

Research Paper

Laser Self-focusing Effect on Collisional Quantum Plasma with Ramped Density Profile¹

Somaye Zare²

Received: 2020.09.04

Revised: 2020.11.13

Accepted: 2020.12.20

Abstract

When an intense laser beam propagates in plasma, due to relativistic electrons resulting from the laser electric field, the plasma refractive index alters. Subsequently, the plasma behaves initially similar to a positive lens that decreases the laser spot size. In this article, the propagation of the laser beam in collisional quantum plasmas is investigated with considering a ramped density profile. Using WKB and paraxial approximations through parabolic equation, a mathematical formulation for the beam width parameter is obtained from the wave equation. Acquired equations are numerically solved by employing the fourth-order Runge-Kutta method. In the collisionless plasma, by increasing the ramp slope, the beam width focuses with less oscillation amplitude, smaller laser spot size and more oscillations. In the collisional quantum plasma, due to energy absorption, the oscillation amplitude enhances by passing through the plasma and the laser beam defocuses at a few lengths. For the greater values of the slope and the collision frequency, the laser spot size oscillates with the higher amplitude and defocuses in a shallower plasma depth. Also, greater plasma density results in smaller laser spot size and bigger oscillation frequency. Then, this effect is compared in the strong and weak quantum and classical plasmas. Decreasing the plasma temperature improves the magnetization due to the ponderomotive force related to the time variation, the beam-width oscillates with greater frequency and deeper penetration in the strong quantum plasma in comparison with the weak quantum or the classical cases.

Keywords: *Quantum Plasma, Relativistic Self-Focusing Effect, Beam Width Parameter, Collisional Plasma.*

¹ DOI: 10.22051/ijap.2020.32924.1175

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

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران، دانشگاه الزهرا
سال دهم، پیاپی ۲۱، تابستان ۱۳۹۹

مقاله پژوهشی

خودکانونی باریکه لیزر در پلاسمای کوانتومی بر خوردی با پروفایل چگالی رمپ^۱

سمیه زارع^۲

تاریخ دریافت: ۱۳۹۹/۰۶/۱۴

تاریخ بازنگری: ۱۳۹۹/۰۸/۲۳

تاریخ پذیرش: ۱۳۹۹/۰۹/۳۰

چکیده

با عبور باریکه لیزر پر شدت از پلاسما و تولید الکترون‌های نسبیتی، تغییر ضریب شکست پلاسما به گونه‌ای است که پلاسما مانند یک عدسی همگرا، باریکه لیزر را متمرکز می‌کند. در این مقاله، خودکانونی نسبیتی باریکه در پلاسمای کوانتومی بر خوردی با فرض چگالی رمپ مطالعه می‌شود. با استفاده از تقریب پیرامحوری و WKB، معادلات کوپل شده‌ای برای پارامتر پهنای باریکه منتشر شده در پلاسمای مفروض به دست می‌آید که با روش رانگ کوتای مرتبه چهار به صورت عددی حل می‌شود. ابتدا با چشم‌پوشی از بر خوردها در پلاسما، تأثیر گرادیان چگالی در خودکانونی بررسی می‌شود. مشاهده خواهد شد که با افزایش چگالی، بسامد نوسان‌های پهنای باریکه افزایش و دامنه نوسان و کمینه پهنای باریکه کاهش می‌یابد. اما در پلاسمای بر خوردی به علت جذب انرژی لیزر، دامنه نوسان پهنای در راستای انتشار افزایش می‌یابد تا بالاخره باریکه از عمق

^۱ DOI: 10.22051/ijap.2020.32924.1175

^۲ استادیار، پژوهشکده فوتونیک و فناوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران، ایران.

مشخصی و اگر شود. پس با افزایش چگالی نیز آهنگ جذب بیشتر شده و باریکه با بسامد و دامنه بزرگ تری نوسان کرده و از عمق کمتری واگرا می شود، اما کمینه پهنای مشابه پلاسمای بی برخورد کاهش می یابد. همچنین، با افزایش بسامد برخورد، انرژی لیزر سریع تر افت می کند و باریکه با دامنه بزرگ تری نوسان کرده و نفوذ کمتری در پلاسما خواهد داشت. سپس خودکانونی در پلاسماهای کوانتومی قوی و ضعیف و کلاسیکی مقایسه می شوند. با کاهش دمای پلاسما و افزایش اثرات کوانتومی، مغناطیدگی حاصل از مؤلفه وابسته به زمان نیروی پاندرماتیو بیشتر می شود و خودکانونی قوی تری رخ می دهد. آن گونه که باریکه در پلاسمای کوانتومی قوی، با دامنه و کمینه پهنای کوچک تر و عمق نفوذ و نواخت تکرار بزرگ تری نوسان خواهد کرد.

واژگان کلیدی: پلاسمای کوانتومی، اثر خودکانونی نسبی، پارامتر پهنای باریکه، پلاسمای برخوردی.

۱. مقدمه

با پیشرفت لیزرهای فوق کوتاه و پرتوان، بهبود برهمکنش لیزر با پلاسما و تولید الکترون‌ها و یون‌های پرشتاب، یکی از اهداف مهم بسیاری از پژوهشگران دنیا شد [۱-۴]. هرچه طول انتشار باریکه لیزر در پلاسما بیشتر باشد، برهمکنش قوی تری رخ خواهد داد و در نتیجه الکترون‌های پرشتاب بیشتری تولید خواهد شد. یکی از راهکارهای افزایش این برهمکنش، پدیده خودکانونی باریکه لیزر است که با کاهش قطر باریکه در پلاسما، شدت لیزر را در نقاط کانونی شده، افزایش داده و باعث بهبود برهمکنش می شود. با عبور باریکه با شدت زیاد در پلاسما، الکترون‌های آزاد نسبی تولید می شود. به علت توزیع شدت فضایی باریکه، الکترون‌ها تغییر جرمی متناسب با وضعیت شعاعی خود، خواهند یافت. اما یون‌ها به واسطه لختی بزرگ، ساکن می مانند و نیروی بازگرداننده الکتروستاتیک را ایجاد می کنند. در نقاطی که شدت باریکه لیزر قوی تر است، جرم الکترون‌ها بیشتر می شود، پس فرکانس نوسان پلاسما کوچک تر و ضریب شکست پلاسما بزرگ تر خواهد شد. بنابراین ضریب شکست در محور باریکه، بیشترین مقدار خود را دارد و با دور شدن از محور مرکزی، اندازه آن کاهش خواهد یافت. این توزیع فضایی ضریب شکست، باعث می شود تا پلاسما برای باریکه لیزر مانند عدسی مثبت عمل کند. همچنین سرعت فاز در نواحی نزدیک لبه باریکه بیشتر از محور مرکزی است که خمیدگی جبهه فاز به سمت محور و کانونی شدن باریکه لیزر را نتیجه خواهد داد. این پدیده را خودکانونی نسبی لیزر می نامند که اولین بار در سال ۱۹۷۵ توسط پروفیسور هورا معرفی شد [۵].

در فیزیک کلاسیک، انتشار باریکه لیزر در پلاسماهای برخوردی و بی‌برخوردی در شرایط مختلف لیزر و پلاسما به صورت تئوری و تجربی مطالعه شده است [۱۱-۶]. کلاسیک یا کوانتومی بودن پلاسما، توسط دو عامل دما و چگالی پلاسما تعیین می‌شود. برای داشتن پلاسما کوانتومی، دمای پلاسما باید از دمای فرمی، $T_F = \hbar^2 (3\pi n_e)^{2/3} / (2m_e k_B)$ کمتر و فاصله ذرات آن از طول موج دوبروی، $\lambda_B = \hbar / (m_e k_B T)^{1/2}$ کوچک تر شود. T ، \hbar ، n_e ، k_B و m_e به ترتیب نشان‌دهنده ثابت بولتزمن، چگالی الکترونی، ثابت پلانک، دمای پلاسما و جرم الکترون هستند. پس دمای زیاد و چگالی کم، معرف پلاسما کلاسیک و چگالی زیاد و دمای کم مشخصه پلاسماهای کوانتومی است [۴۱-۱۲]. پلاسما کوانتومی مانند پلاسما کلاسیکی، به دو دسته برخوردی و بی‌برخورد تقسیم می‌شود که برخوردی یا بی‌برخورد بودن پلاسما کوانتومی توسط پارامتر جفتیدگی، g_Q تعیین می‌شود

$$g_Q = \frac{E_{int}}{E_F} = \frac{2}{(3\pi^2)^{2/3}} \frac{e^2 m_e}{\hbar^2 \epsilon n_e^{1/3}} \quad (1)$$

که در آن، E_{im} ، E_F و ϵ ، e به ترتیب معرف انرژی فرمی، انرژی داخلی، ثابت دی‌الکتریک و بار الکترون هستند. اگر $g_Q \geq 1$ باشد، برخوردها در پلاسما باید لحاظ شوند و در غیر این صورت، پلاسما کوانتومی بی‌برخورد است.

انتشار باریکه لیزر در پلاسما کوانتومی بی‌برخورد در شرایط مختلف از جمله پلاسما با چگالی یکنواخت و چگالی رمپ مطالعه شده است [۱۹-۱۵]. در این مقاله، انتشار باریکه لیزر در پلاسما کوانتومی با فرض وجود برخوردها در پلاسما با چگالی غیریکنواخت بررسی خواهد شد. با استفاده از معادله انتشار باریکه لیزر در پلاسما و فرض تقریب‌های پیرامحوری و WVB معادله‌ای برای پهنای باریکه لیزر به دست می‌آید. ابتدا انتشار باریکه در پلاسماها با چگالی متفاوت با فرض عدم برخورد مقایسه می‌شوند. سپس این محاسبات در پلاسماهای برخوردی با گرادیان چگالی متفاوت مقایسه خواهند شد. در پلاسما برخوردی به دلیل جذب انرژی لیزر، با پیشروی باریکه در پلاسما، دامنه نوسان‌ها زیاد شده تا آنکه باریکه در عمق مشخصی، واگرا شود. در ادامه، تأثیر بسامد برخورد در خودکانونی باریکه لیزر بررسی می‌شود. در آخر با توجه به دمای پلاسما، انتشار باریکه لیزر در پلاسما کلاسیکی و پلاسما کوانتومی با دمای نزدیک دمای فرمی و دمای خیلی کوچک‌تر از دمای فرمی مقایسه خواهد شد.

۲. مقدمات نظری

معادله انتشار باریکه در راستای محور Z در مختصات استوانه‌ای برابر است با،

$$\frac{\partial^2 E}{\partial z^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial E}{\partial r} \right) + \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon E = 0 \quad (2)$$

که در آن، ω بسامد زاویه‌ای لیزر و c سرعت نور را نشان می‌دهد. حل معادله (۲) برای میدان الکتریکی لیزر، E ، به صورت زیر است [۲۰، ۲۱]،

$$E = A \exp \left(i\omega t - i \int_0^z k dz \right) \quad (3)$$

با جایگذاری معادله (۳) در معادله (۲) و با فرض تقریب WKB نتیجه خواهد شد،

$$i \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{1}{2rk} \frac{\partial}{\partial r} \left(r \frac{\partial A}{\partial r} \right) = \frac{\omega^2}{2kc^2} \varepsilon A \quad (4)$$

k بردار انتشار است. دامنه میدان الکتریکی، A ، در پلاسمای برخوردی برابر است با،

$$A = A_0 \exp(-iks) \quad (5)$$

$S = S_r + iS_i$ ، تابع ایکونال است که برای پلاسمای برخوردی تابعی مختلط است. ضریب گذردهی پلاسمای کوانتومی برخوردی توسط مرین در سال ۱۹۷۰ گزارش شد [۲۲]. در این مقاله نیز از ثابت دی الکتریکی که از معادلات جنبشی کوانتومی و انتگرال برخوردی BGK در فضای تکانه به دست آمده است، استفاده می‌شود [۲۳]. ثابت دی الکتریک حاصل از حل معادلات موجود در مرجع [۲۳]، شامل دو بخش حقیقی و موهومی است که در معادلات به ترتیب با ε_r و ε_i مشخص شده‌اند. در ادامه با جایگذاری (۵) در (۴) و مساوی صفر قرار دادن قسمت حقیقی و موهومی معادله، نتیجه می‌شود،

$$2 \frac{\partial S_r}{\partial z} + \left(\frac{\partial S_r}{\partial r} \right)^2 - \left(\frac{\partial S_i}{\partial r} \right)^2 = \frac{1}{k^2 A_0} \left(\frac{\partial^2 A_0}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_0}{\partial r} \right) + \frac{2}{k A_0} \frac{\partial A_0}{\partial r} \frac{\partial S_i}{\partial r} + \frac{1}{k} \left(\frac{\partial^2 S_i}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial S_i}{\partial r} \right) + \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_0} \quad (6)$$

$$\frac{\partial A_0^2}{\partial z} + \frac{\partial A_0^2}{\partial r} \frac{\partial S_r}{\partial r} + A_0^2 \left(\frac{\partial^2 S_r}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial S_r}{\partial r} \right) + 2 A_0^2 k \left(\frac{\partial S_i}{\partial z} + \frac{\partial S_i}{\partial r} \frac{\partial S_r}{\partial r} \right) = A_0^2 k \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_r} \quad (7)$$

توابع حقیقی S_r و S_i برابر هستند با،

$$S_r = \varphi_r + \frac{r^2}{2f} \frac{df}{dz} \quad (8)$$

$$S_i = \varphi_i + \frac{r^2}{2} \beta_i \quad (9)$$

باریکه لیزر هستند. توزیع شدت باریکه به صورت تابعی گاوسی فرض می شود،

$$A_0 = \frac{A_{00}}{f} \exp\left(\frac{-r^2}{2r_0^2 f^2}\right) \quad (10)$$

r_0 و A_{00} پهنای اولیه باریکه و دامنه اولیه میدان الکتریکی لیزر را نشان می دهند. با قراردادن معادلات (۸) تا (۱۰) در (۶) و (۷)، چهار معادله به دست می آید،

$$f \frac{d\beta_i}{dz} + 2 \frac{df}{dz} \beta_i = f \frac{\varepsilon_i}{\varepsilon_0} \quad (11)$$

$$\frac{d^2 f}{dz^2} = \left(\frac{1}{r_0^2 k} - f^2 \beta_i\right)^2 \frac{1}{f^3} + f \frac{\varepsilon_r}{\varepsilon_0} \quad (12)$$

$$\frac{d\varphi_i}{dz} = \frac{\varepsilon_i}{2\varepsilon_0} \quad (13)$$

$$\frac{d\varphi_r}{dz} + \frac{1}{f^2 k^2 r_0^2} = \frac{\beta_i}{k} \quad (14)$$

بهتر است معادلات بر اساس متغیرهای بی بعد بازنویسی شود،

$$\xi = z / (r_0^2 k), \beta_i = \beta / (r_0^2 k), \varphi_{1,2} = k \varphi_{i,r} \quad (15)$$

نتیجه می شود،

$$\frac{1}{f} \frac{d^2 f}{d\xi^2} = \left(\beta - \frac{1}{f^2}\right)^2 + \left(\frac{r_0 \omega}{c}\right)^2 \frac{p_0}{2f^4} \varepsilon_r \left(1 + \frac{p_0}{f^2}\right)^{-3/2} \quad (16)$$

$$\frac{d\beta}{d\xi} = \frac{-2\beta}{f} \frac{df}{d\xi} + \left(\frac{r_0 \omega}{c}\right)^2 \frac{p_0}{2f^4} \varepsilon_i \left(1 + \frac{p_0}{f^2}\right)^{-3/2} \quad (17)$$

$$\frac{d\varphi_1}{d\xi} = k^2 r_0^2 \frac{\varepsilon_i}{2\varepsilon_0} \quad (18)$$

$$\frac{d\varphi_2}{d\xi} + \frac{1}{f^2} = \beta \quad (19)$$

کمیت بی بعد متناسب با توان باریکه لیزر است. پروفایل چگالی پلاسما به صورت تابع رمپ در نظر گرفته می شود،

$$n_e = n_{0e} (1 + B\xi) \quad (20)$$

B مقداری ثابت و n_{0e} چگالی اولیه پلاسماست. شرایط مرزی در شروع برهمکنش با فرض تابع توزیع گاوسی برای شدت لیزر و جبهه موج اولیه تخت به صورت ذیل است،

$$f = 1, \frac{df}{d\xi} = 0, \beta = 0, \varphi_{1,2} = 0 \quad (21)$$

لازم است ذکر کنیم که، زمانی که جذب در پلاسما در نظر گرفته می شود، پهنای باریکه در هر نقطه از پلاسما برابر با $r_0 F$ است نه $F r_0 f$ پارامتر پهنای باریکه تعمیم یافته است [۲۴]،

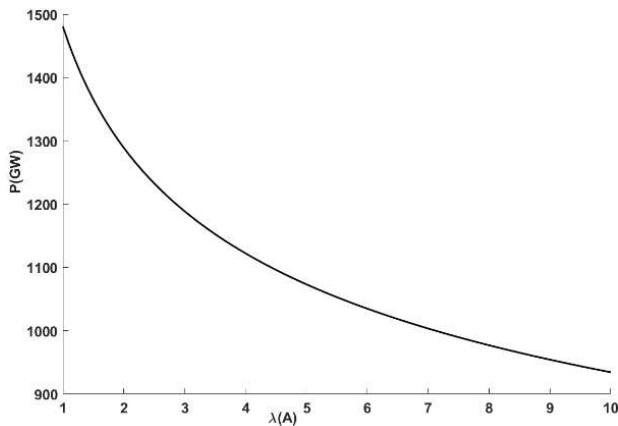
$$\frac{1}{F^2} = \frac{1}{f^2} - \beta \quad (22)$$

۳. محاسبات

معادلات (۱۶) تا (۱۹) با روش رانگ کوتای مرتبه چهار به صورت عددی با فرض شرایط مرزی (۲۱) حل می شوند. پس از حل این معادلات با استفاده از (۲۲) پارامتر پهنای باریکه، F رسم می شود. پدیده خود کانونی نسبی در پلاسما تنها زمانی رخ خواهد داد که توان لیزر مساوی یا بزرگ تر از توان بحرانی باشد. این توان تابعی از طول موج لیزر و چگالی پلاسماست،

$$P(GW) \cong 17 \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)^2 \cong 17 \left(\frac{2\pi c}{\lambda} \right)^2 \left(\frac{m_e}{4\pi e^2 n_e} \right) \quad (23)$$

شکل ۱ توان بحرانی را به صورت تابعی از طول موج لیزر برای پلاسمایی با چگالی cm^{-3} $n_{e0} = 4 \times 10^{19}$ نشان می دهد. مشاهده می شود که با کاهش طول موج توان آستانه افزایش می یابد و این بدان معناست که برای داشتن خود کانونی نسبی در طول موج های کوتاه تر، توان لیزر باید بزرگ تر باشد.



شکل ۱ وابستگی توان بحرانی خود کانونی نسبی به طول موج لیزر.

همچنین با توجه به (۲۳)، با افزایش چگالی پلاسما، توان بحرانی کاهش می یابد. بنابراین، توان بحرانی برای شروع خود کانونی نسبی در پلاسمای کوانتومی کوچک تر از مقدار آن در پلاسمای کلاسیکی خواهد بود.

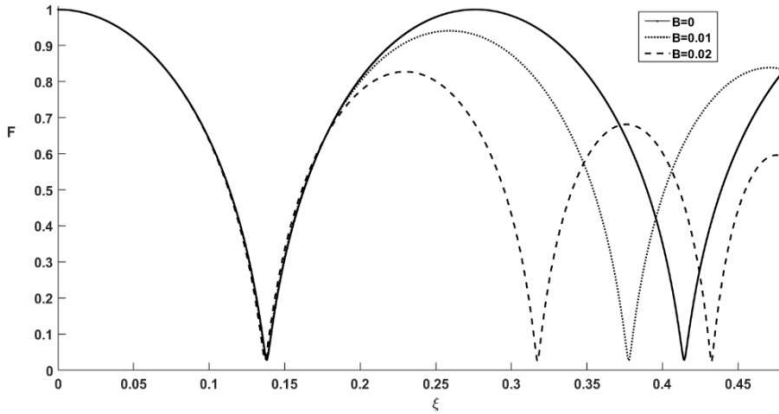
زمانی که باریکه لیزر پر شدت در پلاسما منتشر می شود، به علت پدیده خود کانونی نسبی، پهنای باریکه در راستای انتشار کاهش می یابد. با کاهش پهنای باریکه، اثرات پراش تقویت خواهند شد، تا آنکه در کمینه پهنای باریکه، اثرهای واگرایی بر خود کانونی غالب شده و پهنای باریکه دوباره افزایش می یابد. با زیاد شدن پهنای باریکه، واگرایی تضعیف شده و خود کانونی تقویت می شود تا جایی که در بیشینه پهنای باریکه، خود کانونی بر پراش غالب شده و باریکه دوباره متمرکز می شود. بنابراین، باریکه در راستای انتشار رفتاری نوسانی خواهد داشت. حل (۲۲) این رفتار نوسانی را نشان می دهد.

در ادامه با فرض $p_0=0.1$ انتشار باریکه لیزر در پلاسما کوانتومی برخوردی با چگالی رمپ مطالعه خواهد شد. این مقدار p_0 معادل لیزری با شدت $6.07 \times 10^{14} Wcm^{-2}$ و توان $3/8 \times 10^{19} W$ است. با توجه به شکل ۱، این توان بسیار بزرگ تر از توان بحرانی، $1/4 \times 10^{14} W$ جهت داشتن پدیده خود کانونی نسبی است. درخور ذکر است که پیدایش چنین لیزرهایی نیازمند پیشرفت بیشتر سامانه های لیزری در آینده است.

در پلاسما با صرف نظر کردن از برخوردها، چگالی رمپ باعث بهبود پدیده خود کانونی می شود. شکل ۲ انتشار باریکه لیزر طول موج ایکس را با پهنای اولیه $r_0 = \mu_2 m$ و بسامد $\omega = 1/8 \times 10^{21}$ در پلاسما کوانتومی بی برخورد در سه گرادیان چگالی، $B=0$ (خط ممتد)، $B=0.1$ (منحنی نقطه چین) و $B=0.2$ (منحنی خط چین) و با فرض $n_{e0} = 1 \times 10^{18} cm^{-3}$ نشان می دهد. در امتداد انتشار باریکه لیزر هر چه چگالی پلاسما بزرگ تر می شود، خود کانونی قوی تر خواهد شد، زیرا با افزایش چگالی، تعداد الکترون های نسبی بیشتری تولید شده و ضریب شکست پلاسما بزرگ تر خواهد شد، پس پلاسما عدسی قوی تری است و خود کانونی باریکه را بهبود می دهد. همانگونه که از شکل دیده می شود، دامنه نوسان پهنای باریکه لیزر پس از دو نوسان در دو گرادیان چگالی $B=0.1$ و $B=0.2$ به ترتیب ۸۳٪ و ۶۸٪ پهنای اولیه لیزر خواهند شد که این کاهش پهنای باریکه باعث افزایش شدت آن خواهد شد. همچنین بسامد نوسان های پهنای باریکه افزایش خواهد یافت، به عبارت دیگر در راستای انتشار، تعداد دفعات رسیدن پهنای باریکه به کمینه مقدار خود، بیشتر خواهد شد و در نقاط بیشتری بیشینه شدت لیزر رخ خواهد داد. با فرض $\nu=0$ ، نتایج مشابه با مقالات [۱۳، ۱۵-۱۷] خواهد بود که انتشار باریکه را در پلاسما کوانتومی بی برخورد بررسی کرده است که این تشابه، درستی نتایج محاسبات را نشان می دهد.

اما در پلاسما برخوردی، رفتار باریکه متفاوت خواهد بود، زیرا در راستای انتشار باریکه، انرژی لیزر به علت جذب توسط پلاسما کاهش می یابد. بنابراین در راستای انتشار دامنه نوسان های پهنای باریکه افزایش خواهد یافت، زیرا با کاهش انرژی لیزر، اثرات خود کانونی تضعیف می شود

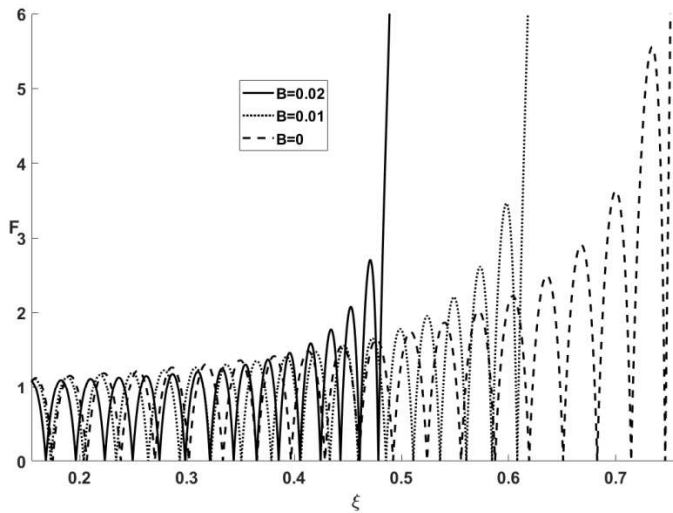
و مؤلفه‌های کانونی کردن پهنای باریکه در بیشینه پهنای بزرگ تری بر مؤلفه‌های پراش غالب می‌شوند. همچنین این نوسان‌ها تا جایی که توان لیزر بیشتر از توان بحرانی برای داشتن خود کانونی نسبی باشد، ادامه می‌یابد. پس با کاهش انرژی لیزر در امتداد انتشار و رسیدن آن به مقداری کمتر از مقدار بحرانی، پراش بر خود کانونی غالب شده و باریکه کاملاً واگرا خواهد شد.



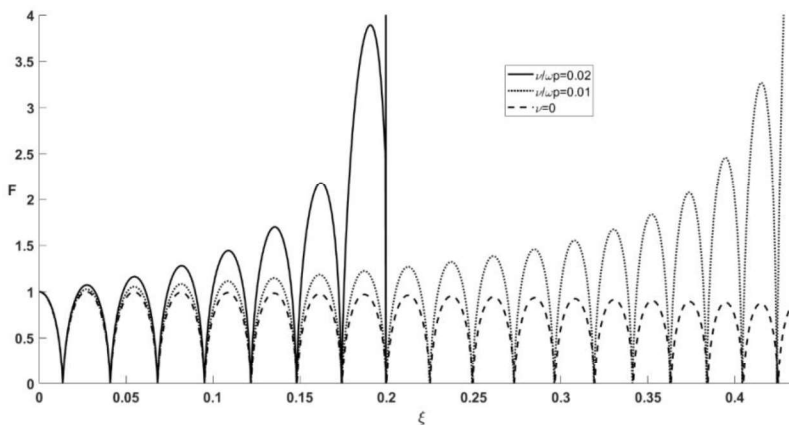
شکل ۲ مقایسه پارامتر پهنای باریکه در سه گرادیان چگالی $B=0$ (خط ممتد)، $B=0.01$ (نقطه چین)، $B=0.02$ (خط چین) در پلاسمای بی برخورد.

در شکل ۳، خود کانونی باریکه در پلاسمای برخوردی با فرض بسامد برخورد، $\nu=0.1\omega_p$ و چگالی $n_{e0}=4 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ و سه گرادیان متفاوت، $B=0$ (خط ممتد) و $B=0.01$ (منحنی نقطه-چین) و $B=0.02$ (منحنی خط چین) نشان داده شده است. همانگونه که انتظار می‌رفت، با افزایش چگالی پلازما در راستای انتشار به علت جذب سریع تر انرژی لیزر و تضعیف خود کانونی، پهنای دامنه بزرگ تری نوسان کرده و در عمق کمتری واگرا می‌شود. همانگونه که از شکل دیده می‌شود، عمق نفوذ باریکه در پلاسمای با گرادیان چگالی $B=0.01$ و $B=0.02$ به ترتیب ۸۱٪ و ۶۴٪ عمق نفوذ باریکه در پلازما با چگالی یکنواخت است. اما مشابه پلاسمای بی برخورد، به علت افزایش تعداد الکترون‌های نسبی، بسامد نوسان پهنای باریکه افزایش و کمینه پهنای کاهش می‌یابد. در ادامه، تأثیر بسامد برخورد پلازما در انتشار باریکه در پلازما مطالعه می‌شود. شکل ۴ خود کانونی باریکه لیزر را در پلاسمای کوانتومی با گرادیان چگالی $B=0.02$ و بسامدهای برخورد متفاوت، $\nu=0$ (منحنی خط چین) و $\nu=0.1\omega_p$ (منحنی نقطه چین) و $\nu=0.2\omega_p$ (خط ممتد) نشان می‌دهد. در پلاسمای بی برخورد (منحنی خط چین)، به علت ثابت بودن شدت لیزر، دامنه نوسان پهنای باریکه ثابت است و باریکه بدون واگرایی در راستای انتشار نوسان خواهد کرد.

اما در پلاسمای برخوردی با افزایش بسامد برخورد، آهنگ جذب انرژی لیزر توسط پلازما افزایش می‌یابد و در نتیجه پهنای دامنه بزرگ‌تری نوسان می‌کند و باریکه از عمق کمتری واگرا خواهد شد. در شکل دیده می‌شود که باریکه در پلازما با بسامد برخورد $\nu = 0.02\omega_p$ ، با پهنای $3/9$ برابر پهنای اولیه از عمق $\xi = 0.2$ و در پلازما با بسامد $\nu = 0.01\omega_p$ ، با پهنای $3/3$ برابر پهنای اولیه از عمق $\xi = 0.42$ واگرا می‌شود.

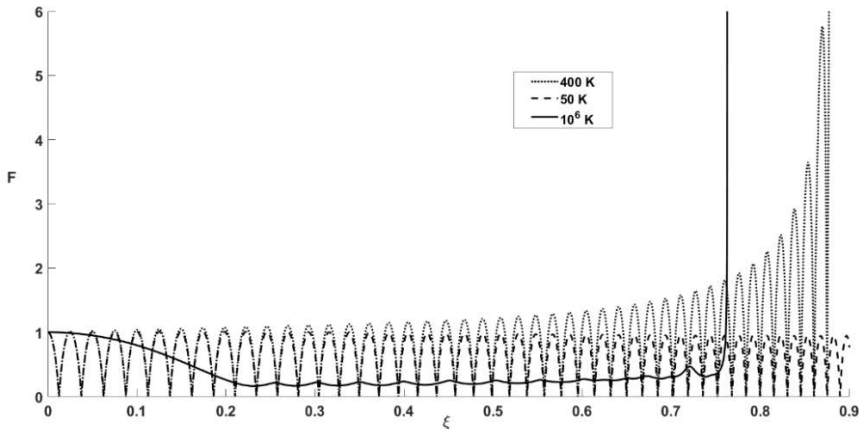


شکل ۳ انتشار باریکه لیزر در پلازما با شیب چگالی $B=0$ (خط چین)، $B=0.01$ (نقطه چین) و $B=0.02$ (خط ممتد) با بسامد برخورد بسامد برخورد پلازما، $\nu = 0.01\omega_p$.



شکل ۴ پارامتر پهنای باریکه برای سه بسامد برخورد $\nu = 0$ (خط چین)، $\nu = 0.01\omega_p$ (نقطه چین)، و $\nu = 0.02\omega_p$ (خط ممتد).

در پلاسمای کوانتومی، مؤلفه وابسته به زمان نیروی پاندرماتیو، یک میدان مغناطیسی القایی ایجاد می‌کند. به عبارت دیگر، این مغناطیدگی، ناشی از تغییرات وابسته به زمان شدت باریکه لیزر در پلاسمای کوانتومی است که در پلاسمای کلاسیکی وجود ندارد. زیرا در حالت کلاسیکی، مؤلفه نیروی پاندرماتیو حاصل از تغییر زمانی شدت میدان لیزر، صفر خواهد بود. مغناطیدگی القایی، خود کانونی باریکه در پلاسمای کوانتومی را تقویت می‌کند. بنابراین خود کانونی باریکه در پلاسماهای کوانتومی قوی تر از پلاسماهای کلاسیکی خواهد بود. از طرفی با کاهش دمای پلاسمای و افزایش خصلت کوانتومی آن، مغناطیدگی بیشتر می‌شود. پس در پلاسمایی که دمای آن کمتر است، خود کانونی قوی تری مشاهده خواهد شد. اما با افزایش دما و نزدیک شدن به دمای فرمی، ویژگی‌های کوانتومی تضعیف می‌شود.



شکل ۵ انتشار باریکه لیزر در پلاسمای با دمای ۵۰ K (خط چین)، ۴۰۰ K (نقطه چین)، ۱۰^۶ K (خط ممتد).

در ادامه، با فرض پلاسمایی با چگالی $n_{e0} = 1 \times 10^{19} \text{ cm}^{-3}$ ، پدیده خود کانونی باریکه لیزر در پلاسماهای کوانتومی با دمای ۵۰ K و ۴۰۰ K و پلاسمای کلاسیکی با دمای ۱۰^۶ K مقایسه خواهند شد. شکل ۵ مقایسه انتشار باریکه لیزر را در این سه پلاسمای نشان می‌دهد. در پلاسمای کوانتومی با دمای ۵۰ K، به علت مغناطیدگی بزرگ تر، اثرات خود کانونی تقویت خواهد شد و باریکه تا عمق بسیار بزرگ تری نسبت به دو حالت دیگر نفوذ خواهد کرد (واگرایی باریکه در ξ بسیار بزرگی اتفاق خواهد افتاد که در شکل ۵ نمی‌توان نمایش داد). به همین ترتیب خود کانونی در پلاسمای کوانتومی با دمای ۴۰۰ K نسبت به پلاسمای کلاسیکی قوی تر است. در راستای انتشار باریکه در پلاسمای کوانتومی، کمینه پهنای باریکه به قدرت عوامل خود کانونی بستگی دارد. هر چه این عوامل قوی تر

باشد، کمینه کوچک تر و در نتیجه خود کانونی قوی تر خواهد بود. همانطور که در شکل ۵ دیده می شود، کمینه پهنای باریکه در پلاسماهای کلاسیکی ۳۳ برابر پلاسماهای کوانتومی است. همچنین در پلاسماهای کلاسیکی باریکه از عمق نفوذ کمتری و اگر خواهد شد. در محاسبات پلاسما کلاسیکی مقدار n مساوی صفر اختیار شده است تا حد کلاسیکی برقرار شود. رفتار باریکه با فرض پلاسماهای کلاسیکی برخوردی، مشابه با مقاله [۹] است.

۴. نتیجه گیری

ابتدا مشاهده کردیم که در پلاسماهای کوانتومی با صرف نظر کردن از برخوردها درون پلاسما، با افزایش چگالی پلاسما در راستای انتشار، کمینه پهنای باریکه کاهش و بسامد نوسانها افزایش می یابد. همچنین در راستای انتشار، دامنه نوسانهای پهنای کاهش می یابد. اما با در نظر گرفتن برخوردها در پلاسما، به علت اتلاف انرژی لیزر در امتداد انتشار، دامنه نوسان باریکه افزایش می یابد تا آنکه باریکه پس از نفوذ در عمق مشخصی، و اگر شود. پس با افزایش گرادیان چگالی پلاسما یا افزایش بسامد برخوردها، نواخت جذب انرژی بیشتر شده و پهنای باریکه با دامنه بزرگ تری نوسان کرده و عمق نفوذ کمتری خواهد شد. اما مشابه با پلاسماهای کوانتومی بی برخورد با افزایش گرادیان چگالی، کمینه پهنای باریکه کاهش می یابد. همچنین مقایسه خود کانونی در پلاسما در سه دمای متفاوت نشان داد که با افزایش دمای پلاسما، خود کانونی تضعیف می شود و باریکه پس از عمق نفوذ کمتری، و اگر خواهد شد. همچنین در پلاسماهای کلاسیکی، کمینه پهنای باریکه بسیار بزرگ تر از پلاسماهای کلاسیکی خواهد بود، زیرا مغناطیدگی ناشی از نیروی پاندرماتیو که باعث تقویت خود کانونی می شود، پدیده ای است که در پلاسماهای کلاسیکی رخ نمی دهد.

۵. تقدیر و تشکر

از جناب آقای دکتر داوود رزاقی که در انجام این تحقیق با رهنمودهای ارزشمندشان مرا یاری نمودند، کمال تشکر را دارم.

منابع

- [1] Hafizi B, Tang A, Sprangle P. and Hubbard R, F. Relativistic Focusing and Ponderomotive Channeling of Intense Laser Beams *Phys. Rev. E* **62** 4120-4125 2000
 [2] Monot P, Auduste T, Gibbon P. and Jakober F, Experimental Demonstration of Relativistic Self-Channeling of A Multiterawatt Laser Pulse in An Underdense Plasma *Phys. Rev. Lett.* **74** 2953-2956 1995

- [3] Watts I, Zepf M, Clark L, Tatarakis M, Krushelnik K, Dangor A, E. Alott R, Clarke J, Neely D. and Norreys P. N. Measurements of Relativistic Self-Phase-Modulation in Plasma *Phys. Rev. E* **66** 036409-6 2002
- [4] Rao B. S, Moorti A, Naik P. A. and Gupta P. D. Effect of Chirp on Self-Modulation and Laser Wakefield Electron Acceleration in the Regime of Quasimonoenergetic Electron Beam Generation *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **16** 091301-6 2013
- [5] Hora H. Theory of Relativistic Self-Focusing of Laser Radiation in Plasmas *J. Opt. Soc. Am.* **65** 882-886 1975
- [6] Upadhyay A, Tripathi V, K. Sharma A, K. and Pant H. C. Asymmetric Self-Focusing of A Laser Pulse in Plasma *J. Plasma Phys.* **68** 75-80 2002
- [7] Kaur S. and Sharma A, K. Self Focusing of A Laser Pulse in Plasma with Periodic Density Ripple *Laser Part. Beams*, **27** 193-199 2009
- [8] Sharma A. and Kourakis I. Relativistic Laser Pulse Compression in Plasmas with A Linear Axial Density Gradient *Plasma Phys. Controlled Fusion*, **52** 065002-15 2010
- [9] Wang Y. and Zhou Z. Propagation Characters of Gaussian Laser Beams in Collisionless Plasma: Effect of Plasma Temperature *Phys. Plasmas* **18** 043101-6 2011
- [10] Smith W. L, Liu P. and Bloembergen N. Superbroadening in H₂O and D₂O by Self-Focused Picosecond Pulses from A YAG: Nd Laser *Phys. Rev. A* **15** 2396-2403 1977
- [11] Corkum P. B, Rolland C. and Srinivasan-Rao T. Supercontinuum Generation in Gases *Phys. Rev. Lett.* **57** 2268-2272 1986
- [12] Shukla P. K. A New Spin on Quantum Plasmas *Nat. Phys.* **5** 92-93 2009
- [13] Shukla P. K, Ali S, Stenflo L. and Marklund M. Nonlinear Wave Interactions in Quantum Magnetoplasmas *Phys. Plasmas*, **13** 112111-6 2006
- [14] Manfredi G. How to Model Quantum Plasmas *Fields Inst. Commun.* **46** 263-285 2005
- [15] Zare S, Yazdani E, Rezaee S, Anvari A. and Sadighi-Bonabi R. Relativistic Self-Focusing of Intense Laser Beam in Thermal Collisionless Quantum Plasma with Ramped Density Profile *Phys. Rev. ST Accel. Beams*, **18** 041301-7 2015
- [16] Wani M. A. and Kant N. Nonlinear Propagation of Gaussian Laser Beam in An Inhomogeneous Plasma Under Plasma Density Ramp *Optik* **127** 6710-6714 2016
- [17] Wani M. A. and Kant N. Investigation of Relativistic Self-Focusing of Hermite-Cosine-Gaussian Laser Beam in Collisionless Plasma *Optik* **127** 4705-4709 2016
- [18] Patil S. D and Takale. M. V. Stationary Self-Focusing of Gaussian Laser Beam in Relativistic Thermal Quantum Plasma *Phys. Plasmas* **20** 072703-4 2013
- [19] Bulanov S. V, Esirkepov T. Zh, Habs D, Pegoraro F. and Tajima T. Relativistic Laser-Matter Interaction and Relativistic Laboratory Astrophysics *Eur. Phys. J. D* **55** 483-541 2009
- [20] Akhmanov S. A, Sukhorukov A. P. and Khokhlov R. V. Self-Focusing and Diffraction of Light in A Nonlinear Medium *Phys. Usp.* **10** 609-636 1968
- [21] Pert G.J. Self-Focusing of Laser Beams In Dielectrics Semiconductors and Plasmas *Phys. Bull.* **26** 225 1975
- [22] Mermin N.D. Lindhard Dielectric Function in the Relaxationtime Approximation *Phys. Rev. B* **1** 2362-2363 1970
- [23] Latyshev A. V. and Yushmanov A. A. Longitudinal Electric Conductivity in A Quantum Plasma with A Variable Collision Frequency in the Framework of the Mermin Approach *Theor. Math. Phys.* **178** 130-141 2014
- [24] Sharma A, Verma M. P. and Sodha M. S. Self-Focusing of Electromagnetic Beams in Collisional Plasmas with Nonlinear Absorption *Phys. Plasmas* **11** 4275-4279 2009