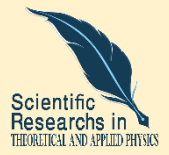


Research Paper



FDTD Simulation of Propagation of HChG High-intensity Laser Beam in Inhomogeneous Plasma and Modeling Ponderomotive Force and Magnetic Field



Laya Shahrassai ^{*1}, Sima Alilou ²



This paper is an open access and licenced under the CC BY NC licence.



DOI: [10.22034/strap.2024.19584](https://doi.org/10.22034/strap.2024.19584)

Reference to this article: Shahrassai, L; Alilou, S (2024). FDTD Simulation of Propagation of HChG High-intensity Laser Beam in Inhomogeneous Plasma and Modeling Ponderomotive Force and Magnetic Field. *Scientific Researches in Theoretical and Applied Physics*, 2 (1): 13-18

Keywords

Magnetic reconnection, Electron beam, Current sheet

Received: 2023/09/25

Accepted: 2024/04/06

Available: 2024/06/15

ABSTRACT

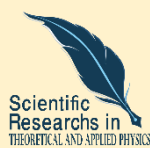
In this paper, we investigate the interaction of intense Hermite-Cosh Gaussian laser beams with inhomogeneous plasma then it is calculated the magnetic field of the EM wave via the Maxwell Equation By comparison of them, we investigate the behavior and phase difference between them. The difference phase between the magnetic and electric fields is 90° and is quite obvious. It is observed that the electric field decreases with increasing wavelength but the magnetic field increases. Simulations with FDTD of the distribution of magnetic and electric fields in plasma, plot the related diagrams and then compare them together. Because high-power lasers cause nonlinear effects on the plasma that lead to the Ponderomotive force, the behavior resulting from this force was investigated. The results of the transmission and reflection of the laser in plasma diagrams show high transmission and less reflection. The interaction of electromagnetic waves (lasers) with plasma is important because of its applications in plasma accelerators, X-ray production, laser fusion, and the generation of nonlinear effects such as ponderomotive force, which leads to accelerated plasma electrons. The results show that variable-density plasmas have better absorption than homogeneous plasmas in terms of wavelength. It can be seen that the transmission rate of UV rays in plasma is higher than the rate of reflection. Due to the fact that this paper studies high-power lasers, to achieve such results in the laboratory.

* Corresponding Author: Laya Shahrassai

E-mail: l-shahresae@tabrizu.ac.ir

1. University of Tabriz, Tabriz, Iran.

مقاله پژوهشی



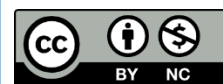
شبیه‌سازی FDTD انتشار پرتو لیزری پر شدت هرمیت-کسینوسی هایپربولیک گاوسی در پلاسمای ناهمگن و مدل‌سازی نیروی پوندرموتیو و میدان مغناطیسی



لعیا شاه‌رسائی^{۱*}، سیما علیلو^۲



این مقاله به صورت دسترسی باز و با لایسنس CC BY NC کپی‌رایتو کامانز قابل استفاده است.



ارجاع به این مقاله: شاه‌رسائی، لعیا؛ علیلو، سیما (۱۴۰۳). شبیه‌سازی FDTD انتشار پرتو لیزری پر شدت هرمیت-کسینوسی هایپربولیک گاوسی در پلاسمای ناهمگن و مدل‌سازی نیروی پوندرموتیو و میدان مغناطیسی. پژوهش‌های علمی در فیزیک نظری و کاربردی، ۲ (۱): ۱۳-۱۸.

DOI: [10.22034/strap.2024.19584](https://doi.org/10.22034/strap.2024.19584)



چکیده

در این مقاله، اندرکنش پرتوهای لیزر پر شدت هرمیت-کسینوسی هایپربولیک گاوسی را با پلاسمای ناهمگن بررسی نموده و سپس ضمن بررسی نیروی پوندرموتیو، میدان مغناطیسی موج الکترومغناطیسی را از طریق معادلات ماکسول محاسبه می‌کنیم. همچنین رفتار میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی و اختلاف فاز بین آنها را بررسی نموده و اختلاف فاز ۹۰ درجه را نتیجه می‌گیریم. مشاهده می‌شود که میدان الکتریکی با افزایش طول موج پرتو کاهش ولی میدان مغناطیسی افزایش می‌یابد. شبیه‌سازی FDTD برای توزیع میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی انجام شده است. نمودارهای مربوط به این کمیات را رسم و باهم مقایسه نمودیم. اثرات غیرخطی که از برهمکنش لیزرهای پرتوان با پلاسمای منجر به نیروی پوندرموتیو می‌شود را مورد بررسی قرار دادیم. نتایج نمودارها، عبور بیشتر و بازتاب کمتر لیزر را در پلاسمای نشان می‌دهد. برهمکنش امواج الکترومغناطیسی (لیزرها) با پلاسمای به دلیل کاربردهای فراوان آن در شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی، تولید اشعه ایکس، همجوشی لیزری و تولید اثرات غیرخطی مانند نیروی پوندرموتیو که باعث شتاب‌گیری الکترونهای پلاسمای می‌شود، دارای اهمیت است. نتایج نشان می‌دهند که پلاسمای با چگالی متغیر از نظر طول موج، جذب بهتری نسبت به پلاسمای با چگالی ثابت دارد. مشاهده می‌شود که میزان عبور اشعه فرابنفش در پلاسمای بیشتر از بازتاب آن است.

کلیدواژه‌ها

باریکه‌ی هرمیت-کسینوسی
هایپربولیک گاوسی،
شبیه‌سازی FDTD، اندکنش
لیزر پر شدت با پلاسمای
ناهمگن، نیروی پوندرموتیو،
میدان مغناطیسی

دریافت شده: ۱۴۰۲/۰۷/۰۳

پذیرفته شده: ۱۴۰۳/۰۱/۱۸

منتشر شده: ۱۴۰۳/۰۳/۲۶

* نویسنده مسئول: لعیا شاه‌رسائی

رایانامه: l-shahresae@tabrizu.ac.ir

مقدمه

اختراع لیزرها در سال ۱۹۶۰ روزه روشن و پرامیدی برای اندرکنش لیزر-پلازما [۱] چه از نظر تئوری و چه تجربی بود. با پیشرفت لیزرهای پر شدت، این پرتو وقتی در داخل پلازما منتشر می شود، زمینه فعالیت برای تحقیق و همچنین کاربردهای مهم مانند شتاب دهنده های بر پایه پلازما، تولید هماهنگ های بالاتر [۲]، همجوشی محبوس سازی لختی [۳]، تولید خوشه‌های تک الکترونی [۴-۵] فراهم می شود. پدیده های پلاسمایی که قبلا مورد توجه نبودند امروزه به دلیل کاربردهای فراوان اشعه الکترومغناطیسی پر شدت اهمیت فراوانی یافته است [۶]. برای مباده انرژی موج الکترومغناطیسی با الکترون های پلازما، فقط انتشار یک موج به داخل پلازما کافی است [۷]. همچنین در لایه نشانی فیلم های نازک در ابرساناها از طریق لیزر، پلازما نقش اساسی را بازی می کند [۸]. پارامترهایی مانند طول موج لیزر تابشی، چگالی الکترونی، ابعاد و دمای پلازما بر جذب انرژی لیزر توسط پلازما تاثیر می گذارند. برای این که پلازما به دمای بالا برسد، باید مقدار معینی از انرژی لیزر را جذب کرده و در نتیجه به سرعت به سمت خارج گسترش یابد [۹]. در مورد پلازماهای انبساط یابنده، فشار الکترونی باعث تولید میدان الکتریکی می شود که به نوبه ی خود سرعت یونها را افزایش می دهد. از نقطه نظر تئوری و تجربی، بیشتر محققان [۱۰]، به دلیل کاربردهای فراوان اندرکنش لیزر-پلازما و ظهور اثرات غیرخطی، توجه افراد زیادی را به خود جلب کرده است [۱۱]. پاسخ های غیرخطی محیط مادی باعث خودکانونی شونده و تغییر ضریب شکست می شود که در پلاسمای غیربرخوردی ناشی از حرکت الکترونها به واسطه ی نیروی پوندرموتیو از ناحیه ای با میدان قوی به ناحیه ای با میدان ضعیف تر است [۱۲]. در حال حاضر چندین ساز و کار قوی برای تولید میدان های مغناطیسی قوی و ضعیف پیشنهاد شده است [۱۳]. یکی از روش های تولید میدان مغناطیسی استفاده از عدم یکنواختی چگالی و دمای است که سبب تولید میدان مغناطیسی به صورت می شود که به آن میدان مغناطیسی پیچه می گویند [۱۴]. روش دیگر تولید میدان مغناطیسی از معادلات تحول مغناطوهیدرودینامیکی بوده و در این حالت پلازما به عنوان سیال فرض می شود و با استفاده از معادله ماکسول و قانون اهم قابل محاسبه است [۱۵]. اثر معکوس فارادی، روش دیگری برای محاسبه ی میدان مغناطیسی است. اثر معکوس فارادی، پدیده ای است که در آن میدان مغناطیسی از چرخش میدان الکترومغناطیسی در یک محیط ایجاد می شود [۱۶]. در نور، پرتو گاوسی، پرتوی از تابش های الکترومغناطیسی تک فام است که پوش دامنه ی آن در صفحه ی عرضی با تابع گاوسی مشخص می شود و این همچنین بر نمایه ی شدت (تابش) دلالت دارد [۱۷]. این مد گاوسی عرضی پایه (یا) خروجی مورد نظر اکثر لیزرها (البته نه همه) را توصیف می کند، زیرا چنین پرتوی می تواند به متمرکزترین نقطه کانونی شود [۱]. وقتی که چنین پرتوی توسط یک عدسی کانونی می شود، این نتایج در یک پرتو گاوسی متفاوت بوده و وابستگی فاز عرضی تغییر می کند. متون متعددی در مورد خودکانونی

پرتوهای گاوسی وجود دارد. با این حال، دانشمندان اخیراً به خودکانونی سایر توزیع های شدت پرتوهای لیزر مانند پرتوهای بسل-گاوسی، هرمیت گاوسی، پرتوهای گاوسی بیضوی (TEM01 موج الکترومغناطیسی عرضی)، حالت دونات و پرتوهای سوپر گاوسی علاقه مند هستند. بررسی حاکی از آن است که پرتوهای سوپر گاوسی دارای مزایایی در کاربردهای لیزر پلازما مرتبط هستند، مانند کاهش ناپایداری ریلی-تیلور در شتاب دهنده های لیزر است [۱۸]. مد هرمیت-گاوسی (HG)، جواب های ویژه معادله موج هم محور است که از معادله ماکسول با نشان دادن رویکرد هم محوری نتیجه می شود. پرتوهای هرمیت-گاوسی به دلیل تولید قسمتهایی در امتداد مسیرهای هذلولی، در سالهای اخیر به خوبی به عنوان پرتوهای شتاب دهنده، پیش بینی شده اند [۱۹]. بررسی ها نشان می دهند که پرتوهای هرمیت-گاوسی می توانند در وسایل نقلیه ی هوایی [۲۰] و پیوندهای ارتباطی لیزری [۲۱] مفید باشند. نواحی طیفی مورد نظر ما بر اساس طیف الکترومغناطیسی ناحیه فرابنفش نزدیک یعنی ۳۰۰-۴۰۰ نانومتر بوده و همچنین از ۲۰۰-۳۰۰ نانومتر تا ۱۲۰-۲۰۰ نانومتر نیز گسترش می یابد. البته فرکانس مطلوب ما مربوط به طول موج های از ۲۵۰-۴۰۰ نانومتر می باشد [۲۲]. در لیزرهای فرابنفش رامن، منابع طیفی فرابنفش نزدیک و متوسط در تولید نور خورشیدگونه با استفاده از فیبرنوری کریستالی توخالی و پر شده از گاز تابان خورشیدی، با عبور کمتر مهم می باشند [۲۳]. با توجه به تاثیر قابل ملاحظه ی فناوری میدان مغناطیسی بر اندازه و سیالی بودن پلازما، پیشنهاد شده است که ابعاد پلازما محدود شده و شکل آن نیز کنترل شود [۲۴]. در حضور میدان مغناطیسی، چگالی الکترونی بالاتری برای پلازما بدست می آید [۲۵-۲۶]. گسترش پلاسمای مغناطیسی پیرامونی ناشی از القاء لیزر محیطی را با روش های تجربی تحلیل کردند. در این مقاله، از تئوری و شبیه سازی مبتنی بر FDTD که مکمل یکدیگر هستند استفاده شده است. شبیه سازی ذرات به فرد اجازه می دهد تا تئوری را مورد آزمایش قرار داده و برخی اثرات غیرخطی ایجاد شده را نیز توسعه بدهد. محققان مختلفی، آنالیز نظری و عددی انتشار و برهمکنش یک پرتو لیزری پر شدت را در پلازما مورد بررسی قرار داده اند. در ادامه این تحقیق، انتشار میدان الکتریکی پرتو هرمیت-کسینوس هیپربولیک گاوسی، همچنین میدان مغناطیسی ایجاد شده و نیروی غیرخطی پوندرموتیو مورد بحث قرار می گیرد.

محاسبات

تغییرات فضایی و زمانی میدان الکتریکی گاوسی را می توان به صورت زیر توصیف نمود:

$$E(x, y, z, t) = E(x, y, z)e^{i\omega t} \quad (1)$$

با توجه به معادله (۱)، تغییرات فضایی میدان الکتریکی به صورت زیر بیان می شود [۲۷]:

$$E_{mn} = E_0 H_n \left(\frac{\sqrt{2}z}{\omega_0} \right) H_m \left(\frac{\sqrt{2}y}{\omega_0} \right) \text{Cosh}(\Omega_0 z) \text{Cosh}(\Omega_0 y) e^{-\left(\frac{y^2}{\omega_0^2} + \frac{z^2}{\omega_0^2} \right)} \quad (2)$$

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \rightarrow \omega_p^2 = \frac{4\pi n_0 e^2}{m}, \omega^2 = \frac{4\pi n e^2}{m} \quad (8)$$

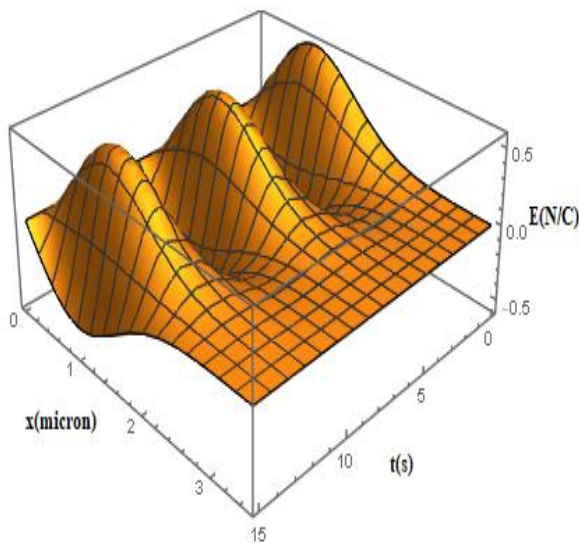
که ω_p فرکانس الکترونی پلاسما است، با جاگذاری این مقادیر و با فرض

این که چگالی پلاسما به صورت $\frac{1}{1+\alpha x}$ تغییر می کند، خواهیم داشت [۲۸]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{4\pi n_0 e^2 / m}{4\pi n e^2 / m} = 1 - \frac{n_0}{n} = 1 - \frac{n_0}{1 + \alpha x} = 1 - n_0(1 + \alpha x) \quad (9)$$

نتایج تحلیلی و شبیه‌سازی

شکل ۱ که بر طبق معادله ۱ رسم شده است، رفتار میدان الکتریکی پرتو گاوسی را بر حسب زمان و مکان در طول نفوذ به داخل محیط پلاسما نشان می دهد. همچنان که ملاحظه می شود، میدان الکتریکی پرتو گاوسی نوسان نموده و نهایتاً تضعیف می شود. ما از این توزیع میدان الکتریکی استفاده نموده و به مطالعه میدان مغناطیسی و نیروی پوندرموتیو خواهیم پرداخت.



شکل ۱. تغییرات فضایی و زمانی میدان الکتریکی پرتو گاوسی

طبق معادله (۵) که از قانون القاء فاراده به دست آمده است، توزیع میدان مغناطیسی بر حسب فضا و زمان در شکل ۲ مشاهده می شود. ملاحظه می شود که تغییرات میدان مغناطیسی بر حسب زمان نوسانی است.

در رابطه بالا، E_0 دامنه میدان الکتریکی و ω_0 فاصله ای از محور پرتو است. Ω_0 ضریب تابع کسینوس هایپربولیک است. در این بخش از مدهای توزیع میدان استفاده می کنیم، TEM_{00} ، داریم:

$$E_{00}(0, y, z) = E_0 \text{Cosh}(\Omega_0 z) \text{Cosh}(\Omega_0 y) e^{-\left(\frac{y^2}{a_0^2} + \frac{z^2}{a_0^2}\right)} \quad (3)$$

با استفاده از قانون القا فاراده می توانیم از میدان الکتریکی بالا، میدان مغناطیسی را بدست آوریم [۲۷]:

$$\vec{\nabla} \times \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad (4)$$

در معادله ۴، E و B میدان های الکتریکی و مغناطیسی هستند. با استفاده

از تقریب $\frac{\partial}{\partial t} \rightarrow i\omega$ داریم:

$$B = \frac{ic}{\omega} \frac{\partial E}{\partial z} = \frac{ic}{\omega} (4e^{-(y^2+z^2)/a_0^2}) \times (yz \cosh(\Omega_0 y) \sinh(\Omega_0 z) - 2z \cosh(\Omega_0 y) \cosh(\Omega_0 z)) \quad (5)$$

نیروی میانگینی که در واحد حجم پلاسما بر الکترونها اثر می کند، یک نیروی لورنتزی غیرخطی است که به صورت زیر تعریف می شود [۲۸]:

$$\vec{F}_p = -\frac{ne^2}{m_e \omega^2} \vec{\nabla} |\vec{E}|^2 \quad (6)$$

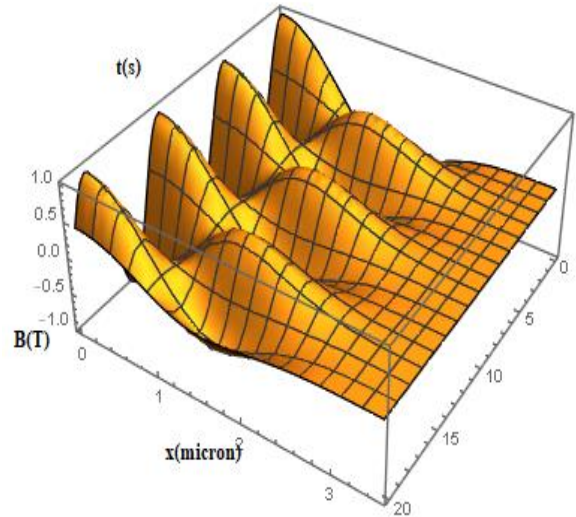
که بر حسب یکاهای بین المللی SI بیان شده و در آن کمیات E, ω, m_e, e, n ، به ترتیب چگالی الکترونی، بار الکترون، جرم الکترون، بسامد زاویه ای نوسان میدان و دامنه میدان الکتریکی می باشند. در دامنه های به حد کافی پایین، میدان مغناطیسی نیروی بسیار ضعیفی را اعمال می کند. برای دو مد گاوسی توزیع میدان الکتریکی به عنوان مثال مد TEM_{00} ، نیروی پوندرموتیو طبق رابطه ی زیر به دست می آید:

$$F_p(TEM_{00}) = \frac{E_0 n_e e^2 y e^{-\frac{2(y^2+z^2)}{m}}}{m \omega^2} \quad (7)$$

در این مقاله برای پلاسمای دو بعدی با ابعاد 3×3 ، از برنامه شبیه‌سازی FDTD استفاده شده است که شرایط مرزی PML^1 و مش‌بندی $0.1 \mu m$ می‌باشد. ضریب شکست پلاسمای سرد غیر حرارتی، غیر مغناطیسه و غیربرخوردی طبق رابطه زیر داده می شود (Yadav و همکاران ۲۰۱۵):

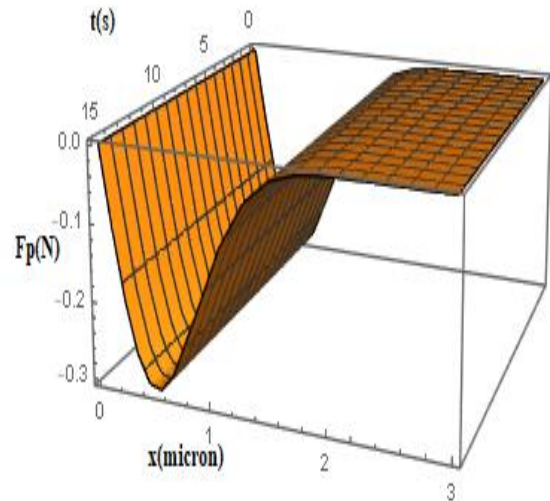
perfectly matched layer¹

جذب و غیره را خواهیم داشت. بعلاوه، از مقایسه میزان عبور و بازتاب پرتو برای دو نوع چگالی، یکی از آنها ثابت بوده و دیگری بسته به فاصله تغییر می‌کند. مشاهده می‌شود که میزان عبور نور در پلاسما با چگالی متغیر بالا بوده و به عنوان نتیجه، بازتاب کمتری نسبت به چگالی ثابت خواهد داشت. پلاسما با جذب بالا، تولید هماهنگ‌های بالا را نوید می‌دهد. جذب بهتر وقتی به دست می‌آید که بازتاب کمتر باشد که مطابق با شکل ۴، پلاسمای با چگالی متغیر جذب بالاتری دارد. همانطور که از شکل ۴ دیده می‌شود میزان عبور پرتو UV در پلاسما، بالاتر از میزان بازتاب است.

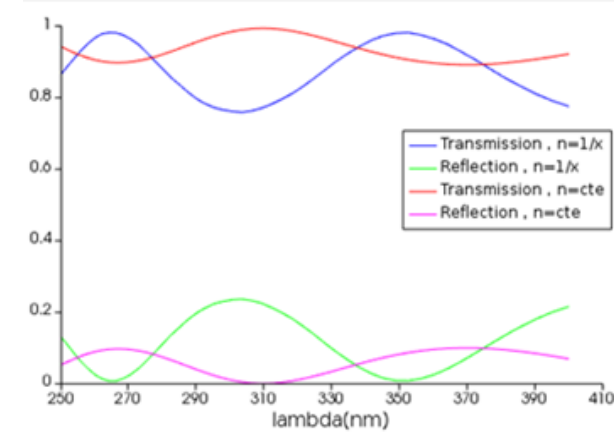


شکل ۲. تغییرات فضایی و زمانی میدان مغناطیسی

نمودار نیروی پوندرموتیو که اغلب از شدت بالای لیزر فرودی و نوسان میدان در محیط پلاسما در شکل ۳ رسم شده و نشان می‌دهد که این نیرو به علت تغییرات میدان الکتریکی گاوسی نوسان می‌کند. با استفاده از معادله ۶ رفتار نیروی پوندرموتیو را در شکل ۳ ملاحظه می‌کنیم که متناسب با گرادیان منفی مربع میدان الکتریکی بوده و بطور متناوب تغییر می‌کند. اثر نیروی پوندرموتیو بر یونها به دلیل جرم بالای آنها کمتر و بر الکترونها به علت جرم پایین آنها نسبت به یونها، بیشتر است.



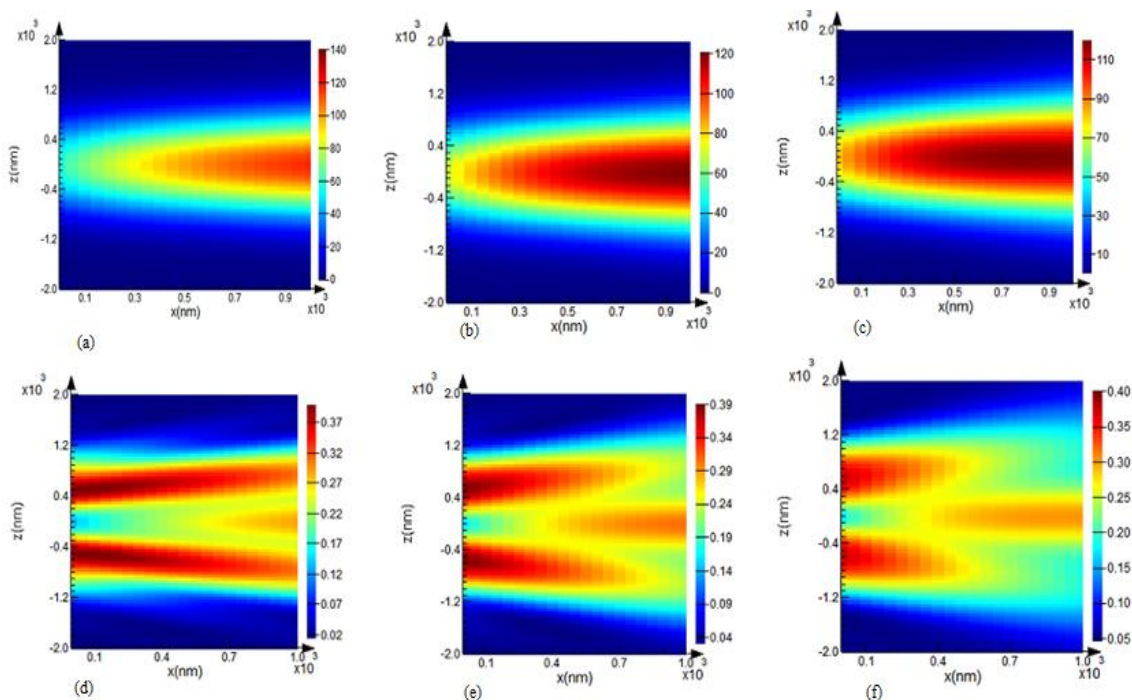
شکل ۳. تغییرات فضایی و زمانی نیروی پوندرموتیو



شکل ۴. نمودارهای عبور و بازتاب توزیع میدان الکتریکی هرمیتی برای چگالی‌های متغیر و ثابت

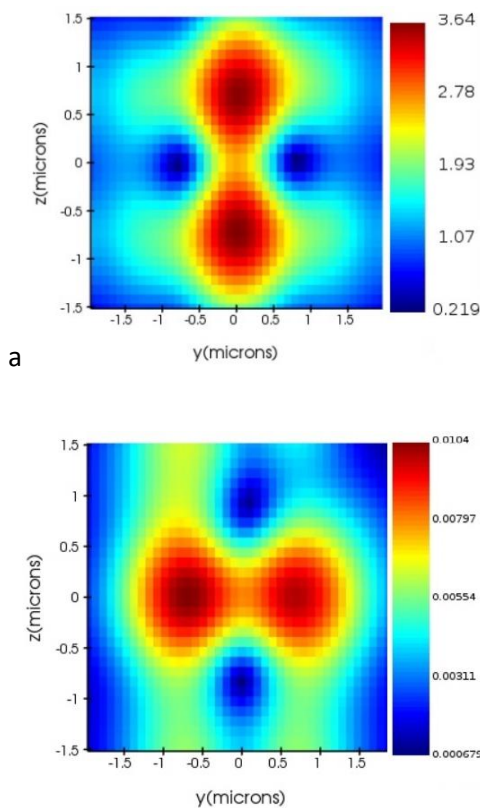
شکل ۵ توزیع میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را در پلاسما برای طول موج‌های مختلف نشان می‌دهد که در شبیه‌سازی سعی بر انتخاب طول موج لیزرهای رنگی است. لیزرهای رزینه‌ای و چندین لیزر حالت جامد دارای پهنای باند بسیار بزرگی هستند که امکان تنظیم بالای محدوده‌ی ده‌ها تا صدها نانومتر را فراهم می‌کند. لیزر جامد آلاییده شده با تیتانیوم، رایج‌ترین لیزر حالت جامد قابل تنظیم است که قادر به کار در ناحیه‌ی طول موجی ۱۱۰۰-۶۷۰ نانومتر است. با توجه به این که این مقاله به بررسی لیزرهای پرتوان می‌پردازد، برای دستیابی به چنین نتایجی در آزمایشگاه، می‌توان با استفاده از کلید زنی-Q، توان لیزر مورد استفاده را افزایش داد. برای درک بیشتر، شکل ۶، تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را در یک تیغه پلاسما برای طول موج‌های مختلف نشان می‌دهد.

همانطور که در بالا ذکر شد، پلاسمای مورد نظر دارای چگالی متغیر به شکل $\frac{1}{1+\alpha x}$ می‌باشد. بنابراین، با نفوذ پرتو گاوسی هرمیتی کسینوسی هیبربولیک به داخل پلاسمای ناهمگن، پدیده‌هایی مانند بازتاب، عبور،

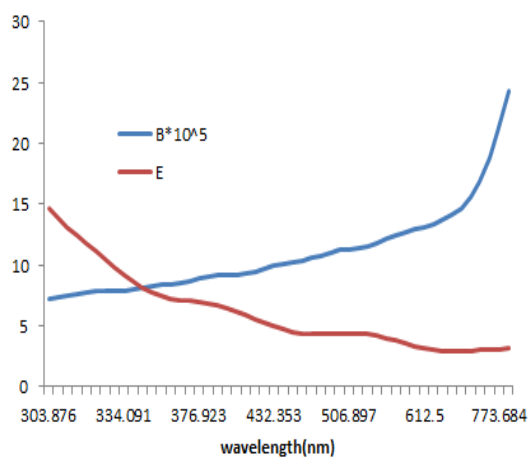


شکل ۵. توزیع شدت میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی شبیه‌سازی شده بر حسب طول موج

برای میدان الکتریکی الف) ۶۷۲ پ) ۷۵۰ نانو متر
 برای میدان مغناطیسی ت) ۶۷۲ ث) ۷۵۰ نانو متر



b



شکل ۶. تغییرات میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی در یک تیغه پلازما برای طول موج‌های مختلف

برای TEM01 در شکل ۷ مشاهده می‌شود که میدان الکتریکی دارای دو عدد بیشینه مقدار است که با توجه به شکل میدان مغناطیسی اختلاف فاز ۹۰ درجه قابل مشاهده است ولی با این تفاوت که دامنه میدان مغناطیسی طبق رابطه القای فارادی کاهش می‌یابد.

شکل ۷: شماتیک (a) میدان الکتریکی (b) میدان مغناطیسی برای پرتو هرمیت گاوسی TEM01

نتیجه‌گیری

برهمکنش پرتوهای لیزری با پلاسما در بسیاری از پدیده‌های موج-ذره دارای اهمیت بسیاری است. در این مقاله به بررسی اندرکنش پرتو هرمیت کسینوس هیپربولیک گاوسی با پلاسمای ناهمگن با نمایه چگالی متغیر پرداختیم. همچنین رفتار میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را ملاحظه و مقایسه نمودیم. چون لیزرهای پرتوان در پلاسما اثرات غیرخطی ایجاد می‌کنند، در نتیجه این اندرکنش منجر به تولید نیروی غیرخطی پوندرموتیو می‌شود که رفتار این نیرو نیز مورد بررسی قرار گرفت. البته با توجه به نیروی پوندرموتیو، تغییراتی در چگالی وجود خواهد داشت که ما از این تغییرات چشم‌پوشی کرده ایم. نیروی پوندرموتیو مورد کاربرد حاصل از اندرکنش پرتو لیزر یا امواج ریز پرتوان با پلاسما، برای گرم کردن پلاسما یا به دام انداختن آن، شتاب دهنده‌های پلاسمایی، تولید هماهنگ‌های بالا، شتاب فوتون و غیره مورد استفاده قرار می‌گیرند. در نتیجه، برای برهمکنش لیزر گاوسی با شدت بالا-پلاسما مشاهده نمودیم که نتایج حاصل از شبیه‌سازی با نتایج محاسبات تحلیلی سازگار است. نهایتاً با استفاده از میدان الکتریکی توانستیم میدان مغناطیسی را محاسبه نموده و با رسم نمودارهای موثری رفتار آنها را در طول موج‌های مختلف مورد بررسی قرار دهیم.

منابع و مراجع

- G. Brodin, A. P. Misra & M. Marklund, *Physical review letters*, (2010)**105**(10), 105004.
- R. K. Yadav, U. R. Christensen, J. Morin, T. Gastine, A. Reiners, K. Poppenhaeager & S. J. Wolk, *The Astrophysical Journal Letters*, (2015)**813**(2), L31.
- Fenzi, C., Garbet, X., Trier, E., Hennequin, P., Bourdelle, C., Aniel, T., & Segui, J. L. *Nuclear Fusion*, (2011)**51**(10), 103038.
- K. Matsuo, H. Nagatomo, Z. Zhang, P. Nicolai, T. Sano, S. Sakata & H. Azechi, *Physical Review E*. (2017)**95**(5), 053204.
- T. V. Liseykina, S. V. Popruzhenko & A. Macchi, *New Journal of Physics*, (2016)**18**(7), 072001.
- D. Y. Sergeeva, A. P. Potylitsyn, A. Tishchenko & M. N. Strikhanov, *Optics Express*, (2017)**25**(21), 26310-26328.
- S. Alilou, L. Shahrassai & S. Sobhanian. *Indian Journal of Physics*, , (2023) **1-9**.
- A. Carnicer, I. Juvells, D. Maluenda, R. Martínez-Herrero, & P. M. Mejías, *European journal of physics*, (2012)**33**(5), 1235.
- Huang, Chaohong, and Helin Lu. *JOSA A* **31.8** (2014): 1762-1765.
- Cui, Shengwei, et al. *Optics & Laser Technology* (2020) **311**-06389.
- Höhn, Oliver, et al. *Optics express* **22.103** (2014): A715-A722.
- M. Chafer, et al. *Optics & Laser Technology* **147** (2022) 107678.
- S. S. Harilalet, al. *Physical Review E* **69.2** (2004): 026413.
- M. VanZeeland, and W. Gekelman. *Physics of Plasmas* **11.1** (2004): 320-323.
- S. D. Patil, M. V. Takale, S. T. Navare & M. B. Dongare, *Laser and Particle Beams*, (2010)**28**(2), 343-349.
- R. Kingman, S. C. Rowland & S. Popescu, *American Journal of Physics* (2002)**70**(6), 595-598.
- G. Brodin, A. P. Misra & M. Marklund, *Physical review letters* (2010)**105**(10), 105004.
- A. T. O'Neil & M. J. Padgett, *Optics Communications*, (2001) **193**(1-6), 45-50.
- A. Plokhikh, G. Popov, G. Shishkin, N. Antropov, N. Vazhenin & G. Soganova, *37th COSPAR Scientific Assembly*, (2008) **37**, 2463.
- I. Sawada, P. L. Ventzek, B. Lane, T. Ohshita, R. R. Upadhyay & L. L. Raja, *Japanese Journal of Applied Physics*, (2014)**53**(3S2), 03DB01
- R. Betti & O. A. Hurricane, *Nature Physics*, (2016)**12**(5), 435-448.
- M. Zeng, M. Chen, L. L. Yu, W. B. Mori, Z. M. Sheng, B. Hidding & J. Zhang, *Physical review letters*, (2015)**114**(8), 084801.
- T. G. Blackburn, *Reviews of Modern Plasma Physics*, (2020) **4**(1), 1-37.
- S. M. Grach, E. N. Sergeev, E. V. Mishin & A. V. Shindin, *Physics-Uspekhi*, (2016)**59**(11), 1091.
- Y. Krockenberger, S. I. Karimoto, H. Yamamoto & K. Semba, *Journal of applied physics*, (2012)**112**(8), 083920.
- A. V. Bulgakov & N. M. Bulgakova, *Quantum Electronics*, (1999) **29**(5), 433.
- K. Takahashi, T. Lafleur, C. Charles, P. Alexander, & R. W. Boswell, *Physical review letters*, (2011) **107**(23), 235001.
- M. Marklund & P. K. Shukla, *Reviews of modern physics*, (2006)**78**(2), 591.