بهینه‌سازی‌شتاب الکترون در پلاسما با چگالی شیب‌دار در شتاب میدان عقبهٔ لیزری در رژیم حباب بیضوی

ارشاد صادقی طوسی*؛ دانشگاه آزاد اسلامی واحد نکا، گروه فیزیک
سعید میرزانژاد؛ دانشگاه مازندران، دانشکدهٔ فیزیک

دریافت: ۹۷/۷/۴ پذیرش: ۹۸/۵/۱۳

چکیده

در این مقاله سعی شده تا با به کارگیری شبیه‌سازی سه‌عدی تک‌ذره‌ای، برهم‌کنش پالس لیزری گاوسی با محیط پلاسمای ناهمگن در رژیم حبابی میدان عقبه لیزری ($LWFA$) بررسی می‌شود. میزان تأثیرگذاری پارامتر شیب چگالی الکترون‌های پلاسما روی درصد میزان حبس‌شدگی الکترون‌ها در انتهای حباب بررسی شد. تأثیر حضور شیب چگالی محیط به عنوان روشی در افزایش طول وافازی به طور عددی به اثبات رسید و مشخص شد که با لحاظ کردن انرژی اولیه و جهت حرکت اولیهٔ بهینهٔ دستهٔ الکترون‌ها در تزریق خارجی و تعیین مقدار بهینهٔ شیب چگالی پلاسما، درصد میزان حبس‌شدگی و تزریق خودبه‌خودی الکترون‌ها به طور قابل ملاحظه‌ای افزایش خواهد یافت.

واژه‌گان کلیدی: شتاب میدان عقبهٔ لیزری، رژیم حبابی بیضوی، پلاسمای ناهمگن، پارامتر شیب‌دارکننده

مقدمه

شتاب الکترون‌ها به وسیلهٔ تابش لیزری، یکی از پرکاربردترین موضوعات برای شتاب الکترون است. عموماً طرح‌های اپتیکی به دو گروه اصلی تقسیم می‌شوند، حالتی که مبتنی بر پلاسما است [۱-۲] و گروه دیگر در محیط خلأ می‌باشد. با ورود لیزر به عرصهٔ تکنولوژی و دست‌یابی بشر به لیزرهای پُرشدت، نسل جدیدی از شتاب‌دهنده‌ها به نام شتاب‌دهنده‌های لیزری پیشنهاد شدند. نوع خاصی از شتاب‌دهنده‌های لیزری، شتاب‌دهنده‌ها در محیط پلاسما می‌باشند که از پلاسما به عنوان محیطی برای شتاب الکترون‌ها استفاده می‌شود. در شتاب‌دهنده‌های پلاسمایی ابتدا باید امواج پلاسما را تولید و تقویت کرد و سپس از این امواج برای شتاب‌دهی به ذرات باردار بهره برد که می‌تواند گرادیان شتابی هزاران بار بزرگ‌تر از شتاب‌دهنده‌های کلاسیک تولید کند.

در برهم‌کنش پالس لیزری کوتاه و پر شدت با پلاسما، موج پلاسمایی برانگیخته شده، می‌تواند الکترون‌ها را به انرژی نسبیتی در مقیاس سانتی‌متر شتاب بدهد [۳]. دینامیک بستهٔ الکترون شتاب گرفته، به وسیلهٔ ویژگی‌های پالس لیزر و چگالی پلاسما تعیین می‌شود [۴]. یکی از جنبه‌های کاربردی مهم در شتاب میدان عقبهٔ لیزری، کیفیت و پایداری باریکهٔ الکترونی است که شدیداً به نحوهٔ تزریق بسته الکترونی وابسته است. بهرهٔ انرژی و کیفیت انتشار بستهٔ الکترونی شتاب گرفته (چگالی، پخش‌شدگی، بار...) به وسیلهٔ مکانیسم تزریق طولی و عرضی الکترون‌ها تنظیم می‌شوند [۵-۸]. تولید

*نویسندهٔ مسئول: e.toosi@iauneka.ac.ir

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29]

[DOI: 10.52547/jmrph.3.2.47]

یک بسته چگال از الکترون‌های نسبیتی با یک طیف تک انرژی یکی از ویژگی‌های مهم شتاب در ناحیهٔ حبابی است. کاربردهای زیادی از جمله لیزرهای الکترون آزاد x-ray تا برخوردکننده‌های الکترون-پوزیترون نیاز به باریکه‌های الکترونی با کیفیت بالا، با واگرایی و گسترهٔ انرژی خیلی کم دارند. در رژیم حبابی میدان عقبه لیزری، فشار تابشی لیزر یا بار باریکهٔ الکترونی، الکترون‌های زمینهٔ پلاسما را دور می‌کند و یک حفرهٔ پلاسمایی با بار یونی بزرگ را به جای یک موج پلاسمای تناوبی، شکل می‌دهد. الکترون‌های پلاسما به وسیلهٔ میدان دنبالهٔ حفره به طور خودبه‌خودی درون حفره گیراندازی می‌شوند و بدون برهم‌کنش مستقیم با میدان لیزر شتاب داده می‌شوند.

هم‌چنین محدودیت طول وافازی می‌تواند با کاهش دادن چگالی پلاسما بهبود پیدا کند ولی باید در نظر گرفت برای این که خودتزریقی اتفاق بیفتد، چگالی پلاسما باید به اندازهٔ کافی بزرگ باشد [۴]. به جهت افزایش طول وافازی، سرعت فاز موج پلاسمایی می‌تواند با بهینه‌سازی پروفایل چگالی پلاسما افزایش یابد [۴]. سوک[1] و همکارانش، طرحی برای حبس الکترون‌های پلاسما با به کارگیری تغییر در چگالی پلاسما پیشنهاد کردند. پروفایل شیب‌دار شدن رو به بالای چگالی پلاسما می‌تواند به صورت ساده $n(z) = n_0 + n_0\, tan\left({}^{z}/_{d}\right)$ مدل شود، در این رابطه n_0 چگالی اولیهٔ الکترون و d ثابتی قابل تنظیم است [۹]. به طور مثال در LBNL[2] ، الکترون‌های تزریقی با انرژی اولیهٔ 30MeV در یک پلاسما با چگالی شیب دار شده، می توانند تا انرژی 400MeV در دو مرحله در یک کانال پلاسمایی سهموی ۴ سانتی‌متری شتاب داده شوند [۱۰]. همچنین نشان داده شد که تغییرات چگالی آرام در محیط پلاسما به صورت $L_{grad} \ll \lambda_p$ می‌تواند باعث حبس‌شدگی الکترون‌ها شود [۱۱]. در آزمایشگاه‌ها، برای ساخت پلاسماهایی با چگالی متغیر، کافی است در برهم‌کنش لیزر پرتوان با گاز به جهت تبدیل گاز به پلاسما، در مسیر حرکت پالس، عدسی مناسبی رو به کارگرفته و در مکانی قرار دهیم تا پالس را به همان شکل تابعی که می‌خواهیم متمرکز کند به طور مثال به‌کارگیری یک ورقهٔ چگال نازک به عنوان یک عدسی غیرخطی برای لیزر، می‌تواند باعث تمرکز و عدم تمرکز (واگرایی) سریع‌تر لیزر بشود.

یکی از مهم‌ترین فرآیندها در شتاب لیزری، تزریق می‌باشد که به دو روش تزریق با عامل خارجی و تزریق خودبه‌خودی تقسیم می‌شود. تزریق با عامل خارجی را می‌توان به دو نوع عمدهٔ تزریق الکترون‌های خارجی و تزریق الکترون‌ها از محیط پلاسما (داخلی) تقسیم کرد. در روش تزریق داخلی، الکترون‌های پلاسما می‌توانند به داخل میدان دنباله رانده شوند که به عنوان نمونه ممکن است به وسیلهٔ استفاده از یک عامل خارجی مثل پرتو کمکی لیزر باشد [۱۲،۱۳-۱۵]. در روش تزریق خارجی، بستهٔ الکترونی به وسیلهٔ یک منبع مستقل در خارج از محیط پلاسما تولید می‌شود و می‌تواند در جلو یا پشت پالس لیزری تزریق شود.

[1] Suk
[2] Lawrence Berkeley National Laboratory (LBNL)

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29]
[DOI: 10.52547/jmrph.3.2.47]

روش تزریق در پشت پالس، اولین بار به وسیله گوردن[3] و همکارانش مطرح شد [۱۶]. از محدودیت‌های این روش می‌توان به سخت بودن تزریق الکترون‌ها به داخل ناحیهٔ شتاب اشاره کرد. اما در روش تزریق در جلوی پالس که به وسیلهٔ خاچاتریان[4] در سال ۲۰۰۱ میلادی پیشنهاد شد [۱۷-۱۸]، ابتدا الکترون‌ها با انرژی خیلی کم به داخل پلاسما تزریق می‌شوند، در ادامهٔ پالس لیزری و میدان دنباله از بسته الکترونی پیش افتاده و الکترون‌های تزریق شده در اولین ناحیهٔ شتاب میدان دنباله‌گیر افتاده و شتاب می‌گیرند.

طرح های خودتزریقی در طراحی شتاب‌دهنده‌ها به دلیل عدم نیاز به تزریق کنندهٔ خارجی بیش‌تر ترجیح داده می‌شوند [۴]. مکانیسم خودتزریقی در رژیم حبابی شتاب میدان عقبهٔ لیزری امکانی برای تولید باریکهٔ الکترونی انرژی بالا پیشنهاد می‌دهد و به طور تئوری و آزمایشگاهی در سال‌های اخیر بررسی شده است [۱۹-۲۳]. اگر چه اجرای طرح‌های خودتزریقی ساده‌تر است ولی به علت بار کم‌تر و کیفیت پایین‌تر بسته الکترونی تولید شده، روش تزریق بیرونی نیز مورد توجه قرار گرفته است. ما نیز در این مقاله به بررسی روش تزریق بیرونی در یک پلاسمای ناهمگن خواهیم پرداخت.

شرایط برهمکنش لیزر-پلاسما

در این مقاله گیراندازی و شتاب الکترون‌ها را در طول برهم‌کنش آن‌ها با حفرهٔ بیضوی متغیر در دو حالت پلاسمای همگن و ناهمگن بررسی می‌کنیم. جهت انتشار پالس لیزر در محیط پلاسما را در راستای محور z در نظر می‌گیریم، در نتیجه حفره هم در دنبالهٔ پالس با سرعت نسبیتی $\nu_0 = (1-(\frac{\omega_p}{\omega})^2)^{1/2}$ در جهت مثبت z در پلاسما حرکت می کند. از پالس لیزر با شدت $\mathrm{I} = 10^{19}\frac{\mathrm{w}}{\mathrm{cm}^2}$ و قطر لکه $w_0 = 0/6\mu m$ و مدت زمان $\tau_l = 11fs$ استفاده کرده ایم. نسبت بسامد لیزر به بسامد پلاسما را در ابتدا $\gamma_p = \frac{\omega}{\omega_p} = 10$ اختیار کردیم که آن را به صورت $\omega_p(\zeta) = \omega_{p0}(1+\delta\zeta)$ به کمک پارامتر شیب چگالی δ متغیر گرفته ایم. در ادامه مقدار بهینه پارامتر شیب δ را به جهت افزایش گیراندازی و بهره انرژی بستهٔ الکترونی بدست آورده‌ایم.

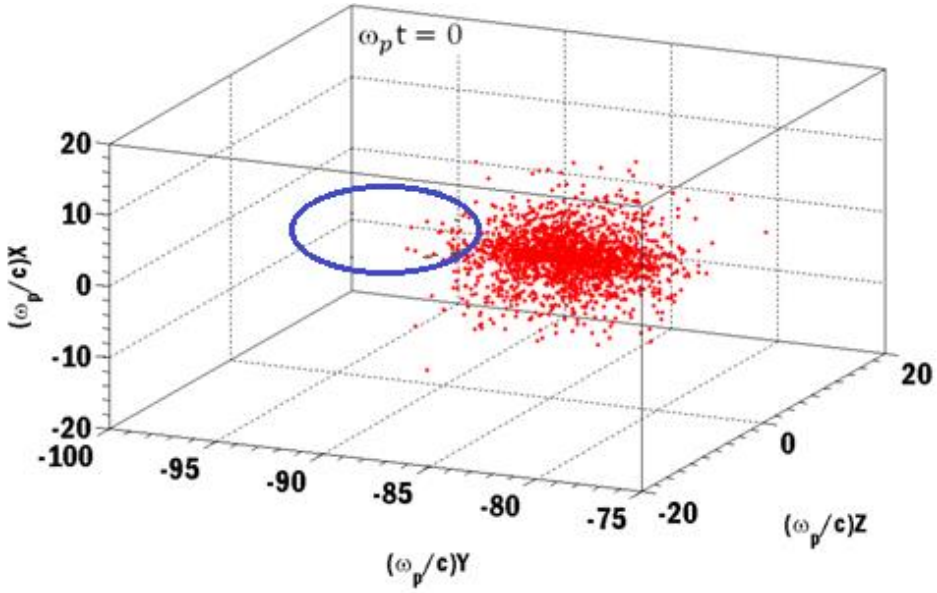
برای تحلیل عددی فرآیند شتاب، یک بسته الکترونی با تعداد ۲۰۰۰ الکترون و توزیع گوسی یکنواخت که در مکان اولیه $\zeta = Z_R + 0/5l_p$ در جلوی پالس لیزری که مرکز آن در $\zeta_{0l} = 0$ قرار دارد در نظر می گیریم که در آن Z_R طول رایلی و l_p طول پالس لیزر است. انرژی اولیه بسته الکترونی مقدار $\mathrm{E_i} = 0/5\mathrm{MeV} = 500\mathrm{KeV}$ و درجهت مخالف انتشار پالس لیزر با واگرایی $\varepsilon = 1\ \mathrm{mm\ m}rad$ و پهن شدگی انرژی ۰/۵٪ از شرایط بهینه مقاله قبلی ما گرفته شده است [۲۵]. شکل (۱) نمای سه بعدی توزیع الکترون های یک بسته الکترونی که دارای پارامترهای مشخصه زیر است را در مقابل حفره بیضوی نشان می دهد.

$$\delta r = 20\,\mu m \quad , \quad \delta z = 1\,\mu m \quad , \quad \lambda_p = 20\,\mu m$$
$$\varepsilon = 1\,mm\,mrad \quad , \quad \gamma_0 = 1/01 \quad , \quad \delta E/E_0 = 0/005$$

[3]Gordon
[4]Khachatryan

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29]
[DOI: 10.52547/jmrph.3.2.47]

δr و δz به ترتیب پهنای عرضی و طولی بسته الکترونی، λ_p طول موج پلاسما، ε پارامتر واگرایی، γ_0 انرژی اولیه و $\delta E/E_0$ پهن شدگی انرژی بسته الکترونی می باشد.



شکل (۱) نمایی از قرارگیری بسته الکترونی در جلوی حفره پلاسمای بیضوی در ابتدای تزریق با مشخصات ذکر شده در متن.

هنگامی که حفرهٔ بیضوی با الکترون‌ها برخورد می‌کند آن‌ها را تحت تأثیر نیروهای پراکنده کننده پالس لیزر و همگرا کننده حفره قرار می‌دهد، به ترتیبی که نهایتاً برخی از آن‌ها درانتهای حفره‌گیر اندازی شده و درون حفره به سمت جلو شتاب می‌گیرند.

برای این‌که تحول حفرهٔ بیضوی را وارد شبیه‌سازی کنیم، تغییرات ابعاد و مکان حفرهٔ بیضوی را بر حسب تغییرات پارامترهای پالس لیزر و محیط پلاسما، به صورت توابع حاصل جمعی به صورت زیر در نظر می‌گیریم [۲۴].

$$R_z\left(a(z), l_p, \frac{\omega}{\omega_p(\zeta)}\right) = -1/1834 + 0/6508a(z) + 0/465l_p + 0/688\left(\frac{\omega}{\omega_p(\zeta)}\right)^{-3/19}$$
$$for\ a(z) \le 10, l_p \le 2)$$
$$R_r\left(a(z), l_p, w(z), \frac{\omega}{\omega_p(\zeta)}\right) = -32/44 - 0/021a^2(z) + 0/8622a(z) - 0/9041w^2(z) +$$
$$10/08w(z) \quad + 3/547\left(\frac{\omega}{\omega_p(\zeta)}\right)^{-2/319} + 21/85l_p^{-1/743} \quad (for l_p > 1/5) \qquad (۱)$$

توابع بالا را درشبیه‌سازی برهمکنش و برای لحاظ کردن تغییرات ابعاد حفرهٔ بیضوی وارد حل عددی کرده‌ایم. کمیت‌های پالس لیزر را در لحظهٔ شروع به صورت زیر در نظر می‌گیریم،

$$a_0 = 10 \ , \ w_0 = 3/6 \ , \ l_p = 2 \, , \ z_{0l} = 0 \ , \ z_{0g} = 0 \ , \ k = 10 \qquad (۲)$$

هنگامی که پالس لیزر از موقعیت ابتدایی خود در لحظه $t = 0$ با سرعت گروه در محیط پلاسما پیش می رود واگرا می‌گردد و شعاع لکهٔ لیزر و دامنهٔ آن تغییر می‌کند. تغییرات پالس لیزر در طول انتشارش در پلاسما موجب می‌شود که

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29]
[DOI: 10.52547/jmrph.3.2.47]

ابعاد حفرهٔ بیضوی تشکیل شده در پشت پالس نیز تغییر کند. به همین دلیل تحول پالس را هم مطابق روابط زیر در محاسبات عددی در نظر می‌گیریم [۲۵].

$$a(z) = a_0 \frac{w_0}{w(z)}, \quad w(z) = w_0\sqrt{1+\frac{4\Delta z^2}{k^2 w_0^4}} \qquad (۳)$$

نیروی پیشران پالس که در واقع نیروی متوسطی است که بوسیله پالس لیزری به یک ذره باردار اعمال شده و باعث پراکنده شدن بخش عمده ای از الکترون های محیط پلاسما از اطراف مرز حفره می گردد، با فرض اینکه پالس لیزری در جهت z در پلاسما منتشر شده و دامنه پتانسیل برداری پالس لیزری را بصورت گوسی در مُد TEM(0,0) به صورت زیر در نظر بگیریم، قابل محاسبه می باشد:

$$\mathrm{A_0(x,y,z,t) = a_0 \frac{W_0}{W(z)} \exp\left[-\frac{r^2}{W^2(z)}\right] \exp\left(-\frac{4(\xi-\xi_0)^2}{l_p^2}\right)} \qquad (۴)$$

که در رابطه بالا، کمیت ها بصورت زیر تعریف می شوند،

$$\mathrm{W(z) = W_0\sqrt{1+\frac{4(z-z_{0g})^2}{k^2 W_0^4}}, \quad r^2 = x^2+y^2, \quad \xi = z-v_0 t \quad , \quad \xi_0 = z_{0l} \quad , \quad z_{0l} = z_{0g}}$$

v_0 سرعت انتشار حفره، ξ مختصه سوار بر حفره بیضوی و z_{0g} محل تمرکز پالس گوسی است که برای سادگی آن را با مرکز پالس لیزر z_{0l} در زمان $t = 0$ یکسان گرفته ایم. پتانسیل پیشران پالس لیزر بصورت رابطه زیر حاصل می شود،

$$\mathrm{V_{pond} = \left[\sqrt{1+\frac{|\vec{A}(x,y,z,t)|^2}{2}} - \right] m_e c^2} \qquad (۵)$$

می‌توان نیروی پیشران نسبیتی ناشی از پالس لیزری را از رابطه زیر محاسبه کرد،

$$\mathrm{\vec{F}_{pond} = -\vec{\nabla} V_{pond}(x,y,z,t)} \qquad (۶)$$

در نتیجه با جای‌گذاری رابطهٔ (۴) در رابطهٔ (۵) و به‌کارگیری رابطهٔ (۶)، مؤلفه‌های نیروی پیشران پالس لیزر در جهت x, y, z به صورت زیر معرفی می‌شود [۲۴] :

$$\vec{F}_{pond}^{x} = \frac{m_e c^2 |A|^2}{W^2(z)\sqrt{1+\frac{|A|^2}{2}}} \qquad (۷)$$

$$\vec{F}_{pond}^{y} = \frac{m_e c^2 |A|^2}{W^2(z)\sqrt{1+\frac{|A|^2}{2}}} y \qquad (۸)$$

$$\vec{F}_{pond}^{z} = \frac{2m_e c^2 |A|^2}{\sqrt{1+\frac{|A|^2}{2}}}\left[\frac{(z-z_{0g})}{k^2 W_0^2 W^2(z)}\left(1-\frac{2(x^2+y^2)}{W^2(z)}\right)+\frac{2(\zeta-\zeta_0)}{l_p^2}\right] \qquad (۹)$$

مؤلفه‌های بدون بعد طولی و عرضی نیروهای الکترومغناطیس حباب هم در کنار نیروهای پیشران پالس بر روی بسته الکترون‌ها تأثیر خواهند داشت که به صورت زیر معرفی می‌شوند [۱۲]:

$$F_{bub}{}^{r} = -\frac{\beta_0^2 r}{2(1+\beta_0)}, \quad F_{bub}{}^{z} = -\frac{\beta_0 \zeta}{1+\beta_0} \qquad (۱۰)$$

در ادامه به روش اویلر اصلاح شده، معادلات نسبیتی حاکم بر حرکت بستهٔ الکترون‌ها را به کمک معادلات لورنتس بدون بعد شدهٔ زیر به طور عددی بررسی می‌کنیم.

$$\frac{dp_x}{dt} = -E_x - \frac{1}{\gamma}\left(p_y B_z - p_z B_y\right) \qquad (۱۱)$$

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29]

[DOI: 10.52547/jmrph.3.2.47]

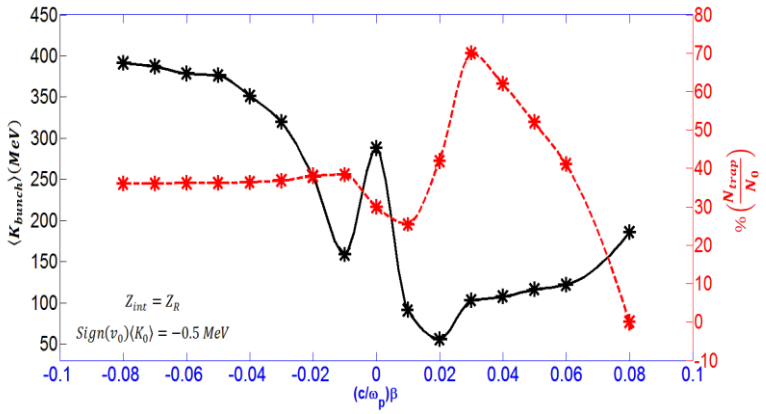
$$\frac{dp_y}{dt} = -E_y + \frac{1}{\gamma}(p_x B_z - p_z B_x) \quad (۱۲)$$

$$\frac{dp_z}{dt} = -E_z - \frac{1}{\gamma}(p_x B_y - p_y B_x) \quad (۱۳)$$

که در آن $\gamma = \sqrt{1 + {p_x}^2 + {p_y}^2 + {p_z}^2}$ می‌باشد.

نتایج شبیه‌سازی

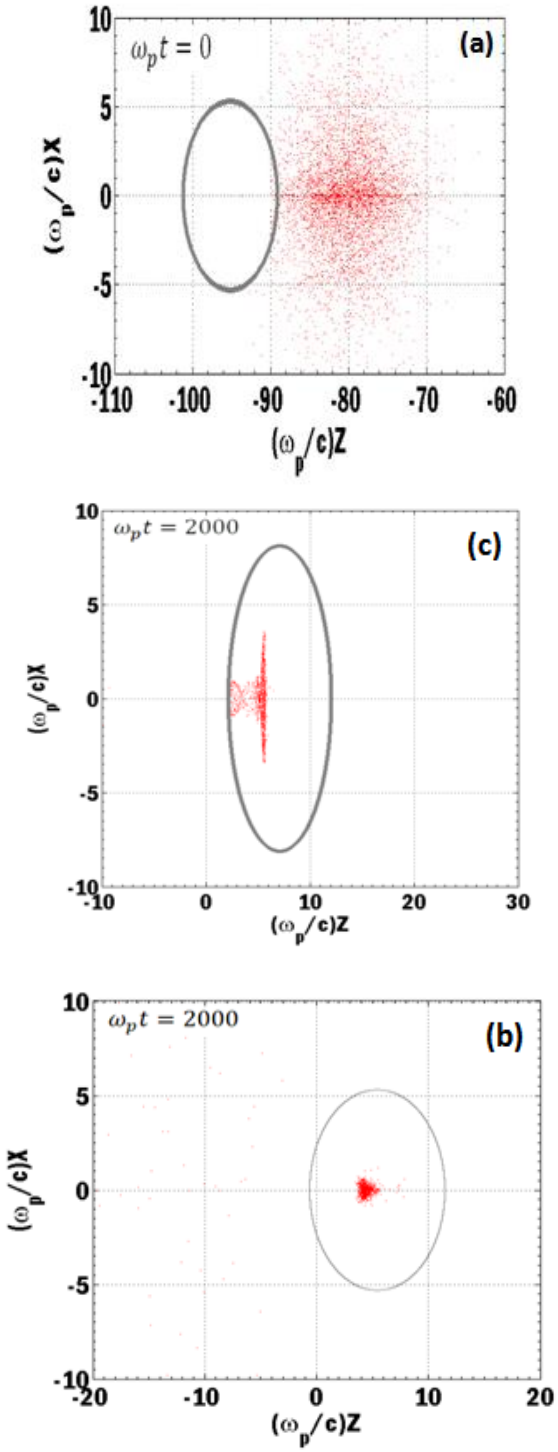
همان‌طور که در مقدمه ذکر شد، برای افزایش طول ناحیه برهم کنش لیزر- پلاسما (تأخیر در رسیدن به مرحلهٔ وافازی)، یکی از روش‌های معمول، تغییر در چگالی پلاسما می‌باشد که آن را با ایجاد شیب خطی در فرکانس پلاسما به صورت $\omega_p(\zeta) = \omega_{p0}(1 + \delta\zeta)$ که در آن (δ) پارامتر شیب، ζ مسافت برهم کنش بدون بعد و ω_{p0} فرکانس پلاسمای اولیهٔ محیط می‌باشد، وارد کرده‌ایم. برای پیدا کردن مقادیر بهینهٔ پارامتر شیب چگالی پلاسما، در شکل (۲) میانگین انرژی الکترون‌های شتاب گرفته و نرخ حبس‌شدگی آن‌ها را به صورت هم‌زمان برای مقادیر مختلف پارامتر شیب $(-0/1 < c\delta/\omega_{p0} < 0/1)$ برای شرایط بهینه تزریق درجهت مخالف با انرژی اولیه $\langle K_0 \rangle = 0/5\ MeV$ [۲۵]، رسم شده است. مطابق شکل پارامتر شیب در ناحیهٔ منفی $(\frac{c\delta}{\omega_{p0}} < -0/05)$، بهرهٔ انرژی را از 280MeV به حدود 380MeV رشد می‌دهد و همین‌طور نرخ گیراندازی الکترون‌ها را از ۳۰٪ به حدود ۴۰٪ افزایش می‌دهد. نتیجهٔ جالب در این شکل وجود نسبت حبس بزرگ 70%< در پارامتر شیب مثبت $(\frac{c\delta}{\omega_{p0}} = 0/03)$ است که با بهرهٔ انرژی خیلی کوچک همراه شده است.



شکل (۲)، انرژی متوسط بسته الکترونی و درصد گیراندازی بسته الکترونی به ازای مقادیر مختلف پارامتر شیب چگالی (δ).

شکل (۳) برهمکنش حباب بیضوی با بسته الکترونی را در دو زمان مختلف برای پلاسمای همگن $\delta = 0$ (3b) و ناهمگن $\frac{c\delta}{\omega_{p0}} = -0/05$ (3c) نشان می دهد. حبس شدگی، متمرکز شدن و شتاب الکترون ها در انتهای حباب در این شکل‌ها کاملاً دیده می شود. همانطور که از شکل‌ها پیداست با گذشت زمان و عبور پالس از درون پلاسمای ناهمگن، حباب در راستای طولی و عرضی تغییر شکل می دهد. به طوری که در انتهای زمان برهم‌کنش شعاع عرضی حباب $\frac{\omega_p}{c}R_r$ که در ابتدا ۵ بوده است به مقدار بیشینهٔ خود ۸/۲ می رسد. در حالی که شعاع طولی حباب $\frac{\omega_p}{c}R_z$ که در ابتدا برابر ۱۲/۷ بوده ،در زمان $\omega_p t = 2000$ در نهایت به مقدار ۱۰ کاهش می‌یابد.

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29]
[DOI: 10.52547/jmrph.3.2.47]

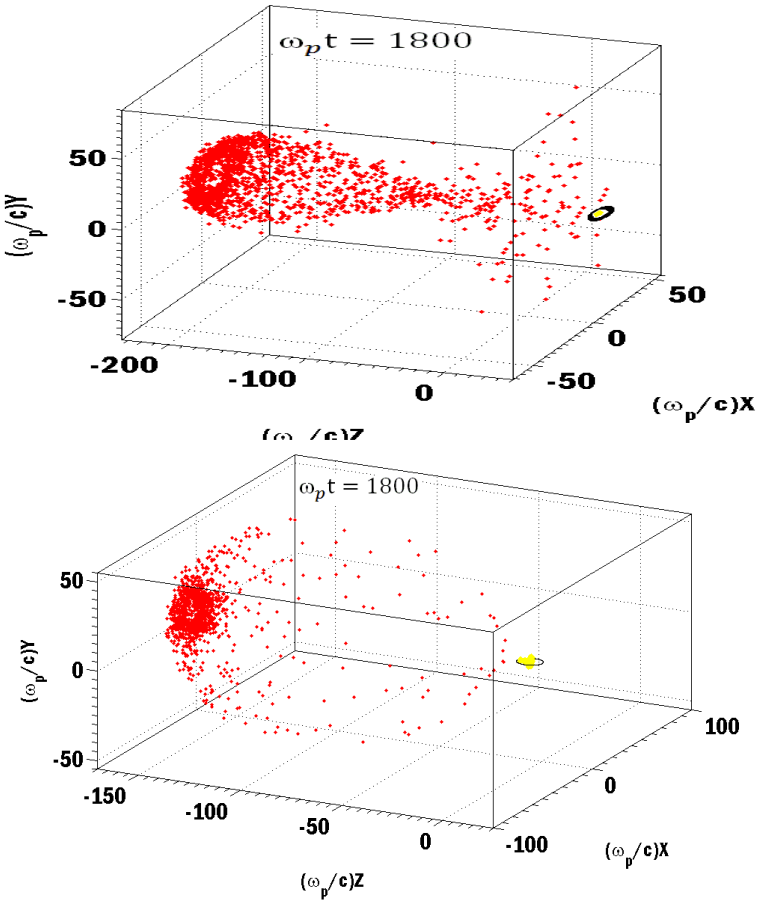


شکل (۳) نمودار مکان بسته الکترونی با مقدار انرژی اولیه (250KeV)وحفره پلاسمایی برحسب مسافت بدون بعد $\frac{\omega_p}{c}z$ در دو زمان (a) قبل از شروع برهم کنش $\omega_p t = 0$ و پایان زمان برهم کنش $\omega_p t = 2000$ برای (b) پلاسما با چگالی همگن $\delta = 0$ و (c) پلاسمای ناهمگن $\frac{c\delta}{\omega_{p0}} = -0/08$.

همان‌طور که از شکل‌های ۳(a,b,c) پیداست، الکترون‌هایی که دارای بهترین انرژی اولیهٔ تزریق K_{0e}=500 KeV در جهت مخالف پالس لیزر می‌باشند، توانایی حبس در انتهای حباب، متمرکز شدن و در نهایت کسب انرژی تا رسیدن به

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29]
[DOI: 10.52547/jmrph.3.2.47]

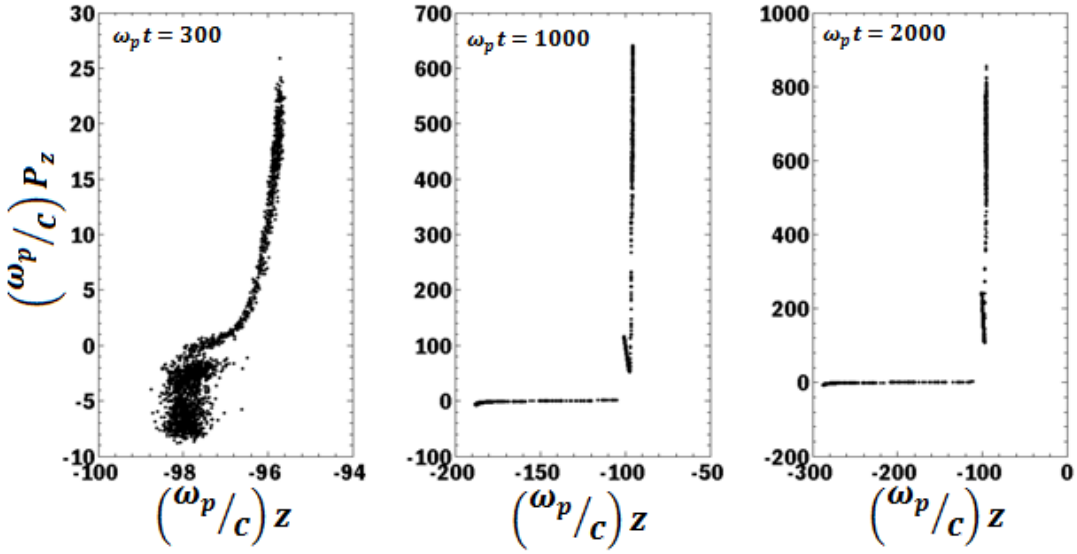
مرحلهٔ وافازی را دارند. اما با مقایسه دو نمودار ۳(b,c) کاملاً مشهود است که غیرهمگن‌سازی پلاسما توانسته درصد حبس الکترون‌ها در انتهای حباب را افزایش داده و توانسته آن‌ها را به انرژی‌های نهایی خیلی بالاتر از 380 MeV که در شکل (۲) پیشتر نشان داده شده است، برساند. این افزایش انرژی در طول وافازی ۰/۳ میلی‌متر اتفاق می‌افتد.



شکل (۴)، نمودار سه بعدی مکان الکترون ها در زمان نهایی برهم کنش برای دو حالت پلاسمای همگن $= c\delta/\omega_{p0}$ 0 (بالایی) و پلاسمای ناهمگن با پارامتر شیب $c\delta/\omega_{p0} = -0/08$ (پایینی). نقاط قرمز الکترون های پراکنده شده و نقاط زرد الکترون های به دام افتاده در حفره را نشان می دهند.

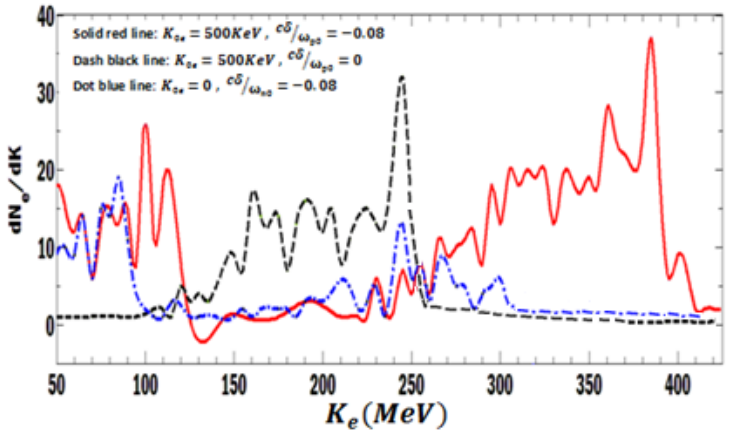
مطابق شکل (۴) که نمایی سه‌بعدی از مکان گیراندازی و شتاب الکترون‌ها را در زمان $t=1800$ نشان می‌دهد، بخش عمدهٔ الکترون‌های بسته در اثر نیروی پیشران پالس به اطراف پراکنده شده و بخشی هم به انتهای حفره رسیده و گیراندازی شده‌اند. البته تعدادی دیگر از الکترون‌ها هم در جلوی پالس لیزر در اثر نیروی پیشران پالس به صورت مستقیم شتاب گرفته‌اند که این الکترون‌ها در زمان‌های بعدی پراکنده شده و واگرا می‌شوند. با گذشت زمان، بانچ الکترونی کامل شده و به انرژی متوسط حدود $400MeV$ خواهد رسید. از دو شکل بالا (پلاسمای همگن) و پایین (پلاسمای ناهمگن) دیده می‌شود که غیرهمگن‌سازی چگالی پلاسما باعث شده که الکترون‌های بیش‌تری به دام بیافتند (تراکم الکترون‌های زرد در انتهای حباب در شکل پایین بیش‌تر است) و هم‌چنین مدت زمان برهم‌کنش آن‌ها با میدان‌های موجود در داخل حباب بیضوی متغیر افزایش یافته و بهرهٔ انرژی الکترون‌ها را افزایش داده است.

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29]
[DOI: 10.52547/jmrph.3.2.47]



شکل(۵) نمودار فضای فاز بسته الکترونی با سرعت اولیه $\langle K_0 \rangle$ =0/5 MeV در پلاسمای ناهمگن با $c\delta/\omega_{p0} = -0/08$ در سه زمان مختلف.

شکل (۵) نمودار فضای فاز بسته الکترونی در پلاسمای ناهمگن در سه زمان برهمکنش را نشان می دهد. در شکل (۶) نیز توزیع انرژی بسته الکترونی برای حالت‌های پلاسمای همگن و ناهمگن رسم شده است. این نمودار به کمک نمودارهای فضای فاز بستهٔ الکترونی مقایسهٔ خوبی بین حالت‌هایی است که در ابتدا انرژی جنبشی اولیهٔ 500KeV بوده و پلاسما همگن $(c\delta/\omega_{p0} = 0)$ و ناهمگن با بهترین پارامتر شیب چگالی $(c\delta/\omega_{p0} = -0/08)$ را نشان می‌دهد. همچنین منحنی خط- نقطه آبی در شکل (۶) برای مقایسهٔ روند شتاب الکترون‌های زمینهٔ (خود تزریقی) در یک پلاسمای ناهمگن با $c\delta/\omega_{p0} = -0/08$ آورده شده است. استفاده از تزریق خارجی درجهت مخالف نه تنها تعداد و انرژی الکترون‌های شتاب گرفته را افزایش داده بلکه کیفیت آن را نیز بهبود داده است. باید توجه کرد که نتایج فرایند خودتزریقی در یک پلاسمای همگن بسیار ضعیف‌تر است که از ذکر نتایج آن خودداری کرده‌ایم.



شکل(۶) نمودار توزیع انرژی نهایی الکترون‌ها در دو حالت $c\delta/\omega_{p0} = 0, -0/08$ ، برای بستهٔ الکترونی و الکترون‌های زمینهٔ پلاسما.

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29]
[DOI: 10.52547/jmrph.3.2.47]

نتیجه‌گیری

در این مقاله به دام‌اندازی و شتاب الکترون‌ها در رژیم به شدت غیرخطی میدان عقبهٔ لیزری (رژیم حبابی) بررسی شده است. با شبیه‌سازی عددی به روش اویلر اصلاح شده، میزان اثر به‌کارگیری توزیع چگالی پلاسما با پروفایل سهموی $n_e(z) = n_{e0}(1+\delta z)^2$ که معادل فرکانس پلاسمای با شیب خطی $\omega_p(z) = \omega_{p0}(1+\delta z)$ است، بررسی شد. یکی از عیوب این طرح شتاب محدودیت تعداد الکترون‌های به دام افتاده در فرایند تزریق خودبخودی می‌باشد. در این مقاله بهینه‌سازی تزریق خارجی در پلاسمای ناهمگن را به جهت افزایش تعداد الکترون‌های به دام افتاده و افزایش طول وافازی مورد بررسی قرار دادیم. با در نظر گرفتن شرایط اولیهٔ بهینه برای دستهٔ الکترون‌ها و پالس لیزر، مشاهده کردیم با در نظر گرفتن پلاسمای ناهمگن با شیب منفی در مقایسه با پلاسمای همگن، نرخ حبس‌شدگی الکترون‌ها از مقدار ۳۰ درصد به ۴۰ درصد و انرژی آن‌ها از 280MeV به 380MeV افزایش یافته است. هم‌چنین درمقایسه با فرآیند خودتزریقی الکترون‌های زمینه، تعداد الکترون‌ها و انرژی آن‌ها دو برابر شده است. در شرایط بهینهٔ مورد استفاده، بستهٔ الکترونی درجهت مخالف پالس لیزری وارد ناحیه برهم‌کنش شده و بخشی از الکترون‌های آن در انتهای حفره به دام می‌افتند.

منابع

1. E. Esarey, *et al*, *Rev. Mod. Phys*., 81, 1229 (2009).
2. I. Kostyukov, *et al*, Phys. Plasmas., 11, 5256 (2004).
3. M. Kaur and D. N. Gupta, " Simulation of laser-driven plasma beat-wave propagation in collisional weakly relativistic plasmas." Europhysics Letters 116, 35001(2016).
4. M. Kaur and D. N. Gupta, " Electron energy optimization by plasma density ramp in LWFA in bubble regime." Laser and Particle Beams (2018).
5. J. M. Dawson, " Nonlinear electron oscillations in a cold plasma." The Physical Review 113, 383-387(1959).
6. J. Faure, Y. Glinec, A. Pukhov, S. Kiselev, S. Gordienko, E. Lefebvre, JP. Rousseau and V. Malka A, "laser-plasma accelerator producing monoenergetic electron beams." Nature 431, 541–544(2004).
7. CGR. Geddes, CS. Toth, J. van Tilborg, E. Esarey, CB. Schroeder, D. Bruhwiler, C. Nieter, J. Cary and WP. Leemans," High-quality electron beams from a laser wakefield accelerator using plasma-channel guiding." Nature 431, 538–541(2004).

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29]

[DOI: 10.52547/jmrph.3.2.47]

8. FS. Tsung, R. Narang, WB. Mori, C. Joshi, RA. Fonseca and LO. Silva ," Near-GeV-energy Laser wake-field acceleration of self-injected electrons in a centimeter-scale plasma annel." Physical Review Letters 93, 185002(2004).
9. D. N. Gupta, *et al*. J. Opt. Soc. Am. B. 24, 5(2007).
10. J. U. Kim, N. Hafz and H. Suk, "Electron trapping and acceleration across a parabolic plasma density profile." Physical Review E 69, 026409(2004).
11. S. V. Bulanov, et al. J. Plasma Phys. 82, 905820308(2016).
12. A. Pukhov, j. meyer-ter-vehn. Appl. Phys. B 74, 355–361(2002).
13. S. P. D. Mangles, *et al*. Nature. 431, 535(2004).
14. C. G. R. Geddes, *et al*. Nature. 431,538(2004).
15. J. Faure, *et al*. Nature. 431,541(2004).
16. D. F. Gordon, *et al*. Phys. Rev. E. 71,026404(2005).
17. A. G. Khachatryan, JETP. Lett.74, 371(2001).
18. A. G. Khachatryan, Phys. Rev. E. 65, 046504(2002).
19. I. Kostyukov, E. Nerush, A. Pukhov and DV. Seredov," Electron selfinjection in multidimensional relativistic-plasma wake fields." Physical Review Letters 103, 175003(2009).
20. C. Benedetti, CB. Schroeder, E. Esarey, F. Rossi and WP. Leemans," Numerical investigation of electron self-injection in the nonlinear bubble regime." Physics of Plasmas 20, 103108(2013).
21. S. Lee, TH. Lee, DN. Gupta, HS. Uhm and H. Suk," Enhanced betatron oscillations in laser Wake-field acceleration by off-axis laser alignment to a capillary plasma waveguide. Plasma Physics and Controlled Fusion 57,075002(2015).
22. NAM. Hafz, SK. Lee, TM. Jeong and J. Lee," Evolution of self-injected quasi-onoenergetic electron beams in a plasma bubble." Nuclear Instruments & Methods in Physics Research. Section A, Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment 637, S51–S53 (2011).
23. S. Banerjee, SY. Kalmykov, ND. Powers , G. Golovin, V. Ramanathan, NJ. Cunningham, KJ. Brown, S. Chen, I. Ghebregziabher, BA. Shadwick, DP. Umstadter, BM. Cowan, DL.

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29]

[DOI: 10.52547/jmrph.3.2.47]

Bruhwiler, A. Beck and E. Lefebvre," Stable, tunable, quasi-monoenergetic electron beams produced in a laser wakefield near the threshold for self-injection." Physical Review ST Accelerators and Beams 16, 031302 (2013).

24. E. S. Toosi, S. Mirzanejhad and D. Dorronian," Bubble structure in laser wake-field acceleration ". Laser and Particle Beams 34, 193–201(2016).

25. E. S. Toosi, S. Mirzanejhad and D. Dorronian," Effect of the bubble deformation in the3D nonlinear laser Wake-field acceleration", Chinese Journal of Physics (2019).

[Downloaded from jmrph.khu.ac.ir on 2024-11-29]

[DOI: 10.52547/jmrph.3.2.47]