



تحولات زمانی - فضایی باریکه لیزر گاوسی در یک پلازما با گونه‌های مختلف یونی در رژیم نسبیتی ضعیف

محمد رضا جعفری میلانی*

پژوهشکده فوتونیک و فن‌آوری‌های کوانتومی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، صندوق پستی: ۸۳۶-۱۴۳۹۵، تهران - ایران

*Email: mmilani@aeoi.ir

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۹۹/۴/۲۱ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۹/۶/۲۵

چکیده

در این مقاله دینامیک پالس لیزری گاوسی پر شدت منتشر شونده در یک پلازما با گونه‌های مختلف یونی و با در نظر گرفتن اثرات غیرخطی نیروی پاندروموتیو و نسبیتی مورد مطالعه قرار گرفته است. ابتدا تغییرات تابع دی‌الکتریک پلازما به دلیل نیروی پاندروموتیو پالس لیزر به دست آمده و سپس با در نظر گرفتن تقریب پیرامحوری، معادلات دیفرانسیل کوپل شده حاکم بر تحول زمانی - فضایی پالس لیزر استخراج شده و به صورت عددی حل شدند. اثرات شدت اولیه لیزر و گونه‌های یونی یک‌بار و دوبار یونیده و ترکیب بارهای آن‌ها بر روی خودفشرده‌گی و خودکانونی پالس لیزر بررسی شد. نتایج نشان داد افزایش پیوسته شدت اولیه لیزر همواره باعث تقویت خودفشرده‌گی پالس نمی‌شود بلکه یک بازه برای شدت لیزر وجود دارد که در آن بازه خودفشرده‌گی پالس رخ می‌دهد و این محدوده شامل یک نقطه بازگشتی شدت است که در آن، پالس بیش‌ترین فشرده‌سازی را تجربه می‌کند. همچنین بسته به شدت اولیه لیزر، گونه‌های یونی اثرات غیرخطی که منجر به تحول پالس در پلازما می‌شود را تقویت یا تضعیف می‌کنند.

کلیدواژه‌ها: انتشار پالس لیزر در پلازما، خودکانونی پالس لیزر، خودفشرده‌گی پالس لیزر

Spatiotemporal evolution of Gaussian laser beam in a multiply ionized plasma under a weakly relativistic regime

M.R. Jafari Milani*

Photonic and Quantum Technologies Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOL, P.O.Box: 14395-836, Tehran - Iran

Research Article

Received 11.7.2020, Accepted 15.9.2020

Abstract

Taking relativistic-ponderomotive nonlinearity into account, the dynamics of an intense Gaussian laser pulse propagating in a multi ions plasma has been studied. The modification of the dielectric permittivity of such plasma due to the ponderomotive force of the laser pulse has been derived. The coupled equations governing the laser pulse dynamics in space and time have been achieved and numerically solved, using the complex eikonal function and paraxial ray approximation. The effects of the initial laser intensity, multiply charged ions, specifically singly and doubly charged ions, on the self-focusing and self-compression of the Gaussian laser pulse in the plasma have been investigated. It was found that there is a particular laser intensity range where self-compression can occur. It was further observed that the multiply charged ions improve or weaken the nonlinear effects depending on the initial laser intensity, which leads to the pulse evolution.

Keywords: Laser pulse propagation in plasma, Laser pulse self-focusing, Laser pulse self-compression



۱. مقدمه

برهم‌کنش لیزر با پلاسما زمینه‌های گسترده پژوهشی و کاربردی را شامل می‌شود که از آن جمله می‌توان به شتابدهی ذرات باردار، لیزرهای پرتو ایکس و گداخت هسته‌ای اشاره کرد [۱-۳]. برهم‌کنش لیزر پر شدت با پلاسما می‌تواند اثرات غیرخطی مختلفی ایجاد کند. فرایند خودکانونی (وابسته به پهنای فضایی) و خودفشردگی (وابسته به پهنای زمانی) پالس لیزر از اهمیت بسیار بالایی برخوردار است؛ زیرا تمام فرایندهای غیرخطی دیگر، تحت تأثیر تغییرات توزیع شدت لیزر در طول انتشار آن در محیط هستند. به دلیل یونیده بودن و طبیعت غیرخطی پلاسما، این محیط می‌تواند میدان‌های فوق‌العاده شدید لیزری را تحمل کند. از این رو پلاسما به‌عنوان محیطی برای تقویت و فشردگی پالس لیزری معرفی شده است [۴]. هنگام انتشار پالس لیزری پر شدت در یک پلاسمای فروچگال، به دلیل نیروی پاندرومیتو^۱ لیزر، تغییرات نسبیتی جرم، اثرات گرمایی و برخوردی فرایندهای غیرخطی متعددی از قبیل خودکانونی (فضایی) و خودفشردگی (زمانی) می‌تواند اتفاق بیافتد [۵، ۶]. فشردگی پهنای زمانی پالس در پلاسما توسط اثر غیرخطی خودمدولگی فاز^۲ می‌تواند روی دهد. رخداد چیرپ فرکانسی در پالس لیزری منتشر شونده در پلاسما (در نتیجه وابستگی ضریب شکست غیرخطی محیط به شدت لیزر) منجر به فشردگی پالس می‌شود [۷].

مطالعات فراوانی در مورد تحول باریکه لیزر با شدت بالا در پلاسما انجام شده است [۸-۱۵]. برندی و همکاران انتشار پالس‌های کوتاه لیزر با شدت بالا در یک پلاسمای ناهمگن را مورد مطالعه قرار دادند [۸]. آن‌ها نشان دادند که ناهمگنی پلاسما و افزایش جرم نسبیتی الکترون‌ها نقش اصلی را در رویداد خودکانونی بازی می‌کند. پیش از این، حفیظی و همکاران [۹] با استفاده از معادله تحول اندازه لکه پرتو لیزر، ویژگی‌های انتشار پرتو لیزر را در یک کانال پلاسمای مخروطی از پیش تولید شده را تحلیل کرده‌اند. مدل آن‌ها نه تنها امکان بررسی خودکانونی نسبیتی در پلاسما را فراهم می‌کند، بلکه برای شدت‌های دلخواه پرتو لیزر نیز معتبر است. اثر ناهمگنی پلاسما و میدان مغناطیسی خارجی بر خودکانونی و فشردگی پالس لیزر در پلاسما نیز توسط بکایی و همکاران [۱۰] مورد مطالعه قرار گرفت. آن‌ها پیشنهاد کردند که استفاده از پلاسما با رمپ چگالی و میدان مغناطیسی محوری به‌عنوان یک روش تقویت‌کننده برای فشردگی پالس به کار گرفته شود. به تازگی، کومار [۱۱] با در نظر گرفتن غیرخطیت نسبیتی،

خودفشردگی دو پالس لیزری که هم‌زمان با هم در پلاسما منتشر می‌شوند را گزارش کرده است. آن‌ها نشان داده‌اند که فشردگی پالس به شدت اولیه و پهنای اولیه آن‌ها بستگی دارد. به دلیل راحتی محاسبات ریاضی، بیشتر مطالعات فشردگی و رشته‌ای شدن پالس لیزر تنها در پلاسمای شامل الکترون و یون‌های یک‌بار یونیده بوده است. بنابراین در پژوهش حاضر، مشخصه‌های فضایی و زمانی پالس لیزر گاوسی پر شدت منتشر شونده در پلاسما با گونه‌ها و ترکیب بار مختلف یونی با در نظر گرفتن غیرخطیت‌های نسبیتی و پاندرومیتو مورد بررسی قرار گرفته است. این مطالعه می‌تواند در فرایند گداخت به روش محصورسازی اینرسی مفید واقع شود. چرا که برای افزایش بهره گداخت، تغییرات شدت، پروفایل فضایی و زمانی پالس لیزر در طول برهم‌کنش با هدف (سوخت)، همواره مهم است. شکل ۱ طرح‌واره انتقال پالس لیزر از طریق پلاسما به سوخت DT را نشان می‌دهد [۱۲]. در محفظه مخصوص، پلاسما با گونه‌ها و ترکیب بار مختلف یونی تولید شده و توسط یک هدایت‌گر دوکی‌شکل به سمت هدف منتقل می‌شود؛ پالس پر شدت لیزر از داخل پلاسما منتشر شده و به سمت هدف هدایت می‌شود. پالس لیزر در اثر برهم‌کنش با پلاسمای محفظه متحمل خودکانونی و خودفشردگی می‌شود و سپس با هدف سوخت برخورد می‌کند.

در پژوهشی که پیش از این انجام شد [۱۳]، انتشار و تحول پالس لیزری در پلاسمای چند یونی در رژیم غیرنسبیتی و در شدت‌های پایین مورد بررسی قرار گرفت. در این مقاله انتشار پالس لیزر از داخل پلاسمای چند یونی با چگالی بالا (نزدیک به چگالی بحرانی) و با تصحیحات نسبیتی مورد بحث قرار گرفته است. با انتشار پالس لیزر در پلاسما، به دلیل اثرات غیرخطی نسبیتی و نیروی پاندرومیتو، پالس لیزری متحمل خودکانونی و خودفشردگی می‌شود؛ از این رو پروفایل زمانی و مکانی پالس لیزر در مکان‌های مختلف پلاسما، هنگامی که پالس لیزر در داخل آن منتشر می‌شود، بررسی شده است. وابستگی طول‌های خودکانونی و خودفشردگی پالس لیزر به مقادیر اولیه پارامترهای لیزر و پلاسما نیز بررسی شده است. با استفاده از معادلات حرکت الکترون‌ها و یون‌ها در حالت پایا و معادله شبه‌خنثی بار، تابع چگالی الکترونی اصلاح شده در اثر انتشار پالس لیزر به دست آمده است. سپس به‌منظور مطالعه فشردگی فضایی و زمانی پالس لیزر، دستگاه معادلات دیفرانسیل غیرخطی کوپل‌شده حاکم بر پویایی پالس به‌دست آمده و با روش عددی حل شد. چارچوب مقاله حاضر به این شرح تنظیم شده است: مدل تحلیلی در بخش دوم ارائه شده است. نتایج عددی در بخش سوم مورد تجزیه و تحلیل قرار گرفته و در بخش چهارم نتیجه‌گیری عنوان شده است.

1. Ponderomotive Force
2. Self-Phase Modulation



E_s میدان بار- فضا، $\vec{\nabla} p_j, \vec{\nabla} p_e$ گرادیان فشار الکترون‌ها و یون‌ها، j گونه یون، n_e چگالی الکترون‌ها و n_j چگالی اولیه یون j ام می‌باشد. در رابطه ۴ به دلیل اینرسی بالای یون‌ها، از نیروی پاندرومیتو وارده بر آن‌ها صرف‌نظر شده است. با حذف جمله eE_s در روابط ۳ و ۴ و استفاده از شرط شبه خنثی $n_e = \sum Z_j n_j$ ، توزیع چگالی تغییریافته الکترون‌ها با رابطه زیر بیان می‌شود [۱۵]:

$$n_e = \sum_j Z_j n_{j_0} (n_e / n_{e_0})^{-\eta Z_j} \exp(-\mu Z_j (\gamma - 1)), \quad (5)$$

که در آن $T_{e_0}, T_{i_0}, \mu = m_{e_0} c^2 / T_{i_0}, \eta = T_{e_0} / T_{i_0}$ دمای اولیه یون و الکترون و n_{j_0} چگالی اولیه یون j ام است. توزیع چگالی وابسته به دمای الکترون و شدت پالس لیزر است. طبق رابطه ۵، فرکانس پلاسما و شدت لیزر باعث تغییر ثابت دی‌الکتریک محیط شده و این نیز منجر به تغییر مشخصه‌های انتشار می‌شود. در رژیم نسبیتی، میانگین انرژی جنبشی الکترون‌ها بسیار بیش‌تر از انرژی حرارتی آن‌ها، $T_e \ll (\gamma - 1) m_{e_0} c^2$ است و از این‌رو می‌توان پلاسما را سرد در نظر گرفت. ثابت دی‌الکتریک پلاسمای سرد در رژیم نسبیتی را می‌توان به صورت زیر بیان کرد [۱۵]:

$$\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\gamma \omega^2} = 1 - \frac{\Omega^2 n_e}{\gamma n_{e_0}}, \quad (6)$$

که در آن $\omega_{p_0} = (\frac{4\pi n_{e_0} e^2}{m_{e_0}})^{1/2}$ ، $\Omega = \omega_{p_0} / \omega$ فرکانس پلاسما است. با جای‌گذاری چگالی از رابطه ۵ در رابطه ۶، تابع دی‌الکتریک پلاسما به‌طور کامل به‌دست می‌آید. می‌توان تابع دی‌الکتریک را در تقریب پیرامحوری ($r^2 \ll r_0^2 f^2$)، حول r^2, τ^2 تا مرتبه دوم بسط (تیلور) داد:

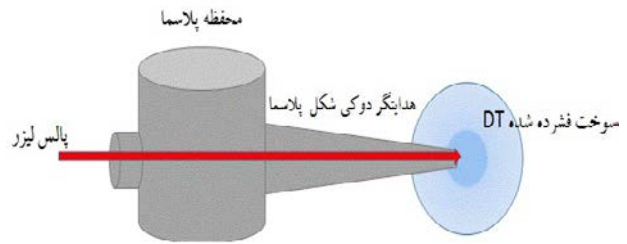
$$\varepsilon(r, z, t) = \varepsilon_0(z) + (r^2 / r_0^2) \varepsilon_r + (\tau^2 / \tau_0^2) \varepsilon_\tau, \quad (7)$$

$$\varepsilon_\tau = \frac{\partial \varepsilon}{\partial |A|^2} \frac{\partial |A|^2}{\partial \tau^2}, \quad \varepsilon_r = \frac{\partial \varepsilon}{\partial |A|^2} \frac{\partial |A|^2}{\partial r^2}, \quad \varepsilon_0(z) = \varepsilon(r, z, t) |_{r=t=0}$$

زمان تأخیری و v_g سرعت گروه پالس است.

۲.۲ انتشار پالس گاوسی در پلاسما

به‌منظور بررسی انتشار و تحول اندازه لکه پالس گاوسی در پلاسما، لازم است معادله موج حل شود. با انتخاب دستگاه مختصات استوانه‌ای به‌طوری‌که محور z در جهت انتشار باشد، و در نظر گرفتن میدان الکتریکی لیزر (رابطه ۱) و جای‌گذاری آن



شکل ۱. کانال پلاسما با هدایت‌گر دوکی‌شکل متصل شده به محفظه سوخت. لیزر از داخل کانال پلاسما منتشر شده و متحمل خودکائونی و خودفشرده‌گی می‌شود.

۲. مبانی نظری

۱.۲ ارزیابی تغییرات چگالی الکترونی و تابع دی‌الکتریک پلاسما در امتداد محور z پالس لیزر پرشدت گاوسی (فضایی و زمانی) به‌طور عمودی بر یک بره پلاسمای چند یونی با چگالی الکترونی اولیه n_{e_0} فرود می‌آید. میدان الکتریکی پالس لیزر با قطبش خطی را می‌توان به‌صورت زیر نوشت:

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

که $A(r, 0, t) = A_0 \exp(-r^2 / 2r_0^2) \exp(-t^2 / 2\tau_0^2)$ دامنه مختلط میدان لیزر و r_0, τ_0 به ترتیب شعاع لکه و پهنای زمانی اولیه پالس می‌باشد. با در نظر گرفتن رژیم نسبیتی ضعیف، نیروی غیرخطی پاندرومیتو پالس لیزر باعث رانده شدن الکترون‌ها از مرکز پالس شده و توزیع چگالی الکترون‌ها و در نتیجه تابع دی‌الکتریک پلاسما از حالت اولیه خود تغییر می‌کند. نیروی پاندرومیتو نسبیتی وابسته به پالس لیزر با رابطه زیر توصیف می‌شود [۱۴]:

$$F_p = -m_{e_0} c^2 \vec{\nabla} (\gamma - 1), \quad (2)$$

که $\gamma = \sqrt{1 + \alpha^2 EE^*}$ فاکتور نسبیتی، m_{e_0}, e جرم و بار الکترون، c سرعت نور در خلأ و $\alpha = (e / m_{e_0} c \omega)^2$ است. هنگامی‌که پهنای پالس در بازه $1 / \omega_{pe} < \tau < \tau_D$ باشد، ($\tau_D = r_0 / c_s$) مقیاس زمانی پخش دوقطبی) نیروی پاندرومیتو با نیروی میدان بار- فضا^۱ و گرادیان فشار، در حالت مانا به تعادل می‌رسد. بنابراین، به‌منظور دست‌یابی به توزیع چگالی الکترونی تغییریافته در پلاسما در اثر نیروی غیرخطی پاندرومیتو، از معادله حرکت الکترون‌ها و یون‌ها در حالت پایا استفاده می‌شود:

$$\vec{\nabla} p_e = -n_e e \vec{E}_s + n_e \vec{F}_p, \quad (3)$$

$$\vec{\nabla} p_j = Z_j n_j e \vec{E}_s \quad (4)$$

1. Space-Charge



بهنجار شده) و $\rho = r \circ \omega / c$ ، به مجموعه معادلات دیفرانسیل کوپل شده‌ی حاکم بر تحولات پهنای باریکه (پارامترهای پرتو g, f) خواهیم رسید:

$$\varepsilon_0 \frac{\partial f}{\partial \xi^{\tau}} = \frac{1}{f^{\tau}} - \rho^{\tau} \varepsilon_r f, \quad (14)$$

$$\varepsilon_0 \frac{\partial g}{\partial \xi^{\tau}} = \frac{\beta^{\tau}}{g^{\tau}} \frac{\rho^{\tau}}{\delta^{\tau}} - \frac{\beta \rho^{\tau} \varepsilon_{\tau}}{\delta^{\tau}} g. \quad (15)$$

معادلات دیفرانسیل مرتبه دو کوپل شده ۱۴ و ۱۵ به معادلات خودکانونی و خودفشرده‌گی پالس لیزر معروف است. همان‌طور که قبلاً اشاره شد، f بیان‌گر تغییرات فضایی پالس و g بیان‌گر تغییرات زمانی پالس است. جمله اول در طرف راست روابط ۱۴ و ۱۵ معرف واگرایی پرتو به علت اثر پراش و جمله دوم آن‌ها عامل پدیده خودکانونی (فضایی) و خودفشرده‌گی (زمانی) پالس لیزر، به دلیل اثرات غیرخطی نسبیتی و پاندرومتیو است. وقتی مقدار جمله اول از دوم بیشتر باشد، به دلیل غالب شدن اثرات پراش، باریکه واگرا می‌شود. این دو پدیده (خودکانونی و خودفشرده‌گی) زمانی روی می‌دهد که مقدار جمله دوم از اول بیشتر باشد. اگر $\partial^{\tau} f / \partial \xi^{\tau} |_{\xi=0} = 0$ ، باریکه نه واگرا و نه همگرا می‌شود و اندازه لکه اولیه r_0 آن حین انتشار ثابت می‌ماند. این مد انتشار به مد "خود-دامی" معروف است. همچنین این معادلات نشان می‌دهند که به دلیل کوپل‌شدگی، (وجود جمله‌های $\varepsilon_r, \varepsilon_{\tau}$)، رفتار f توسط g و برعکس کنترل می‌شود. مقادیر $\varepsilon_r, \varepsilon_{\tau}, \varepsilon_0$ را می‌توان از روابط ۷ و ۱۲ به دست آورد:

$$\varepsilon_0(z) = 1 - \Omega^{\tau} \frac{n_{ea}}{n_{e0}}, \quad (16)$$

$$\varepsilon_r(z) = \left. \frac{\partial \mathcal{E}(r, z, \tau)}{\partial r^{\tau}} \right|_{r=0} = -\Omega^{\tau} \frac{n_{er}}{n_{e0}}, \quad (17)$$

$$\varepsilon_{\tau}(z) = \left. \frac{\partial \mathcal{E}(r, z, \tau)}{\partial \tau^{\tau}} \right|_{\tau=0} = -\Omega^{\tau} \frac{n_{e\tau}}{n_{e0}}, \quad (18)$$

که در آن‌ها

$$n_{ea} = \sum_j Z_j n_{j0} (n_{ea} / n_{e0})^{-\eta Z_j} \exp[-\mu Z_j (\gamma_0 - 1)], \quad (19)$$

$$n_{er} = -\sum_j Z_j n_{j0} (n_{ea} / n_{e0})^{-\eta Z_j} \exp[-\mu Z_j (\gamma_0 - 1)] \times \left(\eta \frac{n_{er}}{n_{ea}} + \frac{\mu \alpha A_{\infty}^{\tau}}{\gamma f^{\tau} g^{\tau}} \right), \quad (20)$$

$$n_{e\tau} = -\sum_j Z_j n_{j0} (n_{ea} / n_{e0})^{-\eta Z_j} \exp[-\mu Z_j (\gamma_0 - 1)] \times \left(\eta \frac{n_{e\tau}}{n_{ea}} + \frac{\mu \alpha A_{\infty}^{\tau}}{\gamma f^{\tau} g^{\tau}} \right).$$

4. Self-Trapping

در معادله موج و با احتساب تقریب WKB ($\partial^{\tau} A / \partial z^{\tau} \approx 0$) و معرفی تغییر متغیرهای $z' = z, \tau = t - z / v_g$ ، خواهیم داشت:

$$2ik \frac{\partial A}{\partial z'} + \beta \frac{\partial^{\tau} A}{\partial \tau^{\tau}} + \left(\frac{\partial^{\tau} A}{\partial r^{\tau}} + \frac{1}{r} \frac{\partial A}{\partial r} \right) + \frac{\omega^{\tau}}{c^{\tau}} (\varepsilon - \varepsilon_0) A = 0 \quad (8)$$

که $\beta = (1 - \varepsilon_0) / (c^{\tau} \varepsilon_0)$. جمله دوم و سوم در رابطه ۸ به ترتیب بیان‌گر پاشندگی سرعت گروه^۱ (GVD) و پراش است. جمله آخر بر خودکانونی^۲ (فضایی) و خودفشرده‌گی^۳ (زمانی) پالس در اثر نیروی غیرخطی پاندرومتیو نسبیتی دلالت دارد. با رهیافت تقریب پیرامحوری، مشابه آن‌چه که در مراجع [۱۶، ۱۷] به کار رفته است، دامنه مختلط میدان پالس گاوسی $A(r, z', \tau)$ به صورت زیر نوشته می‌شود:

$$A(r, z', \tau) = A_0(r, z', \tau) \exp[-ik(z')S(r, z', \tau)] \quad (9)$$

دامنه A_0 و آیکونال S هر دو حقیقی هستند. با جای‌گذاری رابطه ۹ در رابطه ۸ و جداسازی قسمت‌های حقیقی و موهومی، خواهیم داشت:

$$2 \frac{\partial A_0}{\partial z'} - 2 \frac{\partial A_0}{\partial r} \frac{\partial S}{\partial r} - \frac{A_0}{r} \frac{\partial S}{\partial r} - 2\beta \frac{\partial A_0}{\partial \tau} \frac{\partial S}{\partial \tau} - \beta A_0 \frac{\partial^{\tau} S}{\partial \tau^{\tau}} - A_0 \frac{\partial^{\tau} S}{\partial r^{\tau}} = 0 \quad (10)$$

$$2 \frac{\partial S}{\partial z'} - \beta \left(\frac{\partial S}{\partial \tau} \right)^{\tau} + \frac{1}{k^{\tau} A_0} \left(\beta \frac{\partial^{\tau} A_0}{\partial \tau^{\tau}} + \frac{\partial^{\tau} A_0}{\partial r^{\tau}} + \frac{1}{r} \frac{\partial A_0}{\partial r} \right) - \left(\frac{\partial S}{\partial r} \right)^{\tau} - \frac{r^{\tau} \varepsilon_r}{r_0^{\tau} \varepsilon_0} - \frac{\tau^{\tau} \varepsilon_{\tau}}{\tau_0^{\tau} \varepsilon_0} = 0. \quad (11)$$

طبق رهیافت آخمان‌او [۱۷] برای لیزر گاوسی S, A_0

می‌تواند به صورت زیر نوشته شود:

$$A_0^{\tau}(r, z', \tau) = \frac{A_{00}^{\tau}}{f^{\tau} g^{\tau}} \exp\left(\frac{-r^{\tau}}{f^{\tau} r_0^{\tau}}\right) \exp\left(\frac{-\tau^{\tau}}{g^{\tau} \tau_0^{\tau}}\right), \quad (12)$$

$$S(r, z', \tau) = S_0(z') - r^{\tau} \frac{1}{2f} \frac{df}{dz'} - \tau^{\tau} \frac{1}{2g} \frac{dg}{d\tau}, \quad (13)$$

که در آن A_{00} دامنه میدان الکتریکی اولیه، r_0, τ_0 به ترتیب پهنای اولیه باریکه (در $z = 0$) و پهنای اولیه پالس، $f(z)$ پارامتر بدون بعد پهنای فضایی پالس و $g(z)$ پارامتر بدون بعد پهنای زمانی پالس می‌باشد که تحولات آن‌ها در داخل پلاسما مد نظر است. با جای‌گذاری روابط ۱۲ و ۱۳ در رابطه ۱۱ و برابر قرار دادن ضرایب r^{τ} در طرفین معادلات و همچنین با تعریف $\delta = \tau_0 \omega / c$ و کمیت‌های بدون بعد $\xi = z' \omega / c$

1. Group Velocity Dispersion

2. Self-Focusing

3. Self-Compression



(۲۱)

در این جا $n_{ea} \cdot \gamma_0 = \gamma |_{r, t=0} = \sqrt{1 + \alpha^2 A_{00}^2} = \sqrt{1 + P_0}$ (مؤلفه محوری) و n_{er}, n_{ez} (مؤلفه‌های شعاعی) فقط تابعی از مسافت انتشار (z) هستند.

۳. بحث و نتایج

در پژوهش حاضر، با در نظر گرفتن اثر غیرخطی پاندرومیتیو نسبیتی، یک مطالعه نیمه‌تحلیلی برای درک تأثیر حضور گونه‌های یون چند بار یونیده در انتشار پالس پرشدت لیزر گاوسی در پلاسماهای چند یونی، ارایه شده است. تحول فضایی- زمانی^۱ پالس گاوسی، خودکانونی و خودفشرده‌گی در پلاسماهای مذکور با مجموعه روابط ۱۴ و ۱۵ توصیف می‌شود. این معادلات به دما، چگالی الکترون، یون و پارامترهای فضایی انتشار بستگی دارد. به منظور یافتن تغییرات $f(z)$ ، $g(z)$ (متناظر با تحول فضایی و زمانی پالس لیزر) برحسب تابعی از مسافت بهنجار (ξ) طی شده در محیط پلاسما، این مجموعه معادلات با شرایط اولیه $g=f=1$ ، $g'=f'=0$ در $\xi=0$ به روش عددی حل شدند. پارامترهای اولیه لیزر و پلاسما به کار رفته عبارتند از: $\lambda_L = 1064 \text{ nm}$ طول موج لیزر نئودیمیوم یاگ، اندازه لکه و پهنای زمانی اولیه پالس $r_0 = 20 \mu\text{m}$ ، $\tau_0 = 1 \text{ ps}$ ، چگالی اولیه الکترون $n_{e0} = 2.8 \times 10^{21} \text{ cm}^{-3}$ ، دمای اولیه الکترون $T_e = 1.5 \text{ keV}$ ، $Z_1 = 1$ ، $Z_2 = 2$ (ترکیب پلاسماهای هیدروژن و هلیوم)، $\eta = 1$ ، $j = 2$ و $Z_2 n_{20} = n_{e0} - Z_1 n_{10}$. همچنین برای صرف نظر از اثرات ناپایداری رامان، مقدار n_{e0} بزرگ‌تر از $1/4$ چگالی بحرانی n_c در نظر گرفته شده است. در ابتدای امر توجه خود را فقط به خودفشرده‌گی زمانی پالس در حین انتشار در پلاسما معطوف ساخته و تغییرات پارامتر پرتو g (که بیانگر تغییرات پهنای زمانی پالس است) بررسی خواهد شد و از تغییرات فضایی (اندازه لکه f) یا به عبارتی خودکانونی آن صرف نظر می‌شود. در بخش بعدی تحول اندازه لکه f نیز هم‌زمان با تغییرات پهنای پالس بررسی خواهیم کرد.

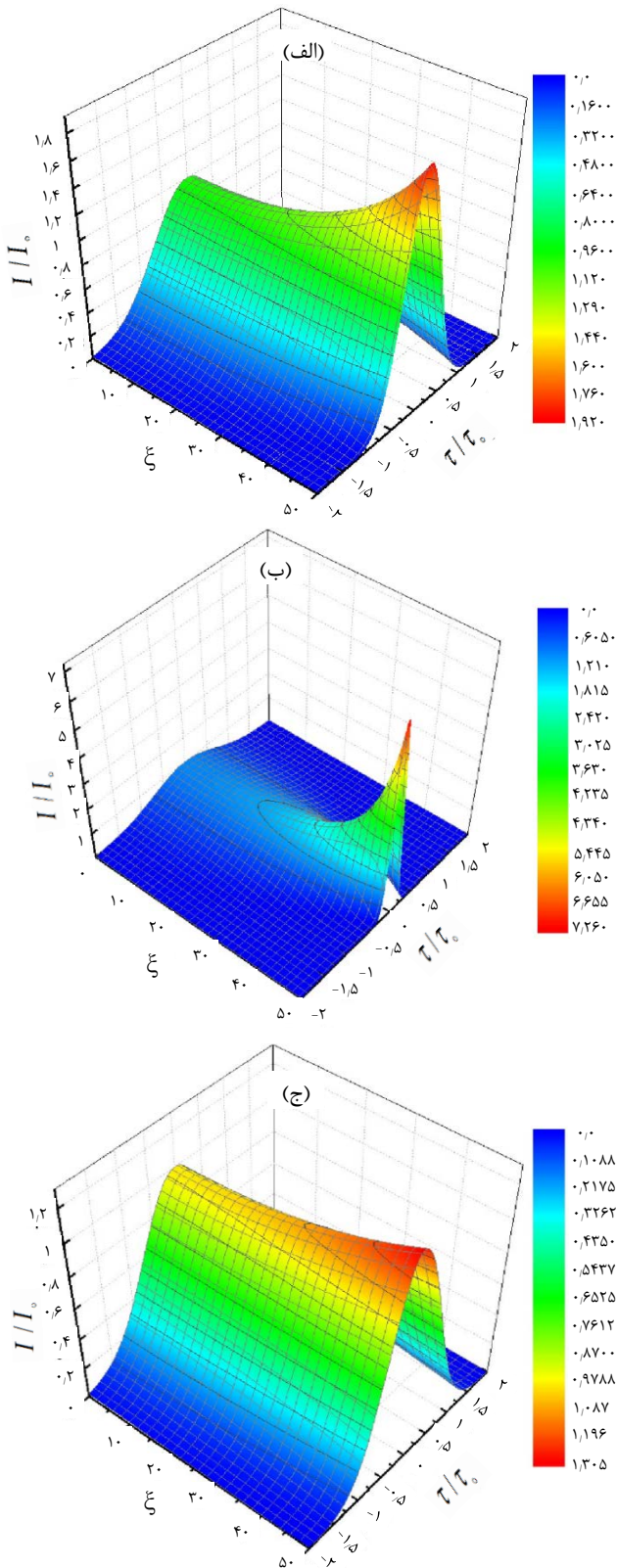
۱.۳ خودفشرده‌گی پالس در هندسه یک بعدی

به منظور بررسی تأثیر پارامترهای لیزر و پلاسما بر فشرده‌سازی پالس در یک بعد، رابطه ۱۵ که در ارتباط با پهنای پالس است، (با شرط $f=1$ برای همه ξ ها) به‌طور عددی حل می‌شود. در شکل ۲ تغییرات پارامتر پرتو g (اندازه پهنای پالس لیزر) برحسب طول بهنجار انتشار ξ (مسافتی که پالس لیزر در پلاسما طی می‌کند) برای مقادیر مختلف $P_0 (= \alpha A_{00}^2)$ (متناظر با شدت اولیه لیزر) و نسبت‌های مختلف چگالی اولیه یون یک‌بار یونیده n_{10} به چگالی اولیه الکترون‌های زمینه n_{e0} رسم شده است. این شکل نشان می‌دهد خودفشرده‌گی پالس لیزر با افزایش

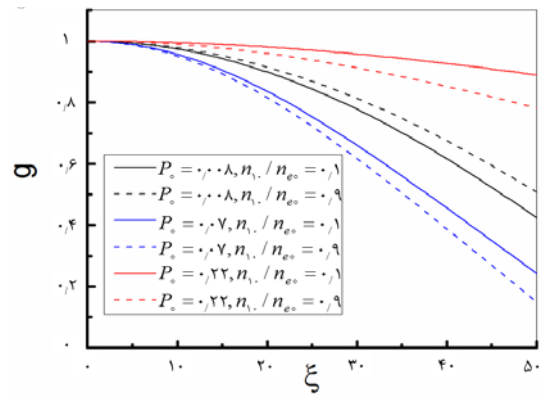
P_0 (متناظر با شدت اولیه لیزر) از 0.008 تا 0.07 زیاد می‌شود در حالی‌که بعد از این مقدار (0.07) با افزایش P_0 از قدرت خودفشرده‌گی پالس کاسته می‌شود. به عبارتی با افزایش شدت لیزر، پارامتر پرتو g به مقدار کمینه خود (بیش‌ترین خودفشرده‌گی) می‌رسد و سپس با افزایش شدت لیزر، مقدار g زیاد و خودفشرده‌گی پالس تضعیف می‌شود. در واقع افزایش پیوسته شدت اولیه لیزر الزاماً منجر به افزایش خودفشرده‌گی پالس لیزر در حین انتشار در پلاسما نمی‌شود. بنابراین نه تنها این رفتار دلالت بر وجود یک بازه شدتی است که در آن بازه، خودفشرده‌گی پالس لیزر اتفاق می‌افتد، بلکه در آن بازه یک نقطه بازگشتی^۲ شدت برای خودفشرده‌گی پالس لیزر وجود دارد که در آن شدت، خودفشرده‌گی پالس به بیشینه مقدار خود رسیده و اشباع می‌شود که مقدار آن در این مسأله در حدود $P_{turning} = 0.07$ است. وجود یک بازه شدتی، کاملاً در توافق با نتایج تجربی به‌دست آمده توسط اوه و همکارانش [۱۸] است که نشان دادند با افزایش مداوم شدت لیزر به دلیل کاهش اثر خودکانونی، تولید تراهرتز نیز اشباع شده و سپس کاهش می‌یابد.

هم‌چنین وقتی که مقدار شدت لیزر کم‌تر یا بیش‌تر از شدت بازگشتی است، افزایش مقدار نسبت n_{10}/n_{e0} اثر متفاوتی بر روی خودفشرده‌گی پالس دارد. چنان‌که شکل ۲ نشان می‌دهد، برای $P_0 < P_{tr} = 0.07$ با افزایش n_{10}/n_{e0} از 0.1 به 0.9 از قدرت خودفشرده‌گی پالس کاسته شده است. اما برای $P_0 > P_{tr} = 0.07$ افزایش n_{10}/n_{e0} از 0.1 به 0.9 خودفشرده‌گی پالس را افزایش داده است. علت رفتارهای مذکور از روی تابع دی‌الکتریک ϵ_r که مسئول خودفشرده‌گی پالس (به علت تغییرات چگالی الکترون‌ها) می‌باشد، قابل توضیح است. در شکل ۳ تغییرات تابع ϵ_r برحسب P_0 برای نسبت‌های مختلف n_{10}/n_{e0} رسم شده است. مقدار نسبی ϵ_r نشان‌گر قدرت خودفشرده‌گی پالس است؛ یعنی هرچه مقدار ϵ_r بیش‌تر باشد، خودفشرده‌گی راحت‌تر و قوی‌تر رخ خواهد داد. با توجه به شکل ۳، با افزایش پیوسته P_0 رفتار ϵ_r به‌صورت افزایشی-کاهشی است. همان‌طور که در توضیحات شکل ۲ بیان شد، هر منحنی دارای یک قله، متناظر با بیشینه میزان خودفشرده‌گی و شدت نقطه بازگشتی است. این رفتار افزایشی-کاهشی ϵ_r برحسب P_0 دلیلی بر وجود بازه شدتی برای رخداد پدیده خودفشرده‌گی پالس است. هم‌چنین با توجه به شکل ۳ مشخص است که رفتار ϵ_r با افزایش نسبت n_{10}/n_{e0} برای حالتی که شدت لیزر از مقدار بازگشتی 0.07 کم‌تر یا بیش‌تر باشد، متفاوت است. شکل ۳ نشان می‌دهد که قبل از شدت نقطه بازگشتی P_{tr} ، برای هر P_0 مشخص، مقدار ϵ_r برای مقادیر کوچک‌تر n_{10}/n_{e0} بیش‌تر است.

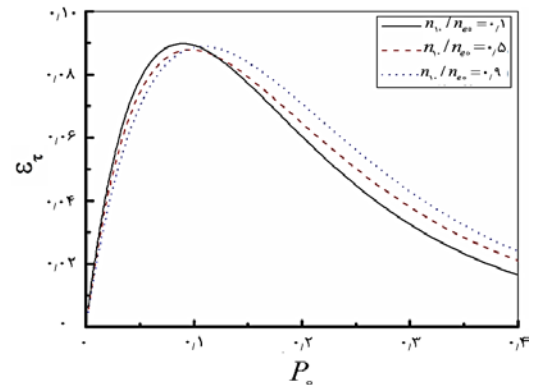




شکل ۴. تغییرات پهنای پالس و شدت بهنجار آن برای $\Omega = 0.5$ و $n_1/n_{e0} = 0.5$ (الف) $P_0 = 0.008$ (ب) $P_0 = 0.007$ (ج) $P_0 = 0.2$



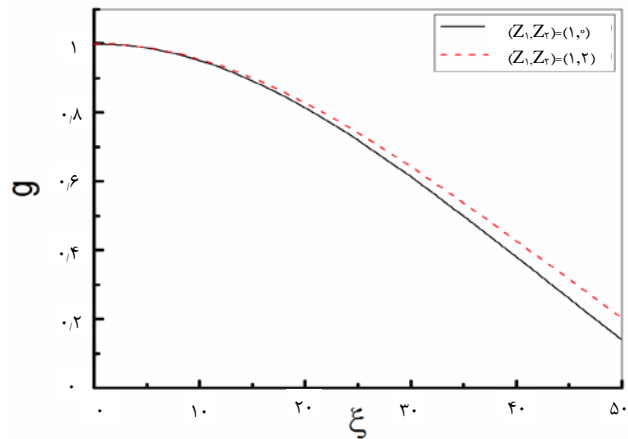
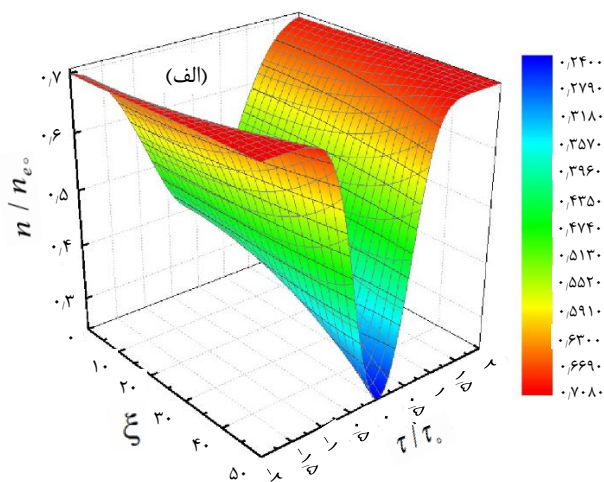
شکل ۲. تغییرات پارامتر بی بعد پهنای زمانی (g) پالس لیزری بر حسب طول انتشار ξ در پلاسما برای $\Omega = 0.5$ و مقادیر مختلف P_0 و n_1/n_{e0} .



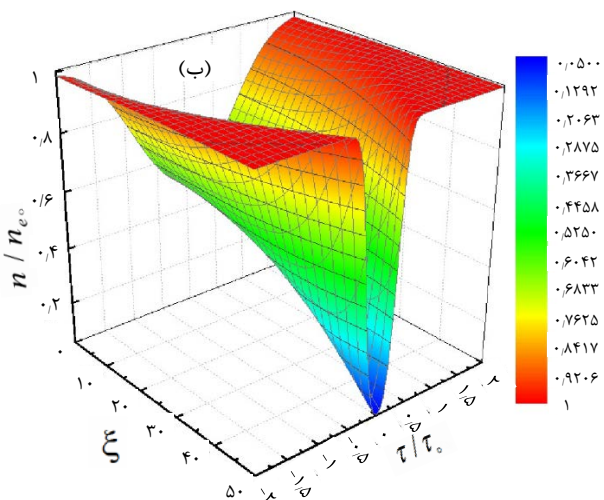
شکل ۳. تغییرات تابع ϵ_r بر حسب P_0 و برای نسبت‌های مختلف n_1/n_{e0} .

در مقابل، بعد از شدت نقطه بازگشتی P_{tr} ، روند مخالف صحیح است. بنابراین تغییر رفتار تابع ϵ_r با تغییرات نسبت n_1/n_{e0} بیان‌گر کاهش یا ازدیاد خودفشرده‌گی پالس است. در شکل‌های ۴ الف تا ۴ ج، تغییرات شدت بهنجار پالس لیزر نسبت به مسافت بهنجار ξ و در اثر پدیده خودفشرده‌گی، هنگام انتشار پالس در پلاسما برای مقادیر P_0 متناظر با شکل ۲ رسم شده است. واضح است که در اثر فشرده‌گی پالس به علت غیرخطیت پاندرومتیو نسبیتی، شدت پالس لیزر در طول انتشار در پلاسما زیاد شده است. شکل ۴ ب بیش‌ترین خودفشرده‌گی پالس را برای شدت بازگشتی ($P_{turning} = 0.07$)، نشان می‌دهد. در ادامه اثر حضور گونه‌های یونی با یونش‌های مرتبه بالاتر بر اندازه پهنای پالس لیزر هنگام انتشار آن در پلاسما بررسی شده است. بدین‌منظور اثر دو محیط پلاسما حاوی فقط یون‌های یک‌بار یونیده (پلاسمای هیدروژن $Z_1 = 1, Z_2 = 0$) و پلاسمایی شامل یون‌های یک‌بار و دوبار یونیده (پلاسمای هلیوم و هیدروژن $Z_1 = 1, Z_2 = 2$) بر خودفشرده‌گی پالس بررسی خواهد شد. در شکل ۵ تغییرات پارامتر پرتو g (اندازه پهنای پالس لیزر) بر حسب طول بهنجار انتشار ξ برای پلاسمای هیدروژن $Z_1 = 1, Z_2 = 0$ و ترکیب پلاسمای هلیوم و هیدروژن $Z_1 = 1, Z_2 = 2$ رسم شده است.





شکل ۵. تغییرات پارامتر پهنای زمانی (g) پالس لیزری بر حسب طول انتشار z برای $\Omega = 0.5$ ، $P_0 = 0.7$ و دو ترکیب مختلف بار یونی.



شکل ۶. پروفایل توزیع چگالی الکترون بهنجار برای الف) $(Z_p, Z_r) = (1, 0)$ ، ب) $(Z_p, Z_r) = (1, 2)$. بقیه پارامترها یکسان با شکل ۵.

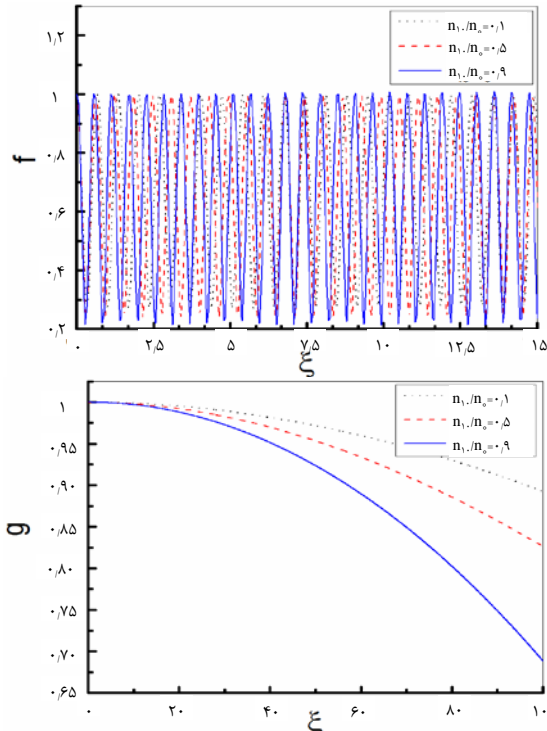
۲.۳ خودفشرده‌گی پالس توأم با خودکانونی آن؛ مدل توسعه‌یافته (هندسه سه‌بعدی)

در این بخش با در نظر گرفتن قسمت عرضی رابطه ۸، تحول فضایی (f) پالس توأم با تغییرات پهنای زمانی (g) پالس لیزر، در هندسه سه‌بعدی در حین انتشار آن در پلازما بررسی خواهد شد. بدین‌منظور دستگاه معادلات جفت‌شده ۱۴ و ۱۵ به‌طور هم‌زمان حل خواهد شد. تغییرات اندازه لکه f و پهنای پالس g لیزری در حین انتشار در پلازما برای نسبت‌های مختلف چگالی اولیه یون یک‌بار یونیده به چگالی اولیه الکترونی پلازما n_1/n_{e0} ، برای $P_{lr} < P_0 = 0.2$ در شکل ۷ نشان داده شده است. با توجه به شکل، برای مقادیر مختلف n_1/n_{e0} ، پالس لیزر در طول انتشار در پلازما، به علت ناوردایی انرژی و اثرات غیرخطی حاکم بر مسأله، به‌صورت نوسانی، خودکانونی شده است. به‌عبارتی اندازه لکه f بین مقدار اولیه ۱ و مقدار کمینه 0.2 نوسان می‌کند. کم شدن مقدار f از ۱، بیان‌گر کاهش سطح مقطع باریکه و خودکانونی شدن پالس لیزر است. طبق شکل ۷ الف، مقدار چگالی گونه‌های متفاوت یونی تأثیر قابل‌توجهی بر روی رژیم انتشار دارد. برای حالت $n_1 = 0.1 n_{e0}$ پدیده

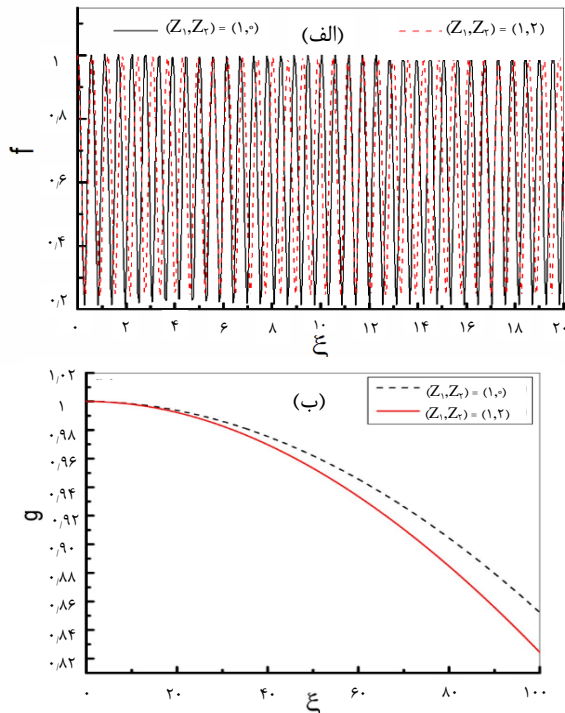
با توجه به این شکل می‌توان دریافت که میزان خودفشرده‌گی پالس در پلاسمای شامل هر دو یون یک‌بار و دوبار یونیده کم‌تر از پلاسمایی است که فقط حاوی یون‌های یک‌بار یونیده است. لذا حضور یون‌هایی با مقادیر بالای Z ، رخداد پدیده خودفشرده‌گی پالس را کند می‌کند. دلیل این رفتار این است که در اثر حضور یون‌های با مرتبه بالای یونش، میدان بار-فضای قوی‌تر و قابل‌توجهی در محیط پلازما شکل می‌گیرد که از تغییرات بیشتر توزیع چگالی الکترون‌ها (رابطه ۵) در اثر نیروی پاندرومیتیو لیزر جلوگیری می‌کند. از این‌رو مقدار توزیع چگالی موضعی الکترون‌ها در پلاسمای هلیوم و هیدروژن نسبت به پلاسمای هیدروژن کم‌تر است و دلالت بر این دارد که سازوکار خودفشرده‌گی در پلاسمای شامل یون‌های مرتبه بالاتر یونش، ضعیف‌تر است. برای روشن‌تر شدن موضوع، پروفایل توزیع چگالی الکترون بهنجار n_e/n_{e0} نسبت به مسافت بهنجار z و τ/τ_0 برای دو مقدار مختلف Z_p در شکل ۶ رسم شده است. با مقایسه دو شکل ۶ الف و ۶ ب مشاهده می‌شود که تعداد الکترون‌های رانده شده (تخلیه شده) از منطقه مرکزی یا محوری باریکه در اثر عوامل غیرخطی، به‌ازای $Z_p = 0, Z_1 = 1$ بیشتر از $Z_p = 2, Z_1 = 1$ است، به‌طوری‌که یک حفره عمیق باریک غیریکنواخت در توزیع چگالی موضعی در طول انتشار پالس در پلازما رخ داده است. این نتیجه با نتایج پژوهش قبلی نویسنده [۱۳] که در رژیم غیرنسبیتی بود، در توافق است. در رژیم نسبیتی و در شدت‌های بالاتر، نیروی پاندرومیتیو (وابسته به پالس لیزر) شدیدتری به الکترون‌ها وارد شده و باعث جدایی بار (الکترون‌ها از یون‌ها) بیش‌تری خواهد شد. بنابراین هر چقدر بار یون‌ها بیش‌تر باشد، میدان بار-فضای قوی‌تری شکل خواهد گرفت و مانع از تغییرات بیشتر چگالی موضعی الکترون‌ها خواهد شد.



شکل ۹ ج در مسافت $\xi = 140$ فقط خودفشرده‌گی پالس اتفاق افتاده است. در شکل ۹ د، مسافتی انتخاب شده است که در آن $(\xi = 149)$ هر دو پدیده خودفشرده‌گی و خودکانونی پالس رخ داده و شدت لیزر تا ۲۵ برابر زیاد شده است.



شکل ۷. تغییرات پارامتر بی‌بعد پهنای فضایی (f) و پهنای زمانی (g) پالس لیزری برحسب طول انتشار ξ ، با حل هم‌زمان معادلات کوپل شده خودکانونی و خودفشرده‌گی برای $\Omega = 0.5$ ، $P_0 = 0.22$ و مقادیر مختلف $n_{1,0}/n_{0,0}$.



شکل ۸. الف) تغییرات پارامتر بی‌بعد پهنای فضایی (f) و ب) پهنای زمانی (g) پالس لیزری برحسب طول انتشار ξ ، با حل هم‌زمان معادلات کوپل شده خودکانونی و خودفشرده‌گی برای $\Omega = 0.5$ ، $P_0 = 0.22$.

خودکانونی مشاهده می‌شود و هنگامی که چگالی یون تک‌بار یونیده افزایش می‌یابد و نسبت $n_{1,0}/n_{0,0}$ زیاد می‌شود، قدرت خودکانونی نیز زیاد می‌شود و وقتی که $n_{1,0}$ به مقدار چگالی اولیه $n_{0,0}$ نزدیک می‌شود (یعنی $n_{1,0} = 0.9n_{0,0}$)، به شرایط پلاسما تک یونی نزدیک شده و خودکانونی تقویت می‌شود. همین روند برای پهنای پالس نیز مشاهده می‌شود. این رفتار را می‌توان با تغییرات تابع ε_r ، که عامل پدیده خودکانونی است، بررسی کرد؛ همان‌طور که در بخش قبل در شکل ۳ به‌طور مفصل تغییرات تابع ε_r ، مورد بررسی قرار گرفت.

هم‌چنین مقایسه شکل‌های ۷ و ۲ نشان می‌دهد که با در نظر گرفتن هم‌زمان هر دو سازوکار خودکانونی و خودفشرده‌گی پالس در حین انتشار، از قدرت خودفشرده‌گی نسبت به حالتی که فقط سازوکار خودفشرده‌گی پالس در نظر گرفته شده (شکل ۲)، کاسته شده است. در واقع پدیده خودکانونی به دلیل بیرون رانده شدن الکترون‌ها از ناحیه با شدت بالا (منطقه محوری پالس) و ایجاد یک کانال شبه‌خالی از الکترون‌ها، باعث کاهش قدرت سازوکار خود فشرده‌سازی می‌شود. بنابراین الکترون‌های باقی‌مانده در ناحیه مرکزی پالس نمی‌توانند به حد کافی سازوکار مدولاسیون فازی ایجاد کنند که باعث فشرده‌سازی پالس می‌شود.

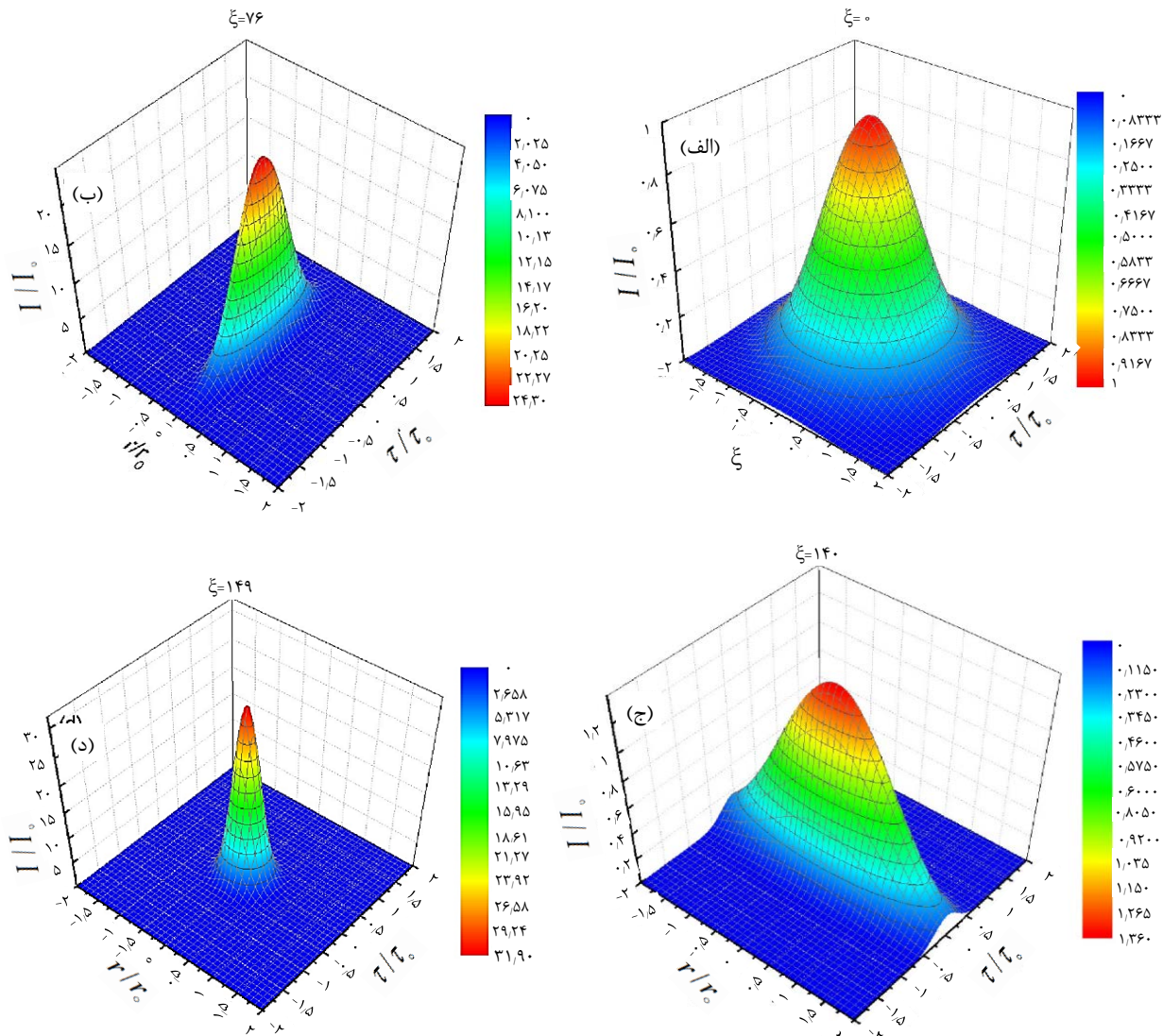
هم‌چنین شکل ۷ نشان می‌دهد که دوره نوسان پارامتر f بسیار کم‌تر از پارامتر g است و این رفتار به مشخصه‌های طول خودکانونی یعنی $z_f = r_0 \omega / \omega_p \sqrt{2}$ و طول فشرده‌سازی $z_c = c \tau_0 \omega^2 / \omega_p^2 \sqrt{2}$ نسبت داده می‌شود. برای مقادیر کوچک‌تر r_0 ، که در این مسأله $20 \mu\text{m}$ است، $z_f \ll z_c$ خواهد بود. در شکل‌های ۸ الف و ب اثر حضور گونه‌های یونی با یونش‌های مرتبه بالاتر هم‌زمان بر تحول اندازه لکه f و اندازه پهنای پالس g لیزر هنگام انتشار آن در پلاسما را نشان می‌دهد. نتایج نشان می‌دهد که با افزایش پارامتر Z_r از 0 به 2 ، سازوکار خودکانونی و خودفشرده‌گی کاهش یافته است. توضیحات ارائه شده برای در شکل ۵ نیز در این‌جا معتبر است. سرانجام، توزیع شدت بهنجار سه‌بعدی پالس لیزر در اثر هر دو پدیده خودکانونی و خودفشرده‌گی، برحسب پهنای پالس (τ/τ_0) و اندازه لکه لیزر (r/r_0) و در فواصل مختلف انتشار ξ در پلاسما، برای مقادیر متناظر با شکل ۷، در شکل ۹ رسم شده است. این اشکال تحول اندازه لکه لیزر هنگام انتشار در پلاسما را توضیح می‌دهند. مشخص است که پالس لیزر هنگام انتشار در پلاسما فشرده و در برخی فواصل، کانونی شده و از این‌رو شدت آن افزایش پیدا کرده است. شکل ۹ الف شدت بهنجار اولیه پالس گاوسی را در $\xi = 0$ نشان می‌دهد که برابر با ۱ است. شکل ۹ ب خودکانونی پالس را در $\xi = 76$ ، جایی که پالس دارای کم‌ترین اندازه لکه (حداقل پارامتر f) است را نشان می‌دهد. شدت لیزر به دلیل خودکانونی، زیاد شده است. در



۴. نتیجه‌گیری

بنابراین محدوده و بازه خاصی برای شدت اولیه لیزر وجود دارد که در آن بازه می‌توان فشرده‌سازی را ایجاد کرد و خارج از این محدوده فشرده‌سازی پالس رخ نخواهد داد و این بازه یا محدوده شامل یک نقطه بازگشتی شدت است که در آن، پالس بیش‌ترین فشرده‌سازی را تجربه می‌کند. علاوه بر این، اثر پلاسمای شامل گونه‌های یونی چندبار یونیده و پلاسمای یک‌بار یونیده بر فشرده‌سازی پالس مقایسه شد. نتایج نشان داد که وقتی شدت لیزر کم‌تر از شدت نقطه بازگشتی باشد، حضور یون‌های چندبار یونیده، اثرات غیرخطی را بهبود می‌بخشد و در نتیجه پهنای زمانی پالس بیش‌تر فشرده می‌شود. سرانجام، اثر متقابل بین فرایندهای خودفشرده‌گی و خودکانونی پالس لیزر در طول انتشار در پلازما به‌طور هم‌زمان با در نظر گرفتن دو اثر غیرخطی مطرح شده در این مسأله، مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشان داد که فرایند خودکانونی پالس روی فشرده‌سازی آن تأثیر دارد به‌طوری‌که خودکانونی، سازوکار SPM را تضعیف کرده و این منجر به سرکوب خودفشرده‌گی پالس می‌شود... 4.

در این پژوهش دینامیک و تحول پالس لیزر گاوسی منتشر شونده در یک پلازما با گونه‌های مختلف یونی، با در نظر گرفتن اثر غیرخطی نیروی پاندرومتیو در رژیم نسبیتی ضعیف به‌طور تحلیلی- عددی مورد مطالعه قرار گرفت. با به‌کارگیری معادلات تکانه برای الکترون‌ها و یون‌ها در حالت مانا و شرط شبه‌خنثایی، چگالی الکترونی تغییر یافته در اثر پالس لیزر در پلازما به دست آمد و سپس در تقریب پیرامحوری مجموعه معادلات دیفرانسیل مرتبه دو جفت‌شده برای تحول فضایی و زمانی پالس استخراج شدند. در مرحله اول، تأثیر پارامترهای لیزر و پلازما مثل شدت اولیه لیزر، نسبت‌های مختلف گونه‌های یونی و چگالی الکترونی اولیه بر فشرده‌گی زمانی پالس به عنوان تابعی از فاصله انتشار، در هندسه یک‌بعدی مورد بررسی قرار گرفت. سپس فشرده‌گی زمانی و خودکانونی پالس به‌طور هم‌زمان در هندسه سه‌بعدی مطالعه شد. مشخص شد فقط با در نظر گرفتن سازوکار و عامل فشرده‌سازی (زمانی) پالس، با افزایش پیوسته شدت اولیه لیزر، فشرده‌سازی پالس در ابتدا بهبود و سپس کاهش می‌یابد.



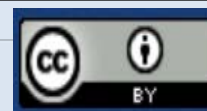
شکل ۹. پروفایل فضایی- زمانی شدت بهنجار پالس لیزر در فواصل مختلف انتشار ξ ، برای $\Omega = 0.5$ ، $P_0 = 0.22$ و $n_1/n_0 = 1$



1. T. Katsouleas, W. Mori, C. Darrow, *Laser wakefield acceleration with high relativistic pumps*, in *AIP Conference Proceedings*, Vol. **193** (1989).
2. M. Rosen, et al, *Exploding-foil technique for achieving a soft x-ray laser*, *Physical Review Letters*, **54**, 106 (1985).
3. S. Atzeni, J. Meyer-ter Vehn, *The Physics of Inertial Fusion: Beam-Plasma Interaction, Hydrodynamics, Hot Dense Matter*, 125 (Oxford University Press on Demand, 2004).
4. C. Karle, K. Spatschek, *Relativistic laser pulse focusing and self-compression in stratified plasma-vacuum systems*, *Physics of Plasmas*, **15**, (2008)
5. W. Mori, et al, *Evolution of self-focusing of intense electromagnetic waves in plasma*, *Physical Review Letters*, **60**, (1988).
6. M. Feit, A. Komashko, A. Rubenchik, *Relativistic self-focusing in underdense plasma*, *Physica D: Nonlinear Phenomena*, **152**, (2001).
7. B. Yedierler, *Remote ionization by a short pulse laser beam propagating in the atmosphere*, *Physics of Plasmas*, **15**, (2008).
8. H. Brandi, et al, *Relativistic self-focusing of ultra-intense laser pulses in inhomogeneous underdense plasmas*, *Physical Review*, E **47**, (1993).
9. B. Hafizi, et al, *Relativistic effects on intense laser beam propagation in plasma channels*, *Physics of Plasmas*, **10**, (2003).
10. B. Bokaei, A. Niknam, E. Imani, *Spatiotemporal evolution of high power laser pulses in relativistic magnetized inhomogeneous plasmas*, *Physics of Plasmas*, **22**, (2015).
11. S. Kumar, et al, *Self-compression of two co-propagating laser pulse having relativistic nonlinearity in plasma*, *Laser and Particle Beams*, **35**, (2017).
12. N. Saedjalil, et al, *Interaction of a self-focused laser beam with a DT fusion target in a plasma-loaded cone-guided ICF scheme*, *Eur. Phys. J. Plus*, **131** (2016).
13. M.R. Jafari Milani, *Spatiotemporal dynamics of Gaussian laser pulse in a multi ions plasma*, *Physics of Plasmas*, **23**, (2016).
14. C.S. Liu, V. Tripathi, *Interaction of electromagnetic waves with electron beams and plasmas*, *World Scientific Publishing*, Singapore (1994).
15. S. Misra, S. Mishra, M. Sodha, *Self-focusing of a gaussian electromagnetic beam in a multi-ions plasma*, *Physics of Plasmas*, **20**, (2013).
16. M.A. Heald, C.B. Wharton, *Plasma diagnostics with microwaves*, (1965).
17. S.A. Akhmanov, A.P. Sukhorukov, R. Khokhlov, *Self-focusing and diffraction of light in a nonlinear medium*, *Physics-Uspeski*, **10**, (1968).
18. T. Oh, et al, *Intense terahertz generation in two-color laser filamentation: Energy scaling with terawatt laser systems*, *New J. Phys.* **15**, (2013).

COPYRIGHTS

©2021 The author(s). This is an open access article distributed under the terms of the Creative Commons Attribution (CC BY 4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, as long as the original authors and source are cited. No permission is required from the authors or the publishers.



استناد به این مقاله

محمد رضا جعفری میلانی (۱۴۰۱)، تحولات زمانی- فضایی باریکه لیزر گاوسی در یک پلاسما با گونه‌های مختلف یونی در رژیم نسبیتی ضعیف، ۹۹، ۱۲۶-۱۳۵

DOR: 20.1001.1.17351871.1401.43.1.14.7

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1357.html

