

تأثیر میدان مغناطیسی تولید شده در برهم‌کنش پالس لیزری پرشدت با پلاسمای کم‌چگال بر شتاب بسته الکترونی در رژیم حبابی

مهدی عصری*

گروه فیزیک، دانشکده علوم پایه، دانشگاه گنبدکاووس، گنبدکاووس، ایران

دریافت: 1395/04/15 ویرایش نهایی: 1396/06/28 پذیرش: 1396/08/01

چکیده

در این مقاله تأثیر میدان مغناطیسی حاصل از برهم‌کنش لیزر پرشدت فمتو ثانیه‌ای با پلاسمای کم‌چگال در رژیم حبابی روی شتاب بسته الکترونی با توزیع یکنواخت گاوسی در سرعت و مکان مورد بررسی قرار گرفته است. دیده شد که میدان مغناطیسی می‌تواند انرژی نهایی بسته الکترونی را از حدود 1 GeV به حدود $1/2\text{ GeV}$ افزایش دهد و پهن‌شدگی انرژی نهایی را کاهش دهد. همچنین واگرایی نهایی بسته الکترونی نیز در حدود یک مرتبه بزرگی کاهش یافته و برابر با $\varepsilon = 0,38 \times 10^{-3}\text{ mm mrad}$ شده است. علاوه بر این، ما مشاهده کردیم میدان مغناطیسی باعث افزایش ده درصدی تعداد الکترون‌های شتاب گرفته می‌شود.

کلیدواژگان: برهم‌کنش لیزر پلاسما، شتاب بسته الکترونی، رژیم حبابی، میدان مغناطیسی

مقدمه

ذرات باردار دارند [10-12]. آزمایش‌های تجربی و شبیه‌سازی‌ها نشان داده‌اند که اندازه این میدان‌های شبه‌ایستای مغناطیسی تا چند صد مگا گاوس نیز می‌رسد. فرآیند فیزیکی این میدان‌ها اولین بار توسط سودان مورد بررسی قرار گرفت [13]. لیو و تریپاتی نیز نشان دادند که میدان مغناطیسی تولید شده در برهم‌کنش پرتو لیزر با پلاسما متناسب با گرادیان چگالی پلاسما است [14]. در سال 1998، هورویتز و همکاران یک میدان مغناطیسی از مرتبه 10 کیلوگاوس تولید کردند [15]. هاینس و همکاران نیز در سال 2001 توانستند میدان مغناطیسی از مرتبه مگا گاوس (با استفاده از پالس لیزری قطبیده دایروی با شدتی بزرگتر از 10^{22} W/cm^2) تولید کنند [16]. اخیراً نیز میدان مغناطیسی از مرتبه 10 مگا گاوس با استفاده از یک لیزر

در برهم‌کنش پالس لیزری پرشدت و پلاسما پدیده‌های غیرخطی مختلفی اتفاق می‌افتد. عبور پالس لیزری از محیط پلاسما باعث ایجاد نوسانات ذرات باردار در پشت پالس می‌شود. این نوسانات سبب جدایی ذرات باردار، شده و در اثر این جدایی بار میدان‌های الکتروستاتیک پرشدتی حاصل می‌شود که به آنها میدان عقبه لیزری¹ گویند. اهمیت و کاربرد میدان‌های عقبه در شتاب ذرات توسط محققین بسیاری مورد بررسی قرار گرفته است [1-5]. میدان‌های مغناطیسی طولی و سمتی بسیار بزرگی، طی فرآیند ایجاد میدان‌های عقبه تولید می‌شود [6-9]. این میدان‌های مغناطیسی نقش مهمی در همجوشی و شتاب

* نویسنده مسئول: Mehdi.asri@gonbad.ac.ir

1- Laser wake field

باز نشر این مقاله با ذکر منبع آزاد است.

درون حفره تزیق می‌شوند. مطالعاتی روی گیرافتادن الکترون‌های پلاسما و تولید بسته‌های الکترونی با انرژی از مرتبه GeV به‌طور تحلیلی و آزمایشگاهی گزارش شده است [25-27]. لازم به‌ذکر است منظور از میدان مغناطیسی در این مقاله میدان مغناطیسی حاصل از برهم‌کنش لیزر و پلاسما است. این مقاله به‌صورت زیر تنظیم شده است. میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی تولید شده درون حفره بیضوی در بخش دوم به‌دست آمده است. معادلات حاکم بر دینامیک الکترون‌ها در این میدان‌ها و تأثیر میدان مغناطیسی سمتی روی کیفیت بسته الکترونی در بخش سوم مورد مطالعه قرار گرفته است. در بخش آخر نیز خلاصه و نتیجه‌گیری بیان شده است.

میدان‌های الکترومغناطیسی درون حفره

بیضوی

ابتدا بهتر است تحلیل مختصری از مدل حفره بیضوی داشته باشیم. یک حفره پر از یون و خالی از الکترون در نظر می‌گیریم که با سرعت نسبی در محیط پلاسما حرکت می‌کند. یون‌های درون حفره بی‌حرکت هستند در حالی که حفره با سرعت نسبی بی‌بعد $\beta_0 = v_0/c \approx 1$ در راستای محور x حرکت می‌کند. با فرض اینکه شعاع حفره کوچکتر از طول پاسخ یون‌ها (تقریباً برابر c/ω_{pi}) باشد، از دینامیک یون صرف نظر می‌شود. $\omega_{pi} = 4\pi e^2 n_0 / M$ فرکانس یونی پلاسما و M جرم یون است.

برای محاسبه میدان‌های درون حفره بیضوی همانند مرجع 19، ما نیز معادلات ماکسول را برحسب پتانسیل‌های اسکالر و برداری می‌نویسیم

نانو ثانیه‌ای با انرژی از مرتبه کیلوژول توسط فوجیوکا و همکاران تولید شد [17]. در سال 2002، پخوف و میر با انجام شبیه‌سازی‌های سه بعدی نشان دادند در طول برهم‌کنش پالس لیزری بسیار کوتاه و پر شدت با پلاسما رقیق، الکترون‌های محیط پلاسما بوسیله نیروی محرکه¹ پالس به‌طور شعاعی بیرون رانده می‌شوند و ناحیهٔ حبابی² (همانند یک حفره خالی از الکترون) با میدان‌های بار فضای پرشدت در پشت پالس به‌وجود می‌آید که می‌تواند الکترون‌ها را تا انرژی‌های نسبی شتاب دهد [18].

لازم به‌ذکر است یک پالس لیزری با فرکانس ω_0 در صورتی می‌تواند وارد محیط پلاسما با فرکانس ω_p شود که $\omega_0 > \omega_p$ باشد. از برابر قرار دادن فرکانس لیزر و پلاسما می‌توان چگالی بحرانی $n_c = m_e \omega_0^2 / 4\pi e^2 > \gamma$ که مرز ورود یا عدم ورود پالس به داخل پلاسما می‌باشد، را به‌دست آورد. اگر چگالی پلاسما کمتر از n_c باشد، به‌عبارت دیگر $\omega_0 > \omega_p$ باشد، پلاسما را کم‌چگال گویند. در صورتی که چگالی پلاسما بزرگتر از n_c باشد یا معادل آن $\omega_0 < \omega_p$ باشد پلاسما پرچگال نامیده می‌شود. در فرآیندهایی که پالس باید وارد محیط پلاسما شود (مانند تولید حباب، تولید میدان‌های عقبه و ...) پلاسماهای مورد استفاده در محدوده کم‌چگال یا رقیق قرار می‌گیرند [11].

کارهای تحلیلی زیادی روی مدل حفره کروی توسط کاستیوکف و پخوف انجام شده است [19-21]. مدل حفره بیضوی توسط زبده و همکاران در سال 2008 به‌طور تحلیلی توصیف شده که به‌عنوان تقریب بهتری مورد توجه قرار گرفته است [22-24]. میدان‌های الکتریکی طولی و عرضی و میدان مغناطیسی سمتی درون حفره سبب شتاب و متمرکز کردن الکترون‌هایی هستند که از محیط پلاسما یا خارج از محیط پلاسما به

² Bubble Regime

¹ Panderomotive Force

با فرض اینکه در داخل حفره الکترون نداریم، در معادلات 4 و 5، n را برابر صفر قرار داده و خواهیم داشت

$$\Delta\phi = 2 \left[1 - \frac{\beta_0}{(1+\beta_0)^2} \right] - \frac{2}{(1+\beta_0)} \frac{\partial}{\partial \xi} (\vec{\nabla}_\perp \cdot \vec{A}_\perp) \quad 6$$

$$\Delta_\perp \vec{A}_\perp - \vec{\nabla}_\perp (\vec{\nabla}_\perp \cdot \vec{A}_\perp) = \vec{\nabla}_\perp \left(\frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) - (1 - \beta_0^2) \frac{\partial^2 \vec{A}_\perp}{\partial \xi^2} \quad 7$$

جواب این معادلات در داخل حفره بیضوی به صورت زیر است

8

$$\phi(\xi, y, z) = 1 + \frac{a^2}{(1+\beta_0)^2} \left(\frac{\xi^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} - 1 \right)$$

$$A_x = -\frac{\phi}{2} \quad 9$$

که در آن $a^2 = \beta_0(1+\beta_0) \frac{b^2 c^2}{b^2 + c^2}$ است.

فرض کرده‌ایم پتانسیل روی سطح حفره بیضوی ثابت و $\phi = 1$ است. a ، b و c نیم‌محورهای حفره بیضوی هستند و با توجه به تقارن سمتی حول محور x و تعریف $a'^2 = 2/\beta_0(1+\beta_0)$ ، رابطه پتانسیل به صورت زیر تبدیل می‌شود

$$\phi(\xi, y, z) = 1 + \frac{a^2}{(1+\beta_0)^2} \left(\xi^2 + \frac{y^2 + z^2}{a'^2} - a^2 \right) \quad 10$$

لازم به ذکر است در معادله 10 سرعت حفره برابر β_0 است درحالی‌که پنخوف و همکاران برای سادگی آن را برابر یک در نظر گرفته بودند. از اینجا می‌توانیم میدان‌های الکترومغناطیسی داخل کاواک را به صورت زیر به دست آوریم.

$$\vec{\nabla} \times \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}, \quad \vec{D} = -\vec{\nabla} \phi - \frac{\partial \vec{A}}{\partial t} \quad 1$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{D} = \rho, \quad \vec{j} = \rho \vec{v} = \frac{n \vec{p}}{\gamma}, \quad \vec{H} = \vec{\nabla} \times \vec{A}$$

با استفاده از پیمانه مناسب $A_x = -\phi$ و تعریف پتانسیل میدان عقبه به صورت $\phi = A_x - \phi$ ، روابط زیر قابل استخراج است،

$$\Delta\phi = 1 - n \left(1 - \frac{p_x}{\gamma} \right) + \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \right) \vec{\nabla} \cdot \vec{A} + \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \right) \phi \quad 2$$

$$\vec{\nabla} \times \vec{\nabla} \times \vec{A} + \frac{n \vec{p}}{\gamma} + \frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \vec{A}}{\partial t} + \frac{\vec{\nabla} \phi}{2} \right) = 0 \quad 3$$

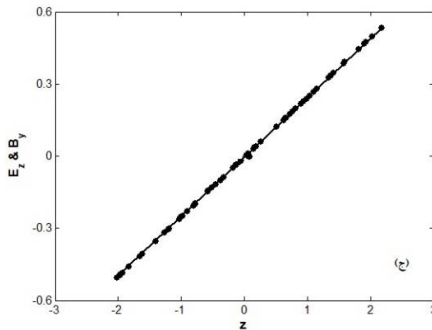
که در آن \mathbf{P} اندازه حرکت الکترون و $\Delta\phi = \nabla^2 \phi$ است. برای بی‌بعد سازی معادلات بالا، زمان را به ω_p^{-1} ، طول‌ها را به c/ω_p ، سرعت‌ها را به c ، میدان‌های الکترومغناطیسی را به $mc\omega_p/e$ و چگالی الکترونی (n) را به چگالی زمینه پلاسما (n_0) تقسیم می‌کنیم. روابط 2 و 3 با به کار بردن تقریب شبه‌ایستا¹ [11] و نوشتن مختصه‌های x و t برحسب مختصه سوار بر حفره، $\xi = x - \beta_0 t$ ، به صورت زیر خواهند شد

4

$$\Delta\phi = 2(1-n) \left[1 - \frac{\beta_0}{(1+\beta_0)^2} \right] + \frac{2\beta_0}{(1+\beta_0)^2} \frac{np_x}{\gamma} - \frac{2}{(1+\beta_0)} \frac{\partial}{\partial \xi} (\vec{\nabla}_\perp \cdot \vec{A}_\perp)$$

$$\Delta_\perp \vec{A}_\perp - \vec{\nabla}_\perp (\vec{\nabla}_\perp \cdot \vec{A}_\perp) = \frac{n \vec{p}_\perp}{\gamma} + \vec{\nabla}_\perp \left(\frac{\partial \phi}{\partial \xi} \right) - (1 - \beta_0^2) \frac{\partial^2 \vec{A}_\perp}{\partial \xi^2} \quad 5$$

¹ Quasi-Static Approximation



شکل 1. الف: میدان الکتریکی طولی داخل حباب، ب و ج: میدان‌های الکترومغناطیسی عرضی داخل حباب، برای پلاسمایی با $n_0 = 1.1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ و لیزری با $a_0 = 4$ ، $w_0 = 2$ و $l_p = 3$.

در ادامه شتاب بسته الکترونی توسط این میدان‌ها را بررسی می‌کنیم. لازم به ذکر است در تمامی شکل‌ها پارامترهای لیزر و پلاسما مانند شکل 1 است.

معادلات حاکم بر حرکت الکترون‌ها

در بخش قبلی میدان‌های الکترومغناطیسی درون حفره بیضوی حاصل از برهم‌کنش پالس لیزری پرشدت با پلاسمای کم‌چگال را بیان کردیم. حال شتاب الکترون‌ها در این حفره را مورد بررسی قرار می‌دهیم. لازم به توضیح است، با توجه به اینکه خود را همراه با مختصه سوار بر حفره (ξ) در نظر می‌گیریم در تمام مدت زمان حرکت حفره و فرآیند شتاب الکترون‌ها، مرکز حفره همواره در $\xi = 0$ باقی می‌ماند. الکترون‌هایی که درون حفره در ناحیه $\xi < 0$ قرار می‌گیرند (با توجه به جهت میدان E_x) در راستای مثبت x شتاب می‌گیرند و سرعتشان افزایش پیدا می‌کند. به همین دلیل، ناحیه $\xi < 0$ در داخل حفره را ناحیه شتاب مثبت می‌گویند. در حالی‌که الکترون‌هایی که در ناحیه $\xi > 0$ در داخل حفره قرار گرفته‌اند در راستای منفی x سوق پیدا می‌کنند، ناحیه $\xi > 0$ در داخل حفره را ناحیه شتاب منفی می‌گویند. بدین ترتیب الکترون‌ها حین فرآیند شتاب درون حفره از ناحیه شتاب مثبت رد شده و وارد ناحیه شتاب منفی

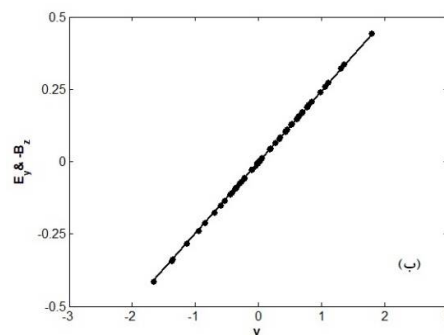
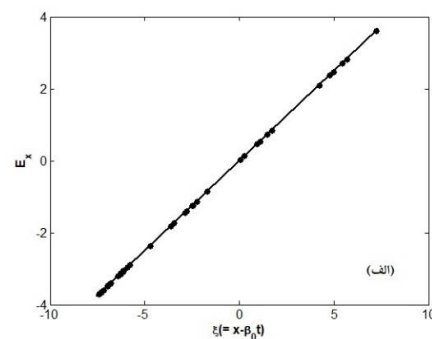
$$\begin{aligned} E_x &= \frac{1}{1 + \beta_0} \xi, & B_x &= 0 \\ E_y &= \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_0}{1 + \beta_0} \right) y, & B_y &= E_z \\ E_z &= \frac{1}{2} \left(\frac{\beta_0}{1 + \beta_0} \right) z, & B_z &= -E_y \end{aligned} \quad (11)$$

پتانسیل برداری بی بعد شده پالس لیزری که در راستای x منتشر می‌شود به صورت زیر قابل بیان است [28]

$$a = a_0 \exp\left(-\frac{z^2 + y^2}{w_0^2}\right) \exp\left(-\frac{(\xi - \xi_0)^2}{l_p^2}\right) \quad (12)$$

که در آن l_p طول پالس و w_0 شعاع در کانون و a_0 دامنه بی بعد پالس لیزری می‌باشند.

در شکل 1 اندازه میدان‌های الکترومغناطیسی داخل حفره برای لیزری با $a_0 = 4$ ، $w_0 = 2$ ، $l_p = 3$ و پلاسمایی با $n_0 = 1.1 \times 10^9 \text{ cm}^{-3}$ و $\omega_0 = 10\omega_p$ ترسیم شده است.



14

$$\frac{dP_x}{dt} = -\beta_0 \left\{ E_x + \frac{1}{\gamma} (P_y B_z - P_z B_y) \right\} + \frac{(\xi - \xi_0)}{l_p^2 \beta_0 \gamma} a^2,$$

$$\frac{dP_y}{dt} = -\beta_0 \left\{ E_y + \frac{1}{\gamma} (P_x B_z - P_z B_x) \right\} + \frac{y}{w_0^2 \beta_0 \gamma} a^2,$$

$$\frac{dP_z}{dt} = -\beta_0 \left\{ E_z + \frac{1}{\gamma} (P_x B_y - P_y B_x) \right\} + \frac{x}{w_0^2 \beta_0 \gamma} a^2,$$

سه معادله زیر را نیز برای مکان الکترون‌ها داریم

$$\frac{dx}{dt} = P_x / \beta_0 \gamma$$

$$\frac{dy}{dt} = P_y / \beta_0 \gamma$$

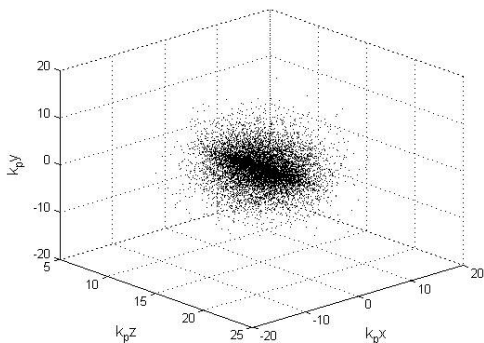
$$\frac{dz}{dt} = P_z / \beta_0 \gamma$$

که در آن طول‌ها به $k_p^{-1} = c / \omega_p$ ، زمان به ω_p^{-1} و اندازه حرکت به $m_0 c$ بی بعد شده‌اند.

با حل همزمان معادلات 14 و 15 با استفاده از روش رانگ-کوتای مرتبه 4 به صورت عددی مکان، سرعت و انرژی نهایی الکترون‌ها را به دست می‌آوریم.

یک بسته الکترونی با توزیع گاوسی یکنواخت و تعداد 10000 الکترون با انرژی اولیه $E_i = 0.25 \text{ MeV}$ ، واگرایی اولیه $\mathcal{E} = 1 \text{ mm mrad}$ و پهن شدگی انرژی اولیه 5% در جلوی پالس به داخل پلاسما تزریق می‌کنیم.

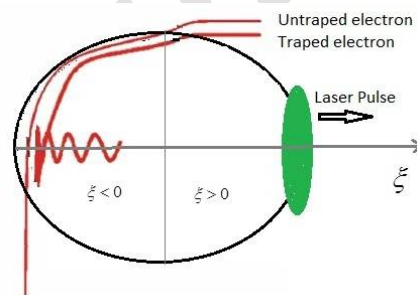
شکل 3، بسته الکترونی را قبل از شتاب نشان می‌دهد که در مکان $k_p x = 15$ تزریق می‌شود.



شکل 3. بسته الکترونی با انرژی اولیه 0.25 MeV ، واگرایی $\mathcal{E} = 1 \text{ mm mrad}$ و پهن شدگی انرژی 5% قبل از فرآیند شتاب در مکان $k_p x = 15$.

می‌شوند. پس بیشترین مقدار برای انرژی کسب شده توسط الکترون‌ها زمانی حاصل می‌شود که الکترون‌ها، درون حفره مسیری از انتها تا مرکز حفره را طی کنند و قبل از ورود به ناحیه کاهش شتاب، آنها را از حفره خارج کنیم.

در شکل 2 فرآیند شتاب الکترون‌ها در داخل حفره بیضوی به طور شماتیک ترسیم شده است. بعضی از الکترون‌ها داخل حفره گیر افتاده و شتاب می‌گیرند و بعضی بدون گیر افتادن از حفره خارج می‌شوند.



شکل 2. فرآیند شتاب الکترون‌ها در داخل حفره بیضوی.

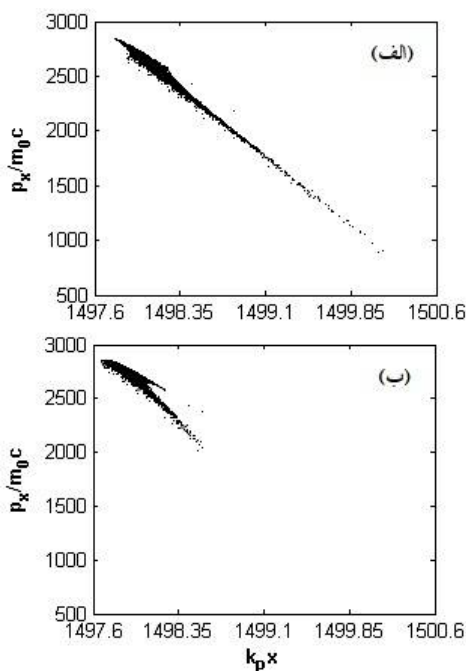
معادله نسبیتی بی بعد حاکم بر حرکت الکترون‌ها به صورت زیر قابل بیان است [29]

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = -\beta_0 \left(\vec{E} + \frac{\vec{P}}{\gamma} \times \vec{B} \right) - \frac{\nabla a^2}{4\beta_0 \gamma} \quad 13$$

که در آن $\vec{P} = \gamma m_0 \vec{v}$ اندازه حرکت الکترون‌ها و β_0 سرعت گروه پالس لیزری است. اندازه حرکت به $m_0 c$ ، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی به $mc \omega_p / e$ و زمان به ω_p^{-1} بی بعد شده‌اند. جمله آخر سمت راست معادله 13 نیز نیروی محرکه وارد بر الکترون‌ها از طرف پالس لیزری می‌باشد. $\gamma = (1 + \vec{P}^2 + a^2 / 2)^{1/2}$ فاکتور نسبیتی و a پتانسیل برداری بی بعد شده پالس لیزری است. برای سادگی، معادلات حرکت را در دستگاه مختصات دکارتی می‌نویسیم.

نزدیک شده و انرژی کسب شده از میدان الکتریکی طولی افزایش یابد.

در شکل 5 توزیع الکترون‌ها در فضای فاز (p_x, x) نشان داده شده است. از مقایسه شکل‌های 5(الف) و 5(ب) می‌توان دریافت که میدان مغناطیسی علاوه بر افزایش اندازه حرکت p_x ، باعث فشرده شدن الکترون‌ها در جهت طولی نیز می‌شود. علت فشرده‌گی طولی این است که، الکترون‌های انتهایی بسته (که انرژی کمتری دارند) زودتر گیر می‌افتند و در طول ناحیه شتاب مثبت نسبت به الکترون‌های جلوی پالس (که پرانرژی هستند) انرژی بیشتری کسب می‌کنند.



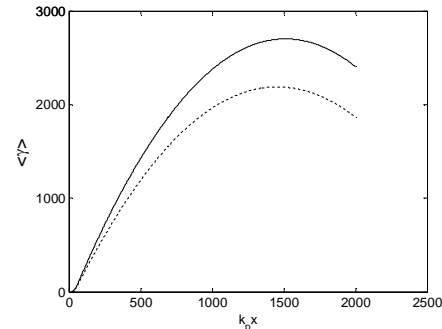
شکل 5. اندازه حرکت طولی نهایی بی‌بعد شده الکترون‌های تزریق شده برحسب $k_p x$. الف) بدون میدان مغناطیسی، ب) با حضور میدان مغناطیسی.

بدین ترتیب الکترون‌های بسته تقریباً هم انرژی شده و بسته الکترونی در جهت طولی نیز فشرده می‌شود. علاوه بر این پهن شدگی انرژی نیز کاهش می‌یابد.

در شکل 6 تابع توزیع الکترون‌ها برحسب انرژی نهایی آنها ترسیم شده است. خط پیوسته، پهن شدگی انرژی

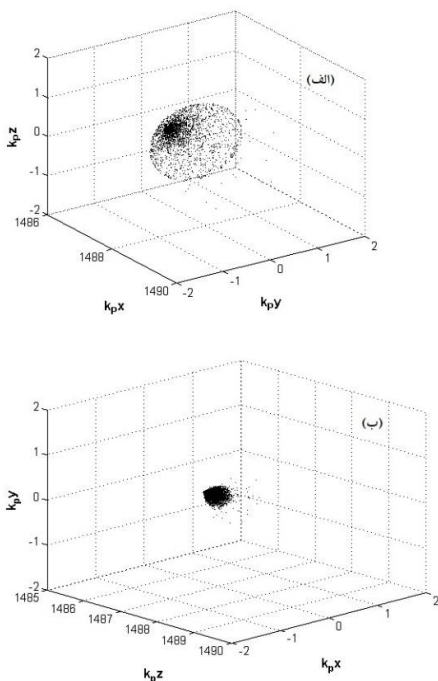
در روش تزریق در جلوی پالس، ابتدا یک بسته الکترونی کم انرژی به داخل پلاسما تزریق می‌کنیم، سپس پالس لیزری به داخل پلاسما تزریق می‌شود. سرعت الکترون‌های بسته در مقایسه با سرعت گروه پالس لیزری بسیار کوچکتر است. با ورود پالس به داخل پلاسما حفره تولید شده و با سرعتی برابر با سرعت گروه پالس حرکت می‌کند. به دلیل اینکه سرعت حفره و پالس از سرعت بسته الکترونی بیشتر است از آن سبقت می‌گیرند و الکترون‌های بسته می‌توانند در ناحیه شتاب مثبت گیر افتاده و انرژی بگیرند.

در شکل 4، تأثیر میدان مغناطیسی روی متوسط انرژی الکترون‌های تزریق شده طی فرآیند شتاب را نشان می‌دهد. دیده می‌شود که میدان مغناطیسی باعث افزایش انرژی نهایی الکترون‌ها از 1 GeV به 1.2 GeV شده است.



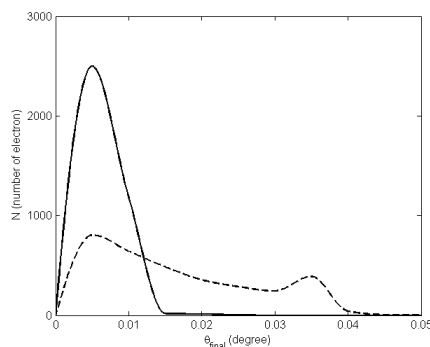
شکل 4. متوسط انرژی الکترون‌های تزریق شده برحسب $k_p x$. خط پیوسته (با حضور میدان مغناطیسی)، خط چین (بدون حضور میدان مغناطیسی).

میدان مغناطیسی داخل حفره سمتی بوده و عمود بر راستای حرکت الکترون‌های بسته می‌باشد. بنابراین جهت نیروی وارد از طرف میدان مغناطیسی سمتی $(\vec{V} \times \vec{B})$ بر الکترون‌های بسته همیشه به گونه‌ای است که آنها را به محور نزدیک می‌کند. از طرفی اندازه میدان الکتریکی E_x که عامل شتاب طولی است نزدیک محور و در انتهای حباب بیشترین مقدار را دارد. پس میدان مغناطیسی باعث می‌شود الکترون‌های بیشتری به محور



شکل 7. بسته الکترونی پس از شتاب، الف) بدون میدان مغناطیسی، ب) با حضور میدان مغناطیسی در مکان $k_{px} \approx 1488$.

در شکل 8 توزیع زاویه‌ای نهایی الکترون‌های شتاب گرفته، نشان داده شده است (خط پیوسته با حضور میدان مغناطیسی و خط چین بدون حضور میدان مغناطیسی). همان‌طوری که مشاهده می‌شود، با توجه به اینکه نیروی حاصل از میدان مغناطیسی باعث نزدیک شدن الکترون‌ها به محور می‌شود کاهش زاویه نهایی الکترون‌ها نسبت به محور را نیز در پی خواهد داشت.

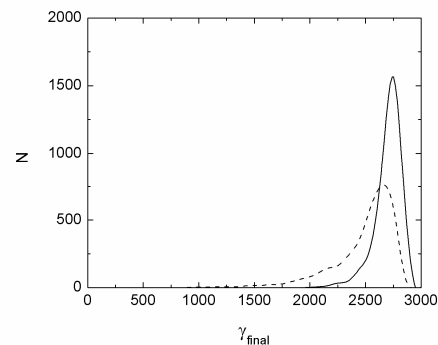


شکل 8. توزیع زاویه‌ای نهایی الکترون‌های شتاب گرفته، با حضور میدان مغناطیسی (خط پیوسته) و بدون حضور میدان مغناطیسی (خط چین).

یکی از پارامترهای مهم جهت بررسی کیفیت بسته

الکترون‌ها با حضور میدان مغناطیسی و خط چین پهن شدگی بدون حضور میدان مغناطیسی را نشان می‌دهد. در این شکل تأثیر میدان مغناطیسی روی کاهش پهن شدگی انرژی کاملاً مشهود است.

میدان مغناطیسی باعث افزایش تعداد الکترون‌های شتاب گرفته نیز می‌شود، به طوری که تعداد آنها از 3000 با ده درصد افزایش به 4000 می‌رسد. لازم به یادآوری است تعداد کل الکترون‌های تزریق شده 10000 تا می‌باشد. با توجه به اینکه نیروی وارده از طرف میدان مغناطیسی، الکترون‌ها را به محور نزدیک می‌کند بنابراین تعداد بیشتری می‌توانند داخل حباب گیر افتاده و توسط میدان الکتریکی طولی شتاب بگیرند. الکترون‌هایی که دور از محور هستند چون میدان طولی ضعیف تری می‌بینند، نمی‌توانند گیر بیفتند و بدون اینکه انرژی بگیرند از حباب خارج می‌شوند. (شکل 2 را ببینید)



شکل 6. توزیع جمعیت برحسب انرژی نهایی الکترون‌های شتاب گرفته، با حضور میدان مغناطیسی (خط پیوسته) و بدون حضور میدان مغناطیسی (خط چین).

توزیع مکانی الکترون‌های بسته الکترونی پس از شتاب‌گیری در شکل 7(الف) و 7(ب) ترسیم شده است. با توجه به اینکه میدان مغناطیسی باعث فشردگی طولی الکترون‌ها و نزدیک شدن آنها به محور می‌شود، انتظار داریم که بسته الکترونی در جهت طولی و عرضی متمرکز شود. (شکل 5ب).

واگرایی الکترون‌ها نسبت به محور شتاب کاهش می‌یابد. تأثیر میدان مغناطیسی روی کمیت مهم واگرایی بسته الکترونی، کاهش آن به اندازه یک مرتبه بزرگی و رسیدن به مقدار $\varepsilon = 0,38 \times 10^{-3} \text{ mm mrad}$ می‌باشد. بدین ترتیب به نظر می‌رسد با استفاده از پلاسما ی چگال‌تر ($\omega_p / \omega_0 \rightarrow 1$)، به علت ایجاد میدان‌های مغناطیسی داخلی قوی‌تر، می‌توان انرژی و کیفیت بسته الکترونی شتاب‌دار را در یک تزریق بیرونی ارتقاء بخشید.

مرجع‌ها

- [1] B. Shen, Y. Li, M.Y. Yu, J. Cary, Bubble regime for ion acceleration in a laser-driven plasma, *Physical Review E* **76** (2007) 055402-055405.
- [2] E. Esarey, C.B. Schroeder, W.P. Leemans, Physics of laser-driven plasma-based electron accelerators, *Reviews of Modern Physics* **81**(3) (2009) 1229–1285.
- [3] V. Malka, J. Faure, Y.A. Gauduel, E. Lefebvre, A. Rousse, K.T. Phuoc, Principles and applications of compact laser-plasma accelerators, *Nature Physics* **4**(6) (2008) 447–453.
- [4] S.M. Hooker, Developments in laser-driven plasma accelerators, *Nature Photonics* **7** (2013) 775–782.
- [5] K. Nakajima, Laser electron acceleration beyond 100 GeV, *The European Physical Journal Special Topics* **223** (2014) 999–1016.
- [6] Z. Najmudin, M. Tatarakis, A. Pukhov, E.L. Clarke, R.J. Clarke, A.E. Dangor, J. Faure, V. Malka, D. Neely, M.I.K. Santala, K. Krushelnick, Measurements of the Inverse Faraday Effect from Relativistic Laser Interactions with an Underdense

الکترونی پارامتر واگرایی¹ می‌باشد و با رابطه زیر قابل محاسبه است [30]

$$\varepsilon = \left(\langle r_{\perp}^2 \rangle - \left\langle \left(\frac{p_{\perp}}{p} \right)^2 \right\rangle - \left\langle \frac{r_{\perp} \cdot p_{\perp}}{p} \right\rangle^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad 14$$

که در آن p اندازه حرکت و r مختصات عرضی الکترون‌ها می‌باشد.

تأثیر میدان مغناطیسی، کاهش قابل توجه در پارامتر واگرایی بسته الکترونی و به دست آمدن مقدار $\varepsilon = 0,38 \times 10^{-3} \text{ mm mrad}$ برای پارامتر واگرایی می‌باشد. لازم به ذکر است در صورت نبودن میدان مغناطیسی، واگرایی نهایی الکترون‌های شتاب گرفته $\varepsilon = 3,6 \times 10^{-3} \text{ mm mrad}$ می‌شود. نتایج به دست آمده حاکی از تأثیر قابل توجه میدان مغناطیسی حاصل از برهم‌کنش لیزر و پلاسما روی افزایش انرژی و کیفیت بسته الکترونی شتاب گرفته دارد.

نتیجه‌گیری

بررسی‌های انجام شده در این مقاله نشان می‌دهد که میدان مغناطیسی تولید شده در برهم‌کنش پالس لیزری پر شدت و پلاسما سبب افزایش انرژی نهایی الکترون‌ها از 1 GeV به حدود $1,2 \text{ GeV}$ و کاهش پهن شدگی انرژی می‌شود. دلیل این امر، نیروی وارد از طرف میدان مغناطیسی سمتی ($\vec{V} \times \vec{B}$) بر الکترون‌های بسته می‌باشد که آنها را به محور نزدیک می‌کند. از طرفی اندازه میدان الکتریکی E_x که عامل شتاب طولی است نزدیک محور و در انتهای حباب بیشترین مقدار را دارد. پس میدان مغناطیسی باعث می‌شود تعداد الکترون‌هایی که به محور نزدیک می‌شوند افزایش یافته و از میدان الکتریکی طولی انرژی بیشتری کسب کنند. همچنین نتایج عددی نشان می‌دهد که در اثر این میدان مغناطیسی تعداد الکترون‌های شتاب گرفته افزایش یافته و زاویه

¹Emittance

- Faraday effect in plasma produced by circularly polarized laser light in the range of intensities 10^9 – 10^{14} W/cm², *Physics Letters A* **246** (1998) 329-344.
- [16] M.G. Haines, Generation of an Axial Magnetic Field from Photon Spin, *Physical Review Letters* **87** (2001) 135005-135008.
- [17] S. Fujioka, Z. Zhang, K. Ishihara, K. Shigemori, Y. Hironaka, T. Johzaki, A. Sunahara, N. Yamamoto, H. Nakashima, T. Watanabe, H. Shiraga, H. Nishimura, H. Azechi, KiloTesla magnetic field due to a capacitor-coil target driven by high power laser, *Scientific Reports* **3** (2013) 1170-1176.
- [18] A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, Laser wake field acceleration: the highly non-linear broken-wave regime, *Applied Physics B* **74** (2002) 355-361.
- [19] I. Kostyukov, A. Pukhov, S. Kiselev, Phenomenological theory of laser-plasma interaction in “bubble” regime, *Physics of Plasmas* **11** (2004) 5256-5264.
- [20] A. Pukhov, S. Gordienko, S. Kiselev, and I. Kostyukov, The bubble regime of laser-plasma acceleration: monoenergetic electrons and the scalability, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **46** (2004) 179-188.
- [21] I. Kostyukov, E. Nerush, A. Pukhov, V. Seredov, Electron Self-Injection in Multidimensional Relativistic-Plasma Wake Fields, *Physical Review Letters* **103** (2009) 175003-175006.
- [22] R. Sadighi-Bonabi, S. Rahmatallahpor, H. Navid, E. Lotfi, P. Zobdeh, Z. Reiazie, M. Bostandoust, M. Mohamadian, Energy Evaluation of Mono-Energetic Electron Beam Produced by Ellipsoid Cavity Model in the Bubble Regime, *Contributions to Plasma Physics* **49** (2009) 49–54.
- [23] P. Zobdeh, R. Sadighi-Bonabi, H. Afarideh, Electron trajectory evaluation in laser-plasma interaction for effective output Plasma, *Physical Review Letters* **87** (2001) 215004-215007.
- [7] J. Fuchs, G. Malka, J.C. Adam, F. Amiranoff, S.D. Baton, N. Blanchot, A. Heron, G. Laval, J.L. Miquel, P. Mora, H. Pepin, C. Rousseaux, Dynamics of Subpicosecond Relativistic Laser Pulse Self-Channeling in an Underdense Preformed Plasma, *Physical Review Letters* **80** (1998) 1658-1662.
- [8] L. Gorbunov, P. Mora, T.M. Antonsen, Magnetic Field of a Plasma Wake Driven by a Laser Pulse, *Physical Review Letters* **76** (1996) 2495-2499.
- [9] Z.M. Sheng, J. Meyer-ter-vehn, A. Pukhov, Analytic and numerical study of magnetic fields in the plasma wake of an intense laser pulse, *Physics of Plasmas* **5** (1998) 3764-3773.
- [10] T. Tajima, J.M. Dawson, Laser Electron Accelerator, *Physical Review Letters* **43** (1979) 267-270.
- [11] E. Esarey, P. Sprangle, J. Krall, A. Ting, Overview of plasma-based accelerator concepts, *IEEE Transactions on Plasma Sciences* **24** (1996) 252-288.
- [12] P. Jha, P. Kumar, A.K. Upadhyaya, G. Raj, Electric and magnetic wakefields in a plasma channel, *Physical Review Accelerators and Beams* **8** (2005) 071301-071306.
- [13] R.N. Sudan, Mechanism for the generation of 10^9 G magnetic fields in the interaction of ultraintense short laser pulse with an overdense plasma target, *Physical Review Letters* **70** (1993) 3075-3079.
- [14] V.K. Tripathi, C.S. Liu, Self-generated magnetic field in an amplitude modulated laser filament in a plasma, *Physics of Plasmas* **1** (1994) 990-992.
- [15] Y. Horovitz, S. Eliezer, Z. Henis, Y. Paiss, E. Moshe, A. Ludmirsky, M. Werdiger, B. Arad, A. Zigler, The inverse

- [27] Y.F. Li, D.Z. Li, K. Huang, M.Z. Tao, M.H. Li, J.R. Zhao, Y. Ma, X. Guo, J.G. Wang, M. Chen, N. Hafz, J. Zhang, L.M. Chen, Generation of 20 kA electron beam from a laser wakefield accelerator, *Physics of Plasmas* **24** (2017) 023108-023114.
- [28] M.J.H. Luttikhof, A.G. Khachatryan, F.A. van Goor, K.J. Boller, The effect of the vacuum-plasma transition and an injection angle on electron-bunch injection into a laser wakefield, *Physics of Plasmas* **14** (2007) 083101-083109.
- [29] A.G. Khachatryan, Trapping, compression, and acceleration of an electron bunch in the nonlinear laser wakefield, *Physical Review E* **65** (2002) 046504-046512.
- [30] P. Mora, Three-dimensional effects in the acceleration of test electrons in a relativistic electron plasma wave, *Journal of Applied Physics* **71** (1992) 2087-2092.
- beam, *Chinese Physics B* **19** (2010) 064210-064214.
- [24] R. Sadighi-Bonabi, S.H. Rahmatollahpur, A complete accounting of the monoenergetic electron parameters in an ellipsoidal bubble model, *Physics of Plasmas* **17** (2010) 033105-033112.
- [25] Myung-Hoon Cho, Young-Kuk Kim, and Min Sup Hur, Study of electron trapping by a transversely ellipsoidal bubble in the laser wake-field acceleration, *Physics of Plasmas* **20** (2013) 093112-093117.
- [26] W. P. Leemans, A. J. Gonsalves, H.-S. Mao, K. Nakamura, C. Benedetti, C. B. Schroeder, Cs. Tóth, J. Daniels, D. E. Mittelberger, S. S. Bulanov, J.-L. Vay, C. G. R. Geddes, E. Esarey, Multi-GeV Electron Beams from Capillary-Discharge-Guided Subpetawatt Laser Pulses in the Self-Trapping Regime, *Physical Review Letters* **113** (2014) 245002-245006.

Archive

The effect of magnetic field generated by the interaction of high-intensity laser pulse and low-density plasma on electron bunch acceleration in the bubble regime

Mehdi Asri*

Department of Physics, Faculty of Basic Science, Gonbad Kavous University, Gonbad Kavous, Iran

Received: 05.07.2016 Final revised: 19.09.2017 Accepted: 23.10.2017

Abstract

In this paper, the effect of the magnetic field generated by the interaction of femtosecond high-intensity laser with under-dense plasma in the bubble regime has been studied on the acceleration of an electron bunch with Gaussian distribution in velocity and position. It was observed that the magnetic field could increase the final energy of electron bunch from about 1 GeV to approximately 1.2 GeV and reduce the final energy spread. Also, the final emittance of electron bunch decreased about one order of magnitude and it was equal to $\varepsilon = 0.38 \times 10^{-3}\text{ mm mrad}$. Moreover, we observed that the magnetic field caused ten percent increment in the number of accelerated electrons.

Keywords: Laser plasma interaction, Electron bunch acceleration, Bubble regime, Magnetic field

* Corresponding Author: Mehdi.asri@gonbad.ac.ir