

بررسی تأثیر زاویه تزریق بر شتاب الکترون در شتاب‌دهنده میدان عقبه لیزری با حضور میدان مغناطیسی خارجی

مهدی عصری

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گنبد کاووس، گنبد کاووس

پست الکترونیکی: mehdi.asri@gonbad.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۵/۱۵/۲۴؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۶/۱۱/۱۸)

چکیده

در این مقاله تأثیر تکانه اولیه و زاویه تزریق الکترون‌ها به داخل پلاسمای مغناطیده در یک شتاب‌دهنده میدان عقبه لیزری مورد مطالعه قرار گرفته است. دیده شد که استفاده از میدان مغناطیسی خارجی در خلاف جهت انتشار پالس لیزری منجر به افزایش دامنه میدان عقبه و کاهش سرعت گروه پالس لیزری در مقایسه با حالت استفاده از میدان مغناطیسی خارجی در جهت انتشار پالس لیزری یا حالت پلاسمای غیرمغناطیده می‌شود. نتایج حاصل نشان می‌دهد تأثیر تغییرات تکانه اولیه روی انرژی نهایی کسب شده توسط الکترون در مقایسه با تأثیر تغییرات زاویه تزریق کمتر است. مشاهده شد با افزایش زاویه تزریق، الکترون می‌تواند مدت بیشتری در فاز شتاب قرار گرفته و به انرژی نهایی بیشتری برسد. بیشترین انرژی کسب شده در حالت اعمال میدان مغناطیسی معکوس بوده و در حدود 5.2 GeV است. همچنین با افزایش زاویه تزریق، واگرایی الکترون‌ها افزایش می‌یابد و کمترین واگرایی مربوط به حالت میدان مغناطیسی در خلاف جهت انتشار پالس است.

واژه‌های کلیدی: تزریق الکترون، پلاسمای مغناطیده، میدان عقبه لیزری، شتاب الکترون

۱. مقدمه

سرسام آور ساخت و نگهداری چنین ماشین‌هایی نیاز به جایگزین‌های مناسبی برای این شتاب‌دهنده‌ها احساس شد. در چند دهه گذشته پیشنهاد شتاب‌دهنده‌هایی بر پایه لیزر و پلاسما به عنوان جایگزین مطرح شد [۵-۷].

با ابداع روش CPA^۲ در سال ۱۹۸۰ جهش بزرگی در ساخت لیزرهای پرتوان ایجاد شد که شرایط را برای استفاده

شتاب‌دهنده‌های ذرات ابزارهای ضروری برای کشف قوانین بنیادی طبیعت هستند و کاربردهای فراوانی در پزشکی و صنعت دارند [۱-۳]. در مرز فناوری شتاب‌دهنده‌های کلاسیک، LHC^۱ قرار دارد که یک ماشین دایره‌ای غول پیکر با محیط ۲۷ کیلومتر است [۴]. با توجه به ابعاد بسیار بزرگ و هزینه‌های

شعاعی در حضور یک میدان مغناطیسی در حدود ۱ مگا گاوس، الکترون‌ها به انرژی در حدود ۱/۵ GeV می‌رسند [۲۳].

اخیراً پژوهش‌های زیادی روی تأثیر میدان مغناطیسی خارجی در تولید الکترون‌های نسبی در شتاب‌دهنده‌های لیزر-پلاسمایی انجام شده است. در سال‌های اخیر تأثیر میدان مغناطیسی ثابت و متغیر روی تولید میدان عقبه مورد مطالعه قرار گرفته است [۲۴-۲۵]. افزایش انرژی کسب شده توسط الکترون‌ها در شتاب‌دهنده میدان عقبه لیزری در حضور میدان مغناطیسی خارجی نیز گزارش شده است [۲۶]. کارهایی نیز روی تأثیر زاویه تزریق و انرژی اولیه الکترون‌ها روی شتاب در خلأ و پلازما انجام شده است [۲۷-۲۹].

در این مقاله ابتدا با حل معادلات تولید میدان‌های عقبه در پلاسمای مغناطیسی، تأثیر حضور و راستای اعمال میدان مغناطیسی روی اندازه میدان عقبه بیان شده است و معادلات دینامیک الکترون‌ها در این میدان‌ها نوشته شده است. در بخش دوم با استفاده از مدل سازی عددی انجام شده، وابستگی انرژی نهایی و اگرایی الکترون‌ها به تکانه اولیه و زاویه تزریق مورد بحث قرار گرفته است. در بخش سوم نیز خلاصه و نتیجه‌گیری آمده است.

۲. معادلات تولید میدان عقبه در پلاسمای مغناطیسه

بر یک پلاسمای کم چگال، سرد و همگن با چگالی n_0 یک میدان مغناطیسی خارجی $\vec{B} = \sigma B_0 \hat{z}$ که $\sigma = \pm 1$ است اعمال می‌کنیم (علامت مثبت نشان دهنده میدان در جهت انتشار پالس و علامت منفی عکس آن است). پتانسیل برداری پالس لیزری را به صورت $\vec{A}_r = A(z, t)[\hat{x} \sin(k_z z - \omega t) - \hat{y} \cos(k_z z - \omega t)]$ می‌گیریم که ω و k_z به ترتیب بسامد و عدد موج پالس می‌باشد. معادلات سیالی غیرخطی توصیف کننده برهم‌کنش لیزر با پلازما در حضور میدان مغناطیسی خارجی به صورت زیر بیان می‌شود [۳۰].

$$\frac{\partial(\gamma \vec{v})}{\partial t} + (\vec{v} \cdot \nabla) \gamma \vec{v} = -\frac{e}{m_e} (\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times (\vec{B} + \sigma \vec{B}_0)) \quad (1)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{v}) = 0 \quad (2)$$

$$\nabla^2 \phi = k_p^2 (n_e - 1) \quad (3)$$

عملی از روش‌های شتاب لیزری آماده کرد [۸]. مطالعات گسترده تئوری و آزمایشگاهی نشان می‌دهد که پارامترهای لیزر مانند قطبش پالس، قطر لکه، طول پالس، بسامد پالس و ... تأثیر زیادی در شتاب الکترون‌ها توسط میدان‌های لیزری در خلأ دارد. فن‌های متعددی برای افزایش انرژی کسب شده توسط الکترون‌ها از میدان لیزر پیشنهاد شده است [۹-۱۳].

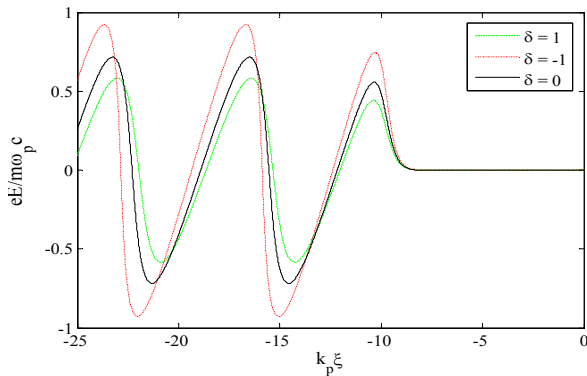
می‌توان از محیط پلازما به دلیل قابلیت تحمل میدان‌های الکترونیکی بسیار بزرگ به عنوان بستری مناسب جهت شتاب الکترون‌ها استفاده کرد. در شتاب‌دهنده‌های کلاسیک به دلیل پدیده‌هایی مثل شکست در ساختار موجبرها^۱، گرادیان شتاب به 100 MV/m محدود می‌شود در حالی که با استفاده از پلازما بدون داشتن اینچنین محدودیت‌هایی می‌توان به گرادیان شتابی در حدود به 100 GV/m رسید [۱۴]. از میان شتاب‌دهنده‌های لیزر-پلاسمایی، شتاب الکترون‌ها به وسیله شتاب‌دهنده میدان عقبه لیزری^۲ خیلی سریع توسعه پیدا کرد [۱۵-۱۷]. در این روش یک پالس فوق کوتاه با شدتی از مرتبه تراوات با عبور از میان یک پلاسمای کم چگال باعث برانگیختن نوسانات امواج پلازما می‌شود. در صورتی که یک ذره با انرژی اولیه مناسب به داخل این امواج تزریق کنیم، آنها می‌توانند گیر بیفتند و به انرژی‌هایی از مرتبه چندین گیگا الکترون ولت برسند [۱۸-۲۰]. روش مشابه دیگری برای برانگیختن امواج پلازما با استفاده از باریکه الکترونی پرانرژی وجود دارد که شتاب‌دهنده میدان عقبه پلاسمایی^۳ نامیده شده است، این روش به دلیل نیاز به یک شتاب‌دهنده برای تولید باریکه الکترونی پرانرژی اولیه پیشرفت چندانی نداشته است [۲۱].

یکی از تکنیک‌های بهبود فرایند شتاب الکترون‌ها در خلأ و پلازما، استفاده از میدان مغناطیسی خارجی است. یک الکترون می‌تواند انرژی قابل توجهی از پالس لیزری کسب کند؛ اگر برهم‌کنش آنها در حضور یک میدان مغناطیسی باشد [۲۲]. گوپتا و همکاران نشان دادند که با استفاده از یک پالس لیزری با قطبش

۱. Wave breaking

۲. Laser Wake Field

۳. Plasma Wake Field



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) دامنه بی بعد شده میدان عقبه طولی برای پالسی با $a_0 = 1$ و $k_p \xi_c = -20$ و پلاسمایی با $n_p = 1.09 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ بر حسب $k_p \xi_c$ ، خط نقطه $\sigma = -1$ ، خط چین $\sigma = 1$ و خط پیوسته $\sigma = 0$.

در شکل ۱ دامنه امواج عقبه طولی بی بعد شده برای حالت‌های $\sigma = \pm 1$ و $\sigma = 0$ ترسیم شده است. دیده می‌شود استفاده از میدان مغناطیسی در خلاف جهت انتشار پالس باعث افزایش دامنه میدان عقبه می‌شود.

میدان الکتریکی و مغناطیسی پالس لیزری به همراه میدان عقبه و میدان مغناطیسی محوری را برای به دست آوردن تکانه و انرژی الکترون‌ها در معادله لورنتس $d\vec{P}/dt = -e(\vec{E} + (v/m_e c \gamma) \vec{P} \times \vec{B})$ قرار می‌دهیم. روابط بین میدان‌های پالس لیزری نیز به صورت $B_{yp} = E_{xp}$ و $B_{xp} = -E_{yp}$ می‌باشد. با قرار دادن میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی موجود در معادله لورنتس و تجزیه آن به مؤلفه‌هایش خواهیم داشت

$$\frac{d\tilde{p}_x}{d\tilde{t}} = -\left(\left(1 - \frac{\tilde{p}_z}{\gamma}\right) \tilde{E}_{xp} + \frac{P_y}{\gamma} \tilde{B}_0 \right), \quad (11)$$

$$\frac{d\tilde{p}_y}{d\tilde{t}} = -\left(\left(1 - \frac{\tilde{p}_z}{\gamma}\right) \tilde{E}_{yp} - \frac{P_x}{\gamma} \tilde{B}_0 \right), \quad (12)$$

$$\frac{d\tilde{p}_z}{d\tilde{t}} = \left(\tilde{E}_{zw} + \frac{\tilde{p}_x}{\gamma} \tilde{E}_{xp} + \frac{\tilde{p}_y}{\gamma} \tilde{E}_{yp} \right), \quad (13)$$

که $\gamma = \sqrt{1 + p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}$ می‌باشد. سه معادله زیر را نیز برای مسیر حرکت الکترون داریم:

$$\frac{d\tilde{x}}{d\tilde{t}} = \frac{\tilde{p}_x}{\gamma \beta_g}, \quad (14)$$

که $\gamma = (1 - v^2/c^2)^{-1/2}$ فاکتور نسبیتی لورنتس، \vec{v} سرعت، n_e چگالی الکترون‌های پلاسما و $k_p (= \omega_p/v_p)$ عدد موج پلاسما هستند. $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2/m}$ بسامد پلاسما و v_p سرعت فاز امواج پلاسما می‌باشد که با سرعت گروه پالس لیزری (v_g) برابر است. برای مطالعه تحول امواج دنباله طولی در پلاسمای مغناطیسی، با انجام محاسبات روی معادلات بالا و استفاده از تقریب شبه ایستا [۳۱] و اعمال تغییر متغیرهای $t = \tau$ و $z = \xi = z - v_g t$ به روابط زیر خواهیم رسید

$$\frac{\partial u_{xs}}{\partial \xi} = -\sigma \tilde{\omega}_c \frac{u_{ys}}{\gamma(u_{zs} - \beta_g)} - \frac{u_{xs}}{\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial \xi}, \quad (4)$$

$$\frac{\partial u_{ys}}{\partial \xi} = \sigma \tilde{\omega}_c \frac{u_{xs}}{\gamma(u_{zs} - \beta_g)} - \frac{u_{ys}}{\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial \xi}, \quad (5)$$

$$\frac{\partial u_{zs}}{\partial \xi} = \frac{1}{\gamma(u_{zs} - \beta_g)} \frac{\partial \tilde{\phi}}{\partial \xi} - \frac{u_{zs}}{\gamma} \frac{\partial \gamma}{\partial \xi} - \frac{\tilde{\omega}_0}{\gamma(\sigma \tilde{\omega}_c + \gamma \tilde{\omega}_0)(u_{zs} - \beta_g)} \frac{\partial a^2}{\partial \xi}, \quad (6)$$

$$\frac{\partial^2 \tilde{\phi}}{\partial \xi^2} = (n-1), \quad (7)$$

$$\frac{\partial n}{\partial \xi} = -\frac{n}{(u_{zs} - \beta_g)} - \frac{\partial u_{zs}}{\partial \xi}, \quad (8)$$

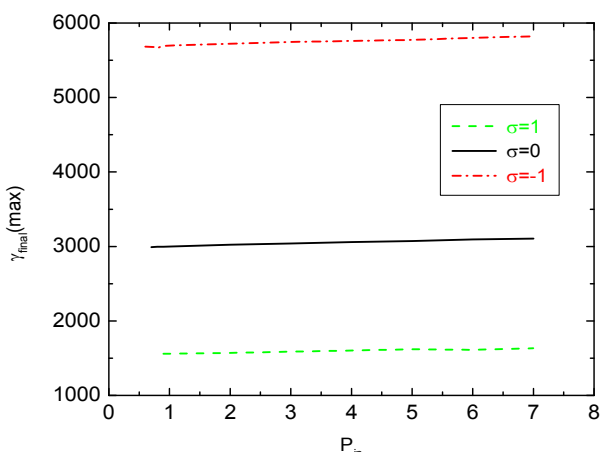
$$\tilde{E}_{zw} = -\partial \tilde{\phi} / \partial \xi \quad (9)$$

که در آن $\xi = k_p \xi_c$ ، $\tilde{E}_{zw} = eE_{zw}/m\omega_p$ ، $\tilde{\phi} = e\phi/mc^2$ ، $\tilde{\omega}_c = \omega_c/\omega_p$ ، $\tilde{\omega}_0 = \omega_0/\omega_p$ ، $a = eA/m_e c^2$ ، $n = n_e/n_0$

به ترتیب پارامترهای بی بعد مکان، پتانسیل نرده‌ای، میدان عقبه طولی، چگالی الکترون‌های پلاسما، پتانسیل برداری پالس، بسامد لیزر و بسامد سیکلوترونی هستند. سرعت گروه پالس لیزری (که در اینجا با سرعت فاز امواج پلاسما برابر است) برای دوران‌های راستگرد به صورت زیر است [۳۲]:

$$\beta_g^r = \frac{2[\tilde{\omega}_0 - \tilde{\omega}_0 / (\gamma \tilde{\omega}_0 - \sigma \tilde{\omega}_c)]^{1/2}}{2\tilde{\omega}_0 + \sigma \tilde{\omega}_c / (\gamma \tilde{\omega}_0 - \sigma \tilde{\omega}_c)}. \quad (10)$$

با حل همزمان معادلات (۴) تا (۱۰) با روش رانگ-کوتای مرتبه ۴ برای پالس لیزری با مشخصه گوسی با $a_0 = 1$ ، طول پالس $k_p \sigma_z = 3$ ، مکان اولیه مرکز پالس $k_p \xi_c = -20$ و پلاسمایی با چگالی برابر $n_p = 1.09 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ معادل با $\lambda_p = 32 \mu\text{m}$ ، میدان الکتریکی امواج عقبه طولی را به دست می‌آوریم.

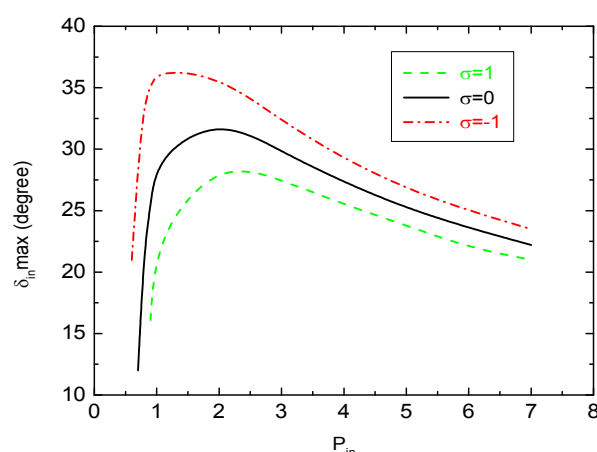


شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) انرژی نهایی الکترون‌ها به ازای اندازه حرکت‌های اولیه مختلف، برای حالت‌های $\sigma=1$ (خط چین)، $\sigma=0$ (خط پیوسته) و $\sigma=-1$ (خط نقطه)، دیگر پارامترها مانند شکل ۱.

بعد را $\omega_c = 6$ که متناسب با $B = 20 MG$ است در نظر گرفته‌ایم، یعنی پلاسمایی با چگالی $n_p = 1.09 \times 10^{18} \text{ cm}^{-3}$ که متناسب با $\lambda_p = 31.6 \mu\text{m}$ می‌باشد.

تکانه اولیه الکترون‌ها و زاویه تزریق از پارامترهای مهم در گیر افتادن و شتاب الکترون‌ها در میدان عقبه لیزری می‌باشند. در شکل ۲، بیشترین مقدار زاویه تزریق، δ ، که به ازای آن الکترون‌ها می‌توانند گیر بیفتند بر حسب مقادیر مختلف تکانه اولیه ترسیم شده است. دیده می‌شود که در حالت $\sigma=-1$ به ازای $p_{in} = 1/2$ گستره زاویه ورودی $\langle \delta_{in} \rangle = 36/5^\circ$ و برای حالت $\sigma=0$ به ازای $p_{in} = 2$ گستره زاویه ورودی $\langle \delta_{in} \rangle = 32/6^\circ$ و در حالت $\sigma=-1$ به ازای $p_{in} = 2$ گستره زاویه ورودی $\langle \delta_{in} \rangle = 29/1^\circ$ می‌باشد. واضح است که گسترده زاویه ورودی برای گیر افتادن الکترون‌ها در حالت میدان مغناطیسی معکوس نسبت به دیگر حالت‌ها بیشتر است.

انرژی نهایی الکترون‌ها به ازای تکانه‌های اولیه مختلف و بیشترین زاویه ورودی مربوط به هر کدام در شکل ۳ ترسیم شده است. دیده می‌شود که بیشترین مقدار انرژی نهایی به ازای تکانه‌های مختلف مربوط به حالت میدان مغناطیسی در خلاف جهت انتشار پالس لیزری می‌باشد. واضح است، تغییر قابل توجهی در انرژی نهایی الکترون‌ها به ازای تکانه‌های



شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) بیشترین مقدار زاویه تزریق الکترون‌ها بر حسب اندازه حرکت‌های اولیه مختلف، برای حالت‌های $\sigma=1$ (خط چین)، $\sigma=0$ (خط پیوسته) و $\sigma=-1$ (خط نقطه)، دیگر پارامترها مانند شکل ۱.

$$\frac{d\tilde{y}}{d\tilde{t}} = \frac{\tilde{p}_y}{\gamma\beta_g}, \quad (15)$$

$$\frac{d\tilde{z}}{d\tilde{t}} = \frac{\tilde{p}_z}{\gamma\beta_g}, \quad (16)$$

برای بی بعد سازی معادلات بالا پارامترهای زیر را به کار گرفته‌ایم

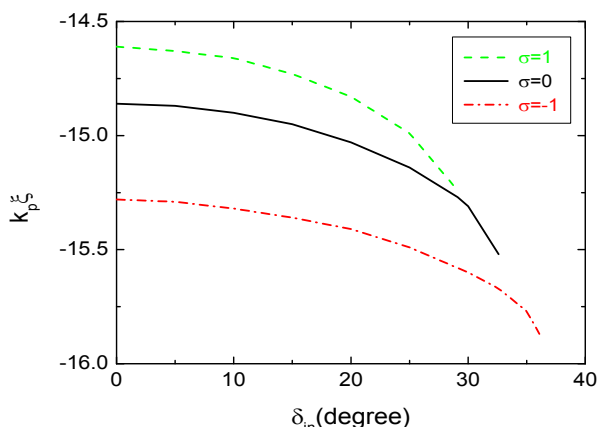
$$\tilde{t} = \omega_p t; \tilde{p} = p / mc; \tilde{E} = eE / mc\omega_p; \tilde{B} = eB_0 / mc\omega_p; \tilde{x} = k_p x$$

معادلات (۱۱) تا (۱۶) معادلات دیفرانسیل جفت شده هستند. در بخش بعد با حل این معادلات به صورت عددی با روش رانگ-کوتای مرتبه ۴، وابستگی انرژی و واگرایی الکترون‌ها به زاویه تزریق را بررسی خواهیم کرد.

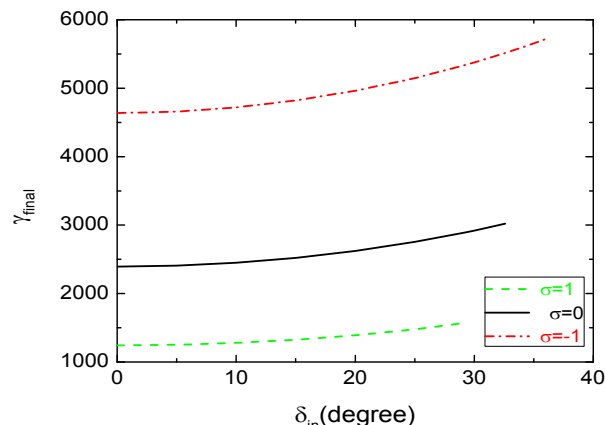
۳. حل عددی و بررسی نتایج

ما فرض کرده‌ایم که الکترون‌ها تحت زاویه کوچک δ نسبت به محور انتشار پالس لیزری و تکانه اولیه $\vec{p}_0 = p_0 \sin\delta \hat{x} + p_0 \cos\delta \hat{z}$ به داخل پلاسما تزریق می‌شوند.

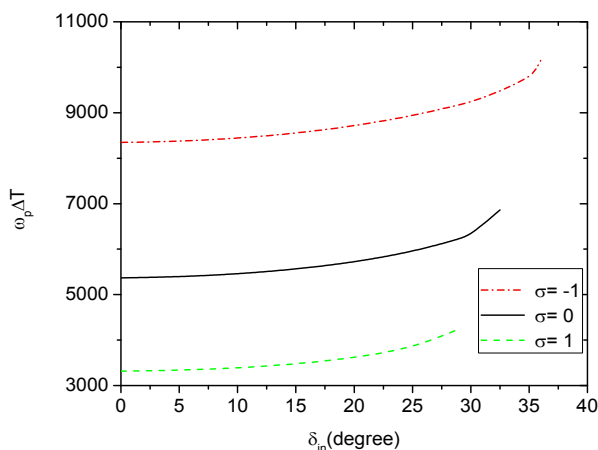
برای حل عددی در این بخش ما پارامترهای زیر را به کار گرفته‌ایم. $a_0 = 1$ و طول موج $\lambda = 1 \mu\text{m}$ که متناسب با لیزری به شدت $I = 1.37 \times 10^{18} \text{ W/cm}^2$ بوده و در مکان اولیه $\xi_c = -20$ قرار دارد. اندازه میدان مغناطیسی خارجی بی



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مکان گیر افتادن الکترون بر حسب زاویه تزریق δ_{in} ، برای حالت‌های $\sigma=1$ (خط چین)، $\sigma=0$ (خط پیوسته) و $\sigma=-1$ (خط نقطه)، بقیه پارامترها مانند شکل ۴.



شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) انرژی نهایی کسب شده توسط الکترون بر حسب زاویه تزریق اولیه متفاوت δ_{in} ، برای حالت‌های $\sigma=1$ (خط چین)، $\sigma=0$ (خط پیوسته) و $\sigma=-1$ (خط نقطه)، اندازه حرکت اولیه الکترون $p_{in}=2$ ، دیگر پارامترها مانند شکل ۱.



شکل ۶. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مدت زمان بی بعد شده قرار گرفتن الکترون در فاز شتاب بر حسب زاویه تزریق δ_{in} ، برای حالت‌های $\sigma=1$ (خط چین)، $\sigma=0$ (خط پیوسته) و $\sigma=-1$ (خط نقطه)، بقیه پارامترها مانند شکل ۵.

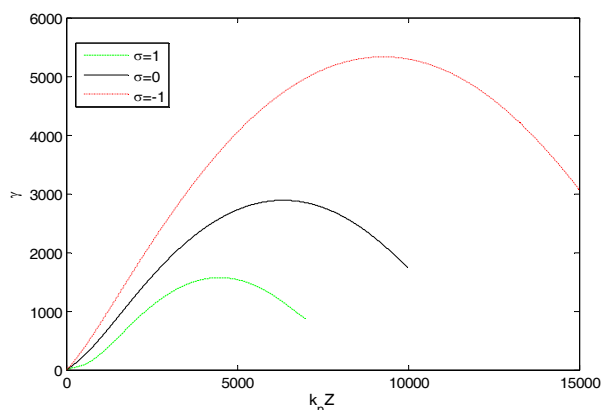
برای درک بهتر در شکل ۶ مدت زمان بی بعد شده قرار گرفتن الکترون‌ها در فاز شتاب (فاصله زمانی بین گیر افتادن تا قرار گرفتن در ناحیه کاهش شتاب) بر حسب زاویه تزریق مختلف برای حالت‌های مختلف میدان مغناطیسی بیان شده در شکل ۱ ترسیم شده است.

استفاده از میدان مغناطیسی معکوس باعث افزایش زمان

اولیه مختلف اتفاق نمی‌افتد. با توجه به شکل ۲، چون در همه حالت‌ها بیشترین گستردگی زاویه ورودی تقریباً حول مقدار $p_{in}=2$ می‌باشد در ادامه ما $p_{in}=2$ گرفته و به بررسی رفتار الکترون می‌پردازیم.

انرژی نهایی کسب شده توسط الکترون بر حسب زاویه‌های تزریق (δ_{in}) مختلف در شکل ۴ ترسیم شده است. با تزریق الکترون در راستای محور ($\delta=0$) تکانه عرضی صفر شده و الکترون‌ها در راستای انتشار پالس تزریق می‌شوند. در این حالت انرژی نهایی الکترون‌ها کمترین مقدار می‌شود. با افزایش δ سرعت عرضی الکترون‌ها افزایش یافته و سرعت طولی آنها کاهش می‌یابد و الکترون‌ها می‌توانند در میدان عقبه گیر افتاده و مدت بیشتری در فاز مناسب شتاب قرار بگیرند و انرژی کسب کنند. با توجه به شکل درمی‌یابیم که حالت $\sigma=-1$ به دلیل داشتن میدان‌های عقبه با دامنه قوی‌تر منجر به انرژی نهایی بیشتر می‌شود.

در شکل ۵ مکان گیر افتادن الکترون‌ها بر حسب زاویه تزریق نشان داده شده است. با افزایش زاویه تزریق δ_{in} ، الکترون‌ها در δ های کوچک‌تر گیر می‌افتند و می‌توانند مدت بیشتری در فاز شتاب باقی مانده و انرژی کسب کنند.

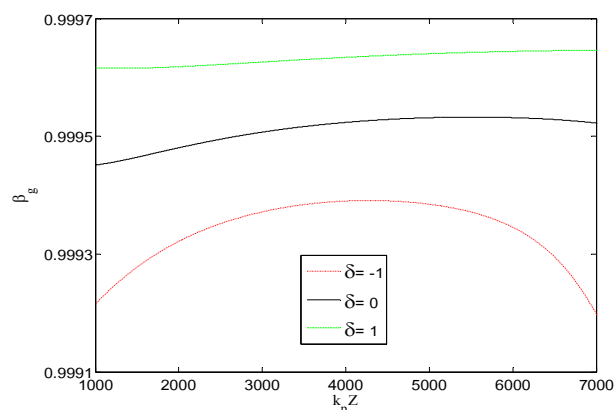


شکل ۸. (رنگی در نسخه الکترونیکی) انرژی کسب شده توسط الکترون‌ها به ازای مقادیر بهینه زاویه تزریق بر حسب $k_p Z$ ، برای حالت‌های $\sigma=1$ (خط چین)، $\sigma=0$ (خط پیوسته) و $\sigma=-1$ (خط نقطه)، بقیه پارامترها مانند شکل ۵.

انتشار پالس لیزری بر حسب زاویه تزریق ترسیم شده است. مشاهده می‌شود که کمترین پراکندگی مربوط به حالت حضور میدان مغناطیسی در خلاف جهت انتشار است و زاویه پراکندگی در حالت عدم حضور میدان مغناطیسی یا میدان مغناطیسی در جهت انتشار پالس لیزری نسبتاً بیشتر است. علاوه بر این در همه حالت‌ها با افزایش زاویه ورودی، زاویه پراکندگی نیز افزایش می‌یابد؛ زیرا با افزایش زاویه θ_m ، الکترون‌ها با تکانه عرضی بزرگ‌تر تزریق می‌شوند که این منجر به افزایش تکانه عرضی پس از شتاب می‌شود. با توجه به اینکه زاویه واگرایی نهایی از رابطه $\theta = \tan^{-1}((P_x^2 + P_y^2)^{1/2} / P_z)$ به دست می‌آید، نسبت $(P_x^2 + P_y^2)^{1/2} / P_z$ در حالت زاویه تزریق بزرگ‌تر نسبت به زاویه تزریق کوچک‌تر افزایش می‌یابد که این منجر به افزایش واگرایی نهایی الکترون‌ها می‌شود.

۴. خلاصه و نتیجه‌گیری

در این مقاله، ابتدا معادلات تولید میدان عقبه لیزری در پلاسمای مغناطیسه بررسی شد. مشاهده شد برای حالت میدان مغناطیسی خارجی در خلاف جهت انتشار پالس دامنه میدان عقبه افزایش می‌یابد. سپس با نوشتن معادلات حرکت الکترون‌ها در این میدان‌ها رفتار الکترون‌ها بررسی شده است. دیده شد برای هر کدام از حالت‌های اعمال میدان مغناطیسی در جهت انتشار



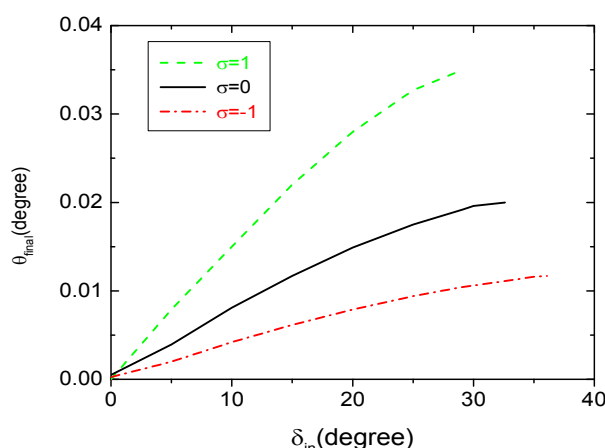
شکل ۷. (رنگی در نسخه الکترونیکی) سرعت گروه پالس لیزری در ناحیه شتاب بر حسب $k_p Z$ ، برای حالت‌های $\sigma=1$ (خط چین)، $\sigma=0$ (خط پیوسته) و $\sigma=-1$ (خط نقطه)، بقیه پارامترها مانند شکل ۵.

کسب انرژی توسط الکترون نسبت به دو حالت دیگر ($\sigma=0, 1$) می‌شود؛ زیرا استفاده از میدان مغناطیسی معکوس باعث کاهش سرعت فاز امواج پلازما (که برابر با سرعت گروه پالس لیزری است) می‌شود و این باعث می‌شود که الکترون‌ها مدت بیشتری در فاز شتاب قرار گیرند. در شکل ۷ سرعت گروه پالس لیزری در ناحیه شتاب برای حالت‌های مختلف اعمال میدان مغناطیسی ترسیم شده است.

همچنین در همه حالت‌ها با افزایش زاویه تزریق مدت زمان قرار گرفتن در فاز شتاب افزایش می‌یابد؛ زیرا با افزایش زاویه تزریق سرعت طولی الکترون‌ها کم شده و به سرعت فاز امواج پلازما نزدیک می‌شود و همین امر موجب می‌شود الکترون‌ها مدت طولانی‌تری از میدان‌های پلازما انرژی کسب کنند.

در شکل ۸ انرژی کسب شده توسط الکترون‌ها بر حسب $k_p Z$ ، برای هر کدام از حالت‌های $\sigma=1$ ، $\sigma=0$ و $\sigma=-1$ ترسیم شده است. همان طوری که دیده می‌شود در حالت میدان مغناطیسی در خلاف جهت انتشار پالس لیزری، انرژی کسب شده توسط الکترون‌ها افزایش قابل توجهی یافته و به حدود $2/5 \text{ GeV}$ می‌رسد. دلیل این افزایش انرژی، تولید میدان‌های دنباله با دامنه قوی‌تر و همچنین افزایش طول ناحیه برهم‌کنش در حالت $\sigma=-1$ می‌باشد.

در شکل ۹ زاویه پراکندگی الکترون‌ها نسبت به محور



شکل ۹. (رنگی در نسخه الکترونیکی) زاویه پراکندگی الکترون‌ها نسبت به محور انتشار پالس لیزری بر حسب زاویه تزریق δ_{in} ، برای حالت‌های $\sigma=1$ (خط چین)، $\sigma=0$ (خط پیوسته) و $\sigma=-1$ (خط نقطه)، بقیه پارامترها مانند شکل ۵.

پالس ($\sigma=1$)، در خلاف جهت انتشار پالس ($\sigma=-1$) و عدم حضور میدان مغناطیسی ($\sigma=0$) گستره زاویه تزریق در حوالی $p_m=2$ بیشتر است و حالت $\sigma=-1$ دارای بیشترین گستردگی زاویه تزریق می‌باشد. همچنین با ترسیم انرژی نهایی بر حسب تکانه‌های اولیه مختلف و زوایای تزریق مختلف مشاهده شد که تغییرات انرژی نهایی با تکانه اولیه نسبتاً کمتر از تغییرات انرژی نهایی با زاویه تزریق می‌باشد زیرا با افزایش δ_m سرعت طولی الکترون‌ها کاهش یافته و الکترون‌ها می‌توانند مدت بیشتری در فاز مناسب شتاب قرار گیرند. در حالت وجود میدان در خلاف جهت انتشار پالس، به دلیل وجود دامنه قوی‌تر میدان عقبه و همچنین سرعت فاز کمتر امواج پلاسما (شکل‌های ۱ و ۷ را ببینید)، الکترون‌ها انرژی بیشتری کسب می‌کنند. این موضوع با ترسیم زمان قرار گرفتن الکترون‌ها در فاز شتاب بر حسب

های δ_m مختلف (شکل ۶) نشان داده شده است. با رسم انرژی کسب شده توسط الکترون‌ها در حالت‌های $\sigma=0, \pm 1$ مشخص شد که در حالت اعمال میدان مغناطیسی در خلاف جهت انتشار پالس لیزری، انرژی کسب شده توسط الکترون‌ها افزایش قابل توجهی یافته و به $2/5$ GeV می‌رسد. علاوه بر این، در هر سه حالت ذکر شده برای σ ، پراکندگی الکترون‌ها نسبت به محور انتشار پالس با افزایش زاویه تزریق افزایش می‌یابد. در اینجا نیز کمترین پراکندگی مربوط به حالت $\sigma=-1$ می‌باشد. نتایج این مقاله نشان می‌دهد که با انتخاب مقادیر بهینه زاویه تزریق و تکانه اولیه در پلاسما مغناطیده با میدان مغناطیسی در خلاف جهت انتشار می‌توان الکترون‌هایی با انرژی نهایی بالا و واگرایی کم تولید کرد.

مراجع

1. C Maher-McWilliams, P Douglas, and P F Barker, *Nat. Photonics* **6** (2012) 386.
2. W Luo, H B Zhuo, Y Y Ma, X H Yang, N Zhao, and M Y Yu, *Laser Part Beams* **31** (2013) 89.
3. م لامعی رشتی، ف قاسمی، س زارعی، ح سیار، ح آبراهیم، م خسروانی، م انصاری، م یاحقی، امیردامادی و ش مدنی، *مجله پژوهش فیزیک ایران* **۱۵** (۱۳۹۴) ۱۱۹.
4. LHC-The Large Hadron Collider, <http://lhc.web.cern.ch/lhc/>
5. T Tajima and J M Dawson, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 267.
6. R A Snavely *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 2945.
7. A J Mackinnon, M Borghesi, S Hatchett, M Key, P Patel, H Campbell, A Schiavi, R Snavely, S Wilks, and O. Willi, *Phys. Rev. Lett.* **86** (2001) 1769.
3. M Lamehi Rashti, F Ghasemi, S Zarei, H Sayyar, H

- B Mori, A Pak, F S Tsung, B B Pollock, J S Ross, L O Silva, and D H Froula, *Phys. Rev. Lett.* **105** (2010) 105003.
21. C D Barnes, *et al.*, In Proc. PAC 2003. *IEEE* (2003) 1530.
22. V B Krasovitskii, V G Dorofeenko, V I Sotnikov, B S Bauer, *Phys. Plasmas* **11** 724 (2004).
23. D N Gupta, N Kant, D E Kim, H Suk, *Phys. Lett. A* **368** (2007) 402.
24. R S Bonabi and M E Abari, *Phys. Plasmas* **17** (2010) 032101; D N Gupta, H Suk, and M S Hur, *Appl. Phys. Lett.* **91** (2007) 211101.
۲۵. آ. کارگریان، ح. مهدیان و ع. حسن بیگی، مجله پژوهش فیزیک ایران ۱۴ (۱۳۹۳) ۸۳
25. A Kargarian, H Mehdiyan, and A Hasanbeigi, *Iranian Journal of Physics Research* **14** 1 (2014) 9.
26. T Hosokai, A Zhidkov, A Yamazaki, Y Mizuta, M Uesaka, and R Kodama, *Appl. Phys. Lett.* **96** (2010) 121501.
27. M J H Luttikhof, A G Khachatryan, F A van Goor and K-J Boller, *Phys. Plasmas* **14** (2007) 083101.
28. M J H Luttikhof, A G Khachatryan, F A van Goor, K-J Boller and P Mora, *Laser Part. Beams* **27** (2009) 69.
29. H S Ghotra, N Kant, *Phys. Plasmas* **23** (2016) 053115.
30. P Jha, A Saroch, R K Mishra, and A K Upadhyay, *Phys. Rev. ST Accel. Beams* **15** (2012) 081301.
31. E Esarey, C B Schroeder, and W P Leemans, *Reviews of Modern Physics* **81** 3 (2009) 1229.
32. M Marklund, P K Shukla, L Stenflo, G Brodin and M Servin, *Plasma Phys. Control. Fusion* **47** (2005) 25.
8. D Strickland and G Mourou, *Optics Communications* **56** (1985) 219.
9. G Malka, E Lefebvre, J L Miquel, *Phys. Rev. Lett.* **78** (1997) 3314.
10. W Yu, V Bychenkov, Y Sentoku, M Y Yu, Z M Sheng, K Mima, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 570.
11. D N Gupta, C M Ryu, *Phys. Plasmas* **12** (2005) 053103; K P Singh, *J. Appl. Phys.* **100** (2006) 044907.
12. F Sohbatazadeh, H Aku, *J. Plasmas Phys.* **77** (2011) 39.
۱۳. م. اخیان، م. رضایی پندری، ف. جهانگیری، ع. نیکنام و ر. مسعودی، مجله پژوهش فیزیک ایران ۱۷ (۱۳۹۶) ۲۹۳.
13. M Akhyani, M Rezaei-Pandari, F Jahangiri, A R Niknam, and R Massudi, *Iranian Journal of Physics Research* **17** 2 (2017) 36.
14. E Esarey, P Sprangle, J Krall, and A Ting, *IEEE Trans. Plasma Sci.* **24** (1996) 252.
15. S P D Mangles *et al.*, *Nature* (London) **431** (2004) 535.
16. J Faure, C Rechatin, A Norlin, A Lifschitz, Y Glinec, and V Malka, *Nature* (London) **444** (2006) 737.
17. S Kneip, S R Nagel, S Martins, C Bellei, and *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **103** (2009) 035002.
18. C E Clayton, K A Marsh, A Dyson, M Everett, A Lal, W P Leemans, R Williams, and C Joshi, *Phys. Rev. Lett.* **70** (1993) 37.
19. W P Leemans, B Nagler, A J Gonasalves, C Toth, K Nakamura, C G R Geddes, E Esarey, C B Schroeder, and S M Hooker, *Nature Phys.* **2** (2006) 696.
20. C E Clayton, J E Ralph, F Albert, R A Fonseca, S H Glenzer, C Joshi, W Lu, K A Marsh, S F Martins, W