

مقایسه بهره انرژی در همجوشی لیزری و مغناطیسی

سیده نسرین حسینی مطلق^{1*}، محمدعلی زارعی³

1. گروه فیزیک، واحد شیراز، دانشگاه آزاد اسلامی، شیراز، ایران

2. دانشجوی دکتری، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور، تهران، ایران

تاریخ دریافت: 1398/02/12 تاریخ پذیرش: 1398/07/02

Comparison of Energy Gain in Laser and Magnetic Fusions

S. N. Hosseinmotlagh^{*1}, M. A. Zarei²

1. Department of Physics, Shiraz Branch, Islamic Azad University, Shiraz, Iran

2. Ph.D Student, Department of Physics, Payam Noor University, Tehran, Iran

Received: 2019/05/02 Accepted: 2019/08/25

Abstract

In this paper the zero-dimensional nonlinear transport model is applied to obtain the energy and the densities of deuterium and tritium fuel ions, as well as the alpha-particles in fusion reactor for laser and magnetic confinement methods. In this study, deuterium; tritium fuel has been used. KrF laser is used in laser confinement and ITER parameters are selected for magnetic confinement. In this work densities of these ions are considered separately. Also, unlike the previous works which used impurity injection to mitigate thermal excursions, this design exploits the ability to modulate the DT fuel mix to control the plasma heating. By moving the isotopic mix in the plasma away from the optimal 50:50 mix, the reaction rate is moderated and the alpha-particle heating is reduced to desired levels. The zero-dimensional simulation study is presented to compare the energy gains in two states of laser and magnetic confinements.

Keywords

KrF Laser, Fusion, Energy Gain.

چکیده

در این مقاله، مدل ترابرد غیر خطی صفر بعدی برای محاسبه انرژی و چگالی یون‌های سوختی دوتریم و تریتم، همچنین ذرات آلفا در راکتور همجوشی برای دو روش محصورسازی لیزری و مغناطیسی استفاده شده است و از سوخت دوتریم: تریتم استفاده شده است. برای محصورسازی لیزری، از لیزر KrF استفاده کرده و برای محصورسازی مغناطیسی، پارامترهای توکامک ITER را در نظر گرفته‌ایم. در این کار، همچنین چگالی یون‌ها را به صورت جداگانه در نظر گرفته‌ایم. همچنین بر خلاف کارهای گذشته که در آنها از تزریق ناخالصی برای کاهش افت و خیزهای ناگهانی حرارتی استفاده شد، در این طراحی، از تنظیم ترکیب سوخت DT برای کنترل گرمای پلاسما بهره برده‌ایم. با دور شدن از ترکیب ایزوتوپی بهینه 50:50 پلاسما نرخ واکنش کند و گرمای ذرات آلفا به مقدار مورد نظر کاهش می‌یابد. و در نهایت برای بررسی شبیه‌سازی صفر بعدی برای مقایسه بهره انرژی در دو حالت محصورسازی لیزری و مغناطیسی انجام شده است.

واژگان کلیدی

لیزر KrF، همجوشی، بهره انرژی.

*Corresponding Author: hosseinmotlagh@hotmail.com

* نویسنده مسئول: سیده نسرین حسینی مطلق

مقدمه

همجوشی هسته‌ای می‌تواند یکی از راهکارهای مشکل انرژی باشد، به ویژه که برتری‌های زیست محیطی و امنیتی زیادی در مقایسه با نیروگاه‌هایی که زغال سنگ و نفت می‌سوزانند و یا از شکافت هسته‌ای استفاده می‌کنند، دارد؛ به علاوه، سوخت همجوشی می‌تواند از آب دریا استخراج شود که برای اغلب کشورها به طور مستقیم در دسترس است برای اینکه همجوشی رخ دهد لازم است هسته‌های واکنش دهنده تا حدی به هم نزدیک شوند که نیروی جاذبه کوتاه برد هسته‌ای فعال شود، دافعه کولنی مانع این کار می‌شود؛ اما می‌توان با دادن انرژی جنبشی اولیه بالا، بر این مشکل غلبه کرد که می‌تواند با گرم کردن ماده تا دماهای بسیار بالا حاصل شود. این روش از همجوشی «همجوشی گرما هسته‌ای» نامیده می‌شود. اگر دما به اندازه کافی بالا باشد سرعت حرارتی هسته بسیار زیاد می‌شود؛ فقط در این حالت است که شانس نزدیک شدن به هم، به اندازه‌ای که بر نیروی دافعه کولنی غلبه کنند را دارند و نیروی جاذبه کوتاه برد هسته‌ای (موثر در فاصله $10^{-15}m$) می‌تواند به حساب آید. در این نقطه هسته‌ها می‌توانند گداخت یافته و انرژی عظیمی را آزاد کنند.

اما در این شرایط، ماده تمایل به از هم گسیختگی خیلی سریع دارد؛ مگر اینکه به طریقی محدود شود. در خورشید این کار به وسیله نیروی گرانش انجام می‌شود. گرانش یک انتخاب زمینی نیست؛ بنابراین مشکل اصلی اختراع وسیله‌ای است که محصورسازی را در شرایط دما و چگالی بالا و برای مدت زمان کافی، ایجاد کند. دو روش برای یک راکتور همجوشی قابل دوام دنبال شده است؛ محصورسازی مغناطیسی (MCF) و محصورسازی اینرسی (ICF) که به وسیله لیزر انجام می‌شود. روش MCF سعی بر محصورسازی پلاسما در چگالی پایین و زمانی نسبتاً طولانی در حد چند ثانیه دارد [1-4]، در حالی که ICF، قصد رسیدن به چگالی‌های بسیار بالا برای زمان کوتاه دارد [5-9]. در بخش‌های بعدی به ترتیب معادلات مربوط به هر دو روش محصورسازی لیزری و مغناطیسی بررسی می‌شوند؛ سپس به کمک روش‌های عددی حل شده و نتایج با یکدیگر مقایسه می‌شود.

محصورسازی لیزری

با وجود موفقیت‌های لیزر نئودیمیموم - شیشه در آزمایش‌های ICF در گذشته و حال، احتمالاً این نوع لیزر برای راکتورهای تجاری به کار نخواهد رفت؛ زیرا این لیزرها بهره کم و آهنگ تکرار پایینی دارند. برای مثال، لیزر NIF بهره‌ای زیر یک درصد دارد؛ یعنی 99 درصد انرژی ورودی جایی در بین راه از بین می‌رود. برای یک راکتور عملیاتی، این اتلاف انرژی پذیرفتنی نیست. این موضوع برای آهنگ تکرار نیز صادق است. NIF برای یک شلیک در هر 8 ساعت طراحی شده است و در حال حاضر به نظر نمی‌رسد که بتواند آهنگ تکرار را به چند بار در یک ساعت افزایش دهند؛ حال آنکه برای راکتور، یک شلیک در ثانیه لازم است. بنابراین باید جایگزینی برای محرک پیدا شود. علاوه بر محرک‌های به کلی متفاوت، مانند باریکه یون‌های سنگین، امکان استفاده از محرک‌های لیزری متفاوت نیز وجود دارد.

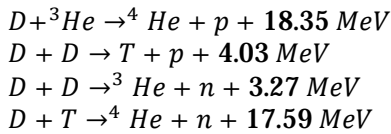
استفاده از دیودها به جای لامپ‌های فلش برای پمپاژ در یک لیزر حالت جامد، نرخ تکرار خیلی بالاتر و همچنین بهره بیشتری را ممکن می‌سازد. برای این نوع لیزر (DPSSL)، بهره حدود 10% انتظار می‌رود. جدا از بهره و آهنگ تکرار بالا، درخشندگی فوق‌العاده بالای باریکه‌های این لیزر می‌تواند برای راکتورهای ICF جذاب باشد. برای استفاده احتمالی این نوع لیزرها در راکتور، سه حقیقت را باید در نظر گرفت، یکنواختی قابل دستیابی پرتودهی، هزینه‌ها و ماده حالت جامد ایده آل. این که در آینده لیزرهای حالت جامد بتوانند برای راکتورهای ICF استفاده شوند، به شدت به نکته اول، یعنی یکنواختی قابل دست‌یابی پرتودهی روی سطح هدف، بستگی دارد. همان‌گونه که پیشتر گفته شد، نظرات و تکنولوژی‌های متنوعی در چند سال گذشته برای یکنواختی تابش‌دهی توسعه داده شده‌اند؛ مانند SSD، DRPP، یکسان‌سازی قطبش و همپوشانی چند بیم. در حال حاضر هدف این است که لیزر DPSSL، با توان بالا ساخته شده و این که چه یکنواختی‌هایی قابل دستیابی هستند، آزمایش شود.

لیزرهای اگزایمر، مانند لیزر کریبتون فلوراید می‌توانند گزینه خوبی برای محصورسازی مغناطیسی باشند [14-10]. لیزرهای KrF بهره بسیار بالاتری نسبت به لیزرهای نئودیمیموم - شیشه دارند که مقدار بیشینه تئوری آن 20% است. اگر بهره انرژی برانگیختگی را به حساب بیاوریم، این

را آزاد می‌کند؛ به خاطر همین علت‌ها است که این واکنش توجه زیادی را به خود جلب کرده است.

اگرچه سطح مقطع واکنش DT بسیار بیشتر است؛ اما مشکلاتی نیز دارد. دوتریوم یک ایزوتوپ پایدار هیدروژن است. به علاوه، تولید نوترون از واکنش همجوشی دوتریوم-دوتریوم خیلی کمتر است.

واکنش همجوشی هسته‌ای DT به صورت زیر است:
مطابق با این واکنش، تنها ذرات سریع تولید می‌شوند و این ذرات تقریباً همه مقدار انرژی خود را در پلازما به صورت گرما به جا می‌گذارند. واکنش‌های جانبی به همراه آن عبارتند از:



برای بررسی معادلات توازن انرژی و ذره در سوخت DT ابتدا به بررسی و تعیین مقدار متوسط واکنش‌پذیری نیاز است. برای تعیین این کمیت در دماهای مختلف از فرمول بلوخ و هال کمک می‌گیریم که عبارت است از [15]:

$$\langle \sigma v \rangle = C_1 \zeta^{-5/6} \xi^2 \exp(-3\zeta^{1/3} \xi) \quad (1)$$

که در آن:

$$\zeta = 1 - \frac{C_2 T + C_4 T^2 + C_6 T^3}{1 + C_3 T + C_5 T^2 + C_7 T^3} \quad (2)$$

$$\xi = \frac{C_0}{T^3} \quad (3)$$

مقادیر C_0 تا C_7 ، برای واکنش‌های مختلف همجوشی در مرجع [15] آمده است.

در یک راکتور گرما هسته‌ای، تولید انرژی باید با اتلاف‌های اجتناب‌ناپذیر رقابت کند و نقش فرآیندهایی که باعث چنین اتلاف‌هایی می‌شوند در تعیین دمای کاری راکتور گرما هسته‌ای اهمیت دارد. برخی از اتلاف‌های انرژی را می‌توان به وسیله انتخاب مناسب پارامترهای ویژه به حداقل رساند؛ اما تعدادی از این اتلاف‌ها نیز در سیستم

مقدار خوش‌بینانه کاهش یافته و مقدار واقع‌بینانه 10% را خواهد داشت. با این حال، این مقادیر باید با کمی احتیاط در نظر گرفته شوند؛ چون فقط برای دستگاه‌های کوچک امتحان شده‌اند. لیزرهای KrF در طول موج $0.248 \mu\text{m}$ کار می‌کنند و پهنای باند عملیاتی $1 - 3 \text{ THz}$ دارند. علاوه بر بهره بالا، لیزر KrF در موارد پهنای باند زیاد، شکل‌دهی پالس نسبتاً آسان و آهنگ تکرار پالس بیشتر، برتری‌هایی دارد. آهنگ تکرار بالا به این خاطر است که در لیزر KrF، ماده فعال به شکل لیزر است. این گاز می‌تواند به گردش درآید و خنک شود، این کار آهنگ تکرار پالس لیزر را افزایش می‌دهد؛ اما مشکلاتی هم وجود دارند، طول پالس در KrF خیلی زیاد است. به طور کلی می‌توان با خرد کردن پالس به زیر پالس‌ها بر این مشکل غلبه کرد که به مسیرهای متفاوت به سمت هدف می‌انجامد؛ اما همه آنها هم زمان به کیسول می‌رسند. این مکانیزم، مکانیزم تسهیم نامیده می‌شود. کوتاه بودن طول موج در لیزر KrF نیز برای کاربردهای ICF نامناسب است؛ زیرا طول موج کوتاه‌تر، آسیب به عناصر اپتیکی را افزایش می‌دهد. بعضی از انواع لیزرهای KrF در جدول 1 مشخص شده است.

تنها عملکردهای آینده نشان خواهند داد کدام یک از انواع لیزرها یا محرک‌های دیگر در راکتورهای ICF استفاده خواهند شد.

جدول 1. انواع لیزرهای KrF استفاده شده در محصورسازی

اینرسی

انرژی	موسسه	سیستم لیزری
5-3 kJ	NRL, USA	Nike
10 kJ	Los Alamos, USA	Aurora
250 J	RAL, UK	Sprite
10-1 kJ	RAL, UK	TITANIA
2/7 kJ	japan	Super-Ashura
500 J	NRL, USA	Electra

مکانیزم انجام واکنش همجوشی

احتمال اینکه یک واکنش هم جوشی روی دهد بستگی به سطح مقطع انجام واکنش دارد. از آنجا که واکنش همجوشی دوتریوم-تری‌تیوم بیشترین سطح مقطع را دارد، بیشترین احتمال انجام را نیز دارد. این واکنش همانند واکنش‌های شکافت، پسماند رادیواکتیو ندارد و انرژی زیادی

$$\frac{dn_D}{dt} = -\frac{n_D}{\tau_D} - n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} - n_D n_{3He} \langle \sigma v \rangle_{D^3He} - 0.5 n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD,p} - 0.5 n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD,n} + S_D \quad (5)$$

$$\frac{dn_T}{dt} = -\frac{n_T}{\tau_T} - n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} + 0.5 n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD,p} + S_T \quad (6)$$

$$\frac{dn_{3He}}{dt} = -\frac{n_{3He}}{\tau_{3He}} - n_D n_{3He} \langle \sigma v \rangle_{D^3He} + 0.5 n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD,n} \quad (7)$$

$$\frac{dn_\alpha}{dt} = -\frac{n_\alpha}{\tau_\alpha} + n_D n_{3He} \langle \sigma v \rangle_{D^3He} + n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} \quad (8)$$

$$\frac{dn_p}{dt} = -\frac{n_p}{\tau_p} + n_D n_{3He} \langle \sigma v \rangle_{D^3He} + 0.5 n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD,p} \quad (9)$$

$$\frac{dn_n}{dt} = -\frac{n_n}{\tau_n} + n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} + 0.5 n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD,n} \quad (10)$$

$$\frac{dE}{dt} = -\frac{E}{\tau_E} + Q_{D^3He} n_D n_{3He} \langle \sigma v \rangle_{D^3He} + Q_{DT} n_D n_T \langle \sigma v \rangle_{DT} + Q_{DD,p} 0.5 n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD,p} + Q_{DD,n} 0.5 n_D^2 \langle \sigma v \rangle_{DD,n} - P_{rad,DT} - P_{rad,D^3He} - P_{rad,DD} + P_{aux} \quad (11)$$

در معادلات بالا $n_D, n_{3He}, n_\alpha, n_p, n_T, n_n$ به ترتیب معرف چگالی‌های ذره‌ای دوتریوم، هلیوم-3، آلفا، پروتون، تریتیوم و نوترون است. τ_E و τ_T به ترتیب معرف زمان محصور شدگی ذرات موجود و انرژی هستند و E انرژی خالص تولیدی ناشی از انجام واکنش‌های همجوشی است.

$\langle \sigma v \rangle$ همان واکنش‌پذیری واکنش‌های همجوشی ذکر شده در بالا است و Q ها انرژی حاصل از این واکنش‌های همجوشی است. S_D, S_T به ترتیب معرف آهنگ تزریق ذرات همجوشی کننده دوتریوم و تریتیوم است. P_{rad} ها آهنگ انرژی اتلافی تابشی ناشی از واکنش‌های همجوشی یاد شده در بالا است. از حل عددی معادلات سینتیکی غیر

واکنش‌کننده ذاتی هستند. انرژی ورودی باید برای گرم کردن پلاسما کافی بوده و اتلاف‌های تابشی را جبران کند. برای یک پلاسما گرم در میدان مغناطیسی، اصولاً اتلاف‌ها از نوع اتلاف تابش ترمزی (برمزاشرالانگ) و اتلاف سیکلوترونی هستند، اما در روش محصورسازی لختی در راکتورهای همجوشی تابش سیکلوترونی در مقایسه با تابش برمزاشرالانگ قابل صرف‌نظر است. با نادیده گرفتن ناخالصی‌ها در پلاسما سوخت‌های در نظر گرفته شده در راکتور گرما هسته‌ای، وقتی که یک الکترون در میدان یک یون حرکت می‌کند شتاب پیدا می‌کند و در نتیجه اشعه ایکس را پیوسته گسیل می‌کند که به آن اشعه ترمزی و یا برمزاشرالانگ گفته می‌شود. به جز در دماهای کاری بالاتر از **50 KeV** تابش برمزاشرالانگ از یک پلاسما در اثر برهم‌کنش الکترون- یون ایجاد می‌شود. (در دماهای بالا در راکتورهای گرما هسته‌ای، تابش برمزاشرالانگ ناشی از برهم‌کنش الکترون- الکترون نیز تولید می‌شود که قابل توجه است). با فرض توزیع ماکسولی برای سرعت‌های الکترون، توان تابش برمزاشرالانگ بر واحد حجم از طریق رابطه زیر تعیین می‌شود [16-18]:

$$P_{rad} = P_{brem} = A_b Z_{eff} n_e^2 \sqrt{T} \quad (4)$$

که $A_b = 5.5 \times 10^{-37} W m^3 / \sqrt{KeV}$ ضریب تابش ترمزی، $Z_{eff} = \sum_i \frac{n_i Z_i^2}{n_e} = \frac{n_D + n_{He_3} + 4n_\alpha}{n_e}$ عدد اتمی موثر، $n_e = n_D + n_{He_3} + 2n_\alpha$ چگالی الکترونی، چگالی پلاسما $n = 2n_D + 2n_{He_3} + 3n_\alpha$ و دمای پلاسما $T = \frac{2E}{3n}$ است.

معادلات حاکم بر سیستم

در این مقاله، از مدل صفر بعدی برای سوختن پلاسما استفاده شده است که در آن از معادلات توازن ذره و انرژی استفاده می‌شود. در این مدل رفتار سوخت‌های دوتریم و تریتیوم و چگالی آنها به طور جداگانه در نظر گرفته شد و این کار به ما اجازه دارد که از سوخت ایزوتوپی مناسبی به عنوان محرک استفاده کنیم. مدل یاد شده برای محصورسازی لیزری و مغناطیسی توسط معادلات زیر بیان می‌شود [16-18]:

مقیاس زمان محصورشدگی در این کار به صورت زیر است [19]:

$$\tau_E = f0.082I^{1.02}R^{1.6}B^{0.15}A_i^{0.5}\kappa_x^{-0.19}P^{-0.47}$$

$$\tau_E = f\kappa A_i^{0.5}P^{-0.47} \quad (25)$$

فاکتور f به مد محصورشدگی وابستگی داشته و با مقایسه توان گرمایی خالص پلاسما P برای توان گذار L - H تعیین می‌شود. برای شبیه‌سازی در این کار سیستم در مد H باقی می‌ماند و از مقدار $f=0.85$ استفاده می‌کنیم. پارامترهای I, R, B و κ_x توسط کنترل کننده مغناطیسی ثابت نگه داشته شده و می‌توان آنها را به مقدار k کاهش داد. عدد ایزوتوپیک A_i با رابطه $A_i = 3\gamma + 2(1 - \gamma)$ تعیین می‌شود که $\gamma = \frac{n_T}{n_D + n_T}$ کسری از هلیوم 3 است. توان گرمایی خالص پلاسما به صورت $P = P_{\text{fusion}} - P_{\text{rad}} + P_{\text{aux}}$ تعریف می‌شود که $n_{DT} = n_D + n_T$ چگالی کل دوتریم و تریتیم می‌باشد. زمان محصورشدگی برای چگالی‌های مختلف ذرات به صورت

$$\tau_\alpha = \tau_D = \tau_{3He} = \dots = k\tau_E \quad (26)$$

با زمان محصور شدگی انرژی رابطه دارند و پارامترهای استفاده شده در این کار در جدول 2 مشخص شده است.

جدول 2. پارامترهای توکامک

22 MA	جریان پلاسما	I
6.0 m	شعاع بزرگ	R
2.15 m	شعاع کوچک	A
4.85 T	میدان مغناطیسی	B
2.2	کشیدگی	κ_x
3.6	ثابت محصورشدگی ذره	K

شرایط اولیه برای چگالی‌های ذرات و انرژی با توجه به مقادیر تزریق برای نرخ سوخت‌رسانی دوتریم و تریتیم (S_D) و (S_T) به صورت زیر است:

$$n_D(0) = 4.14 \times 10^{18} m^{-3} \quad (27)$$

خطی دیفرانسیلی بالا تحت شرایط زیر برای دو حالت محصورسازی لیزری و مغناطیسی به ترتیب داریم:
الف) محصورسازی لیزری

$$S_D = 2 \cdot 65 \times 10^{28} m^{-3} \quad (12)$$

$$S_T = 0 \cdot 844 \times 10^{28} m^{-3} \quad (13)$$

$$\tau = \tau_p = \tau_\alpha = \dots = 9 \times 10^{-12} s \quad (14)$$

$$\tau_E = 1/4\tau \quad (15)$$

با توجه به مقادیر تزریق برای نرخ سوخت‌رسانی دوتریم و تریتیم (S_T و S_D) برای شرایط اولیه داریم:

$$n_D(0) = 2 \cdot 65 \times 10^{28} m^{-3} \quad (16)$$

$$n_T(0) = 0 \cdot 844 \times 10^{28} m^{-3} \quad (17)$$

$$n_p(0) = 0 \quad (18)$$

$$n_\alpha(0) = 0 \quad (19)$$

$$n_n(0) = 0 \quad (20)$$

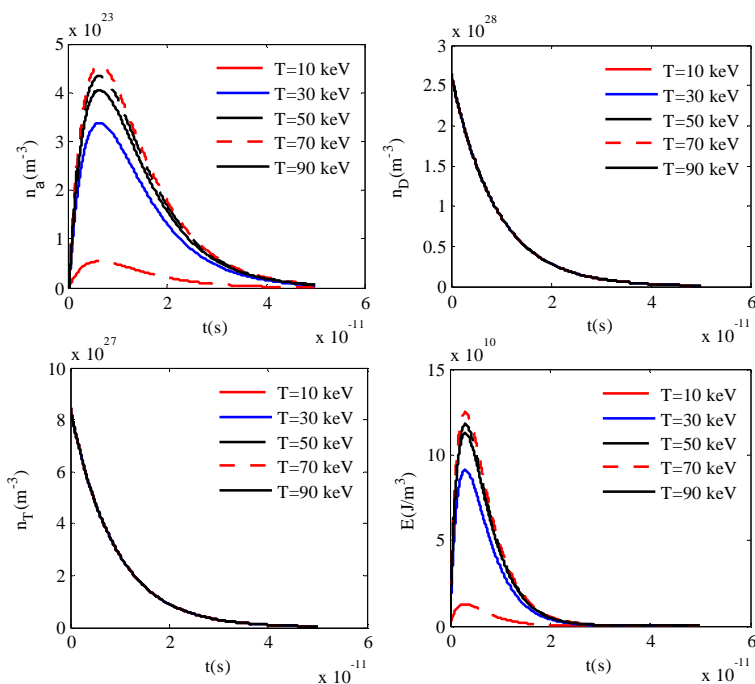
$$n_{3He}(0) = 0 \quad (21)$$

$$E(0) = 0 \quad (22)$$

ب) محصورسازی مغناطیسی

$$S_D = 4.14 \times 10^{18} m^{-3} \quad (23)$$

$$S_T = 4.14 \times 10^{18} m^{-3} \quad (24)$$



شکل 1. چگالی ذرات دوتریم، تریتم، آلفا و انرژی برای محصورسازی لیزری

و نیز بهره همجویشی از رابطه زیر تعیین می‌شود:

$$G = \frac{E}{E'} \quad (34)$$

که در آن E انرژی خالص حاصل از انجام واکنش‌های همجویشی ارائه شده در بالا و E' انرژی لیزر مورد نیاز برای راه انداختن واکنش همجویشی در محصورسازی لیزری و انرژی کمکی ورودی در محصورسازی مغناطیسی است.

نتایج و بررسی

با حل معادلات 5-11 و به کمک شرایط اولیه برای دو حالت محصورسازی لیزری و مغناطیسی می‌توان چگالی ذرات سوختی دوتریم، تریتم، آلفا و چگالی انرژی را در دماهای مختلف به دست آورد. شکل 1، این محاسبات را برای محصورشدگی لیزری در بازه زمانی $0 \leq t \leq 50 \times 10^{-11}$ نشان می‌دهد. در این شکل دیده می‌شود

$$n_T(0) = 4.14 \times 10^{18} m^{-3} \quad (28)$$

$$n_p(0) = 0 \quad (29)$$

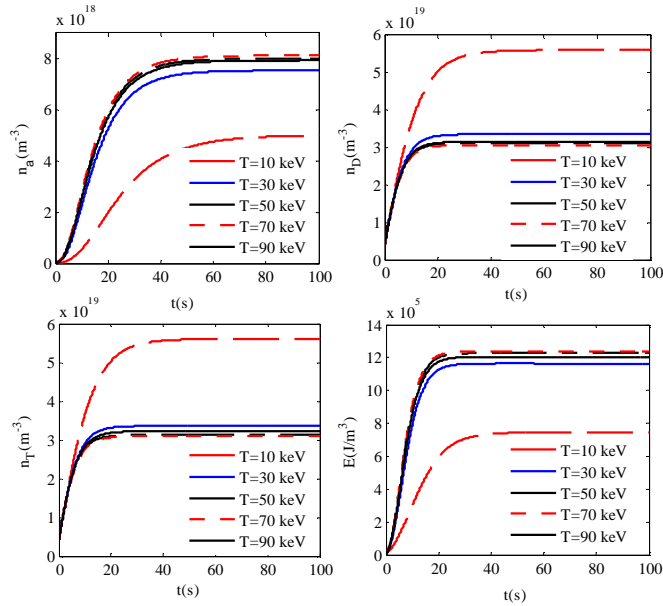
$$n_\alpha(0) = 0 \quad (30)$$

$$n_n(0) = 0 \quad (31)$$

$$n_{3He}(0) = 0 \quad (32)$$

$$E(0) = 0 \quad (33)$$

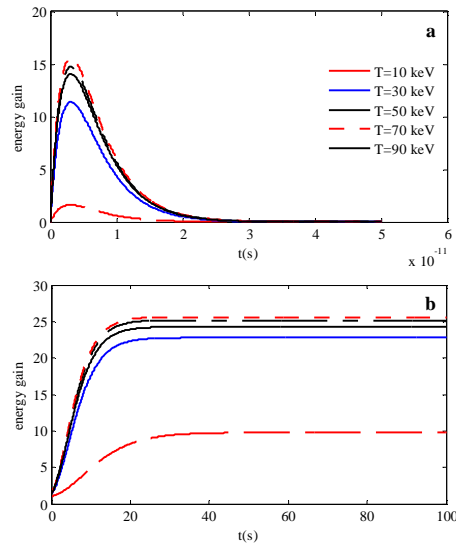
تابعیت زمانی چگالی عددی ذرات $n_T, n_p, n_\alpha, n_n, n_{3He}, n_D$ و E را در محدوده دمایی $1 keV$ تا $100 keV$ به دست می‌آید.



شکل 2. چگالی ذرات دوتریم، تریتمیم، آلفا و انرژی برای محصورسازی مغناطیسی

در شکل 2، تغییرات چگالی ذرات و انرژی برای محصورشدگی مغناطیسی در بازه زمانی $0 \leq t \leq 100$ رسم شده است. مشابه محصورشدگی لیزری در این شکل مشاهده می‌شود که با افزایش دما تا 70 کیلوکلوکرون ولت چگالی ذرات آلفا و انرژی افزایش یافته و به ازای دمای بیش از 70 کیلوکلوکرون ولت کاهش می‌یابد؛ در حالی که چگالی ذرات سوختی دوتریم و تریتمیم با افزایش دما تا 70 کیلوکلوکرون ولت ابتدا کاهش یافته و برای دمای 90 کیلوکلوکرون ولت افزایش می‌یابد.

شکل 3 بهره انرژی برای هر دو حالت محصورشدگی را نشان می‌دهد. همچنان که در این شکل مشاهده می‌شود، بهره انرژی با افزایش دما افزایش یافته و در دمای 70 کیلوکلوکرون ولت که دمای رزنانس است به حداکثر مقدار خود می‌رسد و بعد از این دما روند کاهشی دارد. با مقایسه شکل 3 دیده می‌شود که بهره انرژی برای محصورشدگی مغناطیسی تقریباً 2 برابر محصورشدگی لیزری است و ماکزیمم مقدار در دمای رزنانس 70 کیلوکلوکرون ولت مشاهده می‌شود.



شکل 3. بهره انرژی برای محصورسازی لیزری (a) و مغناطیسی (b)

که چگالی ذرات آلفا و چگالی انرژی با افزایش دما از 10 کیلوکلوکرون ولت تا 70 کیلوکلوکرون ولت افزایش یافته و برای دمای 90 کیلوکلوکرون ولت با کاهش مواجه می‌شود و چگالی ذرات سوختی دوتریم و تریتمیم برای همه دماها بر هم منطبق است.

References

[1] Mandrekas J, Stacey WM. Evaluation of different burn control methods for the international thermonuclear experimental

reactor. In IEEE Thirteenth Symposium on Fusion Engineering 1989 Oct 2 (pp. 404-407). IEEE.

- [2] Haney SW, Perkins LJ, Mandrekas J, Stacey Jr WM. Active control of burn conditions for the international thermonuclear experimental reactor. *Fusion Technology*. 1990 Dec 1;18(4):606-17.
- [3] Anderson D, Elevant T, Hamnén H, Lisak M, Persson H. Studies of fusion burn control. *Fusion Technology*. 1993 Jan 1;23(1):5-41. [4] Bromberg L, Fisher JL, Cohn DR. Active burn control of nearly ignited plasmas. *Nuclear Fusion*. 1980 Feb;20(2):203.
- [5] Pretzler G, Saemann A, Pukhov A, Rudolph D, Schätz T, Schramm U, Thirolf P, Habs D, Eidmann K, Tsakiris GD, Meyerter-Vehn J. Neutron production by 200 mJ ultrashort laser pulses. *Physical Review E*. 1998 Jul 1;58(1):1165.
- [6] Ditmire T, Zweiback J, Yanovsky VP, Cowan TE, Hays G, Wharton KB. Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters. *Nature*. 1999 Apr;398(6727):489.
- [7] Tisch JW, Hay N, Springate E, Gumbrell ET, Hutchinson MH, Marangos JP. Measurements of ion energies from the explosion of large hydrogen iodide clusters irradiated by intense femtosecond laser pulses. *Physical Review A*. 1999 Oct 1;60(4):3076. [8] Zweiback J, Cowan TE, Smith RA, Hartley JH, Howell R, Steinke CA, Hays G, Wharton KB, Crane JK, Ditmire T. Characterization of fusion burn time in exploding deuterium cluster plasmas. *Physical review letters*. 2000 Oct 23;85(17):3640.
- [9] Schnürer M, Ter-Avetisyan S, Stiel H, Vogt U, Radloff W, Kalashnikov M, Sandner W, Nickles PV. Influence of laser pulse width on absolute EUV-yield from Xe-clusters. *The European Physical Journal D-Atomic, Molecular, Optical and Plasma Physics*. 2001 Jun 1;14(3):331-5.
- [10] Sheffield J. Some observations on future directions in fusion energy research. *Journal of Fusion Energy*. 2016 Feb 1;35(1):107-10. [11] Drake RP. Inertial Confinement Fusion. In *High-Energy-Density Physics 2018* (pp. 483-523). Springer, Cham.
- [12] Obenschain S, Lehmberg R, Kehne D, Hegeler F, Wolford M, Sethian J, Weaver J, Karasik M. High-energy krypton fluoride lasers for inertial fusion. *Applied optics*. 2015 Nov 1;54(31):F103-22.
- [13] Sethian JD, Myers M, Smith ID, Carboni V, Kishi J, Morton D, Pearce J, Bowen B, Schlitt L, Barr O, Webster W. Pulsed power for a rep-rate, electron beam pumped KrF laser. *IEEE Transactions on Plasma Science*. 2000 Oct;28(5):1333-7.
- [14] Weaver JL, Obenschain SP, Sethian JD, Schmitt AJ, Serlin V, Lehmberg RH, Karasik M, Oh J, Bates JW, Aglitskiy Y, Kehne D. Advantages of KrF lasers for inertial confinement fusion energy. In *23rd IAEA Fusion Energy Conference 2010* (pp. 6-7).
- [15] Hively LM. Convenient computational forms for Maxwellian reactivities. *Nuclear Fusion*. 1977 Aug;17:873-6.
- [16] Boyer MD, Schuster E. Nonlinear burn control in tokamak fusion reactors via output feedback. *IFAC Proceedings Volumes*. 2014 Jan 1;47(3):3702-7.
- [17] Schuster E, Krstić M, Tynan G. Burn control in fusion reactors via nonlinear stabilization techniques. *Fusion science and technology*. 2003 Jan 1;43(1):18-37.
- [18] Boyer MD, Barton J, Schuster E, Luce TC, Ferron JR, Walker ML, Humphreys DA, Penaflo BG, Johnson RD. First-principles-driven model-based current profile control for the DIII-D tokamak via LQI optimal control. *Plasma Physics and Controlled Fusion*. 2013 Sep 2;55(10):105007.
- [19] Uckan NA. ITER physics design guidelines: 1989.