



اثر میدان مغناطیسی بر انتشار باریکه لیزر پر شدت در یک پلاسمای گرم برخوردار

جعفری میلانی، محمدرضا^(۱) و^(۲) - جعفری، محمدجعفر^(۱) - رضائی، سمیه^(۱)

(۱) سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای
(۲) سازمان انرژی اتمی ایران، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده فوتونیک و فن آوری کوانتومی

چکیده:

در این کار دینامیک و انتشار باریکه لیزری گاوسی پر شدت با قطبش‌های دایروی راستگرد و چپگرد در پلاسمای مغناطیده گرم در حضور اثرات غیرخطی نیروی پاندرموتیو، برخورداردی و گرمایش اهمی مورد مطالعه قرار گرفته است. معادلات کوپل شده تحول اندازه لکه باریکه لیزری با استفاده از تقریب پیرامحوری به دست آمد. این معادلات به صورت عددی حل شده و اثر شدت اولیه لیزر و میدان مغناطیسی بر خودکانونی باریکه لیزر برای دو قطبش راستگرد و چپگرد مورد مطالعه قرار گرفت. نتایج نشان می‌دهد با افزایش میدان مغناطیسی برای لیزر با قطبش راستگرد، اندازه لکه باریکه در یک نقطه به کمینه مقدار خود می‌رسد و سپس افزایش می‌یابد. در حالی که برای لیزر با قطبش چپگرد با افزایش میدان مغناطیسی میزان خودکانونی باریکه به صورت پیوسته کاهش می‌یابد. به علاوه با افزایش شدت لیزر ورودی برای هر دو نوع قطبش، تضعیف خودکانونی باریکه مشاهده شد.

کلمات کلیدی: (برهمکنش لیزر-پلاسما، خودکانونی، قطبش دایروی، پلاسمای مغناطیده، پلاسمای برخورداردی گرم)

Abstract

In the present work, high intensity circularly polarized Gaussian laser beam dynamic and its propagation in a warm magnetized plasma have been studied by considering ponderomotive, collisional and Ohmic heating nonlinearities. The coupled equations of laser beam spot size evolution are extracted by applying paraxial approximation and solved numerically to find the effect of initial laser intensity as well as magnetic field on the self-focusing of laser beam with both right and left-handed polarization states. The results show that in the case of right-handed polarization, by increasing the external magnetic field the beam width parameter first reaches a minimum value and then increases. Whereas for a right-handed polarized laser beam, enhancing the external magnetic field leads to increase of laser spot size and therefore attenuating of the self-focusing. It is also observed that self-focusing is weakened by increasing the initial laser intensity with both right and left-handed polarization states.

Key words: laser-plasma interaction, self-focusing- circularly polarization, magnetized plasma, warm collisional plasma



برهمکنش لیزر با پلاسما شامل کاربردهای زیادی از قبیل شتابدهی ذرات، لیزرهای پرتو ایکس، گداخت لیزری و تولید هارمونیک‌های بالاتر اپتیکی می‌باشد [۱-۴]. با توجه به شدت باریکه لیزری و شرایط پلاسمایی، پدیده‌های غیر خطی متفاوتی مانند خودکانونی ناشی از نیروی پاندرماتو، تغییرات نسبیتی جرم و اثرات گرمایی می‌تواند اتفاق بیفتد [۵، ۶]. در حقیقت باریکه لیزر پر شدت یک نیروی پاندرموتیو غیرخطی ایجاد می‌کند که الکترون‌ها را به سمت اطراف می‌راند. در نتیجه ضریب شکست محیط پلاسما به علت تغییر توزیع جمعیت الکترونی تغییر می‌کند و سپس پدیده خودکانونی مشاهده می‌شود [۷]. همچنین برهمکنش پالس لیزری شدت بالا با پلاسما منجر به تولید میدان‌های مغناطیسی مرتبه بالا می‌شود که برای تحلیل دقیق انتشار باریکه می‌بایست اثرات خودمیدان‌های مغناطیسی نیز در نظر گرفته شود. در این راستا تحقیقات زیادی در مطالعه انتشار باریکه لیزری شدت بالا در پلاسما و در حضور میدان مغناطیسی خارجی انجام شده است. در بیشتر کارهای انجام شده در این زمینه پلاسما را سرد در نظر گرفته‌اند هر چند از نقطه نظر عملی بیشتر پلاسماهای لیزری گرم هستند و دما نقش بسزایی در تحول انتشار باریکه لیزری در پلاسما ایفا می‌کند. از اینرو هدف اصلی پژوهش حاضر مطالعه اثر میدان مغناطیسی روی اندازه لکه باریکه قطبیده راستگرد و نیز چپگرد است که در پلاسمای برخوردی و گرم منتشر می‌شود.

۲- محاسبات نظری

یک باریکه لیزر گاوسی با قطبش دایروی را در نظر بگیرید که در راستای میدان مغناطیسی (محور Z) در یک پلاسمای گرم و برخوردی منتشر می‌شود. چگالی و بدنبال آن تابع دی‌الکتریک پلاسما در نتیجه اعمال نیروی پاندرموتیو از سوی باریکه لیزری تغییر کرده که بر مشخصه‌های باریکه در حال انتشار اثر می‌گذارد. بنابراین در ادامه برای مطالعه مشخصه‌های انتشار لیزر، ابتدا تابع دی‌الکتریک برای یک پلاسمای مغناطیسه برخوردی و گرم معرفی شده است. سپس، معادلات حاکم بر تحول باریکه لیزری را با در نظر گرفتن نیروی پاندرموتیو و اثرات غیرخطی برخوردی به دست می‌آوریم. در کار گذشته‌مان [۸]، تابع دی‌الکتریک پلاسمای گرم برخوردی را محاسبه کردیم لذا برای پلاسمای مغناطیسه داریم:

$$\bar{\epsilon}_{\pm} \approx 1 - \frac{\Omega_p^2}{1 \mp \Omega_c - i\nu} - \frac{T_e \Omega_p^2}{mc^2 (1 \mp \Omega_c - i\nu)^3} + \frac{T_e \Omega_p^4}{mc^2 (1 \mp \Omega_c - i\nu)^4} \quad (1)$$

که در آن $\Omega_p = \omega_p / \omega$ ، $\Omega_c = \omega_c / \omega$ و $\nu = \nu_{ei} / \omega$. فرکانس سیکلوترونی الکترون است. از این به بعد علامت بالایی (علامت پایینی) موج قطبیده با قطبش راستگرد (چپگرد) را نشان می‌دهد. کمیت دی‌الکتریک پلاسما مطابق با رابطه (۱) با چگالی الکترونی رابطه مستقیم دارد. از اینرو تغییر توزیع جمعیت الکترونی ناشی از نیروی پاندرموتیو پالس لیزری منجر به تغییر تابع دی‌الکتریک می‌شود. برای به دست



آوردن چگالی تغییر یافته الکترون‌ها از معادله تکانه در حالت مانا استفاده می‌کنیم و پس از انجام چند عملیات ریاضی و با استفاده از مؤلفه شعاعی نیروی پاندرموتیو توزیع چگالی الکترونی به صورت زیر به دست می‌آید:

$$n_{e\pm}(r, z) = \frac{n_{e0}}{\left[1 + \frac{e^2 \Gamma |E_{\pm\theta}|^2}{3\delta\omega^2 m_e T_i}\right]^{(1 + \frac{3\delta\psi}{4\Gamma(1+v^2)})}} \quad (2)$$

که در آن Γ و ψ به صورت زیر تعریف شده اند:

$$\Gamma = \frac{(1+v^2 - \Omega_c^2)}{(1+v^2 - \Omega_c^2)^2 + 4v^2} \quad (3)$$

$$\psi = \frac{1}{1 + \frac{\Omega_c^2 \pm 2\Omega_c}{(1+v^2)}} + \frac{(1+v^2 \pm \Omega_c)}{(1 \pm \Omega_c)^2 + v^2}$$

با تغییر چگالی، فرکانس پلاسما و تابع دی الکتریک آن نیز تغییر خواهد کرد که این در مشخصه‌های انتشار باریکه لیزری تاثیر می‌گذارد. با جایگذاری چگالی از معادله (۲) در (۱)، تابع دی الکتریک در یک پلاسما مغناطیده گرم برخوردی بطور کامل بدست می‌آید. به منظور بررسی انتشار و تحول اندازه لکه باریکه گاوسی در پلاسما لازم است معادله موج حل شود. میدان الکتریکی باریکه لیزر را به صورت $\vec{E}_{\pm}(r, z) = \vec{A}_{\pm}(r, z) \exp(i\omega t - k_{\pm}z)$ در نظر می‌گیریم که در آن $\vec{A}_{\pm} = \vec{A}_{0\pm}(r, z) \exp[-ik_{\pm}S(r, z)]$ دامنه مختلط میدان است. S تابع آیکونال نام دارد. به علت مختلط بودن ثابت دی الکتریک، تابع آیکونال مختلط، بصورت $S(r, z) = S_r(r, z) + iS_i(r, z)$ تعریف می‌کنیم. می‌توان قسمت‌های حقیقی و موهومی تابع آیکونال و تابع دی الکتریک را در تقریب پیرامحوری، حول r تا مرتبه دوم بسط (تیلور) داد.

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\pm}(r, z) &= \varepsilon_{0\pm}(z) + r^2 \varepsilon_{2\pm}(z) = \varepsilon_{r0\pm}(z) + i \varepsilon_{i0\pm}(z) + r^2 (\varepsilon_{r2\pm}(z) + i \varepsilon_{i2\pm}(z)) \\ &= [\varepsilon_{r0\pm}(z) + r^2 \varepsilon_{r2\pm}(z)] + i [\varepsilon_{i0\pm}(z) + r^2 \varepsilon_{i2\pm}(z)] \end{aligned} \quad (4)$$

که در آن $\varepsilon_{0\pm}(z) = [\varepsilon_{\pm}(r, z)]_{r=0}$. با روش مشابه آنچه که در مرجع [۸] بکار رفته، معادلات (بی‌بعد شده) انتشار کوپل شده باریکه لیزر گاوسی در پلاسما مغناطیده حاصل می‌شود:

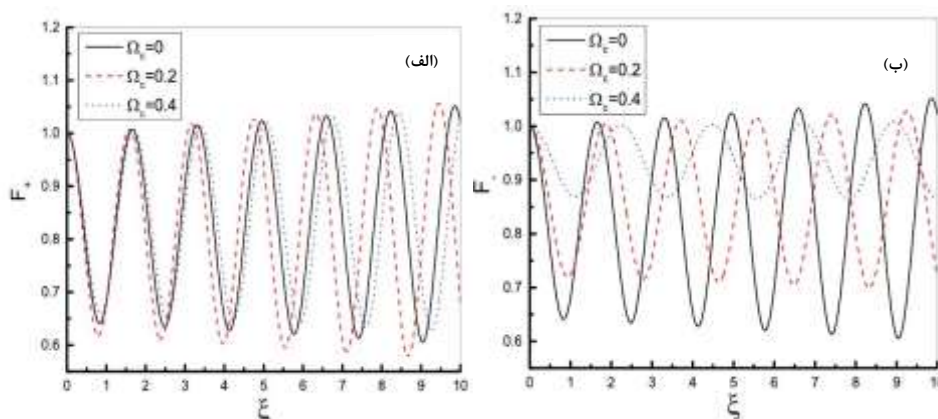
$$\begin{aligned} 2 \frac{\varepsilon_{r0\pm}(z)}{\rho_0^2} \frac{d\phi}{d\xi} &= \varepsilon_{i0\pm}(z) \\ \sqrt{\varepsilon_{r0\pm}} \left(\frac{d\beta}{d\xi} + \frac{2\beta}{f} \frac{df}{d\xi} \right) &= \varepsilon_{i2\pm}(z) \\ \frac{\varepsilon_{r0\pm}}{\rho_0^2} \frac{1}{f} \frac{d^2 f}{d\xi^2} &= \frac{1}{\rho_0^2} \left(\beta - \frac{1}{f} \right)^2 + \varepsilon_{r2\pm}(z) \end{aligned} \quad (5)$$

متغیرهای بدون بعد $\xi = \frac{zc}{r_0^2 \omega}$ ، $\rho_0 = \frac{r_0 \omega}{c}$ ، $\beta = \beta_i r_0^2 k$ و $\phi = \varphi_i \frac{\omega}{c}$. برای مطالعه تأثیر پارامترهای

لیزر و پلاسما در اندازه لکه باریکه معادلات کوپل شده (۵) را به صورت عددی حل کردیم.

۳- نتایج

معادلات کوپل شده (۵)، به دما، چگالی الکترون، میدان مغناطیسی و پارامترهای فضایی انتشار بستگی دارد. این معادلات کوپل شده به روش عددی و با شرایط اولیه $f = 1$, $f' = 0$, $\beta = 0$, $\phi = 0$ در $\xi = 0$ حل شدند و تغییرات پارامتر پرتو F که بیانگر تغییرات اندازه پهنای باریکه است بدست آمد و اثر قطبش لیزر فرودی و شدت آن، و میدان مغناطیسی خارجی بر چگونگی انتشار باریکه بررسی شد. شدت‌های لیزری مطالعه شده در این کار کمتر از محدوده آستانه شدت‌های نسبیته یعنی $I \approx 10^{17} Wcm^{-2}$ است. پارامترهای لیزری: اندازه لکه اولیه لیزر $r_0 = 20 \mu m$ ، طول موج $\lambda = 800 nm$ مربوط به لیزر $Ti:sapphire$ و دمای اولیه پلاسما $T_{e0} = 400 eV$ و چگالی اولیه آن $n_0 = 15 \times 10^{20} cm^{-3}$ در نظر گرفته شده است. نمودار نوسانات پارامتر مؤثر F_+ و F_- به ترتیب برای قطبش راستگرد و چپگرد بر حسب مسافت انتشار نرمالیزه شده ξ و برای مقادیر مختلف Ω_c در شکل (۱) رسم شده است.

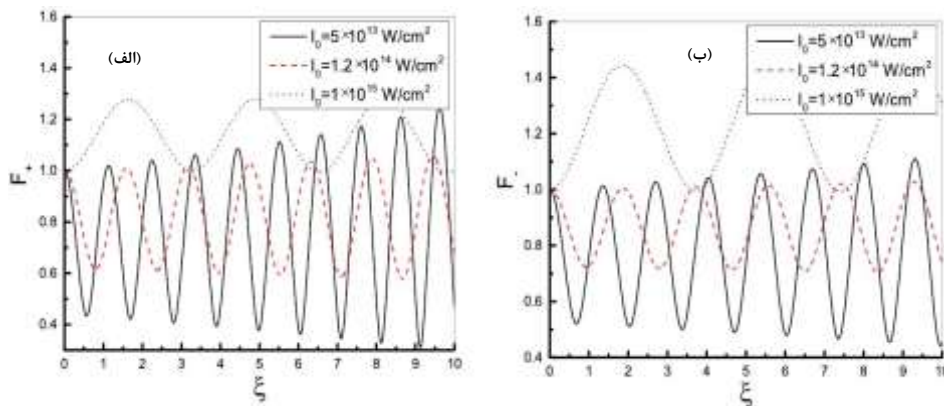


شکل ۱: روند تغییرات پارامتر F در راستای انتشار ξ بر حسب مقادیر مختلف میدان مغناطیسی $\rho_0 = 10$ ، $\Omega_p = 0.93$ و $I_0 = 1.2 \times 10^{14} W/cm^2$ (الف) برای قطبش راستگرد و (ب) برای قطبش چپگرد.

شکل ۱ (الف) نشان می‌دهد برای قطبش راستگرد ابتدا با افزایش میدان مغناطیسی از $\Omega_c = 0$ تا $\Omega_c = 0.2$ ، پارامتر پهنای باریکه F_+ کاهش یافته به عبارتی خودکانونی باریکه تقویت شده است. هر چند افزایش بیشتر میدان مغناطیسی از $\Omega_c = 0.2$ تا $\Omega_c = 0.4$ منجر به تضعیف پدیده خودکانونی و بزرگتر شدن پارامتر F_+ می‌شود. به عبارت دیگر با افزایش مداوم میدان مغناطیسی ابتدا دامنه F_+ به کمینه مقدار خود رسیده و سپس شروع به افزایش می‌کند. بنابراین یک بازه مشخصی از میدان مغناطیسی وجود دارد که در آن پدیده خودکانونی به طور مؤثری رخ می‌دهد. با افزایش مقدار میدان از این حد، مقدار F_+ همچنان بزرگتر می‌شود تا اینکه سرانجام باریکه لیزری واگرا می‌شود. نمودارها نشان می‌دهد که برای هر شرایط چگالی و دمای اولیه الکترونی، یک بازه میدان مغناطیسی مشخصی را می‌توان تعریف کرد که در آن بازه باریکه همگرا و



خارج از آن واگرا می‌شود که این رفتار حاکی از وجود یک "نقطه چرخش" در مقدار میدان مغناطیسی (در اینجا $\Omega_c \cong 0.2$) می‌باشد که در آن نقطه بیشینه خودکانونی باریکه مشاهده می‌شود. علت این رفتار به رابطه بین میدان مغناطیسی و نیروی پاندرموتیو برای لیزر با قطبش راستگرد برمی‌گردد. در حقیقت با افزایش میدان مغناطیسی نیروی پاندرموتیو قویتر اعمال شده بنابراین تعداد بیشتری از الکترون‌ها از حول ناحیه محوری انتشارانده می‌شوند و این امر منجر به کاهش موضعی چگالی الکترونی و در نتیجه افزایش ضریب شکست (تابع دی‌الکتریک) پلاسما در محور انتشار می‌شود. از نظر فیزیکی در مقادیر پایین میدان مغناطیسی، نیروی پاندرموتیو، گرادیان ضریب شکست را به اندازه کافی بزرگ می‌کند طوری که خودکانونی تقویت می‌شود. همچنین افزایش بیشتر میدان مغناطیسی (یعنی حد بالای آن) منجر به دفع الکترون‌ها شده و به طور متناظر گرادیان ضریب شکست کاهش می‌یابد و باریکه تمایل به واگرایی دارد. بر این مبنا نتیجه می‌شود که با افزایش میدان مغناطیسی خودکانونی باریکه در بازه مشخصی از اعمال میدان مغناطیسی مشاهده می‌شود. شکل ۱ (ب) رفتار اندازه لکه برای لیزر با قطبش چپگرد را نشان می‌دهد وقتی که تمام پارامترهای دیگر به کار رفته یکسان است. همانگونه که از شکل مشاهده می‌شود، افزایش مقدار میدان مغناطیسی منجر به افزایش سایز لکه F_- شده و به دنبال آن خودکانونی باریکه تضعیف می‌شود. بنابراین مطابق با این نتایج، می‌توان خودکانونی مؤثری را با انتخاب قطبش موج فرودی و اعمال میدان مغناطیسی خارجی به دست آورد. در مرحله بعد وابستگی پهنای باریکه به شدت اولیه پالس لیزری برای میدان مغناطیسی $\Omega_c = 0.2$ مطالعه شده است. پارامترهای اولیه همانند پارامترهای شکل (۱) بوده و نتایج برای قطبش‌های راست و چپگرد در شکل (۲) رسم شده است. نمودارها بیانگر این هستند که رفتار پارامتر F برای هر دو قطبش یکسان است، طوری که سایز لکه باریکه با افزایش شدت لیزری کاهش می‌یابد و خودکانونی در مسافت‌های بیشتری از L اتفاق می‌افتد. به عبارت دیگر، با افزایش شدت لیزر پدیده خود کانونی تضعیف شده و طول موج نوسانات افزایش می‌یابد. این پدیده در شدت‌های لیزری بالاتر بیشتر مشهود است به نحوی که از شکل ۲ (ب) مشاهده می‌شود که برای شدت $I = 1 \times 10^{15} \text{ W/cm}^2$ رژیم انتشار به رژیم نوسانی واکانونی تغییر پیدا کرده است.



شکل ۲: روند تغییرات پارامتر F_+ در راستای انتشار k_z بر حسب مقادیر مختلف شدت لیزری و $\rho_0 = 10$ ، $\Omega_p = 0.93$ و $\Omega_c = 0.2$ (الف) برای قطبش راستگرد و (ب) برای قطبش چپگرد.

۴- نتیجه گیری

در این مقاله مشخصه‌های انتشار باریکه پر شدت گاوسی در پلاسمای مغناطیسه‌ی گرم برخورداری با در نظر گرفتن عوامل غیرخطی نیروی پاندرموتیو، برخورداری و گرمایش اهمی مورد بررسی قرار گرفت. نشان دادیم که در یک پلازما با چگالی ثابت، پرتو لیزر با شدت معین و با قطبش راستگرد، فقط در گستره‌ای از میدان مغناطیسی متحمل پدیده خودکانونی می‌شود. نتایج نشان می‌دهد با افزایش میدان مغناطیسی، مکانیزم خودکانونی برای باریکه با قطبش راستگرد ابتدا تقویت و سپس تضعیف می‌شود در حالی که برای مورد چپگرد همواره موجب تضعیف خودکانونی می‌شود. در واقع خودکانونی باریکه با قطبش راستگرد با افزایش میدان مغناطیسی رفتاری دوگانه دارد. به علاوه برای هر دو نوع قطبش افزایش شدت لیزر باعث کاهش پدیده خودکانونی می‌شود. در کاربردهای برهمکنش لیزر- پلازما با انتخاب مناسب قطبش و شدت لیزر و اعمال مناسب مقدار میدان مغناطیسی به پلازما می‌توان نحوه انتشار باریکه لیزر و برهمکنش آن با پلازما را کنترل کرد.

مراجع :

1. Katsouleas, T., W. Mori, and C. Darrow. *Laser Wakefield acceleration with high relativistic pumps*. in *AIP Conference Proceedings*. 1989. AIP.
2. Rosen, M., et al., *Exploding-foil technique for achieving a soft x-ray laser*. *Physical review letters*, 1985. 54(2): p. 106.
3. Tajima, T. and J. Dawson, *Laser electron accelerator*. *Physical Review Letters*, 1979. 43(4): p. 267.
4. Atzeni, S. and J. Meyer-ter-Vehn, *The Physics of Inertial Fusion: Beam-Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter*. Vol. 125. 2004: Oxford University Press on Demand.



5. Perkins, F. and E. Valeo, *Thermal self-focusing of electromagnetic waves in plasmas*. Physical Review Letters, 1974. 32(22): p. 1234.
6. Feit, M., A. Komashko, and A. Rubenchik, *Relativistic self-focusing in underdense plasma*. Physica D: Nonlinear Phenomena, 2001. 152: p. 705-713.
7. Sodha, M.S., S. Mishra, and S.K. Agarwal, *Self-focusing and cross-focusing of Gaussian electromagnetic beams in fully ionized collisional magnetoplasmas*. Physics of Plasmas, 2007. 14(11): p. 112302.
8. M. R. J. Milani A. R. Niknam , A. Farahbod, " *Ponderomotive self-focusing of Gaussian laser beam in warm collisional plasma*" Physics of Plasmas, 21, 063107 (2014).