



دانشکده فیزیک
گروه اتمی و مولکولی

پایان نامه

برای دریافت درجه کارشناسی ارشد در رشته
فیزیک، گرایش پلاسما

عنوان

مطالعه و بررسی طراحی راکتور آزمایشی گداخت هسته‌ای به روش محصورسازی اینرسی با بهره پایاپای

استادان راهنما

دکتر حسین توکلی عنبران و دکتر سید محمود سادات کیایی

دانشجو

مریم درویش

بهمن ۹۲

به نام خدای مهربان

در آدمی عشقی و دردی، طلبی و تقاضایی هست که اگر صد هزار عالم ملک او
باشد؛ دمی نیاساید و آرام نگیرد تا او بمقصود خود برسد. این خلق به تفصیل در هر
پیشه‌ای و حرفتی و صنعتی و منصبی، تحصیل علوم می‌کند و هیچ آرام نمی‌گیرد؛
زیرا که آنچه مقصود است بدست نیامده است. آخر معشوق را دل آرام می‌گویند
یعنی که دل به وی آرام می‌گیرد پس بغیر او چون آرام و قرار گیرد؟ این جمله
هوس‌ها و مقصودها چون نردبانی است و چون پای‌های نردبان جای اقامت
نیست؛ از بهر گذشتن است. خنک او را که زودتر بیدار و واقف گردد تا راه
در از بر او کوتاه شود و در این پای‌های نردبان عمر خود را ضایع نکند.

مولانا جلال الدین رومی

پیشکش بہ پیشگاہ دلارام عاشقان حضرت ولیعصر (عج)

سپاس نامه

حال که این پایان نامه به پایان رسیده است در اینجا بر خود واجب می‌دانم که از تمامی کسانی که مرا در این راه همراهی نموده‌اند سپاس بگذارم:

در آغاز وظیفه خود می‌دانم که از زحمات بی‌دریغ استادان راهنمای خود، جناب آقای دکتر سید محمود سادات کیایی و جناب آقای دکتر حسین توکلی عنبران صمیمانه تشکر و قدردانی کنم که بی‌تردید بدون راهنمایی‌های ارزنده‌شان، این پایان نامه به انجام نمی‌رسید.

در پایان بر دستان پدر و مادر و همسر عزیزم بوسه می‌زنم و بعد از خدا، وجود مقدس‌شان را ستایش می‌کنم و همچنین از دوستان مهربانم سرکار خانم شیرین عدل پرور، خانم زهره آقا میر و نرگس نصیری عزیز که تجربه بودن با آن‌ها، خاطراتی شیرین را برایم رقم زد، سپاسگذارم.

مریم دوش
بهمن ۹۲

تعمدنامه

اینجانب مریم درویش دانشجوی کارشناسی ارشد رشته فیزیک دانشکده فیزیک دانشگاه شاهرود، نویسنده پایان نامه با عنوان مطالعه و بررسی طراحی راکتور آزمایشی گداخت هسته‌ای به روش محصورسازی اینرسی با بهره پایاپای، تحت راهنمایی‌های دکتر حسین توکلی عنبران و دکتر سید محمود سادات کیایی متعهد می‌شوم:

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های دیگر پژوهش‌گران، به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب این پایان نامه، تا کنون توسط خود، یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارایه نشده است.
- حقوق معنوی این اثر، به دانشگاه شاهرود متعلق دارد، و مقالات مستخرج با نام “ دانشگاه شاهرود “ یا “ Shahrood University of technology “ به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آوردن نتایج اصلی پایان نامه تاثیرگذار بوده‌اند، در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می‌گردد.
- در تمام مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که از موجود زنده (یا بافت‌های آنها) استفاده شده است، ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است.
- در تمام مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته (یا استفاده) شده است، اصل رازداری و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است.

مریم درویش
بهمن ۹۲

مالکیت نتایج و حق نشر

- تمام حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه‌های رایانه‌ای، نرم افزارها و تجهیزات ساخته شده) متعلق به دانشگاه شاهرود می‌باشد. این مطلب باید به نحو مقتضی، در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در این پایان نامه بدون ذکر منبع مجاز نمی‌باشد.

چکیده

در این پایان نامه، ما به مطالعه و بررسی راکتور آزمایشی گداخت هسته‌ای کوچک با استفاده از روش محصورسازی اینرسی پرداخته‌ایم. راکتور مورد نظر، به صورتی طراحی شده است که شرایط لازم جهت دستیابی به نقطه پایاپای و حتی بیشتر را دارد. در اینجا با استفاده از مفاهیم فیزیکی مربوط به گداخت هسته‌ای، ابتدا دو دستگاه پلاسمای کانونی نوع مدرک هر کدام دارای ولتاژ 200 kV و انرژی 3 MJ می‌باشند طراحی شدند. سپس با استفاده از قوانین فیزیکی مربوط به محصورسازی گداخت لختی، هدف محرک غیر مستقیم را طراحی نمودیم. این هدف که شامل لایه نازکی از سوخت DT جامد است، درون هولرامی متشکل از لایه نازکی از طلا که با فوم CH پر شده، قرار گرفته است. در مرحله بعد از باریکه‌های یون سبک حاصل از دو دستگاه پلاسمای کانونی که هر کدام دارای انرژی $4/8\text{ MJ}$ هستند به عنوان محرک یون سبک برای هدف کروی طراحی شده استفاده نمودیم. در گام بعدی برای بالا بردن بهره و انرژی تولیدی راکتور به طراحی دو هدف تیتانیومی آلایش شده با تریتیوم پرداخته‌ایم. در نهایت مجموع انرژی‌های حاصل از گداخت در قسمت‌های مختلف راکتور، ما را به انرژی فراتر از نقطه پایاپای رسانید.

کلمات کلیدی:

راکتور - گداخت هسته ای - دستگاه پلاسمای کانونی - محصورسازی مغناطیسی - محصورسازی
اینرسی

فهرست مطالب

ز	لیست تصاویر
۲	۱ مبانی گداخت هسته‌ای
۳	۱.۱ مقدمه
۴	۲.۱ واکنش گداخت هسته‌ای
۵	۱.۲.۱ نیروی کولنی
۵	۲.۲.۱ حرکت حرارتی
۶	۳.۲.۱ تابع توزیع تعادلی
۷	۴.۲.۱ اثر تونل
۷	۵.۲.۱ سطح مقطع و پویش آزاد میانگین
۱۰	۳.۱ محصورسازی پلاسما
۱۰	۱.۳.۱ همجوشی از طریق محصورشدگی مغناطیسی
۱۲	۲.۳.۱ همجوشی از طریق محصورشدگی لختی
۱۳	۲ فیزیک تنگش و دستگاه پلاسمای کانونی
۱۴	۱.۲ مقدمه
۱۴	۲.۲ اثر تنگش
۱۶	۳.۲ ناپایداری‌ها
۱۶	۱.۳.۲ ناپایداری نوع سوسیسی
۱۶	۲.۳.۲ ناپایداری نوع تابی
۱۸	۴.۲ آشنایی با دستگاه پلاسمای کانونی
۱۸	۱.۴.۲ تاریخچه دستگاه پلاسمای کانونی
۱۸	۵.۲ کاربردهای پلاسمای کانونی
۱۹	۱.۵.۲ کاربردهای مبتنی بر تولید یون
۱۹	۲.۵.۲ کاربردهای مبتنی بر تولید الکترون
۱۹	۳.۵.۲ کاربردهای مبتنی بر تولید اشعه ایکس
۱۹	۶.۲ دینامیک دستگاه پلاسمای کانونی

۲۰		۱.۶.۲	فاز شکست
۲۲		۲.۶.۲	فاز رانش محوری
۲۴		۳.۶.۲	بدست آوردن زمان و سرعت فاز محوری
۲۴		۴.۶.۲	فاز رانش شعاعی
۲۸		۷.۲	بدست آوردن اندوکتانس و مقاومت استاتیک دستگاه پلاسمای کانونی
۲۸		۱۰.۷.۲	روش مدار اتصال کوتاه
۳۰		۸.۲	شیهه سازی دستگاه پلاسمای کانونی
۳۱		۹.۲	تابش نوترون در دستگاه پلاسمای کانونی
۳۴		۳	محصول سازی گداخت لختی
۳۵		۱.۳	انواع روش های محصول سازی گداخت لختی
۳۵		۱.۱.۳	محصول سازی با محرک مستقیم
۳۷		۲.۱.۳	محصول سازی با محرک غیر مستقیم
۳۷		۳.۱.۳	بررسی مزایا و مشکلات راه اندازی مستقیم
۴۰		۴.۱.۳	بررسی مزایا و مشکلات راه اندازی غیر مستقیم
۴۱		۲.۳	تراکم هدف سوختی
۴۱		۱.۲.۳	معادله موشک
۴۲		۳.۳	بازدهی هیدرودینامیکی
۴۳		۴.۳	کسر مصرف سوخت
۴۵		۵.۳	فشار تورم
۴۶		۶.۳	تراکم در اثر تورم
۴۸		۷.۳	احتراق و سوختن کپسول
۴۹		۴	نوآوری ها و تحلیل نتایج حاصله
۵۱		۱.۴	طراحی دستگاه پلاسمای کانونی و محاسبه بهره آن
۵۱		۱.۱.۴	شعاع آند
۵۲		۲.۱.۴	محاسبه چگالی گاز دستگاه
۵۲		۳.۱.۴	محاسبه طول آند
۵۵		۴.۱.۴	الگوریتم ۲
۵۵		۵.۱.۴	محاسبه بهره نوترونی حاصل از دو دستگاه پلاسمای کانونی
۵۶		۲.۴	هدف آندی تخت زیر لایه تیتانیومی که با تربیتیوم لایه نشانی شده
۵۸		۳.۴	طراحی هدف گداخت لختی و محاسبه بهره آن
۵۹		۴.۴	هدف گداخت لختی
۵۹		۱.۴.۴	روند کنونی تحقیقات مربوط به اثر یون های سبک بر هدف گداخت لختی
۶۰		۲.۴.۴	بهره انرژی قابل دسترسی

۶۱	طراحی هدف گداخت لختی	۳.۴.۴
۶۲	محاسبات مربوط به ساچمه سوخت داخل فوم	۴.۴.۴
۶۳	نتیجه‌گیری	۵.۴
۶۴	پیشنهادهات	۶.۴
۶۵	آ برنامه الگوریتم ۱	
۶۷	ب برنامه الگوریتم ۲	
۶۹	مراجع	
۷۳	نمایه	

لیست تصاویر

۵	فرایند گداخت هسته ای	۱۰۱
۷	حجم ایجاد شده توسط حرکت هسته ای در واحد زمان	۲۰۱
۹	نمودار پارامتر سیگما-وی بر حسب دمای یونی محیط همجوشی برای تعدادی از واکنش های همجوشی	۳۰۱
۱۱	نمایی از محفظه توکامک	۴۰۱
۱۲	نمایی از روش محصورسازی به روش لختی	۵۰۱
۱۷	ناپایداری سوسیسی	۱۰۲
۱۷	ناپایداری نوع تابی	۲۰۲
۱۹	نمایی از دستگاه پلاسمای کانونی الف. نوع فیلیپوف ب. نوع مدر	۳۰۲
۲۰	رادیوگرافی از یک قطعه با استفاده از اشعه ایکس سخت	۴۰۲
۲۱	الف- دینامیک لایه جریان در یک دستگاه پلاسمای کانونی ب- سیگنال های جریان و ولتاژ متناظر با فازهای مختلف تخلیه	۵۰۲
۲۳	مدار معادل برای دستگاه پلاسمای کانونی	۶۰۲
۲۵	تولید موج ضربه توسط پیستون مغناطیسی و تاثیر آن بر چگالی و فشار گاز	۷۰۲
۲۶	نحوه تشکیل لایه اسلاگ	۸۰۲
۲۹	مدار معادل برای آزمون مدار کوتاه	۹۰۲
۳۰	شکل موج جریان مدار اتصال کوتاه برای دستگاه پلاسمای کانونی KSU	۱۰۰۲
۳۱	مقایسه نمودار شکل های موج جریان بر حسب زمان که توسط محاسبات کد لی و مقدار تجربی رسم شده اند	۱۱۰۲
۳۲	الف - ساختار دو پالسی نوترون به دست آمده برای یک نمونه دستگاه پلاسمای کانونی که با استفاده از دستگاه آشکارساز سوسوزن اندازه گیری شده است. ب - ساختار چگالی اندازه گیری شده برای این دو پالس	۱۲۰۲

۱۰۳	تراکم و سوختن گوی هدف کروی شکل گداخت لختی در محصورسازی با محرک مستقیم. الف: در سطح گوی پلاسما تشکیل شده و انرژی باریکه لیزر جذب می‌شود.	
ب: تورم سطح گوی و تراکم قسمت هل‌دهنده و همچنین ماده سوختی. ج: تراکم متوقف شده، محصولات واکنش منبسط می‌شوند و پوسته و هل‌دهنده در هم شکسته می‌شود. ه: ذرات پسماند هدف سوختی منفجر می‌شوند.	۳۶	
۲۰۳	نمونه‌ای از کپسول گداخت لختی درون هولرامی از جنس طلا	
۳۸	۳۸	مراحل همجوشی هسته‌ای در محصورسازی با محرک غیر مستقیم
۴۰۳	۳۹	ناپایداری ریلی - تیلور در میدان گرانشی
۵۰۳	۴۰	رشد ناپایداری ریلی - تیلور
۶۰۳	۴۱	برخی از عوامل ناپایداری ریلی - تیلور
۷۰۳	نمایی از شتاب‌گیری موشک و ماده سوختی. الف: در چارچوب مرجع همراه با موشک ب: در چارچوب مرجع زمین ج: در چارچوب مرجع موشک	
۸۰۳	۴۲	احتراق پوسته نازکی از هدف سوختی در اثر محرک لیزر
۹۰۳	۴۶	تغییرات دمایی $\beta(T)$
۱۰۰۳	۴۷	برخی از طرح‌های هدف سوختی که با محرک لیزر فعالیت می‌کند
۱۰۴	۵۳	نمودار بهره نوترونی بر حسب جریان لحظه‌کانونی شدن پلاسما
۲۰۴	۵۶	نمودار تغییرات چگالی بر حسب دما
۳۰۴	۶۰	هدف طراحی شده برای محرک یون سبک لیتیم
۴۰۴	۶۳	هدف طراحی شده برای محرک یون سبک دوتریوم
۵۰۴	۶۴	نمایشی از دستگاه طراحی شده

فصل ۱

مبانی گداخت هسته‌ای

۱۰۱. مقدمه

انرژی عامل بهبود زندگی بشر بر روی کره زمین می‌باشد. در دو قرن گذشته سوخت‌های دسترس پذیر و ارزان فسیلی نقش عمده‌ای در رشد سریع اقتصادی جهان بر عهده داشته‌اند. اما با پایان یافتن قرن فعلی آشکار است که استمرار تکیه بر سوخت‌های فسیلی با سهمی عمده در تامین انرژی بشر مشکلات اساسی را به همراه خواهد داشت. بسیاری از کارشناسان برآنند که ما بایستی از میزان بهره برداری از سوخت‌های فسیلی در چنین مقیاس وسیعی جلوگیری کنیم. لذا جستجو برای دیگر منابع انرژی جایگزین آغاز شده است. رشد تقاضای انرژی در کشورهای در حال توسعه مخصوصاً از سال ۱۹۷۳ به بعد خیلی از کشورهای صنعتی بیشتر بوده است. سرانه تقاضای انرژی در کشورهای در حال توسعه نسبت به قبل از سال ۱۹۷۳ حدود ۵۰٪ و مجموع تقاضای این کشورها بیش از دو برابر رشد داشته است. در زمینه تامین انرژی، علیرغم مشکلات در دسترس گذاردن و استفاده بهینه از منابع انرژی با رعایت مسایل زیست محیطی، منابع انرژی برای تامین تقاضای انرژی در بازه‌های کوتاه مدت و میان مدت کافی می‌باشند. نفت جهان در قرن بیست و یکم به اتمام نخواهد رسید، ولی معضلاتی به دلیل توزیع غیر یکنواخت این منابع و همچنین مسایل زیست محیطی‌اش ظهور خواهد کرد. در مورد گاز طبیعی نیز محدودیت اصلی در استفاده آن برای کشورها یا مناطقی است که خودشان تولید کننده نیستند، زیرا انتقال گاز گران می‌باشد. ذغال سنگ فراوان ترین منبع انرژی فسیلی بوده و برای بسیاری از کشورها به دلیل شرایط مطلوب اقتصادی مورد توجه است. با این وجود استفاده گسترده از این منبع انرژی افزایش آلودگی زیست محیطی را در پی خواهد داشت. انرژی برق آبی منبع پاک و رایج برای تولید انرژی است، ولی توانایی عرضه این منبع در مقایسه با کل تقاضا اندک است. سایر انرژی‌های تجدید پذیر از قبیل انرژی خورشیدی و انرژی باد از پتانسیل‌های بسیار کمتری در مقایسه با کل تقاضای انرژی برخوردارند. مشکل عمده در استفاده از این منابع آن است که در اکثر موارد آنها از نظر اقتصادی با صرفه نبوده و نیز به دلیل ویژگی‌شان به زمین وسیع تر و تجهیزات پیشرفته‌تری نیاز دارند.

تولید انرژی از شکافت هسته‌ای یک فن‌آوری اثبات شده است و در حال حاضر حدود ۷٪ از انرژی کل تولید شده جهان می‌باشد [۱]. اما مشکلی که در استفاده از انرژی شکافت وجود دارد این است که سوخت شکافت و محصولات آن بسیار رادیواکتیو بوده و برخی از آنها نیمه عمر بسیار بالایی دارند. همچنین از دفن بی‌خطر زباله‌های آن برای هزاران تا میلیون‌ها سال باید اطمینان حاصل نمود. وضعیت گداخت متفاوت است. گداخت منبع انرژی ایمن و تمیزی است که تامین سوخت آن فاقد محدودیت‌های سیاسی است. محصولات واکنش گداخت رادیواکتیو نیستند (میزان رادیواکتیویته در نیروگاه‌های گداخت به دلیل وجود تریتیوم که رادیواکتیو است باید کنترل شود. در قیاس با شکافت این میزان رادیواکتیویته کمتر بوده و با انتخاب دقیق مواد این میزان کمینه می‌شود). انرژی گداخت در اثر پیوند هسته‌های سبک از قبیل دوتریوم و تریتیوم بدست می‌آید. در اثر پیوند یا گداخته شدن این هسته‌های سبک، انرژی آزاد می‌شود. برای رسیدن به این پیوند باید بر نیروی دافعه بین هسته‌های باردار غلبه کرد. در این دما، سوخت یونیزه شده و یون‌ها با سرعت گرمایی زیادی که کسب می‌کنند، بر نیروی دافعه کولنی غلبه کرده و به مقداری که برای تشکیل واکنش گداخت لازم است، به یکدیگر نزدیک شده و با هم برخورد می‌کنند.

انرژی اتمی

پایه‌های تئوری انرژی اتمی با ارائه تئوری نسبیت خاص توسط آلبرت انیشتین در سال ۱۹۰۵ بنا گردید. در مکانیک کلاسیک، جرم، تکانه و انرژی به صورت جدا از هم، قبل و پس از یک برهم کنش بقا دارند. انرژی کل یک جسم با جرم m_0 مطابق تئوری نسبیت خاص عبارت است از:

$$E = \frac{m_0 c^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (1.1)$$

که در آن m_0 جرم سکون، v سرعت جسم و c سرعت نور در خلاء است. جرم جسم ثابت نبوده و طبق رابطه زیر به سرعت بستگی دارد:

$$m = \frac{m_0}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (2.1)$$

اگر مخرج رابطه (۱.۱) را به صورت سری بسط دهیم، با فرض اینکه v خیلی کوچکتر از c است، رابطه (۱.۱) به صورت زیر ساده خواهد شد:

$$E = m_0 c^2 + \frac{1}{2} m_0 v^2 \quad (3.1)$$

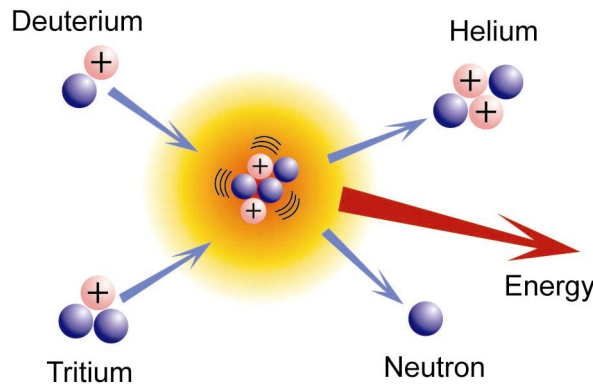
جمله دوم سمت راست، معادله انرژی جنبشی است، در حالی که جمله اول مقداری ثابت است و انرژی سکون جسم نامیده می‌شود. با توجه به جمله $m_0 c^2$ که انرژی مربوط به جرم سکون جسم است، دیگر بقای جرم و انرژی به صورت جدا از هم نخواهند بود. بنابراین انرژی معادل آن پدید می‌آید. یعنی جرم و انرژی هم ارز یکدیگرند. یک کیلوگرم جرم معادل با انرژی $9 \times 10^{16} J$ است، که خود انرژی نسبتاً بزرگی است. با تبدیل جرم به انرژی، جرم هسته‌ها کاهش می‌یابد، زیرا قسمت اعظم جرم یک اتم در هسته آن متمرکز می‌باشد. انرژی اتمی در اثر تغییر جرم هسته بدست می‌آید.

یافته‌های آستن^۱ در سال ۱۹۲۰ مبنی بر اینکه چهار هسته اتم هیدروژن سنگین‌تر از یک هسته اتم هلیم است، به این نتیجه اساسی انجامید که گداخته شدن اتم‌های هیدروژن به اتم هلیم، حدود ۷٪ از جرم آن را بصورت انرژی آزاد می‌کند و بدین سان راز توانایی تابش خورشید تا حدود 10^{10} بیلیون سال آشکار گردید [۲].

۲.۱ واکنش گداخت هسته‌ای

در فرآیند گداخت، بر اثر واکنش‌های هسته‌ای انرژی آزاد می‌شود. در این فرآیند مطابق شکل (۱.۱) دو هسته بسیار سبک آن قدر به یکدیگر نزدیک می‌شوند که در فاصله نیروی جاذبه هسته‌ای قوی قرار می‌گیرند، سپس هسته‌ای با جرم بیشتر تشکیل می‌شود و انرژی آزاد می‌گردد. انرژی آزاد شده در این فرآیند تفاوت انرژی بستگی هسته سنگین و هسته‌های سبکتر است. این فرآیند می‌تواند مادام که هسته نهایی سنگین‌تر از $A = 60$ نباشد، انرژی آزاد کند [۳].

^۱Austen



شکل ۱۰۱: فرایند گداخت هسته‌ای

۱۰۲۰۱ نیروی کولنی

همان‌طور که می‌دانیم دو ذره با بار مشابه نیروی دافعه کولنی به هم وارد می‌کنند. فقط زمانی دو هسته می‌توانند به هم نزدیک شوند که نیروی جاذبه قوی هسته‌ای بر نیروی دافعه کولنی بین آنها غلبه کند. انرژی پتانسیل ناشی از نیروی دافعه کولنی به صورت زیر است:

$$u = \frac{z_1 z_2 e^2}{4\pi\epsilon_0 r} \quad (۴.۱)$$

به منظور برخورد دو هسته برای ایجاد واکنش گداخت هسته‌ای باید انرژی جنبشی مربوط به سرعت نسبی دو هسته از انرژی پتانسیل نیروی کولنی افرونتر باشد، زیرا در فواصل بیشتر از شعاع هسته دو هسته باید علیرغم نیروی کولنی به یکدیگر نزدیک شوند و در فاصله کمتر از شعاع هسته است که نیروی هسته‌ای اعمال خواهد شد.

۲۰۲۰۱ حرکت حرارتی

اگر قرار باشد مقادیر قابل استفاده‌ای از انرژی توسط گداخت تولید شود، باید هسته‌های متعددی در مدت زمان محدودی به صورت پی‌درپی، در واکنش گداخت شرکت کنند. در یک روش که در آن از خورشید تقلید شده است باید هسته‌ها را گرم کرد. وقتی دمای گاز افزایش یابد، در دماهای خاصی مولکول‌های گاز به اتم‌ها تجزیه می‌شوند. با ادامه عمل گرم کردن گاز، الکترون‌های حول هسته بالاخره خود را از قید جاذبه آن آزاد می‌کنند. گازی را که از هسته‌های آزاد با بارهای مثبت و الکترون‌های آزاد با بار منفی تشکیل یافته است، پلاسما گویند. به دلیل اهمیت فهم تعریف پلاسما در این جا توضیح مختصری راجع به آن داده می‌شود.

تعریف پلاسما

پلاسما گاز شبه خنثایی از ذرات باردار و خنثی است، که رفتار جمعی از خود نشان می‌دهد. پلاسما شبه خنثی است یعنی آن اندازه خنثی است که بتوان $n_i \approx n_e \approx n$ گرفت، نه آن قدر خنثی که تمام نیروهای

الکترومغناطیسی مورد توجه حذف شوند، n چگالی مشترک است که چگالی پلاسما خوانده می‌شود. نیروهای وارد بر یک مولکول، مثلاً مولکول هوا را در نظر بگیرید. چون مولکول خنثی است، هیچ نیروی الکترومغناطیسی خالص بر آن وارد نمی‌شود و نیروی ثقل قابل صرف‌نظر کردن است. این مولکول بدون مزاحمت حرکت می‌کند تا به مولکول دیگر برخورد کند، همین برخوردها هستند که حرکت ذره را کنترل می‌کنند. پلاسما مشتمل بر ذرات باردار است. این بارها با حرکت خود می‌توانند توده‌های متمرکزی از بارهای مثبت یا منفی را به طور موضعی به وجود آورند و بدین ترتیب سبب پیدایش میدان‌های الکتریکی می‌شوند. با حرکت بارها، جریان و در نتیجه میدان مغناطیسی هم تولید می‌شوند. این میدان‌ها بر حرکت سایر ذرات باردار که دورتر واقع شده‌اند اثر می‌گذارد [۴]. اجزای پلاسما حتی در فواصل دور نیرویی بر همدیگر وارد می‌کنند. همین نیروی کولنی با برد بلند است که به پلاسما مجموعه وسیعی از انواع حرکات ممکن را عرضه کرده است. نیروهای الکترومغناطیس آن قدر از نیروهای ناشی از برخوردهای موضعی عادی بزرگتر هستند که می‌توان کلاً از این نیروهای دسته اخیر چشم‌پوشی کرد. منظور از رفتار جمعی حرکاتی است که نه تنها به شرایط موضعی بلکه به حالت پلاسما در مناطق دور نیز بستگی دارد. پلاسما به علت رفتار جمعی که از خود نشان می‌دهد گرایش به متاثر شدن در اثر عوامل خارجی ندارد و اغلب طوری رفتار میکند که گویا دارای رفتار مخصوص به خودش است. برای یک گاز در دمای T رابطه زیر را می‌توان نوشت:

$$\frac{3}{2}KT = \frac{1}{2}m\bar{v}^2 \quad (5.1)$$

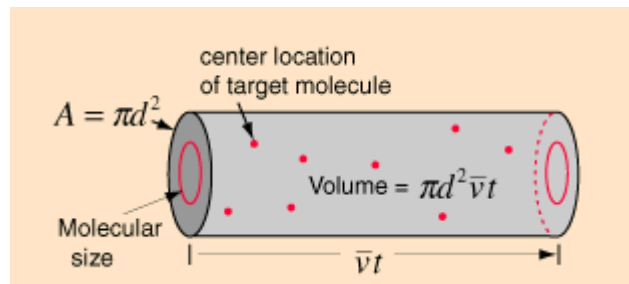
که در آن m ، جرم هسته، $\bar{v}$ سرعت حرارتی و $K = 1/37 \times 10^{-23} J/deg$ ثابت بولتزمن است. حال با داشتن انرژی پتانسیل کولنی ذرات شرکت کننده در واکنش و با استفاده از رابطه (۴.۱) می‌توان دمایی را که انرژی جنبشی مناسبی برای غلبه بر انرژی پتانسیل کولنی می‌دهد را محاسبه نمود. مثلاً برای دو پروتون در فاصله شعاع هسته، انرژی پتانسیل کولنی برابر $U_0 = 0.29 Mev$ می‌باشد، بنابراین برای ایجاد واکنش گداخت، دمای پلاسما باید از $T = 3.364 \times 10^9 K$ بیشتر باشد. البته با داشتن شرایطی که در ادامه بیان می‌شود می‌توان در دمای پایین‌تر نیز واکنش گداخت را داشته باشیم.

۳.۲.۱ تابع توزیع تعادلی

وقتی پلاسما در حالت تعادل قرار دارد f تابع توزیع سرعت پروتون، با توزیع ماکسولی بیان خواهد شد:

$$f = n \left(\frac{m}{\sqrt{\pi}KT} \right)^{3/2} \exp \left[-\frac{m}{\sqrt{\pi}KT} v^2 \right] \quad (6.1)$$

که در آن m جرم پروتون و n چگالی است. باید به این نکته توجه داشت که سرعت پروتون‌ها در محدوده گسترده‌ای توزیع شده است، گرچه پروتون‌های با سرعت v طبق رابطه (۴.۱) در اکثریت قرار گرفته‌اند، اما پروتون‌هایی با سرعت بیش از v نیز وجود خواهند داشت، که تعداد آن‌ها به طور نمایی با سرعت کاهش می‌یابد. پس پروتون‌هایی با انرژی جنبشی بالاتر از U_0 در دمای پایین‌تر از T موجود هستند که می‌توانند برخورد لازم گداخت را انجام دهند.



شکل ۲.۱: حجم ایجاد شده توسط حرکت هسته‌ای در واحد زمان

۴.۲.۱ اثر تونل

در بخش (۱۰۲۰۱) این نکته مورد بررسی قرار گرفت که انرژی جنبشی ناشی از حرکت نسبی هسته‌ها باید از پتانسیل کولنی بیشتر باشد. اما استثنایی وجود دارد. براساس مکانیک کوانتومی نزدیک شدن یک هسته به هسته دیگر در محدوده شعاع هسته از طریق نفوذ در سد پتانسیل آن امکان‌پذیر خواهد بود. این پدیده کوانتومی، اثر تونل^۲ نامیده می‌شود. با توجه به پدیده فوق و حقیقتی که در بخش قبل ذکر شد، پروتون‌ها در دمای پایین‌تر از T_0 نیز می‌توانند واکنش‌های گداخت ایجاد کنند. اما تعداد این واکنش‌ها دقیقاً تابعی از درجه حرارت خواهد بود^[۵].

۵.۲.۱ سطح مقطع و پویش آزاد میانگین

حال تعداد واکنش‌های گداخت در پلاسمایی با چگالی n و در دمای T را مورد بررسی قرار می‌دهیم. بدین منظور هسته را به شکل کره‌ای با قطر d در نظر گرفته و تعداد برخوردهای متوالی یک هسته با هسته‌های دیگر در واحد زمان را محاسبه می‌کنیم. با توجه به تغییر مسیر هسته پس از هر برخورد، اگر مسیر شکسته آن را به صورت خط مستقیم درآوریم $\bar{v}$ مسافتی که در واحد زمان طی می‌کند از رابطه (۴۰۱) بدست خواهد آمد. در طول زمانی که هسته فاصله $\bar{v}$ را طی می‌کند، مطابق شکل (۲۰۱) تعداد برخوردها یا v برابر است با تعداد هسته‌هایی که مرکز آنها در استوانه‌ای به قطر $2d$ و ارتفاع $\bar{v}$ قرار دارد. با توجه به چگالی n خواهیم داشت:

$$v = \pi \bar{v} d^2 n \quad (۷.۱)$$

مساحت هسته برخورد شونده یا هدف عبارت است از $\sigma = \pi d^2$ (می‌توان سطح هسته برخوردکننده را نیز در نظر گرفت) که سطح مقطع برخورد^۳ نامیده می‌شود و واحد آن متر مربع است. با توجه به σ رابطه (۶۰۱) به صورت زیر ساده خواهد شد:

$$v = \sigma \bar{v} n \quad (۸.۱)$$

^۲Tunnel effect

^۳Collisional cross-sectional area

پویش آزاد میانگین مسافتی است که یک هسته بدون آنکه برخوردی انجام دهد طی می‌کند. بنابراین خواهیم داشت:

$$l = \frac{\bar{v}}{v} = \frac{1}{\sigma n} \quad (9.1)$$

که در آن l پویش آزاد میانگین^۴ است. عدد v در رابطه (۷.۱) تعداد برخوردهایی است که هسته در واحد زمان انجام می‌دهد. چون n هسته در واحد حجم وجود دارد، بنابراین فرکانس برخورد N تعداد برخورد در واحد زمان و در واحد حجم، عبارت خواهد بود از $\sigma \bar{v} n$ اما در این روش، یک هسته در واقع دو بار، یک بار به عنوان هسته برخورد شونده و دیگر بار به عنوان هسته برخورد کننده، شمارش خواهد شد. پس مقدار واقعی فرکانس برخورد برابر است با:

$$N = \frac{1}{2} \sigma \bar{v} n^2 \quad (10.1)$$

حال حالتی را در نظر می‌گیریم که ذرات نوع a و b با چگالی‌های عددی N_a و N_b با سرعت‌های یکسان و تک جهت با هم برخورد کنند و در محل تلاقی یکدیگر، فرآیند همجوشی را انجام دهند. در واحد حجمی که ذرات همدیگر را قطع می‌کنند، تعداد رویدادهای همجوشی بین دو نوع ذره، با رابطه تناسبی زیر ارائه می‌شود:

$$N \propto N_a N_b V_r \quad (11.1)$$

که در آن، V_r سرعت نسبی دو مجموعه ذرات در نقطه تلاقی است. رابطه تناسب فوق را با یک ثابت تناسب می‌توان به یک معادله تبدیل کرد:

$$N = N_a N_b V_r \sigma_{ab}(V_r) \quad (12.1)$$

که در این رابطه $\sigma_{ab}(V_r)$ سطح مقطع واکنش همجوشی ذرات a و b است. کاربرد رابطه‌های فوق بسیار محدود است. زیرا تمام ذرات را به گونه‌ای در نظر گرفتیم که دارای سرعت ثابت و تک جهت هستند. در صورتیکه، در حالت کلی، مجموعه ذرات دارای یک گستره سرعت هستند و در جهات مختلف حرکت می‌کنند. به منظور این بررسی، فقط لازم است روی تمام انرژی‌های ذرات و جهت‌های حرکت، جمع صورت گیرد که بدیهی است این کار از طریق انتگرالگیری امکانپذیر است. برای این منظور چگالی‌های ذرات را تابعی از سرعت در نظر می‌گیریم، به طوری که داریم:

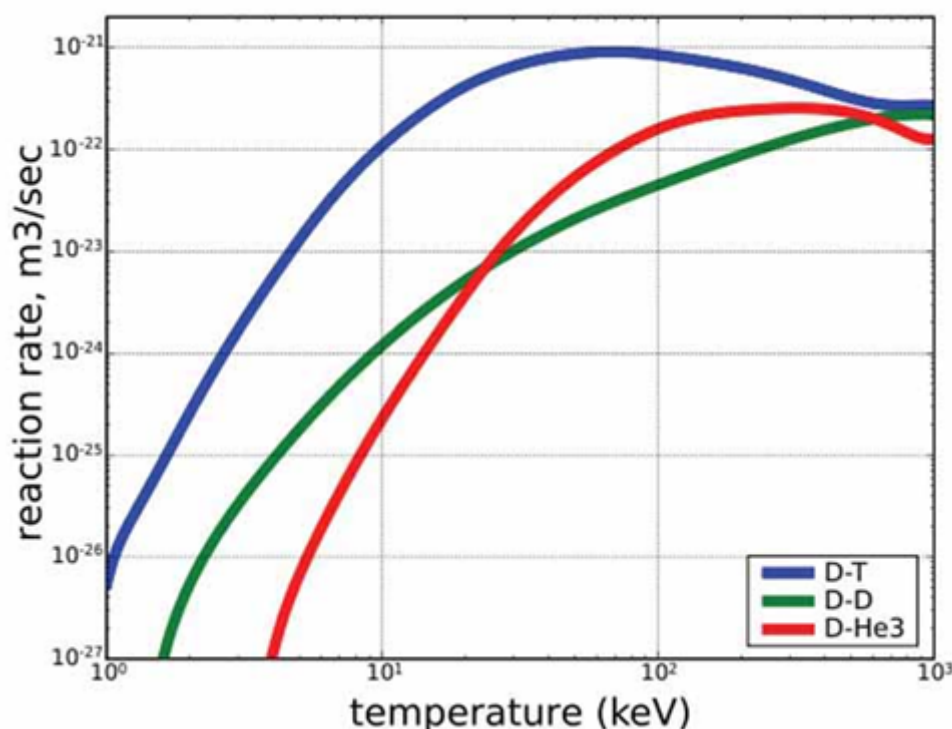
$$N_a \longrightarrow N_a(v_a) = N_a F_a(v_a) \quad (13.1)$$

$$N_b \longrightarrow N_b(v_b) = N_b F_b(v_b) \quad (14.1)$$

که $F_a(v_a)$ و $F_b(v_b)$ توابع توزیع بهنجار برای ذرات نوع a و b می‌باشند، به گونه‌ای که داریم:

$$\int F_a(v_a) dv_a = 1 \quad \int F_b(v_b) dv_b = 1 \quad (15.1)$$

^۴mean free path



شکل ۳۰۱: نمودار پارامتر سیگما-وی بر حسب دمای یونی محیط همجوشی برای تعدادی از واکنش‌های همجوشی

سرعت نسبی دو ذره اندرکنش کننده را نیز می‌توان به صورت $v_r = |v_a - v_b|$ در نظر گرفت. در نتیجه، چگالی آهنگ واکنش هسته‌ای یا تعداد برخورد در واحد زمان در واحد حجم را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$N = \int \int \sigma(|V_a - V_b|) |V_a - V_b| N_a F_a(V_a) N_b F_b(V_b) dv_a dv_b \quad (۱۶.۱)$$

$$N = N_a N_b \int \int \sigma(|V_a - V_b|) |V_a - V_b| F_a(V_a) F_b(V_b) dv_a dv_b \quad (۱۷.۱)$$

$$\langle \sigma \rangle_{ab} = \int \int \sigma(|V_a - V_b|) |V_a - V_b| F_a(V_a) F_b(V_b) dv_a dv_b \quad (۱۸.۱)$$

که $\langle \sigma \rangle_{ab}$ را پارامتر سیگما - وی می‌نامیم. با توجه به رابطه‌های بالا در نهایت به رابطه زیر برای چگالی آهنگ واکنش هسته‌ای می‌رسیم:

$$N = \langle \sigma_{ab} \rangle N_a N_b \quad (۱۹.۱)$$

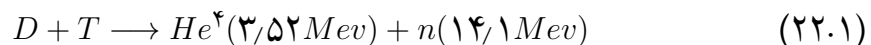
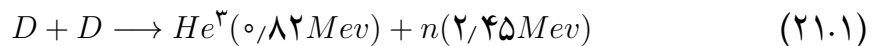
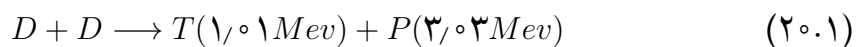
پارامتر سیگماوی پارامتر بسیار مهمی در تعیین آهنگ واکنش همجوشی است و به همین دلیل اغلب پارامتر آهنگ برخورد^۵ نیز خوانده می‌شود. این پارامتر علاوه بر اینکه تابع دما است، به نوع ذرات

^۵collision rate

همجوشی کننده نیز بستگی دارد. در شکل (۳۰۱) مقادیر $\langle \sigma v \rangle$ بر حسب دمای T در واکنش‌های D-D و D-T نشان داده شده است. آهنگ برخورد $\langle \sigma v \rangle$ در دماهای پایینتر از $T = 1 \text{ Kev}$ بسیار کوچک است. در دمای $T = 10 \text{ Kev}$ مقدار آن در واکنش‌های D-D، 10^0 مرتبه از واکنش D-T کوچکتر است. بنابراین باید امکانپذیر ساختن واکنش D-T را مدنظر قرار داد.

۳.۱ محصورسازی پلاسما

در راکتورهای گداخت گرما هسته ای کنترل شده، می‌توان از واکنش‌های مختلف، مانند واکنش‌های زیر، استفاده کرد.



واکنش سوم، که به واکنش $D - T$ معروف است، بیشترین انرژی را آزاد می‌کند و شاید بهترین نامزد برای راکتورهای همجوشی باشد. وقتی گاز دوتریوم (یا مخلوط دوتریوم - تریتیوم) تا دماهای زیاد گرم شود، اتم‌ها یونیده می‌شوند، گاز حاصل متشکل از ذرات داغ یونیده را پلاسما می‌نامند. برای افزایش احتمال برخورد بین یون‌ها و در نتیجه افزایش بازده، پلاسما باید سه شرط داشته باشد:

- ۱- چگالی زیاد، به طوری که احتمال برخورد ذرات زیاد شود.
- ۲- دمای زیاد، T در گستره 10^8 K که احتمال نفوذ ذرات را در سد پتانسیل کولنی متقابل زیاد کند.
- ۳- زمان محصورسازی طولانی که در خلال آن باید بالا بودن دما و چگالی حفظ شود [۶].

برای رسیدن به شرایط فوق، تا کنون دو روش مورد تحقیق قرار گرفته است:

۱- همجوشی از طریق محصورشدگی مغناطیسی^۶ (MCF)

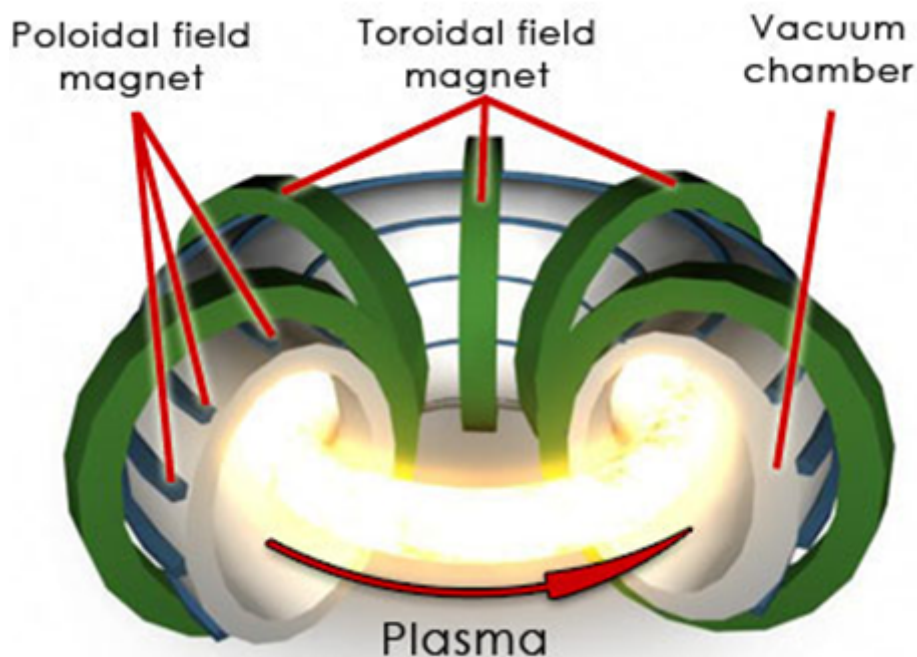
۲- همجوشی از طریق محصورشدگی لختی^۷ (ICF)

۱.۳.۱ همجوشی از طریق محصورشدگی مغناطیسی

بدلیل اینکه محفظه‌ای وجود ندارد که بتواند پلاسما با دمایی در حدود 10^8 میلیون درجه را محصور سازد ما از فرآیند محصورسازی استفاده می‌کنیم. (محصور سازی در فرایند واکنش گرما هسته‌ای کنترل شده، فرایند جلوگیری از برخورد پلاسما با دیواره‌های ظرفی که در آن جای دارد، نامیده می‌شود.) می‌دانیم پلاسما از ذرات باردار تشکیل یافته است. این ذرات نمی‌توانند خطوط میدان مغناطیسی را قطع کنند، اما حول این خطوط می‌چرخند. این نکته، خلاصه‌ای از مبانی فکری طرح محصورسازی

^۶Magnetized Confinement Fusion

^۷Inertial Confinement Fusion



شکل ۴.۱: نمایی از محفظه توکامک

پلاسما توسط خطوط میدان مغناطیسی را تشکیل داده است. در پدیده همجوشی از طریق محصورشدگی مغناطیسی، پلاسمای سوخت توسط میدان‌های مغناطیسی محصور و فشرده می‌شود که این محصور شدن سوخت در مدت زمانی طولانی از مرتبه یک ثانیه با چگالی پایین از مرتبه 10^{14} بر سانتی متر مکعب اتفاق می‌افتد.

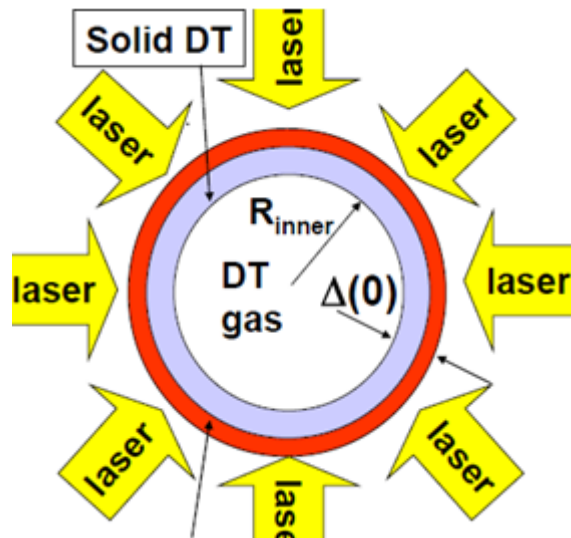
از جمله دستگاه‌هایی که همجوشی را به طریق محصورشدگی مغناطیسی انجام می‌دهند می‌توان به توکامک و دستگاه پلاسمای کانونی اشاره کرد. توکامک در اوایل دهه ۱۹۶۰ اختراع شد و انستیتو "کورچاتف" اولین توکامک به نام را ساخت. یک کمیت مهم در همجوشی محصورشدگی مغناطیسی، پارامتر β است. این پارامتر در ایده MCF به صورت نسبت فشار پلاسمای همجوشی به فشار مغناطیسی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$P_{plasma} = NKT \quad (23.1)$$

$$P_{mag} = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (24.1)$$

$$\beta = \frac{P_{plasma}}{P_{mag}} \quad (25.1)$$

برای یک پلاسمای پایدار، β همیشه کوچکتر از یک است.



شکل ۵.۱: نمایی از روش محصورسازی به روش لختی

۲.۳.۱ همجویشی از طریق محصورشدگی لختی

در روش محصورشدگی لختی (اینرسی)، واکنش همجویشی در زمانی کوتاه از مرتبه 10^{-10} ثانیه با چگالی بالا از مرتبه 10^{26} برسانتی متر مکعب اتفاق می‌افتد که این چگالی هزار برابر چگالی جامد است. در این روش سوخت دوتریم - تریتیم در یک هدف با هندسه مشخص، متشکل از لایه‌های مختلف قرار داده می‌شود. وقتی یک باریکه لیزری یا یونی یکنواخت با شدت به اندازه کافی بالا، در حدود $10^{14} - 10^{15} \text{ W/cm}^2$ به هدف تابیده شود، انرژی باریکه فرودی جذب شده و موجب ایجاد پلاسمای همجویشی می‌شود. در شکل (۵.۱) نمایی از روش محصورسازی به روش لختی را مشاهده می‌کنید.

فصل ۲

فیزیک تنگش و دستگاه پلاسمای کانونی

۱.۲ مقدمه

محور اصلی تحقیقات اولیه همجوشی کنترل شده در چند سال اخیر، تنگش Z دوتریوم با جریان نسبتاً زیاد و مقیاس زمانی حدود میکروثانیه و نیز چگالی پلاسمایی در حدود 10^{18} cm^{-3} بوده است. این تنگش‌ها جزو سیستم‌های همجوشی‌ای محسوب می‌شوند که برقراری آن‌ها براساس اصل محصورسازی مغناطیسی پلاسما امکان‌پذیر است. در این فصل در مورد مفهوم فیزیکی تنگش و تنگش‌های Z چگال یا همان دستگاه‌های پلاسمای کانونی و کاربردهای آن توضیح داده می‌شود.

۲.۲ اثر تنگش

تمایل یک جریان الکتریکی شدید به فشرده ماندن در جهت عرض، هنگام تخلیه پلاسما به اثر تنگش معروف است. عامل اصلی ایجاد تنگش برهمکنش جریان با میدان مغناطیسی خودش، یا به عبارت دیگر، نیروی جاذبه بین رشته‌های موازی جریان است. اثر تنگش اولین بار توسط، بنت^۱ در سال ۱۹۳۴ در رابطه با پدیده جمع شدن زبان‌های خورشیدی مطرح شد، و بعداً به طور مستقل توسط تانکس^۲ پیش‌بینی شد. در یک دستگاه تخلیه الکتریکی که شامل آند و کاتد و تقارن استوانه‌ای است، با شروع تخلیه الکتریکی، جریان الکتریکی در امتداد محور استوانه بوجود می‌آید که چون محور را در امتداد z انتخاب کرده‌ایم، چنین دستگاهی تنگش z نامیده می‌شود. جریانی که در این سیستم بوجود می‌آید تابع شعاع استوانه r است.

$$I(r) = 2\pi \int_0^r J_z r' dr' \quad (1.2)$$

بنابراین جریان با دایره‌ای به شعاع r محصور شده است. J_z چگالی جریان محوری است که شکل مقارنی دارد. چنین جریانی میدان مغناطیسی سمتی مانند $B_\theta(r)$ القا می‌کند:

$$B_\theta(r) = \frac{\mu_0 I(r)}{2\pi r} \quad (2.2)$$

برهمکنش چگالی جریان $\vec{J}$ با میدان مغناطیسی سمتی، نیرویی شعاعی به سمت داخل ستون پلاسما تولید می‌کند:

$$\vec{F} = \vec{J} \times \vec{B} \quad (3.2)$$

که در دستگاه مختصات استوانه‌ای شکل آن به صورت زیر است:

$$F_r = -J_z B_\theta \quad (4.2)$$

^۱Bennett

^۲Tonks

این نیرو در نهایت ستون پلاسما را تا شعاع حداقل یا به عبارت دیگر شعاع تنگش متراکم می‌کند، بنابراین می‌توان گفت که شعاع پلاسما به شرطی که جریان از یک حد بحرانی بیشتر باشد تا یک شعاع حداقل که شعاع تنگش نامیده می‌شود کاهش می‌یابد. در این جا می‌توان فشاری که به پلاسما وارد می‌شود را به روش زیر محاسبه نمود:

$$B_{\theta}(r) = \frac{\mu_0 I(r)}{2\pi r} = \frac{\mu_0}{r} \int_0^r J_z r' dr' \quad (5.2)$$

از این معادله نتیجه می‌شود که:

$$\frac{\partial B}{\partial r} = \frac{-B(r)}{r} + \mu_0 J(r) \quad (6.2)$$

از حذف $J(r)$ در دو معادله (۶.۲) و (۴.۲) بدست می‌آوریم:

$$F = \frac{1}{\mu_0} B \frac{\partial B}{\partial r} - \frac{B^2}{\mu_0 r} \quad (7.2)$$

برای این نیرو می‌توان یک فشار معادل، P_{eq} به صورت زیر تعریف کرد:

$$F = \frac{-\partial P}{\partial r} \quad (8.2)$$

و سپس انتگرال بگیریم که منجر به رابطه زیر می‌شود:

$$P_{eq} = \frac{B^2}{2\mu_0} + \frac{1}{\mu_0} \int_0^r \frac{B^2}{r} dr \quad (9.2)$$

آنچه مخصوصاً مورد نظر ماست، فشار روی مرزهای عرض تخلیه است. به پیروی از پیشنهاد رزنبلات^۳ ما بررسی خود را به موردی که در آن رسانندگی زیاد است، یعنی موردی که در آن خطوط میدان مغناطیسی نمی‌توانند زیاد به داخل سیال رسانا نفوذ کنند، محدود می‌کنیم. در این مورد انتگرال بالا شامل هیچ سهمی از ناحیه تخلیه نیست. در مرز تخلیه $r = R$ فشار درست همان مقداری است که ما آن را فشار مغناطیسی P_m می‌نامیم.

$$P_m = \frac{B^2(r)}{2\mu_0} \quad (10.2)$$

از معادله بالا واضح است که فشار مغناطیسی در ناحیه خارج یکنواخت ولی در داخل تخلیه صفر یا خیلی کوچک است. بنابراین اثر تنگش را می‌توان ناشی از ایجاد ناگهانی یک فشار مغناطیسی در ناحیه خارج از تخلیه دانست [۷]. حال می‌خواهیم رابطه‌ای برای حداقل جریان الکتریکی مورد نیاز جهت شروع تنگش و یا جمع شدن پلاسما که توسط بنت مطرح شد بیان کنیم.

^۳Rosenbluth

اگر پلاسما را به صورت یک گاز کامل در نظر بگیریم که فشار شاره آن $P = NKT$ است و فشار میدان مغناطیسی خارجی که در قسمت قبل بدست آوردیم را $B^2/2\mu_0$ بگیریم می‌توان گفت که در حالت تعادل، رابطه زیر صدق می‌کند:

$$P = NKT = \frac{B^2}{2\mu_0} \quad (۱۱.۲)$$

در این رابطه P فشار بر حسب پاسکال و NKT برای پلاسمای ایده‌ال متشکل از الکترون و یون به صورت زیر است:

$$NKT = N_i K(ZT_e + T_i) \quad (۱۲.۲)$$

که در آن $N_e = ZN_i$ ، همان حالت شبه خنثی بودن را نشان می‌دهد. در اینجا $T_i - T_e - Z - N_i - N_e$ به ترتیب چگالی خطی الکترون‌ها و یون‌ها، عدد اتمی، دمای الکترون و یون می‌باشند.

۳.۲ ناپایداری‌ها

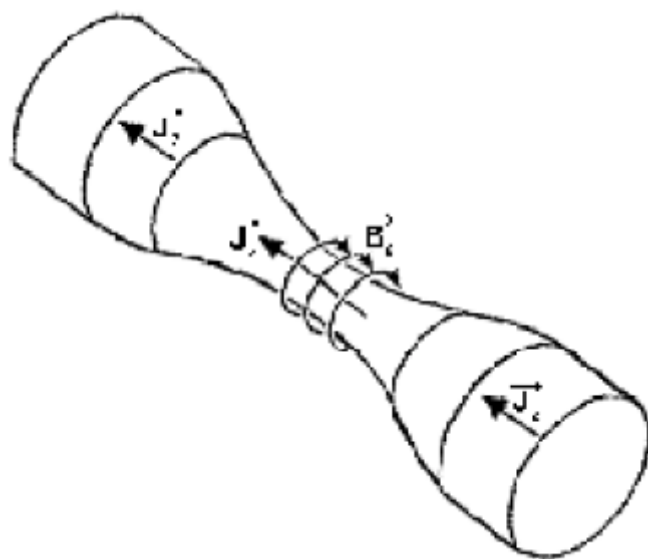
با نگاهی به فرمول فشار متوسط حجمی مشاهده می‌کنیم که تنگش پدیده‌ای ذاتا ناپایدار است. فشار مغناطیسی روی مرز تخلیه به شعاع تخلیه و همچنین به جزئیات هندسی آن بستگی دارد. اگر تغییرات فشار ناشی از اختلالات کوچک چنان باشند که باعث افزایش آن‌ها شوند، آن اختلالات رشد خواهند کرد. چین‌های کوچک روی سطح احاطه کننده تخلیه، همچنین تاب‌ها جزو این گروه از اختلالات هستند که باعث به وجود آمدن ناپایداری‌های موسوم به سوسیسی و تابی در پلاسمای تنگیده می‌شوند.

۱.۳.۲ ناپایداری نوع سوسیسی

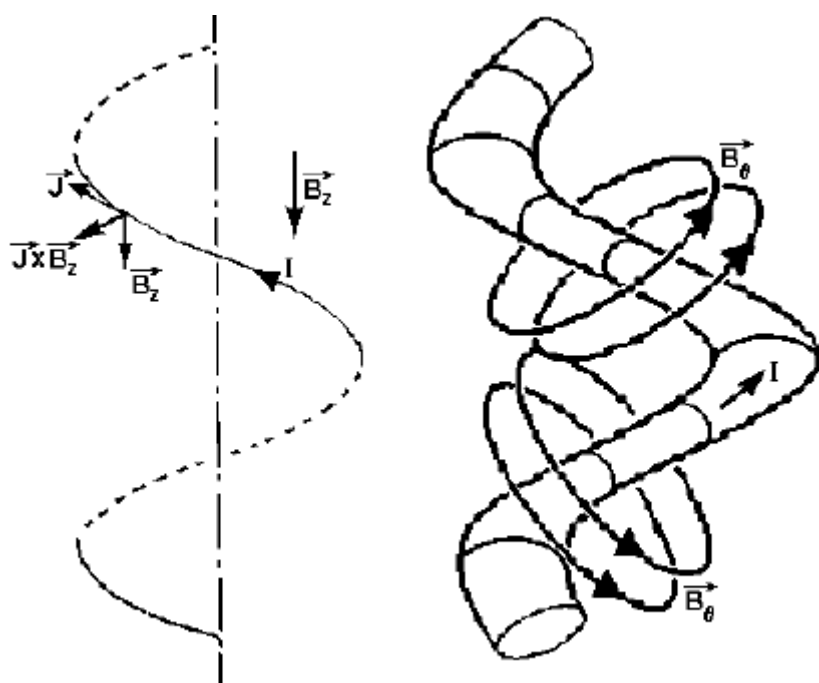
گرچه با وجود اثر تنگش تنش ماکسول عمود بر میدان مغناطیسی، می‌توان از این میدان جهت محصورسازی پلاسما با دما و چگالی بالا استفاده کرد اما این میدان مغناطیسی توسط تنش ماکسول در ستون پلاسما ناپایداری پدید می‌آورد. با نگاهی به فرمول فشار متوسط حجمی متوجه می‌شویم که سطح مقطعی با شعاع r کوچکتر، در اثر افزایش تنش ماکسول در میدان مغناطیسی، کاهش بیشتری خواهد داشت. با ادامه یافتن این تنگ شدگی، باریکه‌ای گردنی شکل در ستون پلاسما بوجود می‌آید و در نهایت با ایجاد بریدگی در ستون پلاسما، جریان قطع خواهد شد، چنین ناپایداری با توجه به شکل آن، ناپایداری نوع سوسیسی نام گرفته است. در شکل (۱۰۲) ناپایداری سوسیسی نشان داده شده است.

۲.۳.۲ ناپایداری نوع تابی

در این مرحله حالتی که در آن ستون پلاسما مانند شکل (۲۰۲) خم شده است را مورد بررسی قرار خواهیم داد. در بخش داخلی قسمت خمیده خطوط میدان مغناطیسی متراکم شده و بر چگالی شار می‌افزایند در حالی که در بخش خارجی آن خطوط از هم باز شده و چگالی شار مغناطیسی کاهش می‌یابد. زاویه



شکل ۱۰۲: ناپایداری سوسیسی



شکل ۲۰۲: ناپایداری نوع تابی

خمش در اثر اختلاف فشار تنش ماکسولی بر ستون پلازما بزرگ می‌شود ستون پلازما تحت این نوع خمیدگی ناپایدار است، که به آن ناپایداری نوع تابی می‌گویند [۸].

۴.۲ آشنایی با دستگاه پلاسمای کانونی

به طور کلی، دستگاه پلاسمای کانونی وسیله‌ای است که می‌تواند به کمک تراکم و شتاب الکترومغناطیسی، پلاسمای داغ و چگالی را با طول عمر کوتاه تولید کند که خود منبع تولید پرتوهای مختلف مانند پرتو نوترونی، یونی، الکترونی و پرتوهای الکترومغناطیسی (پرتوهای ایکس سخت و نرم) است [۳۸، ۳۹].

۱.۴.۲ تاریخچه دستگاه پلاسمای کانونی

این دستگاه در اوایل دهه ۱۹۶۰ میلادی به طور مستقل توسط فیلیپوف^۴ در اتحاد جماهیر شوروی سابق و مدر^۵ در ایالات متحده آمریکا اختراع گردید.

دستگاه‌های پلاسمای کانونی مدل فیلیپوف و مدر

این دو مدل مطابق شکل (۲-۳) از یک آند و یک کاتد ساخته شده‌اند که آند در داخل کاتد قرار گرفته و توسط عایقی از آن جدا می‌شود. فضای بین آند و کاتد نیز حاوی گاز یا مخلوطی از چند گاز می‌باشد. با اعمال اختلاف پتانسیل نسبتاً زیادی بین آند و کاتد گاز یونیزه شده‌ای (پلازما) تشکیل می‌شود که در شرایط خاص می‌تواند تبدیل به پلاسمای کانونی و یا تنگیده شده شود. منبع انرژی سیستم‌های پلاسمای کانونی بانک خازن بوده که انرژی و ولتاژ آن در دستگاه‌های مختلف متفاوت می‌باشند. یکی از تفاوت‌های آشکار بین دو مدل فیلیپوف و مدر در شکل ظاهری آنها است. در مدل فیلیپوف، نسبت منظر (نسبت قطر آند به ارتفاع آن) بیشتر از یک و در نوع مدر کمتر از یک می‌باشد.

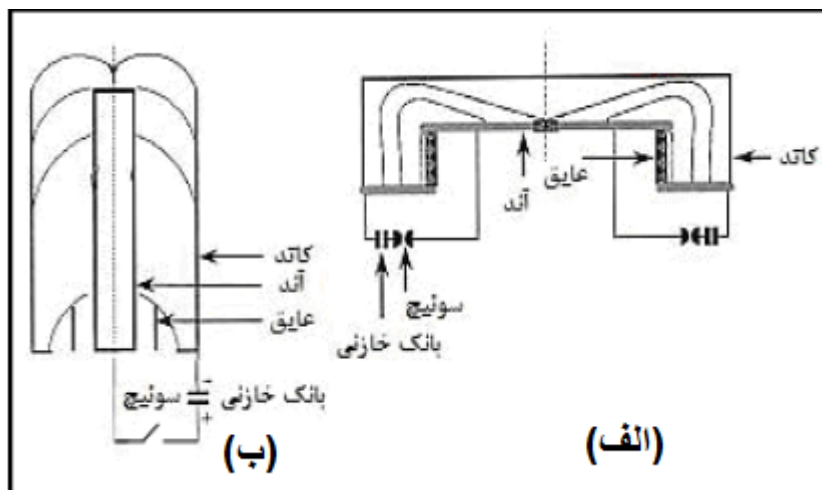
۵.۲ کاربردهای پلاسمای کانونی

امروزه دستگاه پلاسمای کانونی کاربردهای زیادی در علوم مختلف دارد. این دستگاه می‌تواند ابزار مفیدی در زمینه آزمایش موضوعاتی مانند: ترمودینامیک، الکترومغناطیس، فیزیک اتمی، فیزیک هسته‌ای و... باشد. از این دستگاه می‌توان در مطالعه پدیده‌های دینامیک پلازما، ناپایداری و آشفته‌گی پلازما استفاده کرد.

دستگاه‌های پلاسمای کانونی همچنین کاربردهای زیادی در صنعت دارد که به برخی از آنها در ادامه اشاره خواهیم کرد.

^۴Filippov

^۵Mather



شکل ۳.۲: نمایی از دستگاه پلاسمای کانونی الف. نوع فیلیپوف ب. نوع مدر

۱.۵.۲ کاربردهای مبتنی بر تولید یون

- ۱- اصلاح سطح آلومینیوم به روش پرتودهی با یون کربن تولید شده در دستگاه پلاسمای کانونی
- ۲- تشکیل نانو ذرات آهن بر روی زیر لایه کوارتز با استفاده از دستگاه پلاسمای کانونی
- ۳- فعال سازی هدف های جامد برای تولید رادیوایزوتوپ ها [۴۰].

۲.۵.۲ کاربردهای مبتنی بر تولید الکترون

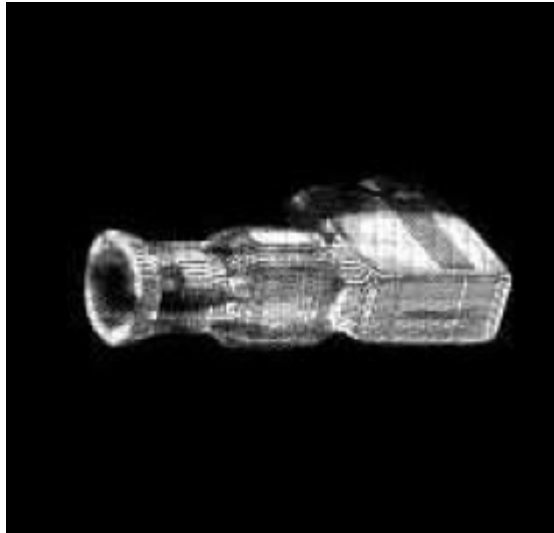
- ۱- ابزار جدید برای پردازش سطوح مواد
- ۲- دستگاه پلاسمای کانونی به عنوان چشمه باریکه الکترونی برای لایه نشانی فیلم نازک

۳.۵.۲ کاربردهای مبتنی بر تولید اشعه ایکس

- ۱- رادیوگرافی پرتو ایکس از نمونه های زیستی و فلزی
- ۲- لیتوگرافی با پرتو ایکس

۶.۲ دینامیک دستگاه پلاسمای کانونی

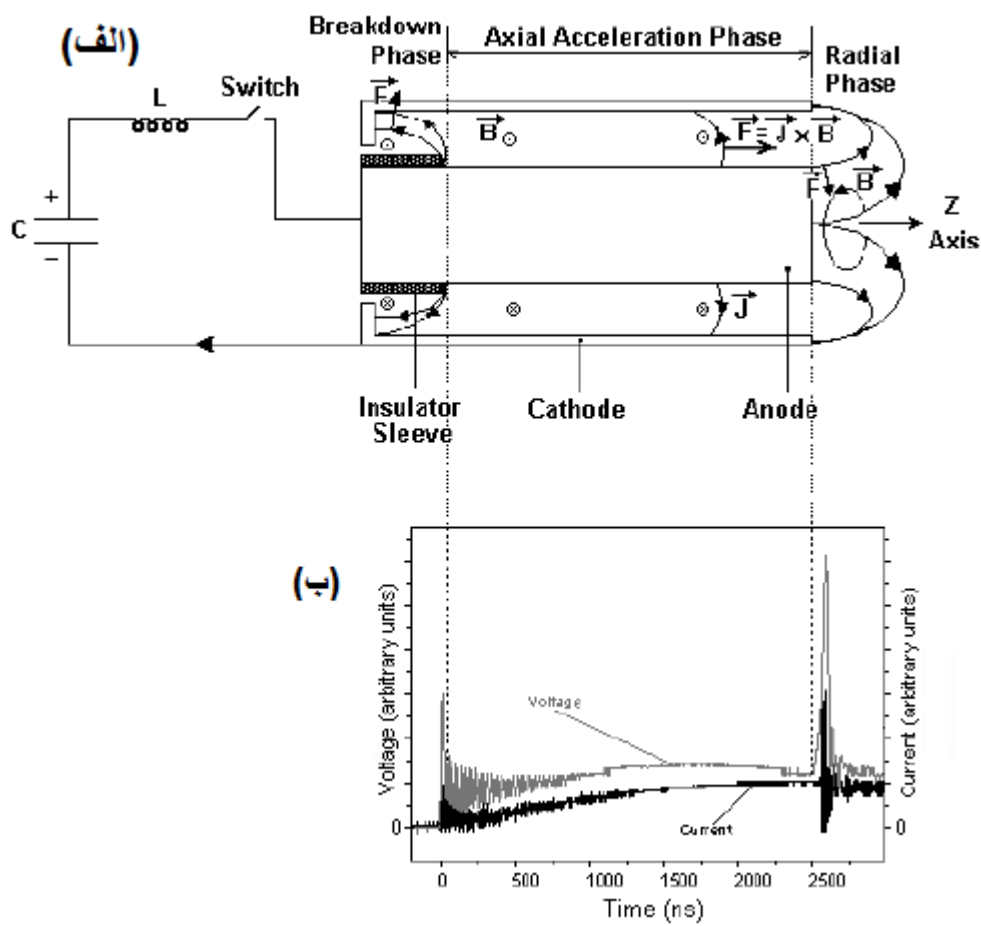
دینامیک دستگاه پلاسمای کانونی را می توان در سه فاز شکست، حرکت محوری و حرکت شعاعی توضیح داد:



شکل ۴.۲: رادیوگرافی از یک قطعه با استفاده از اشعه ایکس سخت

۱.۶.۲ فاز شکست

با توجه به شکل (۵.۲) در این فاز بانک خازن C که تا ولتاژ V پر شده است از طریق سوییچ سریع به آند وصل شده و پس از بسته شدن کلید، ولتاژ بین دو الکترود ظاهر می‌شود. هنگامی که اختلاف پتانسیل بین الکترودها در یک لحظه اعمال شود پدیده تخلیه الکتریکی با تقارن محوری بین الکترودها رخ خواهد داد. این حالت به فاز شکست الکتریکی معروف است و باعث تولید پلاسمای اولیه از طریق تخلیه جریان می‌شود. ایجاد تخلیه الکتریکی و تولید پلاسمای اولیه در دستگاه پلاسمای کانونی به یک سری عوامل از قبیل شرایط گاز کاری، فشار و نوع گاز، خصوصیات الکترودها و عایق وابسته است [۹، ۱۰]. چگونگی تشکیل لایه جریان را می‌توان بدین ترتیب بیان کرد که بعد از اعمال اختلاف پتانسیل بین الکترودها، با تاخیر زمانی از مرتبه چند ده نانو ثانیه، مرحله شکست روی سطح عایق آغاز می‌شود [۱۱]. در این مدت الکترون‌هایی که در اثر فشار نشر میدانی از لبه فلزات و یونیزه شدن گاز کاری ایجاد می‌شوند، در راستای خطوط میدان الکتریکی شتاب گرفته و به سمت سطح عایق الکترود داخلی یا الکترود خارجی (با توجه به پلاریته آن) حرکت می‌کنند. در پلاسمای کانونی معمولاً پلاریته الکترود داخلی مثبت است، در نتیجه الکترون‌ها به سطح عایق می‌چسبند و سطح عایق را باردار می‌کنند. سپس با رسیدن لایه ایجاد شده به انتهای عایق، دو الکترود به هم متصل می‌شوند. به علت وجود نیروی لورنتز، لایه ایجاد شده از سطح عایق جدا می‌شود. پس از طی زمان 50° الی 5° نانو ثانیه، رسانش لایه به اندازه کافی زیاد شده و در نتیجه تخلیه الکتریکی به لایه پلاسمایی تبدیل می‌شود [۱۲]. مشاهدات نشان داده‌اند که وقتی عدم تقارن یا پره‌دار شدن شعاعی لایه جریان در ناحیه بین الکترودها ایجاد شود، گسیل اشعه X و تولید نوترون‌ها در مقایسه با حالت نرمال کاهش می‌یابد. همچنین مشاهده شده است که جنس عایق اطراف آند تاثیر بسیار زیادی در میزان تولید نوترون‌ها دارد.



شکل ۵.۲: الف- دینامیک لایه جریان در یک دستگاه پلاسمای کانونی ب- سیگنال‌های جریان و ولتاژ متناظر با فازهای مختلف تخلیه

۲.۶.۲ فاز رانش محوری

در این فاز لایه جریانی را در نظر می‌گیریم که مانند یک دستگاه برفروب مقداری از جرم پلاسمایی را که جلوی قرار گرفته است را جمع می‌کند. در اینجا فرض می‌شود که درون لایه، جریان گازی ایده‌آل قرار دارد که به صورت همگن یونیزه شده است. هادی‌های جریان، الکترودها و لایه‌ی پلاسمایی هستند. این سیستم الکتریکی را می‌توان به صورت یک لوله هادی استوانه‌ای با ارتفاع z شعاع داخلی a و شعاع خارجی b در نظر گرفت. معادله جرم برای پیستون پلاسما عبارت است از:

$$\frac{dm}{dt} = f_m \rho_0 \pi (b^2 - a^2) \frac{dz}{dt} \quad (13.2)$$

که در آن ρ_0 چگالی اولیه گاز و a و b به ترتیب شعاع آند و کاتد هستند. در اینجا f_m ضریب جاروب جرم^۶ نام دارد و به این دلیل در نظر گرفته شده است که لایه جریانی در مرحله محوری کاملاً مسطح نبوده و دارای شیبی به سمت دیواره داخلی کاتد می‌باشد. در نتیجه لایه جریانی نمی‌تواند تمام گاز را یونیزه کرده و مقداری گاز خنثی در پشت لایه جریانی باقی می‌ماند.

در حین عمل تخلیه الکتریکی، بخشی از جریان از درون گاز باقیمانده در پشت لایه جریانی می‌گذرد. همچنین بقیه جریانی در لایه جریانی برقرار شده که پلاسما را به پیش می‌راند. بنابراین در لحظه معینی مانند t جریانی پلاسمایی I_p که از درون لایه جریانی عبور می‌کند به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$I_p = f_c I \quad (14.2)$$

که در اینجا f_c ضریب جریانی یا فاکتور کیفی جریانی نامیده می‌شود. اگر از نیروی ناشی از میدان مغناطیسی ($B_\theta = \frac{\mu I_p}{2\pi r}$) مربوط به لایه جریانی در فاصله $r = a$ تا $r = b$ انتگرال بگیریم خواهیم داشت:

$$\int_a^b \frac{B_\theta^2}{2\mu} 2\pi r dr = \frac{\mu f_c^2 I^2}{4\pi} \ln(c) \quad (15.2)$$

که در آن $c = \frac{b}{a}$ و $\mu = 4\pi \times 10^{-7} \frac{Tm}{A}$ (ضریب نفوذپذیری خلا) است. معادله حرکت را می‌توان با در نظر گرفتن آهنگ تغییر اندازه حرکت نوشت؛ یعنی با توجه به رابطه $F = \frac{d(mv)}{dt}$ و روابط زیر خواهیم داشت:

$$m = \rho_0 \pi (b^2 - a^2) f_m Z \quad (16.2)$$

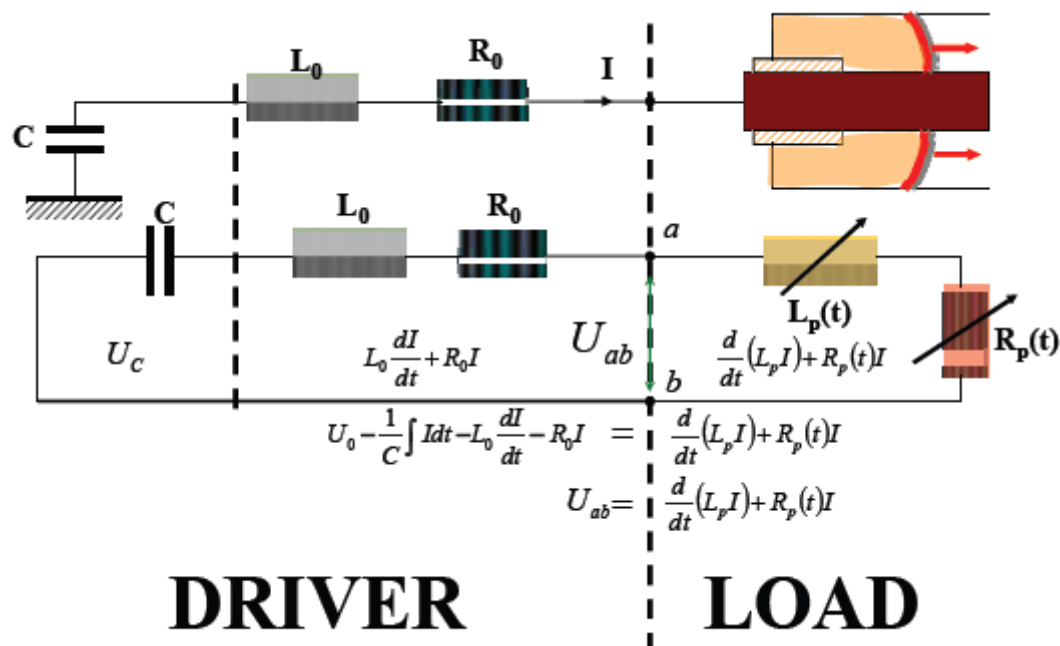
$$V = \frac{dZ}{dt} \quad (17.2)$$

$$F = \frac{\mu f_c^2 I^2}{4\pi} \ln(c) = \frac{d}{dt} (\pi f_m \rho_0 (b^2 - a^2) Z \frac{dZ}{dt}) \quad (18.2)$$

با استفاده از رابطه بالا، پارامتر $\frac{d^2 Z}{dt^2}$ به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\frac{d^2 Z}{dt^2} = \frac{\left(\frac{f_c^2}{f_m} \frac{\mu \ln(c)}{4\pi^2 \rho_0 (c^2 - 1)} \left(\frac{I}{a} \right)^2 - \frac{dZ}{dt} \right)}{Z} \quad (19.2)$$

^۶ mass sweep efficiency



شکل ۶.۲: مدار معادل برای دستگاه پلاسمای کانونی

در معادله بالا Z و I توابعی بر حسب زمان هستند. حال برای تعیین جریان I باید معادله مداری حاکم بر این مرحله را نوشت. در فرآیند تخلیه الکتریکی تا فرآیند پینچ^۷ پلاسما، می‌توان مدار معادل پلاسمای کانونی را همانند شکل (۶.۲) نشان داد. مطابق شکل (۵.۲)، ظرفیت بانک خازنی، C ، مقاومت R_0 ، مدار، L_0 ، اندوکتانس مدار و $L_p(t)$ اندوکتانس در حال تغییر پلاسما می‌باشد. V_0 نیز ولتاژ اولیه برای شارژ خازن است. در اینجا مقاومت پلاسما، $R_p(t)$ و مقاومت ناشی در محفظه پلاسما بسیار کوچک بودند و لذا می‌توان از آنها صرف‌نظر کرد.

طبق قانون دوم کیرشهف (یا قانون حلقه) می‌توانیم معادله مدار را به صورت زیر بنویسیم:

$$\frac{1}{C_0} \int Idt - V_0 + R_0 I + \frac{d}{dt} (L_0 I) + \frac{d}{dt} (L_p I_p) = 0 \quad (20.2)$$

با در نظر گرفتن $I_p = f_c I$ و جایگذاری آن در رابطه بالا و با باز کردن جملاتی که دارای مشتق زمانی هستند خواهیم داشت:

$$\frac{dI}{dt} = \frac{V_0 - R_0 I - I f_c (\ln c) \frac{\mu}{2\pi} \frac{dZ}{dt} - \frac{\int Idt}{C_0}}{L_0 + \frac{f_c \mu (\ln c) Z}{2\pi}} \quad (21.2)$$

رابطه بالا معادله عمومی مدار سیستم‌های پلاسمای کانونی (اعم از نوع مدر یا فیلپوف) است.

^۷pinch

۳.۶.۲ بدست آوردن زمان و سرعت فاز محوری

برای بدست آوردن زمان فاز محوری بهتر است متغیرها بدون بعد شوند. متغیرهای بدون بعد در مرحله رانش محوری، به صورت زیر است:

$$\tau = \frac{t}{t_0}; \quad \zeta = \frac{Z}{Z_0}; \quad \iota = \frac{I}{I_0} \quad (22.2)$$

که در آن Z_0 طول آند، $t_0 = \sqrt{L_0 C_0}$ ، $\iota = \frac{I}{I_0}$ یک چرخه زمانی تخلیه در مدار $L_0 - C_0$ است. $I_0 = V_0/Z_0$ پیک جریان در مدار $L_0 C_0$ و $Z_0 = \sqrt{V_0/C_0}$ امپدانس مدار است. با جایگذاری مقادیر بدون بعد در معادله (۱۹.۲)، این معادله به صورت زیر به دست می‌آید:

$$\frac{d^2 \zeta}{d\tau^2} = \frac{\frac{f_c^2}{f_m} \frac{\mu(\ln c)}{4\pi^2 \rho_0 (c^2 - 1)} \left(\frac{I_0}{a}\right)^2 \left(\frac{t t_0}{Z_0}\right)^2 - \left(\frac{d\zeta}{d\tau}\right)^2}{\zeta} \quad (23.2)$$

با تعریف پارامتر بدون بعد $\alpha = \frac{t_0}{t_a}$ می‌توان رابطه بالا را به شکل خلاصه شده‌ی زیر نوشت.

$$\frac{d^2 \zeta}{d\tau^2} = \frac{\alpha^2 \iota^2 - \left(\frac{d\zeta}{d\tau}\right)^2}{\zeta} \quad (24.2)$$

کمیت t_a زمان مشخصه نامیده شده و بیانگر زمان گذار مرحله رانش محوری است. این کمیت از رابطه زیر بدست می‌آید [۱۳].

$$t_a = \left(\frac{4\pi^2 (c^2 - 1)}{\mu(\ln c)}\right)^{1/2} \frac{\sqrt{f_m}}{f_c} \frac{\sqrt{\rho}}{(I_0)/a} \quad (25.2)$$

حال می‌توان کمیت سرعت مشخصه مرحله رانش محوری را به صورت زیر تعریف نمود.

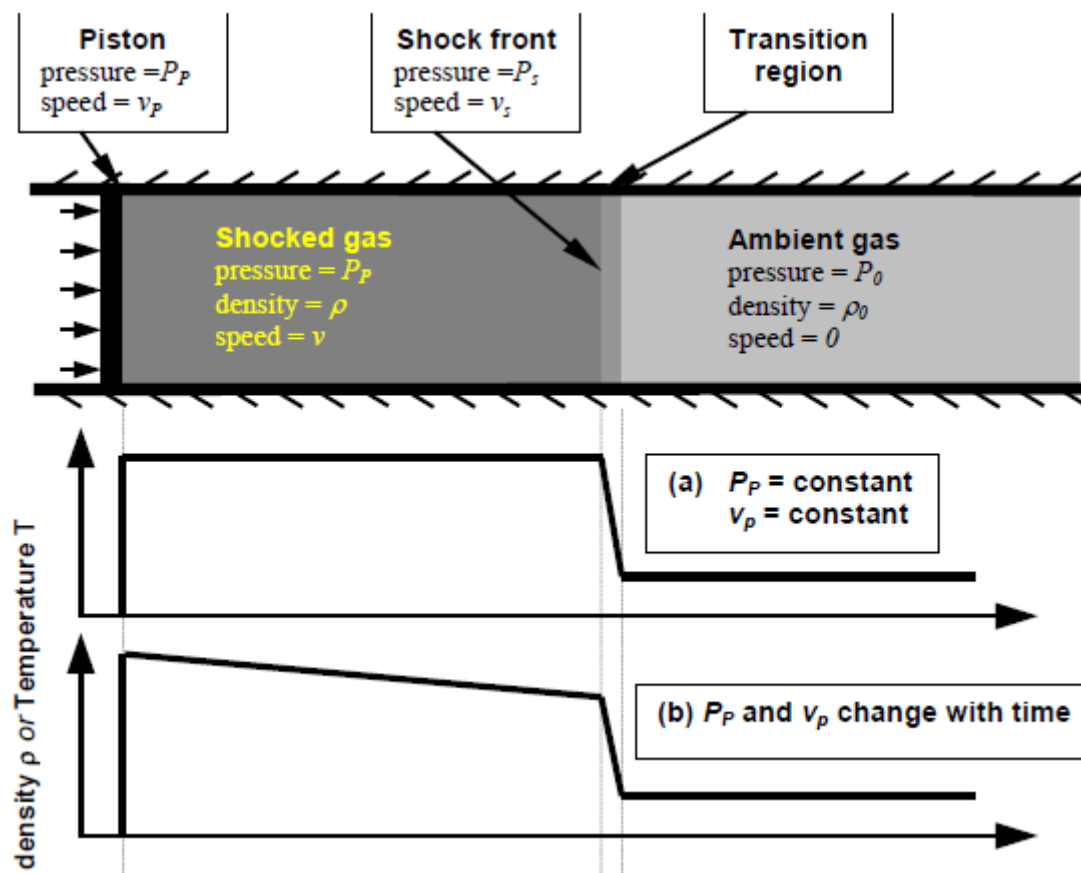
$$v_a = \frac{Z_0}{t_a} = \left(\frac{\mu(\ln c)}{4\pi^2 (c^2 - 1)}\right)^{1/2} \frac{f_c}{\sqrt{f_m}} \frac{(I_0)/a}{\sqrt{\rho}} \quad (26.2)$$

۴.۶.۲ فاز رانش شعاعی

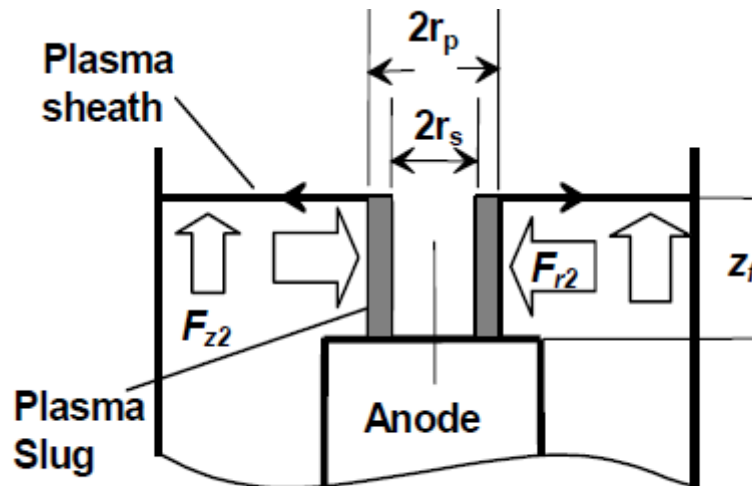
برای فهم بیشتر رفتار پلازما در این فاز بهتر است که در ابتدا مقدمه‌ای در رابطه با فیزیک امواج ضربه گفته شود. زمانی که اختلال بزرگی بطور ناگهانی درون گازی ایجاد می‌شود (برای مثال انتقال سریع انرژی به داخل گاز) این اختلال با سرعتی در حدود سرعت صوت به درون گاز منتشر می‌شود. در اینجا در اثر شتاب ناگهانی سطح پلازما که توسط پیستون مغناطیسی (پلاسمایی که توسط نیروی لورنتس جلو می‌رود مانند یک پیستون عمل می‌کند) ایجاد شده، یک موج ضربه‌ای^۸ پدید می‌آید که با سرعت v_s انتشار می‌یابد.

مطابق شکل (۷.۲) قسمتی که با gas shocked مشخص شده است، پلاسمایی را نشان می‌دهد که توسط موج ضربه‌ای، متراکم و گرم شده است. این قسمت دارای فشار $P(r)$ چگالی $\rho(r)$ و سرعت $v(r)$ می‌باشد.

^۸shock wave



شکل ۷.۲: تولید موج ضربه توسط پیستون مغناطیسی و تاثیر آن بر چگالی و فشار گاز



شکل ۸.۲: نحوه تشکیل لایه اسلاگ

قسمتی که با gas Ambient مشخص شده حالت اولیه گاز است که تغییری در چگالی، فشار و دمای آن بوجود نیامده است. در اینجا گاز دارای فشار $P(\circ)$ چگالی $\rho(\circ)$ و سرعت $v = \circ$ می‌باشد. مطابق نمودارهایی که در شکل آمده است، اگر فشار پیستون مغناطیسی بر حسب زمان ثابت باشد، فشار قسمتی که با gas shocked مشخص شده نیز بر حسب زمان ثابت می‌ماند اما اگر فشار پیستون مغناطیسی بر حسب زمان تغییر کند فشار قسمت ذکر شده نیز با زمان و مکان تغییر خواهد کرد [۱۴].

حال بعد از آشنایی مختصری در مورد موج ضربه به سراغ توضیح فاز حرکت شعاعی می‌رویم. زمانی که لایه جریان به انتهای الکتروود داخلی (آند) می‌رسد، حرکت شعاعی آن به سمت مرکز این الکتروود آغاز می‌شود. انتهای دیگر لایه جریان نیز که در تماس با دیواره الکتروود خارجی (کاتد) بوده است همچنان به حرکت خویش در جهت محور سیستم (محور z) ادامه می‌دهد. در طول این فاز که با مدل اسلاگ توصیف می‌شود، مطابق شکل (۸.۲) جریان پلاسمایی درون لایه رسانای نازکی در شعاع r_p برقرار است و فشار مغناطیسی ناشی از این جریان نیز جبهه موج ضربه‌ای را در شعاع r_s ایجاد می‌کند. بین r_p و r_s مطابق شکل (۸.۲) لایه اسلاگ قرار دارد که در واقع جرم گازی است که توسط جبهه موج ضربه یونیزه شده و در درون لایه محبوس شده است. پس از رسیدن جبهه موج ضربه به مرکز آند، موج ضربه به سمت پیستون مغناطیسی و لایه اسلاگ منعکس می‌گردد بطوریکه در این لحظه پلاسمای موجود در لایه اسلاگ دچار تنگش می‌شود چرا که به شدت بین جبهه‌ی موج ضربه و پیستون مغناطیسی در حال فشرده شدن است.

به طور کلی فاز شعاعی را می‌توان به چهار فاز تقسیم کرد:

فاز تراکم

در این فاز لایه جریان به طور شعاعی آند را جاروب کرده و با تقارن سمتی درهم می‌رود و به کمینه شعاعی خود می‌رسد. چگالی در این حالت برای الکترون‌ها $10^{19} cm^{-3}$ است و عامل اصلی گرم کردن در پلاسمای

قبل از آن که جبهه جریان با یکدیگر تلاقی کنند گرم کردن توسط موج شوکی می باشد. الکترون ها با دمای 100 eV در مقایسه با یون ها که دمای 300 eV دارند، سرد هستند ستون پلازما به طور بی دررو متراکم خواهد شد تا این که به نهایت تمرکز برسد. ناپایداری ریلی-تیلور 30 ns قبل از پایان این گام اتفاق می افتد. این نوع ناپایداری وقتی سرعت شعاعی کاهش یابد از بین می رود. در انتهای این گام میدان مغناطیسی شروع به نفوذ در ستون پلازما کرده و خیلی سریع به طور کامل در ستون پلازما پخش می شود و باعث یک مقاومت پلاسمایی زیاد می گردد و اندوکتانس سیستم نیز افزایش می یابد. در این زمان قله تیز ولتاژ و دره ی جریان شکل تخلیه متمرکز به خود می گیرند. نوسانات با فرکانس بالا در آغاز سیگنال و همچنین در خلال متمرکز شدن پلازما، مربوط به خطوط انتقال بین بانک خازنی و الکترودهاست [۱۵].

فاز خاموشی^۹

با آغاز حرکت ستون پلاسمای متراکم شده، این فاز آغاز خواهد شد. دمای الکترون ها تا حدود 600 eV الی 800 eV کاهش می یابد. در حالیکه دمای یون ها در حدود 700 eV برآورد شده است. در این حالت چگالی پلازما نیز تا حدود $2 \times 10^{18}\text{ cm}^{-3}$ کاهش خواهد یافت. در طول این فاز، ستون پلازما در هر دو جهت شعاعی و محوری گسترش یافته و میزان بسط یافتگی در راستای شعاعی به علت وجود فشار مغناطیسی کندتر است اما پلازما در جهت محوری فواره وار بدون هیچگونه مانعی گسترش می یابد. بنابراین جبهه ی ضربه در جهت محوری ایجاد می شود.

فاز ناپایداری

از آنجا که در این فاز اتفاقاتی همچون تولید اشعه ی ایکس سخت و نرم، تولید یون ها و الکترون های سریع و همچنین گسیل نوترون ها و دوترون ها در واکنش $D - D$ به وقوع می پیوندد، فاز ناپایدار به عنوان مهمترین مرحله ی فاز شعاعی به شمار می رود. در این مرحله ناپایداری هایی مانند ناپایداری سوسیسی و ناپایداری ریلی-تیلور در ستون پلازما رشد می کنند که از هم گسیختگی ستون پلازما را در پی دارند.

فاز فروپاشی^{۱۰}

آخرین مرحله از فاز شعاعی یا به عبارت دیگر آخرین مرحله از دینامیک پلاسمای کانونی فاز واپاشی است. این فاز هنگام تنگش و زمانی که چگالی پلازما به کمتر از $2 \times 10^{17}\text{ cm}^{-3}$ برسد، شروع می شود. در طول فاز واپاشی، یک ابر پلاسمای نازک، داغ و بزرگ به علت از بین رفتن ستون پلازما تشکیل می شود. در این مرحله مقدار زیادی پرتو ایکس نرم در اثر فرایند تابش ترمزی، گسیل می شود. همچنین در پایان این مرحله جریانی از الکترون ها به سمت آند شتاب می گیرند و با برخورد به سطح آند موجب کنده شدن یون ها از ماده ی سطح آند و شتاب گرفتن آن ها به سمت بالا می شود. در صورت هدایت سریع و کنترل فرایند، از این جریان یون های پر انرژی می توان در لایه نشانی بر روی مواد استفاده کرد [۱۶].

^۹Quiescent phase

^{۱۰}Decay or Disintegration phase

۷.۲ بدست آوردن اندوکتانس و مقاومت استاتیک دستگاه پلاسمای کانونی

۱.۷.۲ روش مدار اتصال کوتاه

روشی قابل اعتماد برای تعیین پارامترهای R_0 و L_0 مربوط به دستگاه پلاسمای کانونی، روش مدار اتصال کوتاه می‌باشد. این روش دقیقاً مانند مدار $R-L-C$ رفتار می‌کند. بنابر قانون کیرشهف برای یک مدار $R-L-C$ مطابق شکل (۹۰.۲) می‌توان نوشت:

$$L_0 \frac{dI(t)}{dt} + I(t)R_0 + \frac{1}{C_0} \int I(t)dt = V_0 \quad (۲۷.۲)$$

با دیفرانسیل‌گیری از این معادله خواهیم داشت:

$$\frac{d^2 I(t)}{dt^2} + \frac{R_0}{L_0} \frac{dI(t)}{dt} + \frac{1}{C_0 L_0} I = 0 \quad (۲۸.۲)$$

و معادله مشخصه‌ای آن به صورت زیر است:

$$S^2 + \frac{R_0}{L_0} S + \frac{1}{C_0 L_0} = 0 \quad (۲۹.۲)$$

که در اینجا α و ω_α به صورت زیر است:

$$S_{۱,۲} = -\alpha \pm \sqrt{\alpha^2 - \omega_d^2} \quad (۳۰.۲)$$

$$\alpha = \frac{R_0}{2L_0} \quad (۳۱.۲)$$

$$\omega_\alpha = \frac{1}{\sqrt{L_0 C_0}} \quad (۳۲.۲)$$

فرکانس زاویه‌ای برای شکل موج جریان به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$\omega_n = \sqrt{\omega_d^2 - \alpha^2} \quad (۳۳.۲)$$

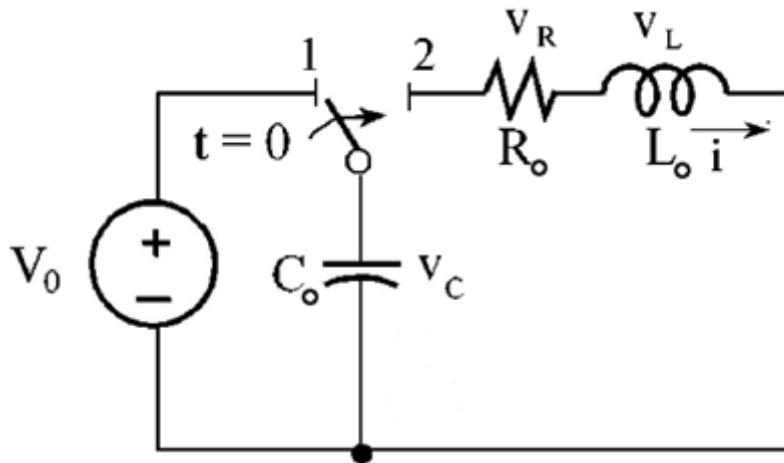
بنابراین دوره تناوب شکل موج به صورت زیر است:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_n} = 4\pi L_0 \sqrt{\frac{C_0}{4L_0 - R_0^2 C_0}} \quad (۳۴.۲)$$

و جریان از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$I(t) = \frac{V_0}{\omega_n L_0} e^{-\alpha t} \sin(\omega_n t) \quad (۳۵.۲)$$

در شکل (۱۰۰.۲) شکل موج جریان را در یک نمونه دستگاه پلاسمای کانونی مشاهده می‌کنید. در این شکل میرایی دامنه جریان بر حسب زمان کاملاً مشهود است. برای بدست آوردن زمان قله‌ها، باید از



شکل ۹.۲: مدار معادل برای آزمون مدار کوتاه

فرمول جریان نسبت به t مشتقگیری نماییم و سپس معادله بدست آمده را مساوی با صفر قرار دهیم. با حل این معادله میتوان زمان بالاترین حد جریان را که با t_m مشخص می‌کنیم بدست آورد.

$$t_m = \frac{1}{\omega_n}(\beta + n\pi), m = 0, 1, 2, 3 \quad (36.2)$$

که β به صورت زیر تعریف شده است:

$$\beta = \arctan\left(\frac{\omega_n}{\alpha}\right) \quad (37.2)$$

با استفاده از معادله قبل و قله جریان در $m = 0$ به معرفی جمله زیر می‌پردازیم:

$$\chi = \frac{\omega_n}{\alpha} = \frac{4\pi L_0}{R_0 T} = \tan(\beta) = \tan\left(\frac{2\pi t_{max}}{T}\right) \quad (38.2)$$

که t_{max} همزمان با اولین قله جریان می‌باشد. همچنین نسبت میرایی بازگشتی را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$f = \frac{I_{n+1}}{I_n} \quad (39.2)$$

که می‌توان نوشت:

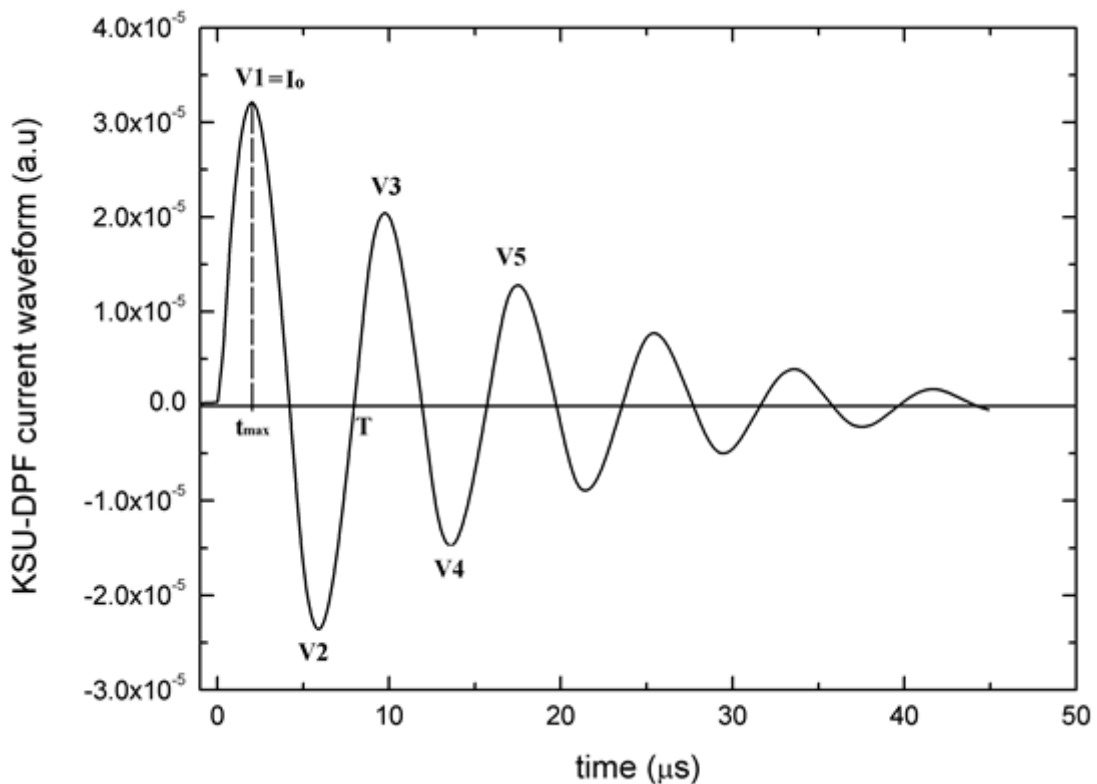
$$f = e^{\frac{-\alpha\pi}{\omega_n}} \quad (40.2)$$

با استفاده از معادله (۳۰.۲) و جایگذاری آن در معادله (۳۹.۲) مقاومت استاتیک به صورت زیر بدست می‌آید:

$$R_0 = 2\sqrt{\frac{L_0}{C_0}} \sqrt{\frac{1}{[1 + (\pi/\ln(f))]}} \quad (41.2)$$

در آخرین مرحله می‌توان با جایگذاری $t_m = t_{max}$ در معادله (۳۴.۱) جریان ماکزیمم را بدست آورد [۱۷]:

$$I_0 = \frac{V_0}{L_0 \omega_d} e^{\frac{-\alpha\beta}{\omega_n}} = V_0 \sqrt{\frac{C_0}{L_0}} (f)^{\beta/\pi} \quad (42.2)$$

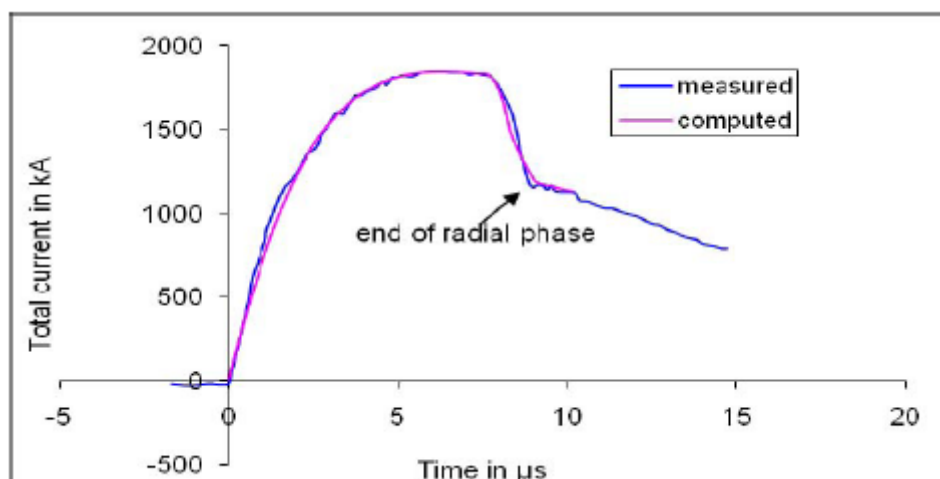


شکل ۲.۱۰: KSU شکل موج جریان مدار اتصال کوتاه برای دستگاه پلاسمای کانونی

۸.۲ شبیه‌سازی دستگاه پلاسمای کانونی

تا کنون کدهای زیادی برای شبیه‌سازی دستگاه پلاسمای کانونی نوشته شده است، برای آشنایی بیشتر با این کدها در ادامه به معرفی یکی از این کدها تحت عنوان کد لی می‌پردازیم.

این کد با ترکیب روابط مدارهای الکتریکی دستگاه با روابط مربوط به دینامیک، ترمودینامیک و تابش دستگاه پلاسمای کانونی قادر به شبیه‌سازی و محاسبه پارامترهای مهم دستگاه می‌باشد. با استفاده از این کد و با داشتن مقادیر اندوکتانس، ظرفیت خازن، شعاع و طول الکترودها، ولتاژ، نسبت گرمای ویژه، فشار گاز پر شده دستگاه و ... می‌توان نمودارهای مربوط به شکل موج برای جریان و ولتاژ، سرعت و خط سیر فاز محوری، تغییرات دمای پلاسما و ... را رسم نمود. این کد تا به حال برای چندین دستگاه پلاسمای کانونی، از جمله NX_1 , NX_2 مورد استفاده قرار گرفته و در مقایسه با نتایج تجربی، نتایج خوبی را ارائه کرده است. در شکل (۱۱۰۲) نمودار دو شکل موج جریان بر حسب زمان دستگاه پلاسمای کانونی ۱۰۰۰ (۱۰۰۰ pf) که مربوط به مقدار تجربی جریان و مقدار محاسبه شده توسط کد لی می‌باشد نشان داده شده که بیانگر دقت زیاد این کد می‌باشد.



شکل ۱۱.۲: مقایسه نمودار شکل‌های موج جریان بر حسب زمان که توسط محاسبات کد لی و مقدار تجربی رسم شده‌اند

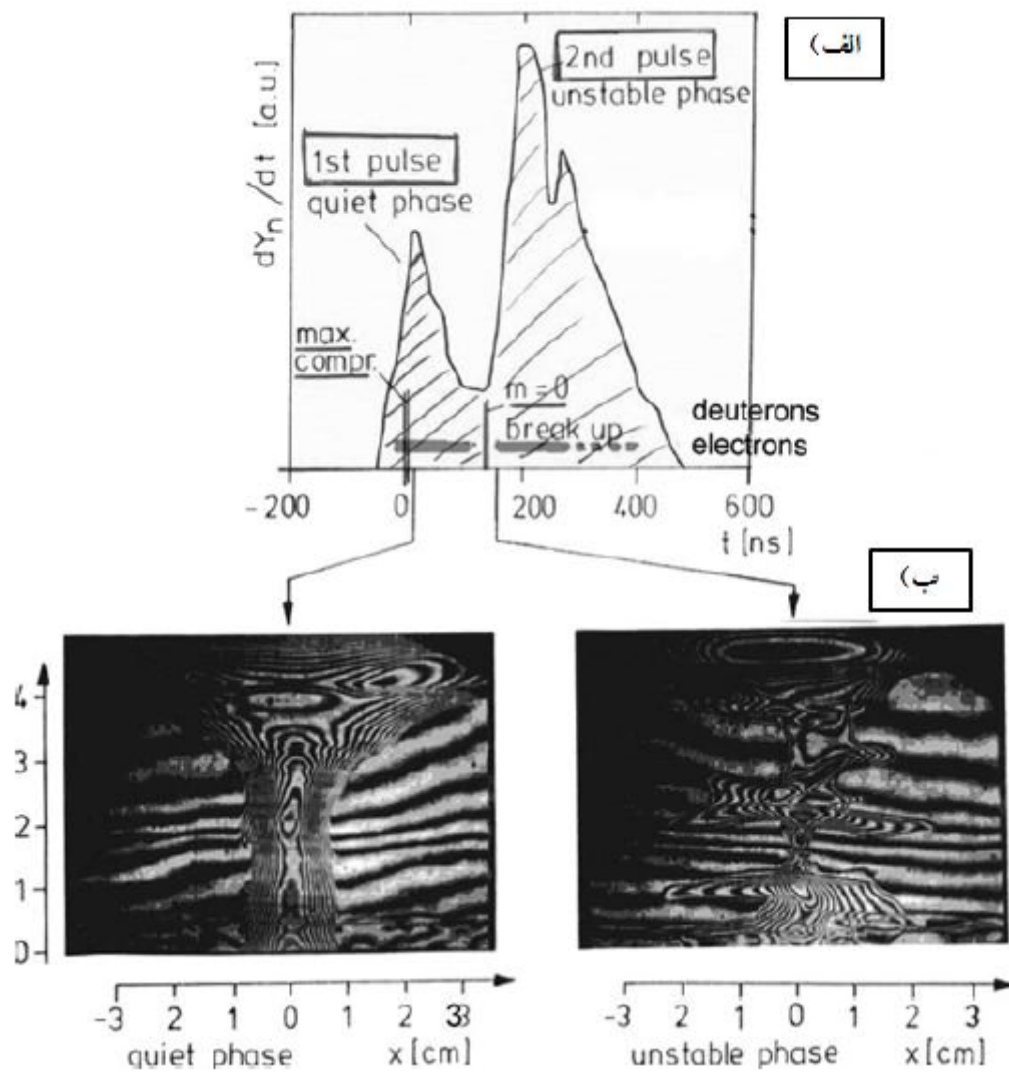
۹.۲ تابش نوترون در دستگاه پلاسمای کانونی

هنگامی که برای تولید پلاسما در دستگاه پلاسمای کانونی از گاز دوتریوم استفاده شود، تعداد بسیار زیادی نوترون در اثر واکنش‌های گداخت تولید و تابش می‌شود. دستگاه پلاسمای کانونی از هنگام اختراع در دهه ۱۹۶۰ به مدت ۱۵ سال قوی‌ترین چشمه پلاسمایی نوترون بشمار می‌رفت تا اینکه با اختراع روش گرمایی توکامک با اشعه خنثی این دستگاه جای پلاسمای کانونی را به عنوان قوی‌ترین چشمه پلاسمایی نوترون گرفت [۱۸]. در دستگاه‌های پلاسمای کانونی بزرگ دو فاز مجزا برای شتاب‌دهی ذرات باردار (الکترون‌ها و یون‌ها) وجود دارد که منجر به اندرکنش گداخت و تولید نوترون از دستگاه پلاسمای کانونی می‌شود.

اولین پالس هنگامی که پلاسما در مرحله تنگش بیشینه می‌باشد، یعنی زمانی که چگالی پلاسما خیلی زیاد و دمای آن نسبتاً پایین است گسیل می‌شود. پالس دوم که بخش عمده‌ی نوترون‌ها را شامل می‌شود در حدود ۵۰ تا ۱۰۰ نانوثانیه بعد در مرحله بین ناپایداری و انبساط پلاسما که دما بالاتر است گسیل می‌شود. مدل‌های مختلفی برای تشریح چگونگی فرایند تولید نوترون در دستگاه پلاسمای کانونی بر اثر گداخت هسته‌ای پیشنهاد شده‌اند که دو مورد مهم این مدل‌ها در زیر به اختصار توضیح داده شده است:

گداخت گرما هسته‌ای

مطابق با مدل گداخت گرما هسته‌ای واکنش‌های گداخت بین ذرات پلاسمایی که در حرکت تصادفی مطابق با توزیع ماکسول - بولتزمن و در تعادل حرارتی می‌باشند رخ می‌دهد.



شکل ۱۲.۲: الف - ساختار دو پالسی نوترون به دست آمده برای یک نمونه دستگاه پلاسمای کانونی که با استفاده از دستگاه آشکارساز سوسوزن اندازه گیری شده است. ب - ساختار چگالی اندازه گیری شده برای این دو پالس

مدل پرتو - هدف

مطابق با این مدل واکنش‌های گداخت زمانی رخ می‌دهند که تعدادی از هسته‌های پرتو دوتریوم با هسته‌های پلاسمای سرد یا گاز خنثی در محیط اطراف ستون پلاسما (هدف) برهم‌کنش نمایند. چگونگی شتاب‌گیری دوترون‌ها هنوز هم موضوعی مورد بحث بوده، مکانیسم‌های مختلفی نیز برای آن ارائه شده است [۱۹].

فصل ۳

محصول سازی گداخت لختی

مقدمه

رسیدن به چگالی بالا شبیه به فرایند شتاب‌گیری در موشک‌هاست. هنگامی که انرژی محرک بر سطح سوخت موجود در کپسول اثر کند، این مواد به پلاسمایی با دمای در حدود چند کیلو الکترون ولت تبدیل می‌شوند. در این صورت کپسول متورم شده و پلاسمای گرم با سرعتی حدود $1000 - 100 \text{ km/s}$ به سمت بیرون سطح کپسول حرکت می‌کند. (در قیاس با یک موشک، کپسول در حال تورم همانند سوخت موشک است که با سوختن از قسمت انتهایی موشک خارج می‌شوند. البته توجه شود که سرعت موشک فقط حدود $3 - 2 \text{ km/s}$ است.) پلاسما (یا معادل آن در موشک، سوختن ماده سوختی) تکانه‌ای را به جرم باقی‌مانده در کپسول سوخت یا موشک می‌دهد. بخش باقیمانده‌ی کپسول کروی شکل به سمت مرکز حرکت کرده و موجب تراکم و گرمایش (به صورت ضربه‌ها و کار) در سوخت گرما هسته‌ای می‌شود. اگر در هنگام اوج انفجار شرایط ویژه‌ای در وضعیت نهایی سوخت وجود داشته باشد [۲۰] احتراق و در پی آن سوختن گرما هسته‌ای اتفاق خواهد افتاد.

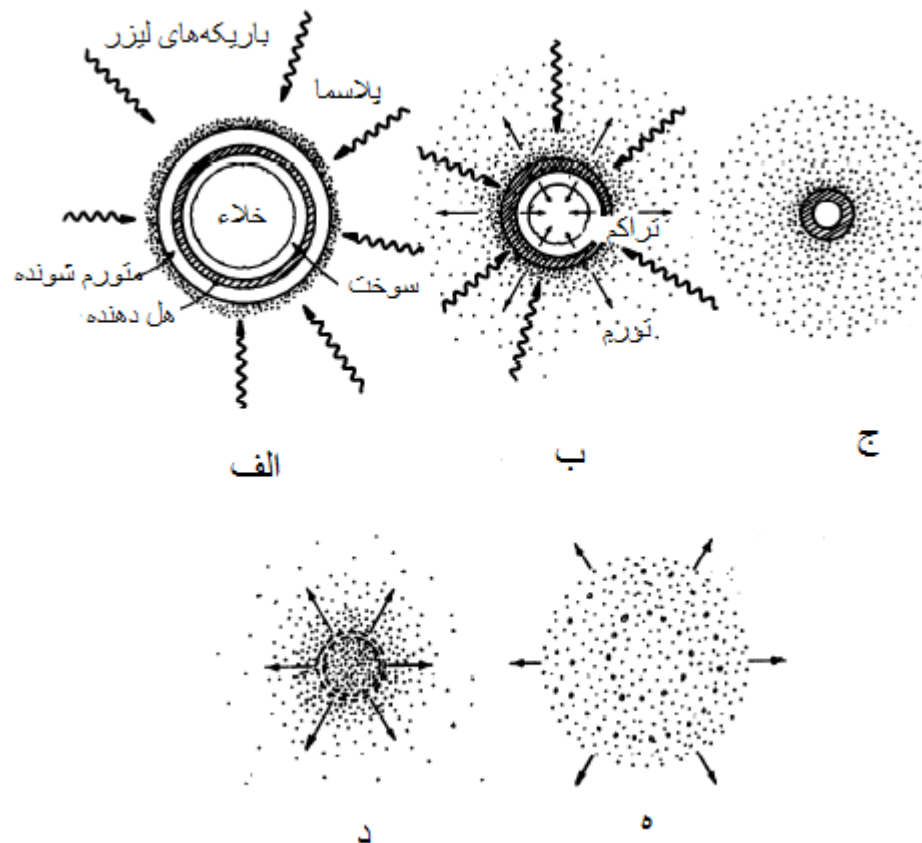
۱.۳ انواع روش‌های محصورسازی گداخت لختی

انفجار کپسول گداخت لختی به دو روش امکان‌پذیر است که در ادامه به طور مختصر توضیح داده می‌شود.

۱.۱.۳ محصورسازی با محرک مستقیم

در راه‌اندازی مستقیم، سطح هدف به طور مستقیم تحت تابش قرار می‌گیرد. در این روش از انواع مختلف پرتوهای محرک، نظیر پرتو لیزری، پرتو یونی و یا الکترونی استفاده می‌شود. هر کدام از این راه‌اندازها شرایط فیزیکی متفاوتی در برخورد با هدف و یا طریقه انتقال انرژی در سطح هدف را دارا می‌باشند. اما نکته مهم و مشترک در آن‌ها، داشتن توان بالا در برخورد و ایجاد شرایط بهینه احتراق می‌باشد. در این روش باریکه لیزر یا ذرات باردار را مستقیماً بر کپسول گداخت لختی اثر می‌دهند. در اثر برخورد باریکه‌های لیزر یا یونی بر سطح هدف سوختی، تعدادی از اتم‌های سطحی هدف تبخیر یا یونیزه شده و محیطی پلاسمایی در اطراف هدف سوختی تشکیل می‌دهند. پلاسمای ایجاد شده بخشی از انرژی لیزر را منعکس کرده و بقیه انرژی لیزر را جذب می‌کند. گرمایش پوسته سطح هدف سوختی، تورم پیوسته سطح هدف را به دنبال خواهد داشت. مواد متورم شده به سمت بیرون پرتاب می‌شوند و نیروی عکس العمل حاصله از آن سطح هدف را به سمت داخل می‌فشارد (مشابه نیروی پیشران موشک در اثر خروج ماده سوختی از انتهای آن). چنانچه چگالی ماده سوختی به قدر کافی زیاد باشد، در انتهای فرایند تراکم، ماده سوختی موجود در مرکز گوی هدف محترق شده و (همجوشی رخ می‌دهد) در نتیجه آن جبهه موج حاصل از سوختن گرما هسته‌ای به سمت بیرون منتشر می‌شود.

مطلوبست که بتوان در طراحی هدف به گونه‌ای عمل کرد که گرمایش سوخت را تا قبل از تکمیل فرایند تراکم به تاخیر انداخت. در برخی از حالت‌ها الکترون‌های ابر گرمایی با انرژی بالا یا امواج ضربه‌ای به سمت درون هدف سوختی حرکت کرده و منجر به گرمایش سوخت قبل از تکمیل فرایند تراکم می‌گردند.



شکل ۱۰۳: تراکم و سوختن گوی هدف کروی شکل گداخت لختی در محصورسازی با محرک مستقیم. الف: در سطح گوی پلازما تشکیل شده و انرژی باریکه لیزر جذب می‌شود. ب: تورم سطح گوی و تراکم قسمت هل‌دهنده و همچنین ماده سوختی. ج: تراکم متوقف شده، محصولات واکنش منبسط می‌شوند و پوسته و هل‌دهنده در هم شکسته می‌شود. ه: ذرات پسماند هدف سوختی منفجر می‌شوند.

این پیش گرمایش فشار داخلی سوخت را افزایش داده و از دستیابی به چگالی‌های بالا ممانعت می‌نماید [۲۱]. در شکل (۱۰۳) همجوشی هسته‌ای به وسیله محصورسازی با محرک مستقیم نشان داده شده است.

۲.۱.۳ محصورسازی با محرک غیر مستقیم

در این روش، باریک‌های لیزر مانند شکل (۲۰۳) از طریق حفره‌ها وارد کاواک شده توسط سطح آن جذب شده و تبدیل به اشعه ایکس نرم می‌شوند. در محصورسازی با محرک یونی که در شکل (۲۰۳) نمایش داده شده است، ابتدا انرژی فرودی حاصل از باریکه ذرات باردار توسط دیواره‌های با عدد اتمی بالا (هولرام)^۱ که در اطراف کپسول قرار دارند، جذب می‌شود [۲۲]. این عمل موجب گسیل اشعه ایکس نرم توسط هولرام شده و برخورد اشعه با سطح کپسول موجب انفجار آن می‌گردد. برای اینکه انتقال انرژی تابشی بهره بالایی داشته باشد، ضروری است تا کسر بزرگی از انرژی محرک به اشعه X تبدیل شود. در یک کاواک ایده‌آل، جذب متعدد و بازگسیل اشعه ایکس، منجر به توزیع حرارتی فوتون‌ها در کاواک می‌شود که توسط تابش جسم سیاه توصیف می‌شود. توان گسیل کل جسم سیاه را می‌توان به صورت زیر محاسبه نمود:

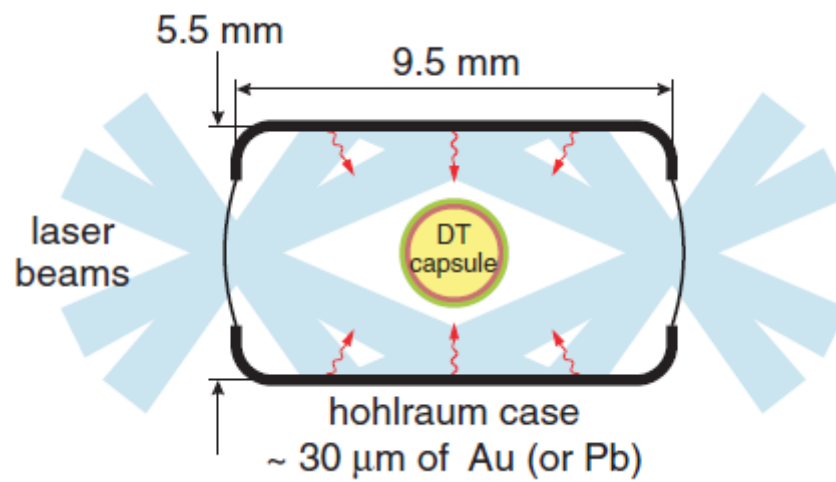
$$E(T) = \sigma T^4 \quad (۱۰۳)$$

که در رابطه فوق $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ erg/cm}^2 \text{ sk}^4$ می‌باشد.

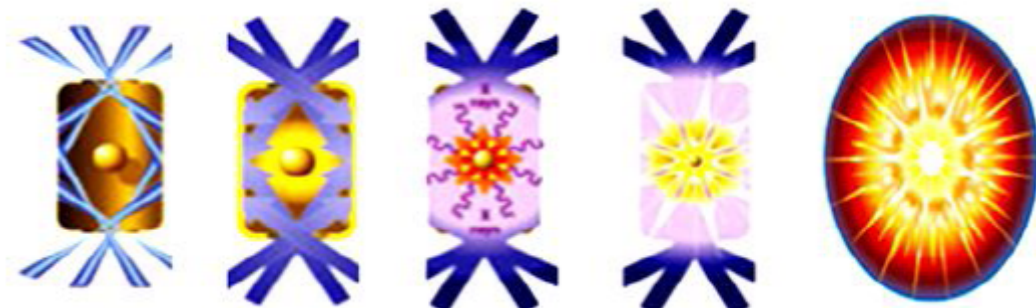
فرآیند تبدیل اشعه X در محرک یونی بسیار متفاوت است. باریک‌های یونی عمدتاً در موادی با Z پایین جذب شده و تحت شرایطی پس از گرم شدن مانند جسم سیاه تشعشع می‌کند. هردوی لیزر و باریکه یونی قادرند که به ضریب تبدیل اشعه X بالایی دست یابند [۲۲]. یک دلیل مهم در استفاده از ایده هولرام، تامین تقارن کافی برای انجام همجوشی در هدف می‌باشد، به طوری که تابش جسم سیاه، باعث ایجاد فرآیند تحریک انفجار داخلی کروی به صورت یکنواخت و همسانگرد می‌گردد و از ناپایداری‌های ریلی-تیلور به میزان قابل توجهی کاسته می‌شود. در شکل (۳۰۳) مراحل همجوشی هسته‌ای در محصورسازی به روش غیر مستقیم نشان داده شده است. کپسول محتوی ماده سوخت و لایه متورم شونده می‌باشد. در انفجار با محرک مستقیم منظور از هدف، همان کپسول سوخت می‌باشد. اما در انفجار با محرک غیرمستقیم، منظور از هدف کپسول و هولرام می‌باشد. ابعاد هولرام به انرژی محرک بستگی دارد.

۳.۱.۳ بررسی مزایا و مشکلات راه‌اندازی مستقیم

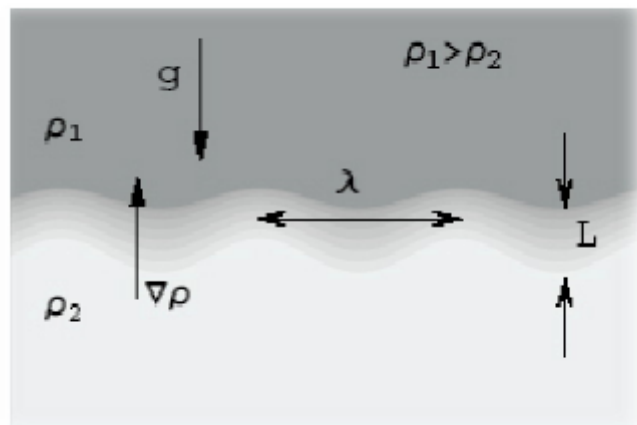
- ۱- این روش به دلیل تابیده شدن مستقیم باریکه، از ضریب جفت شدگی بالاتری برخوردار است. هر چه ضریب جفت شدگی بیشتر باشد، بهره انرژی بیشتر می‌شود. ضریب جفت شدگی موثر در روش راه‌اندازی مستقیم، به صورت مقدار انرژی تولیدی سوخت به انرژی دریافت شده توسط هدف تعریف می‌شود.
- ۲- در روش راه‌اندازی مستقیم، درگیر پیچیدگی‌های طراحی هدف نیستیم. تقریباً همگی با توجه به اینکه



شکل ۲.۳: نمونه‌ای از کپسول گداخت لختی درون هولرامی از جنس طلا



شکل ۳.۳: مراحل همجوشی هسته‌ای در محصورسازی با محرک غیر مستقیم

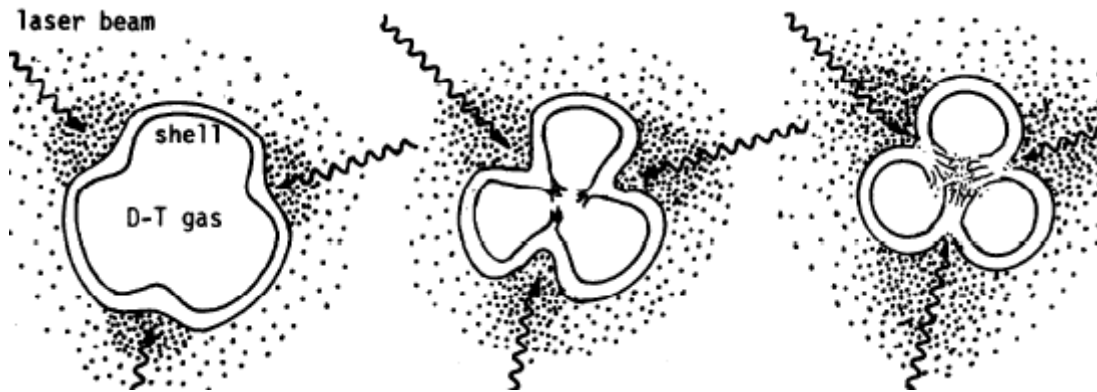


شکل ۴.۳: ناپایداری ریلی - تیلور در میدان گرانشی

- از چه محرکی استفاده کنیم، از یک روند کلی پیروی می‌کنند.
- ۳- یکی از مشکلات این روش، آهنگ رشد ناپایداری‌های هیدرودینامیکی مانند ناپایداری ریلی-تیلور است. این ناپایداری عملکرد انفجار داخلی در هدف را کاهش می‌دهد. این ناپایداری، نتیجه غیریکنواختی در تابش باریکه لیزر به هدف و یا نقص در هندسه هدف می‌باشد. در ادامه توضیحاتی در مورد این ناپایداری داده شده است.
- ۴- تولید الکترون‌های داغ در روش راه اندازی مستقیم، در اثر جذب نور لیزر یکی از مشکلات این روش است.

ناپایداری ریلی - تیلور

وقتی ماده با چگالی بالای ρ_2 با شتاب a توسط ماده‌ای با چگالی پایین ρ_1 به سمت داخل هل داده می‌شود، ناپایداری ریلی - تیلور ظاهر می‌شود. در واقع در این ناپایداری پلاسما دارای گرادیان چگالی با یک مرز مشخص است، و از این رو یکنواخت نیست. به علاوه یک نیروی غیرالکترومغناطیسی خارجی بر پلاسما اعمال می‌شود. این نیرو است که ناپایداری را تحریک می‌کند. به عنوان مثال می‌توان یک لیوان آب واژگون را در نظر گرفت. اگرچه سطح مشترک بین آب و هوا در حال تعادل است، زیرا فشار هوا وزن آب را تحمل می‌کند اما این یک تعادل ناپایدار است. هر اختلال کوچکی در سطح آب با مصرف انرژی پتانسیل موجود در میدان گرانشی تمایل به بزرگ شدن دارد [۲۳]. در شکل (۴.۳) این مثال نمایش داده شده است. ناپایداری ریلی - تیلور دارای اهمیت زیادی در همجوشی به روش محصور شدگی لختی است. رشد ناپایداری ریلی - تیلور، از استمرار تراکم هدف سوختی جلوگیری می‌نماید. در شکل (۵.۳) نشان داده شده است که رشد برآمدگی‌های حاصله بر روی سطح، فرورفتگی‌های بزرگی را ایجاد نموده و رشد فرورفتگی‌ها موجب اختلاط پوسته هدف و ماده سوختی می‌گردد. این ناپایداری اولین بار توسط لرد ریلی در سال ۱۸۸۳ میلادی بررسی شد. برخی از عوامل ناپایداری در محصورشدگی



شکل ۵.۳: رشد ناپایداری ریلی - تیلور

مغناطیسی عبارتند از:

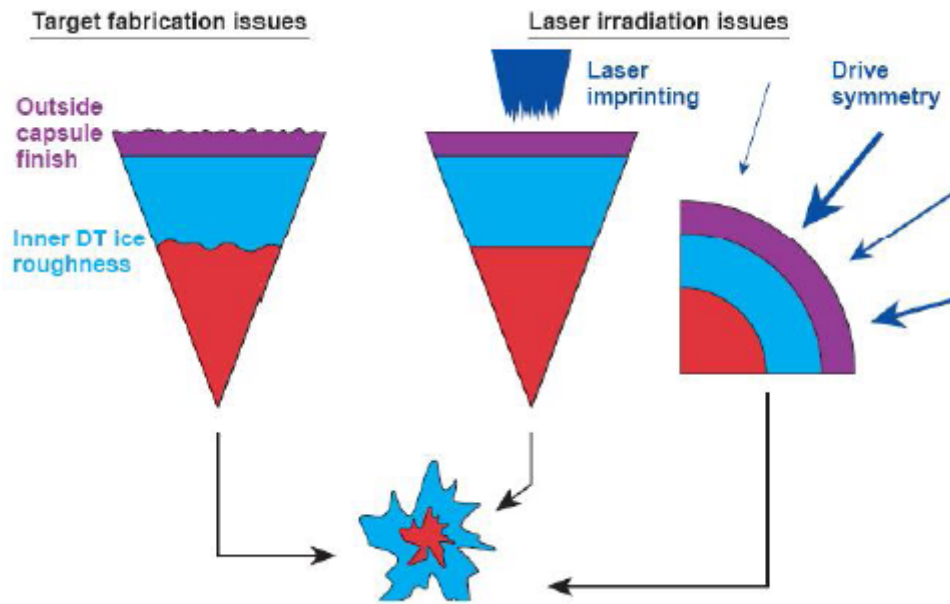
- ضخامت غیر یکنواخت دیواره
- چگالی غیر یکنواخت پوسته
- ناصافی سطحی
- تابش دهی غیر یکنواخت

در شکل (۶.۳) برخی از عوامل ناپایداری نشان داده شده است.

هنگامی که نور لیزر روی سطح هدف جذب می‌شود، در اثر اندرکنش با سطح هدف، الکترون‌های پرنرژی تحت عنوان الکترون داغ تولید می‌گردد. اگر سرعت این الکترون‌ها بیشتر از سرعت موج فشار به سمت داخل که موجب فشردگی سوخت می‌گردد باشند، قبل از این که موج فشار به مرکز هدف برسد، موجب پیش گرم شدن نامناسب در ناحیه مرکزی هدف می‌شود و این موضوع منجر به پدیده آمدن نیروئی به سمت خارج می‌گردد و پدیده متراکم کردن سوخت را متوقف خواهد نمود. این پدیده اغلب، برای جذب لیزرهایی با طول موج بلند رخ می‌دهد. بنابراین برای رفع این مشکل می‌توان از لیزرهایی با طول موج کوتاه استفاده کرد. نکته جالب توجه این است که هنگامی که از باریکه‌های یونی سنگین و سبک که از شتابدهنده ایجاد می‌شوند برای تراکم هدف سوخت استفاده کنیم، تولید الکترون‌های داغ و سریع به وقوع نمی‌پیوندد.

۴.۱.۳ بررسی مزایا و مشکلات راه اندازی غیر مستقیم

- ۱- در این ایده هنگامی که اشعه ایکس بر روی دیواره جذب شود، ممکن است برخی از اشعه‌های ایکس تولید شده از طریق حفره هولرام خارج گردد و این موضوع باعث می‌گردد که بازدهی این ایده نسبت به ایده راه اندازی مستقیم کاهش یابد.
- ۲- در این ایده به دلیل تابش متقارن اشعه ایکس که از داخل هولرام به ساچمه می‌تابد، ناپایداری‌های هیدرودینامیکی کاهش می‌یابد.
- ۳- اگر انرژی محرک زیاد باشد، این ایده می‌تواند تا حدودی از پیش گرمایش جلوگیری نماید.
- ۴- طراحی و ساخت هدف در این ایده مشکل‌تر است.



شکل ۶.۳: برخی از عوامل ناپایداری ریلی - تیلور

۲.۳ تراکم هدف سوختی

همان‌طور که در مقدمه بیان شد، رسیدن به چگالی بالا شبیه به فرایند شتاب‌گیری در موشک‌هاست، حال برای درک مفهوم فیزیکی این موضوع و به دست آوردن یک سری روابط در ادامه توضیحاتی در رابطه با معادلات موشک می‌دهیم.

۱.۲.۳ معادله موشک

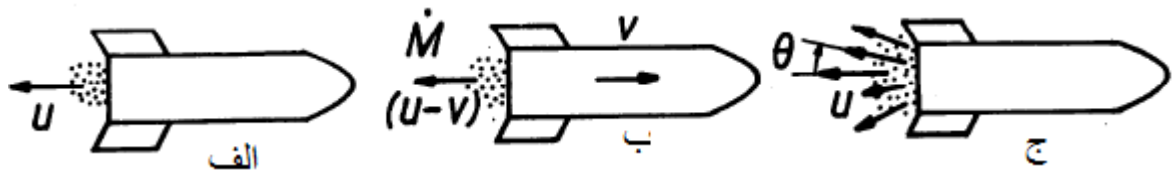
اگر سرعت موشکی نسبت به زمین V باشد. و این موشک ماده سوختی‌اش را با آهنگ شارش $\frac{-dM}{dt}$ و سرعت U نسبت به موشک خارج کند. همچنان که در شکل (۷.۳) نشان داده شده است، سرعت ماده خروجی برابر با $(U - V)$ خواهد بود. در بازه زمانی کوتاه dt جرم خارج شده و تکانه ماده خارج شده به ترتیب برابر با dM و $-dM(U - V)$ می‌باشند. تغییر تکانه کل سیستم صفر است، یعنی داریم:

$$-dM(U - V) + d(MV) = 0 \quad (۲.۳)$$

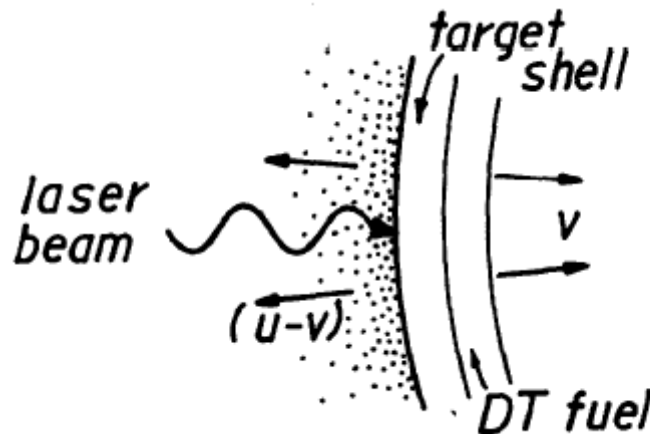
که M جرم موشک است. بنابراین خواهیم داشت :

$$M\left(\frac{dV}{dt}\right) = -U\left(\frac{dM}{dt}\right) \quad (۳.۳)$$

اگر جرم سوختی با سرعت انتشار $F(U, \theta)$ منتشر شود، می‌توانیم در رابطه بالا U را با رابطه زیر جایگزین کنیم [۲۴]:



شکل ۷.۳: نمایی از شتاب گیری موشک و ماده سوختی. الف: در چارچوب مرجع همراه با موشک ب: در چارچوب مرجع زمین ج: در چارچوب مرجع موشک



شکل ۸.۳: احتراق پوسته نازکی از هدف سوختی در اثر محرک لیزر

$$U_{eff} = \frac{\int du \int d\Omega F(U, \theta) U \cos \theta}{\int du \int d\Omega F(U, \theta)} \quad (4.3)$$

که $d\Omega = 2\pi \sin \theta d\theta$ زاویه دیفرانسیلی فضایی بوده و فرض شده است که تقارن سمتی در انتشار برقرار است. با فرض ثابت بودن U_{eff} در بازه زمان و صفر بودن سرعت اولیه موشک، از رابطه (۳.۳) خواهیم داشت:

$$V(t) = U_{eff} \ln\left(\frac{M_0}{M}\right) \quad (5.3)$$

که M جرم باقی مانده از موشک در زمان t و M_0 جرم اولیه موشک است. همین معادله برای شتاب گیری پوسته های نازک یا پوسته های هدف سوختی در ICF در اثر برهم کنش لیزر با سطح کپسول هدف بکار می رود (شکل (۸.۳) را مشاهده کنید).

۳.۳ بازدهی هیدرودینامیکی

در چارچوب مرجع موشک انرژی جنبشی ماده محترق شده با آهنگ $-\frac{1}{2} \frac{dM}{dt} \bar{U}^2$ تولید می شود که $\bar{U}^2$ مقدار میانگین U است.

برطبق قانون بقای انرژی داریم:
توان لیزر جذب شده = انرژی جنبشی تولید شده + اتلاف انرژی

$$P_{abs} = -\frac{1}{2} \frac{dM}{dt} \bar{U}^2 + P_{loss} \quad (6.3)$$

با انتگرال گیری خواهیم داشت:

$$W_{abs} = \frac{1}{2} \bar{U}^2 (M_0 - M) + W_{loss} \quad (7.3)$$

بازدهی هیدرودینامیکی (نسبت انرژی جنبشی موشک به انرژی جذب شده) به صورت زیر تعریف می شود [۲۵]:

$$\eta_h = \frac{\frac{1}{2} M V^2}{\frac{1}{2} \bar{U}^2 (M_0 - M) + W_{loss}} \quad (8.3)$$

در داده های آزمایشگاهی مربوط به شتاب گیری ماده سوختی محترق شده که به شکل ورقه های نازکی هستند، مقدار $\eta_h \sim 0.2$ بدست آمده است. برای دستیابی به تراکمی موثر، سرعت مورد نیاز پوسته باید برابر با $V_r \sim 3 \times 10^5 \text{ m/s}$ باشد. در نزدیکی مقدار بیشینه η_h ، $V/U_{eff} \sim 1/5$ و بنابراین $U_{eff} \sim 2 \times 10^5 \text{ m/s}$ می باشد [۲۶].

۴.۳ کسر مصرف سوخت

پس از مرحله تراکم، موج حاصل از سوختن گرما هسته ای به سرعت در جهت بیرونی هدف سوختی منتشر شده و پس از انجام احتراق، دما افزایش یافته و به دمای موثر سوختن T_b می رسد. در این مرحله لایه های بیرونی قرص هدف منبسط می شوند و یک موج رقیق کننده به سمت داخل هدف با سرعت صوتی یون که به صورت زیر داده می شود، حرکت می کند:

$$C_s = [(\gamma_e K T_e + \gamma_i K T_i) / m_i]^{1/2} = (10 K T / 3 m_i)^{1/2} \quad (9.3)$$

که m_i جرم میانگین یون های حاصله از سوخت D-T بوده و برابر با $m_i = 4/2 \times 10^{-27} \text{ kg}$ می باشند. بنابراین زمان مورد نیاز برای در هم فرورفتن هدف سوختی برابر است با:

$$\tau = \frac{R}{C_s} \quad (10.3)$$

که R شعاع هدف سوختی در انتهای مرحله تراکم است. میانگین زمانی که یون های حاصله از سوختن گرما هسته ای قبل از فرونشانی سوختن توسط موج های رقیق کننده قادر به انجام واکنش می باشند، به صورت زیر است [۲۷]:

$$\tau_b = \frac{\int m(t)dt}{m_0} = \frac{\int \frac{4\pi\rho}{3}(R - C_s t)^3 dt}{(\frac{4\pi\rho}{3})R^3} = \frac{R}{4C_s} \quad (11.3)$$

که m_0 جرم اولیه هدف سوختی و $m(t)$ جرم باقی مانده در حین فرایند تراکم می باشد. چگالی جرمی سوخت برابر است با:

$$\rho = nm_i \quad (12.3)$$

گام بعدی ما بدست آوردن τ_b از طریق پارامترهای مشخصی که داریم می باشد. اگر n_b تعداد کل یون های موجود در سوخت در زمان سوختن باشد، این تعداد یون در اثر مصرف شدن با زمان کاهش می یابد. بنابراین میزان واکنش های همجوشی به صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{dn_b}{dt} = -2 \int R_{fu} dv \quad (13.3)$$

که R_{fu} ، آهنگ واکنش همجوشی در هر فرایند همجوشی است که طی آن دو یون مصرف می شوند. با توجه به رابطه آهنگ واکنش همجوشی که در فصل یک محاسبه نمودیم، خواهیم داشت:

$$\frac{dn_b}{dt} = -2 \int \langle \sigma v_{DT} \rangle n_D(t) n_T(t) dv \quad (14.3)$$

برای حالتی با نسبت مساوی دوتریم-تریتیم، رابطه فوق به صورت زیر نوشته می شود:

$$\frac{dn_b}{dt} = - \int \frac{n(t)^2}{2} \langle \sigma v_{DT} \rangle dv \quad (15.3)$$

که n چگالی یونی کل می باشد.

فرض می کنیم که در طول مدت زمان سوختن، چگالی یونی و دما فقط تابع زمان هستند و به طور یکسان و یکنواخت در ساچمه سوخت توزیع شده اند. بنابراین داریم:

$$\frac{dn_b}{dt} = - \frac{n(t)^2}{2} \langle \sigma v_{DT} \rangle \int dv \quad (16.3)$$

از طرفی با توجه به رابطه زیر

$$n(t) = \frac{n_b(t)}{V_b} \quad (17.3)$$

که V_b حجم سوخت است، خواهیم داشت:

$$V_b \frac{dn(t)}{dt} = - \frac{n(t)^2}{2} \langle \sigma v_{DT} \rangle V_b \quad (18.3)$$

اگر فرض کنیم $\langle \sigma v_{DT} \rangle$ نسبت به زمان ثابت باشد، آنگاه داریم:

$$\int \frac{dn(t)}{n^2(t)} = - \frac{1}{2} \langle \sigma v_{DT} \rangle \int dt \quad (19.3)$$

که انتگرال اول در بازه، n_0 (چگالی یونی در آغاز سوختن) تا n_f (چگالی یونی در پایان زمان سوختن یعنی τ_b) و انتگرال دوم در بازه صفر تا τ_b می‌باشد. با انتگرال‌گیری از رابطه فوق و مرتب کردن آن، زمان سوختن به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\tau_b = \frac{2}{\langle \sigma v_{DT} \rangle} \left(\frac{1}{n_f} - \frac{1}{n_0} \right) \quad (20.3)$$

اگر کسر مصرف سوخت f را به صورت زیر تعریف کنیم:

$$f = \frac{n_0 - n_f}{n_0} \quad (21.3)$$

در این صورت رابطه (۲۱.۳) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$f = \frac{\rho R}{\rho R + \beta(T)} \quad (22.3)$$

$$\beta(T) = \frac{\Lambda m_i C_s}{\langle \sigma v_{DT} \rangle} \quad (23.3)$$

کمیت $\beta(T)$ به شدت به دما وابسته است. با توجه به شکل (۹.۳) برای سوخت $D - T$ در بازه دمایی $40 - 30 \text{ keV}$ کمیت $\beta(T)$ تقریباً برابر با 6 g/cm^2 است. حاصلضرب ρR که معمولاً بیانگر چگالی سطحی سوخت می‌باشد، هم‌ارز $n\tau$ که در محصورسازی مغناطیسی بکار می‌رود است [۲۸]. و رابطه زیر بین ρR و $n\tau$ برقرار می‌باشد.

$$n\tau = \frac{\rho}{m_i} \frac{R}{C_s} \quad (24.3)$$

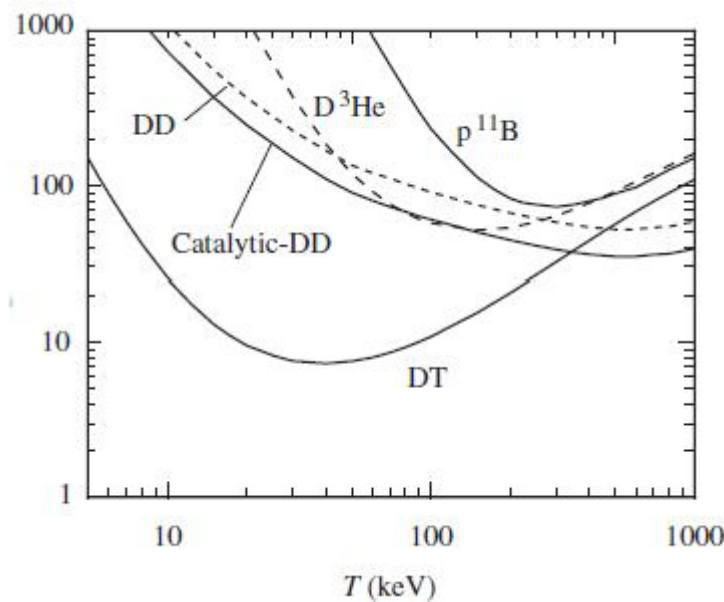
۵.۳ فشار تورم

برای برآورد فشار تورم مورد نیاز برای دستیابی به سرعت شعاعی انفجار مشخص، از قانون دوم نیوتن آغاز می‌کنیم:

$$\frac{d}{dt} \left(M \frac{dR}{dt} \right) = -4\pi R^2 P_a \quad (25.3)$$

که P_a فشار احتراق، $4\pi R^2$ سطح ناحیه بر هم کنش، M جرم پوسته و R شعاع پوسته است. در نتیجه تورم، جرم پوسته هنگامی که به سمت داخل هدف حرکت میکند، کمتر می‌شود. ما می‌توانیم برآورد قابل قبولی از P_a با صرف‌نظر کردن از تغییرات جرم و تحولات پوسته داشته باشیم. چنانچه دو طرف معادله را در $\left(\frac{2}{M}\right)\left(\frac{dR}{dt}\right)$ ضرب کنیم، خواهیم داشت:

$$2 \left(\frac{d^2 R}{dt^2} \right) \frac{dR}{dt} = \frac{-4\pi P_a}{m} R^2 \frac{dR}{dt} \quad (26.3)$$



شکل ۹.۳: تغییرات دمایی $\beta(T)$

سمت چپ معادله فوق را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{-\Lambda \pi P_a}{m} R^2 \frac{dR}{dt} \quad (27.3)$$

شرایط اولیه عبارتند از $dR/dt = 0$ و $R = R_0$ در $t = 0$. با فرض $P_a = \text{const}$ ، این معادله قابل انتگرال‌گیری بوده و خواهیم داشت:

$$V_r^2 \equiv \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{\Lambda \pi P_a}{3m} (R_0^3 - R^3) \quad (28.3)$$

$$\cong \frac{\Lambda \pi P_a R_0^3}{3m} V_r^2 \equiv \left(\frac{dR}{dt} \right)^2 = \frac{\Lambda \pi P_a}{3m} (R_0^3 - R^3) \quad (R^3 \ll R_0^3) \quad (29.3)$$

چنانچه $m = 4\pi R_0^2 \Delta R_0 \rho_0$ باشد، فشار تورم مورد نیاز برابر است با [۲۹]:

$$P_a = \frac{3 \Delta R_0 V_r^2}{2 R_0} \quad (30.3)$$

برای مثال اگر $\Delta R_0 / R_0 \sim 0.1$ ، $\rho_0 \cong 300 \frac{kg}{m^3}$ و $V_r^2 \sim (2-3) \times 10^5 m/s$ باشد، خواهیم داشت:

$$P_a \sim (2-4) \times 10^{12} \text{ Pascall}$$

۶.۳ تراکم در اثر تورم

هدف از تراکم در اثر تورم، دستیابی به بازدهی بیشینه هیدرودینامیکی η_h توأم با حفظ پایداری هیدرودینامیکی می‌باشد.



شکل ۱۰.۳: برخی از طرح‌های هدف سوختی که با محرک لیزر فعالیت می‌کند

برای دسترسی به این هدف، هدف‌های سوخت ترکیبی با لایه‌های چندتایی مورد نیاز است. لایه بیرونی معمولاً از مواد محترق شونده با عدد اتمی پایین از قبیل پلی‌اتیلن‌ها، LiH یا Be ساخته می‌شود. لایه بعدی از هل دهنده‌ای با عدد اتمی بیشتر از حالت قبل ساخته می‌شود. هل دهنده، تکانه‌های به سمت داخل گوی هدف را جمع‌آوری کرده و سوخت را متراکم می‌کند و چنانچه ضخیم باشد از ماده سوختی در برابر الکترون‌های داغ محافظت می‌نماید. در برخی از طرح‌ها از هل دهنده ثانویه‌ای در درون هل دهنده اولیه استفاده می‌شود که توسط گاز، فوم پلاستیکی یا خلاء از همدیگر جدا نگه داشته می‌شوند. ساخت گوی‌هایی با سوخت گازی شکل DT آسان‌تر است، اما تراکم بیشتری از سوخت‌های مایع یا منجمد DT نسبت به حالت گازی آن قابل حصول است. در طرح‌های هدف سوختی با دو لایه درونی و بیرونی، وقتی هل دهنده سنگین بیرونی به جرم m_1 و سرعت U_1 به هل دهنده درونی سبک‌تر ساکن به جرم m_2 برخورد می‌کند، سرعت حاصله بیشتر است. با فرض کشسان بودن برخوردها، طبق قانون بقای تکانه و انرژی داریم:

$$m_1 U_1 = m_1 U_{1f} + m_2 U_{2f} \quad \frac{1}{2} m_1 U_1^2 = \frac{1}{2} m_1 U_{1f}^2 + \frac{1}{2} m_2 U_{2f}^2 \quad (31.3)$$

که زیرنویس f در این معادلات نشانگر سرعت‌های نهایی پس از برخورد هستند. با حذف U_{1f} سرعت نهایی پوسته درونی و بازدهی انتقال انرژی برابر است با:

$$U_{2f} = \frac{2m_1 U_1}{(m_1 + m_2)} \quad (32.3)$$

$$\eta = \frac{4m_1 m_2}{(m_1 + m_2)^2} \quad (33.3)$$

در شکل (۱۰.۳) برخی از طرح‌های هدف سوختی که با محرک‌های لیزر فعالیت می‌کند نشان داده شده است.

۷.۳ احتراق و سوختن کپسول

شرایط لازم برای احتراق با استفاده از تحلیل توازن انرژی سوخت متراکم DT بدست می‌آید. این تعادل را می‌توان توسط چهار فرآیند فیزیکی توصیف کرد:

۱- گرمایش ذرات آلفا

مقدار انرژی که پلاسما توسط نهشت انرژی ذرات آلفا کسب می‌نماید.

۲- کار مربوط به تغییرات فشار در اثر تراکم و انبساط

۳- کاهش دما توسط تشعشع

قسمت اعظم انرژی پلاسما از طریق تابش ترمزی کاهش می‌یابد. الکترون‌ها به عنوان بخشی از پلاسما سرعت‌های حرارتی بالایی دارند که در صورت برخورد با یون‌ها فوراً شتاب گرفته و امواج الکترومغناطیسی تابش می‌کنند. به این امواج تابش یافته، تابش ترمزی می‌گویند.

۴- کاهش دما توسط رسانش حرارتی

شار جریان حرارتی از پلاسما به سمت دیواره محدود کننده می‌باشد. در واقع رسانش حرارتی و انتقال آن از سوخت به لایه‌های بعدی موجب سرد شدن سوخت و هدر رفت انرژی می‌شود. با فرض توازن انرژی رابطه زیر باید برقرار باشد.

$$W_C + W_E + W_R = W_\alpha \quad (۳۴.۳)$$

در رابطه بالا جملات از سمت چپ به ترتیب مربوط به کاهش انرژی از طریق رسانش، کار، تشعشع و افزایش انرژی از طریق گرمایش ذرات آلفا می‌باشد.

محاسبات با فرض توازن انرژی نشان می‌دهد که T برای سوخت‌های D-T باید بزرگتر از $۴/۴ keV$ باشد. همین‌طور در می‌یابیم که کمینه مقدار ρR جهت احتراق سوخت در نزدیکی $T = ۱۰ KeV$ تقریباً برابر با $\rho R = ۰/۴ g/cm^2$ است [۳۰].

فصل ۴

نوآوری‌ها و تحلیل نتایج حاصله

مقدمه

پژوهش‌ها در زمینه دستیابی به راکتورهای گداخت هسته‌ای قریب به نیم قرن است که در سطح دنیا آغاز، و همچنان با جدیت دنبال می‌شود. گداخت به روش محصورسازی پلاسما با میدان‌های مغناطیسی نخستین روش مورد توجه پژوهشگران فیزیک گداخت بوده است. راکتورهایی که با این روش کار می‌کنند، براساس نوع آرایش میدان مغناطیسی به دو دسته، چنبره‌ای و انتها باز تقسیم می‌شوند. دستگاه‌های آینه‌ای، پینچ مستقیم و پلاسمای کانونی از جمله راکتورهایی هستند که آرایش میدان مغناطیسی انتها باز دارند. از جمله راکتورهایی که آرایش میدان مغناطیسی چنبره‌ای دارند می‌توان به اسفرومک^۱ و توکامک^۲ اشاره کرد. توکامک‌ها ی JET و TFTR از جمله معروفترین توکامک‌های دنیا می‌باشند. بزرگترین توکامک دنیا که هم‌اکنون در فرانسه در حال ساخت است، راکتور گرما هسته‌ای بین‌المللی، مشهور به ITER می‌باشد.

محصورسازی پلاسما تحت ماند که به مکانیزم تولید انرژی در ستارگان شباهت دارد روش امیدبخش دیگری است که جلب نظر می‌کند و احتمال ساخت راکتور گداخت در مقیاس تجاری طی چند دهه آینده به این طریق کمتر از روش محصورسازی مغناطیسی نمی‌باشد. این راکتورها براساس نوع محرک، که ممکن است از نوع لیزر، پرتو الکترون نسبیتی، پرتو یون سبک و یا پرتو یون سنگین باشند، طراحی و ساخته می‌شوند.

از جمله سیستم‌های گداخت لختی مهم در دنیا می‌توان به Nif، Omega Nowea، متعلق به کشور آمریکا، Kongoh و Gekko xii متعلق به کشور ژاپن و Megajoule و Vulcan متعلق به کشور انگلستان را نام برد.

هدف از این پایان‌نامه مطالعه و بررسی راکتور آزمایشی گداخت هسته‌ای کوچک با استفاده از روش محصورسازی اینرسی می‌باشد. راکتور مورد نظر چنان طراحی شده است که شرایط لازم را جهت دستیابی به نقطه پایاپای (بهره یک) و یا حتی بیشتر را داشته باشد. می‌توان گفت این راکتور با توجه به استفاده از دو روش گداخت مغناطیسی و لختی و طراحی منحصر به فرد خود یعنی استفاده از دو دستگاه تخلیه الکتریکی پلاسمای کانونی با سوخت $D-D$ و سه هدف، دو هدف تیتانیوم آلایش شده با تریتیوم و یک هدف کروی خاص حاوی سوخت $D-T$ و پوسته فلزی برای اولین بار در دنیا مطرح می‌شود. برای آشنایی و فهم چگونگی طراحی اجزای راکتور مزبور، در این فصل، تحقیقات و محاسبات انجام گرفته، در سه بخش زیر، ارائه خواهد شد:

- ۱- طراحی دستگاه پلاسمای کانونی و محاسبه بهره نوترون و انرژی حاصل از آن.
- ۲- طراحی هدف گداخت لختی و محاسبه بهره نوترون و انرژی حاصل از آن.
- ۳- افزایش بهره با استفاده از هدف تیتانیومی آلایش شده با تریتیوم^۳ و محاسبه بهره نوترون و انرژی حاصل از آن.

^۱Spheromak

^۲Tokamak

^۳Titanium Tritide Target

۱.۴ طراحی دستگاه پلاسمای کانونی و محاسبه بهره آن

۱.۱.۴ شعاع آند

شعاع آند در عملکرد دستگاه پلاسمای کانونی نقش تعیین کننده‌ای دارد. ما در این جا $a = ۱\text{ cm}$ را در نظر گرفتیم. محاسبات تئوری و داده‌های تجربی بیانگر آن هستند که مقادیر برخی از کمیت‌ها متناسب با شعاع آند هستند. این روابط برای گاز دوتریوم بصورت زیر خلاصه و با توجه به مقدار در نظر گرفته شده برای شعاع آند محاسبه شده است:

$$t_{pf} \equiv ۲a \equiv ۲۰\text{ ns} \quad (۱.۴)$$

$$r_{min} \approx ۰.۱۲a \approx ۱۲\text{ mm} \quad (۲.۴)$$

$$t_{comp} \equiv ۴.۵a \equiv ۴۵\text{ ns} \quad (۳.۴)$$

که در این روابط a بر حسب میلی متر و t_{comp} بر حسب نانو ثانیه است. مدت زمانی است که طول می‌کشد تا لایه جریان از سر آند به نقطه‌ای برسد که با موج شوک انعکاسی برخورد کند. در این نقطه شعاع ستون پلازما به حداقل می‌رسد که با r_{min} نشان داده می‌شود. مدت زمانی است که ستون پینچ دوام آورده و ناپایداری‌ها آن را متلاشی نکرده است. در این حالت داریم:

$$Z_{max} \approx ۰.۸a \approx ۸\text{ mm} \quad (۴.۴)$$

در اینجا Z_{max} طول ستون پینچ است. روابط بالا بیانگر این است که a نقش بسیار مهمی در پارامترها و مشخصه پینچ دارد [۳۱].

البته مقادیر بالا در مقالاتی از جمله مقالات مربوط به $pf ۱۰۰۰$ هم به صورت زیر دیده شده است [۴۱]:

$$t_{pf} \equiv ۱۰^{-۶}a \equiv ۱۰\text{ ns} \quad (۵.۴)$$

$$r_{min} \approx ۰.۱۵a \approx ۱۵\text{ mm} \quad (۶.۴)$$

$$t_{comp} \equiv ۵ \times ۱۰^{-۶}a \equiv ۵۰\text{ ns} \quad (۷.۴)$$

$$Z_{max} \approx ۱.۵a \approx ۱۵\text{ mm} \quad (۸.۴)$$

در اینجا a بر حسب متر و زمان‌ها بر حسب ثانیه بدست می‌آیند. البته باید به این نکته اشاره داشت که روابط بالا تا کنون در دستگاه‌های با انرژی پایین یا متوسط مورد استفاده بوده است و ما به صورت تقریبی از این روابط استفاده نموده‌ایم.

۲.۱.۴ محاسبه چگالی گاز دستگاه

اگر فشار اولیه دستگاه را برابر $10^{\circ} Torr$ در نظر بگیریم، با استفاده از رابطه زیر می‌توان فشار را به پاسکال تبدیل کرد:

$$P(Pa) = \frac{P(Torr) \times 10^5}{760(Torr)} = 1333 pa \quad (9.4)$$

حال با در نظر گرفتن دمای اولیه $T = 300^{\circ} K$ و با توجه به اینکه جرم مولی گاز دوتریوم $M = 4.027 kg/mol$ می‌باشد و با فرض داشتن گاز کامل، از روابط مربوط به گاز کامل چگالی را به صورت زیر محاسبه می‌نماییم:

$$PV = nRT = \frac{m}{M}RT, \quad \rho = \frac{m}{v} \rightarrow \rho = \frac{PM}{RT} = 2.15 \times 10^{-3} kg/m^3 \quad (10.4)$$

بقیه پارامترها را با توجه به شعاع آند و معادلات حاکم بر دستگاه پلاسمای کانونی که در فصل ۲ بیان نمودیم محاسبه می‌نماییم.

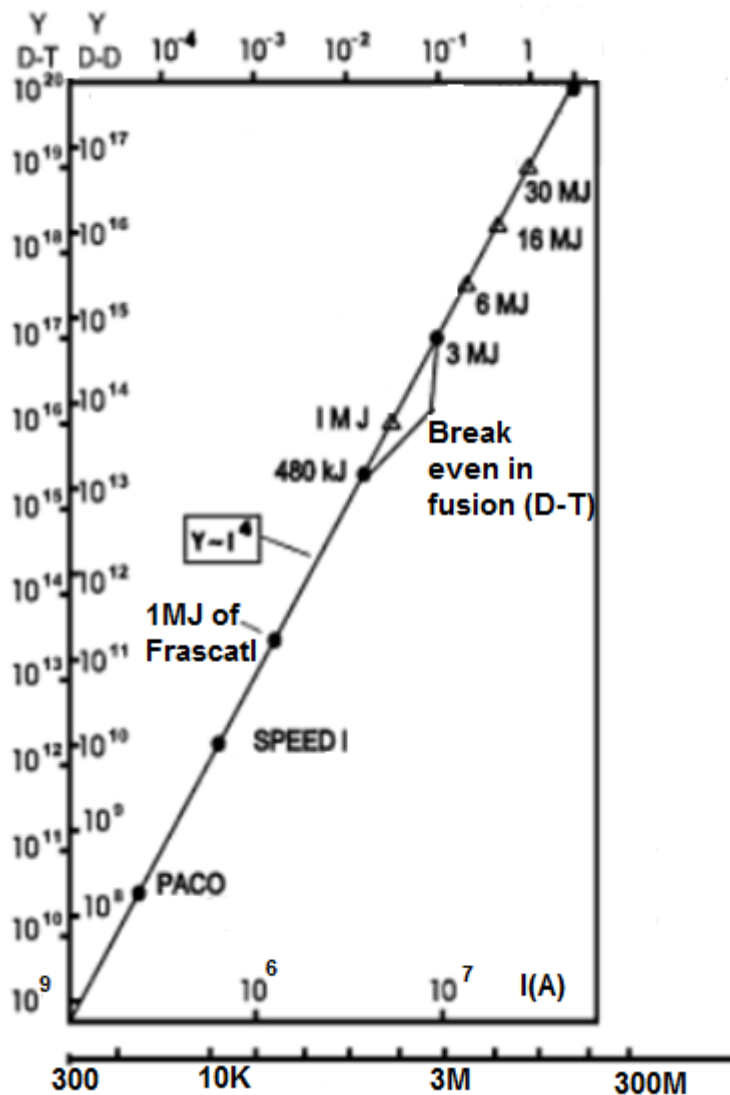
۳.۱.۴ محاسبه طول آند

برای محاسبه طول آند از مهمترین شرط برای بهینه سازی وقوع پینچ، یعنی همزمانی آن با بیشینه جریان استفاده نمودیم. در واقع در اینجا هدف این است که زمان رسیدن به ماکزیمم جریان با زمان رسیدن لایه جریان به سر آند تقریباً یکسان باشد. در اینجا برای محاسبه طول آند طبق معادلات موجود برای دستگاه پلاسمای کانونی از دو روش استفاده نموده‌ایم، و برای هر کدام از این روش‌ها برنامه‌ای را با نرم افزار Mathematica نوشته‌ایم.

تخمین ضرایب مدل لی

مسئله اصلی در بکار بردن روابط مدل لی، پیدا کردن پارامترهای f_m و f_c است که متاسفانه رابطه تئوری و حتی تجربی دقیقی برای تعیین f_m و f_c وجود ندارد و دستیابی به مقادیر دقیق آن فقط از طریق آزمایش و پس از ساخت امکانپذیر است. با این حال این مقادیر در محدوده وسیعی از فشارکاری تقریباً ثابت، ولی از دستگاهی به دستگاه دیگر متغیر است. دستگاه‌های مختلف نوع مدر مقادیر متفاوتی از f_c و f_m را گزارش کرده‌اند.

ما در اینجا از ضرایب لی مورد استفاده در 10^5 pf در برنامه اول و مقادیری نزدیک به آن در برنامه دوم استفاده نموده‌ایم (این ضرایب در پیوست الف و ب درج شده است). البته باید این نکته را در نظر گرفت، که این مقادیر برای دستگاه‌های پلاسمای کانونی با انرژی متوسط و کم بکار برده شده‌اند و ما به صورت تقریبی از این مقادیر استفاده نموده‌ایم.



شکل ۱۰۴: نمودار بهره نوترونی بر حسب جریان لحظه کانونی شدن پلازما

برنامه الگوریتم ۱

در این برنامه، دستگاه پلاسمای کانونی دارای انرژی 3 MJ و ولتاژ 200 kV می‌باشد. ظرفیت خازن دستگاه با استفاده از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$E = \frac{1}{2} CV^2 \rightarrow \frac{2E}{V^2} = C = \frac{2 \times 3 \times 10^6}{200000^2} = 150\text{ }\mu\text{f} \quad (11.4)$$

با توجه به شکل (۱۰۴) که نمودار بهره نوترونی واکنش‌های $D-T$ و $D-D$ در دستگاه پلاسمای کانونی را نشان می‌دهد، ماکزیمم جریان ما باید در محدوده $(10 - 11)\text{ MA}$ باشد. به همین دلیل، اندوکتانس مدار تخلیه را در محدوده $(35 - 40)\text{ nH}$ اختیار کرده‌ایم که در برنامه الگوریتم ۱ با استفاده از این اندوکتانس به جریان ماکزیممی در محدوده $(10 - 11)\text{ MA}$ که جریان مطلوبی است می‌رسیم.

با توجه به برنامه اول با نام الگوریتم ۱ که در نرم افزار Mathematica نوشته شده و در پیوست الف آمده است، دستگاه پلاسمای کانونی را به صورت یک مدار $R - L - C$ در نظر می‌گیریم. در گام اول، با فرض صرفنظر کردن از مقاومت مدار، جریان ماکزیمم مدار و دوره تناوب شکل موج جریان بر حسب زمان را از روابط زیر محاسبه می‌نماییم:

$$I_0 = V / \sqrt{\frac{L}{C}} \quad (12.4)$$

$$T = 2\pi\sqrt{LC} \quad (13.4)$$

در گام دوم، فرکانس زاویه‌ای برای شکل موج جریان را از رابطه $w_n = \frac{1}{T}$ محاسبه نمودیم. در گام سوم، با در نظر گرفتن نسبت میرایی بازگشتی $f = 0.7$ [۲۲] و با استفاده از رابطه (۳۹.۲)، α را مطابق خط ۹ برنامه بدست آوردیم. سپس با استفاده از رابطه (۳۰.۲)، مقاومت استاتیک مدار، $R_0 = 3/4 m\Omega$ بدست آمد. در گام بعد، دوره تناوب و فرکانس زاویه‌ای شکل موج جریان در مدار $R - L - C$ مطابق خط‌های ۱۱ و ۱۲ برنامه را بدست آوردیم. سپس با استفاده از رابطه (۳۶.۲) و جایگذاری آن در رابطه (۳۵.۲) زمان قله جریان $t_{max} = 3/36 \mu s$ بدست آمد. با توجه به اینکه زمان رسیدن جریان به قله، t_{max} باید برابر مجموع زمان فاز محوری و شعاعی باشد و با در نظر گرفتن $t_a = 2t_r$ (در بیشتر مقالات پروفیسور لی از این تقریب استفاده شده است.) داریم:

$$t_{max} = t_a + t_r = 3t_r \rightarrow t_r = \frac{t_{max}}{3} = 1/11 \mu s \quad (14.4)$$

حال با داشتن t_{max} و با استفاده از رابطه (۴۱.۲) جریان ماکزیمم را $i_{max} = 1/1 \times 10^7 A$ بدست می‌آوریم و آنرا جریان مشخصه می‌نامیم. سپس با استفاده از روابط زیر که در فصل دوم بدست آوردیم، طول آند را محاسبه می‌نماییم:

$$zz = v_a \times t_a \quad (15.4)$$

$$zz = ((i_{max}/a)/\rho^{0.5})((\mu \text{Log}(c1))/((4\pi^2(c1^2 - 1)))^{0.5}t_a = 52 cm \quad (16.4)$$

در گام آخر این برنامه می‌توان با استفاده از رابطه زیر مقدار دقیقتری برای زمان فاز شعاعی بدست آورده و با استفاده از آن سرعت فاز شعاعی را محاسبه نماییم [۳۴]:

$$tr = ((4\pi)/(\mu(\gamma + 1)^{0.5}))a^2(\rho^{0.5}/i_{max}) = 0/28 \mu s \quad (17.4)$$

در رابطه بالا $\gamma = 5/3$ نسبت گرمای ویژه پلاسمای دوتریوم می‌باشد [۳۵].

$$V_r = a/tr = 348627 m/s \quad (18.4)$$

در دستگاه‌های ساخته شده دارای انرژی پایین یا متوسط، $c1$ نسبت اندازه شعاع کاتد به شعاع آند در بازه $(1/4 - 3/4)$ قرار دارد. ما در اینجا $c1 = 1/63$ را انتخاب نموده‌ایم.

۴.۱.۴ الگوریتم ۲

در برنامه دوم که در پیوست ب آمده است، مقدار ولتاژ، اندوکتانس و ضرایب لی را عوض نمودیم و از الگوریتمی متفاوت با الگوریتم ۱ به محاسبه طول آند پرداخته‌ایم. در خط‌های ۵ و ۱۵ برنامه جریان ماکزیم و دوره تناوب جریان که در واقع جریان ماکزیم و دوره تناوب یک مدار $L - C$ است را از روابط زیر بدست می‌آوریم [۳۵]:

$$i = V_0 / \sqrt{\frac{L_0}{C_0}} = 12.2 \text{ MA} \quad (19.4)$$

$$T = 2\pi \sqrt{L_0 C_0} \quad (20.4)$$

سپس با استفاده از رابطه زیر زمان فاز شعاعی را بدست می‌آوریم.

$$t_r = \left(\frac{16\pi^2}{\mu(\gamma + 1)} \right)^{1/2} \frac{\sqrt{f_m}}{f_c} \frac{a\sqrt{\rho}}{(I_0)/a} = 0.3 \mu s \quad (21.4)$$

در این برنامه $t_a + t_r = 2\pi \sqrt{L_0 C_0} \sim \sqrt{L_0 C_0}$ فرض شده است. در خط هفدهم t_a را از تفاضل دوره تناوب و زمان فاز شعاعی بدست آورده‌ایم. در خط هجدهم، با استفاده از فرمول زیر طول آند را بدست می‌آوریم.

$$Z_0 = t_a V_a = 67 \text{ cm} \quad (22.4)$$

همان‌طور که در این برنامه مشاهده می‌کنیم، طول آند با توجه به شعاع آن، $a = 11 \text{ cm}$ و دیگر پارامترهای تعیین شده در این برنامه 67 cm بدست آمده است. در خط نوزدهم و بیستم به ترتیب سرعت فاز شعاعی و محوری را برابر 384774 m/s و 227455 m/s بدست آوردیم. ما در این جا محاسبات خود را بر حسب اعداد حاصل از برنامه اول انجام می‌دهیم.

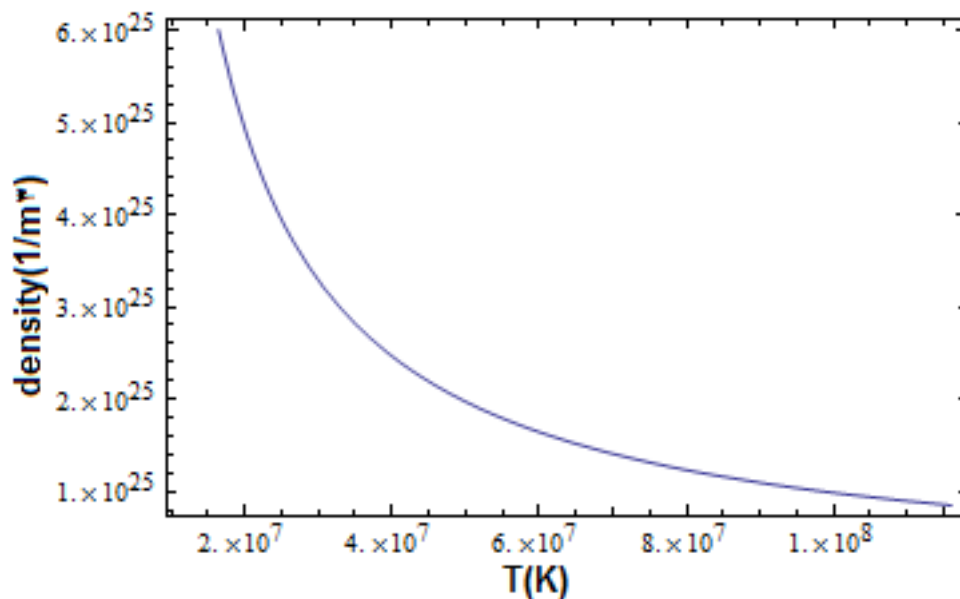
۵.۱.۴ محاسبه بهره نوترونی حاصل از دو دستگاه پلاسمای کانونی

با توجه به دما و چگالی پینچ و با نظر به گاز مورد استفاده در دستگاه انتظار داریم در زمانی که پینچ وجود دارد واکنش گداخت $D - D$ رخ دهد. برای محاسبه بهره نوترونی حاصل از واکنش گداخت دو دستگاه پلاسمای کانونی، با توجه به رابطه (۱۸۰۱) و با نظر به اینکه دستگاه حاوی گاز دوتریوم می‌باشد، از رابطه زیر استفاده می‌کنیم:

$$y = n_D^2 \langle \sigma v \rangle v_p \tau_p \quad (23.4)$$

که در این رابطه τ_p مدت زمانی است که ستون پینچ دوام آورده و ناپایداری‌ها آن را متلاشی نکرده است و v_p حجم ستون پلازما از رابطه زیر حاصل می‌شود:

$$v_p = \pi r_{min}^2 z_{max} \quad (24.4)$$



شکل ۲۰۴: نمودار تغییرات چگالی بر حسب دما

دمای پلاسمای پینچ شده در محدوده $10 - 1 \text{ keV}$ تغییر می‌کند. بنابراین با توجه به رابطه تعادل بنت^۴ در زمان پینچ پلازما چگالی دوترون‌ها به طور تقریبی به صورت زیر با دما تغییر می‌کند:

$$n = \frac{\left(\frac{\mu i}{2\pi r_{min}}\right)^2}{KT 2\mu} \quad (25.4)$$

در شکل (۲۰۴) نمودار تغییرات چگالی بر حسب دما نشان داده شده است. حال با داشتن، مقدار دمای 10 keV چگالی یون‌ها و مقدار آهنگ واکنش در این دما و جاگذاری در فرمول (۹۰۴) بهره حاصل از دو دستگاه پلاسمای کانونی 3.27×10^{14} بدست می‌آید. اگر در دستگاه از گاز $D-T$ استفاده می‌کردیم بهره حاصل برابر 7.74×10^{16} بدست می‌آمد. می‌توان با استفاده از رابطه زیر انرژی حاصل را بدست آورد:

$$E = 3.27 \times 10^{14} \times 2.45 \times 10^6 \times 1.602 \times 10^{-19} = 0.13 \text{ kJ} \quad (26.4)$$

که این انرژی حداقل انرژی حاصله را نشان می‌دهد.

۲.۴ هدف آندی تخت زیر لایه تیتانیومی که با تریتیوم لایه نشانی شده

در این قسمت قبل از توضیح فرایند مربوطه ابتدا به طور خلاصه با مفهوم کندوپاش آشنا می‌شویم.

^۴Bennett

کندوپاش

زمانی که یک پرتوی یونی، الکترونی و یا نوری با انرژی کافی بر سطح جامد فرود آید، اتم‌های تشکیل دهنده جسم از سطح آن آزاد شده و در فضا پراکنده می‌شوند که این پدیده به کندوپاش مرسوم است. این پدیده برای اولین بار در سطح داخلی ظرفی که در آن تخلیه الکتریکی انجام شده بود مشاهده شده است و در کوره‌های گداخت هسته‌ای سبب سرد شدن پلاسما می‌شود، با این حال از پدیده کندوپاش به عنوان یک روش پر مزیت برای ساختن لایه‌های نازک در صنایع الکترونیک و صنایع فلزی استفاده می‌شود. پدیده کندوپاش به نوع و انرژی ذره‌های برخورد کننده به سطح، مواد تشکیل دهنده سطح و زاویه برخورد ذره با سطح در ارتباط مستقیم است.

در فصل دوم به این نکته اشاره نمودیم که در انتهای فاز تراکم میدان مغناطیسی شروع به نفوذ در ستون پلاسما می‌کند و خیلی سریع به طور کامل در ستون پلاسما پخش می‌شود و باعث یک مقاومت پلاسمایی زیاد می‌گردد و اندوکتانس سیستم نیز افزایش می‌یابد. این تغییر سریع در اندوکتانس پلاسما یک میدان الکتریکی در ستون پلاسما تولید می‌کند. این میدان الکتریکی یون‌ها و الکترون‌ها را به ترتیب در خلاف سر آمد و در جهت سر آمد شتاب خواهد داد. در این جا ما از یون‌ها به صورت محرک در گداخت لختی و از الکترون‌ها جهت کندوپاش هدف تیتانیوم آلایش شده با تریتیوم استفاده می‌نماییم. سرعت سوق نسبی بین الکترون‌ها و یون‌ها با گذشت زمان افزایش خواهد یافت و باعث افزایش سرعت گرمایی الکترون‌ها خواهد شد.

در طراحی راکتور مورد نظر هدفی شامل زیر لایه تیتانیومی که توسط تریتیوم لایه نشانی شده و دارای ضخامت $5\mu m$ می‌باشد، بر روی سر دو آند در دو دستگاه پلاسمای کانونی قرار داده شده است. با این کار زمانی که الکترون‌های با انرژی حدود $(4-5)keV$ به سر آند برخورد می‌کنند، تریتیوم‌های موجود در هدف تخت را کنده و باعث می‌شوند یون‌های تریتیوم کنده شده با یون‌های دوترونی که با انرژی در حدود $200keV$ در فضای دستگاه حضور دارند واکنش گداخت انجام دهند که این واکنش بهره راکتور را افزایش می‌دهد.

محاسبه بهره هدف تخت

هدف ما دارای شعاع $10cm$ و ضخامت $5 \times 10^{-6}m$ می‌باشد. بنابراین دارای حجم $0.157cm^3$ است. می‌توان به طور تقریبی حجمی که تیتانیوم اشغال کرده را $0.145cm^3$ در نظر بگیریم (با توجه به در نظر گرفتن شعاع اتمی تیتانیوم و تریتیوم). حال با توجه به چگالی تیتانیوم که برابر $4.5g/cm^3$ می‌باشد، جرم تقریبی تیتانیوم به کار رفته در هدف از ضرب چگالی در حجم هدف محاسبه می‌شود که برابر $0.65g$ می‌باشد. می‌دانیم که جرم مولی تیتانیوم برابر $47.87g/mol$ است، بنابراین از تقسیم جرم تیتانیوم بر جرم مولی آن، تعداد مول‌های تیتانیوم را محاسبه می‌نماییم که برابر $0.013mol$ می‌باشد. می‌دانیم که در هر مول $10^{23} \times 6.022$ اتم وجود دارد. بنابراین با ضرب این عدد در تعداد مول‌ها تعداد اتم‌ها برابر $10^{21} \times 8.17$ بدست می‌آید و چون در هدف مزبور تعداد اتم‌های تیتانیوم نصف تعداد اتم‌های تریتیوم می‌باشد، بنابراین تعداد تریتیوم‌ها $10^{21} \times 16.3$ می‌باشد که چگالی تریتیوم‌ها در حجم

پینچ برابر $10^{26} \times 4/4$ می‌شود. ما در این جا به محاسبه تقریبی بهره‌ای که هدف تخت تولید می‌کند می‌پردازیم. فرمول محاسبه بهره برای واکنش $D - T$ به صورت زیر است [۳۷]:

$$y = n_D n_T \langle \sigma v \rangle v \tau_p \quad (27.4)$$

در این رابطه v حجمی است که در آن واکنش $D - T$ رخ می‌دهد. در این جا این حجم را به طور تقریبی از ضرب مساحت کاتد در $(z_{max} + 5)mm$ برابر $12/9 \times 10^{-3} m^3$ بدست آورده‌ایم. در قسمت قبل گفتیم که حداقل انرژی یون‌های دوترونی که با تریتیوم‌های کنده شده از هدف تخت برخورد می‌کنند برابر $200 keV$ می‌باشد، که طبق رابطه $E = \frac{1}{2}mv^2$ و با دانستن جرم یون‌های دوترون، سرعت حداقل این یون‌ها برابر $4/37 \times 10^6 m/s$ بدست می‌آید. با توجه به انرژی دوترون‌ها آهنگ واکنش برابر $0/628 \times 10^{-21} m^3/s$ به دست می‌آید که با جایگذاری این مقدار و همچنین حجم ناحیه برخورد و چگالی یون‌ها در رابطه 260.4 بهره نوترونی تقریباً برابر $10^{10} \times 24$ حاصل می‌شود. انرژی حاصل نیز به صورت زیر بدست می‌آید.

$$E = 48 \times 10^{10} \times 14/1 \times 10^6 \times 1/602 \times 10^{-19} = 1/1 J \quad (28.4)$$

۳.۴ طراحی هدف گداخت لختی و محاسبه بهره آن

این قسمت از کار دارای بالاترین بهره می‌باشد، و در واقع افزایش بهره با تغییر طراحی هدف گداخت لختی حاصل می‌شود. محرک مورد استفاده برای هدف کروی گداخت لختی در واقع یون‌های سبک دوترونی است که توسط دو دستگاه پلاسمای کانونی که در قسمت قبل طراحی شدند، تولید می‌شود. در این جا ما به دلیل یکنواخت شدن تابش روی هدف گداخت لختی از روش محرک غیرمستقیم استفاده می‌کنیم. برای بدست آوردن انرژی پرتوی یون‌های سبک می‌توان از رابطه زیر استفاده نمود:

$$E = \frac{1}{2} LI^2 \quad (29.4)$$

که در این رابطه L اندوکتانس پلازما در فاز شعاعی می‌باشد که از رابطه زیر محاسبه می‌شود:

$$L = \frac{\mu}{2\pi} Z \ln C + \frac{\mu}{2\pi} z_f \ln(b/r_p) \quad (30.4)$$

جریان در رابطه (۱۵۰۴) را از رابطه (۳۵۰۲) در زمان $(t_{max} + 30 ns)$ محاسبه می‌نماییم. (به دلیل اینکه پرتو ما یک پرتو کاملاً یونی باشد) و در نهایت انرژی پرتوی یون‌های سبک برابر $4/8 MJ$ به دست می‌آید که به دلیل استفاده از دو دستگاه پلاسمای کانونی انرژی که به هولرام می‌رسد برابر $9/6 MJ$ می‌باشد. حال برای بدست آوردن توان واحد سطح باریکه یونی با احتساب زمان تابش $40 ns$ می‌توان از رابطه زیر استفاده نمود:

$$S = \frac{E}{\pi r m^2 40 \times 10^{-9}} = 1/32391 TW/cm^2 \quad (31.4)$$

که در اینجا $rm \sim 3$ می باشد. از ضرب سرعت فاز شعاعی ($348598 m/s$) در زمانی که جریان به کار برده شده در رابطه (150.4) محاسبه شده، $(t_{max} + 30 ns)$ مسافتی که پینچ پلاسمای طی کرده است محاسبه می شود. که در اینجا پینچ در زمان $(t_{max} + 30 ns)$ تقریباً $1 cm$ از سر آمد دور شده است.

۴.۴ هدف گداخت لختی

قبل از طراحی هدف گداخت لختی بهتر است با روند کنونی تحقیقات مربوط به اثر یون های سبک بر هدف و برخی از قوانین فیزیکی حاکم آشنایی پیدا کنیم.

۱.۴.۴ روند کنونی تحقیقات مربوط به اثر یون های سبک بر هدف گداخت لختی

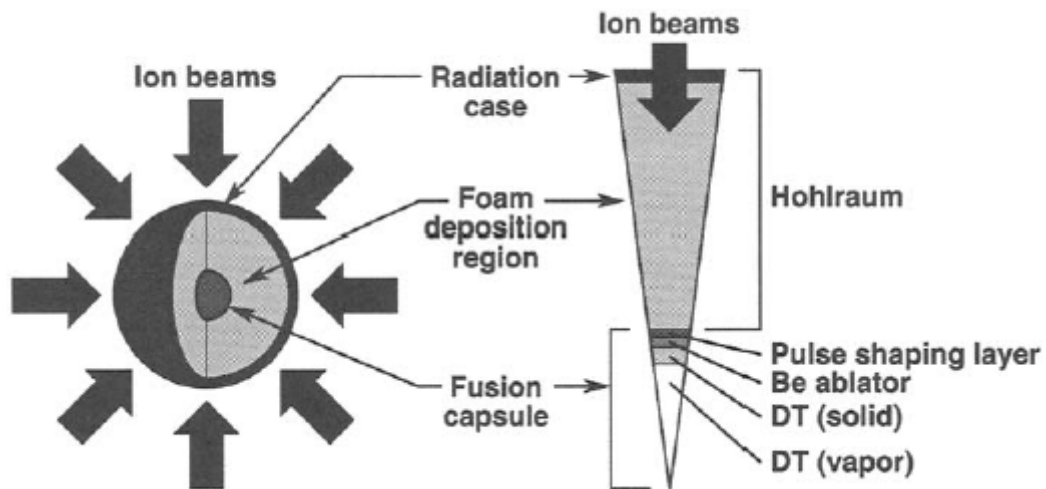
هدفی که با محرک های غیر مستقیم یونی سبک به کار می رود. تفاوت های زیادی را با انواع دیگر هدف ها دارد. کپسول گداخت درون کاواکی که با فوم پر شده است، قرار می گیرد. یون ها در دیواره کاواک متمرکز شده و قسمت عمده انرژی شان را در فوم با چگالی پایین که انرژی یون ها را به اشعه ایکس نرم تبدیل می کند، منتقل می کنند. سپس اشعه های ایکس به دام افتاده درون کاواک به طور متقارن برای انفجار کپسول گداخت به سطح کپسول می تابند. در اینجا مواردی وجود دارد که برای پیدا نمودن طرحی بهینه برای هدف یونی باید به کار برد:

۱- یون ها باید دارای آن میزان انرژی باشند که برای نفوذ در دیواره کاواک کافی باشد و همچنین این انرژی آنقدر کم باشد که بطور کامل در فوم با چگالی پایین متوقف شده و به تابش تبدیل شود.

۲- چگالی فوم درون کاواک باید آنقدر زیاد باشد که بتواند باریکه های یونی را متوقف کرده و انرژی شان را به تابش تبدیل کند و آنقدر هم باید کوچک باشد که در برابر تابش اشعه ایکس به دام افتاده، شفاف باشد.

۳- دیواره کاواک که از موادی با عدد اتمی بالاست، باید به قدر کافی برای نگه داشتن تابش در مقیاس زمانی انفجار کپسول ضخیم باشد، اما تا اندازه ای هم که امکان ورود باریکه های یونی به درونش را فراهم کند، نازک باشد.

۴- قطر کاواک نیز باید به اندازه ای بزرگ باشد که محرک، اشعه ایکس به قدر کافی یکنواخت تولید کند، اما نه آنقدر بزرگ که اتلاف را به مقدار زیادی برساند. برای هدف های مورد استفاده در نیروگاه گداخت لختی، قطر کاواک تقریباً $1/5 cm$ است و لایه نازکی از مواد با عدد اتمی بالا همانند سرب یا طلا در آن بکار می رود. فوم با عدد اتمی پایین می تواند از ترکیبات هیدروکربن CH یا فوم C خالص با چگالی $(5 - 30) \frac{mg}{cm^3}$ تشکیل شود. برای رسیدن به کپسول گداخت لختی با بهره بالا، کاواک به انرژی باریکه یونی کل $(4 - 6) MJ$ (با توان بیشینه باریکه یونی $(300 - 500) TW$) و توان ویژه انباشت در فوم $(1000 - 8000) TW/g$ نیازمند است. در شکل (۳۰۴) یک نمونه هدف طراحی شده برای محرک یون سبک لیتیم را مشاهده می کنید.



شکل ۳.۴: هدف طراحی شده برای محرک یون سبک لیتیم

۲.۴.۴ بهره انرژی قابل دسترسی

بهره انرژی یک گوی هدف گداخت لختی به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$G = \frac{W_F}{W_d} \quad (۳۲.۴)$$

که در آن W_F و W_d به ترتیب انرژی تولید شده از واکنش گداخت لختی و انرژی فرودی باریکه محرک می‌باشد. اگر داشته باشیم:

m = جرم نهایی سوخت

m_h = جرم مرکز داغ سوخت در اثر احتراق

W_f = انرژی گداخت آزاد شده در هر واحد جرم هدف سوخته شده که تقریباً برابر با $۳/۳۷ \times ۱۰^{۱۴} \frac{J}{Kg}$ می‌باشد.

W_c = انرژی مورد نیاز هر واحد جرم هدف برای تراکم سوخت تا چگالی مورد نیاز جهت احتراق

W_h = انرژی اضافی مورد نیاز هر واحد جرم برای گرمایش مرکز داغ سوخت تا دمای احتراق ($\sim ۵Kev$) که تقریباً برابر با $۵/۸ \times ۱۰^{۱۱} \frac{J}{Kg}$ می‌باشد.

η_c = بازدهی تزویج که به صورت انرژی وارد شده به سوخت جهت تراکم و گرمایش تقسیم بر انرژی فرودی باریکه محرک تعریف می‌شود.

در این صورت می‌توانیم بنویسیم:

$$\eta_c W_d = m W_c + m_h W_h \quad (۳۳.۴)$$

با جایگذاری این روابط در رابطه (۳۱.۴) خواهیم داشت:

$$G = \frac{\eta_c f_b W_f}{W_c + (m_h/m) W_h} \quad (۳۴.۴)$$

مقادیر بیشینه معمول عبارتند از: $\eta_c \leq 0.15$ و $f_b \leq 0.4$. انرژی کمینه مورد نیاز برای تراکم انرژی فرمی نامیده می‌شود و به صورت زیر است:

$$W_f = W_{f_0} (\rho/\rho_s)^{2/3} \quad (35.4)$$

که $W_{f_0} = 1.1 \times 10^8 J/Kg$ و $\rho_s = 0.213 g/cm^3$ چگالی سوخت جامد DT در فشار اتمسفر می‌باشد (در یک راکتور $\rho \geq 1000 \rho_s$ است). آهنگ W_c/W_f را آنتروپی ثابت تراکم می‌نامیم. مقادیر قابل دستیابی W_c/W_f بین ۲ تا ۱۰ می‌باشد. می‌دانیم برد ذره آلفا چنانچه $T_e \sim 10 KeV$ و $\rho/\rho_s \sim 1000$ باشد، از رابطه زیر بدست می‌آید:

$$R_\alpha \cong \frac{0.3}{\rho} = 1/4 \rho_s / \rho (cm) \quad (36.4)$$

اکنون R_h را به عنوان شعاع ناحیه گرم شده سوخت تعریف می‌کنیم. برای رسیدن به احتراق، لازم است که $R_h \geq R_\alpha$ باشد (به دلیل اینکه حضور ذرات آلفا باعث گرمایش و احتراق سوخت گردد). چنانچه V_r سرعت شعاعی تراکم و δV سرعت مماسی المانی از پوسته (عمود بر V_r) باشد، داریم:

$$R_h \geq \left(\frac{\delta V}{V_r}\right) R_0 \quad (37.4)$$

که R_0 شعاع اولیه سوخت (قبل از تراکم) می‌باشد. بنابراین شعاع کمینه سوخت گرم شده برابر $1/4 \rho_s / \rho$ و شعاع بیشینه آن برابر $\left(\frac{\delta V}{V_r}\right) R_0$ می‌باشد. کسر گرم شده جرم هدف برابر است با:

$$\frac{m_h}{m} = \frac{\left(\frac{4\pi}{3}\right) \rho R_h^3}{4\pi \rho_0 R_0^2 \Delta R_0} \quad (38.4)$$

که ΔR_0 ضخامت اولیه پوسته نازک و کروی شکل سوخت و ρ_0 چگالی اولیه سوخت می‌باشد. بین شعاع سوخت متراکم شده و شعاع اولیه هدف رابطه زیر برقرار است [۳۶]:

$$\frac{4\pi}{3} R^3 \rho = 4\pi R_0^2 \Delta R_0 \rho_s \Rightarrow R/R_0 = [3(\rho_s/\rho)(\Delta R_0/R_0)]^{1/3} \quad (39.4)$$

۳.۴.۴ طراحی هدف گداخت لختی

هدف ما به صورتی که در شکل (۴۰.۴) نشان داده شده طراحی شده است. با توجه به شکل (۴۰.۴) مشاهده می‌کنیم که کپسول درون هولرامی متشکل از لایه نازکی از طلا که با فوم CH با چگالی $5 mg/cm^3$ پر شده، قرار گرفته است. هولرام طوری طراحی می‌شود که ۱۰٪ انرژی باریکه یون سبک ($0.96 MeV$) را به اشعه ایکس تبدیل می‌کند. لایه بعدی DT جامد می‌باشد که شعاع و ضخامت آن در ادامه محاسبه خواهد شد و آخرین لایه خلاء می‌باشد.

۴.۴.۴ محاسبات مربوط به ساچمه سوخت داخل فوم

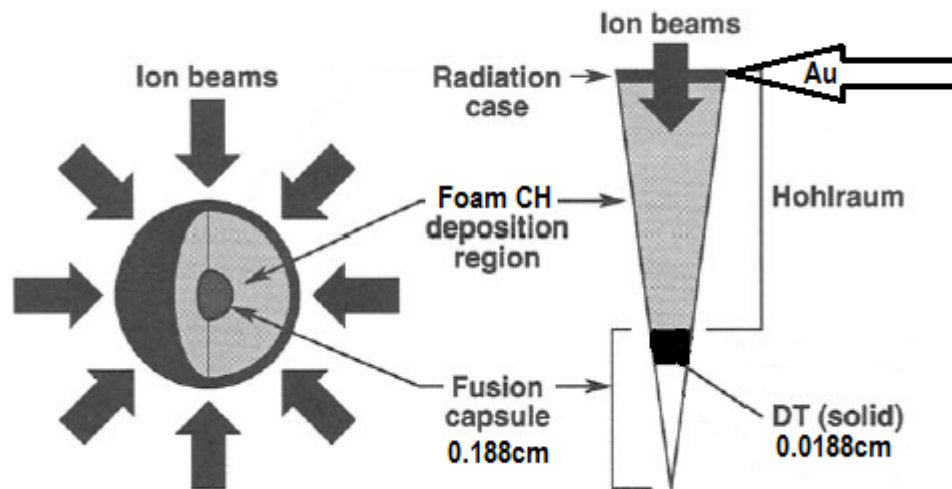
از آن جا که محاسبات مربوط به لایه‌های مختلف هدف گداخت لختی با در نظر گرفتن تمام شرایط فیزیکی کاری دقیق و مشکل می‌باشد بنابراین طراحان معمولاً کدهای شبیه‌سازی را نوشته و یا از کدهای موجود استفاده می‌نمایند. در این جا نیز بدست آوردن پارامترهای مورد نیاز هدف کاری تخصصی و وسیع‌تر از یک فصل پایان‌نامه را می‌طلبد. بنابراین ما با توجه به طراحی و فرضیاتی که در کتاب Fusion research در بازه‌ای از انرژی محرک که تقریباً در محدوده انرژی محرک ماست به محاسبه لایه سوخت پرداخته‌ایم. در این جا محاسبات مربوط به گوی هدف سوختی که در داخل فوم قرار دارد به دو روش انجام گرفته است.

در روش اول، با فرض داشتن مقادیر، $\rho/\rho_s = 1000$ (این رابطه نشان دهنده این است که چگالی یون‌های $D-T$ در هنگام تراکم ساچمه 1000 برابر چگالی سوخت $D-T$ جامد است.) $W_c/W_f = 4$ (در بخش (۲۰۴۰۲) به این نکته اشاره کردیم که مقادیر قابل دستیابی W_c/W_f بین ۲ تا ۱۰ می‌باشد، در اینجا ما وسط این بازه را در نظر گرفته‌ایم.) $\rho R_h = 0.4 \frac{g}{cm^2}$ (با توجه به توضیحات بخش (۲۰۴۰۲) داریم $\rho R_h \geq 0.3 g/cm^2$ که در اینجا مقدار $\rho R_h = 0.4 g/cm^2$ را اختیار کرده‌ایم) $\delta V/V_r = 0.01$ $\eta_c = 0.1$ ، $\frac{\Delta R_o}{R_o} = 0.1$ و انرژی محرک $0.96 MJ$ به محاسبه مقادیر مورد نظر می‌پردازیم. با توجه به فرضیات و با داشتن $\rho_s = 0.213 g/cm^3$ آنگاه $\rho = 213 g/cm^3$ و $R_h = 1.88 \times 10^{-3} cm$ حاصل می‌شود. همچنین با توجه به $R_h \geq (\frac{\delta V}{V}) R_o$ خواهیم داشت: $R_o \leq 0.188 cm$ (شعاع DT جامد). ما بزرگترین مقدار را در نظر می‌گیریم، بنابراین ضخامت لایه سوخت برابر $\Delta R_o = 0.0188 cm$ و $m = 4\pi R_o^2 \Delta R_o \rho_s = 1.77 \times 10^{-3} g$ است. با توجه به معادلات (۳۸۰۴) و (۳۷۰۴) به ترتیب $\frac{m_h}{m} = (\frac{R_h}{R})^3 = 3.22 \times 10^{-3}$ و $R = 1.26 \times 10^{-2} cm$ حاصل می‌شود. از معادله (۳۴۰۴) داریم: $W_f = 1.1 \times 10^{10} J/Kg$. بنابراین: $W_c = 4.4 \times 10^{10} J/Kg$. با اثر دادن $\rho R = 2.68 g/cm^2$ بدست می‌آید که با توجه به رابطه (۳۳۰۴) $G \sim 144$ ، بدست می‌آید و انرژی حاصل از فرآیند گداخت $0.13 GJ$ حاصل می‌شود.

در روش دوم از روش وارون استفاده می‌کنیم، یعنی ابتدا بهره و کسر سوخت مورد نظر را مشخص کرده و سپس با توجه به مقادیر ذکر شده به محاسبات می‌پردازیم. فرضیات این روش عبارتند از $W_c = 5.5 \times 10^{10} J/Kg$ ، $G = 120$ ، $R_o = 0.188 cm$ و بقیه فرضیات مانند روش اول است. با توجه به این که می‌توان میزان انرژی آزاد شده در واکنش گداخت را از رابطه $E_f = f_b m W_f$ بدست آورد، می‌توان جرم سوخت $D-T$ مورد نیاز را محاسبه نمود که برابر $1.7 mg$ به دست می‌آید. حال با توجه به داشتن R_o و چگالی سوخت جامد به حل معادله زیر پرداخته و ضخامت سوخت جامد را به دست می‌آوریم.

$$(4/3)\pi\rho_s((0.188 + d)^3 - (0.188)^3) = m \quad (40.4)$$

در این رابطه $d = 0.168$ اندازه ضخامت سوخت را نشان می‌دهد. حال با توجه به رابطه (۳۸۰۴) شعاع ساچمه تراکم یافته را برابر $0.12 m$ به دست می‌آوریم. در این روش انرژی آزاد شده از گداخت



شکل ۴.۴: هدف طراحی شده برای محرک یون سبک دوتریوم

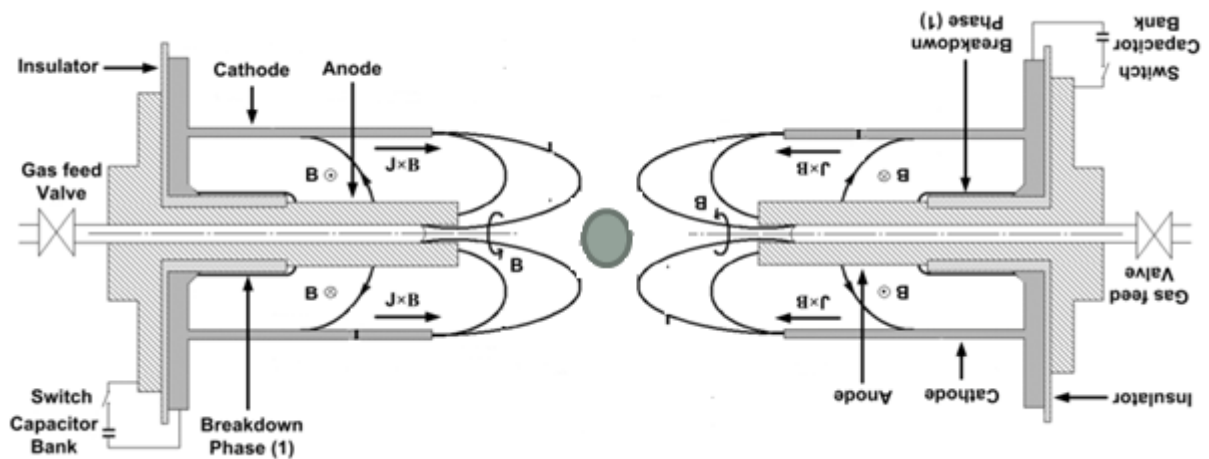
برابر $13\text{GJ}/\text{cm}^2$ بدست می‌آید.

۵.۴ نتیجه‌گیری

در این پایان‌نامه، ما به مطالعه و بررسی راکتور آزمایشی گداخت هسته‌ای کوچک با استفاده از روش محصور سازی اینرسی پرداخته‌ایم. راکتور مورد نظر، در سه گام به صورتی طراحی شده که شرایط لازم را جهت دستیابی به نقطه پایاپای و حتی بیشتر را دارد.

گام اول - طراحی دستگاه پلاسمای کانونی و محاسبه بهره نوترون و انرژی حاصل از آن.
در این مرحله با استفاده از دو روش، دو دستگاه پلاسمای کانونی با انرژی 6MJ طراحی شد. که به ترتیب دارای شعاع آند 11cm ، شعاع کاتد 17.25cm ، طول آند 67cm ، 52cm ولتاژ 250KV ، 200KV و اندوکتانس 40nH ، 35nH می‌باشند. سپس از اولین طراحی دستگاه پلاسمای کانونی در راکتور استفاده نموده و محاسبات بهره نوترون را بر پایه آن بدست آوردیم که بهره نوترونی $10^{14} \times 3/27$ و انرژی $13\text{KJ}/\text{cm}^2$ حاصل از پینچ دو دستگاه پلاسمای کانونی هم سان بدست آمد.

گام دوم - افزایش بهره با استفاده از هدف آندی تخت ($Ti - T$) و محاسبه بهره نوترون و انرژی حاصل از آن. در این گام از دو هدف تخت ($Ti - T$)، دارای شعاع 10cm و ضخامت $5\mu\text{m}$ که بر روی سر آند دو دستگاه پلاسمای کانونی تعبیه شده است، می‌توان به بهره نوترونی و انرژی دست یافت.
گام سوم - طراحی هدف گداخت لختی و محاسبه بهره نوترون و انرژی حاصل از آن. در این گام یک ساچمه سوخت غیر مستقیم طراحی شد که از پرتوی یون‌های سبک حاصل از دو دستگاه پلاسمای کانونی به عنوان محرک گداخت لختی این ساچمه استفاده می‌شود. با محاسبات انجام شده به این نتیجه رسیدیم که از این هدف انرژی برابر $13\text{GJ}/\text{cm}^2$ حاصل می‌شود.



شکل ۵.۴: نمایشی از دستگاه طراحی شده

با جمع انرژی‌های حاصل از هر مرحله ($130000 KJ = 130 \times 10^3 + 1/1 \times 10^{-3} = 130000 KJ$) به انرژی معادل $130000 KJ$ دست می‌یابیم که با توجه به انرژی ورودی $6 MJ$ مشاهده می‌کنیم که به هدف این پایان‌نامه یعنی رسیدن به شرایط حد سربه سر رسیده و حتی یک گام فراتر رفته و انرژی بیشتری نیز به دست آورده‌ایم. در شکل (۵.۴) طرحی از دستگاه نشان داده شده است.

۶.۴ پیشنهادات

- در این پایان‌نامه در طراحی راکتور مورد نظر از دو دستگاه پلاسمای کانونی استفاده نمودیم و به بهره نسبتاً خوبی دست یافتیم. می‌توان برای بالا بردن بهره از دستگاه‌های پلاسمای کانونی زیادی که روی محور دایره‌ای که در مرکز آن هدف گداخت لختی وجود دارد استفاده نمود. افزودن درصد مناسبی از یک گاز سنگین مانند کریپتون به گاز داخل دستگاه باعث افزایش بهره نوترونی می‌گردد. افزایش نوترون‌دهی دستگاه تا حدود $3/5$ برابر به این روش مشاهده شده است.

پیوست آ

برنامه الگوریتم ۱

```
In[1]:= v = 200000
l = 35*10^-9
e = 3*10^6
c = (2 e)/v^2
i = v/Sqrt[l/c]
f = 0.7
\[Tau] = 2 \[Pi] Sqrt[l c]
\[Omega]n = (2 \[Pi])/\[Tau]
\[Alpha] = -(\[Omega]n Log[f])/\[Pi]
r0 = 2 \[Alpha] l
\[Tau] = 4 \[Pi] l Sqrt[(c/(4 l - (r0^2 c)))]
\[Omega]n = (2 \[Pi])/\[Tau]
\[Chi] = \[Omega]n/\[Alpha]
\[Beta]1 = ArcTan[\[Chi]]
tmax = \[Beta]1/\[Omega]n
tr = tmax/3
imax = (v/Sqrt[l/c]) f^(\[Beta]1/\[Pi])
it = v/(\[Omega]n l) e^-(\[Alpha] tt) Sin[\[Omega]n tt]
\[Rho] = 2.15*10^-3
c1 = 1.63
\[Mu] = 4*\[Pi]*10^-7
\[Gamma] = 5/3
```

```

a = 0.1
ta = 2 tr
zz = ((imax/a)/\[Rho]^0.5)*((\[Mu] Log[c1] )/(4 \[Pi]^2 (c1^2 - 1)))^0.5 *ta
tr = ((4*\[Pi])/(\[Mu]*(\[Gamma] + 1))^0.5)*a^2*(\[Rho]^0.5/imax)
vr = a/tr
va = zz/ta
Out[1]= 200000
Out[2]= 7/200000000
Out[3]= 3000000
Out[4]= 3/20000
Out[5]= 20000000 Sqrt[3/7]
Out[6]= 0.7
Out[7]= (Sqrt[21] \[Pi])/1000000
Out[8]= 2000000/Sqrt[21]
Out[9]= 49549.9
Out[10]= 0.0034685
Out[11]= 0.0000144903
Out[12]= 433614.
Out[13]= 8.75105
Out[14]= 1.45702
Out[15]= 3.36017*10^-6
Out[16]= 1.12006*10^-6
Out[17]= 1.10969*10^7
Out[18]= 1.31783*10^7 3000000^(-49549.9 tt) Sin[433614. tt]
Out[19]= 0.00215
Out[20]= 1.63
Out[21]= \[Pi]/2500000
Out[22]= 5/3
Out[23]= 0.1
Out[24]= 2.24012*10^-6
Out[25]= 0.519394
Out[26]= 2.8684*10^-7
Out[27]= 348627.
Out[28]= 231860.

```

پیوست ب

برنامه الگوریتم ۲

```

In[69]:= v = 250000
l = 40*10^-9
e = 3*10^6
c0 = (2 e)/v^2
i = v/Sqrt[l/c0]
\rho = 2.15*10^-3
fm = 0.15
fmr = 0.35
fc = 0.65
fcr = 0.6
c = 1.5
\Mu = 4*\[Pi]*10^-7
\Gamma = 5/3
a = 0.11
qp = Sqrt[l c0]
tr = ((4*\[Pi])/(\[Mu]*(\Gamma + 1))^0.5)* a^2*(\rho^0.5/i)*(Sqrt[fmr]/fcr)
ta = qp - tr
zz = ((i/a)/\rho^0.5)*((\Mu Log[c])/(4 \[Pi]^2 (c^2 - 1)))^0.5 *ta*(fc /Sqrt[fm] )
va = zz/ta
vr = a/tr
Out[69]= 250000
Out[70]= 1/25000000
Out[71]= 3000000
Out[72]= 3/31250

```



```
Out[73]= 5000000 Sqrt[6]
Out[74]= 0.00215
Out[75]= 0.15
Out[76]= 0.35
Out[77]= 0.65
Out[78]= 0.6
Out[79]= 1.5
Out[80]= \[Pi]/2500000
Out[81]= 5/3
Out[82]= 0.11
Out[83]= Sqrt[3/2]/625000
Out[84]= 3.10072*10^-7
Out[85]= 1.64952*10^-6
Out[86]= 0.67547
Out[87]= 409495.
Out[88]= 354757.
```

مراجع

- [1] دبلیو - جی هوگان، توماس دولان، وی - اس - روزانوف، اس - جی - پایت، دبلیو - آر - مایر، ۱۳۸۸ ، انرژی هسته‌ای توسط محصورسازی گداخت لختی، چاپ اول، انتشارات دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، ص ۱۱
- [2] دبلیو - جی هوگان، توماس دولان، وی - اس - روزانوف، اس - جی - پایت، دبلیو - آر - مایر، ۱۳۸۸ ، انرژی هسته‌ای توسط محصورسازی گداخت لختی، چاپ اول، انتشارات دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، ص ۱ پیشگفتار
- [3] کنت اس . کرین، ۱۳۷۹ ، فیزیک جدید، منیژه رهبر، بهرام معلمی، چاپ اول، مرکز نشر دانشگاهی، تهران، ص ۵۶۵
- [4] فرانسیس اف. چن، ۱۳۸۷، آشنایی با فیزیک پلاسما و همجوشی کنترل شده ، جلد اول، دکتر حسن مهدیان، اسماعیل نامور، چاپ اول، مرکز نشر دانشگاهی، ص ۹
- [5] کاشیرو - نیو، ۱۳۷۴ ، گداخت هسته‌ای، جلد اول، دکتر رضا امراللهی، چاپ اول، سازمان انرژی اتمی ایران، تهران، ص ۲۵
- [6] کنت اس . کرین، ۱۳۷۹ ، فیزیک جدید، منیژه رهبر، بهرام معلمی، چاپ اول، مرکز نشر دانشگاهی، تهران، ص ۵۶۹
- [7] جان ار. ریتس، فردریک جی. میلفورد، رابرت دبلیو، کریستی، ۱۳۸۳، مبانی نظریه الکترومغناطیس، جلد اول، جلال صمیمی ، ابوالقاسم جمشیدی، مسیب جمشیدی پور، ناصر علیزاده قمصری، چاپ دهم، مرکز نشر دانشگاهی، تهران، ص ۴۳۲
- [8] کاشیرو - نیو، ۱۳۷۴ ، گداخت هسته‌ای، جلد اول، دکتر رضا امراللهی، چاپ اول، سازمان انرژی اتمی ایران، تهران، ص ۶۹
- [9] Krompholz H, Ruhl F, Schneider W, Schonbach K, Herziger G, 1981 Phys. Lett A, 82 (1981)84-90.
- [10] Schmidt H, 1987, In Proc.2nd Latin American Workshop on Plasma phys. and Contr. Thermonucl. Fusion, Medellin, vol. 12 (1987) p.1.
- [11] Dognes A, Herziger G, Krompholz H, Ruhl F, Schonbach K, 1980 Phys.Lett. A77 (1980) 246-252

- [12] Bostik W.H, Grunberger L, Prior W, 1969, in proc .3th Europ. Conf. on Contr. Fusion and Plasma Phys, Utrecht, 1 (1969) 120.
- [13] R. H. Majeed, M. K. Jassim, F. M. Hady, **2012**, Study the Effect of Fuel Pressure on the Operating and Phases Parameters For PF400J Dense Plasma Focus Device, **Ibn Al-Haitham Journal**, **2**, **25**, pp1-14
- [14]
- [15] اطاعتی، غ، ۱۳۸۹، رساله دکترا، بررسی گسیل پرتوهای ایکس نرم، سخت و یون در دستگاه پلاسمای کانونی نوع مدر، دانشکده مهندسی هسته‌ای فیزیک، دانشگاه صنعتی امیرکبیر
- [16] حسین نژاد، م، ۱۳۹۰، پایان نامه ارشد: لایه نشانی نیتريدیهای فلزی بر روی استیل بوسیله دستگاه پلاسمای کانونی، دانشکده فیزیک، دانشگاه آزاد اسلامی واحد علوم و تحقیقات تهران.
- [17] A.E. Mohamed, A.E. Abdou, M.I. Ismail, S. Lee, S.H. Saw, 2012, Current Sheet Axial Dynamics of 2.5 KJ KSU-DPF Under High Pressure Regime, **IEEE**, **40**, **10**, pp:2736 - 2740
- [18] C. Moreno et al., Industrial Applications of Plasma Focus Radiation, Brazilian Journal of Physics, vol. 32, no. 1 (2002).
- [19] W. Kies, Plasma Focus Physics and Technology, Second Tropical College on Applied Physics, Malaysia (1986).
- [20] دبلیو - جی هوگان، توماس دولان، وی-اس-روزانوف، اس - جی - پات، دبلیو-آر - مایر، ۱۳۸۸، انرژی هسته‌ای توسط محصورسازی گداخت لختی، چاپ اول، انتشارات دانشگاه امیرکبیر، تهران، ص ۷۵
- [21] Dolan, Thomass James, 1939, Fusion research, pp.443
- [22] دبلیو - جی هوگان، توماس دولان، وی-اس-روزانوف، اس - جی - پات، دبلیو-آر - مایر، ۱۳۸۸، انرژی هسته‌ای توسط محصورسازی گداخت لختی، چاپ اول، انتشارات دانشگاه امیرکبیر، تهران، ص ۸۹
- [23] فرانسیس اف. چن، ۱۳۸۷، آشنایی با فیزیک پلاسما و همجوشی کنترل شده، جلد اول، دکتر حسن مهدیان، اسماعیل نامور، چاپ اول، مرکز نشر دانشگاهی، صفحه ۲۲۰
- [24] Dolan, Thomass James, 1939, **Fusion research**, pp.460.
- [25] Dolan, Thomass James, 1939, **Fusion research**, pp.461.
- [26] Dolan, Thomass James, 1939, **Fusion research**, pp.462.
- [27] Dolan, Thomass James, 1939, **Fusion research**, pp.446

- [28] دبلیو - جی هوگان، توماس دولان، وی - اس - روزانوف، اس - جی - پایت، دبلیو - آر - مایر، ۱۳۸۸، انرژی هسته‌ای توسط محصورسازی گداخت لختی، چاپ اول، انتشارات دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، ص ۷۳
- [29] Dolan, Thomass James, 1939, **Fusion research**, pp.463
- [30] دبلیو - جی هوگان، توماس دولان، وی - اس - روزانوف، اس - جی - پایت، دبلیو - آر - مایر، ۱۳۸۸، انرژی هسته‌ای توسط محصورسازی گداخت لختی، چاپ اول، انتشارات دانشگاه صنعتی امیرکبیر، تهران، ص ۱۱۶
- [31] Lee,S.and A. Serban,Dimensions and life time of plasma focus pinch.plasma Science,IEEE Transactions on,1996.24(3):p.1101-1105
- [32] Mohamed, Amgad E.; Abdou, Ali E.; Ismail, Mohamed I.; Lee, S.; Saw, S. H, 2012, **Current Sheet Axial Dynamics of 2.5-kJ KSU-DPF Under High-Pressure Regime**, IEEE Transactions on Plasma Science, vol. 40, issue 10, pp. 2736-2740
- [33] leeta
- [34] Sing Lee , Adrian Serban, (1996), Dimensions and Lifetime of the Plasma Focus Pinch, IEEE Transactions on plasma Science, 24(3):p.1101-1105
- [35] S. M. Sadat Kiai, S. Adlparvar, S. Sheibani, M. Elahi, A. Safarien, S. Farhangi, A. R. Zirak, S. Alhooie, B. N. Mortazavi, M. M. Khalaj, A. R. Khanchi, A. A. Dabirzadeh, A. Kashani, F. Zahedi, (2010), Design a 10 kJ IS Mather Type Plasma Focus for Solid Target Activation to Produce Short-Lived Radioisotopes $^{12}\text{C}(d,n)^{13}\text{N}$, J Fusion Energ, 29:421– 426
- [36] Dolan, Thomass James, 1939, **Fusion research**, pp.448
- [37] A. Asle-Zaeem, S. M. Sadat kiai, M. Sedaghatizadeh, A. Talaei, 2010, **Plasma Focus Device as a Breeder of 14.66 MeV Protons to Produce Short-Lived Radioisotopes**, Fusion Energ,vol. 29, pp.165–167
- [38] S. M. Sadat Kiai, S. Adlparvar, A. Zirak, Samira Alhooie, M. Elahi, S. Sheibani, A. Safarien, S. Farhangi, A. A. Dabirzadeh, M. M. Khalaj, M. S. Mahlooji, S. KaKaei, A. Talaei, A. Kashani, H. Tajik Ahmadi, F. Zahedi, 2010, **Paul Ion Trap as a Diagnostic for Plasma Focus**, Fusion Energ, vol.29, pp.100–102
- [39] S. M. Sadat Kiai, A. Talaei, S. Adlparvar, A. Zirak, M. Elahi, A. Safarian, S. Farhangi, S. Alhooie, A. A. Dabirzadeh, M. M. Khalaj, M. S. Mahlooji, M. Talaei, S. KaKaei, S. Sheibani, A. Kashani, F. Zahedi, 2010, **Study the Output Characteristics of a 90 kJ Filippove-Type Plasma Focus**, Fusion Energ, vol.29, pp.307–311

- [40] S. M. Sadat Kiai, M. Elahi, S. Adlparvar, E. Shahhoseini, S. Sheibani, H. Ranjber akivaj, S. Alhooie, A. Safarien, S. Farhangi, N. Aghaei, S. Amini, M. M. Khalaj, A. R. Zirak, A. A. Dabirzadeh, J. Soleimani, F. Torkzadeh, M. M. Mousazadeh, K. Moradi, M. Abdollahzadeh, A. Talaei, A. A. Zaeem, A. Moslehi, A. Kashani, A. R. Babazadeh, F. Bagiyan, M. Ardestani, A. Roozbahani, H. Pourbeigi, H. Tajik Ahmadi, M. A. Ahmadifaghieh, M. S. Mahlooji, B. N. Mortazavi, F. Zahedi, 2011, **Preliminary Results of IS Plasma Focus as a Breeder of Short-Lived Radioisotopes $^{12}\text{C}(\text{d},\text{n})^{13}\text{N}$** , Fusion Energ, vol.30, pp.111–115
- [41] Lee, S. **Characterising the Plasma Focus Pinch and Speed Enhancing the Neutron Yield** International Cooperation Bilateral Seminars (Vol 34), , pp. 27-33.

Aabstract

In this thesis, the small nuclear Fusion experimental reactor using inertial confinement is studied. The reactor is designed to take the necessary condition to achieve break-even condition. Here, using physical concepts related to nuclear fusion, first two Mather type plasma focus device, each with a voltage of 200 kV and an energy of 3 MJ have been designed. Then, using physical relations related to inertial confinement fusion, an indirect target is designed. The target consisting of a thin layer of solid DT fuel is located inside hohlraum consisting of a thin layer of gold filled with foam CH. Next, it is used the light ion beams from plasma focus device, each with an energy of 4.8 MJ, for light ions driver for designed spherical target. In the next step for increasing energy, we have designed two Titanium Tritide target. Finally, using the total energy from fusion reactor in different parts of our energy we obtain one energy more than the break-even conditions.

keyword:

Reactor - Nuclear Fusion - Plasma Focus Devices - Inertial Confinement - Magnetized Confinement



Technology University of Shahrood
Faculty Of Physics Sciences

Dissertation Submitted in Partial
Fulfillment of The Requirements For The
Degree of Master of Science in
atomic and molecular Physics

**Study of feasibility of designing an
experimental inertial confinement fusion
reactor with break-even condition**

Supervisor

**Dr. H. Tavakoli Anbaran and Dr. S. M. Sadat
Kiaii**

by

Maryam Darvish

2014