



وابستگی گرمایش الکترون‌ها به زمان خیزش پالس در برهم‌کنش پالس قوی لیزر با پلاسما

الناز خلیل‌زاده، امیر چخماچی*، جمال‌الدین یزدان پناه

پژوهشکده پلاسما و گداحت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، سازمان انرژی اتمی، صندوق پستی: ۱۴۳۹۹-۵۱۱۱۳، تهران-ایران

*Email: achakhmachi@aut.ac.ir

مقاله‌ی پژوهشی

تاریخ دریافت مقاله: ۹۹/۶/۲۴ تاریخ پذیرش مقاله: ۹۹/۹/۱۱

چکیده

در این مقاله با استفاده از نتایج کد شبیه‌سازی ذره در جعبه، اثر زمان خیزش پالس لیزر بر گرمایش الکترون‌ها در برهم‌کنش پالس قوی لیزر با پلاسما زیر چگال بررسی شده است. به همین منظور، دو پالس لیزر به طول ۲۰۰ فمتوثانیه و با زمان خیزش متفاوت ۸۰ فمتوثانیه و ۴۰ فمتوثانیه انتخاب شده اند. شدت پالس لیزر 10^{18} w/cm^2 و چگالی پلاسما $n = 0.02 n_{cr}$ (چگالی بحرانی در پلاسما است) در نظر گرفته شده است. برای اندازه‌گیری دقیق و صحیح دمای الکترون‌ها در نواحی مختلف پلاسما، از عناصر تانسور تنش استفاده شده است. نتایج نشان می‌دهد، گرمایش و در نتیجه دمای الکترون‌ها به شدت وابسته به زمان خیزش پالس لیزر بوده و با کاهش مقدار زمان خیزش پالس، افزایش قابل توجهی می‌کند. به عبارت دقیق‌تر، برای پالس با شیب ملایم (با زمان خیزش بلند ۸۰ فمتوثانیه)، پراکندگی‌های تولید شده در پلاسما، زمینه را برای گرمایش کاتوره‌ای الکترون‌ها فراهم می‌کند. حال آن‌که برای پالس لیزر با شیب تندتر (با زمان خیزش کوتاه ۴۰ فمتوثانیه) گرمایش الکترون‌ها با رخ دادن شکست موج آغاز می‌شود. در ادامه نقش افزایش شدت پالس لیزر بر گرمایش الکترون‌ها برای پالس‌های با زمان خیزش متفاوت بررسی شده و نتیجه‌گیری می‌شود برای پالس با زمان خیزش کوتاه اثر آن شدیدتر است.

کلیدواژه‌ها: گرمایش الکترون‌ها، برهم‌کنش لیزر با پلاسما، شبیه‌سازی ذره‌ای، زمان خیزش پالس، عناصر تانسور تنش

Dependency of the stochastic heating of electrons on the pulse rise-time in intense laser-plasma interaction

E. Khalilzadeh, A. Chakhmachi*, J. Yazdanpanah

Plasma and Nuclear Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOL, P.O. Box: 14399-51113, Tehran, Iran

Research Article

Received 14.9.2020, Accepted 1.12.2020

Abstract

In this paper, the effects of the pulse rise-time in the performance of the electron heating in the interaction of intense laser pulse with under-dense plasma have been investigated using the particle-in-cell (PIC) simulation code. In this way, two laser pulses with a length of 200 fs and different pulse rise-time of 80 fs and 40 fs have been selected. The laser intensity and the plasma density are $I=10^{18} \text{ w/cm}^2$ and $n=0.02 n_{cr}$ (n_{cr} is the plasma critical density), respectively. To correctly characterize the local plasma temperature in different regions of plasma, the stress tensor elements have been used. Our results show that the electron heating and the temperature of the electrons are strongly dependent on the laser pulse rise-time and increase significantly with decreasing the pulse rise-time. In other words, when the pulse rise-time is initially smooth (80 fs), the scattering fields can provide the necessary condition for stochastic heating. Whereas, in the quickly rising pulses (40 fs), the electron heating is initiated by the wave breaking. In the following, the effect of increasing the laser pulse intensity on the electron heating is investigated for the pulses with different rise-times, hence these effects are more severe for the pulses with the short rise-time.

Keywords: Electron heating, Laser-plasma interaction, Particle simulation, Pulse rise-time, Stress tensor element



۱. مقدمه

حرکت کاتوره‌ای الکترون‌ها پس از شکست موج می‌باشد. سومین سازوکار پس از شکست موج در مرز پلاسما به دلیل ناهمگن بودن چگالی اتفاق می‌افتد [۱۵].

در این مقاله با استفاده از نتایج کد شبیه‌سازی ذره‌ای^۸ [۱۶، ۱۷] تغییرات گرمایش الکترون‌ها در اثر تغییر زمان خیزش پالس^۹ لیزر بررسی شده است. برای بررسی و توصیف دقیق دمای الکترون‌ها در نواحی مختلف پلاسما از عناصر تانسور تنش استفاده شده است که اطلاعات بسیار دقیقی از رژیم‌های مختلف گرمایش در اختیار ما می‌گذارد. نتایج شبیه‌سازی ما نشان می‌دهد که دمای الکترون‌ها به شدت وابسته به زمان خیزش پالس لیزر می‌باشد. طوری که با کاهش مقدار زمان خیزش، گرمایش الکترون‌ها افزایش می‌یابد. به عبارت دیگر، در پالس با شیب ملایم، دامنه میدان‌های پراکنده شده در پلاسما می‌توانند از طریق برآورده نمودن شرط مندونکا باعث ایجاد گرمایش کاتوره‌ای الکترون‌ها شوند. در حالی که در پالس‌های با شیب تندتر، شاهد افزایش میدان الکتروستاتیکی ایجاد شده در پلاسما بوده و گرمایش الکترون‌ها با شکست موج الکتروستاتیک آغاز می‌شود.

۲. روش اندازه‌گیری دما

در این جا از یک روش اندازه‌گیری جدید برای اندازه‌گیری دمای پلاسما استفاده می‌کنیم [۱۷]. به این منظور، از یک المان سیالی بی‌نهایت کوچک کمک می‌گیریم. از آن جایی که ذرات پلاسما تحت تأثیر نیروهای الکترومغناطیس خودسازگار قرار می‌گیرند، بنابراین انرژی آن‌ها تنها تابعی از دمای الکترون‌ها نمی‌باشد. در فرمول‌بندی نسبیتی-سیالی، می‌توان چگالی انرژی داخلی (e) و چگالی سیالی (n) را برای المان سیالی در نظر گرفته شده به صورت ناوردا تعریف کرد:

$$n = \int d^3p f(t, x, p) \Big|_{LR} \quad (1)$$

$$e = \int d^3p f(t, x, p) mc^2 \gamma \Big|_{LR}$$

در روابط بالا $f(t, x, p)$ ، p ، γ ، m و c به ترتیب تابع توزیع الکترون، تکانه خطی، فاکتور گاما، جرم الکترون و سرعت نور می‌باشند. اندیس LR (local rest frame) اشاره به چارچوبی دارد که در آن در هر نقطه فضا و زمان (t, x)، سیال در حال سکون است. در واقع می‌توان دمای پلاسما را به صورت

$$T_{ij} = P_{ij} / n$$

$$P_{ij} = P_{ji} = \int d^3p f(t, x, p) p_i v_j \Big|_{LR} \quad (2)$$

پیشرفت سریع علم در تولید و تقویت پالس‌های کوتاه لیزری باعث شد تا مطالعه برهم‌کنش لیزر-پلاسما یکی از موضوعات برجسته در فیزیک پلاسما باشد [۱-۳]. در این زمینه، بررسی گرمایش الکترون‌ها در پلاسمای زیر چگال با توجه به کاربردهای وسیع آن، مانند گداخت سریع، شتاب‌دهنده‌های پروتونی، لیزرهای پرتو ایکس و شتاب‌دهنده‌های لیزر-پلاسما از اهمیت ویژه‌ای برخوردار بوده و هست. در این زمینه، سازوکارهای گرمایشی متعددی مانند گرمایش از طریق ترمزی معکوس^۱ [۴]، گرمایش از طریق پراکندگی رامان یا کامپتون^۲ [۵، ۶]، گرمایش تشدید^۳ [۷]، گرمایش نسبیتی $J \times B$ ^۴ [۸] و گرمایش کاتوره‌ای^۵ [۹] مطالعه گردیده‌اند.

گرمایش کاتوره‌ای یکی از مهم‌ترین سازوکارهای گرمایشی در برهم‌کنش پالس قوی لیزر با پلاسما می‌باشد که می‌تواند باعث تولید الکترون‌های بسیار پرانرژی شود. مشخص است که الکترون در میدان تک موج الکترومغناطیسی انرژی خالصی دریافت نمی‌کند [۱۰]. این در حالی است که هامپلتونی^۶ متناظر الکترون در حضور پالس دیگری که در خلاف جهت پالس اول حرکت می‌کند انتگرال‌پذیر نمی‌باشد. این البته به شرطی است که شدت پالس دوم از یک میزان شدت آستانه بیش‌تر باشد. مندونکا^۷ نشان داد که شرط آستانه $\alpha_1 \alpha_2 = 1/16$ می‌باشد که در آن α_1 و α_2 به ترتیب، پتانسیل برداری بی بعد برای پالس اول و دوم می‌باشند [۱۱]. نتایج کد شبیه‌سازی نشان داد که برای پالس نیمه محدود، میدان‌های تابش‌های پراکنده شده در پلاسما می‌توانند به عنوان میدان الکترومغناطیسی دوم عمل کرده و باعث آشوب شده و حرکت کاتوره‌ای الکترون‌ها را به همراه داشته باشند [۱۲، ۱۳]. از طرفی نتایج کار ما در گذشته نشان داد که در پالس‌های به اندازه کافی بلند و نه لزوماً نیمه محدود، دامنه میدان‌های پراکنشی در پلاسما می‌تواند به اندازه کافی بزرگ باشد که باعث ایجاد آشوب شود [۱۴]. در تحقیق دیگری که با در نظر گرفتن تمامی پراکنش‌های رخ داده در پلاسما بررسی شده، نشان داده شده است حرکت الکترون از طریق سه سازوکار مختلف می‌تواند کاتوره‌ای شود. اولین سازوکار مربوط به زمانی است که دامنه تابش‌های پراکنده در لیزر بتوانند باعث ایجاد آشوب شوند. دومین سازوکار مربوط به

1. Inverse Bremsstrahlung Heating
2. Raman or Compton Scattering
3. Resonance Heating
4. Relativistic $J \times B$ Heating
5. Stochastic Heating
6. Hamiltonian
7. Mendonca

8. Particle-in-Cell

9. Pulse Rise-Time



به گونه‌ای انتخاب شده‌اند که طول آن‌ها بزرگ‌تر از طول موج پلاسمای تشکیل شده باشد تا بتوانند نوسانات کامل پلاسمای را تحت پوشش بگیرند.

برای نشان دادن اثر زمان خیزش پالس بر روی گرمایش کاتوره‌ای الکترون‌ها، دو پالس لیزر (۸۰، ۴۰، ۸۰) و (۴۰، ۱۲۰، ۴۰) به صورت نمونه انتخاب شده‌اند. مشخص است که پالس‌ها دارای زمان خیزش ۸۰ و ۴۰ فمتوثانیه می‌باشند. در شکل ۱، پتانسیل برداری a_y (بی بعد شده به $e/m_e c^2$) و مؤلفه تانسور تنش P_{11} در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه و به ترتیب برای دو پالس با زمان خیزش (الف) ۸۰ و (ب) ۴۰ فمتوثانیه رسم شده است. دلیل انتخاب زمان ۸۰۰ فمتوثانیه این است که پالس حداقل دو طول پالس درون پلاسمای منتشر شود تا ما شاهد اتفاقاتی که در پلاسمای رخ می‌دهد باشیم. برای مثال امکان دارد در زمان‌های طولانی سازوکار خاصی رخ دهد که در زمان اولیه قابل مشاهده نباشد. چون در بیش‌تر کاربردهای برهم‌کنش لیزر با پلاسمای نیاز به انتشار بیش‌تر پالس می‌باشد این زمان انتخاب شده است. لازم به ذکر است $\theta = 10^{-4}$ و p_{11}/n_0 به $m_e c^2$ بی بعد شده است. شکل پالس‌ها با طول یکسان و زمان خیزش متفاوت کاملاً مشخص می‌باشند. با دقت در شکل می‌توان گفت که گرمایش الکترون‌ها در پالس با زمان خیزش ۸۰ فمتوثانیه سریع‌تر اتفاق می‌افتد. از طرفی دمای الکترون‌ها در پالس با زمان خیزش ۴۰ فمتوثانیه (شکل ۱ (ب)) به مراتب بزرگ‌تر از پالس با زمان خیزش ۸۰ فمتوثانیه (شکل ۱ (الف)) است. بیشینه دمای الکترون‌ها در شکل ۱ (ب)، ۳۳ برابر بیشینه دما در شکل ۱ (الف) می‌باشد. بنابراین با این‌که این دو پالس دارای طول یکسان هستند، ولی اختلافات اساسی در مقدار و حتی الگوی مشاهده شده برای عناصر تانسور تنش مشاهده می‌شود. این مسأله می‌تواند نشان‌دهنده این حقیقت باشد که سازوکار گرمایش الکترون‌ها در دو پالس با هم متفاوت می‌باشد. در ادامه راجع به این مسأله بیش‌تر صحبت خواهیم کرد. در شکل ۲ پتانسیل برداری a_y و مؤلفه تانسور تنش P_{22} (مؤلفه عرضی تانسور تنش) برای همان پارامترهای شکل ۱ رسم شده‌اند. هر چند رفتار کلی و الگوی مشاهده شده برای P_{22} بسیار شبیه P_{11} می‌باشد ولی مقادیر به دست آمده برای P_{22} بسیار کوچک‌تر از P_{11} می‌باشند. با توجه به این‌که اندازه حرکت کانونیکی^۳ ذره در راستای y ثابت حرکت می‌باشد بنابراین مقدار کم‌تری دارد. در واقع می‌توان گفت قسمت اعظم گرمایش الکترون‌ها به دلیل عناصر تانسور تنش P_{11} می‌باشد.

مؤلفه ناوردای تانسور فشار^۱ می‌باشد. در چارچوب آزمایشگاه P_{ij} از طریق تبدیل معکوس لورنتز به تانسور حرارتی $\Theta^{\mu\nu}$ تبدیل می‌شود که می‌تواند به صورت مستقیم از رابطه زیر به دست آید:

$$\Theta^{\mu\nu} = \int \frac{d^3p}{\gamma} f(t, x, p) (p^\mu - u^\mu) (p^\nu - u^\nu), \quad (3)$$

که در آن u و $\gamma = (1 - \beta^2)^{-1/2}$ به ترتیب سرعت المان سیالی و فاکتور گاما می‌باشد. همان‌طور که در بالا اشاره شد تانسور فشار محاسبه شده در چارچوب LR (P_{ij}) از طریق تبدیل لورنتز تانسور حرارتی توسط رابطه $P_{i,j} = \Lambda_{\mu}^i \Lambda_{\nu}^j \Theta^{\mu\nu}$ به دست می‌آید که در آن:

$$\begin{aligned} \Lambda_0^0 &= \gamma \\ \Lambda_i^0 &= -\gamma \beta_i \\ \Lambda_i^j &= \delta_{ji} + \frac{\beta_j \beta_i (\gamma - 1)}{\beta^2} \\ \Lambda_0^j &= -\gamma \beta_j \end{aligned} \quad (4)$$

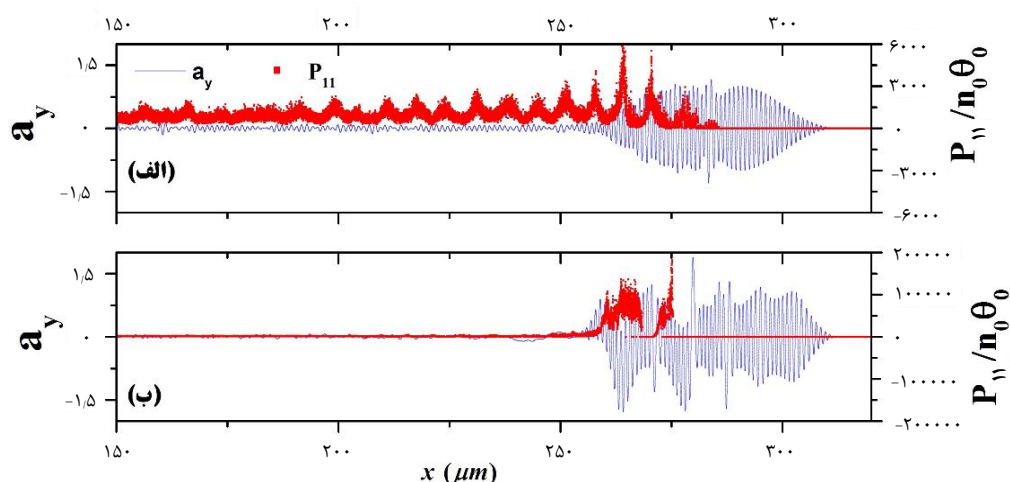
در رابطه بالا δ_{ji} تابع دلتای کرونکر^۲ می‌باشد [۱۸]. با داشتن مقادیر P_{ij} ، می‌توانیم گرمایش الکترون‌ها را در پالس‌های مختلف و نواحی مختلف پلاسمای تشکیل شده به دست آوریم.

۳. شبیه‌سازی مسأله و نتایج آن

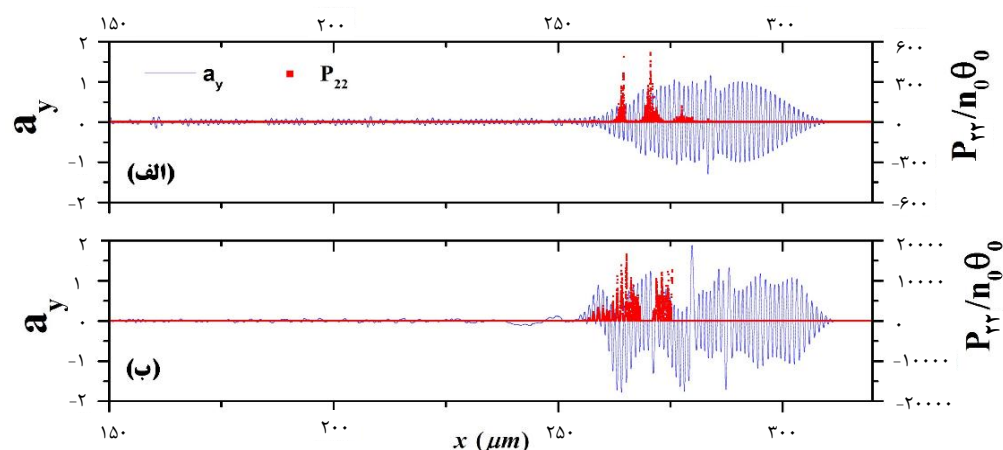
برای جلوگیری از تکرار شدن پارامترهای شبیه‌سازی در تمام این بخش، این پارامترها قبل از ارایه نتایج بیان می‌شوند. شبیه‌سازی‌ها با استفاده از کد ذره‌ای [۱۷] که تک بعدی در مکان و سه بعدی در سرعت می‌باشد انجام شده است. پالس لیزر دارای طول موج یک میکرومتر و شدت $a=1$ (پتانسیل برداری بی‌بعد است) می‌باشد. برای تمامی نتایج شبیه‌سازی، طول جعبه شبیه‌سازی ۵۰۰ میکرومتر بوده که پلاسمای با پروفایل اولیه پله‌ای و چگالی $n = 0.2 n_{cr}$ در محدوده ۷۵ تا ۴۵۰ میکرومتر قرار دارد. برای داشتن وضوح و دقت قابل قبول در شبیه‌سازی، در هر طول موج لیزر، ۲۰۰ سلول شبیه‌سازی که داخل هر کدام ۶۴ ابر ذره وجود دارد در نظر گرفته شده است. طول مکانی هر سلول شبیه‌سازی در حدود $DX / \lambda_D \approx 0.3$ می‌باشد. شکل پالس لیزر به صورت دوزنقه‌ای بوده که تابعیت سینوسی دارد. در واقع پالس از سه قسمت خیزش، مسطح و نزول تشکیل شده است. این پالس‌ها

1. Stress Tensor
2. Kronecker Delta





شکل ۱. نمودار پتانسیل برداری و P_{11} در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه برای پالس با زمان خیزش (الف) ۸۰ فمتوثانیه و (ب) ۴۰ فمتوثانیه.

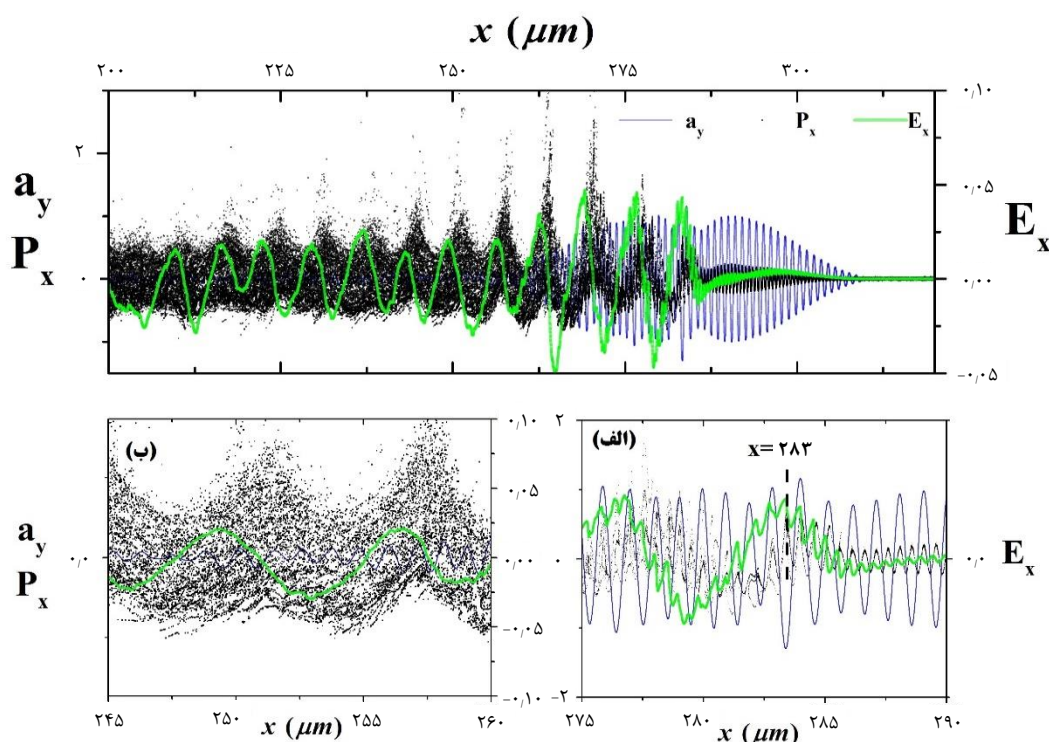


شکل ۲. نمودار پتانسیل برداری و P_{22} در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه برای پالس با زمان خیزش (الف) ۸۰ فمتوثانیه و (ب) ۴۰ فمتوثانیه.

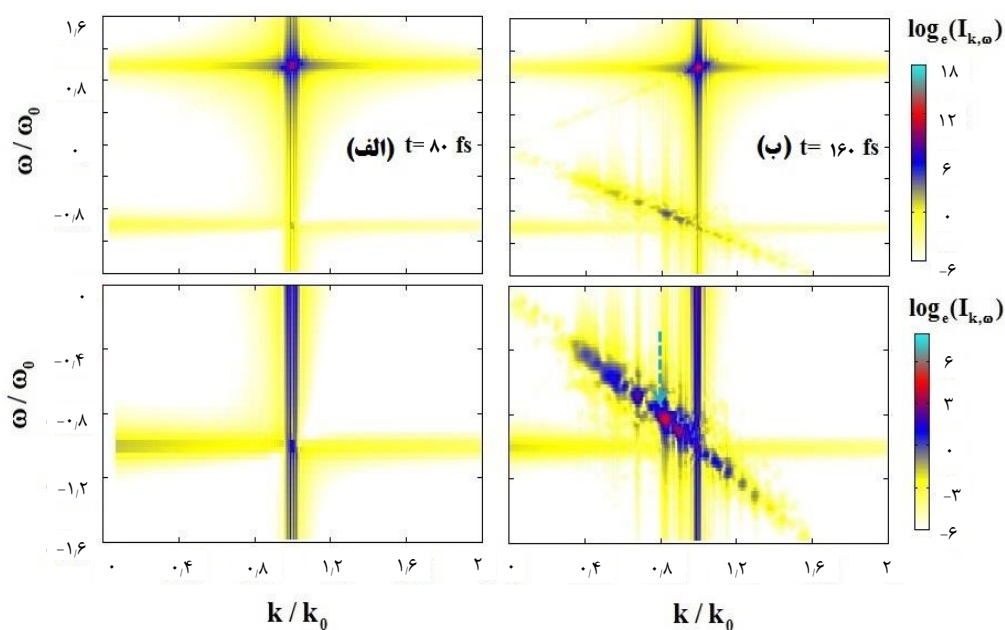
زمان خیزش پالس، ضعیف می‌باشد. در این حالت زمانی که دامنه میدان تابشی اصلی و میدان تابش‌های پراکنده شده از پلاسما به یک حد آستانه که توسط شرط مندونکا [۱۱] بیان شده است، برسد آشوب رخ داده و الکترون‌ها وارد فاز کاتوره‌ای می‌شوند. برای تأیید این مسأله نیاز به مشخص شدن ماهیت تابش‌های تولید شده در پلاسما می‌باشد. در شکل ۴، تحولات a_y پالس لیزر در صفحه $\omega - k$ در زمان‌های اولیه انتشار پالس (الف) ۸۰ فمتو ثانیه و (ب) ۱۶۰ فمتو ثانیه مشاهده می‌شود. لازم به ذکر است برای وضوح بیشتر، تابش‌های رو به عقب در دو شکل پایین به صورت مجزا آورده شده‌اند. با توجه به رابطه‌های فازی $\omega_s \simeq \omega_0 - \omega_p$ و $k_s \simeq -k_0 + \omega_p / c$ (اندیس S مربوط به تابش پراکنده شده و اندیس 0 مربوط به تابش لیزر می‌باشند) کاملاً مشخص است که نوع تابش رو به عقب در زمان ۱۶۰ فمتو ثانیه، رامان می‌باشد (تابش رامان در شکل توسط پیکان سبز رنگ قابل مشاهده است) [۱۹].

برای پی بردن به نوع سازوکار گرمایش الکترون‌ها در شکل ۱ (الف)، اندازه حرکت p_x (بی بعد شده $m_e c$)، پتانسیل برداری a_y (بی بعد شده به $e / m_e c^2$) و میدان الکتریکی E_x (بی بعد شده به $\omega_L m_e c / e$) فرکانس لیزر می‌باشد) برای همان پارامترهای شکل ۱ (الف) در شکل ۳ رسم شده است. جزییات فضای فاز الکترون‌ها به صورت جداگانه در دو پنل (الف) و (ب) رسم شده است. همان‌طور که در پنل (الف) مشخص است در مکان ۲۸۳ میکرومتر الکترون‌ها وارد فاز آشوب شده‌اند (البته لازم به ذکر است که برای تعیین مکان دقیق رخ دادن آشوب، نیاز به مقایسه کمیت‌های سیالی و نتایج شبیه‌سازی می‌باشد که این کار در شکل ۶ انجام شده است). در پشت پالس، همان‌طور که در پنل (ب) مشاهده می‌شود رفتار کاتوره‌ای و آشوبناک الکترون‌ها کاملاً مشخص است. در توصیف اتفاق رخ داده برای الکترون‌ها می‌توان گفت دامنه میدان الکتریکی تشکیل شده در پلاسما به دلیل شیب ملایم





شکل ۳. نمودار فضای فاز، پتانسیل برداری و میدان الکتروستاتیکی برای پالس با زمان خیزش ۸۰ فمتوثانیه در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه.



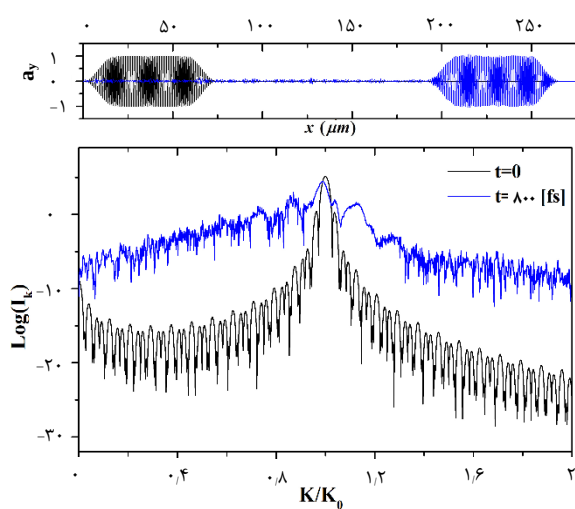
شکل ۴. تحولات a_y پالس لیزر با زمان خیزش ۸۰ فمتوثانیه در صفحه $\omega-k$ در زمان‌های اولیه انتشار پالس (الف) ۸۰ فمتوثانیه و (ب) ۱۶۰ فمتوثانیه تابش‌های رو به عقب در دو شکل پایین به صورت مجزا آورده شده‌اند.

الکترومغناطیسی هیچ رابطه فازی با یکدیگر ندارند و به نظر می‌رسد نوع پراکندگی‌ها، تامسون باشد [۱۴]. ما می‌دانیم که زمانی آشوب در یک سیستم رخ می‌دهد رژیم آن از حالت بی‌دررو به کاتوره‌ای تغییر می‌کند [۲۰]. بنابراین انتظار می‌رود در نتایج شبیه‌سازی به‌دست آمده این مسأله تأیید شود. به

در ادامه ما انتظار داریم زمانی که آشوب رخ می‌دهد، رابطه پاشندگی خاصی بین تابش‌های ورودی اصلی و تابش‌های تولید شده در پلاسما وجود نداشته باشد. این مسأله در شکل ۵ که طیف شدت کل تابش رسم شده است، کاملاً مشهود است. همان‌طور که در شکل دیده می‌شود، مؤلفه‌های تابش

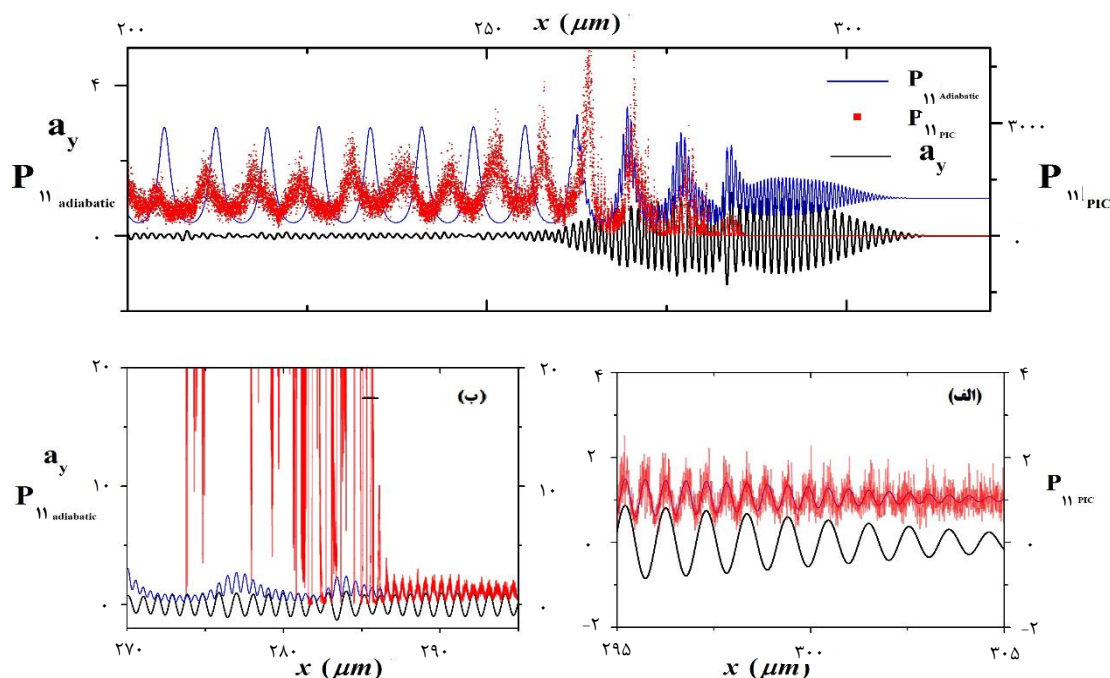


شروع گرمایش الکترون‌ها هستیم. لازم به ذکر است، به دلیل گرمایش اولیه الکترون‌ها در این حالت شکست موج سریع‌تر رخ می‌دهد [۱۷]. در ادامه برای مشخص شدن ماهیت تابش‌های رخ داده در پلازما در زمان‌های اولیه انتشار پالس، در شکل ۸ تحولات a_y پالس لیزر در صفحه $k-\omega$ در زمان‌های (الف) ۸۰ فمتوثانیه و (ب) ۱۶۰ فمتوثانیه رسم شده‌اند. همان‌طور که مشخص است رابطه فازی خاصی بین تابش‌های موجود در پلازما در زمان ۱۶۰ فمتو ثانیه وجود ندارد [۱۹]. لازم به ذکر است دو شکل پایین مربوط به تابش‌های رو به عقب می‌باشند.



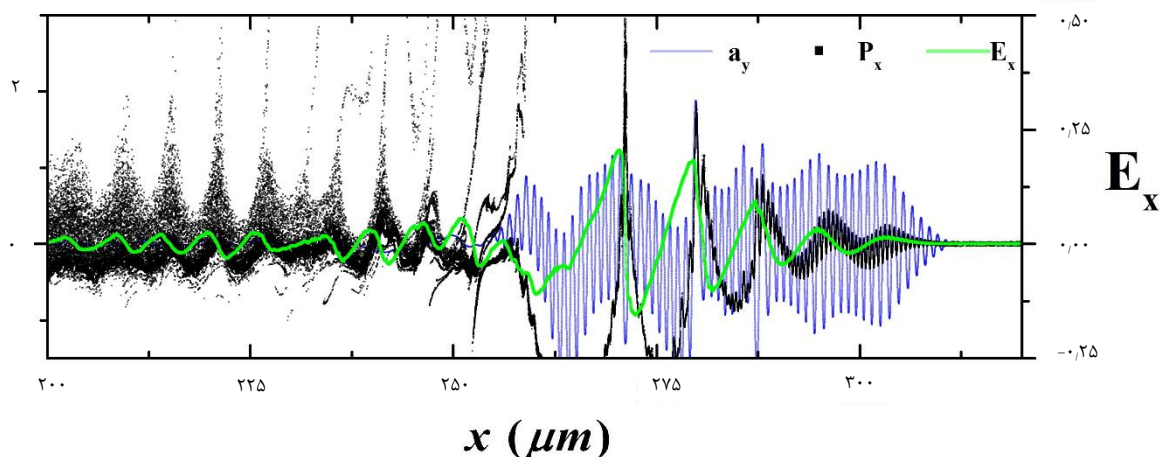
شکل ۵. پتانسیل برداری عرضی پالس لیزر و طیف شدت تابش‌های کلی برای پالس با زمان خیزش ۸۰ فمتوثانیه در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه.

همین دلیل در شکل ۶، نتایج شبیه‌سازی به‌دست آمده از کد ذره‌ای با نتایج حل معادلات سیالی در رژیم شبه ایستا مقایسه شده است (در دو پنل جداگانه (الف) و (ب) نیز نواحی مختلف پالس با وضوح بیشتر برای مقایسه کمیت‌ها رسم شده‌اند). لازم به ذکر است که حل معادلات سیالی با تقریب شبه ایستا در زمان مورد نظر با استفاده از خروجی پتانسیل برداری کد ذره‌ای انجام شده است. انتگرال عددی آن با استفاده از رانگ کوتای مرتبه چهار محاسبه شده است [۱۷]. همان‌طور که از شکل مشخص است، مطابق انتظار به محض این‌که آشوب رخ می‌دهد رژیم سیستم به فاز کاتوره‌ای انتقال می‌یابد. در شکل ۷، اندازه حرکت p_x ، پتانسیل برداری a_y و میدان الکتریکی E_x برای همان پارامترهای شکل ۱ (ب) رسم شده است. لازم به ذکر است که تمامی پارامترهای شبیه‌سازی مشابه با شکل ۱ (الف) بوده و تنها زمان خیزش پالس کاهش یافته است. در توصیف رفتار مشاهده شده برای الکترون‌ها باید گفت که در این حالت به دلیل زمان خیزش کم و تولید نیروی پاندرموتیو قویتر، دامنه میدان الکتروستاتیک مطابق شکل افزایش قابل توجهی می‌یابد. این دامنه در قسمت ثابت پالس نیز به دلیل مدولاسیون بین تابش اصلی و تابش‌های پراکنده شده رشد می‌یابد [۲۱، ۲۲]. در واقع هیچ بی‌نظمی در فضای تکانه تا زمانی‌که شکست موج رخ دهد مشاهده نمی‌شود. به محض شکست موج عقبه که به دلیل افزایش دامنه میدان الکتروستاتیکی می‌باشد شاهد به هم‌ریختگی در فضای تکانه و

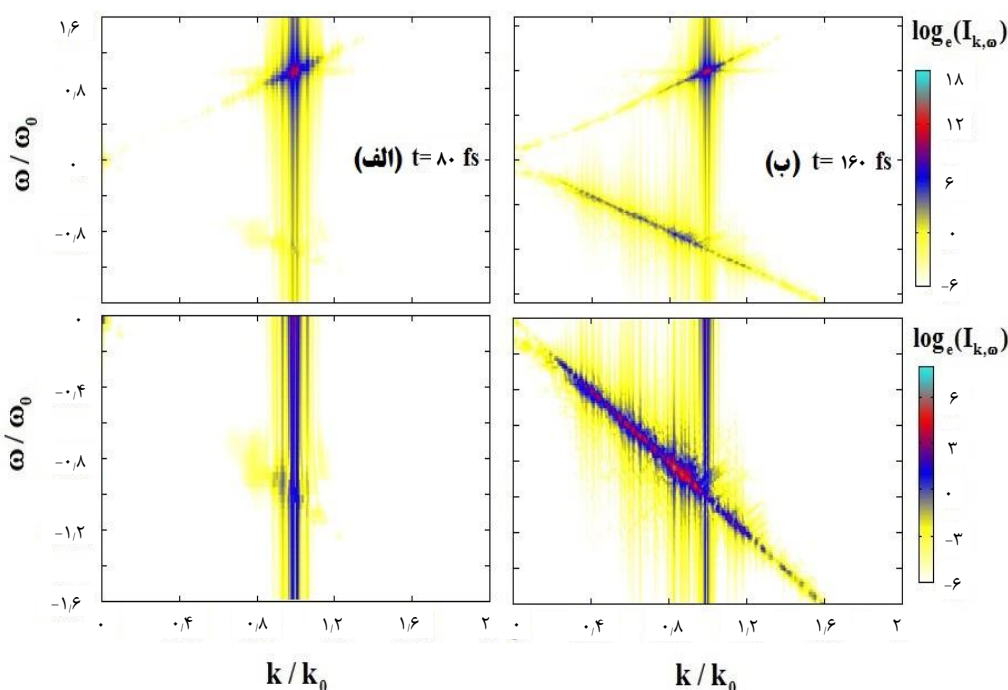


شکل ۶. مقایسه نتایج شبیه‌سازی به‌دست آمده از کد ذره‌ای با نتایج حل معادلات سیالی در رژیم شبه ایستا برای پالس با زمان خیزش ۸۰ فمتوثانیه در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه.





شکل ۷. نمودار فضای فاز، پتانسیل برداری و میدان الکتروستاتیکی برای پالس با زمان خیزش ۴۰ فمتوثانیه در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه.



شکل ۸. تحولات پالس لیزر با زمان خیزش ۴۰ فمتوثانیه در صفحه $\omega-k$ در زمان‌های اولیه انتشار پالس (الف) ۸۰ فمتوثانیه و (ب) ۱۶۰ فمتوثانیه تابش‌های رو به عقب در دو شکل پایین به صورت مجزا آورده شده‌اند).

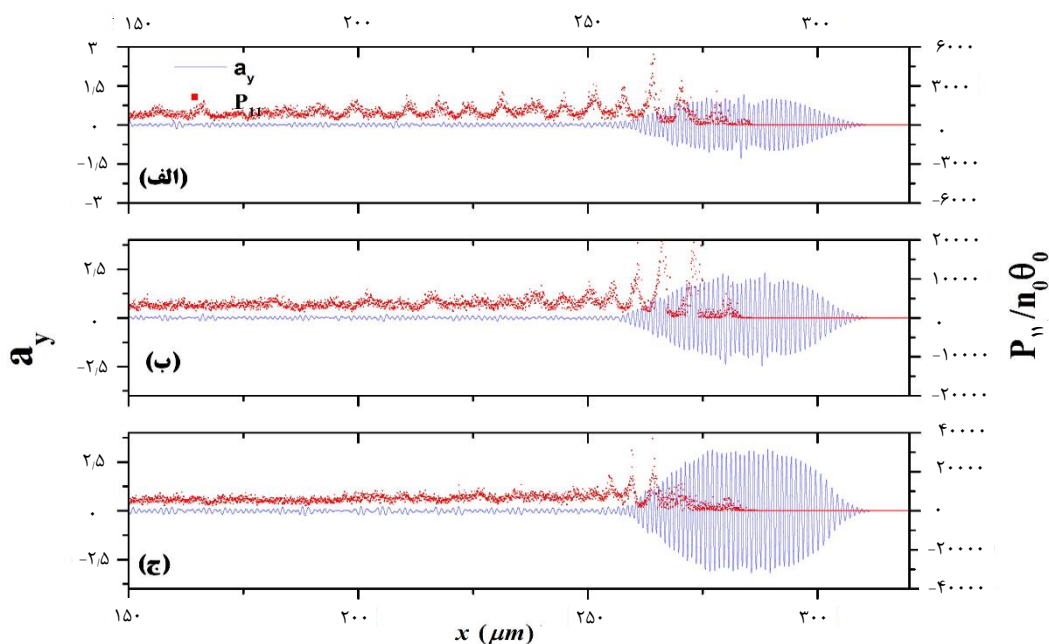
در ادامه برای نشان دادن اثر افزایش شدت پالس لیزر بر روی دمای الکترون‌ها، پتانسیل برداری a_y و مؤلفه تانسور تنش P_{11} برای پالس با زمان خیزش ۴۰ فمتوثانیه و به ازای همان پارامترهای شکل ۹ ارائه شده است. نکته قابل توجه در این شکل تحولات شدید پالس لیزر می‌باشد که دلایل متعدد می‌تواند داشته باشد. اخیراً در تحقیق جدیدی تحولات پالس لیزر به صورت مفصل بحث شده است [۱۹]. افزایش شدید دمای الکترون‌ها با افزایش شدت پالس لیزر کاملاً مشهود است. از طرفی با مقایسه نتایج دو شکل ۹ و ۱۰ می‌توان گفت، اثر افزایش شدت پالس لیزر برای پالس با زمان خیزش کوتاه‌تر شدیدتر است. در واقع برای پالس با زمان خیزش طولانی با افزایش شدت پالس لیزر اتفاق و سازوکار جدیدی رخ نمی‌دهد و همچنان آشوب عامل اصلی گرمایش

در ادامه برای نشان دادن اثر افزایش شدت پالس لیزر بر روی دمای الکترون‌ها، پتانسیل برداری a_y و مؤلفه تانسور تنش P_{11} در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه، برای پالس با زمان خیزش ۸۰ فمتوثانیه و به ترتیب برای سه شدت (الف) $a=1$ ، (ب) $a=2$ و (ج) $a=3$ در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه در شکل ۹ رسم شده است. همان‌طور که از شکل مشخص است، با افزایش شدت لیزر، میدان الکتریکی الکترون‌ها و به دنبال آن تکانه خطی نیز افزایش می‌یابد که با رخ دادن آشوب شاهد گرمایش بیش‌تر الکترون‌ها و در نتیجه افزایش دمای آن‌ها هستیم. نکته قابل توجه این است که با افزایش شدت، زمان لازم برای رخ دادن آشوب کاهش نیافته است. در شکل ۱۰، پتانسیل برداری

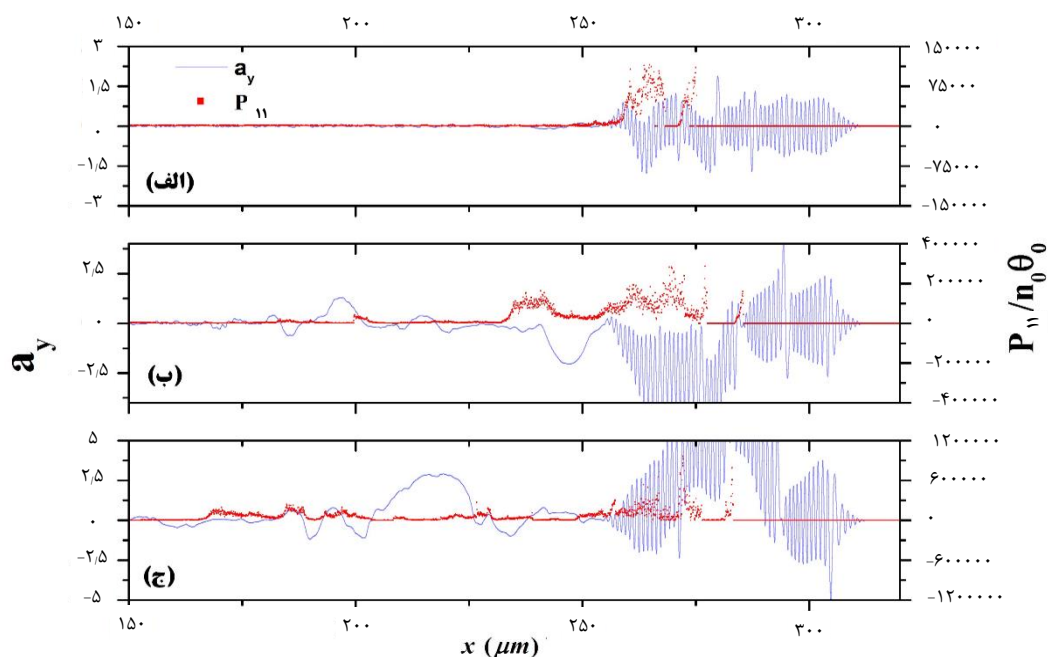


که برای دو پالس با زمان خیزش متفاوت، با توجه به مختلف بودن سازوکار گرمایش الکترون‌ها، در شدت‌های متفاوت گرمایش پلاسما رفتار متفاوت خواهد داشت. همین مسأله نشان‌دهنده اهمیت مقدار پارامترهای پالس لیزر از جمله زمان خیزش پالس می‌باشد. مسأله‌ای که معمولاً در بسیاری از متون علمی در نظر گرفته نمی‌شود.

ذرات هست. حال آن‌که در پالس با زمان خیزش کوتاه با افزایش شدت، دامنه میدان الکتریکی نیز زیاد شده و شکست موج رخ داده و الکترون‌ها وارد فاز شتاب‌گیری مستقیم از پالس لیزر شده‌اند. در نتیجه با توجه به محیط غیرخطی پلاسما سازوکارهای مختلف گرمایشی نیز می‌تواند رخ دهد. البته این مسأله به این راحتی قابل بررسی نبوده و مطالعه و بررسی جداگانه نیاز دارد. هدف از مقایسه، نشان دادن این مسأله است



شکل ۹. پتانسیل برداری a_y و مؤلفه تانسور تنش P_{11} در زمان ۸۰۰ فمتوثانیه، برای پالس با زمان خیزش ۸۰ فمتوثانیه و به ترتیب برای سه شدت (الف) $a=1$ ، (ب) $a=2$ و (ج) $a=3$.



شکل ۱۰. پتانسیل برداری a_y و مؤلفه تانسور تنش P_{11} در زمان ۸۰۰ فمتو ثانیه، برای پالس با زمان خیزش ۴۰ فمتو ثانیه و به ترتیب برای سه شدت (الف) $a=1$ ، (ب) $a=2$ و (ج) $a=3$.



۴. نتیجه گیری

در این مقاله، اثر مقدار زمان خیزش پالس لیزر بر روی گرمایش الکترون‌ها در برهم‌کنش پالس قوی لیزر با پلاسما زیر چگال با استفاده از نتایج کد شبیه‌سازی ذره‌ای بررسی شده است. با استفاده از عناصر تانسور تنش، $T_{ij} = P_{ij} / n$ ، دمای الکترون‌ها در مناطق مختلف پلاسما بررسی و توصیف شدند. نتایج شبیه‌سازی‌ها نشان داد که با تغییر زمان خیزش پالس لیزر، نوع سازوکار گرمایش الکترون‌ها تغییر می‌کند. برای پالس‌های با زمان خیزش کوتاه، گرمایش الکترون‌ها از طریق شکست موج الکتروستاتیک ایجاد شده در پلاسما رخ می‌دهد. و برای پالس‌های با زمان خیزش بلند، پراکنش‌های تولید شده در پلاسما شرایط لازم برای رخ دادن آشوب و به دنبال آن گرمایش کاتوره‌ای را مهیا می‌کنند. در ادامه گرمایش الکترون‌ها به ازای دو زمان خیزش متفاوت پالس لیزر و برای شدت‌های متفاوت بررسی شد. نتایج نشان داد که دمای الکترون‌ها برای پالس با زمان خیزش کوتاه‌تر با افزایش شدت پالس، افزایش چشمگیری می‌کند.

مراجع

- W.L. Kruer, K. Estabrook, *J×B heating by very intense laser light*, *Phys. Fluids*, **28**, 430 (1985).
- A.J. Lichtenberg, M.A. Lieberman, *Regular and Stochastic Motion*, (Springer-Verlag, New York, 1981).
- D.W. Forslund, et al, *Two-Dimensional Simulations of Single-Frequency and Beat-Wave Laser-Plasma Heating*, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 558 (1985).
- J.T. Mendonca, F. Doveil, *Stochasticity in plasmas with electromagnetic waves*, *J. Plasma Phys.* **28**, 485 (1982).
- Z.M. Sheng, et al, *Stochastic Heating and Acceleration of Electrons in Colliding Laser Fields in Plasma*, *Phys. Rev. Lett.* **88**, 055004 (2002).
- Z. M. Sheng, et al, *Efficient acceleration of electrons with counterpropagating intense laser pulses in vacuum and underdense plasma*, *Plasma Phys. Rev. E*, **69**, 016407 (2004).
- E. khalilzadeh, et al, *Electron residual energy due to stochastic heating in field-ionized plasma*, *Phys. Plasmas*, **22**, 113115 (2015).
- E. Khalilzadeh, A. Chakhmachi, J. Yazdanpanah, *Stochastic behavior of electrons in high intensity laser-plasma interaction*, *Plasma Phys. Control. Fusion*, **59**, 125004 (2017).
- J. Yazdanpanah, A. Anvary, *Time and space extended-particle in cell model for electromagnetic particle algorithms*, *Phys. Plasmas*, **19**, 033110 (2012).
- J. Yazdanpanah, A. Anvari, *Effects of initially energetic electrons on relativistic laser-driven electron plasma waves*, *Phys. Plasmas*, **21**, 023101 (2014).
- L. Landau, E. Lifshitz, *Quantum Mechanics* (New York, 1965).
- J. Yazdanpanah, *Self modulation and scattering instability of a relativistic short laser pulse in an underdense plasma*, *Plasma Phys. Control. Fusion* **61**, 085021 (2019).
- P. Sprangle, E. Esarey, A. Ting, *Nonlinear theory of intense laser-plasma interactions*, *Phys. Rev. Lett.* **64**, 2011 (1990).
- C.D. Decker, et al, *The evolution of ultra-intense, short-pulse lasers in underdense plasmas*, *Phys. Plasmas*, **3**, 2047 (1996).
- E. Esarey, et al, *Trapping and Acceleration in Self-Modulated Laser Wakefields*, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 5552 (1998).
- D. Strickland, G. Mourou, *Compression of amplified chirped optical pulses*, *Opt. Commun.* **55**, 447 (1985).
- G. Mourou, C.P.J. Barry, M.D. Perry, *Ultrahigh-intensity lasers: physics of the extreme on a tabletop*, *Phys. Today*, **51(1)**, 22 (1998).
- D. Umstadter, *Review of physics and applications of relativistic plasmas driven by ultra-intense lasers*, *Physics of Plasmas*, **8**, 1774 (2001).
- P.J. Catto, R.M. More, *Sheath inverse bremsstrahlung in laser produced plasmas*, *Phys. Fluids*, **20**, 704 (1977).
- K. Estabrook, W.L. Kruer, B.F. Lasinski, *Heating by Raman Backscatter and Forward Scatter*, *Phys. Rev. Lett.* **45**, 1399 (1980).
- W.L. Kruer, *The Physics of Laser Plasma Interaction*, (Addison-Wesley, New York, 1988).
- T. Taguchi, T.M. Antonsen Jr., H.M. Milchberg, *Resonant Heating of a Cluster Plasma by Intense Laser Light*, *Phys. Rev. Lett.* **92**, 205003 (2004).

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

الناز خلیلزاده، امیر چخماچی، جمال الدین یزدان پناه (۱۴۰۰)، وابستگی گرمایش الکترون‌ها به زمان خیزش پالس در برهم‌کنش پالس قوی لیزر با پلاسما، ۹۵، ۹۸-۱۰۶

DOI: 10.24200/nst.2021.1190

Url: https://jonsat.nstri.ir/article_1190.html

