بیست و ششمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و دوازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه خوارزمی،
تهران، ایران.
۱۵-۱۶ بهمن ۱۳۹۸

خودهمگرایی باریکه لیزری گاوسی در پلاسمای ناهمگن مغناطیده

احسان قلی‌پور[۱]، رضا فلاح[۱]، سیدمحمد خراشادیزاده[۱]، علیرضا نیکنام[۲]

[۱] گروه فیزیک دانشگاه بیرجند

[۲] پژوهشکده لیزر و پلاسما دانشگاه شهید بهشتی تهران

چکیده –در این مقاله پدیده خودهمگرایی یک باریکه لیزر گاوسی در پلاسمای سرد ناهمگن مغناطیده با در نظر گرفتن دو نمایه‌ی خطی و نمایی برای چگالی الکترونی بررسی شده است. برای این هدف، با استفاده از معادلات ماکسول و معادلات هیدرودینامیکی پلاسما، رابطه‌ای برای تغییرات شعاع لکه لیزر بدست می‌آید. با حل این معادله با استفاده از روش رونگ-کوتا، تاثیر ناهمگنی پلاسما، بزرگی میدان مغناطیسی خارجی و فرکانس لیزر بر میزان خودهمگرایی باریکه لیزر بررسی شده است. نتایج نشان می دهد تقویت میدان مغناطیسی و افزایش فرکانس سبب تقویت خودهمگرایی باریکه شده و مقدار چگالی اولیه پلاسما بر انتشار باریکه در پلاسما تاثیرگذار است. مقایسه نتایج نشان می‌دهد خودهمگرایی باریکه در پلاسما ناهمگن نمایی در طول انتشاری کمتری نسبت به پلاسما ناهمگن خطی اتفاق می‌افتد ولی تغییرات شعاع لکه لیزر در پلاسما ناهمگن خطی نسبت به ناهمگن نمایی شدیدتر است.

کلید واژه- برهمکنش لیزر با پلاسما، خودهمگرایی، پلاسمای ناهمگن، پلاسمای مغناطیده، باریکه گاوسی

Self-focusing of Gaussian laser beams **in magnetized inhomogeneous plasma**

Ehsan Gholipour[1], Reza Fallah[1], Seyed Mohammad Khorashadizadeh[1], Ali Reza Niknam[2]

[1] Department of physics, University of Birjand, Birjand, Iran

[2] Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the self-focusing of a Gaussian laser beams in the magnetized inhomogeneous cold plasma is investigated by considering the linear and exponential profiles for electron density. For this purpose, using the Maxwell's and the plasma hydrodynamic equations, a relation for the changes of laser spot radius is obtained. Using the Runge-Kutta method, the effect of the plasma inhomogeneity, external magnetic field, and laser frequency on the beam self-focusing is investigated. The results indicate that the increase of the magnetic field strength and laser frequency enhance the beam self-focusing and the initial plasma density affects the beam propagation in the plasma. Comparison of the results shows that the self-focusing in the exponential inhomogeneous plasma occurs at a shorter distance than the linear inhomogeneous plasma, but the variations of laser spot radius in the plasma with linear density profile is more intense than the exponential profile.

Keywords: Laser plasma interaction, Self-focusing, inhomogeneous plasma, Magnetized plasma, Gaussian beams.

این مقاله درصورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-19]

مقدمه

با اختراع اولین لیزر توسط تئودر میمن دریچه‌ی جدیدی به روی مطالعات فیزیکی گشوده شد و آن بررسی برهمکنش لیزر با مواد و محیط های گوناگون بود. یکی از محیط هایی که خاصیت های جالبی دارد پلاسما است. در برهمکنش باریکه لیزر با پلاسما پدیده های جالبی اتفاق می افتد که می توان به خودهمگرایی وخود فشرده سازی باریکه، اثر رامان، نیروی پاندرموتیو و .... اشاره کرد[۱]. به طور کلی خودهمگرایی باریکه لیزر در پلاسما به سه صورت خودهمگرایی نسبیتی، اثرگذار و گرمایی تقسیم‌بندی می‌شود. اساس پدیده خودهمگرایی در هر سه حالت، تغییر غیر خطی در ضریب شکست ناحیه ای می باشد که پالس لیزر در آن منتشر می شود[۴-۲]. در این مقاله پدیده خودهمگرایی در پلاسمای سرد ناهمگن مغناطیده با در نظر گرفتن دو نمایه متفاوت (خطی و نمایی) برای چگالی الکترونی بررسی شده است و نتایج با هم مقایسه شده است.

روابط اصلی

فرض می‌شود یک باریکه لیزری قطبیده خطی در راستای محور z در یک پلاسمای سرد مغناطیده ناهمگن انتشار می‌یابد و یک میدان مغناطیسی خارجی ثابت B_0 در جهت انتشار باریکه اعمال شده است. میدان الکتریکی باریکه به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$\vec{E} = \hat{x}E_0(r.z.t)\exp[-i(\omega_0 t - kz)] \qquad (۱)$$

که در آن E_0 دامنه، ω_0 فرکانس لیزر است و k عدد موج بوده که به صورت زیر تعریف می‌شود:

$$k(z) = \left(\frac{\omega_0}{c}\right)\sqrt{\epsilon_0} \qquad (۲)$$

که ϵ_0 قسمت خطی ثابت دی الکتریک و c سرعت نور می باشد. برای بررسی انتشار باریکه، از معادلات ماکسول استفاده و معادله موج انتشاری به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\frac{\partial^2\vec{E}}{\partial z^2} + \nabla_\perp^2\vec{E} + \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2\epsilon_+\vec{E} = 0 \qquad (۳)$$

در رابطه بالا ϵ_+ ثابت دی الکتریک موثر در پلاسمای مغناطیده می‌باشد که در تقریب پیرامحوری به صورت زیر فرمول بندی می شود[۵]:

$$\epsilon_+ = \epsilon_0 + \varphi\left(\vec{E}\vec{E}^*\right) \qquad (۴)$$

$$\epsilon_0 = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega_0^2 - \omega_0\omega_c}\right) \qquad (۵)$$

که $\varphi\left(\vec{E}\vec{E}^*\right)$ قسمت غیرخطی ثابت دی الکتریک است که به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\varphi\left(\vec{E}\vec{E}^*\right) = \omega_p^2/\omega_0^2[1-\omega_c/\omega_0]\left[1 - \exp\left(-\alpha_0(1-\omega_c/2\omega_0)\vec{E}\vec{E}^*/\left(1-\frac{\omega_c}{\omega_0}\right)^2\right)\right] \qquad (۶)$$

در روابط بالا $\omega_p = \left(\frac{4\pi n(\xi)e^2}{m}\right)^{1/2}$ و $\omega_c = \frac{eB_0}{mc}$ می‌باشد. با جایگذاری رابطه (۱) در (۳) و سپس مشتق گیری و ساده سازی محاسبات، رابطه زیر بدست می‌آید:

$$\frac{-2ik\,\partial E_0}{\partial z} + \frac{\partial^2 E_0}{\partial r^2} + \frac{1}{r}\frac{\partial E_0}{\partial r} + \left(\frac{\omega_0}{c}\right)^2\varphi(EE^*)E_0 = 0 \qquad (۷)$$

در محاسبه رابطه بالا از تقریبWKB استفاده شده است. اکنون $E_0(r.z.t)$ را به صورت زیر درنظر می‌گیریم:

$$E_0(r.z) = A(r.z)\exp[-ik(z)S(r.z)] \qquad (۸)$$

با جایگذاری آن در رابطه (۷) و پس از مشتق گیری، قسمت های حقیقی و موهومی را جدا می‌کنیم که قسمت حقیقی آن به صورت زیر بدست می‌آید:

$$2\frac{\partial s}{\partial z} + \left(\frac{\partial s}{\partial r}\right)^2 + \frac{2S}{k}\frac{\partial k}{\partial z} - \frac{1}{k^2 A}\nabla_\perp^2 A - \frac{1}{k^2c^2}\frac{\omega_p^2}{\left[1-\frac{\omega_c}{\omega_0}\right]}\left[1 - \exp\left(-\alpha_0(1-\omega_c/2\omega_0)EE^*/\left(1-\frac{\omega_c}{\omega_0}\right)^2\right)\right] = 0 \qquad (۹)$$

در ادامه با استفاده از رویکرد آخمانوف و همکارانش[۶] روابط زیر را در نظر گرفته و در رابطه (۹) قرار می دهیم:

$$A = \frac{A_0}{f}\exp[-\frac{r}{2r_0 f}] \qquad (۱۰)$$

$$S = \frac{r^2}{2}\beta_0(z) + \varphi_0(z) \qquad (۱۱)$$

$$\beta_0(z) = \frac{2}{\left(1+\frac{\epsilon_0}{\epsilon_{0zz}}\right)}\frac{1}{f}\frac{df}{dz} \qquad (۱۲)$$

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-19]

این مقاله درصورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

در نهایت پس از ساده سازی، معادله تغییرات شعاع لکه f در راستای انتشار به صورت زیر محاسبه می‌شود:

$$\frac{d^2f}{d\xi^2}=\frac{1}{f^3}-\frac{1}{k}\frac{dk}{d\xi}\frac{df}{d\xi}-\frac{\omega_p^2 r_0^2}{c^2}\frac{\left(1-\frac{\omega_c}{2\omega_0}\right)}{f^3\left(1-\frac{\omega_c}{\omega_0}\right)^3}\times$$
$$\alpha_0 A_0^2\exp\left(\frac{-\left(1-\frac{\omega_c}{2\omega_0}\right)\alpha_0 A_0^2}{f^2\left(1-\frac{\omega_c}{\omega_0}\right)^2}\right) \qquad (۱۳)$$

به منظور بررسی تاثیر ناهمگنی پلاسما بر خودهمگرایی باریکه، دو پروفایل نمایی و خطی برای چگالی الکترونی به صورت زیر درنظر گرفته می‌شود:

$$n=n_0\exp(\xi/d) \qquad (۱۴)$$

$$n=n_0(1-(\xi/d)) \qquad (۱۵)$$

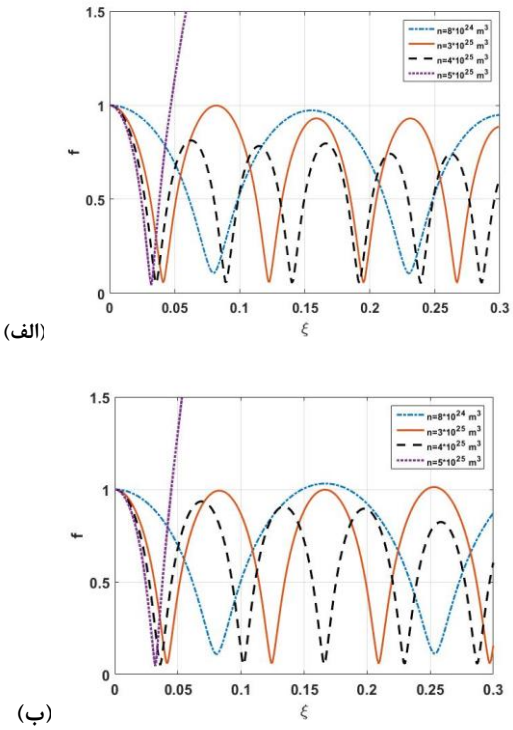
در روابط بالا n_0 چگالی الکترونی اولیه، d پارامتری ثابت و $\xi=\frac{z}{k r_0^2}$ مختصه انتشاری نرمال شده است.

بحث عددی و نتایج

برای بررسی خودهمگرایی باریکه در پلاسمای مغناطیده ناهمگن، باید معادله (۱۳) را حل کرد. از آنجا که حل تحلیلی آن امکان پذیر نیست، این معادله را به صورت عددی و با روش رونگ-کوتا مرتبه ۴ حل کرده ایم. در حل عددی، پارامترهای موثر به صورت زیر اختیار شده است:

$$\alpha_0 A_0^2=0.3, r_0=20\mu m, \omega_0=1.788\times10^{15}Hz$$

در شکل ۱، برای بررسی خودهمگرایی باریکه و تاثیر چگالی پلاسما بر آن، تغییرات f در راستای انتشار را برای هر دو نمایه چگالی و چگالی‌های اولیه $8\times10^{24}m^{-3}, 3\times10^{25}m^{-3}, 4\times10^{25}m^{-3}, 5\times10^{25}m^{-3}$ با در نظر گرفتن $\beta=\frac{\omega_c}{\omega_0}=0.1$ رسم کرده ایم. منحنی‌های ۱-الف و ا-ب نشان می‌دهند که برای هر دو نمایه چگالی، با افزایش چگالی اولیه از $8\times10^{24}m^{-3}$ تا $4\times10^{25}m^{-3}$، نوسانات شعاع لکه f افزایش یافته و پدیده خودکانونی زودتر اتفاق می افتد و برای حالتی که چگالی الکترونی پلاسما $5\times10^{24}m^{-3}$ است باریکه لیزری پس از همگرا شدن به شدت واگرا می‌شود. مقایسه این دو منحنی نشان می‌دهد که برای حالتی که چگالی پلاسما دارای پروفایل نمایی است، نوسانات شعاع لکه بیشتر است و در طول انتشاری کمتری، خودهمگرایی باریکه رخ می دهد.

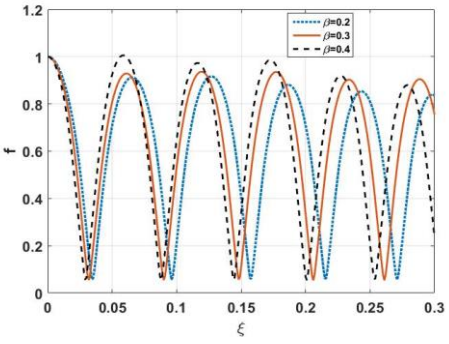


شکل ۱:تغییرات شعاع لکه لیزری برای چگالی الکترونی با الف) پروفایل نمایی و ب) پروفایل خطی برای حالتی که $\alpha_0 A_0^2=0.3$

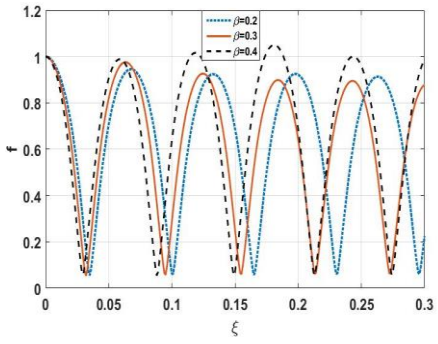
در شکل ۲ تاثیر میدان مغناطیسی خارجی بر میزان خودهمگرایی باریکه در پلاسمای ناهمگن، برای حالتی که $n_\circ=3\times10^{25}m^{-3}$ و $\beta=0.2$ و 0.3 و 0.4 است نشان داده شده است. همان طور که منحنی‌های ۲-الف و ۲-ب نشان می‌دهند برای هر دو حالت ناهمگنی پلاسما، اعمال و تقویت میدان مغناطیسی خارجی سبب افزایش میزان خودهمگرایی باریکه قطبیده شده و تغییرات شعاع لکه در فاصله انتشاری کمتری صورت می‌گیرد. مقایسه منحنی‌ها نشان می‌دهد که تاثیر میدان مغناطیسی خارجی در پلاسمای ناهمگن با پروفایل چگالی نمایی بیشتر است.

این مقاله درصورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-19]



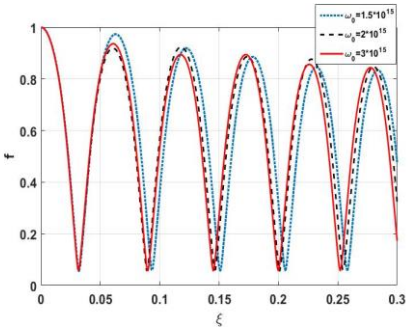
(الف)



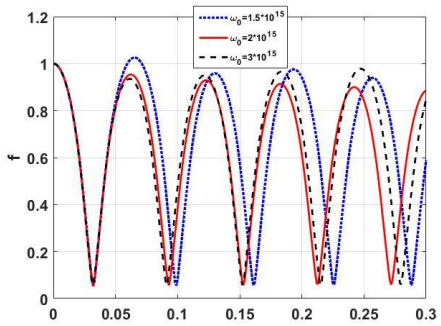
(ب)

شکل ۲: تغییرات شعاع لکه لیزر بر در راستای انتشار، برای چگالی الکترونی با الف)پروفایل نمایی و ب) پروفایل خطی

در شکل۳ تاثیر فرکانس لیزر بر میزان خودهمگرایی باریکه گاوسی در پلاسمای مغناطیده، برای حالتی که $n_\circ = 3\times10^{25}m^{-3}$، $\beta = 0.3$ و فرکانس لیزر به ترتیب $1.5\times10^{15}, 2\times10^{15}, 3\times10^{15}\ Hz$ است نشان داده شده است. سایر پارامترها مشابه شکل ۱ انتخاب شده است. از بررسی شکل ۳-الف مشاهده می‌شود که افزایش فرکانس لیزر تاحدودی باعث تقویت خودهمگرایی باریکه و افزایش نوسانات شعاع لکه می‌شود. در حالیکه شکل ۳-ب نشان می‌دهد برای حالتی که چگالی دارای نمایه خطی است با افزایش فرکانس لیزر ω از 1.5×10^{15} Hz تا Hz 2×10^{15} ، خودهمگرایی در فاصله انتشاری کمتری اتفاق افتاده و بعد از 2×10^{15} خودهمگرایی باریکه کمتر می‌شود.



(الف)



(ب)

شکل ۳: تغییرات شعاع لکه لیزر در راستای انتشار برای فرکانس‌های لیزری مختلف الف)چگالی نمایی و ب) چگالی خطی

نتیجه گیری

در این مقاله تاثیر ناهمگنی پلاسما، میدان مغناطیسی خارجی و فرکانس لیزر بر خودهمگرایی باریکه لیزری گاوسی در پلاسمای سرد مغناطیده بررسی شد. از روش رونگ-کوتا برای تحلیل عددی انتشار باریکه در پلاسما استفاده شد. نشان داده شد که ناهمگنی پلاسما و فرکانس لیزر بر خودهمگرایی باریکه تاثیرگذار بوده و اعمال یک میدان مغناطیسی قوی در جهت انتشار باریکه سبب تقویت خودهمگرایی باریکه در پلاسما می‌شود. مقایسه نتایج نشان می‌دهد برای حالتی که چگالی الکترونی پلاسما دارای پروفایل نمایی است، خودهمگرایی باریکه در فاصله انتشاری کمتری رخ می دهد ولی تاثیر بزرگی میدان مغناطیسی و فرکانس لیزر بر نوسانات شعاع لکه باریکه انتشاری در پلاسمای ناهمگن با چگالی خطی بیشتر است. بنابراین می‌توان به انتخاب مناسب پارامترهای مربوط به باریکه لیزری و پلاسما، میزان خودهمگرایی باریکه در پلاسمای مغناطیده را کنترل کرد.

مرجع‌ها

[1] W.M. Wang, P. Gibbon, Z.M. Sheng, Y.T. Li, *Phys. Rev. Lett.* **16** (2015)114.

[2] M. Aggarwal, H. Kumar, N .Kant, *optik* **127** (2016) 2212.

[3] .N. Sepehri Javan and Zh. Nasirzadeh, *Phys. Plasmas* **19**, (2012) 112304.

[4] R. Sadighi-Bonabi, M. Habibi, E. Yazdani, *Phys. Plasmas* **16** (2009) 083105.

[5] M.S Sodha, A.K Ghatak, V.K Tripathi, Teta McGraw-Hill, New Delhi, 1974

[6] S.A. Akhmanov, A.P.Sukhorukov, R.V.Khokholov, *Sov. phys. Usp.* **10** (1968) 60

این مقاله درصورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-19]