

## تقویت تابش ترارترز تولید شونده به واسطه حرکت باریکه الکترونی خوشه‌بندی شده درون ویگلر پیچشی به وسیله میدان مغناطیسی محوری

پیمان گمار، علی حسن بیگی و حسن مهدیان

گروه فیزیک اتمی و مولکولی و پژوهشکده پلاسما، دانشکده فیزیک، دانشگاه خوارزمی، تهران

پست الکترونیکی: hbeigi@khu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۴/۱۰/۱۳؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۶/۱۲/۱۷)

### چکیده

تابش ترارترز همدوس به واسطه حرکت باریکه الکترون نسبیته خوشه‌بندی شده، از درون ویگلر پیچشی در حضور میدان مغناطیسی محوری، مورد مطالعه قرار گرفت. باریکه الکترونی نسبیته پیش از رسیدن به ویگلر، مورد تابش همزمان دو لیزر با اختلاف بسامد از مرتبه ترارترز قرار می‌گیرد، برهم‌کنش باریکه الکترونی با موج زنش حاصل دو تابش لیزر، باریکه الکترونی را خوشه‌بندی می‌نماید، که می‌تواند با گذشتن از درون ویگلر پیچشی در حضور میدان مغناطیسی محوری، تابش ترارترز همدوس گسیل نماید. مطالعات عددی انجام شده نشان داد که میدان مغناطیسی محوری سبب تقویت میزان تابش‌ها می‌شود.

واژه‌های کلیدی: لیزرالکترون آزاد، ویگلر پیچشی، میدان مغناطیسی محوری، باریکه الکترونی خوشه‌بندی شده

### ۱. مقدمه

ابتدا در اوایل سال‌های ۱۹۹۰ دو روش مبتنی بر فیزیک حالت جامد و دیگری مبتنی بر فیزیک اپتیک برای تولید امواج ترارترز ابداع شد، یکی از متداول‌ترین روش‌ها، لیزرهای آبشاری کوانتومی<sup>۱</sup> (QCL) [۱] و لیزرهای گازی CO<sub>2</sub> برای تولید امواج همدوس ترارترز بودند که به مرور زمان توسعه یافتند. در QCLها امواج الکترومغناطیس ترارترز از گسیل القایی الکترون‌ها و از وارد کردن الکترون‌ها به لایه‌های دوره‌ای ابرشبکه‌های نیم‌رسانا تحت اختلاف

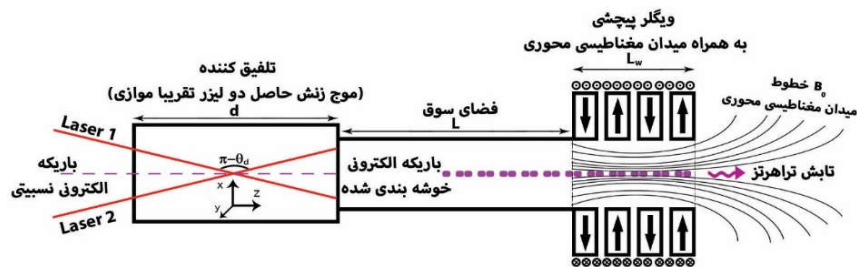
پتانسیل الکتریکی ایجاد می‌شود [۲]. در روشی دیگر از حلقه انبارش<sup>۲</sup> و برهم‌کنش الکترون‌های نسبیته با تابش ایجاد شده از شتاب حرکت دایره‌ای خودشان امواج همدوس سینکروترونی ترارترز ایجاد می‌شود، ببرد<sup>۳</sup> و همکاران جزء کسانی بودند که این روش را به صورت آزمایشگاهی انجام دادند [۳]. روش دیگر تولید امواج ترارترز به وسیله لیزرهای الکترون آزاد<sup>۴</sup> (FEL) است. لیزرهای الکترون آزاد از واسطه قرن پیش مورد توجه محققان قرار گرفتند و مطالعات

۲. Storage Ring

۳. Byrd

۴. Free Electron Laser

۱. Quantum Cascade Laser



شکل ۱. (رنگی در نسخه الکترونیکی) شکل نمادین تولید تابش تراهرتز از باریکه الکترونی خوشه بندی شده به وسیله تابش لیزر در ویگلر پیچشی در حضور میدان مغناطیسی محوری.

محوری از واگرایی باریکه الکترونی جلوگیری می کند و همان طوری که در این مقاله نشان خواهیم داد سبب تقویت تابش تراهرتز (در دستگاه پیشنهادی) خواهد شد. مقاله پیش رو به سه بخش اصلی تقسیم می شود، ابتدا خوشه ای شدن باریکه الکترون نسبی به وسیله برهم نهی دو تابش لیزر با باریکه الکترون نسبی را بررسی می کنیم. در بخش دوم به بررسی حرکت الکترون ها درون میدان مغناطیسی ویگلر پیچشی به همراه تأثیر میدان مغناطیسی محوری می پردازیم و تابش الکترومغناطیسی از حرکت تناوبی الکترون ها را محاسبه می کنیم. در بخش سوم به تحلیل عددی و رسم نمودارهای تابش با توجه به متغیرهای موجود می پردازیم و در آخر روی آنها بحث و نتیجه گیری می کنیم.

## ۲. خوشه ای کردن باریکه الکترون نسبی به

### وسیله برهم نهی با دو تابش لیزر متفاوت

شکل ۱ نمایی از مسأله مورد بررسی را نشان می دهد همان طوری که در این شکل مشخص شده است ابتدا دو باریکه لیزر باعث خوشه ای شدن باریکه الکترونی می شوند به همین منظور مسیر حرکت الکترون ها را تحت تأثیر دو باریکه لیزر مورد بررسی می کنیم. میدان الکتریکی و مغناطیسی لیزرها را به صورت  $\vec{E}_{Lj} = \hat{x} A_j e^{-i(\omega_j t - k_j z)}$ ،  $\vec{B}_{Lj} = \frac{c(k_j \times \vec{E}_{Lj})}{\omega_j}$  که  $j=1,2$  نشان دهنده لیزر اول و دوم است و لیزرها قطبیده خطی در جهت  $x$  هستند. سرعت الکترون ها  $\vec{v} = \vec{v}_0 + \vec{v}_{Lj}$  است که سرعت اختلالی نوسانی به واسطه تابش لیزر به

گسترده ای روی آنها شروع شد [۴-۷]. این وسیله به خاطر توانایی تولید امواج الکترومغناطیسی در گستره وسیعی از طیف الکترومغناطیسی، همواره یکی از گزینه های خوب تولید امواج الکترومغناطیس همدوس بوده است. سازوکار عمل آن، فرایند عکس میرایی لاندائو است به این صورت که ذرات متحرک در برهم کنش با امواج الکترومغناطیسی انرژی را به موج می دهند و باعث تقویت موج الکترومغناطیسی می شوند [۸] ما در این مقاله سعی در بررسی تولید امواج تراهرتز بر مبنای این روش داریم، کار ما محاسبه تابش از ویگلر پیچشی همراه با میدان مغناطیسی محوری است که از باریکه الکترون های نسبی خوشه ای شده به وسیله تابش دو باریکه لیزر تقریباً موازی ایجاد می شود. این روش خوشه کردن باریکه الکترونی به وسیله تابش دو لیزر در سال ۱۹۹۷ توسط گردن<sup>۱</sup> و همکاران [۹] معرفی شد. در آزمایشگاه دانشگاه UCLA به صورت تجربی توچیسکی<sup>۲</sup> برای تولید تابش تراهرتز از آندولاتور تخت<sup>۳</sup> با طول زیاد [۱۰] و از خوشه بندی الکترون ها به وسیله تابش دو لیزر متفاوت CO<sub>2</sub> به باریکه الکترونی استفاده نمود، همچنین کومار و تریپاتی<sup>۴</sup> در مقاله دیگری [۱۱] تابش یک ویگلر پیچشی از الکترون های خوشه ای شده با این روش را بررسی نمودند. در هیچ یک از مراجع [۹-۱۱] تأثیر میدان مغناطیسی محوری بر روی تابش تراهرتز بررسی نشده است. میدان مغناطیسی

۱. D Gordon

۲. S Ya Tochitsky

۳. Plan undulator

۴. M Kumar and Tripathi

روی زمان (از لحظه ورود الکترون به مدوله کننده  $t_0$  تا لحظه خروج آن  $t_1 = t_0 + d/v_{zb}$ ) انتگرال می‌گیریم

$$\vec{v}_1 = -\hat{z}\eta v_{zb} \sin(\omega t_0 + \theta_{bg}) \quad (6)$$

در معادله (۶)  $\eta = \frac{kd}{\gamma_0^2} \frac{c^2}{v_{zb}^2} \frac{eA_1}{m\omega_0 c} \frac{eA_1^*}{m\omega_0 c} \frac{\sin(\theta_{bg})}{\theta_{bg}}$

و  $\theta_{bg} = \left( \frac{\omega - kv_{zb}}{v_{zb}} \right) d$  طول مدوله کننده هستند و در

انتگرال گیری از  $z = v_{zb}(t - t_0)$  استفاده کردیم. معادله (۶) نشان می‌دهد که با توجه به محل قرارگیری الکترون‌ها در فضای فاز اثر نیروی پاندروموتیو بر آنها متفاوت خواهد بود و به این ترتیب برخی الکترون‌ها کند شده و برخی شتاب می‌گیرند. حال اگر در یک فضای بدون هیچ گونه میدانی (فضای سوق) به این الکترون‌ها اجازه حرکت دهیم، الکترون‌های سریع‌تر شده به الکترون‌های کند شده در یک دوره تناوب می‌رسند و همین فرایند به صورت تناوبی اتفاق می‌افتد و در نهایت خوشه‌ای شدن الکترون‌ها در باریکه الکترونی اتفاق می‌افتد.

زمان  $t_1 = t_0 + \frac{d}{v_{zb}} + \frac{L}{v_{zb}} (1 + \eta \sin(\omega t_0 + \theta_{bg}))$  طول

می‌کشد تا الکترون‌ها به انتهای فضای سوق به طول  $L$  برسند، با استفاده از پایستگی بار الکتریکی  $I_1 dt_1 = I_0 dt_0$  چگالی الکترون‌های خوشه‌ای شده را که به ویگلر می‌رسند محاسبه می‌کنیم، به این صورت که برای جریان رسیده به ویگلر (در انتهای فضای سوق)  $I_1$  به وسیله بسط تیلور، تابع و ضرایب بسط را محاسبه می‌کنیم و در نهایت از روی پایستگی بار، چگالی باریکه الکترونی خوشه‌ای شده را که به ویگلر می‌رسد به دست می‌آوریم. چگالی باریکه الکترونی خوشه شده در انتهای فضای سوق

$$n_{1b} = -\gamma_0 n_{0b} J_1 \left( \frac{\omega L \eta}{v_{zb}} \right) \cos(\omega t_0 - \delta), \quad (7)$$

است که در معادله (۷)  $\delta = \left( \omega \left( \frac{L+d}{v_{zb}} \right) - \theta_{bg} \right)$  تابع

بسل نوع اول و  $n_{0b}$  چگالی باریکه الکترونی است. نوسانی بودن رابطه (۷) بیانگر خوشه‌ای بودن این باریکه است.

حرکت افزوده شده است.  $\vec{v}_{Lj} = \frac{e\vec{E}_{Lj}}{m\gamma_0 i\omega_j}$  از حل قسمت

خطی معادله حرکت (۱) به دست می‌آید

$$m\gamma_0 \left[ \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla \vec{v} \right] = -e\vec{E}_L - \frac{1}{c} e\vec{v} \times \vec{B}_L, \quad (1)$$

در به دست آوردن سرعت اختلالی از دو فرض که اولاً شکل کلی آن  $v_L = a_L e^{-i(\omega t - kz)}$  است و همچنین به جای مشتق زمانی از  $-i\omega t$  و به جای مشتق مکانی از  $ik$  استفاده کردیم. بخش غیرخطی معادله حرکت (۱) اثر قابل توجهی بر حرکت الکترون‌ها دارد که قابل چشم‌پوشی نیست از همین رو آن را نیروی پاندروموتیو  $\vec{F}_p$  نامگذاری کرده و اثر آن را بررسی می‌نماییم

$$\vec{F}_p = -\frac{1}{c} e\vec{v}_{Lj} \times \vec{B}_{Li} - m\gamma_0 [\vec{v}_{Lj} \cdot \nabla \vec{v}_{Li}], \quad i, j = 1, 2 \quad (2)$$

کمی محاسبات نیاز است تا به معادله ساده شده (۳) برسیم

$$\vec{F}_p = -\frac{e}{c} \frac{1}{\gamma} [\vec{v}_{L1} \times \vec{B}_{L2}^* + \vec{v}_{L2}^* \times \vec{B}_{L1}] = \hat{z} F_p e^{-i(\omega t - kz)}, \quad (3)$$

که در معادله (۳)  $F_p = \frac{e^2 A_1 A_2^* k}{\gamma i m \gamma_0 \omega_1 \omega_2}$  و  $\omega = \omega_1 - \omega_2$

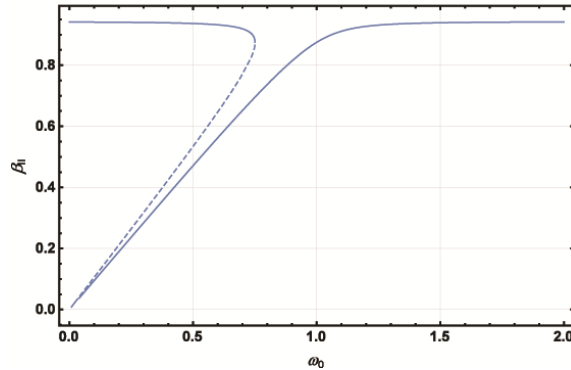
$k = k_1 - k_2$  هستند و اختلاف بسامد دو لیزر  $\omega$  را از مرتبه تراهرتز و زاویه بین باریکه لیزرها را خیلی کوچک فرض کردیم. اثر این نیروی غیرخطی زمانی نمایان می‌شود که معادله حرکت نسبیتی را تحت تأثیر این نیرو حل کنیم

$$\gamma \frac{d}{dt} (\vec{v}) = \left( \vec{\gamma} - \frac{\vec{v}\vec{v}}{c^2} \right) \cdot \frac{\vec{F}_p}{m}, \quad (4)$$

که سرعت در معادله (۴)  $\vec{v} = v_{zb} \hat{z} + v_1 \hat{z}$  مجموع سرعت اولیه باریکه الکترونی و اثر نیروی پاندروموتیو خواهد بود. از بسط عامل نسبیتی  $\gamma$  حول سرعت اولیه  $v_{zb}$  استفاده می‌کنیم  $(\gamma = \gamma_0 + \frac{v_{zb} \gamma_0^3 v_1}{c^2})$  و از مراتب بالاتر سرعت غیرخطی  $v_1$  صرف نظر می‌کنیم، در نهایت معادله حرکت نسبیتی (۴) به صورت

$$\frac{\partial}{\partial t} (v_1 \gamma_0^3 \hat{z}) = \frac{\vec{F}_p}{m}, \quad (5)$$

در می‌آید که برای محاسبه سرعت اختلالی در لحظه خروج الکترون از منطقه متأثر از لیزرها (مدوله کننده) از معادله (۵)



شکل ۲. نمودار سرعت محوری باریکهٔ الکترونی نسبت به قدرت میدان مغناطیسی محوری برای  $g = 3$  و  $\Omega_w = 0.05$ .

استفاده از معادله  $\gamma^{-2} = 1 - \beta_x^2 - \beta_y^2 - \beta_{\parallel}^2$  می‌توان شکل تابع سرعت محوری الکترون‌ها درون ویگنر را به دست آورد.

$$\text{معادلهٔ } \beta_{\parallel}^2 \left[ 1 + \frac{\Omega_w^2 \beta_{\parallel}^2}{(\beta_{\parallel}^2 - \Omega_w \beta_{\parallel})^2} \right] = 1 - \gamma^{-2} \text{ سرعت محوری}$$

الکترون‌ها  $\beta_{\parallel}$  را درون ویگنر محاسبه می‌کند.

همان‌طور که از مخرج کسر معادلهٔ سرعت محوری مشخص است پاسخ‌ها به دو دستهٔ گروه اول  $\beta_{\parallel} > \Omega_w$  و گروه دوم  $\beta_{\parallel} < \Omega_w$  تقسیم می‌شوند و در  $\beta_{\parallel} = \Omega_w$  تشدید رخ می‌دهد. در ادامه هدف ما محاسبهٔ میدان‌های تابش شده از بارالکتریکی متحرک درون ویگنر است. یک جریان عرضی مانند یک آنتن، موج الکترومغناطیسی تابش می‌کند که می‌توان پتانسیل برداری تابش شده آن را در ناحیهٔ دور  $kr \gg 1$  از معادلهٔ (۱۰) محاسبه نمود

$$\vec{A}(x, t) = \frac{1}{c} \int d^3x' \int dt' \frac{J_t(x', t')}{|x - x'|} \delta \left( t' + \frac{|x - x'|}{c} - t \right). \quad (10)$$

در معادلهٔ (۱۰)، جریان عرضی درون ویگنر،  $J_t$ ، از حاصل ضرب سرعت عرضی در چگالی بارالکتریکی در بار الکترون‌ها به دست می‌آید

$$J_t = \nu n_b e c \Omega_w \left[ \frac{\beta_{\parallel}^2}{\Omega_w \beta_{\parallel} - \beta_{\parallel}^2} \right] (\hat{x} - i\hat{y}) e^{i\delta} \quad (11)$$

$$J_{\parallel} \left( \frac{\omega L \eta}{v_b} \right) e^{-i \left[ \omega \left( t - \frac{z}{\beta_{\parallel} c} \right) - k_w z \right]}$$

### ۳. محاسبهٔ میدان الکترومغناطیسی تابش شده

در این بخش به بررسی معادلات حرکت الکترون‌ها در یک ویگنر پیچشی همراه با میدان مغناطیسی ثابت محوری تابش الکترومغناطیسی حاصل از حرکت نوسانی این ذرات درون میدان ویگنر را محاسبه می‌کنیم.

معادلات حرکت الکترون‌ها درون ویگنر با توجه به

نیروی لورنتس به صورت

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v_x) = \frac{e v_z B_w}{c} \sin k_w z - \frac{e B_0}{c} v_y, \quad (8\text{-الف})$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v_y) = -\frac{e v_z B_w}{c} \cos k_w z - \frac{e B_0}{c} v_x, \quad (8\text{-ب})$$

$$\frac{d}{dt}(\gamma m v_z) = -\frac{e B_w}{c} (v_x \sin k_w z - v_y \cos k_w z), \quad (8\text{-ج})$$

هستند. حل معادلات جفت شدهٔ (۸)، مؤلفه‌های سرعت الکترون‌ها در هر نقطه از ویگنر را مشخص می‌کند، برای سرعت عرضی داریم

$$\beta_x = \frac{\Omega_w \beta_{\parallel}^2}{\Omega_w \beta_{\parallel} - \beta_{\parallel}^2} \cos k_w z, \quad (9\text{-الف})$$

$$\beta_y = \frac{\Omega_w \beta_{\parallel}^2}{\Omega_w \beta_{\parallel} - \beta_{\parallel}^2} \sin k_w z, \quad (9\text{-ب})$$

که در معادلات (۹)،  $\beta_x = \frac{v_x}{c}$  و  $\beta_y = \frac{v_y}{c}$  و  $\beta_{\parallel} = \frac{v_z}{c}$

هستند. در ضمن با  $\Omega_w = \frac{e B_w}{\gamma m c^2 k_w}$  و  $\Omega_0 = \frac{e B_0}{\gamma m c^2 k_w}$

#### ۴. تحلیل عددی

در این بخش به تحلیل عددی تابش به وجود آمده در ویگنر پیچشی به همراه میدان یکنواخت مغناطیسی می پردازیم. در این تحلیل از مقادیر  $d = 400 \mu\text{m}$  و  $L = 1 \text{cm}$  و  $\lambda_w = 106 \mu\text{m}$  و  $\frac{eA_1^*}{m\omega c} = 0.05$  و  $\frac{eA_1}{m\omega c} = 0.05$  استفاده

نمودیم. ابتدا توان تابشی نرمال شده  $\Delta$  را به صورت زیر

تعریف می کنیم

$$\Delta = \frac{\omega \pi r^2 S_{av}}{L_b^2 c B_w^2} = \omega_b^2 r_b^2 k_w^2 \frac{\omega^2}{c^2} \left[ \frac{\beta_{||}^2}{\Omega_b \beta_{||} - \beta_{||}^2} \right]^2 J_1^2 \left( \frac{\omega L \eta}{v_b} \right) \quad (15)$$

در شکل ۳ تأثیر افزایش قدرت میدان مغناطیسی محوری بر تابش الکترومغناطیس بهنجار در گروه اول را بررسی کرده ایم.

مطابق انتظار به خاطر وجود تابع بسل مرتبه اول، تابشها ابتدا افزایش یافته و در یک بسامد بیشینه می شوند، سپس افت کرده و به صفر میل می نمایند و این اتفاق متناوباً رخ می دهد. مشاهده شد که با افزایش قدرت میدان مغناطیسی محوری میزان تابش در تمام بسامدها افزایش یافته است، اما بیشترین توان تابشی در بسامد  $4/6$  تراهرتز وجود دارد. همچنین قدرت میدان مغناطیسی محوری را به گونه ای در نظر گرفته ایم که در آزمایشگاه به راحتی بتوان آن را تولید کرد.

در شکل ۴ تأثیر تغییرات  $\omega_b$  را روی بیشینه تابشها در  $\gamma = 2/294$  را بررسی کرده ایم. با افزایش بسامد بهنجار شده باریکه الکترونی  $\omega_b$ ، تابشها افزایش پیدا می کند ولی باز هم بیشینه تابشها در بسامد  $4/6$  تراهرتز هستند. از طرف دیگر، همان طوری که در شکل ۴ نشان داده شده است هنگامی که بسامد باریکه الکترونی را افزایش می دهیم، تابشها افزایش یافته و وجود میدان مغناطیسی محوری سبب تقویت توان تابش شده تراهرتز می شوند.

تغییر در سرعت اولیه الکترونها باعث جابه جایی

در به دست آوردن جریان عرضی معادله (۱۱) از  $t_r = t - \frac{z}{\beta_{||} c}$  استفاده کردیم. با قرار دادن جریان عرضی از معادله (۱۱) در معادله (۱۰) می توان پتانسیل برداری میدان تابشی را به دست آورد. ذکر این نکته ضروری است که انتگرال روی حجم استوانه ای از ویگنر به شعاع  $r_b$  که باریکه الکترونی در آن حرکت می نماید گرفته می شود و فاصله معکوس را می توان به صورت  $|x-x'| \approx r-z' \cos \theta$  تقریب زد

$$\vec{A}(r, t) = \gamma n_b e \Omega_w \left[ \frac{\beta_{||}^2}{\Omega_b \beta_{||} - \beta_{||}^2} \right] (\hat{x} - i\hat{y}) e^{i\delta} J_1 \left( \frac{\omega L \eta}{v_b} \right) \frac{1}{r} e^{-i(\omega(t-r/c))} \pi r_b^2 \quad (12)$$

$$\left[ \frac{i \left( \left( \frac{1}{\beta_{||}} - \cos \theta \right) + \frac{ck_w}{\omega} \right) \frac{\omega L_b}{c} - 1}{i \left( \left( \frac{1}{\beta_{||}} - \cos \theta \right) + \frac{ck_w}{\omega} \right) \frac{\omega}{c}} \right]$$

در معادله (۱۲)،  $L_b$  طول بانج است. حال از روی پتانسیل برداری تابش شده از ویگنر، می توانیم میدان مغناطیسی را به کمک رابطه  $\vec{B} = \nabla \times \vec{A}$  محاسبه کنیم.

$$\vec{B}(r, t) = \frac{i\omega}{c} [\hat{r} \times (\hat{x} - i\hat{y})] \gamma n_b e \Omega_w \left[ \frac{\beta_{||}^2}{\Omega_b \beta_{||} - \beta_{||}^2} \right] e^{i\delta} J_1 \left( \frac{\omega L \eta}{v_b} \right) \frac{1}{r} e^{-i(\omega(t-r/c))} \pi r_b^2 L_b e^{i\theta} \frac{\sin \theta'}{\theta'} \quad (13)$$

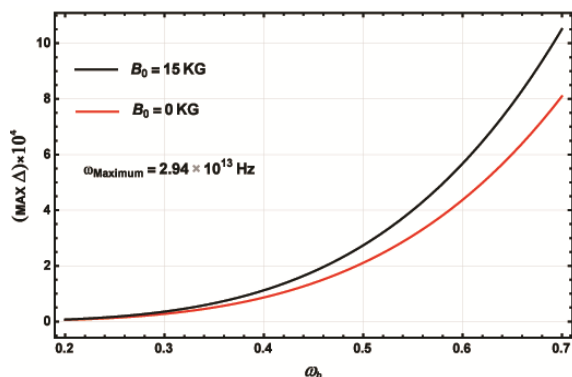
در معادله (۱۳)،  $\theta' = \left( \left( \frac{1}{\beta_{||}} - \cos \theta \right) + \frac{ck_w}{\omega} \right) \frac{\omega L_b}{2c}$  است.

حال با توجه به میدان مغناطیسی تابش شده می توان متوسط

زمانی بردار پوینتینگ  $S_{av} = \frac{c}{4\pi} |\vec{B}|^2$  را محاسبه نمود

$$S_{av} = \frac{\omega_b^2 r_b^2 L_b^2}{4\pi r^2} \frac{\omega^2}{c^2} B_w^2 c \left[ \frac{\beta_{||}^2}{\Omega_b \beta_{||} - \beta_{||}^2} \right]^2 J_1^2 \left( \frac{\omega L \eta}{v_b} \right) \left( \frac{\sin \theta'}{\theta'} \right)^2 \quad (14)$$

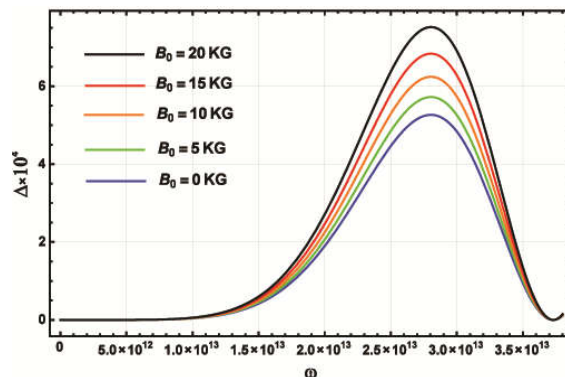
که در معادله (۱۴)،  $\omega_b = \left( \frac{\gamma \pi n_b e^2}{\gamma m c^2 k_w^2} \right)^{1/2}$  است.



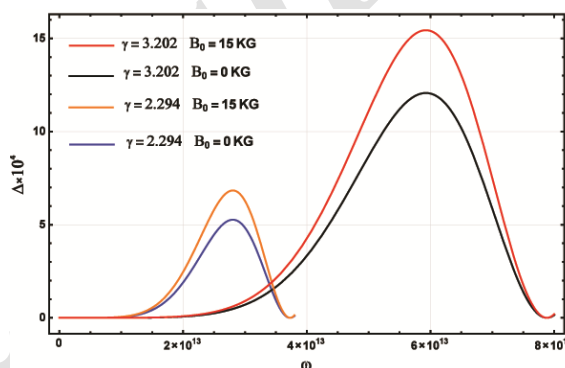
شکل ۴. (رنگی در نسخه الکترونیکی) تأثیر تغییرات بسامد بهنجار شده باریکه الکترونی روی بیشینه تابش الکترومغناطیس بهنجار شده در هنگام وجود و عدم وجود میدان مغناطیسی محوری.

### ۵. جمع بندی و نتیجه گیری

در این مقاله باریکه الکترون نسبیتی را تحت تأثیر دو لیزر با اختلاف بسامد در محدوده تراهرتز قرار دادیم، و نشان دادیم که برهم نهی موج زنش حاصل از دو لیزر با باریکه الکترون نسبیتی، تحت اثر نیروی غیرخطی پاندرموتیو باعث خوشه بندی الکترون ها می شود، الکترون های خوشه بندی شده به وسیله موج زنش دو لیزر، درون ویگلر پیشگی همراه میدان مغناطیسی محوری، تابش تراهرتز همدوس ایجاد می نمایند. همان طور که در تحلیل ها نشان داده شد اعمال میدان مغناطیسی محوری باعث تغییر سرعت طولی و عرضی باریکه الکترون ها شده است و تابش های تراهرتز را تقویت می نماید. لازم به ذکر است که قدرت میدان مغناطیسی محوری را تا حدی که در آزمایشگاه ها قابل تولید باشند، افزایش داده ایم اما افزایش بیشتر آن، باعث تقویت بیشتر تابش ها می شود که فقط در نظریه قابل استفاده است. همان طوری که می دانیم، اعمال میدان مغناطیسی محوری به ویگلر پیشگی کاری ساده و کم هزینه در آزمایشگاه خواهد بود ولی در این مسئله تأثیر قابل ملاحظه ای خواهد داشت.



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار تابش بهنجار شده بر حسب بسامد برای گروه اول، برای مقادیر متفاوت از میدان مغناطیسی محوری در  $\gamma = 2.294$ .



شکل ۵. (رنگی در نسخه الکترونیکی) نمودار جابه جایی بیشینه تابش های تراهرتز با تغییر سرعت اولیه الکترون ها و تقویت تابش ها با اضافه کردن میدان مغناطیسی محوری.

بیشینه تابش ها می شود. شکل ۵ نمودار بسامد تابش ها نسبت به تغییرات سرعت اولیه باریکه الکترونی  $\gamma$  است این شکل نشان دهنده این است که میدان مغناطیسی محوری تابش شده را در  $\gamma$  های بالاتر بیشتر تقویت می کند.

وقتی که گاما را از  $\gamma = 2.294$  به  $\gamma = 3.202$  تغییر دادیم بیشترین تابش ها از  $4/6$  تراهرتز به  $9/4$  تراهرتز افزایش یافتند و اعمال میدان مغناطیسی محوری سبب تقویت تابش ها در تمام بسامدها شده است.

## مراجع

- Plasmas* **7** (2015) 073103.
7. A Hasanbeigi, H Mehdian, *Chinese Phys. B* **22** (2013) 075205.
  8. P R Ribic and G Margaritondo, *Phys. Status Solidi B* **249** (2012) 1210.
  9. D Gordon, C E Clayton, T Katsouleas, W B Mori, and C Joshi, *Phys. Rev. E* **57** (1989) 1035.
  10. S Tochitsky, C Joshi, C Pellegrini, S Reiche, J B Rosenzweig, and C Sung, "Laser Beat-Wave Microbunching of Relativistic Electron Beam in the THz Range", Proceedings of LINAC, Knoxville, Tennessee (2006) 100.
  11. M Kumar and V K Tripathi, *Phys. Plasmas* **19** (2012) 073109.
  1. J Faist, F Capasso, D L Sivco, C Sirtori, A L Hutchinson, and A Y Cho, *Science* **264** (1994) 553.
  2. R Köhler, A Tredicucci, F Beltram, H E Beere, E H Linfield, A G Davies, D A Ritchie, R C Iotti, and F Rossi, *Nature* **417** (2002) 156.
  3. J M Byrd, Z Hao, M C Martin, D S Robin, F Sannibale, R W Schoenlein, A A Zholents, and M S Zolotarev, *Phys. Rev. Lett.* **96** (2006) 164801.
  4. H P Freund J M Antonsen, "Principles of Free-Electron Lasers", London: Chapman and Hall (1992).
  5. M Esmaeilzadeh, H Mehdian, and J E Willett, *J. Plasma phys.* **70** (2004) 9.
  6. H Mehdian, A Hasanbeigi, and S Jafari, *Phys.*

Archive of SID