پژوهش های نوین فیزیک (نشریه علوم دانشگاه خوارزمی)

شتاب دهندههای الکترونی بر مبنای انتشار پالس لیزری از میان پلاسما و در حضور میدانهای مغناطیسی پیچشی و مایل خارجی

مریم آبدارگشتی، ساعد جعفری*؛ دانشگاه گیلان، دانشکدهٔ علوم پایه، گروه فیزیک

دریافت ۹۴/۱۰/۱۳ پذیرش ۹۵/۲/۱۴

چکیدہ

در این مقاله شتاب الکترون با استفاده از یک پالس لیزر انتشار یابنده از میان محیط پلاسمایی و در حضور میدان های مغناطیسی مایل خارجی و نیز ویگلر پیچشی مورد بررسی قرار گرفته است. برای بدست آوردن مسیر و انرژی الکترون از یک کد تک ذره نسبیتی استفاده شده است و باحل چند معادله دیفرانسیل جفت شده غیر خطی با روش رانگ - کوتای مرتبه چهارم، به نتایج عددی رسیدیم. نتایج عددی نشان می دهند که انرژی الکترون با کاهش فاز اولیه میدان مغناطیسی خارجی، افزایش می یابد. همچنین با افزایش شدت پالس لیزر در غیاب ویگلرخارجی انرژی الکترون افزایش، و در حضور ویگلر همراه با کاهش شدت پالس لیزر انرژی الکترون، افزایش مییابد. این ایده، یعنی به کار بستن ویگلر مغناطیسی خارجی، طراحی شتاب دهندههای لیزری با توان و شدت پایین لیزر را به طور ارزشمندی بهینه خواهد ساخت. بررسی بیشتر نیز نشان میدهد که انرژی الکترون، با افزایش میدان مغناطیسی ویگلر در مسافت های کوتاه افزایش مییابد، که این میتوانند در طراحی شتاب دهندههای لیزری با توان و مغناطیسی ویگلر در مسافت های کوتاه افزایش مییابد، که این میتوانند در طراحی شتاب دهندههای با بعاد کوچکتر استفاده

واژهگان كليدى: شتاب الكترون، پالس ليزر، محيط پلاسمايى، ميدان مغناطيسى مايل خارجى، ويگلر مغناطيسى پيچشى

مقدمه

امروزه شتاب دهندههای الکترونی^۱ که توسط انتشار پالس لیزر در یک محیط پلاسمایی شتابدار میشوند، توجه زیادی را در تکنولوژی شتاب دهندههای ذرات جلب کردهاند. بر همکنش باریکههای لیزر با پلاسما در بسیاری از پدیدههای موج- ذرهای اهمیت بسیار دارد. برخی فرایندهای قابل توجه در برهمکنش لیزر پلاسما عبارتند از: هدایت نوری نسبیتی باریکهٔ لیزر^۲ [۴–۱]، برانگیختگی تابش همدوس در فرکانس پایهٔ هارمونیک لیزر، تولید امواج پلاسمای با دامنهٔ بزرگ و شتابدهی تک ذرهای در یک پالس لیزر^۳ [۲–۴]. در شتاب دهندههای لیزر-پلاسما عامل فیزیکی تولید

*نويسندهٔ مسئول: SJafari@guilan.ac.ir

¹. Electron accelerators

². Optical Guiding

³. Single-Particle Acceleration

موج دنبالهٔ پلاسما نیروی گرانروی[†] است که از وجود یک گرادیان در پروفایل شدت لیزر ناشی میشود. این نیرو الکترونها را در نیمهٔ جلویی یک پلاس لیزر که در آن گرادیان شدت منفی است به سمت جلو و در نیمهٔ عقبی پالس به سمت عقب میراند و در نتیجه باعث جدایش بار در پلاسما میشود. این جدایش بار، مستقل از طول موج و با فرکانس الکترونی پلاسما w_{pe} نوسان می کند، بنابراین سرعت فاز موج پلاسما q، میتواند هر مقدار دلخواهی باشد. از آن جا که پلاس لیزر، در یک پلاسما، با سرعت گروه $2 \approx p$ منشر میشود، می تواند با ایجاد اختلال چگالی در پلاسما، در پلاسما، در پشت سر خود موجی از سول موج و با آن جا که پلاس لیزر، در یک پلاسما، با سرعت گروه $2 \approx p$ منشر میشود، می تواند با ایجاد اختلال چگالی در پلاسما، در پشت سر خود موجی از نوسانات الکترونی پلاسما بر جای گذارد که سرعت فازی تقریباً برابر سرعت گروه ای پر خواهد داشت. انتشار پلاس لیزر در پلاسما بسیار شبیه حرکت یک کشتی و تشکیل حرکت امواجی بر روی آب در پشت آنهاست به این امواج و اثری که کشتی طی حرکت خود در آب بر جای میگذارد، دنباله گفته می شود و لذا پشت آنهاست به این امواج و اثری که کشتی طی حرکت خود در آب بر جای میگذارد، دنباله گفته می شود و لذا امواج پلاسمایی تولید شده با پالس لیزر را امواج دنبالهٔ پلاسما می نامند. میدان اپتیکی لیزر نه تنها باعث نوسانات سریع امواج پلاسمایی تولید شده با پالس لیزر را امواج دنبالهٔ پلاسما مینامند. میدان اپتیکی لیزر نه تنها باعث نوسانات سریع امواج پلاسمایی تولید شده با پالس لیزر را امواج دنبالهٔ پلاسما مینامند. میدان اپتیکی لیزر نه تنها باعث نوسانات سریع امواج پلاسمایی پلاسما میشود بلکه یک نیروی ویژهٔ غیرتناوبی هم بر آنها وارد می کند. این دینامیک را می توان در الکترونهای پلاسما می شود بلکه یک نیروی در در میدان لیزر بررسی کرد [۱۰–۲].

دو روش مرسوم برای شتاب دادن بر ذرهٔ باردار وجود دارد: روش اول شتاب دادن در جهت سرعت و دیگری شتاب دادن در جهت عمود بر سرعت حرکت ذره است. در روش اول به دستگاه بسیار حجیمی نیاز است، به این دلیل که در حین وارد کردن شتاب لازم بر ذرهٔ باردار، سرعت ذره نسبیتی است و مسافت بسیار زیادی را طی خواه د کرد. اما در روش دوم همان شتاب را با یک حجم محدودی میتوان تأمین کرد. برای وارد کردن شتاب عرضی نیاز به یک نیروی عرضی است و برای این کار از آهنرباهای مخصوص که جهت میدان مغناطیسی آنها عمود بر جهت حرکت ذرهٔ باردار است استفاده میشود. ذره بر اثر نیروی مغناطیسی لورنتس مسیر دایرهای را طی میکند. ولی چون میخواهیم ذره در حین نوسان در راستای سرعت اولیهاش حرکت کند باید جهت میدان مغناطیسی آن ها عمود بر جهت حرکت ذرهٔ باردار حین نوسان در راستای سرعت اولیهاش حرکت کند باید جهت میدان مغناطیسی به طور متناوب عوض شود. به همین علت از ویگلر مغناطیسی استفاده میکنیم [۶۱–۱۱]. در این مقاله یکی از روشهای رسیدن به انرژی بالاتر الکترون با شدت پالس لیزر تقریباً ضعیف، که استفاده از میدان مغناطیسی ویگلر به همراه میدان مغناطیسی مایـل خارجی در پلاسما است، بررسی میشود. در بخش دوم مقالهٔ معادلات مربوط به حرکت الکترون در حضور یک میدان مغناطیسی مایل^۵ و ویگلر پیچشی⁹ بهدست آمدهاند. بخش آخر به آنالیز عددی، بحث و نتیجه گیری اختصاص داده شده است.

آناليز نسبيتي شتاب الكترون

⁴.ponderomotive Force

⁵. obliquely magnetic field

⁶ . helical wiggler field

در بررسی حاضر فرض می کنیم که الکترون تحت تأثیر یک پالس لیزر عبوری از میان پلاسما، یک میدان مغناطیسی ویگلر پیچشی و نیز میدان مغناطیسی مایل خارجی قرار می گیرد معادلهٔ انتقال تکانه در حالت نسبیتی به صورت زیر است:

$$\frac{d\boldsymbol{p}}{dt} = -e\boldsymbol{E} - e(\boldsymbol{v} \times \boldsymbol{B}),$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = -\frac{e}{m_0 c^2} \boldsymbol{E} \cdot \boldsymbol{v}.$$
(1)

که در آن میدانهای الکتریکی و میدانهای مغناطیسی پالس لیزر کُند شده در پلاسما (با سرعت گروه کم تر از سرعت نورc) به صورت زیر تعریف میشود [۱۴]؛

(٣)

$$E_x = A(t - (z - z_0)\eta/c)exp[-i\omega(t - \eta(z - z_0)/c)],$$

$$E_z = -iAexp[-i\omega(t - \eta(z - z_0)/c)]\sin(\omega t - kz + \theta),$$

(۴)

$$B_x = \eta Aexp[-i\omega(t - \eta(z - z_0)/c)]\cos(\omega t - kz + \theta),$$

$$B_y = \eta Aexp[-i\omega(t - \eta(z - z_0)/c)]\sin(\omega t - kz + \theta).$$

(۵)

$$A^{2} = A_{0}^{2} exp \left[-\left(t - z/\eta_{g}c - t_{0}\right)^{2}/\tau^{2} \right]$$

سرعت گروه پالس لیزر $\left[1 - \omega_p^2/\omega(\omega - \omega_c)\right]^{\frac{1}{2}}$ ، $\eta_g c = \eta c / \left[1 + \omega_p^2 \omega_c / 2\omega(\omega - \omega_c)^2\right]$ ضریب شکست پلاسما، ($\omega = \omega_c c = \frac{1}{2} - \frac{\omega_c^2}{\omega_c}$ فرکانس سیکلوترونی الکترون، τ مدت زمان پالس لیزر، $\sigma_c = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} - \frac{1}{2}$ فرکانس سیکلوترونی الکترون، τ مدت مدت ران پالس لیزر، $\sigma_c = \frac{1}{2} - \frac{1}{2} - \frac{1}{2}$ مرد است، میدان مغناطیسی مایل خارجی به صورت زیر استفاده شده است،

(6)

$$\boldsymbol{B}_{\boldsymbol{s}} = B_{\boldsymbol{0}}(\sin\theta\hat{\boldsymbol{y}} + \cos\theta\hat{\boldsymbol{z}}),$$

و همچنین میدان مغناطیسی ویگلر پیچشی را به صورت زیر در نظر گرفتهایم [۱۷]،

$$\boldsymbol{B}_{\boldsymbol{w}} = B_{\boldsymbol{w}}[\hat{\boldsymbol{x}}\sin(k_{\boldsymbol{w}}\boldsymbol{z}) + \hat{\boldsymbol{z}}\cos(k_{\boldsymbol{w}}\boldsymbol{z})],$$

میدان ویگلر پیچشی با عبور جریان از داخل یک مسیر مارپیچی و یا از طریق آرایهای از آهنرباها به وجود میآید، به طوریکه وقتی الکترون در چنین میدانی حرکت میکند وادار به حرکت مارپیچی حول محور میشود. در رابطـهٔ (۷) B_w دامنهٔ میدان ویگلرو ($k_w (= 2\pi/\lambda_w)$ عدد موج ویگلر و λ_w دورهٔ تناوب ویگلر پیچپشی است. در شکل زیر یک جریان آهنربایی از یک ویگلر پیچشی نمایش داده شده است.



با استفاده از میدانهای درنظر گرفته شدهٔ بالا و با جایگذاری در معادلات حرکت نسبیتی لورنتس به روابط زیر برای انتقال تکانه میرسیم،

$$\frac{dp_x}{dt} = -eE_x + ev_z B_{y-} ev_y B_0 \cos \theta + ev_z B_0 \cos \theta - ev_y B_w \cos(\omega t - kz),$$

$$\frac{dp_y}{dt} = ev_z B_x + ev_x B_0 \cos \theta - ev_z B_w \sin(\omega t - kz) + ev_x B_w \cos(\omega t - kz),$$

(Y)

(λ)

(۹)

شتاب دهندههای الکترونی بر مبنای انتشار پالس لیزری.....

$$\frac{dp_z}{dt} = -eE_z - ev_x B_y + ev_y B_x - ev_x B_0 \sin^2 \theta + ev_y B_w \cos(\omega t - kz),$$
(1.)

$$\frac{d(\gamma m_0 c^2)}{dt} = -e(E_x v_x + E_z v_z), \qquad (11)$$

که در آن عامل نسبیتی لورنتس برابر است،
$$\gamma^2 = 1 + \left(p_x^2 + p_y^2 + p_z^2
ight) / m_{m 0}^2 c^2$$

با استفاده از معادلههای بالا و با در نظر گرفتن شرایط اولیه $p_z = p_{z\mathbf{0}}$, $x = x_{\mathbf{0}}$ به معادلههای زیر میرسیم:

$$\frac{d}{dt}(p_z - \gamma m_0 c + exB_0 \sin \theta) = \mathbf{0},$$
⁽¹⁷⁾

$$p_z - \gamma m_0 c + e x B_0 \sin \theta = c_1$$
 ,

(14)

$$p_{z\mathbf{0}} - \gamma_{\mathbf{0}} + e x_{\mathbf{0}} B_{\mathbf{0}} \sin \theta = c_1 ,$$

(۱۵)

$$p_z = \gamma - exB_0 \sin \theta + p_{z0} - \gamma_0 + ex_0B_0 \sin \theta.$$

که *c*₁ در این جا یک ثابت اولیه است. برای این که بتوانیم برهم کنش بین پالس لیزر و ذره و در نتیجه تبادل انرژی بین آنها را بررسی کنیم، شبیهسازی ذرات را با حل معادلات حرکت ذره به روش عددی دنبال میکنیم. در روش عددی ابتدا باید معادلات را به صورت معادلات بدون بعد درآوریم. برای این منظور، از پارامترهای زیر برای بیبعدسازی معادلات استفاده میشود،

$$p_{z\mathbf{0}} = p_z/m_{\mathbf{0}}c, t = \omega t, z = \omega z/c, z_{\mathbf{0}} = \omega z_{\mathbf{0}}/c , a_{\mathbf{0}} = eA/m\omega c,$$
$$a = a_{\mathbf{0}}exp\left[-\left(t - z/\eta_g\right)^2/2\tau_1^2\right], \tau_1 = \omega\tau, b = eB_{\mathbf{0}}/m\omega c , \Omega_w = eB_w/mc\omega.$$

با قرار دادن پارامترهای بدون بُعد بالا در معادلات (۸) تا (۱۱) به معادلات کوپل شده حرکت بدون بُعد زیر می سیم
$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{\gamma} \left[-by\cos\theta + bz\sin\theta - \Omega_{\omega}y\,\cos(kz) - a\eta\exp[-i(z-z_0)\eta]\sin(t-kz+\theta)\right]$$

$$-a(t - (z - z_0)\eta) \exp[-i(t - (z - z_0)\eta)],$$
$$\frac{dy}{dt} = \frac{1}{\gamma} [x B_0 \cos\theta + a z\eta \cos(\omega t - kz + \theta) \exp[-i(t - (z - z_0)\eta)] - \Omega_w z \sin(kz)$$

$$+x\Omega_w sin(kz)],$$

$$\frac{dz}{dt} = \frac{1}{\gamma} [\gamma - xb\sin\theta + p_{z0} + bx_0\sin\theta - (1 + p_{x0}^2 + p_{y0}^2 + p_{z0}^2)^{\frac{1}{2}} + y\Omega_w\sin(kz)],$$

$$\frac{d\gamma}{dt} = -a\frac{dx}{dt}(t - (z - z_0)\eta)exp[-i(t - (z - z_0)\eta)]$$
(14)

$$+ia\frac{dz}{dt}\sin(\omega t - kz + \theta)exp[-i(t - (z - z_0)\eta)].$$

نتايج عددى

معادلات (۱۶) تا (۱۹) معادلات دیفرانسیل جفت شدهاند که با استفاده از روش رانگ–کوتای مرتبهٔ چهارم ارزیـابی می شوند. معادلات برای پارامتر مشخص n = 0.905 سرم شدهاند. پارامتر n ضریب شکست پلاسما است که با رابطهٔ می شوند. معادلات برای پارامتر مشخص n = 0.905 د می شود. همان طور کـه در شـکل ۲ نشـان داده شـده است، نمـودار انـرژی الکترون درطول انتشارش به ازای مقادیر مختلف قدرت میدان مغناطیسی خارجی رسم شده است مشاهده می شود که با افزایش میدان مناطیسی خارجی رسم شده است مشاهده می شود کـه با افزایش میدان مغناطیسی، انرژی الکترون افزایش می یابد. حضور میدان مغناطیسی خارجی رسم شده است مشاهده می شود کـه با افزایش میدان مغناطیسی خارجی رسم شده است مشاهده می شود کـه با افزایش میدان مغناطیسی باعث افـزایش زمـان بـرهم کـنش ان افزایش میدان مغناطیسی باعث افـزایش زمـان بـرهم کـنش الکترون حاصل خواهد شد. یک رشد بهینه در انرژی الکترون وقتی حاصل می شود که آن میـدان مغناطیسی خارجی رسم شده است مشاهده می شود کـه بین پالس لیزر و الکترون شده و در نتیجه منجر به افزایش انرژی الکترون خروجی خواهد شد و شتاب بیش تـری بـرای الکترون حاصل خواهد شد. یک رشد بهینه در انرژی الکترون وقتی حاصل می شود که آن میـدان مغناطیسی خارجی برای الکترون حاصل خواهد شد. یک رشد بهینه در انرژی الکترون وقتی حاصل می شود که آن میـدان مغناطیسی خارجی بـرای الکترون واند باعث تقویت میدان مغناطیسی خارجی بـه واسـطهٔ نوسـانات الکترون شده و همچنین آن نیرو میتواند به واسطهٔ تشدید بین پالس لیزر و میـدان مغناطیسی خارجی یـک انـرژی الکترون شده و همچنین آن نیرو میتواند به واسطهٔ تشدید بین پالس لیزر و میـدان مغناطیسی خارجی یک انـرژی

(18)

(17)

خیلی بالا را برای الکترون فراهم آورد. همان طور که الکترون در طول مسیر انتشارش (راستای Z) جلو میرود انرژی آن افزایش یافته و بعد از مدتی به یک بیشینه میرسد. بعد از عبور پالس لیزر از الکترون نوسانات بتاترونی بین الکترون و میدان الکتریکی پالس لیزر تنظیم میشود و الکترون در ماکزیمم انرژی باقی میماند. حال هر چقدر قدرت میدان مغناطیسی خارجی قوی تر باشد الکترون دوام بیش تری را در حالت بیشینهٔ انرژی خواهد داشت.



شکل۲. انرژی الکترون برحسب طول انتشار z برای a=5, k=0.995, θ=π/2, Ω _w=0.3, p _z=2.5 و دامنهٔ میدانهای مغناطیسی مایل مختلف b=0.6,0.7,0.8

برای بررسی نقش ویگلر در شتابدهی الکترون، نمودار انرژی الکترون بر اساس تغییرات میدان مغناطیسی ویگلر در شکل ۳ نشان داده شده است در این شکل مشاهده میشود که برای داشتن الکترونهای پرانرژی تر در مسافتهای خیلی کوتاه، حضور ویگلر می تواند بسیار مؤثر و بهینه باشد. در واقع هر چقدر دامنهٔ میدان مغناطیسی ویگلری افزایش یابد، انرژی الکترون هم در مسافتهای کوتاه، افزایش می یابد و این امر می تواند در طراحی شتاب دهندههای با ابعاد کوچک مورد توجه و استعمال قرار گیرد. اما در طراحی شتاب دهندههای با ابعاد بزرگ، مشاهده می شود که حضور ویگلرهای با دامنهٔ مغناطیسی قوی، چندان مفید و کارا نخواهد بود و بهتر است که در چنین مواردی، از ویگلرهای ضعیف تر استفاده شود تا الکترونهای پر انرژی تر داشته باشیم.



و دامنهٔ میدانهای a=0.7,b=0.9, k=0.995, $\theta = \pi/6$, p $_z = 5$ و دامنهٔ میدانهای nz و دامنهٔ میدانهای $\Omega_w = 0.02, 0.18, 0.25$

شکل۴ نمودار انرژی الکترون درحضور میدان ویگلر با شدتهای پالس لیزری متفاوت رسم شده است که نشان میدهد که هر چقدر شدت پالس لیزر ضعیفتر باشد، انرژی الکترون بیشتری را کسب میکند و در نتیجه شتاب بیشتری می گیرد.



b=0.5, p $_z$ =0.5, Ω $_w$ =0.5, انرژی الکترون برحسب طول انتشار z در حضور میدان مغناطیسی ویگلر a=1, 0.8, 0.2 ه طول انتشار مختلف θ = $\pi/6$

نمودار انرژی الکترون در غیاب میدان ویگلر با شدتهای پالس لیزری متفاوت در شکل ۵ رسم شده است و حاکی از آن است که با افزایش شدت پالس لیزر، انرژی الکترون افزایش مییابد. در واقع به کار بستن ویگلر در شتاب دهنده ای لیزری این امکان را به ما میدهد که با داشتن حتی لیزرهای کم توان و شدت پایین، بتوانیم به شتابهای بالای ذرات دست یابیم.



شكل ۵. انرژی برحسب z درغیاب میدان مغناطیسی ویگلر خارجی k=0.995, b=0.85,p z=2.5, θ=π/3 و شدتهای پالس لیزر مختلف a=1.85,2.25,3

شکل^ع نمای سهبعدی مسیر حرکت الکترون در غیاب میدان مغناطیسی ویگلر نشان داده شده است در این جا الکترون مسیری مارپیچی را طی میکند که شعاع لارمور آن در طول مسیر در حال افزایش است.



 $\Omega_{
m w}=0.3,\, heta=\pi/2$ شکل ۶. نمای سهبعدی مسیر حرکت الکترون در غیاب میدان مغناطیسی ویگلر $k=0.995,\,b=0.5,a=2$

شکل۷ نمای سهبعدی مسیر حرکت الکترون در حضور میدان مغناطیسی ویگلر نشان داده شده است که در آن حضور ویگلر، باعث یکنواختی تغییرات شعاع لارمور حرکت ذره در طی انتشارش میشود.



 $\Omega_{\rm w}=0.5,\,{
m a}$ شكل ۷. نماى سهبعدى مسير حركت الكترون در حضور ميدان مغناطيسى ويگلرخارجى ويگلر $=0.5,\,{
m a}=0.2$

برای بررسی نقش θ (میزان زاویهٔ میل میدان مغناطیسی مورب خارجی) بر شتاب گری الکترون، شکل ۸ را رسم کردهایم. در این شکل مشاهده می شود که با که با کاهش θ مقدار انرژی الکترون افزایش مییابد و در نتیجه الکترون ورودی شتاب بیش تری می گیرد.



و زاویههای میل k=0.995, $\Omega_{
m w}$ =0.2, p $_z$ =2.5,a=2,b=0.85 و زاویههای میل λ . انرژی الکترون برحسب z به ازای ویگلر θ = $\pi/2, \pi/3, \pi/4$

11

نتيجهگيرى

در این مقاله شتاب الکترون به کمک یک پالس لیزر انتشار یابنده از میان پلاسما و در حضور یک میدان مغناطیسی مایل و مغناطیسی پیچشی ویگلر هلیکال بررسی شده است. نتایج عددی حاصل از معادلات دیفرانسیل جفت شده با روش رانگ –کوتای مرتبه چهارم نشان میدهد که با توجه اثرات دامنهٔ میدان مغناطیسی مایل و نیز میدان مغناطیسی ویگلر پیچشی بر روی شتاب الکترون، میتوان نتیجه گرفت که انرژی الکترون به ازای کاهش فاز اولیه، افزایش مییابد و همچنین با افزایش شدت پالس لیزر در غیاب ویگلر، انرژی الکترون افزایش مییابد. بررسیهای عددی بیشتر نشان میدهد که و در حضور ویگلر انرژی الکترون با افزایش شدت پالس لیزر، کاهش مییابد. همچنین با کاهش دامنهٔ میدان ویگلر، انرژی افزایش مییابد. بنابراین حضور ویگلر مغناطیسی خارجی میتواند دو نقش ارزنده داشته باشد، یکی آن استفاده از آن به طور بهینه ای میتواند ابعاد شتاب دهنده های الکترونی که بر پایهٔ پالس لیزری هستند را کاهش دهد و دیگر آن که میتوان حتی در حضور توان و شدتهای پایین لیزری به کار گرفته شود و طراحی شتاب دهنده های نسل جدید استفاده کرد که این میتواند در کاهش هزینه های طراحی شتاب دهنده های حی رومیزی نسل آینده عمل کرده و مفید واقع شود.

منابع

1. T. Tajima and J. M. Dawson, Phys. Rev. Lett, 43 (1979) 267

2. W. Yu, Z. Y. Chen, M. Y. Yu, L. J. Qian, P. X. Lu, R. X. Li, and K. Koyama, Phys. Rev. E, 66 (2002) 036406

3. K. P. Singh and V. K. Tripathi, Phys. Plasmas, 2 (2004) 743

4. D. N. Gupta, K. Gopal, I.H. Nam, V.V. Kulagin and H. Suk, Laser and Particle Beams, 32 (2014) 449

5. C. Max, J. Arons, and A. B. Langdon, Phys. Rev. Lett, 33 (1988) 209

6. H. Liu, X. T. He, and S. G. Chen, Phys. Rev. E, 69 (2004) 066409

- 7. T. Kurki-Suonio, P. J. Morrison, and T. Tajima, Phys. Rev. A 0 (1989) 3230
- 8. N. Kumar, and V. K. Tripathi, Euro phys. Lett.75 (2006) 266

9. D. N. Gupta, and Chang-Mo Ryu, Phy. Plasmas, 12 (2005) 053103

10. D. N. Gupta, K. Gopal, I.H. Nam, V.V. Kulagin and H. Suk, Laser and Particle Beams, 32 (2014) 449

11. P. Jha, A. Saroch and R. K. Mishra, Laser and Particle Beams, 31(2013) 583

12. D. N. Gupta, and H. Suk, Phys. Plasmas, 13 (2006) 013105

13.Yazdani, R. Sadighi-Bonabi, H. Afarideh, J. Yazdanpanah and H. Hora, Laser and Particle Beams, 32 (2014) 509

14. S. Jafari, Laser Phys. Lett, 12 (2015) 075002

15. S. Jafari, F. Jafarinia, H. Mehdian, Laser Phys, 23 (2013) 085005

16. A. Sharma and V. K. Tripathi, Phy. Plasmas, 16 (2009) 043103

17. M. Esmaeilzadeh, J. E. Willet, Phy. Plasmas, 14 (2007) 033102