



گرمایش الکترومغناطیسی غیر خطی پلاسما در برهمکنش لیزر با پلاسمای کم چگال نسبیتی

قاسمی، سید ابوالفضل* - پیشدست، مسعود - یزدان پناه، جمال الدین

سازمان انرژی اتمی ایران - پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، تهران - ایران

چکیده:

در این مقاله، تحولات غیر خطی الکترومغناطیسی پالس لیزر درون پلاسمای کم چگال برای دو مد الکترواستاتیک و الکترومغناطیس بررسی شده و رابطه آن با شتاب دهی الکترون‌ها و گرمایش پلاسما با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول با کد ذره‌ای 1D3V مطالعه شده است. نتایج شبیه‌سازی نشان می‌دهند پراکنش‌های الکترومغناطیسی در پلاسمای کم چگال و حتی در زمان‌های اولیه سریع اتفاق می‌افتد و منجر به گرمایش کاتوره‌ای چند موجی پلاسما می‌شود. در ادامه مقایسه نمودارهای بدست آمده از شبیه‌سازی نشان می‌دهند که بین مکانیسم‌های معمول شتابدهی مانند شکست موج غیر خطی در فصل مشترک خلا - پلاسما و شتابدهی کاتوره‌ای، در غیاب مکانیسم شتاب دهی کاتوره‌ای که نمودارهای مد الکترواستاتیک آن را نشان می‌دهند، برای لیزر پالس بلند هیچ گرمایش و تحول پالسی در پلاسما مشاهده نشده است. به عبارت دیگر، زمانی که طول پالس لیزر بزرگتر از طول موج غیر خطی پلاسما است، $L_p > \lambda_p^{nl}$ ، مکانیسم‌های شتاب دهی شکست موج کم اهمیت شده و نقشی در گرمایش و شتاب دهی پلاسما ندارد.

کلمات کلیدی: شتاب دهی کاتوره‌ای، مد الکترواستاتیک، شکست موج غیر خطی

Nonlinear electromagnetic plasma heating in laser interaction with relativistic under-dense plasma

S. A. Ghasemi*, M. Pishdast, J. Yazdanpanah

Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology
Research Institute, Tehran-Iran

Abstract

In this paper, electromagnetic nonlinear laser pulse evolutions in under-dense plasma for two electrostatic and electromagnetic modes have been considered and its relationship with electrons acceleration and plasma heating investigated using 1D3V particle in cell simulation code. Simulations indicate that electromagnetic scatterings in under-dense plasma occur fast even at the earlier times of interaction, which leads to multi-wave stochastic plasma heating. Furthermore, the obtained results present that



among usual acceleration mechanisms such as nonlinear wave-break in vacuum-plasma interface and stochastic motions, in the absence of stochastic acceleration mechanism in electrostatic mode, for the long laser pulse, there is no heating and pulse evolution in the plasma. In other words, when the laser pulse length exceeds nonlinear plasma wavelength, $L_p > \lambda_p^{nl}$, wave-break acceleration mechanism turns marginal.

Keywords: Stochastic acceleration, Electrostatic mode, Nonlinear wave-breaking

مقدمه :

برهمکنش یک پالس لیزر پر شدت پدستال بلند با هدف منجر به تولید یک پیش پلازما^۱ (کرونا) می شود که این پلاسمای تولید شده دارای چگالی های کمتر از چگالی بحرانی است، $n_e < n_c$ ، است. نتایج شبیه سازی نشان می دهند که پراکنش های الکترومغناطیسی در این پیش پلاسمای تولید شده که معمولاً دارای طول مقیاس از مرتبه چند ده میکرومتر است [1] به طور قابل ملاحظه ای می تواند بر گرمایش و شتاب دهی الکترون ها تاثیر بگذارد. یکی از موضوعات مهم در مبحث شتاب دهی الکترون ها منشأ تولید و مکانیسم شتابدهی آنهاست، هر چند تحقیقات زیادی در این زمینه انجام شده است [1,2]، اما مکانیسم دقیق شتابدهی الکترون ها در پیش پلاسمای تولید شده هنوز معلوم نیست و جای بحث و تحقیق بسیار دارد. از جمله مکانیسم های شتابدهی معمول و مهم که با کد یک بعدی انجام شده است می توان به شکست موج غیر خطی در فصل مشترک خلا-پلازما^۲ [3,4]، برهمکنش غیر میدان عقبه^۳ و گرمایش ناشی از حرکت کاتوره ای^۴ [1,5,6] اشاره کرد. از آنجا که گرمایش کاتوره ای چند موجی ناشی از حرکت آشوبگون الکترون ها درون امواج الکترومغناطیسی در خلاف جهت هم منتشر شونده به وجود می آید [7]، این مکانیسم شتابدهی حتی در پیش پلاسمای کم چگال که محیطی مملو از امواج الکترومغناطیس پراکنده شده در جهات مختلف است بسیار محتمل بوده و به طور ذاتی ناشی از پراکنش های الکترومغناطیسی است. با توجه به تحولات چگالی پلازما از لحظه ورود پالس به درون پلازما، اهمیت و سهم مکانیسم شتابدهی شکست موج در فصل مشترک خلا- پلازما نیز به پیچیدگی مساله شتابدهی افزوده می شود [3,4] که این مکانیسم شتابدهی در واقع با مکانیسم شتابدهی کاتوره ای تلفیق می شود. هر دو مکانیسم هنوز به طور کامل و دقیق توصیف نشده اند و نیازمند بررسی دقیق تری است. در این مقاله با استفاده از شبیه سازی ذره در سلول، تحولات غیر خطی پالس لیزر برای دو مد الکترواستاتیک و الکترومغناطیس بررسی شده و رابطه آنها با شتاب دهی الکترون ها و

¹ Pre-plasma

² Nonlinear wave-breaking

³ Non wake field Interaction

⁴ Stochastic heating



گرمایش ذرات پلاسما توصیف شده است. در ادامه مقایسه نمودارهای بدست آمده از مد الکترواستاتیک^۱ (ES) با مد الکترومغناطیس^۲ (EM) نشان می‌دهد که بین مکانیسم‌های معمول شتابدهی مانند، شکست موج غیرخطی در فصل مشترک خلا^۳ - پلاسما که ذاتاً الکترواستاتیکی هستند و مکانیسم شتابدهی کاتوره‌ای، در غیاب مکانیسم شتاب دهی کاتوره‌ای که نمودارهای مد الکترواستاتیک آن را نشان می‌دهند، برای لیزر پالس بلند هیچ گرمایش و تحول پالسی در پلاسما رخ نمی‌دهد. به عبارت دیگر، زمانی که طول پالس لیزر بزرگتر از طول موج غیرخطی پلاسما است، $L_p > \lambda_p^{nl}$ مکانیسم شتاب دهی شکست موج هم کم اهمیت شده و نقشی در گرمایش و شتاب دهی پلاسما ندارد.

مشخصه شبیه سازی ذره در سلول :

در شبیه سازی انجام شده از کد ذره در سلول نوشته شده توسط یزدان پناه [8] استفاده شده است. در این مقاله، برهمکنش یک پالس لیزر با طول موج $\lambda_L = 1 \mu m$ و قطبش خطی با بیشینه پتانسیل برداری بهنجار $a_0 = eE_0 / (m_e \omega c) = 2$ که در راستای مثبت محور ایکس در حال انتشار است با یک پلاسمای کم چگال، $n_e = 0.1 n_c$ مطالعه شده است. در شبیه سازی یک پالس لیزر شبه سینوسی با طول پالس زمانی بلند $\tau_L = 300 fs$ با زمان خیز $150 fs$ که بلافاصله و بعد از $150 fs$ افت می‌کند، تعریف شده است. وضوح فضایی ۵ نانومتر (۲۰۰ سلول بر طول موج) با ۶۴ ذره در هر سلول لحاظ شده و دمای اولیه پلاسما $k_B T_e / m_e c^2 = 10^{-4} (50 eV)$ در نظر گرفته شده و فرض شده است که یون‌ها ساکن و خنثی کننده پلاسمای زمینه باشند. نکته کلیدی آن است که شبیه سازی‌ها در دو مد مختلف الکترواستاتیک و مد الکترومغناطیس انجام شده‌اند. در مد الکترواستاتیک با حفظ معادله حرکت الکترون‌های پلاسما و معادله پواسون که مرتبط کننده نوسانات الکترواستاتیک پلاسما به نوسانات چگالی است، برای چشم پوشی از تحولات پالس لیزر اعم از پراکندگی، انعکاس و مدولاسیون، جریان عرضی پلاسما که در معادله ماکسول موجود است، در نظر گرفته نمی‌شود. با اعمال این فرض، پاسخ اپتیکی پلاسما عملاً حذف شده و پالس لیزر هنگام انتشار در درون پلاسما دچار تحول نشده و بنابراین اثرات پراکنش‌های تابشی بر گرمایش پلاسما از بین می‌رود. در سر تا سر شبیه سازی طول پالس در رابطه $L_p > \lambda_p^{nl} = c / \omega_p^{nl}$ صدق می‌کند، به عبارت دیگر، در مد الکترومغناطیس پالس تحت تاثیر پراکنش و مدولاسیون قرار می‌گیرد.

بحث:

برهمکنش لیزر با پلاسما موجب به وجود آمدن میدان‌های الکترومغناطیسی پراکنده از جمله پراکنش رامان رو به جلو و عقب می‌شود [9] که پراکندگی رامان رو به عقب با آهنگ سریعتری رشد می‌کند به طوریکه

¹ Electrostatic mode

² Electromagnetic mode

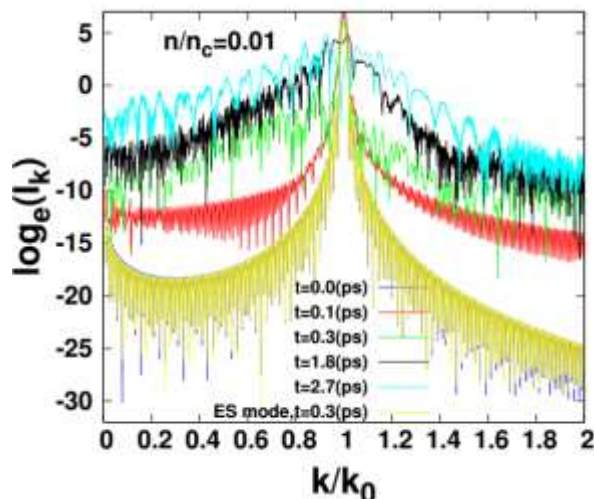


زمان e برابری^۱ آن حتی در نواحی جفت شدگی قوی به کوتاهی ω / ω_1 می‌رسد [9]. از طرف دیگر، پراکندگی نوری رامان رو به جلو که غالباً در نواحی چگالی $n_e < 0.25 n_c$ رخ می‌دهد، دارای زمان e برابری از مرتبه $n_e < n_c \omega$ است، بنابراین این نوع پراکندگی ابتدای برهمکنش حادث نشده و بعد از گذشت مدت زمانی از برهمکنش خود را نشان می‌دهد. از آنجا که در پراکندگی رامان رو به جلو، موج لانگمیر تحریک شده دارای سرعت فازی نزدیک به سرعت نور است، این موج لانگمیر سریع تنها قادر است الکترونها با سرعت‌های اولیه خیلی بالا و نزدیک به سرعت نور را شتاب دهد. نکته مهم در رابطه با پراکندگی رامان رو به جلو آن است که این نوع پراکندگی‌ها در لحظات اولیه برهمکنش به وجود نمی‌آیند. بر خلاف این ویژگی رامان رو به جلو، موج پلاسمای تحریک شده توسط پراکندگی نوری رامان رو به عقب دارای سرعت فاز بسیار کمتر از سرعت نور بوده و لذا این نوع از موج پلاسمایی قادر خواهد بود الکترون‌های حرارتی زمینه را به دام اندازد. بنابراین در پیش پلاسمای به وجود آمده (کرونا) و در لحظات اولیه برهمکنش، غالب الکترون‌های در ابتدا از طریق تابش رامان رو به عقب (که در مد ES حذف شده است) پیش گرماییده شده سپس در معرض گرمایش و شتابدهی ناشی از امواج الکترومغناطیسی رونده در خلاف جهت هم (مد پمپ فرودی و مد بازتابیده از سطح بحرانی و یا قبل تر از آن پراکندگی رامان رو به عقب) قرار می‌گیرد. در واقع ترکیبی از دو مرحله گرمایش و شتابدهی را داریم که به طور ذاتی الکترومغناطیسی هستند. از طرف دیگر نوسانات بار-فضا که به طور کلی در برهمکنش لیزر با پلاسما به وجود می‌آید، در فصل مشترک خلا-پلاسما در معرض شکست موج قرار می‌گیرد [10]، این شکست موج که به طور ذاتی الکترواستاتیک است باعث شتاب دهی الکترون‌ها در جلوی هدف می‌شود و در واقع یک مکانیسم اصلی شتاب دهی در ابتدای برهمکنش است که با شتابدهی ناشی از پراکندگی رامان رو به عقب تلفیق شده و در رقابت است. در شبیه‌سازی حاضر، با انتخاب مد الکترواستاتیک، اثرات الکترومغناطیسی از جمله مکانیسم کاتوره‌ای (که ناشی از تحولات الکترومغناطیسی است) و پراکنش رامان حذف شده و در زمان‌های اولیه هیچ گرمایشی ناشی از این انواع مکانیسم شتابدهی مشاهده نشده است. با این وجود، انتظار می‌رود که مکانیسم شکست موج که ذاتاً الکترواستاتیک است مشاهده شوند که به دلیل بلند بودن پالس لیزر و کوچک بودن نیروی پاندرموتیو لیزر، این نوع مکانیسم‌ها نیز مشاهده نشده و هیچ گرمایشی در پلاسما رخ نداده است. شکل ۱ نتایج مد الکترواستاتیک و الکترومغناطیسی طیف تابشی کل (پمپ فرودی و امواج نوری پراکنده) در برهمکنش پالس با پلاسما در چگالی $n_e = 0.1 n_c$ را نشان می‌دهد. نمودار آبی رنگ که زیر نمودار زرد رنگ ترسیم شده، طیف تابش پمپ فرودی است که نشان می‌دهد در $k_i = k_r$ لیزر یک پالس تک مد است. نمودار زرد رنگ طیف تابشی مد الکترواستاتیک 0.3 ps بعد از شروع برهمکنش است، همان طور که انتظار می‌رود در این مد پالس دچار تحولات مانند پراکندگی، انعکاس و مدولاسیون نشده

¹ e-folding time

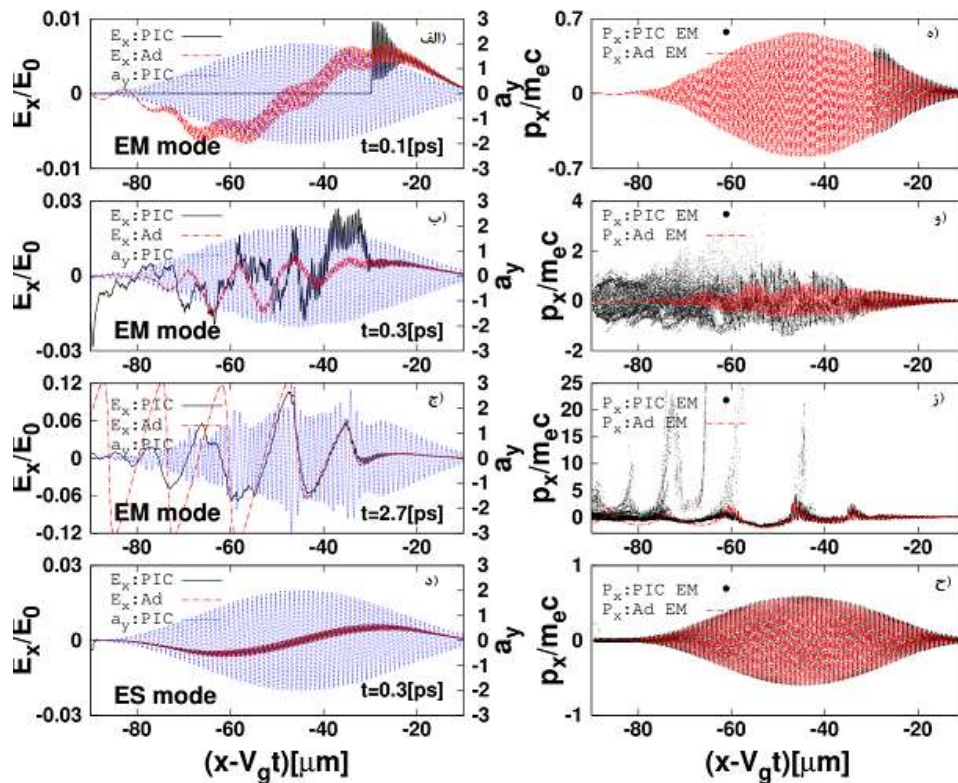


است. نمودار های دیگر که برای زمان های $0.1, 0.3, 1/8$ و $2/7$ پیکو ثانیه برای مد EM رسم شده، بیان می کنند که مکانیسم پراکندگی در همان زمان های ابتدایی، 0.1 شروع شده و با گذشت زمان پراکندگی ها به سمت رامان میل می کند که در همان ابتدا هم وجود داشته و با گذشت زمان بیشتر به سمت رامان رو به جلو میل می کند. پراکندگی رامان رو به عقب از همان زمان های آغازین در هر دو طرف مد مرکزی به چشم می خورد.



شکل ۱: طیف تابشی کل بر حسب عدد موج در زمان ها و مد های مختلف به ازای $n_e = 0.1 n_c$ و $a_1 = 2$

شکل (۲) الف-ح، به ترتیب نتایج شبیه سازی کد ذره ای و سیالی میدان الکتریکی طولی پلازما، پتانسیل برداری بهنجار و اندازه حرکت بهنجار طولی پلازما به ازای $a_1 = 2$ بعد از زمان های $0.1, 0.3, 2/7$ پیکو ثانیه برای مد EM و ES را به ازای چگالی $n_e = 0.1 n_c$ نشان می دهد. ناسازگاری نتایج کد سیالی و ذره ای در زمان های اولیه برای مد EM در شکل (۳) الف به چشم می خورد که بعد از گذشت مدت زمان کافی نتایج این دو شبیه سازی به یکدیگر نزدیک می شوند که نشان دهنده خود مدولاسیون پالس لیزر به واسطه پراکندگی رامان و پایداری نسبی پراکندگی است. رفتار مد ES در شکل (۳) د-ترسیم شده است، همان طور که انتظار می رود هیچ پراکنش الکترومغناطیسی یا مدولاسیون در این حالت برای پالس مشاهده نشده است. نمودار (۳) ه- تا (۳) ز که برای مد EM ترسیم شده است شروع گرمایش پلازما در همان زمان های اولیه برهمکنش را نشان می دهد که ناشی از مکانیسم گرمایش کاتوره ای چند موجی است و با گذشت زمان با افزایش پراکندگی ها افزایش می یابد، از طرف دیگر، شکل (۳) ح-مربوط به مد الکترواستاتیک (در غیاب گرمایش الکترومغناطیسی نظیر رامان و کاتوره ای) به وضوح نشان می دهد که حتی بعد از گذشت 0.3 پیکوثانیه از برهمکنش که زمان قابل ملاحظه ای است، هیچ گرمایشی در پلازما رخ نداده و عملاً "مکانیسم های شکست موج در فصل مشترک خلا"-پلازما و میدان عقبه هیچ نقشی در گرمایش پلازما ندارد.



شکل ۲: نتایج شبیه سازی ذره ای و سیالی میدان الکتریکی طولی، پتانسیل برداری بهنجار عرضی و اندازه حرکت طولی الکترون های پلازما برای مد الکترومغناطیسی EM و مد الکترواستاتیک ES برای چگالی $n_e = 0.1 m_e$ و $a_0 = 2$.

نتایج:

در این مقاله، پراکنش های غیر خطی الکترومغناطیسی پالس لیزر برای دو مد الکترواستاتیک و الکترومغناطیس بررسی شده و رابطه آن با شتاب دهی الکترون ها و گرمایش پلازما با استفاده از شبیه سازی ذره در سلول با کد ذره ای ۱D3V مطالعه شده است. در ادامه مقایسه نمودار های بدست آمده از مد الکترواستاتیک با مد الکترومغناطیس نشان می دهند که بین مکانیسم های معمول شتابدهی مانند مکانیسم شتاب دهی شکست موج در فصل مشترک خلا - پلازما و مکانیسم شتابدهی کاتوره ای، در غیاب مکانیسم شتاب دهی کاتوره ای که نمودار های مد الکترواستاتیک آن را نشان می دهند، برای لیزر پالس بلند هیچ گرمایش و تحول پالسی در پلازما رخ نمی دهد. در واقع زمانی که طول پالس لیزر بزرگتر از طول موج غیر خطی پلازما است، $L_p > \lambda_p^{nl}$ مکانیسم شتاب دهی شکست موج هم کم اهمیت شده و نقشی در گرمایش و شتاب دهی پلازما ندارد. نتایج نشان می دهند در برهمکنش لیزر با پلازما کم چگال در هندسه یک بعدی، تحولات غیر خطی پالس حتی در چگالی های کم، $n_e = 0.1 m_e$ بسیار سریع اتفاق می افتد در همان زمان های آغازین از طریق مکانیسم شتاب دهی کاتوره ای چند موجی منجر به گرمایش پلازما می شود.

مراجع:



- [1] B. S. Paradkar , M. S. Wei, T. Yabuuchi, R. B. Steohen, M. G. Haines, S. I. Krasheninnikov and F. N. Beg, “Numerical modeling of fast electron generation in the presence of preformed plasma in laser-matter interaction at relativistic intensities”, Phys. Rev. E, Vol. 83, 046401 (2011).
- [2] M. I. K. Santala, M. Zepf, I. Watts, F. N. Beg, E. Clark, M. Tatarakis, K. Krushelnick, and A. E. Dangor, “Effect of the Plasma Density Scale Length on the Direction of Fast Electrons in Relativistic Laser-Solid Interactions”, PHYSICAL REVIEW LETTERS, VOLUME 84, NUMBER 7, 1459(4) (2000).
- [۳] A. Chakhmachi, E. Khalilzadeh, M. Pishdast, J. Yazdanpanah, “Numerical study of the Wave-Break in the Vacuum-Plasma Interface during the Interaction of an Intense Laser Pulse”, AIP Advances, 7, 085317 (2017).
- [4] S. V. Bulanov, N. M. Naumova, F. Pegoraro and J. Sakai, “Particle injection into the wave acceleration phase due to nonlinear wake wave breaking”, Phy. Rev. E 58, R5257 (1998).
- [5] Z. M. Sheng, K. Mima, J. Zhang, and J. Meyer-ter-Vehn, “Efficient acceleration of electrons with counterpropagating intense laser pulses in vacuum and underdense plasma “, Phys. Rev. E 69, 016407 (2004).
- [6] A. Boudier, D. Patin, and E. Lefebvre, “Stochastic heating in ultra high intensity laser-plasma interaction “, Laser Part. Beams 25 169 (2007).
- [7] J. T. Mendoca, Threshold for electron heating by two electromagnetic waves, Phys. Rev. A 28, 3592 (1983).
- [8] I. Yazdanpanah and A. Anvary, “Time and space extended-particle in cell model for electromagnetic particle algorithms “, Phys. Plasma 19, 03310 (2012).
- [9] Kruer, W. L., 1988, The Physics of Laser Plasma Interactions Addison-Wesley, Redwood City.
- [10] Whitham G. B. (1974) Linear and nonlinear waves, Wily, New York.