده در اثر همجوشی بر اساس رفتار چگالی ذرات شکل (۱۳) محاسبه شده است. با توجه به کاهش قابل توجه انرژی ورودی پرتو محرک اشتعال سریع بهره بالاتری بهدست می دهد.

بیش از چند دهه از توجه به استفاده از انرژی همجوشی هستهای به روش لختی (ICF) می گذرد. در طرحهای اولیه متراکم کردن ساچمههای کروی با باریکههای پر انرژی لیزر و یون سنگین مورد توجه قرار گرفت. ولی اشکال اساسی ناپایداری هیدرودینامیکی و باز شدن ساچمه در طول زمان متراکم سازی بود که بهره این ساچمهها را پایین می آورد. درخواست انرژی برالای باریکه حدود MJ در مدت چند نانوثانیه سرعت متراکم سازی را چنان بالا میبرد که ناپایداری را اجتناب ناپذیر متراکم سازی را چنان بالا میبرد که ناپایداری را اجتناب ناپذیر برای کمک به اشتعال ناحیه سوخت جامد از درون نیز گر چه تا حدی ناپایداریها را کاهش میدهد ولی آنها را به طور کامل رفع نمی کند. استفاده از متراکم سازی به روش غیر مستقیم با پرتوهای X نیز ناپایداری را کاهش میدهد ولی بهره انرژی ساچمه هم به

رسيدن به اشتعال مركزي، لازم است كه گرماي اوليهاي در ساچمه حدود eV ۵۰ فراهم شود[۲۴]. این مسئله در مرجع [۲۴] به تفصیل بررسی شده است. در این کار بررسی ساچمه های استوانهای در روش اشتعال سریع مورد توجه است. همانطور که در قسمت ۳ مطرح شد، اشتعال سریع، عمل متراکمسازی را در دو مرحله انجام ميدهد مرحله اول متراكمكردن ساچمه تا حـدي که بتوانیم درون ساچمه گرمای لازم را برای تولید الکترونهای نسبیتی فراهم کنیم و مرحله بعد به کمک این الکترونهای نـسبیتی انتقال انرژی به سوخت انجام می گیرد و پلاسما تشکیل می شود.لذا از مزایای ساچمه استوانهای در مقایسه با ساچمه کروی کاهش ناپایداری، کاهش سرعت متراکمسازی و PR سوخت است و اما در روش اشتعال سريع، انرژي درخواستي ساچمه برای متراکمسازی اولیه به شدت کاهش می یابد یعنبی از مرتبهKJ ۱۰۰–۱۰ در مقایسه با چند مگاژول در روش اشتعال مستقیم است و این منجر بـ کاهش انـرژی ورودی بـه سـاچمه سوخت و بالا رفتن بهره ساچمه سوخت می شود.

شدت کاسته می شود [۳]. در سالهای اخیر طرحهای استوانهای مطرح شد که شبیه ساچمههای کروی چنـد لایـه هـستند. منبـع انرژی متراکم کننده نیز بههمان صورت لیزر یا یون سنگین با توان W است ولی با استفاده از یک میدان مغناطیسی 🛚 قوی که قبل از متراکمسازی در جهت محور استوانه برقرار می شود امکان جلوگیری از اتلاف گرمای ناحیه مرکزی استوانه به نواحی سرد در اثر محصورسازی ذرات باردار حاصل از همجوشي (الكترون و آلفا) فراهم مي شود. مطالعات وسيعي در مورد چگونگی اعمال میدان مغناطیسی وسایل مربوط به پخش شار مغناطیسی صورت گرفته است و مشخص شده است که در محدوده سرعتهای متراکمسازی معین و pR پایین در محدوده ۲-۰/۳ g/cm^r این ساچمه هما به خبوبی عمیل می کنند[۲۴].کاربر د میدان مغناطیسی در ساچمه استوانهای که منجر به کاهش سرعت متراکمسازی نیست به ساچمه کروی حـداقل از مرتبـه ۱ اسـت ناپايـداري رايلـي – تيلـور را كـاهش میدهد[۲۵]. در ساچمه استوانهای با کنتـرل مغناطیـسی بـرای

واژەنامە

1. inertial confinement fusion

بتەاى، س

2. ablator

ازمان انے ژی

- 3. direct drive
- 4. indirect drive

5. relativistic electron beam

- 6. high ion beam
- 7. Boltzmann Fokker planck equation
- 8. Deby length
- 9. Beth
- 10. particle track length
- 11. Godsmit Saunderson
- 12. Landau
- مراجع

Energy (IFE) Programme," *Plasma physics and Controlled Fusion*, Vol. 45, pp. A215-A234, 2003.

- Roth, M., "Fast Ignition by Intense Laser-Accelerated Proton Beams," *Physical Review Letters*, Vol. 86, No. 3, 2001.
- Ramis, R., and Ramirez, J., "Indirectly Driven Target Design for Fast Ignition with Proton Beam," *Nuclear Fusion*, Vol. 44, pp. 720-730, 2004.
- Nakao, Y., "Effect of Nuclear Elastic Scattering on Energetic ion Transport in Hot Dense Plasmas," *Nuclear fusion*, Vol. 3, No. 1, 1990.
- Haldy, P. A., and Ligou, J., "A Moment Method for Calculating The Transport of Energetic Charged Particles in Hot Plasma," Nuclear Fusion, Vol. 17, No. 6, 1977.
- 11. Pomraning , G. C., "Higher Order Fokker-Planck Operator," Nuclear Science and Engineering,
- Nishimura, H., et al., "Indirect Direct Hybrid Target Experiments with the GEKKO XII laser," *Nuclear fusion*, Vol. 40, No. 3, 2000.

گلاستون، س.، (رجحان طلب، م، "گداخت هستهای کنترل

شده،" انتشارات دنا، ۱۳۶۲.

۲. نيو، ک. و امراللهـي، ر، *گــداخت*

اتمی ایران، ۱۳۷۴.

- 4. Nakai, S., "Inertial Confinement," *Nuclear Fusion*, Vol. 0, No. 7, 1990.
- 5. Basko, M., "Physics and Prospects of Inertial Confinement Fusion," *Plasma physics and Controlled Fusion*, Vol. 35, 1993.
- 6. Lindl, J. D., "The US Inertial Confinement Fusion (ICF) Ignition Programme and the Inertial Fusion

Vol. 124, pp. 390-397, 1996.

 Morel, J. E., "A Hybrid Multigroup / Continous Energy Monte Ccarlo Method for Solving the Boltzmann-Fokker-Planck Equation," *Nuclear Science* and Engineering Vol. 124, PP. 369-389, 1996.

۱۳. شاهبندری، ع.، "محاسبات ترابرد ذرات باردار در گداخت

به روش لختی"، دانـشگاه صـنعتی اصفهان، پایـان نامـه کارشناسی ارشد، ۱۳۷۶.

- McCrory, R., "OMEGA ICF Experiments and Prepration for Direct Drive Ignition on NIF," *Nuclear fusion*, Vol. 41, No. 10, 2001.
- 15. Nakai, S., "Inertial confinement," *Nuclear Fusion*, Vol. 30, No. 7, 1990.
- Andreas, J., "Magnetized Cylindrical Implosion Driven by Heavy Ion Beams," *Los Alamos National Laboratory*, 2001.
- 17. Ren, C., et al., "Global Simulation for Laser-Driven MeV Electron in Fast Ignition Ion," *Physical Review Letters*, Vol. 93, No. 18, 2004.
- Meyer-Ter-Vehn, J., "Fast Ignition of ICF Target: An Overview," *Plasma Phys. Contorol Fusion*, Vol. 43, PP. A113-A125, 2001.
- 19. Lewis, E. E., and Miller, W.F., Computational Methods of Neutron Transport, American Nuclear

Society, 1984.

- "MCNP4C Monte Carlo N-Particle Transport Code System," Los Alamos National Laboratory, April 2000.
- Salvat, F., "PENELOPE a Code System for Monte Carlo Simulation of Electron and Photon Transport," Nuclear Energy Agency, 2001.

- 23. Perkins. S. T. et al., "Experimental and evaluated nuclear pulse interference cross section for light charged particles," Report UCRL-50400 15, Pt.F Lawrence Livermore Laboratory, CA, 1980.
- 24. kemp. A. J., et al., "Implotion and Ignition of Magnetized Cylindrical Targets Driven by Heavy-Ion Beam," *Nuclear. Fusion*, Vol. 43, PP. 16-24, 2003.
- 25. Basko. M. M., et al., "New Development in the Theory of ICF Targets, and Fast Ignition with Heavy Ions," *Plasma physics and Controlled Fusion*, Vol. 45, A125-A132, 2003.
- 26. kemp. A. J., et al., "Magnetized Cylindrical Targets for Heavy Ion Fusion," *Nuclear Instruments and Methods in Physics Reaserch* A 464, PP. 192-195, 2001.

www.SID.ir