

Research Paper

Investigation of Laser Self-Focusing in Quantum Plasma by the Moment Theory Approach¹

Somaye Zare²

Received: 2023.07.09

Revised: 2023.08.28

Accepted: 2023.10.23

Abstract

In this work, considering the moment theory propagation of the laser beam with relativistic intensity in thermal quantum plasma is studied. Using the Maxwell equation and dielectric function obtained by the quantum hydrodynamic model, the mathematical equation for the laser beam width parameter is achieved and solved numerically by the fourth-order Runge-Kutta method. The results show that the stronger self-focusing effect is found in the moment theory compared to paraxial approximation. Also, similar to paraxial approximation, with growing Fermi temperature, plasma density and laser intensity, the oscillation frequency of the beam width parameter increases and focusing length decreases which means improving the self-focusing effect. Furthermore, it is seen that behaviors of the critical radius are not similar in the two theories, as in the moment theory, with increasing laser intensity, critical radius decreases until it becomes independent of the beam intensity, but in the paraxial approximation, the critical radius after a minimum value is enhanced with increasing laser intensity.

Keywords: *Laser Propagation in Plasma, Quantum Plasma, Beam Width Parameter, Moment Theory, Quantum Hydrodynamic Model.*

¹ <https://doi.org/10.22051/ijap.2023.44351.1338>

² Assistant Professor, Photonics and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, Tehran, Iran. Email: sozare@aeoi.org.ir



بررسی خود کانونی لیزر در پلاسمای کوانتومی با استفاده از نظریه مؤمنت^۱

سمیه زارع^۲

تاریخ دریافت: ۱۴۰۲/۰۴/۱۸

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۲/۰۶/۰۶

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۲/۰۸/۰۱

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک، دانشگاه الزهرا

سال چهاردهم، پیاپی ۳۶، بهار ۱۴۰۳

صص ۷۷ - ۸۷

چکیده:

در این پژوهش، با فرض نظریه مؤمنت، انتشار باریکه لیزر با شدت نسبی در پلاسمای کوانتومی گرم مطالعه می‌شود. با کمک معادله ماکسول و ثابت دی‌الکتریک بدست آمده از الگوی هیدرودینامیک کوانتومی، معادله انتشار پهنای بی‌بعد باریکه در راستای انتشار یافت شده و به صورت عددی با روش رانجکوتای مرتبه چهار حل می‌شود. نتایج نشان می‌دهند که در مقایسه با تقریب پیرامحوری در نظریه مؤمنت، خود کانونی قوی‌تری مشاهده می‌شود. همچنین مشابه تقریب پیرامحوری، با افزایش دمای فرمی، چگالی پلاسما و شدت لیزر، فرکانس نوسان‌های پهنای باریکه لیزر افزایش و طول کانونی شدن کاهش می‌یابد که به معنی بهبود پدیده خود کانونی است. در ادامه نتیجه می‌شود که رفتار شعاع بحرانی لیزر در دو نظریه یکسان نیستند، آن‌چنان‌که در نظریه مؤمنت با افزایش شدت لیزر شعاع بحرانی کاهش می‌یابد تا جایی که غیروابسته از شدت لیزر شود؛ اما در تقریب پیرامحوری، شعاع بحرانی پس از رسیدن به مقدار کمینه، با افزایش شدت لیزر بزرگ‌تر می‌شود.

واژگان کلیدی: انتشار لیزر در پلاسما، پلاسمای کوانتومی، پهنای باریکه لیزر، نظریه مؤمنت، الگوی هیدرودینامیک کوانتومی.

¹ <https://doi.org/10.22051/ijap.2023.44351.1338>

² استادیار، پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران، ایران. Email: sozare@aeoi.org.ir



۱. مقدمه

توسعه فناوری لیزرها با پهنای باریکه کوتاه و شدت‌های بالا، مشاهده اثرات نسبیتی در برهمکنش باریکه لیزر با پلاسما را ممکن کرده است. انتشار باریکه لیزر پر شدت در پلاسما در شتاب‌دهنده‌های لیزر-پلاسمایی [۱، ۲] و تولید تابش‌های تراهرتز [۳، ۴] از اهمیت بالایی برخوردار است. یکی از راهکارهای افزایش انتشار لیزر در پلاسما و بهبود برهمکنش آن با پلاسما، پدیده خودکانونی است. هرگاه شدت لیزر در محدوده نسبیتی باشد، خودکانونی نسبیتی اتفاق می‌افتد که ناشی از افزایش جرم الکترونی است که با سرعت‌های نسبیتی در یک میدان لیزری شدید نوسان می‌کنند. تغییر جرم الکترون‌ها، ثابت دی‌الکتریک پلاسما را تغییر می‌دهد و بر رفتار باریکه تأثیر می‌گذارد. این خودکانونی اولین بار توسط هورا در سال ۱۹۷۵ معرفی شد [۵]. از آن زمان تاکنون بسیاری از پژوهشگران این خودکانونی را در پلاسمای کلاسیک در شرایط مختلفی از پلاسما مطالعه کرده‌اند [۶-۸].

پلاسمای کلاسیک دمای بالا و چگالی پایین دارد. اما پلاسمای کوانتومی پلاسمایی است که توسط دمای پایین و چگالی بالا معرفی می‌شود، آن‌چنان‌که دمای آن از دمای فرمی، $k_B T_F = \hbar^2 (3\pi^2 n_e)^{2/3} / 2m_e$ کوچک‌تر است، جایی که k_B ، \hbar ، n_e و m_e به ترتیب نشان‌دهنده چگالی پلاسمای الکترون، ثابت پلانک، جرم الکترون و ثابت بولتزمن هستند. نظریه پلاسمای کوانتومی اولین بار توسط کلیمونتوویچ [۹] و بوهم [۱۰] گزارش شد. اگر دمای فرمی پلاسما بسیار بالا باشد، مشابه با پلاسمای تولیدشده در واکنش‌های گداخت، آن را پلاسمای کوانتومی گرم می‌نامند [۱۱].

برای شرح پلاسمای کوانتومی سه الگو وجود دارد، الگوی ویگنر-پواسون^۱، شروودینگر-پواسون^۲ و هیدرودینامیک کوانتومی^۳. الگوی ویگنر-پواسون و الگوی شروودینگر-پواسون به ترتیب رفتار جنبشی ذرات و رفتار هیدرودینامیکی ذرات پلاسما را شرح می‌دهند [۱۲، ۱۳]. الگوی هیدرودینامیک کوانتومی مشابه با الگوی سیالی کلاسیکی، توابع ویگنر را در فضای اندازه حرکت در نظر می‌گیرد. در این الگو پتانسیل بوهم مشابه یک تصحیح کوانتومی وارد معادلات سیالی می‌شود [۱۴-۱۶]. خودکانونی در پلاسمای کوانتومی سرد [۱۹-۱۷] و گرم [۱۱، ۲۰، ۲۱] نیز توسط پژوهشگران زیادی در شرایط مختلف لیزر و پلاسما بررسی شده است. اکثر بررسی‌های خودکانونی

¹ Wigner-Poisson

² Schrödinger-Poisson

³ Quantum Hydrodynamic



لیزر توسط تقریب پیرامحوری^۱ انجام شده است. در تقریب پیرامحوری تنها ناحیه‌ای از باریکه که نزدیک محور انتشار است در محاسبات در نظر گرفته می‌شود که بی‌گمان این تقریب ایجاد خطا می‌کند. نظریه دیگری برای مطالعه انتشار لیزر در پلازما، به نام نظریه مؤمنت^۲ وجود دارد که این تقریب را ندارد. نظریه مؤمنت، معادله شبه‌اپتیکی برای بدست آوردن عبارت‌های تحلیلی ساده برای باریکه به دام افتاده در محیط‌های غیرخطی است. در مقاله [۲۲] پلاسمای کلاسیک توسط این نظریه مطالعه شده است که اثر شدت لیزر و چگالی پلازما بر خودکانونی باریکه و همچنین رابطه شعاع بحرانی لیزر در دو نظریه با هم مقایسه شده‌اند. اما تاکنون خودکانونی در پلاسمای کوانتومی با استفاده از نظریه مؤمنت بررسی نشده است.

با توجه به اهمیت پلاسمای کوانتومی در برهمکنش‌های ICF در این کار برای اولین بار انتشار باریکه لیزر در پلاسمای کوانتومی با استفاده از الگوی هیدرودینامیک و نظریه مؤمنت بررسی می‌شود و نتایج با الگوی تقریب پیرامحوری مقایسه می‌شوند. ابتدا با کمک این نظریه، معادله‌ای برای پهنای لیزر در پلاسمای کوانتومی بدست می‌آیند. این معادلات به روش رانجکوتای مرتبه چهار حل می‌شوند تا رفتار باریکه لیزر را در دمای فرمی، چگالی پلازما و شدت لیزر متفاوت بررسی شود. در ادامه شعاع بحرانی لیزر را به صورت تابعی از شدت مطالعه کرده و با شعاع بحرانی بدست آمده از نظریه تقریب پیرامحوری مقایسه می‌شود.

۲. استخراج معادله انتشار

انتشار باریکه لیزر گاوسی در امتداد جهت Z را می‌توان در سیستم مختصات استوانه‌ای بیان کرد. معادله موج باریکه لیزر گاوسی که در پلازما منتشر می‌شود، برابر است با

$$\nabla^2 \vec{E} - \nabla(\nabla \cdot \vec{E}) + \frac{\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2} = 0 \quad (1)$$

در حالی که، C سرعت نور در خلأ و ϵ ثابت دی‌الکتریک پلازما هستند. در این رابطه، E معرف دامنه میدان الکتریکی و برابر با $E = A \exp\{i(\omega t - \int_0^z k dz)\}$ است. $k = \sqrt{\epsilon_0} \omega / c$ و ω به ترتیب نشان‌دهنده دامنه حقیقی میدان الکتریکی لیزر، عدد موج و فرکانس لیزر هستند. با جایگذاری دامنه میدان الکتریکی در معادله (۱)،

$$2ik(z) \frac{\partial A(r,z)}{\partial r} = \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A(r,z)}{\partial r} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} (\epsilon - \epsilon_{0r}) A(r,z) \quad (2)$$

¹ Paraxial Ray Approximation

² Moment Theory



\mathcal{E} ، \mathcal{E}_0 و به ترتیب مختصات شعاعی در سیستم استوانه‌ای، ثابت دی‌الکتریک و قسمت حقیقی ضریب گذردهی خلأ هستند. با فرض الگوی هیدرودینامیک کوانتومی، ثابت دی‌الکتریک برای پلاسمای کوانتومی گرم غیرمغناطیسه و بی‌برخورد برابر است با [۱۱]،

$$\mathcal{E} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma(\omega^2 - \gamma^{-1}\alpha k^4 - k^2 V_F^2)} \quad (۳)$$

الکترون‌ها ناشی از تصحیح کوانتومی نوسانات چگالی است. $V_F = \sqrt{2k_B T_F / m_e}$ و $\alpha = \hbar^2 / 4m_e^2$ ضریب فرکانس پلاسماست و ضریب $\omega_p = (4\pi e^2 n_e / \gamma m_e)^{1/2}$ مربوط به پراش کوانتومی مؤمن بر پایه معادله‌ای برای میانگین مربع شعاع است،

$$\frac{\partial^2 \langle a^2 \rangle}{\partial z^2} = \frac{4I_2}{I_0} - \frac{4}{I_0} U(|A|^2) dx dy \quad (۴)$$

و میانگین مربع شعاع برابر است با [۲۲]،

$$\langle a^2 \rangle = \frac{(x^2 + y^2) AA^* dx dy}{I_0} \quad (۵)$$

جایی که

$$I_0 = |A|^2 dx dy \quad (۶)$$

$$I_2 = \frac{1}{2k^2} (\nabla_{\perp}^2 |A|^2 - F) dx dy \quad (۷)$$

همچنین توابع F و U به صورت ذیل تعریف می‌شوند،

$$F = \frac{1}{2\varepsilon_0} \int (\mathcal{E} - \varepsilon_0) d(|A|^2) \quad (۸)$$

$$U = \frac{|A|^2}{2\varepsilon_0} (\mathcal{E} - \varepsilon_0) - 2F \quad (۹)$$

است که r_0 و f به ترتیب شعاع اولیه باریکه لیزر و پارامتر بی‌بعد پهنای باریکه هستند. با جایگذاری معادلات (۳)، (۶)–(۹) در معادله (۴) و با کمک کمیت‌های بی‌بعد فاصله $\xi = z / (r_0^2 k)$ و شدت $P_0 = e^2 E^2 / (m_e^2 \omega^2 c^2)$ ، معادله انتشار باریکه بدست می‌آید،

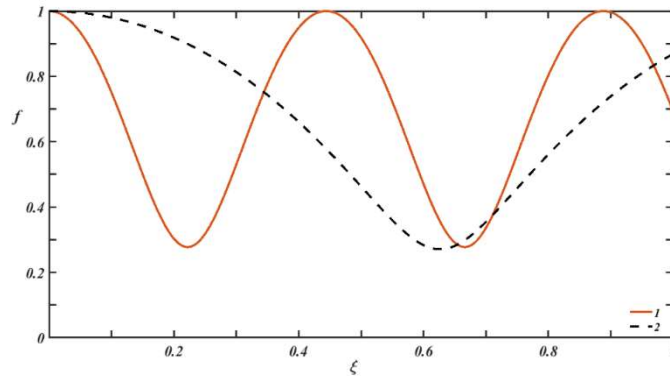


$$\frac{d^2 f}{d\xi^2} + \frac{1}{f} \left(\frac{df}{d\xi} \right)^2 = \frac{1}{f^3} - \frac{2f r_0^2 \omega_p^2 \omega^2}{c^2 p_0} \times \frac{\left(1 + \frac{p_0}{f^2} \right)^{-3/2}}{\omega^2 - \alpha k^4 \left(1 + \frac{p_0}{f^2} \right)^{-1/2} - k^2 v_F^2} \times$$

$$\left[1 + \frac{\alpha k^4 \left(1 + \frac{p_0}{f^2} \right)^{-1/2}}{\omega^2 - \alpha k^4 \left(1 + \frac{p_0}{f^2} \right)^{-1/2} - k^2 v_F^2} \right] \left[1 - \left(1 + \frac{p_0}{f^2} \right)^{1/2} + \log \left(\frac{\left(1 + \frac{p_0}{f^2} \right)^{1/2} + 1}{\left(1 + \frac{p_0}{f^2} \right)^{1/2} - 1} \right) \right] \quad (10)$$

۳. آنالیز نتایج

معادله (۱۰) با روش رانجکوتای مرتبه چهار و با فرض شرایط مرزی $f=1$ و $df/d\xi=0$ در $\xi=0$ به صورت عددی حل می‌شود. با فرض اینکه باریکه لیزری با $p_0=1$ (معادل با شدت $1.2 \times 10^{18} \text{ Wcm}^{-2}$) و فرکانس $\omega=1.78 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}$ (معادل با طول موج $1.064 \mu\text{m}$) وارد پلاسمایی با دمای فرمی $T_F=10^7 \text{ K}$ (دمای فرمی پلاسمای گرم بین 10^7 K و 10^9 K است)، چگالی $n_e=4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ شود، رفتار پهنای بی بعد باریکه لیزر در شکل (۱) نشان داده شده است. نمودار (۱) (خط) مربوط به محاسبات با نظریه مؤمنت و نمودار (۲) (خط چین) در شرایط کاملاً یکسان با توجه به معادلات منبع [۱۱] در تقریب پیرامحوری، رسم شده‌اند.

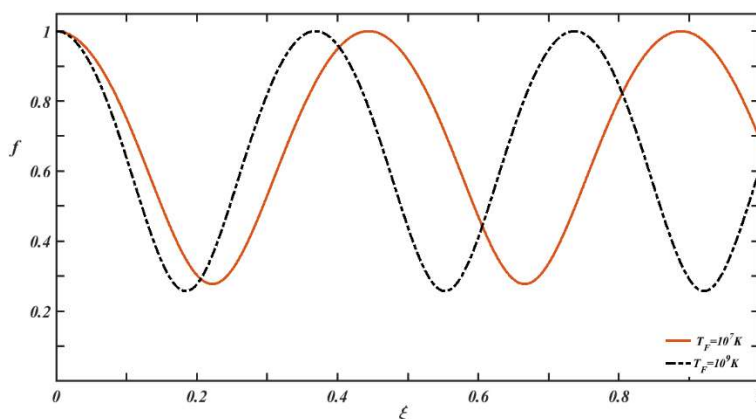


شکل ۱ مقایسه نوسانات باریکه لیزر در راستای انتشار با فرض نظریه مؤمنت (خط) و تقریب پیرامحوری (خط چین).

$$p_0=1, \omega=1.78 \times 10^{15} \text{ s}^{-1}, T_F=10^7 \text{ K} \text{ و } n_e=4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3} \text{ فرض شده‌اند.}$$

همان‌طور که از شکل (۱) مشاهده می‌شود، خودکانونی قوی‌تری در نظریه مؤمنت نتیجه خواهد شد، به‌صورتی که فرکانس نوسان باریکه لیزری بزرگ‌تر و طول اولین خودکانونی باریکه، کوچک‌تر

است. نسبت طول خود کانونی در نظریه مؤمنت $0/35$ مقدار بدست آمده از تقریب پیرامحوری است. دلیل این تفاوت این است که در تقریب پیرامحوری، تنها بخشی از باریکه لیزر که در نزدیکی محور انتشار است، در محاسبات لحاظ می شود؛ اما در نظریه مؤمنت، انتگرال در محدوده فضایی روی تمام باریکه لیزر گرفته خواهد شد. از این رو، چه در فیزیک کلاسیک و چه کوانتومی، انرژی انتقالی از لیزر به پلاسما در نظریه مؤمنت افزایش یافته و جریان الکترونی تولیدی در پلاسما تقویت می شود؛ در نتیجه با فرض نظریه مؤمنت، پدیده خود کانونی قوی تری در پلاسما اتفاق می افتد. همانطور که انتظار می رود، نتیجه مشابه با پلاسمای کلاسیکی بررسی شده در منبع [۲۲] است. در ادامه با استفاده از نظریه مؤمنت، نوسان باریکه لیزر با فرض دماهای فرمی و چگالی های پلاسمای متفاوت مطالعه می شود. در شکل (۲)، نمودار خط پلاسما با دمای فرمی $T_F = 10^7 K$ و نمودار خط - نقطه چین پلاسما با دمای فرمی $T_F = 10^9 K$ را نشان می دهند. هر چه دمای فرمی پلاسما بزرگ تر باشد، پدیده های غیرخطی که عامل کانونی شدن باریکه لیزر هستند، قوی تر شده و در نتیجه خود کانونی بهبود می یابد. در شکل (۲) دیده می شود که در دمای $T_F = 10^9 K$ ، کمینه پهنای باریکه، کاهش یافته و فرکانس نوسان ها، افزایش می یابد، در نتیجه خود کانونی تقویت می شود.

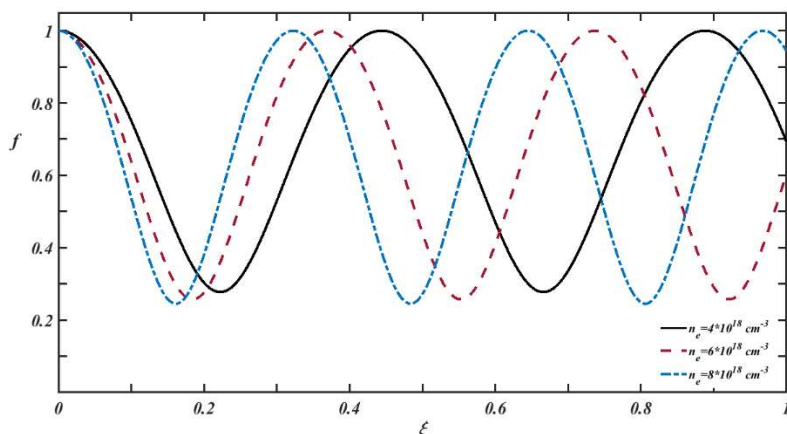


شکل ۲ نوسان باریکه لیزر در راستای انتشار در پلاسما با دمای فرمی $T_F = 10^7 K$ (خط) و $T_F = 10^9 K$ (خط - نقطه چین)؛ بقیه شرایط مشابه با شکل (۱).

حال، رفتار پهنای باریکه برای سه چگالی پلاسمای متفاوت، $n_e = 4 \times 10^{18} cm^{-3}$ (خط)، $n_e = 6 \times 10^{18} cm^{-3}$ (خط چین) و $n_e = 8 \times 10^{18} cm^{-3}$ (خط - نقطه چین) بررسی می شود. با افزایش



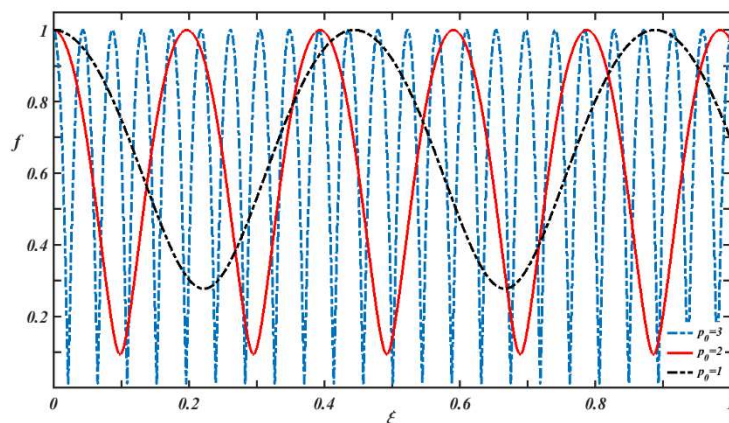
چگالی پلاσμα، جریان الکترونی بزرگ تر و در نتیجه میدان شبه استاتیک قوی تری در پلاσμα تولید می شوند که باعث تقویت خود کانونی شده و نتایج مشابه با تقریب پیرامحوری است. در شکل (۳) دیده می شود که با افزایش چگالی، کمینه پهنای باریکه کاهش و فرکانس نوسان پهنای افزایش یافته است.



شکل ۳ نوسان باریکه لیزر در راستای انتشار در پلاسمایی با چگالی $n_e = 4 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (خط)،

$n_e = 6 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (خط چین) و $n_e = 8 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ (خط - نقطه چین)؛ بقیه شرایط مشابه با شکل (۱).

در شکل (۴)، رفتار باریکه لیزر در راستای انتشار برای سه پارامتر شدت، $p_0 = 1$ (خط چین)، $p_0 = 2$ (خط) و $p_0 = 3$ (خط - نقطه چین) بررسی می شوند. از شکل دیده می شود که با افزایش شدت لیزر، فرکانس نوسان پهنای افزایش و همچنین کمینه پهنای باریکه کاهش می یابند؛ چرا که با افزایش شدت لیزر، الکترون های پرشتاب بیشتری تولید خواهند شد. در نتیجه میدان مغناطیسی بدست آمده از جریان الکترونی، بزرگ تر شده و خود کانونی قوی تری اتفاق خواهد افتاد. این نتایج مشابه، نتایج بدست آمده از تقریب پیرامحوری است.



شکل ۴ رفتار باریکه لیزر با سه شدت $p_0 = 1$ (خط چین)، $p_0 = 2$ (خط) و $p_0 = 3$ (خط - نقطه چین). باقی شرایط مشابه با شکل (۱).

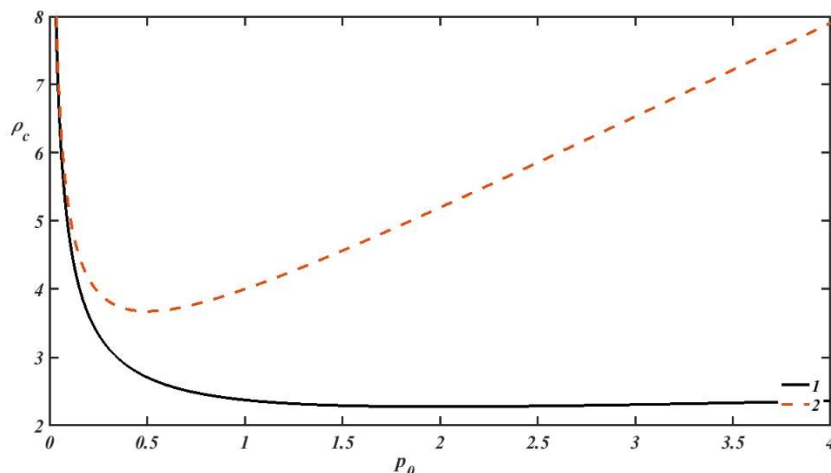
از معادله (۱۰) دیده می شود که نوسان پهنای باریکه بدست آمده رقابت واگرایی پراش و کانونی شدن اثرات غیرخطی است. حال اگر این دو عامل با هم برابر باشند، باریکه نه کانونی و نه واگرا خواهد شد، بلکه در شعاع ثابت در پلاسما حرکت می کند که این شعاع را شعاع بحرانی می نامند. شعاع بحرانی مقدار کمینه شعاع باریکه لیزر برای داشتن خود کانونی پایدار در پلاسماست. به بیان دیگر، هرگاه شعاع لیزر از شعاع بحرانی، بزرگ تر باشد، باریکه خود کانونی پایدار را تجربه می کند؛ در غیر این صورت، باریکه لیزر واگرا خواهد شد. با مساوی قرار دادن دو جمله سمت راست معادله (۱۰)، رابطه ای برای شعاع بحرانی بی بعد بدست خواهد آمد،

$$\rho_c = \left\{ \frac{p_0}{2\omega^2} \frac{(1+p_0)^{3/2} (\omega^2 - \alpha k^4 (1+p_0)^{-1/2} - k^2 v_F^2)}{\left(1 + \frac{\alpha k^4 (1+p_0)^{-1/2}}{\omega^2 - \alpha k^4 (1+p_0)^{-1/2} - k^2 v_F^2} \right) \left[1 - (1+p_0)^{1/2} + \log \left(\frac{(1+p_0)^{1/2} + 1}{(1+p_0)^{1/2} - 1} \right) \right]} \right\}^{1/2} \quad (11)$$

شکل (۵)، وابستگی شعاع بحرانی را به شدت بی بعد لیزر نشان می دهد. در تقریب پیرامحوری (نمودار (۲))، با افزایش شدت لیزر، مقدار شعاع بحرانی کاهش می یابد و پس از رسیدن به یک مقدار کمینه در $p_0 = 0.45$ ، با زیاد شدن شدت، مقدار این کمیت افزایش می یابد. اما در نظریه مؤمن (نمودار (۱))، رفتار شعاع بحرانی متفاوت است. مقدار شعاع بحرانی با افزایش شدت لیزر کاهش خواهد یافت تا اینکه با رسیدن به حالت اشباع، کمابیش ناوابسته از شدت لیزر شود. پس



وابستگی شعاع بحرانی به شدت لیزر در دو نظریه با یکدیگر متفاوت است. باید در نظر داشت که نتایج نظریه مؤمنت به حقیقت نزدیک تر است، چرا که در محاسبات، بدون در نظر گرفتن تقریب، کل انرژی ورودی لیزر به پلاسمای لحاظ شده است. پس با افزایش شدت لیزر، انرژی ورودی افزایش می یابد تا اینکه پلاسمای به اشباع برسد؛ پس از اشباع پلاسمای، دیگر افزایش شدت لیزر تأثیری بر بزرگی شعاع بحرانی نخواهد داشت. در پلاسمای کلاسیکی منبع [۲۲] نیز نتایج مشابهی برای شعاع بحرانی گزارش شده است.



شکل ۵ وابستگی شعاع بحرانی به شدت لیزر با در نظر گرفتن نظریه مؤمنت (خط) و تقریب پیرامحوری (خط چین).

۴. نتیجه گیری

با کمک نظریه مؤمنت و فرض الگوی هیدرودینامیک کوانتومی برای پلاسمای، معادله ای برای تغییرات پهنای بی بعد باریکه لیزر در پلاسمای کوانتومی گرم در راستای انتشار یافت شد. با حل عددی این معادله، نتیجه شد که در نظریه مؤمنت در مقایسه با تقریب پیرامحوری، خودکانونی قوی تری اتفاق می افتد. از طرفی مشابه با تقریب پیرامحوری با افزایش دمای فرمی، چگالی پلاسمای و شدت لیزر، پهنای باریکه با فرکانس بیشتر و طول کانونی کمتری نوسان خواهد کرد. اما رفتار شعاع بحرانی نسبت به شدت لیزر در نظریه مؤمنت متفاوت با تقریب پیرامحوری می شود، به صورتی که در نظریه مؤمنت برخلاف تقریب پیرامحوری، با افزایش شدت لیزر شعاع بحرانی کاهش یافته و پس از رسیدن به یک مقدار کمینه، ناوابسته به شدت خواهد شد. با توجه به اینکه در نظریه مؤمنت تمام انرژی باریکه لیزر ورودی وارد محاسبات می شوند، نتایج بدست آمده از این کار

به حقیقت نزدیک تر بوده و می تواند در واکنش های لیزر- پلاسما، زمانی که کوانتوم حاکم است، مفید باشد.

۵. تقدیر و تشکر

از پژوهشکده فوتونیک و فناوری کوانتومی بخاطر تمام حمایت هایشان کمال تشکر را دارم.

منابع

- [1] Paul I., Chatterjee A., and Paul S., "Effects of nonthermal electrons and ion beams on ion-acoustic double layers in warm ion plasma", *Indian Journal of Physics*, **95**, 2491-2505, 2021. <https://doi.org/10.1007/s12648-020-01899-w>.
- [2] Kurz T. *et al.*, "Demonstration of a compact plasma accelerator powered by laser-accelerated electron beams", *Nature communications*, **12**, 2895, 2021. <https://doi.org/10.1038/s41467-021-23000-7>.
- [3] Buldt J., Mueller M., Stark H., Jauregui C., and Limpert J., "Fiber laser-driven gas plasma-based generation of THz radiation with 50-mW average power", *Applied Physics B*, **126**, 1-5, 2020. <https://doi.org/10.1007/s00340-019-7353-2>.
- [4] Venkatesh M., Thirupugalmani K., Rao K. S., Brahadeeswaran S., and Chaudhary A., "Generation of efficient THz radiation by optical rectification in DAST crystal using tunable femtosecond laser pulses", *Indian Journal of Physics*, **91**, 319-326, 2017. <https://doi.org/10.1007/s12648-016-0927-5>.
- [5] Hora H., "Theory of relativistic self-focusing of laser radiation in plasmas", *JOSA*, **65**, 882-886, 1975.
- [6] Aggarwal M., Kumar H., Richa R., and Gill T. S., "Self-focusing of Gaussian laser beam in weakly relativistic and ponderomotive cold quantum plasma", *Physics of Plasmas*, **24**, 2017. <https://doi.org/10.1063/1.4973615>.
- [7] Aggarwal M., Vij S., and Kant N., "Self-focusing of quadruple Gaussian laser beam in an inhomogenous magnetized plasma with ponderomotive non-linearity: effect of linear absorption", *Communications in Theoretical Physics*, **64**, 565, 2015. <https://doi.org/10.1088/0253-6102/64/5/565>.
- [8] Patil S. D., Takale M. V., and Gill T. S., "Effect of light absorption on relativistic self-focusing of Gaussian laser beam in plasma", *The European Physical Journal D*, **69**, 1-4, 2015. <https://doi.org/10.1140/epjd/e2015-60118-4>.
- [9] Klimontovich Y. L. and Silin V. P., "The spectra of systems of interacting particles and collective energy losses during passage of charged particles through matter", *Soviet Physics Uspekhi*, **3**, 84, 1960. <https://doi.org/10.1070/PU1960v003n01ABEH003260>.
- [10] Bohm D. and Pines D., "A collective description of electron interactions: III. Coulomb interactions in a degenerate electron gas", *Physical Review*, **92**, 609, 1953. <https://doi.org/10.1103/PhysRev.92.609>.
- [11] Patil S. and Takale M., "Stationary self-focusing of Gaussian laser beam in relativistic thermal quantum plasma", *Physics of Plasmas*, **20**, 2013. <https://doi.org/10.1063/1.4812632>.
- [12] Shukla P. and Eliasson B., "Formation and dynamics of dark solitons and vortices in quantum electron plasmas", *Physical review letters*, **96**, 245001, 2006. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.96.245001>.



- [13] Anderson D., Hall B., Lisak M., and Marklund M., "Statistical effects in the multistream model for quantum plasmas", *Physical Review E*, **65**, 046417, 2002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.65.046417>.
- [14] Shukla P. K., "A new spin on quantum plasmas", *Nature Physics*, **5**, 92-93, 2009. <https://doi.org/10.1038/nphys1194>.
- [15] Manfredi G. and Haas F., "Self-consistent fluid model for a quantum electron gas", *Physical Review B*, **64**, 075316, 2001. <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.64.075316>.
- [16] Haas F., Garcia L., Goedert J., and Manfredi G., "Quantum ion-acoustic waves", *Physics of Plasmas*, **10**, 3858-3866, 2003. <https://doi.org/10.1063/1.1609446>.
- [17] Patil S., Takale M., Navare S., Dongare M., and Fulari V., "Self-focusing of Gaussian laser beam in relativistic cold quantum plasma", *Optik*, **124**, 180-183, 2013. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2011.11.061>.
- [18] Walia K. and Tripathi D., "Self-focusing of elliptical laser beam in cold quantum plasma", *Optik*, **186**, 46-51, 2019. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2019.04.081>.
- [19] Pawar V., Nikam P., Kokare S., Patil S., and Takale M., "Relativistic self-focusing of finite Airy-Gaussian laser beams in cold quantum plasma", *Journal of Optics*, **50**, 403-409, 2021. <https://doi.org/10.1007/s12596-021-00718-7>.
- [20] Thakur V., Chakravarti S. K., Kushwaha J. P., and Kant N., "Strong self-focusing of a chirped pulse laser in thermal quantum plasma under density transition", *Optik*, **202**, 163727, 2020. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2019.163727>.
- [21] Walia K., "Self-focusing of laser beam in weakly relativistic-ponderomotive thermal quantum plasma", *Optik*, **225**, 165889, 2021. <https://doi.org/10.1016/j.ijleo.2020.165889>.
- [22] Walia K. and Singh A., "Comparison of two theories for the relativistic self-focusing of laser beams in plasma", *Contributions to Plasma Physics*, **51**, 375-381, 2011. <https://doi.org/10.1002/ctpp.201010102>.



This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-Noncommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

