

خود - کانونی باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی در رژیم پاندرماتیو نسبیتی ضعیف در پلاسمای کوانتومی حرارتی

تقی محسن پور^{۱*}، داود اصغر نژاد^۲

۱- دانشیار، دانشگاه مازندران، بابلسر، ایران ۲- استادیار، دانشگاه مازندران، بابلسر، ایران

(دریافت: ۱۴۰۳/۰۳/۱۳، بازنگری: ۱۴۰۳/۰۴/۲۰، پذیرش: ۱۴۰۳/۰۵/۲۰، انتشار: ۱۴۰۳/۰۶/۰۱)

DOR: <https://dor.isc.ac/dor/20.1001.1.26762935.1403.15.2.6.5>

چکیده

در این مقاله، خود-کانونی پرتو لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی در پلاسمای کوانتومی حرارتی با در نظر گرفتن اثرات غیرخطی‌های نسبیتی و پاندرماتیو بررسی می‌شود. معادله دیفرانسیل غیرخطی برای پارامتر پهنای باریکه f به دست می‌آید و با استفاده از روش رانگ کوتا مرتبه چهارم، آن را به صورت عددی حل می‌کنیم. تحلیل عددی نشان می‌دهد که پارامترهای مدل حاضر، مانند پارامتر غیرمتمرکز، شدت لیزر، چگالی الکترونی اصلاح شده پلازما به دلیل نیروی پاندرماتیو نسبیتی و دمای فرمی الکترون‌ها نقش مهمی در کنترل دینامیک پروفایل پرتو لیزر دارند. مقایسه‌ای بین خود-کانونی باریکه کسینوس هیپربولیک گاوسی در پلاسمای کوانتومی حرارتی و پلاسمای کوانتومی سرد، هنگامی که هر دو اثر غیرخطی نسبیتی و پاندرماتیو در نظر گرفته می‌شوند، انجام شد. نشان داده شده است که افزایش پارامتر غیرمتمرکز باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی، منجر به کاهش طول خود-کانونی می‌شود. مشاهده شده است که افزایش دمای فرمی الکترون باعث افزایش خود-کانونی می‌شود و در نتیجه مقدار طول کانونی کاهش می‌یابد. همچنین مشاهده شده است که خود-کانونی زودتر و قوی‌تر با افزایش شدت لیزر رخ می‌دهد. نتایج نشان می‌دهند، باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی باعث کانونی شدن بهتر در پلاسمای کوانتومی حرارتی در مقایسه با پرتو لیزر گاوسی شده است.

کلیدواژه‌ها: پاندرماتیو نسبیتی، خود - کانونی، پلاسمای کوانتومی، پهنای باریکه، کسینوس هیپربولیک گاوسی

Self-Focusing of a Cosh-Gaussian Laser Beam in Weakly Relativistic Ponderomotive Regime in Thermal Quantum Plasma

T. Mohsenpour*, D. Asgharnejad

University of Mazandaran, Babolsar, Iran

(Received: 2024/06/02, Revised: 2024/07/10, Accepted: 2024/08/10, Published: 2024/08/22)

Abstract

In this work, the self-focusing of a cosh-Gaussian laser beam in a thermal quantum plasma is investigated considering relativistic and ponderomotive nonlinearities. The non-linear differential equation for the beam width parameter f is obtained and solved it numerically using the fourth-order Runge-Kutta method. Numerical analysis has shown that the present model's parameters, such as the decentered parameter, laser intensity, modified electron density of plasma play a vital role in controlling the profile dynamics of the laser beam due to relativistic ponderomotive force and electrons Fermi temperature. A comparison was made between the self-focusing of a cosh-Gaussian laser beam in thermal quantum plasma and cold quantum plasma, when both relativistic and ponderomotive non-linear effects are considered. It is shown that increasing the decentered parameter in the cosh-Gaussian laser beam leads to a better reduction in self-focusing length. It has been observed that increasing the electron Fermi temperature increases self-focusing, resulting in a decrease in the focal length. Furthermore, it has been observed that self-focusing occurs earlier and becomes stronger with increasing laser intensity. It has been found that the cosh-Gaussian laser beam has caused better focusing in thermal quantum plasma compared to the Gaussian laser beam.

Keywords: Relativistic Ponderomotive; Self-Focusing; Thermal Quantum Plasma; Beam Width; Cosh-Gaussian.

*Corresponding Author E-mail: mohsenpour@umz.ac.ir

Advanced Defence Sci. & Technol. 2024, 2, 119-126

This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution (CC BY) license.

۱. مقدمه

پلازما و کاربردهای آن یکی از موضوعات جالب، جهت بررسی و مطالعه است [۴-۱]. برهم‌کنش غیرخطی باریکه لیزر گوسی پر شدت با پلازما هنوز موضوع قابل توجهی برای مطالعه و تحقیق است. این به دلیل کاربردهای مختلف آن در لیزرهای اشعه ایکس [۵]، تولید میدان مغناطیسی [۶]، همجوشی لیزر [۷]، تولید هماهنگ بالا [۸] و... است. در تمامی این کاربردها، انتشار باریکه لیزر با شدت بالا در پلازما در فواصل طولانی اهمیت زیادی دارد؛ بنابراین، خود-کانونی باریکه لیزر در داخل پلازما موضوع بسیار مهمی است. انتشار باریکه لیزر با شدت بالا و با توزیع شدت عرضی غیریکنواخت در پلازما، با تغییر ضریب شکست پلازما منجر به خود-کانونی شدن پرتو لیزر می‌شود. تحقیقات متعددی وجود دارد که در آنها خود-کانونی باریکه لیزر پر شدت در پلازما مورد مطالعه قرار گرفته است [۱۰ و ۹]. خود-کانونی موج الکترومغناطیسی با قطبش دایروی در پلاسمای مغناطیسی به صورت تئوری و تجربی مورد بحث قرار گرفته است [۱۱]. گیل و همکاران [۱۲] خود-کانونی نسبی و پاندرموتیو باریکه لیزر گوسی-بیضی را در پلاسمای کلاسیک بررسی کردند.

در پلازما، اگر طول موج دوبروی الکترون‌ها مساوی یا بزرگ‌تر از میانگین فاصله بین‌ذره‌ای شود، یعنی $n_e \lambda_D \geq 1$ ، اثرات کوانتومی مهم هستند و نمی‌توان آنها را نادیده گرفت زیرا آنها پدیده‌های غیرخطی را به طور قابل توجهی افزایش می‌دهند (که T_{Fe} ، m ، h ، K_B ، $v_{Fe} (= \sqrt{2K_B T_{Fe}/m})$ ، $\lambda_B (= h/mv_{Fe})$ و n_e به ترتیب طول موج دبروی الکترون‌ها، سرعت فرمی الکترون‌ها، ثابت بولتزمن، ثابت پلانک، جرم سکون الکترون، دمای فرمی الکترونی و چگالی پلازما هستند) [۱۳]. پلاسماهای کوانتومی در محیط‌های مختلفی مانند محیط‌های کیهانی و اخترفیزیکی، نانو ساختارهای فلزی، دستگاه الکترونیکی فوق العاده کوچک، برهم‌کنش پلاسمای لیزر-حالت جامد یافت می‌شوند. بنابراین، بررسی برهم‌کنش پالس‌های لیزری پر شدت با پلاسماهای کوانتومی برای بسیاری از کاربردهای موجود ضروری است. آگاروال و همکاران [۱۴]، خود-کانونی باریکه لیزر گوسی را در پلاسمای کوانتومی سرد کم‌چگال بررسی کرده‌اند. آنها نشان دادند که قوی‌ترین خود-کانونی در پلاسمای کوانتومی سرد نسبی مشاهده می‌شود.

نتایج مشابهی روی مطالعه خود-کانونی نسبی لیزر گوسی در پلاسمای کوانتومی برخوردی توسط زارع و همکاران گزارش شده است [۱۵]. برخی از فناوری‌های اخیر امکان تولید پلازما با چگالی نزدیک به چگالی حالت جامد را فراهم کرده‌اند. علاوه بر این، اخیراً علاقه قابل توجهی در تولید و انتشار پرتوهای لیزر کسینوس هیپربولیک گوسی (پرتوهای گوسی غیرمتمرکز) به دلیل قدرت کارآمدتر آنها (با شکل باریکه سر تخت در مقایسه با

پرتو لیزر گوسی) و کاربردهای جذاب آنها در سیستم‌های نوری پیچیده افزایش یافته است. تولید چنین پرتوهایی نیاز به تنظیمات خاصی در سیستم لیزری دارد. روش‌های مختلفی برای تولید لیزر کسینوس هیپربولیک گوسی وجود دارد که دو روش آن را معرفی می‌کنیم. با استفاده از صفحات فاز که به طور خاص طراحی شده‌اند، می‌توان پروفایل فاز موج را تغییر داد تا به پروفایل عرضی مورد نظر دست یافت. این صفحات فاز می‌توانند توزیع فاز را به گونه‌ای تغییر دهند که پرتو خروجی دارای پروفایل کسینوس هیپربولیک گوسی باشد [۱۶].

روش دیگر استفاده از کاواک‌های لیزری است که شامل عناصر غیرخطی (مانند بلورهای غیرخطی یا مواد دیگری که رفتار نوری خاصی از خود نشان می‌دهند) هستند که به این وسیله نیز می‌توان پروفایل‌های عرضی خاصی مانند کسینوس هیپربولیک گوسی ایجاد کرد. کانت و همکاران [۱۷]، خود-کانونی نسبی باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گوسی را در پلاسمای کوانتومی سرد مورد مطالعه قرار داده‌اند. آنها دریافته‌اند که باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گوسی در مقایسه با باریکه گوسی قابلیت کوانتی شدن بیشتری دارد و نشان دادند که با افزایش مقادیر پارامترهای چگالی و شدت، باریکه لیزر کوانتی‌تر می‌شود. خود-کانونی نسبی پرتو لیزر کسینوس هیپربولیک گوسی در پلاسمای کوانتومی سرد توسط ناندا و همکاران [۱۸] به طور نظری بررسی شده است. تحقیقات متعددی وجود دارند که افزایش پدیده خود-کانونی باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گوسی در پلاسمای کم‌چگال را گزارش کرده‌اند [۱۹].

وانی و همکاران [۲۰]، حساسیت پارامتر غیرمتمرکز باریکه کسینوس هیپربولیک گوسی را برای خود-کانونی نسبی باریکه لیزر که در پلاسمای کوانتومی سرد منتشر می‌شود، بررسی کردند. آنها دریافته‌اند که پارامتر غیرمتمرکز نقش مهمی در تصمیم‌گیری ماهیت خود-کانونی باریکه لیزر ایفا می‌کند. قابل ذکر است که در پژوهش‌های گذشته در مورد خود-کانونی در پلاسمای کوانتومی، پلازما را حرارتی در نظر نگرفتند. همچنین، به طور هم‌زمان اثرات نسبی و پاندرماتیو را روی خود-کانونی باریکه لیزر در پلاسمای کوانتومی بررسی نکردند.

در مطالعه حاضر، ما به بررسی خود-کانونی باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گوسی با در نظر گرفتن اثرات هم‌زمان غیرخطی نسبی و پاندرماتیو در پلاسمای کوانتومی حرارتی پرداخته‌ایم. ما از پرتو لیزر با پروفایل کسینوس هیپربولیک گوسی استفاده کردیم، زیرا پرتوهای لیزری با شدت کسینوس هیپربولیک گوسی قدرت بیشتری نسبت به باریکه گوسی دارند. این مقاله به شرح زیر سازماندهی شده است: در بخش دوم، معادلات اساسی ارائه شده است. در بخش سوم، با استفاده از تقریب WKB و پرتوی تقریب محوری، معادله دیفرانسیل

شعاعی است، می‌توانیم $\partial^2 A / \partial z^2$ را نادیده بگیریم و بدین ترتیب به دست آوریم:

$$\nabla_{\perp}^2 A - i2k \frac{\partial A}{\partial z} - k^2 A + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon A = 0 \quad (6)$$

که در آن $\nabla_{\perp}^2 A = \partial^2 A / \partial r^2 + (1/r) \partial A / \partial r$ که فضای پرتو در جهت عرضی است و Γ مختصات شعاعی در سیستم مختصات استوانه‌ای است. معادله (۶) را می‌توان به صورت زیر بازنویسی کرد:

$$\frac{\partial^2 A}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} - i2k \frac{\partial A}{\partial z} + \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon - \epsilon_{0r}) A = 0. \quad (7)$$

در معادله (۷)، جمله آخر غیر خطی است که باریکه لیزر را فشرده می‌کند. معادله سهموی فوق از معادله موج در تقریب WKB به دست آمده است که رفتار دامنه مختلط $A(r, z)$ را در پلاسما توصیف می‌کند. برای حل معادله (۷)، با استفاده از رویکرد بیان شده توسط تاکور و همکاران [۲۱] و توسعه یافته توسط پاتیل و همکاران [۲۲]، دامنه مختلط بردار الکتریکی A را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$A = A_0 \exp[-is(r, z)k], \quad (8)$$

پوش A به دامنه حقیقی و فاز مختلط تقسیم می‌شود که در آن A_0 و s (تابع ایکونال باریکه لیزر است) توابع حقیقی بر حسب متغیرهای فضایی r و z هستند. برای بررسی برهم‌کنش لیزر پلاسما، فرض می‌کنیم که پرتو لیزر دارای توزیع شدت کسینوس هیپربولیک گاوسی برای $z > 0$ به شرح زیر است:

$$A_{00}^2 = \frac{E_0^2}{4f^2} \exp\left(\frac{b^2}{2}\right) \left\{ \exp\left[-2\left(\frac{r}{r_0 f} - \frac{b}{2}\right)^2\right] + \exp\left[-2\left(\frac{r}{r_0 f} + \frac{b}{2}\right)^2\right] \right. \\ \left. + 2 \exp\left[-2\left(\frac{r^2}{r_0^2 f^2} + \frac{b^2}{4}\right)\right] \right\} \quad (9)$$

که در آن E_0 و r_0 به ترتیب دامنه محوری پرتو (در $r = z = 0$) و پهنای اولیه پرتو هستند. همچنین b پارامتر غیرمتمرکز باریکه و f پارامتر پهنای باریکه بدون بعد در پلاسما است. تابع ایکونال، برای پلاسما بدون برخورد و نامغناطیده در تقریب باریکه‌ی پاراکسیال ($r_0^2 \ll r^2 \ll r_0^2 f^2$)، به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$s(r, z) = s_0(z) + \frac{r^2}{2} \frac{df(z)}{f(z) dz} \quad (10)$$

در معادله (۱۰)، $s_0(z)$ و $(1/f) df/dz$ به ترتیب تغییر فاز محوری و معکوس شعاع انحنای جبهه‌موج در جهت انتشار پرتو لیزر هستند. با جایگزینی معادله (۸) در معادله (۷) و با جدا کردن قسمت‌های حقیقی و موهومی معادله حاصل، معادلات زیر را به دست می‌آوریم:

$$\left(\frac{\partial s}{\partial r}\right)^2 + 2 \frac{\partial s}{\partial z} - \frac{1}{k^2 A_0} \nabla_{\perp}^2 A_0 = \frac{\epsilon - \epsilon_{0r}}{\epsilon_{0r}} \quad (11)$$

غیرخطی مرتبه دوم حاکم بر پهنای باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی در پلاسما کوانتومی حرارتی نسبیتی به دست می‌آید. در بخش چهارم، معادله حاکم بر پهنای باریکه لیزر را با استفاده از روش رانگ‌کوتا مرتبه چهارم به صورت عددی حل کردیم. همچنین، یک بحث عددی از تحول پارامتر پهنای باریکه لیزر در پلاسما بر حسب تابعی از فاصله انتشار، با در نظر گرفتن مقادیر مختلف پارامتر غیرمتمرکز، چگالی نسبی الکترون، شدت لیزر و دمای فرمی الکترون ارائه شده است. همچنین نمودارهای مربوطه نیز در این بخش ترسیم شده است. نتیجه‌گیری در بخش پنجم بیان شده است.

۲. معادلات پایه

یک باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی با فرکانس زاویه‌ای ω و ثابت انتشار موج k را در نظر بگیرید که در پلاسما کوانتومی بدون برخورد و حرارتی در امتداد جهت z در سیستم مختصات استوانه‌ای منتشر می‌شود. بزرگی بردار میدان الکتریکی E پرتو لیزر به صورت زیر است

$$E(r, z, t) = e_x A(r, z) \exp[i(\omega t - kz)], \quad (1)$$

که در آن A دامنه مختلط میدان الکتریکی است، $k = \omega \sqrt{\epsilon_{0r}} / c$ و c به ترتیب ثابت دی‌الکتریک پلاسما و سرعت نور در خلاء هستند) و e_x بردار واحد در طول محور x است. با استفاده از قوانین آمپر و فارادی در غیاب بار خارجی و چگالی جریان، معادله موج حاکم بر دامنه میدان الکتریکی پرتو لیزر در پلاسما را استخراج می‌کنیم.

$$\nabla \times B = \frac{1}{c} \frac{\partial D}{\partial t}, \quad \nabla \times E = -\frac{1}{c} \frac{\partial B}{\partial t}, \quad (2)$$

$$D = \epsilon E \quad (3)$$

که در آن E و B به ترتیب بردارهای میدان الکتریکی و مغناطیسی هستند، D بردار جابه‌جایی الکتریکی است، همچنین، چگالی جریان القایی ناشی از برهم‌کنش لیزر-پلاسما در گذردهی دی‌الکتریک $\epsilon(r, z)$ وجود دارد. با استفاده از معادلات (۲) و (۳) خواهیم داشت:

$$\nabla(\nabla \cdot E) - \nabla^2 E = \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 D}{\partial t^2}, \quad (4)$$

می‌دانیم که $\nabla \cdot E = 0$ ، بنابراین رابطه (۴) را می‌توان به صورت زیر نوشت:

$$\nabla^2 E + \frac{\omega^2}{c^2} \epsilon E = 0, \quad (5)$$

۳. تحول پارامتر پهنای باریکه

معادله (۵) معادله موج حاکم بر انتشار پرتو لیزر در پلاسما است. با جایگزینی E از معادله (۱) در معادله (۵) و با اعمال تقریب WKB و فرض اینکه تغییرات A در جهت z کندتر از جهت

نیروی پاندرماتیو، دمای فرمی الکترون‌ها و پارامتر غیرمتمرکز باریکه لیزر ایجاد می‌شود. با جایگزین کردن معادلات (۹)، (۱۶) در معادله (۱۳)، و با استفاده از بسط تیلور در اطراف $r = 0$ به معادلات زیر برای بخش‌های خطی و غیرخطی ثابت دی‌الکتریک پلاسما خواهیم رسید:

$$\epsilon_{0r} = 1 - \frac{\omega_{0p}^2}{\omega^2} \frac{1}{\gamma_0} \left(1 - \frac{3a_0^2 c^2 \exp(\frac{b^2}{2})}{2r_0^2 f^4 \omega_{0p}^2} \right) \quad (18)$$

$$\times \left(1 - \frac{\delta}{\gamma_0} - \frac{k^2 v_{Fe}^2}{\omega^2} \right)^{-1}$$

$$\epsilon_{2r} = -\frac{\omega_{0p}^2 a_0^2}{4\omega^2 r_0^2 f^4 \gamma_0^3} \left(1 - \frac{\delta}{\gamma_0} - \frac{k^2 v_{Fe}^2}{\omega^2} \right)^{-2} Q, \quad (19)$$

$$Q = (1 - 3a_0^2 c^2 \exp(b^2/2) / 2r_0^2 f^2 \omega_{0p}^2) \times (b^2 - 3)(1 - k^2 v_{Fe}^2 / \omega^2)$$

$$a_0^2 = e^2 E_0^2 / m_e^2 \omega^2 c^2, \quad (20)$$

و $\gamma_0 = (1 + a_0^2 / 4f^2)^{1/2}$. با جایگزین کردن معادلات (۹)، (۱۰)، (۱۷)، و (۱۸) در معادله (۱۱) و با معادل سازی ضرایب r^2 در هر دو طرف، معادله‌ای را استخراج می‌کنیم که تکامل پارامتر پهنای باریکه را به صورت زیر نشان می‌دهد:

$$\frac{\partial^2 f}{\partial \xi^2} = \frac{12 - 12b^2 - b^4}{3f^3} - \frac{\omega_{0p}^2 a_0^2 r_0^2}{4\omega^2 f^3 \gamma_0^3} \times \left(1 - \frac{\delta}{\gamma_0} - \frac{k^2 v_{Fe}^2}{\omega^2} \right)^{-2} Q, \quad (21)$$

که $\xi = z / z_R$ و $z_R = k r_0^2$ طول ریلی است. معادله (۲۱) یک معادله دیفرانسیل غیرخطی است که رفتار پارامتر پهنای باریکه f نسبت به تغییر طول نرمالیزه انتشار ξ را نشان می‌دهد. اولین عبارت در سمت راست معادله (۲۱) نشان دهنده پراش خلاء باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی در پلاسما است. همچنین جمله دوم یک جمله غیرخطی است که به دلیل خود-کانونی پاندرماتیو نسبیتی پدید می‌آید و به پارامتر نرمالیزه شدت (a_0^2) ، فرکانس پلاسما (ω_{0p}) ، چگالی الکترون n_{oe} ، تصحیح جرم نسبیتی (γ_0) ، دمای فرمی الکترون (T_{Fe}) ، فرکانس لیزر (ω) ، پارامتر غیر متمرکز پرتو (b) و سهم اثرات کوانتومی (δ) بستگی دارد. شرط لازم برای خود-کانونی غیرخطی این است که عبارت دوم در سمت راست معادله (۲۱) بزرگتر از جمله اول باشد. شرایط $d^2 f / d\xi^2 = 0$ منجر به انتشار باریکه کسینوس هیپربولیک گاوسی در پلاسما با یک شعاع تعادلی باریکه است. برای تجزیه و تحلیل خود-کانونی باریکه لیزر در پلاسما، معادله (۲۱) باید حل شود. از آنجایی که f به z وابسته است، این معادله را نمی‌توان با روش تحلیلی حل کرد. بنابراین، این معادله را با استفاده از روش رانگ‌کوتا مرتبه چهارم به صورت عددی حل کردیم. برای حل معادله (۲۱) از پارامترهای مناسب برای پلاسما

$$\frac{\partial A_0^2}{\partial r} \frac{\partial s}{\partial r} + \frac{\partial A_0^2}{\partial z} + A_0^2 \nabla_{\perp}^2 s = 0 \quad (12)$$

در مطالعه حاضر، ما یک باریکه لیزر خود-کانونی را در رژیم پاندرماتیو نسبیتی ضعیف در یک پلاسما کوانتومی حرارتی بدون برخورد در نظر گرفتیم. نیروی پاندرماتیو نسبیتی که بر یون‌ها اعمال می‌شود را می‌توان نادیده گرفت؛ زیرا یون‌ها سنگین هستند. گذردهی دی‌الکتریک مؤثر ϵ برای این پلاسما که شامل اثرات پاندرماتیو نسبیتی، فشار گاز فرمی و پتانسیل بوم می‌شود، به شرح زیر است [۲۳]:

$$\epsilon = 1 - \frac{\omega_{0p}^2 n_e / n_{oe}}{\omega^2 \gamma} \left(1 - \frac{\delta}{\gamma} - \frac{k^2 v_{Fe}^2}{\omega^2} \right)^{-1}, \quad (13)$$

با $\delta = \frac{4\pi^4 h^2}{m_e^2 \omega^2 \lambda^4}$ که در آن $\omega_{0p}^2 (= 4\pi e^2 n_{oe} / m_e)$ فرکانس پلاسما و λ طول موج لیزر است. در رابطه (۱۳)، $\gamma = (1 + a^2 / 2)^{1/2}$ عامل نسبیتی است و $a = eA / m_e \omega c$ دامنه نرمالیزه لیزر است. همچنین در معادله (۱۳)، اثرات اسپین نادیده گرفته می‌شود. از معادله (۱۳)، واضح است که اگر $v_{Fe} = 0$ را برابر با صفر قرار دهیم، تابع دی‌الکتریک پلاسما کوانتومی سرد پاندرماتیو نسبیتی به دست می‌آید. علاوه بر این، اگر $\delta = 0$ و $v_{Fe} = 0$ بگیریم، یعنی با نادیده گرفتن اثرات کوانتومی، تابع دی‌الکتریک پاندرماتیو نسبیتی کلاسیک به دست می‌آید. مؤلفه شعاعی نیروی پاندرماتیو، الکترون‌ها را به صورت شعاعی به سمت خارج از ناحیه با شدت بالا، به ناحیه با شدت کم در مقیاس زمانی یک دوره پلاسما ω_{0p}^{-1} هل می‌دهد. این منجر به ایجاد یک میدان بار-فضای شعاعی $E_s = -\nabla \phi_s$ خواهد شد. اکنون، از معادله پواسون، چگالی الکترونی اصلاح شده n_e را به دلیل نیروی پاندرماتیو نسبیتی به صورت زیر بدست می‌آوریم:

$$\frac{n_e}{n_{oe}} = 1 + \frac{1}{4\pi e n_{oe}} \nabla^2 \phi_s \quad (14)$$

در حالت شبه‌استاتیک و با پیروی از رویکرد ارائه شده توسط پاتیل و همکاران [۱۹] خواهیم داشت $\phi_s = -\phi_p$ که برابر پتانسیل پاندرماتیو است.

$$-e\phi_p = m_e c^2 (\gamma - 1) \quad (15)$$

با جایگزین کردن معادلات (۹) و (۱۵) در معادله (۱۴)، و با کمی محاسبات، معادله چگالی الکترون اصلاح شده را می‌توان به صورت زیر بدست آورد

$$\frac{n_e}{n_{oe}} = 1 - \frac{3c^2}{2\omega_{0p}^2 r_0^2 f^4} \frac{e^2 E_0^2 \exp(\frac{b^2}{2})}{m_e^2 \omega^2 c^2} \quad (16)$$

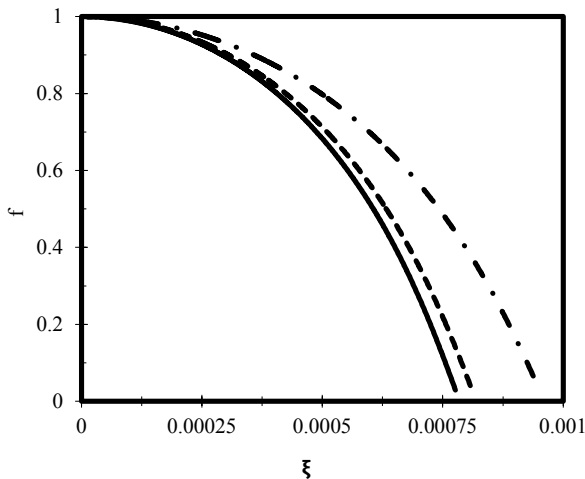
گذردهی پلاسما در ناحیه تقریب محوری ($r^2 \ll r_0^2 f^2$) می‌تواند به صورت زیر معرفی شود:

$$\epsilon = \epsilon_{0r} + \frac{r^2}{r_0^2} \epsilon_{2r} \quad (17)$$

ϵ_{2r} بخش غیر خطی ثابت دی‌الکتریک است که به دلیل اثرات کوانتومی حرارتی، شدت باریکه لیزر، تصحیح جرم نسبیتی،

می‌دهد و برای مقادیر بالاتر b ، پهنای باریکه کمتر می‌شود. در اینجا لازم به ذکر است که در مقایسه با نتایج به دست آمده برای باریکه لیزر گوسی، خود-کانونی برای باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی قوی‌تر است. مشاهده می‌شود که اثر ترکیبی خود-کانونی نسبیتی ضعیف و پاندرماتیو منجر به کاهش طول خود-کانونی برای $b = 1$ در مقایسه با پرتو گوسی ($b = 0$) می‌شود.

همانطور که واضح است، خود-کانونی پاندرماتیو به خود-کانونی نسبیتی باریکه برای $b = 1$ اضافه می‌کند. بنابراین، نتیجه می‌گیریم که افزایش پارامتر غیرمتمرکز در باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی منجر به کاهش بهتر طول خود-کانونی و همچنین کاهش پهنای می‌شود. بنابراین، افزایش پارامتر b ، غیرخطی را افزایش می‌دهد و در مقادیر کوچکتر ξ ، خود-کانونی را قوی‌تر می‌کند.



شکل ۱. تغییرات پهنای نرمالیزه باریکه لیزر f برحسب طول انتشار نرمالیزه ξ . منحنی خطی مربوط به $b = 1$ ، منحنی خط‌چین برای $b = 0.5$ و منحنی خط-نقطه‌چین برای $b = 0$.

شکل (۲)، تغییر پارامتر پهنای باریکه نرمالیزه f برحسب فاصله انتشار نرمالیزه ξ برای مقادیر مختلف دمای فرمی الکترون نشان می‌دهد. پارامتر غیرمتمرکز $b=0.5$ است، در حالی که باقی پارامترها مانند شکل (۱) هستند. وقتی دمای فرمی الکترون برابر صفر است، پلاسمای کوانتومی حرارتی به پلاسمای کوانتومی سرد تبدیل می‌شود. شکل (۲)، نشان می‌دهد که افزایش در دمای فرمی الکترون باعث افزایش خود-کانونی می‌شود و در نتیجه مقدار طول کانونی کاهش می‌یابد. این به دلیل این واقعیت است که اثرات غیرخطی به دمای فرمی الکترون و فاکتور نسبیتی حساس است که دینامیک پروفایل باریکه لیزر در پلاسمای کنترل می‌کند.

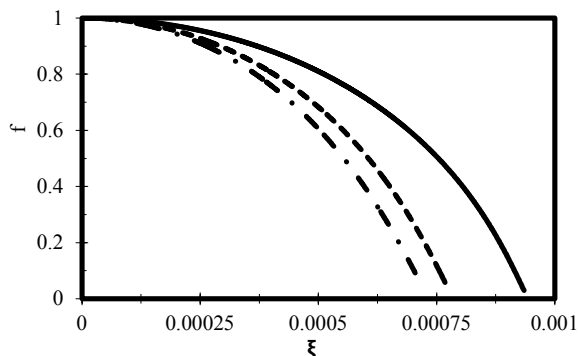
و لیزر استفاده شده است و فرض می‌شود که جبهه موج اولیه پرتو صفحه تخت است یعنی در $\xi = 0$ ، $f = 1$ و $df/d\xi = 0$ است. جالب است بدانیم که اگر پارامتر غیرمتمرکز را در معادله (۲۱) برابر صفر قرار دهیم، معادله دیفرانسیل تحول پهنای باریکه لیزر گوسی در پلاسمای کوانتومی حرارتی پاندرماتیو نسبیتی به دست خواهد آمد. اگر در معادله (۲۱)، $\delta, b, v_{Fe} \rightarrow 0$ ، معادله دیفرانسیل تحول پهنای باریکه لیزر گوسی پلاسمای کلاسیکی نسبیتی بدست خواهد آمد.

۴. نتایج و بحث

در این بخش معادله دیفرانسیل (۲۱) را بطور عددی حل می‌کنیم. پلاسمای کوانتومی حرارتی به سیستم‌هایی اطلاق می‌شوند که در دماهای بالا و چگالی‌های زیاد قرار دارند و اثرات کوانتومی در آنها قابل توجه است. هنگامی که یک باریکه لیزر قدرتمند به پلاسمای تابیده می‌شود، انرژی لیزر به الکترون‌ها و یون‌های پلاسمای منتقل می‌شود. این انتقال انرژی می‌تواند باعث گرم شدن پلاسمای شود. همچنین، در پلاسمای کوانتومی، اثرات کوانتومی مانند تونل زنی کوانتومی، اصل عدم قطعیت هایزنبرگ و اثرات تبدیلی-همبستگی نقش مهمی ایفا می‌کنند. این اثرات می‌توانند منجر به افزایش انرژی داخلی پلاسمای و در نتیجه گرم شدن آن شوند. در یک پلاسمای فرمی کوانتومی، محدوده‌های تعریف‌شده برای چگالی الکترون و دمای فرمی به ترتیب حدود $10^{23} \text{ cm}^{-3} - 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ و $10^9 \text{ K} - 10^7 \text{ K}$ است که مشابه مقادیر برای اهداف فشرده در طرح ICF است [۲۴].

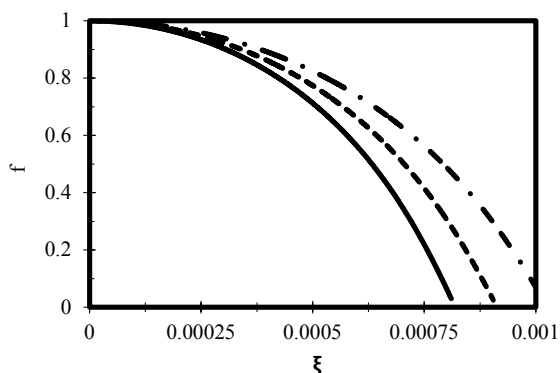
برای حل عددی معادله دیفرانسیل (۲۱)، پارامترها را برای همه موارد پلاسمای و لیزر به صورت زیر انتخاب می‌کنیم: فرکانس لیزر $\omega = 1/778 \times 10^{20} \text{ rad s}^{-1}$ ، که مربوط به ناحیه اشعه ایکس است که شرایط پلاسمای کوانتومی را برآورده می‌کند، پارامتر شدت نرمالیزه $a_0^2 = 0/4$ ، $\delta = 0/517$ ، $\lambda = 0/0106 \text{ nm}$ ، $T_{Fe} = 0/6 \times 10^9 \text{ K}$ ، $r_0 = 20 \mu\text{m}$ و $n_0 = 0/8 \times 10^{23} \text{ cm}^{-3}$. ما به صورت گرافیکی تغییر پهنای باریکه نرمالیزه f را بر حسب فاصله انتشار نرمالیزه ξ در پلاسمای برای مقادیر مختلف مانند پارامتر شدت، پارامتر غیرمتمرکز، چگالی پلاسمای و دمای فرمی الکترون‌ها تحلیل کردیم. علاوه بر این، نتایج با خود-کانونی باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی در رژیم نسبیتی ضعیف در پلاسمای کوانتومی سرد و همچنین، با پلاسمای پاندرماتیو نسبیتی کلاسیک مقایسه شده است.

شکل (۱)، تغییر پارامتر پهنای باریکه نرمالیزه f را برحسب فاصله انتشار نرمالیزه ξ برای مقادیر مختلف پارامترهای غیرمتمرکز $b = 0, 0/5, 1$ نشان می‌دهد. پارامتر شدت نرمالیزه $a_0^2 = 0/4$ است. از شکل (۱) مشاهده می‌شود که برای مقادیر بزرگتر b ، خود-کانونی در فاصله انتشار کوتاه‌تر رخ



شکل ۴. تغییرات پهنای نرمالیزه باریکه لیزر f برحسب طول انتشار نرمالیزه ξ . منحنی خط‌پر مربوط به $a_0^2 = 0/2$ ، منحنی خط‌چین برای $a_0^2 = 0/4$ و منحنی خط-نقطه‌چین برای $a_0^2 = 0/6$.

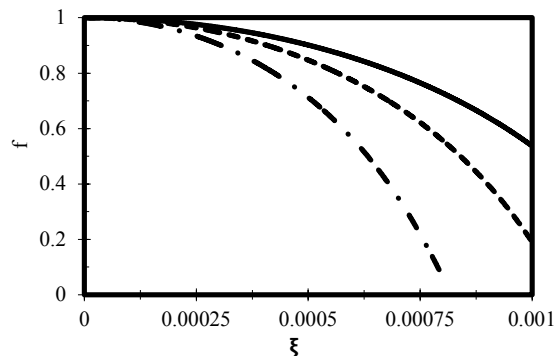
شکل (۵)، تغییر پارامتر پهنای باریکه نرمالیزه f را برحسب فاصله بی بعد انتشار ξ برای مقادیر مختلف چگالی نشان می‌دهد. از شکل (۵)، نتیجه می‌گیریم که با افزایش چگالی پلاسما، کانونی شدن باریکه قوی‌تر و در طول انتشار کمتری انجام می‌شود. فیزیک اساسی در پشت این امر این است که با افزایش چگالی محیط، انتشار باریکه لیزر در محیط، الکترون‌های نسبیتی بیشتری ایجاد می‌کند و اثر خود-کانونی قوی‌تری در پلاسما ایجاد می‌کند.



شکل ۵. تغییرات پهنای نرمالیزه باریکه لیزر f برحسب طول انتشار نرمالیزه ξ . منحنی خط‌پر مربوط به $n_{0e} = 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ ، منحنی خط‌چین برای $n_{0e} = 0/9 \times 10^{25} \text{ cm}^{-3}$ و منحنی خط-نقطه‌چین برای $n_{0e} = 0/8 \times 10^{25} \text{ cm}^{-3}$.

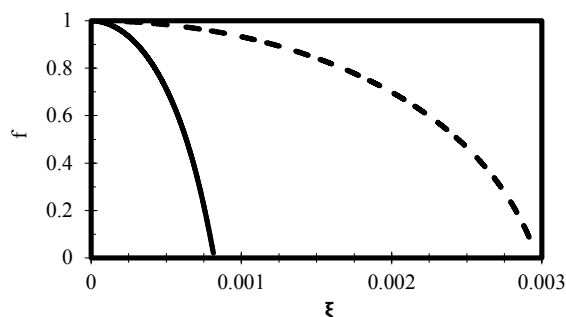
۵. نتیجه‌گیری

خود-کانونی باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی را در پلاسما کوانتومی حرارتی با در نظر گرفتن اثرات غیرخطی نسبیتی و پاندرماتئو بررسی کردیم. با استفاده از تقریب WKB و پرتوی تقریب محوری، معادله دیفرانسیل غیرخطی برای پارامتر پهنای باریکه نرمالیزه تحت غیرخطی‌ات نسبیتی ضعیف به دست آوردیم. خود-کانونی قوی برای پارامترهای غیرمترکز بزرگ در پلاسما کوانتومی حرارتی پاندرماتئو نسبیتی در مقایسه با مورد پلاسما کوانتومی سرد پاندرماتئو مشاهده شده است. همچنین، می‌توان



شکل ۶. تغییرات پهنای نرمالیزه باریکه لیزر f برحسب طول انتشار نرمالیزه ξ ، برای پارامتر غیرمترکز $b = 0/5$. منحنی خط‌پر مربوط به $T_{Fe} = 0/6 \times 10^9 \text{ K}$ ، منحنی خط‌چین برای $T_{Fe} = 0/8 \times 10^9 \text{ K}$ و منحنی خط-نقطه‌چین برای $T_{Fe} = 10^9 \text{ K}$.

شکل (۳)، تغییر پارامتر پهنای باریکه نرمالیزه f را برحسب فاصله بی بعد انتشار ξ برای مدل پلاسما نسبیتی پاندرماتئو کوانتومی و کلاسیکی نشان می‌دهد. از این شکل، مشاهده می‌شود که سهم کوانتومی، طول کانونی شدن را با یک اثر خود-کانونی اضافی در مقایسه با پلاسما نسبیتی پاندرماتئو کلاسیکی کاهش می‌دهد. این به این دلیل است که پلاسما کوانتومی به عنوان یک محیط غیرخطی عمل می‌کند و به همین دلیل اثرات کوانتومی به خود-کانونی می‌افزاید.



شکل ۷. تغییرات پهنای نرمالیزه باریکه لیزر f برحسب طول انتشار نرمالیزه ξ . منحنی خط‌پر مربوط به مدل پلاسما کوانتومی حرارتی و منحنی نقطه‌چین برای مدل پلاسما کلاسیک ($\delta = 0$) است.

شکل (۴)، تغییر پارامتر پهنای باریکه نرمالیزه f را برحسب فاصله بی بعد انتشار ξ برای $b=1$ برای شدت‌های مختلف $0/4$ ، $0/6$ ، $0/2$ نشان می‌دهد. همچنین مشاهده شده می‌شود که خود-کانونی در طول انتشار کوتاه‌تری رخ می‌دهد و با افزایش شدت لیزر قوی‌تر می‌شود. با افزایش شدت لیزر، گذردهی دی‌الکتریک افزایش می‌یابد و در نتیجه، گرادیان ضریب شکست القای توسط غیرخطیت برای وقوع فرآیند خود-کانونی برآورده می‌شود. این به دلیل شدت نسبیتی است که در آن الکترون‌های بیشتری با پرتو لیزر حرکت می‌کنند و جریان بیشتری تولید می‌کنند و در نتیجه یک میدان مغناطیسی شبه ثابت بالا ایجاد می‌کنند. میدان مغناطیسی ناشی از این الکترون‌های نسبیتی است که به نوبه خود، کانونی شدن باریکه لیزر در پلاسما را افزایش می‌دهد.

- نتیجه گرفت که پارامتر غیرمترکز، شدت لیزر، نیروی پاندرماتیو نسبیتی و دمای فرمی الکترون نقش مهمی در بهبود کانونی باریکه لیزر در پلاسمای دارند. مشاهده کردیم که افزایش پارامتر غیرمترکز در باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی منجر به کاهش بهتر طول خود-کانونی و همچنین کاهش پهنا می‌شود. نتایج عددی نشان می‌دهد که افزایش در دمای فرمی الکترون باعث افزایش خود-کانونی می‌شود و در نتیجه مقدار طول کانونی کاهش می‌یابد. همچنین، نتایج عددی نشان می‌دهد که پلاسمای کوانتومی به‌عنوان یک محیط غیرخطی عمل می‌کند و به همین دلیل در نظر گرفتن اثرات کوانتومی سبب افزایش خود کانونی باریکه لیزر می‌شود. ما نشان دادیم که با افزایش چگالی پلاسمای کانونی شدن باریکه قوی‌تر و در طول انتشار کمتری صورت می‌گیرد. فیزیک آن این است که با افزایش چگالی محیط، انتشار باریکه لیزر در محیط الکترون‌های نسبیتی بیشتری ایجاد می‌کند و اثر خود-کانونی قوی‌تری در پلاسمای ایجاد می‌کند. علاوه بر این، نتیجه می‌گیریم که پهنای باریکه لیزر کسینوس هیپربولیک گاوسی به طور قابل توجهی با انتشار بیشتر در داخل پلاسمای کوانتومی حرارتی فشرده می‌شود. نتایج ارائه شده می‌تواند در درک فیزیک همجوشی لیزری پرتوان و روشن‌سازی مکانیزم انتشار لیزر در پلاسمای کوانتومی مفید باشند که در احتراق سریع آزمایش‌های همجوشی هسته‌ای مدرن (ICF) اهمیت دارد.
- ۶. مراجع ها**
- [7] Campbell, E. M.; Sangster, T. C.; Goncharov, V. N.; Zuegel, J. D.; Morse, S. F. B.; Sorce, C.; Collins, G. W.; Wei, M. S.; Betti, R.; Regan, S. P.; Froula, D. H. "Direct-Drive Laser Fusion: Status, Plans and Future"; *Philos. Trans. A Math. Phys. Eng. Sci.* 2021, 379, 20200011. doi:10.1098/rsta.2020.0011.
- [8] Thakur, V.; Kant, N.; Vij, S. "Harmonic Generation by an Interaction of Laser With an Array of Anharmonic Carbon Nanotubes"; *Chin. J. Phys.* 2021, 71, 660–668. doi:10.1016/j.cjph.2021.04.002.
- [9] Mourou, G. A.; Tajima, T.; Bulanov, S. V. "Optics in the Relativistic Regime"; *Rev. Mod. Phys.* 2006, 78, 309–371. doi:10.1103/RevModPhys.78.309.
- [10] Zare, S.; Yazdani, E.; Rezaee, S.; Anvari, A.; Sadighi-Bonabi, R. "Relativistic Self-Focusing of Intense Laser Beam in Thermal Collisionless Quantum Plasma With Ramped Density Profile"; *Phys. Rev. Spec. Top. Accel. Beams* 2015, 18. doi:10.1103/PhysRevSTAB.18.041301.
- [11] Javan, N. S.; Azad, M. H. "Thermal Behavior Change in the Self-Focusing of an Intense Laser Beam in Magnetized Electron-Ion-Positron Plasma"; *Laser Part. Beams* 2014, 32, 321–330. doi:10.1017/S0263034614000184.
- [12] Gill, T. S.; Kaur, R.; Mahajan, R. "Self-Focusing of Super-Gaussian Laser Beam in Magnetized Plasma Under Relativistic and Ponderomotive Regime"; *Optik* 2015, 126, 1683–1690. doi: 10.1016/j.ijleo.2015.05.031.
- [13] Shukla, P. K.; Eliasson, B. "Nonlinear Aspects of Quantum Plasma Physics"; *Phys.--Usp.* 2010, 53, 51–76. doi:10.3367/UFNe.0180.201001b.0055.
- [14] Aggarwal, M.; Kumar, H.; Mahajan, R.; Arora, N. S.; Gill, T. S. "Relativistic Ponderomotive Self-Focusing of Quadruple Gaussian Laser Beam in Cold Quantum Plasma"; *Laser Part. Beams* 2018, 36, 353–358. doi:10.1017/S026303461800023X.
- [15] Zare, S.; Rezaee, S.; Yazdani, E.; Anvari, A.; Sadighi-Bonabi, R. "Relativistic Gaussian Laser Beam Self-Focusing in Collisional Quantum Plasmas"; *Laser Part. Beams* 2015, 33, 397–403. doi:10.1017/S0263034615000063.
- [16] Yaalou, M.; Hricha, Z.; Belafhal, A. "Transformation of a vortex cosine-hyperbolic-Gaussian beam by an airy transform optical system"; *Optical and Quantum Electronics* 2023, 55, 875. doi:10.1007/s11082-023-05133-9.
- [17] Kant, N.; Vij, S.; Chakravarti, S. K.; Kushwaha, J. P.; Thakur, V. "Relativistic Self-Focusing of Hermite-Cosh-Gaussian Laser Beam in Magnetoplasma With Exponential Plasma Density Ramp"; *Commun. Theor. Phys.* 2019, 71, 1469. doi:10.1088/0253-6102/71/12/1469.
- [18] Nanda, V.; Ghotra, H. S.; Kant, N. "Early and Strong Relativistic Self-Focusing of Cosh-Gaussian Laser Beam in Cold Quantum Plasma"; *Optik* 2018, 156, 191–196. doi: 10.1016/j.ijleo.2017.10.147.
- [19] Patil, S. D.; Takale, M. V.; Navare, S. T.; Dongare, M. B.; Fulari, V. J. "Self-Focusing of Gaussian Laser Beam in Relativistic Cold Quantum Plasma"; *Optik* 2013, 124, 180–183. doi:10.1016/J.IJLEO.2011.11.061.
- [20] Wani, M. A.; Ghotra, H. S.; Kant, N. "Self-Focusing of Hermite-Cosh-Gaussian Laser Beam in Semiconductor Quantum Plasma"; *Optik* 2018, 154, 497–502. doi:10.1016/j.ijleo.2017.10.058.
- [21] Thakur, V.; Kumar, S.; Kant, N. "Self-Focusing of a Bessel-Gaussian Laser Beam in Plasma Under Density Transition"; *J. Nonlinear Opt. Phys. Mater.* 2024, 33. doi:10.1142/S0218863523500388.
- [1] Abrahimi, M. B.; Abdoli-Arani, A. "Effect of Strong Uniform Axial magnetic Field on the TE and TM Modes Fields and Injected Electron Dynamic in the Plasma Waveguide With Piet Hein Cross Section"; *Applied Electromagnetics* 2022, 10, 125-138 (In Persian). doi:10.1001.1.26455153.1401.10.2.11.7.
- [2] Rahmani, Z.; Abdoli-Arani, A.; Pirizad-Hejrandoost, S. "The Investigation of Electromagnetic Waves Scattering by a Warm Plasma Antenna with an Elliptical Cross Section"; *Radar* 2021, 9, 57-63 (In Persian). doi:10.1001.1.23454024.1400.9.1.6.8.
- [3] Khojeh, G.; Abdoli-Arani, A. "Calculation of the Resonance Frequency of a Toroidal Plasma"; *Applied Electromagnetics* 2021, 9, 63-70 (In Persian). doi:10.1001.1.26455153.1400.9.2.8.7.
- [4] Alizadehfar, M.; Rahmani Z.; Abdoli-Arani, A.; "Excitation and Amplification of Hybrid Modes in Circular-Elliptic Combined Plasma Waveguides Including Relativistic Electron Beam"; *Applied Electromagnetics* 2023, 11, 61-73 (In Persian). doi:10.1001.1.26455153.1402.11.1.7.8.
- [5] Tissandier, F.; Jurkovičová, L.; Gautier, J.; Staněk, M.; Finke, O.; Albrecht, M.; Nejd, J.; Hort, O.; Sebban, S. "Demonstration of a kHz-Repetition-Rate Extreme Ultraviolet Laser at 41.8 nm"; *Opt. Lett.* 2024, 49, 6321–6324. doi:10.1364/OL.38340.
- [6] Huang, L. G.; Takabe, H.; Cowan, T. E.; "Maximizing Magnetic Field Generation in High Power Laser-Solid Interactions"; *High Power Laser Sci. Eng.* 2019, 7. doi: 10.1017/hpl.2019.9.

- [24] Malkin, V. M.; Fisch, N. J.; Wurtele, J. S. "Compression of Powerful X-Ray Pulses to Attosecond Durations by Stimulated Raman Backscattering in Plasmas"; *Physical Review E-Statistical, Nonlinear, and Soft Matter Physics* 2007, 75, 026404. doi:10.1103/PhysRevE.75.026404.
- [22] Patil, S. S.; Khandale, K. Y.; Takale, P. T.; Mane, M. B.; Nikam, P. P.; Shinde, P. P.; Patil, P. P.; Takale, M. V.; Patil, S. D. "Self-Focusing of Laguerre-Gaussian Laser Beams in Collisionless Plasma: Paraxial-Like Approach"; *J. Opt.* 2024, 53, 3239-3245. doi:10.1007/s12596-023-01478-2.
- [23] Walia, K. "Self-Focusing of Laser Beam in Weakly Relativistic-Ponderomotive thermal Quantum Plasma"; *Optik* 2021, 225, 165889. doi: 10.1016/j.ijleo. 2020.165889.