



نشریه تابش و فناوری هسته‌ای، سال ۱۳۹۵، دوره ۳، شماره ۱، بهار ۱۳۹۵

بررسی برهمکنش پالس لیزری پر شدت با پلاسمای حاصل از سوخت همجوشی هسته‌ای در حضور میدان مغناطیسی مایل خارجی

موژان مبارکی^۱، ساعد جعفری^{۲*}

^۱ کارشناسی ارشد، گروه فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت، گیلان، ایران
^۲ استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه گیلان، رشت، گیلان، ایران

(تاریخ دریافت مقاله: ۱۳۹۴/۱۲/۰۳ - تاریخ پذیرش مقاله: ۱۳۹۵/۰۳/۰۱)

چکیده

در سال‌های اخیر برهمکنش پالس‌های لیزری فوق‌کوتاه با هدف جامد به دلیل کاربردهایی که در طرح همجوشی محصور شدگی لختی دارد، بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در همجوشی محصور سازی لختی به روش لیزری به منظور مشتعل کردن سوخت، باید ناحیه مرکزی تحت عنوان لکه داغ تا حد ممکن برای بیشینه کردن اثر خودگرمایش اولیه گرم شود. در این پژوهش برای رسیدن به شرایط گداخت سوخت هیدروژن-بور، از مدل شتابدهی بلوک پلازما، به واسطه برهمکنش پالس‌های لیزری پر شدت با پلازما استفاده می‌شود. اعمال میدان مغناطیسی خارجی به پلاسمای حاصل از لیزر بسیار مورد توجه است، چرا که میدان مغناطیسی می‌تواند برای کنترل بهتر ویژگی‌های پلازما استفاده شود. با افزایش شدت میدان مغناطیسی خارجی مایل، پالس متمرکزتر شده و مقدار گذردهی پلازما افزایش یافته است و این افزایش، به معنای ایجاد کانالی هموار برای نهشت هرچه بهتر انرژی لیزر فرودی بر لکه داغ سوخت مورد نظر می‌باشد. همچنین مشاهده شد که با تغییرات میزان زاویه مایل میدان مغناطیسی اعمالی خارجی، میزان گذردهی پلازما دچار تغییر خواهد شد. بنابراین در این شرایط می‌توان بدون استفاده از یک پالس لیزر پرتوان و تنها با تغییرات زاویه مایل یک میدان مغناطیسی خارجی، انرژی آستانه احتراق در لکه داغ را کاهش داد. این در حالی است که با استفاده از مدل شتابدهی بلوک پلازما، هدایت حرارتی الکترون‌ها کاهش یافته است و در نتیجه انرژی آستانه گداخت کاهش می‌یابد و این نشان دهنده بهبود شرایط گداخت در حضور میدان مغناطیسی مایل برای تولید بهره بالا می‌باشد.

واژه‌های کلیدی: برهمکنش لیزر-پلازما، همجوشی محصور سازی لختی، مدل شتابدهی بلوک پلازما، گذردهی دی الکتریک پلازما، هدایت حرارتی الکترون

* گیلان، رشت، دانشگاه گیلان، دانشکده علوم پایه، گروه فیزیک، کد پستی: ۴۱۳۳۵-۱۹۱۴۱

پست الکترونیکی: sjafari@guilan.ac.ir

۱. مقدمه

گداخت روی می دهد. این واکنش، به علت سطح مقطع همجوشی بالا بسیار مورد توجه قرار گرفته است. دوتریوم در طبیعت به وفور یافت می شود، اما مقدار تریتیوم در طبیعت ناچیز است و می توان آن را مستقیماً توسط واکنش لیتیوم با نوترون در راکتور های هسته ای تولید نمود. علاوه بر این تریتم ایزوتوی پرتوزا و کمیاب است [۱-۳].



همانطور که ملاحظه می شود، نوترون های رها شده در واکنش، پس از رها شدن که همراه با کاهش انرژی می باشد، با ساختار اتاقک نیروگاه برهمکنش می کنند و این برهمکنش سبب ایجاد مشکلاتی برای نیروگاه و همچنین صدمه به آن می شود. مشکل اساسی دیگر این واکنش تریتیوم می باشد که به علت رادیواکتیویته بودن آن، در دماهای بالا به میزان زیادی پخش می شود. بنابراین سعی می شود میزان نشت تریتیوم کاهش یابد. از این رو می توان به فکر جایگزینی سوخت جدیدی به جای سوخت دوتریوم-تریتیوم بود. در حال حاضر هیدروژن-بور به عنوان یک منبع قابل اعتماد برای سوخت های هسته ای مطرح می باشد و تولید انرژی از طریق این واکنش از اهمیت بالایی برخوردار است. زیرا این واکنش تریتیوم رادیواکتیو و نوترون های پر انرژی ایجاد نمی کند و یک واکنش مناسب و عاری از رادیواکتیو می باشد [۱، ۲].



با وجود مزایای سوخت هیدروژن-بور ولی به علت پایین بودن سطح مقطع همجوشی نسبت به سایر سوخت ها برای دستیابی به آن به انرژی اولیه بسیار زیاد و دمای بسیار بالا نیاز است. بنابراین انجام این واکنش با مشکلاتی همراه می باشد. در سال های اخیر با به کارگیری سیستم تقویت پالس چرپ شده تحول عظیمی در تکنولوژی ساخت لیزرها حاصل گردیده است

منشأ انرژی تابشی خورشید و دیگر ستاره ها یک سری از واکنش های هسته ای انرژی زا است. در خورشید هسته های سبک به هم جوش می خورند و هسته های سنگین تری به وجود می آورند. در نتیجه انرژی زیادی آزاد می شود و به زبان ساده واکنش گداخت هسته ای صورت می پذیرد. به این منظور تحقیقات گسترده ای در زمینه تولید انرژی از طریق واکنش های گداخت هسته ای انجام شده است [۱]. انرژی حاصل از گداخت هسته ای به دلیل وجود منابع اولیه سرشار و همچنین پرتوایی بسیار کمتر و عدم تولید ایزوتوپ های عناصر سنگین با نیمه عمر بالا بسیار مورد توجه قرار گرفته است. در این روش مخلوطی از ترکیبات مناسب همجوشی در یک محفظه چند لایه به شکل ساچمه قرار داده می شود که به آن قرص سوخت نیز می گویند. قرص سوخت با استفاده از پرتوهای محرک که از اطراف سطح خارجی آن تابیده می شود، متراکم می گردد. در این روش می توان از پرتو های لیزر پر انرژی یا باریکه های از ذرات باردار نظیر یون های سنگین، یون های سبک و باریکه های الکترونی برای متراکم نمودن سوخت استفاده کرد [۱، ۲]. در هر کدام از این روش ها سعی بر آن است که نسبت انرژی خروجی به انرژی ورودی را بالا ببرند. پرتو های لیزر و باریکه یون های سنگین نسبت به سایر پرتوهای محرک به علت بهره بالاتر جذب انرژی در سوخت مورد توجه بیشتری قرار گرفته اند. اما به دلیل ناپایداری هایی که در باریکه های یونی اتفاق می افتد، پرتوهای لیزر مزیت بیشتری نسبت به باریکه های یونی داشته و ما در این پژوهش پرتوی لیزر را به عنوان محرک انرژی در نظر می گیریم. انتخاب سوخت مناسب برای واکنش گداخت هسته ای بسیار حائز اهمیت می باشد. واکنش دوتریوم-تریتیوم محتمل ترین واکنشی است که در دما های قابل دسترس در راکتور های

که منجر به افزایش سریع شدت لیزرها و کوتاه شدن بیش از حد پالس های لیزری شده است. با پیدایش این نوع لیزرها شرایط برای انجام واکنش همجوشی فراهم گردیده است. مدل شتابدهی بلوک پلاسمایی روش جدیدی به منظور فراهم کردن شرایط گداخت سوخت هیدروژن - بور می باشد [۴،۳]. در این روش، پالس لیزری فوق کوتاه به سطح قرص سوخت برخورد می کند و به دلیل انرژی زیادی که توسط باریکه لیزر به سطح خارجی هدف وارد می شود، لایه گرم و یونیزه و پلاسمای تشکیل می شود. بنابراین کنترل پلاسمای تشکیل شده در این روش از اهمیت بالا برخوردار می باشد. با تابش پالس های لیزری بر پلاسمای تشکیل شده پدیده های گوناگونی ظهور پیدا می کنند، که مطالعه این پدیده ها به دلیل کاربردهایی که در حوزه های مختلف از جمله فیزیک هسته ای دارند، از اهمیت بسزایی برخوردار است [۶-۴].

پالس های لیزری با شدت های $I > 10^{18} \frac{W}{cm^2}$ محدوده مطالعات برهمکنش امواج الکترومغناطیسی با پلاسمای را از محدوده خطی به سوی محدوده های غیر خطی سوق می دهد. از جمله اثرات غیر خطی حاصل از برهمکنش می توان به نیروی اثرگذار اشاره کرد که این نیرو به شدت تحت تاثیر انرژی و پهنای پالس می باشد. نیروی اثرگذار بر ذرات باردار در پلاسمای وارد و سبب تغییر چگالی آن می شود. علاوه بر ایجاد اثرات غیرخطی در محیط پلاسمای، شدت های بالای لیزرها باعث بوجود آمدن اثرات نسبیته در پلاسمای نیز می شود [۸،۷]. در این پژوهش، ما به بررسی اثرات حاصل از برهمکنش پالس لیزری پر شدت با پلاسمای کم چگال در مدل شتابدهی بلوک پلاسمای در حضور میدان مغناطیسی مایل خارجی در حالت نسبیته می پردازیم. یکی از راه های کنترل میزان نهشت انرژی باریکه های لیزر بر پلاسمای سوخت هدف، استفاده از میدان مغناطیسی خارجی می باشد. بنابراین اعمال میدان مغناطیسی خارجی به پلاسمای حاصل از لیزر بسیار مورد توجه است، چرا که میدان مغناطیسی می تواند برای کنترل بهتر

ویژگی های پلاسمای استفاده شود. برای به دست آوردن معادله انتشار موج در پلاسمای از معادلات ماکسول، انتقال حرکت الکترون ها با توجه به نیروی اثرگذار اعمالی بر روی الکترون های پلاسمای در حضور میدان مغناطیسی مایل خارجی استفاده می کنیم. با استفاده از این معادلات می توان تغییرات حاصل از این برهمکنش را با استفاده از روش رانگ-کوتای مرتبه چهار شبیه سازی کرد. در این پژوهش با استفاده از شبیه سازی تغییرات حاصل از برهمکنش پالس لیزر با پلاسمای حاصل از سوخت به بررسی میدان های مغناطیسی و الکتریکی، توزیع چگالی الکترون ها، گزردهی دی الکتریک پلاسمای سوخت در حضور میدان مغناطیسی مایل می پردازیم و نقش میدان مغناطیسی خارجی را در این برهمکنش ارزیابی می نماییم.

۲. اصول فیزیکی واکنش گداخت سوخت هیدروژن-بور با استفاده از مدل شتابدهی بلوک پلاسمای

همان طور که بیان شد تنها مشکل واکنش همجوشی هیدروژن-بور، بزرگ بودن سد کولنی بین هسته ها و کوچک بودن سطح مقطع آن می باشد. بنابراین برای انجام واکنش گداخت در این حالت به انرژی اولیه بسیار زیاد و دماهای بسیار بالا نیاز می باشد. بر اثر برهمکنش پالس های لیزری پر قدرت با توان های پتاوات و زمان های در حد پیکو ثانیه با سطح هدف اتم های سطح یونیزه شده و اثرات غیر خطی در اثر این برهمکنش ایجاد می شود. از جمله این اثرات غیر خطی می توان به نیروی اثرگذار اشاره کرد. نیروی حاصل از برهمکنش پالس لیزر با سطح هدف، سبب ایجاد بلوک های پلاسمایی در دو جهت مخالف می گردد. این دو بلوک یکی هم جهت با پالس و دیگری خلاف جهت پالس لیزر شروع به حرکت می کنند. بلوک های پلاسمایی

اثر انتشار لیزر می شود. در این مدل فرض می کنیم که یک موج لیزری فرکانس بالا به طور عمودی بر پلاسمای نیمه بی نهایت ($Z < 0$) با چگالی اولیه n_{0e} وارد می شود. با استفاده از معادلات ماکسول برای توصیف باریکه لیزری با قطبش خطی در حضور بار و جریان خارجی می توان نوشت:

$$\nabla \times E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (۳)$$

$$\nabla \times B = \frac{1}{c} \frac{\partial E}{\partial t} - \frac{4\pi}{c} n_e e V \quad (۴)$$

در اینجا E میدان الکتریکی، B میدان مغناطیسی، V سرعت الکترون، e بار الکتریکی و n_e چگالی الکترون ها می باشد. در این شرایط با در نظر گرفتن جهت میدان الکتریکی پالس لیزر و سرعت الکترون ها در راستای x و میدان مغناطیسی در راستای y می توان معادلات (۳) و (۴) را به صورت زیر باز نویسی کرد.

$$\frac{i\omega}{c} B_y = \frac{\partial E_x}{\partial z} \quad (۵)$$

$$\frac{\partial B_y}{\partial z} = \frac{i\omega}{c} E_x + \frac{4\pi}{c} e n_e V_x \quad (۶)$$

با ترکیب معادلات (۵) و (۶) می توان به معادله دیفرانسیل غیر خطی برای میدان الکتریکی در پلازما رسید. که در آن فرکانس لیزر، c سرعت نور، E_x و B_y میدان الکتریکی و مغناطیسی موج در داخل پلازما می باشند.

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} E_x = \frac{4\pi}{c^2} i\omega e n_e V_x \quad (۷)$$

با در نظر گرفتن معادله انتقال حرکت الکترون ها و همچنین حضور میدان مغناطیسی مایل خارجی، می توان معادله حرکت حاکم بر الکترون ها در یک پلاسمای کم چگال را به دست آورد.

$$m_e n_e \left[\frac{\partial V_e}{\partial t} + (V_e \cdot \nabla) V_e \right] = -en_e E - en_e \frac{V_e \times B_0}{c} - \nabla P_e + F_{pe} \quad (۸)$$

$$B_0 = B_0 (\cos\theta i + \sin\theta j) \quad (۹)$$

ایجاد شده دارای چگالی جریان یونی در حدود $\frac{A}{cm^2}$ می باشند که با شتاب به طرف هدف جامد حرکت کرده و به سوخت اصلی برخورد می کنند. به طور کلی می توان گفت برای انجام واکنش گداخت به وسیله مدل شتابدهی بلوک پلاسمایی، پالس های لیزری باید بلوک هایی با چگالی جریان یونی بزرگ تر از $\frac{A}{cm^2}$ و چگالی شار انرژی بزرگ تر از $\frac{J}{cm^2}$ را تولید کنند [۲۰،۱]. در مدل شتابدهی بلوک پلازما، زمانی که پلاسمای داغ به لایه مرزی (مرز بین پلاسمای داغ و سرد) می رسد، این لایه سبب بازگشت جریان الکترونی به سمت پلاسمای داغ شده و فقط یون ها با سوخت اصلی برخورد می کنند. بنابراین در این شرایط ضریب هدایت حرارتی الکترون ها کاهش می یابد و هدایت حرارتی به وسیله یون ها انجام می شود. این واکنش همجوشی که با استفاده از پالس های لیزری در محدوده توان پتا وات در دوره زمانی پیکو ثانیه برای سوخت هیدروژن-بور انجام می شود، به طور قابل توجهی از تولید نوترون جلوگیری می کند و منجر به عدم تولید رادیواکتیویته می گردد.

۳. معادلات حاکم بر برهمکنش پالس لیزری پر شدت با پلاسمای حاصل از سوخت در حضور میدان مغناطیسی مایل خارجی

بررسی برهمکنش پالس لیزر پر شدت با پلاسمای موجود در قرص، یکی از کلیدی ترین مفاهیم در همجوشی محصور شدگی لختی است. در این قسمت به بررسی ویژگی های ناشی از برهمکنش پالس لیزری پر شدت با پلاسمای حاصل از قرص در حضور میدان مغناطیسی مایل خارجی در حالت نسبیته می پردازیم. اثرات غیر خطی ناشی از حرکات نسبیته الکترون ها و حضور میدان مغناطیسی خارجی سبب تغییر رفتار پلازما در

ارزیابی کنیم. به این منظور از پارامتر های بی بعد موجود در معادلات استفاده می شود.

$$a = \frac{eE_x}{m_e c \omega} \quad (14)$$

$$\omega_c = \frac{eB_0}{m_e c} \quad (15)$$

شکل (۱) تأثیر افزایش میدان مغناطیسی مایل خارجی با یک زاویه نمونه مثلاً $\theta = \frac{\pi}{3}$ را بر روی مشخصات میدان مغناطیسی بر حسب طول پلاسما (میزان نفوذ پالس لیزر در پلاسما) نشان می دهد. همانطور که در شکل (۱) مشاهده می شود، میدان مغناطیسی پالس لیزر تحت تأثیر قدرت دامنه میدان مغناطیسی خارجی قرار گرفته است و با تغییرات آن، تغییر می کند. بر طبق این شکل می توان نتیجه گرفت با کاهش قدرت میدان مغناطیسی مایل خارجی، دامنه میدان مغناطیسی پالس لیزر عبوری از پلاسما مغناطیده افزایش یافته و در این حالت پالس پر انرژی تر شده و راحت تر به سمت لکه داغ در داخل سوخت حرکت می کند و می تواند انرژی بیشتری را در آنجا متمرکز نماید. اما در شکل (۲) مشاهده می کنید، با افزایش میدان مغناطیسی خارجی، میدان الکتریکی به مقدار بسیار کمی تغییر کرده است. دلیل این امر این می باشد که دامنه میدان الکتریکی بسیار قوی تر از دامنه میدان مغناطیسی است ($E \approx BC$)، بنابراین برای ایجاد تغییرات در آن نیاز به اختلال بزرگتری از میدان مغناطیسی اعمالی می باشد.

در این رابطه، m_e ، $P_e = n_e T_e$ و $F_{pe} = -m_e c^2 \nabla(\gamma - 1)$ ، به ترتیب نشان دهنده جرم الکترون، نیروی اثرگذار در حالت نسبیته و فشار الکترون هستند. B_0 میدان مغناطیسی خارجی در صفحه $(x - y)$ می باشد. با در نظر گرفتن معادله حرکت الکترون ها و با استفاده از رابطه (۹) می توان معادله (۸) را به فرم زیر ساده کرد.

$$-en_e \frac{V \times B_0}{c} - m_e c^2 \nabla(\gamma - 1) - \nabla(n_e T_e) = 0 \quad (10)$$

$$V_x = \frac{e E_x}{m_i \omega} \quad (11)$$

در رابطه بالا $\gamma = \sqrt{1 + \left(\frac{e E}{m_e c \omega}\right)^2}$ فاکتور نسبیته می باشد. با قرار دادن رابطه (۱۱) در معادله (۱۰) و همچنین با استفاده از معادله (۶) می توان تغییرات چگالی الکترون های پلاسما را به دست آورد.

$$n_e = n_{0e} \exp \left[\frac{e^2 \sin \theta B_0 B_y}{m \omega^2 T_e} - \frac{m_{0e} c^2}{T_e} (\gamma - 1) \right] \quad (12)$$

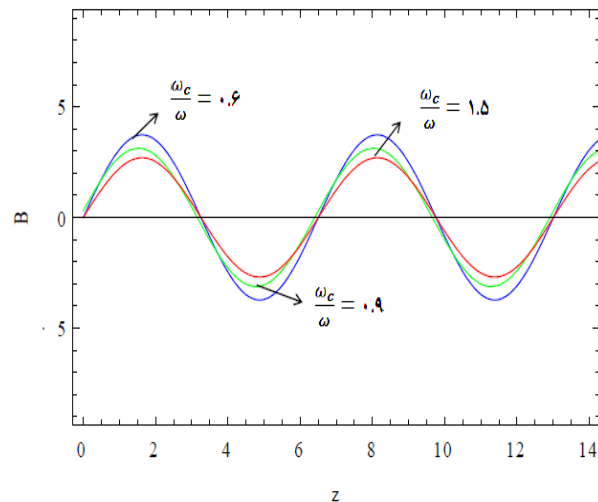
با بدست آوردن تغییرات چگالی الکترون ها و قرار دادن آن در معادله (۷)، معادله غیرخطی میدان الکتریکی در پلاسما حاصل می شود.

$$\frac{d^2 E_x}{dz^2} + \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{4\pi e^2 n_{0e}}{\gamma m \omega^2} \exp \left[\frac{e^2 \sin \theta B_0 B_y}{m \omega^2 T_e} - \frac{m_{0e} c^2}{T_e} (\gamma - 1) \right] \right) = 0 \quad (13)$$

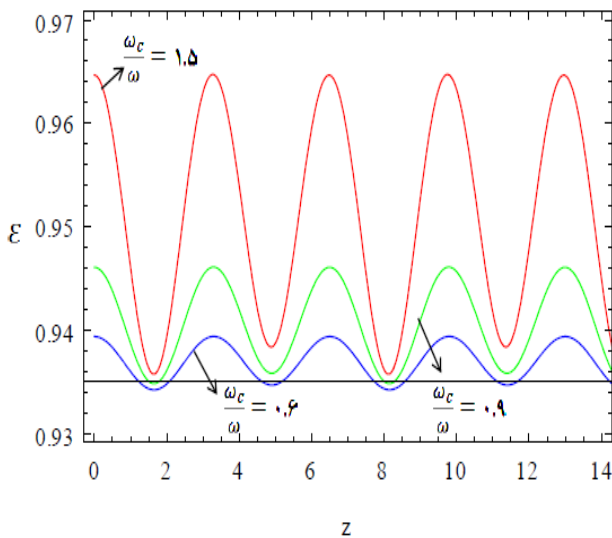
۴. توصیف مدل و نتایج محاسبات عددی

از معادله انتشار موج بدست آمده، رابطه (۱۳)، روشن است که این معادله به شدت غیر خطی و غیر تحلیلی می باشد. بنابراین ما با استفاده از دستور رانگ-کوتا مرتبه چهار به حل عددی این معادله و پیدا کردن تغییرات میدان های مغناطیسی و الکتریکی، نحوه توزیع چگالی الکترون ها و گذردهی دی الکتریک در حضور میدان مغناطیسی مایل خارجی می پردازیم تا بتوانیم برهمکنش لیزر فرودی با پلاسما سوخت همجوشی را بهتر

($\epsilon_0 = 1$) و در محیط پلاسمایی کوچکتر از یک می باشد. همان طور که از شکل مشخص است با افزایش شدت میدان مغناطیسی مایل خارجی، مقدار گذردهی دی الکتریک پلازما به گذردهی خلا نزدیک می شود. بنابراین می توان نتیجه گرفت با تغییر شدت میدان مغناطیسی خارجی، می توان رفتار پلازما را کنترل کرد که آیا یک رفتار خلا گونه از پلازما می خواهیم و یا یک رفتار غلیظ از پلازما. بنابراین می توان با افزایش گذردهی پلازما، ناشی از افزایش قدرت میدان مغناطیسی خارجی جلوی پراکندگی های نامطلوب و اتلاف های نه چندان مفید انرژی پالس لیزر فرودی به پلاسمای سوخت را گرفت. با افزایش شدت در این شرایط طول موج نوسانات گذردهی ثابت و دامنه نوسانات افزایش یافته است.

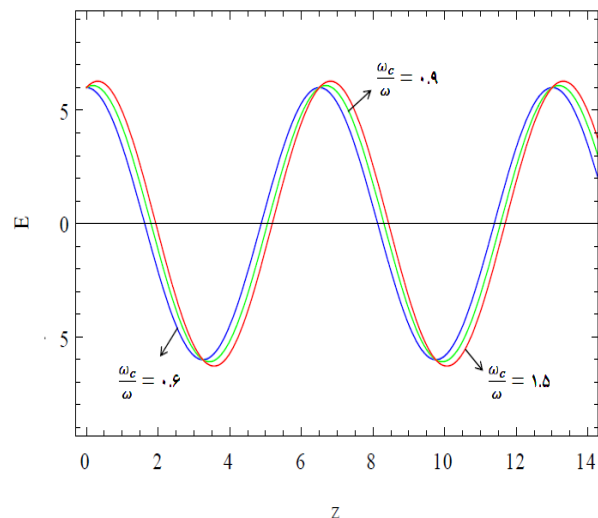


شکل ۱. تغییرات میدان مغناطیسی به عنوان تابعی از طول پلازما برای شدت های مختلف میدان مغناطیسی خارجی در حالت نسبیته. $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.6$ (خط آبی)، $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.9$ (خط سبز)، $\frac{\omega_c}{\omega} = 1.5$ (خط قرمز)، $\frac{\omega_{pe0}}{\omega} = 0.4$ ، $T = 10\text{KeV}$ ، $m_e c^2 = 0.5\text{MeV}$ ، $\theta = \frac{\pi}{3}$



شکل ۳. تغییرات گذردهی دی الکتریک به عنوان تابعی از طول پلازما برای شدت های مختلف میدان مغناطیسی خارجی در حالت نسبیته. $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.6$ (خط آبی)، $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.9$ (خط سبز)، $\frac{\omega_c}{\omega} = 1.5$ (خط قرمز)، $\frac{\omega_{pe0}}{\omega} = 0.4$ ، $T = 10\text{KeV}$ ، $m_e c^2 = 0.5\text{MeV}$ ، $\theta = \frac{\pi}{3}$

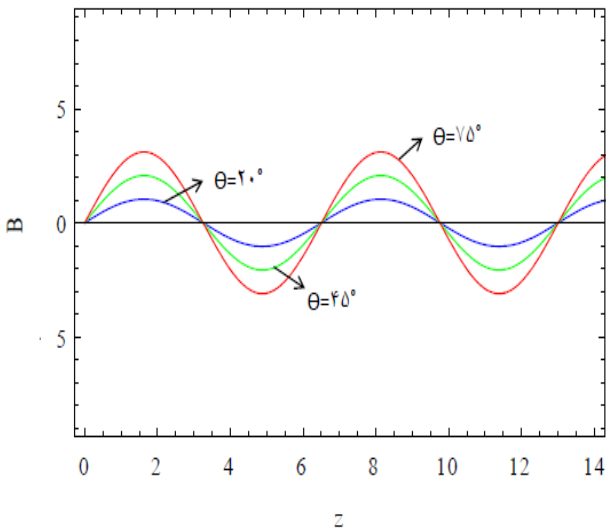
شکل (۴) نوسانات چگالی الکترون ها بر حسب طول پلازما را در حضور میدان مغناطیسی مایل خارجی نشان می دهد. با افزایش اندازه شدت میدان مغناطیسی خارجی در یک شدت



شکل ۲. تغییرات میدان الکتریکی به عنوان تابعی از طول پلازما برای شدت های مختلف میدان مغناطیسی خارجی در حالت نسبیته. $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.6$ (خط آبی)، $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.9$ (خط سبز)، $\frac{\omega_c}{\omega} = 1.5$ (خط قرمز)، $\frac{\omega_{pe0}}{\omega} = 0.4$ ، $T = 10\text{KeV}$ ، $m_e c^2 = 0.5\text{MeV}$ ، $\theta = \frac{\pi}{3}$

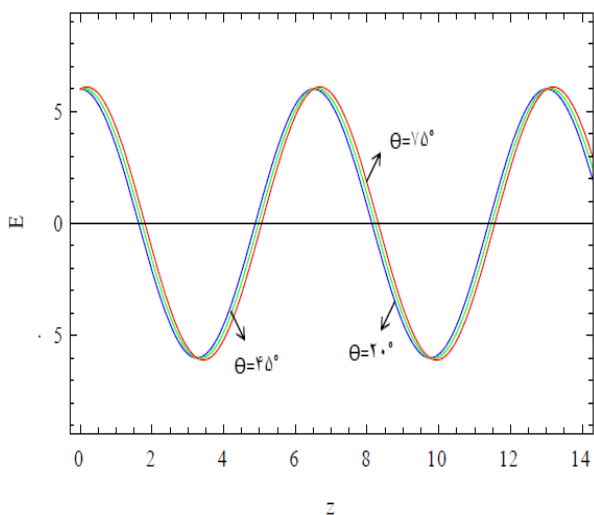
شکل (۳) تغییرات گذردهی دی الکتریک بر حسب طول پلازما را برای شدت های مختلف میدان مغناطیسی خارجی نشان می دهد. ثابت گذردهی دی الکتریک خلاء برابر با یک

می شود. همان طور که از شکل (۶) مشخص می باشد و در قسمت قبل نیز اشاره شد، دامنه میدان الکتریکی بسیار قوی تر از دامنه میدان مغناطیسی است، بنابراین برای ایجاد تغییرات در آن نیاز به اختلال بزرگتری از میدان مغناطیسی اعمالی می باشد.



شکل ۵. تغییرات میدان مغناطیسی به عنوان تابعی از طول پلاسما برای زوایای مختلف بین میدان مغناطیسی خارجی و محور x. $\theta = 20$ (خط آبی)، $\theta = 45$ (خط سبز)، $\theta = 75$ (خط قرمز)،

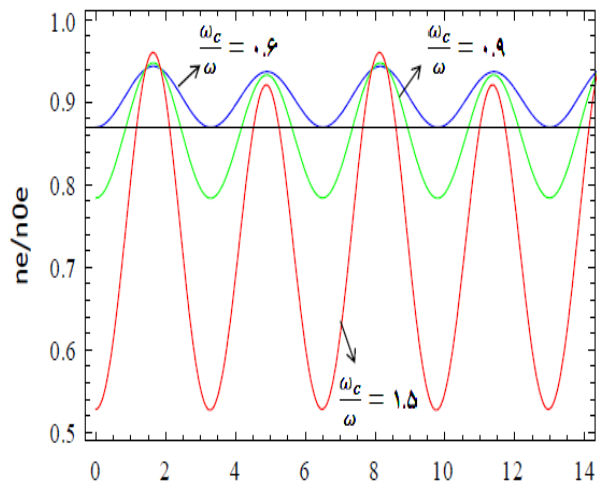
$$\frac{\omega_{pe0}}{\omega} = 0.4, T = 10\text{KeV}, m_e c^2 = 0.5 \text{ MeV}$$



شکل ۶. تغییرات میدان الکتریکی به عنوان تابعی از طول پلاسما برای زوایای مختلف بین میدان مغناطیسی خارجی و محور x. $\theta = 20$ (خط آبی)، $\theta = 45$ (خط سبز)، $\theta = 75$ (خط قرمز)،

$$\frac{\omega_{pe0}}{\omega} = 0.4, T = 10\text{KeV}, m_e c^2 = 0.5 \text{ MeV}$$

ثابت لیزر، چگالی الکترون ها در طول پلاسما بیشتر می شود. پس می توان نتیجه گرفت توزیع چگالی الکترون ها و دامنه نوسانات افزایش یافته است. این در حالی است که طول موج این نوسانات ثابت می باشد. بنابراین با تغییر شدت میدان مغناطیسی مایل خارجی می توان میزان توزیع الکترون ها را کنترل کرد.

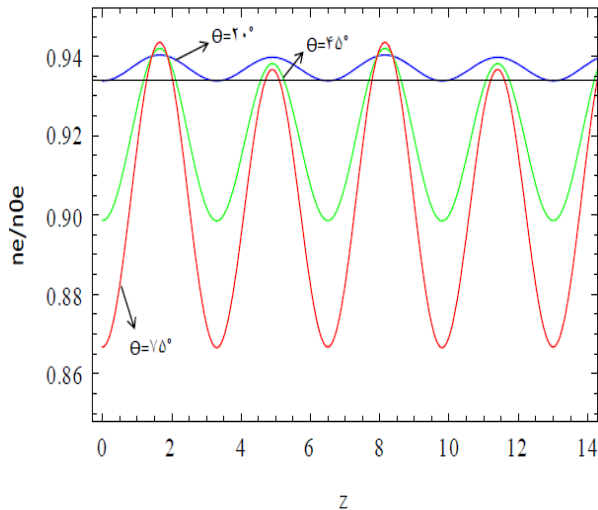


شکل ۷. تغییرات توزیع چگالی الکترون ها به عنوان تابعی از طول پلاسما برای شدت های مختلف میدان مغناطیسی خارجی در حالت نسبی.

$$\frac{\omega_c}{\omega} = 0.6 \text{ (خط آبی)}, \frac{\omega_c}{\omega} = 0.9 \text{ (خط سبز)}, \frac{\omega_c}{\omega} = 1.5 \text{ (خط قرمز)},$$

$$\frac{\omega_{pe0}}{\omega} = 0.4, T = 10\text{KeV}, m_e c^2 = 0.5 \text{ MeV}, \theta = \frac{\pi}{3}$$

در این قسمت با در نظر گرفتن زوایای مختلف بین میدان مغناطیسی خارجی و محور x، به شبیه سازی تغییرات حاصل بر روی میدان های مغناطیسی و الکتریکی، گذردهی دی الکتریک و توزیع چگالی الکترون ها می پردازیم. شکل (۵) تغییرات میدان مغناطیسی را بر حسب زوایای مختلف و با شدت ثابت نشان می دهد. همانطور که مشخص است، با افزایش زاویه بین میدان مغناطیسی خارجی و محور x، مشاهده می شود، دامنه میدان مغناطیسی در این حالت افزایش یافته و طول موج نوسانات ثابت است. بنابراین می توان نتیجه گرفت در شرایطی که قادر به افزایش شدت میدان مغناطیسی خارجی نباشیم، با تغییرات زاویه مایل یک میدان مغناطیسی خارجی، پالس لیزر متمرکزتر



شکل ۷. تغییرات توزیع چگالی الکترون ها به عنوان تابعی از طول

پلازما برای زوایای مختلف بین میدان مغناطیسی خارجی و محور x.

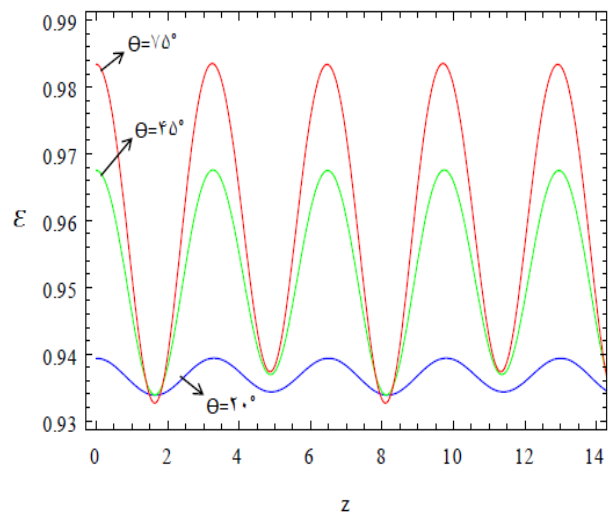
$\theta = 20$ (خط آبی)، $\theta = 45$ (خط سبز)، $\theta = 75$ (خط قرمز)،

$$\frac{\omega_{pe0}}{\omega} = 0.4, T = 10\text{KeV}, m_e c^2 = 0.5\text{ MeV}$$

۵. نتیجه گیری

در ابتدای این پژوهش، برای انجام یک واکنش همجوشی محصورشدگی لختی، سوخت همجوشی هیدروژن-بور، به جای سوخت دوتریوم-تریتیوم، به کار بسته شده است، زیرا آن واکنش فاقد تریتیوم رادیواکتیو و بدون نوترون های پرانرژی است. تولید بلوک های پلاسمایی توسط لیزر و شتابدهی آن ها در پلازما، مدل جدیدی برای گذاخت هسته ای لیزری می باشد که در آن با در نظر گرفتن آثار غیرخطی برهمکنش لیزر با پلازما، دیگر نیازی به رسیدن به چگالی های بالا نیست. بر اثر برهمکنش پالس لیزر با پلازما حاصل از سوخت، اثرات غیر خطی ایجاد شده ناشی از حضور میدان مغناطیسی خارجی سبب تغییر رفتار پلازما می شود. نتایج حاصل از محاسبات عددی نشان می دهد که با افزایش قدرت میدان مغناطیسی مایل خارجی می توان پالس را متمرکزتر کرد تا بتواند قسمت اعظم انرژی را صرف تولید لکه داغ در سوخت نماید و در واقع بدون استفاده از لیزر های پر توان تر، قادر باشیم با کنترل قدرت میدان مغناطیسی اعمالی

جالب است که با تغییرات میزان زاویه مایل (زاویه θ) میدان مغناطیسی اعمالی خارجی، میزان گذردهی پلازما هم دچار تغییر خواهد شد. طبق شکل (۷) مشاهده می شود با افزایش زاویه مایل مقدار گذردهی پلازما بیشتر شده و این به معنای ایجاد شرایط بهتر برای نهشت مستقیم تر انرژی پالس لیزر فرودی بر لکه داغ است.



شکل ۸. تغییرات گذردهی دی الکتریک به عنوان تابعی از طول

پلازما برای زوایای مختلف بین میدان مغناطیسی خارجی و محور x.

$\theta = 20$ (خط آبی)، $\theta = 45$ (خط سبز)، $\theta = 75$ (خط قرمز)،

$$\frac{\omega_{pe0}}{\omega} = 0.4, T = 10\text{KeV}, m_e c^2 = 0.5\text{ MeV}$$

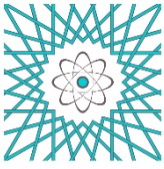
در قسمت نرخ تغییرات چگالی الکترون های پلاسمای سوخت را برحسب تغییرات میزان زاویه مایل (زاویه θ) میدان مغناطیسی بررسی می کنیم. همان طور که از شکل (۸) مشخص است، میزان نوسان چگالی الکترون ها با افزایش زاویه افزایش یافته است. در نتیجه خاصیت هدایت حرارتی آن ها افزایش می یابد. در این شرایط، با تغییر زاویه می توان هدایت حرارتی الکترون ها را کنترل کرد و به دنبال آن انرژی آستانه احتراق را کاهش داد.

- [9] S. Abedi, D. Dorrnian, M. Etehad-Abari and B. Shokri, *Physics Of Plasmas* **18, 093108**, (2011)
- [10] A.R. Niknam, M. Hashemzadeh and B. Shokri, *Physics Of Plasmas* **16, 033105**, (2009)
- [11] M. Malekshahi, D. Dorrnian, *Optic & Laser Technology* **48, 549**, (2013)
- [12] T. E. Sheridan and J. Goree, *Physics Of Plasmas*, **3, 2796**, (1991)
- [13] M. Malekshahi, D. Dorrnian, H.R. Askari, *Optics Communications* **332, 222**, (2014)

خارجی، همان شرایط بهینه را برای اشتعال سوخت فراهم نماییم. همچنین مشاهده کردیم افزایش قدرت میدان مغناطیسی خارجی به منزله افزایش مقدار گذردهی دی الکتریک پلاسما بوده و این افزایش گذردهی پلاسما می تواند جلوی پراکندگی های نامطلوب و اتلاف های انرژی پالس لیزر فرودی به پلاسمای سوخت را بگیرد. به طوری که افزایش گذردهی پلاسما، به معنای ایجاد کانالی هموار برای نهشت هرچه بهتر انرژی لیزر فرودی بر لکه داغ سوخت مورد نظر می باشد. همچنین با تغییرات میزان زاویه مایل میدان مغناطیسی اعمالی خارجی، میزان گذردهی پلاسما هم دچار تغییر خواهد شد. بطوریکه با افزایش زاویه مایل مقدار گذردهی پلاسما بیشتر شده و این به معنای ایجاد شرایط بهتر برای نهشت مستقیم تر انرژی پالس لیزری فرودی بر لکه داغ است. در واقع توانستیم بدون استفاده از یک پالس لیزری پرتوان و تنها با استفاده از تغییرات زاویه مایل یک میدان مغناطیسی خارجی، انرژی آستانه احتراق در لکه داغ را کاهش دهیم که این جلوی صرف هزینه های ناشی از فراهم ساختن لیزرهای پرتوان و پرهزینه را در واکنش همجوشی هسته ای خواهد گرفت.

مراجع

- [1] H. Hora and et al, *Laser And Particle Beams* **23, 423**, (2005)
- [2] H. Hora, G.H. Miley, N. Azizi, *Laser And Particle Beams* **27, 491**, (2009)
- [3] H. Hora and et al, *Physics Of Plasmas*, **14, 072701**, (2007)
- [4] M. S. Chu, *Phys. Fluids*, **15, 413**, (1972)
- [5] S. Jafari, M. Nilkar, A. Ghasemizad, H. Mehdian, *Physics Of Plasmas* **21, 104503**, (2014)
- [6] S. Jafari, *Laser Phys. Lett* **12, 075002**, (2015)
- [7] M. Etehad Abari and B. Shokri, *Physics Of Plasmas* **19, 113107**, (2012)
- [8] K Hajizadeh, M Etehad Abari, Y Ahmadizadeh and B Shokri, *Phys. Scr.* **85, 055501**, (2012)



The interaction of a high-intensity laser pulse with plasma in a laser fusion in the presence of an obliquely external magnetic field

M.Mobaraki¹ and S.Jafari^{2*}

1. M.Sc. Department of Physics, University of Guilan, Rasht, Guilan, Iran

2. Assistant Professor, Department of Physics, University of Guilan, Rasht, Guilan, Iran

** Corresponding author's E-mail: sjafari@guilan.ac.ir*

(Received: 2016/02/22- Accepted: 2016/05/21)

ABSTRACT

In recent years, the interaction of ultrashort laser pulses with solid target for applications in inertial confinement fusion project has been regarded. In order to ignite a target fuel capsule in an inertial confinement fusion by laser, the central region as called hot spot must be heated as much possible to maximize the initial self-heating effect. In this article, to achieve the fusion of hydrogen-boron fuel is used the model block acceleration of plasma by laser-plasma interaction. By considering Maxwell's and hydrodynamic equations, it can be observed that with the increase of obliquely external magnetic field, the pulse is focused and the dielectric permittivity of the plasma increases. It is obtained that with increasing the θ -angle, the angle between B_0 and x-axis, the oscillations of the electron density distribution and the dielectric permittivity of the plasma are increased. So, in these conditions without the use of a powerful laser pulses and just by changing the angle, the threshold energy in hot spot decreases. Besides, the thermal conductivity of electrons reduced, it can be said that the threshold energy decreases and this represents an improvement of conditions for fusion.

Keywords: *ultrashort laser pulses, inertial confinement fusion, hydrogen-boron, the thermal conductivity*