

شبیه‌سازی نوسانگر لیزر الکترون آزاد با پیش‌دسته‌بندی در محدوده تراهرتز

فاطمه بازوبند^۱ و احسان میر^۲

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه فسا، فسا

۲. گروه فوتونیک، دانشکده علوم و فناوری‌های نوین، دانشگاه تحصیلات تکمیلی صنعتی و فناوری پیشرفته، کرمان

پست الکترونیکی: bazouband.f@fasau.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۳۹۷/۰۷/۱۷؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۳۹۸/۱۱/۱۴)

چکیده

یکی از اهداف بلند مدت در توسعه لیزر الکترون آزاد (FEL) با بهره‌ی بالا، کاهش ولتاژ مورد نیاز باریکه الکترونی برای ایجاد یک برهم‌کنش قوی در دستگاه در یک بسامد معین است. لیزرهای الکترون آزاد نوسانگر (FELO) نقشی اساسی در راستای این هدف ایفا می‌کنند. در این مقاله شبیه‌سازی یک بعدی نوسانگر لیزر الکترون آزاد با ویگلر تخت در محدوده تراهرتز انجام گرفته است. اثر روش‌هایی چون پیش‌دسته‌بندی الکترون‌های ورودی بر افزایش بازده یا طول مؤثر لیزر مورد بررسی قرار گرفته است. برای بررسی رفتار دستگاه، مجموعه معادلات دیفرانسیلی غیر خطی جفت شده با استفاده از روش رانگ- کوتای مرتبه چهار به طور عددی حل شده و میانگین‌گیری‌های مربوط به پرتو الکترون با استفاده از روش سیمپسون انجام شده‌اند.

واژه‌های کلیدی: لیزر الکترون آزاد نوسانگر، شبیه‌سازی یک‌بعدی، ویگلر تخت، پیش‌دسته‌بندی، انرژی پرتو

۱. مقدمه

لیزر الکترون آزاد یک منبع نور جدید است که با استفاده از پرتو الکترون نسبیتی که از داخل میدان مغناطیسی متناوب ویگلر عبور می‌کند، با میدان تابشی برهم‌کنش کرده و پالس‌های لیزری با درخشندگی بالا تولید می‌کند. به خاطر مزایای فراوان آن همچون منبعی قابل تنظیم برای طیف وسیع بسامدی، توجه زیادی را به خود جلب کرده است. FEL‌های با بهره‌ی بالا که با یک دور عبور تابش از منطقه برهم‌کنش کار

می‌کنند، مخصوصاً آنهایی که عملکرد خودتقویتی SASE^۱

دارند، قادر به تولید پالس‌های با درخشندگی بالا در محدوده پرتو ایکس هستند. پروژه‌های موفق زیادی همچون LCLS^۲ [۱]، SACLA^۳ [۲]، CFEL^۴ [۳] ساخته شده‌اند یا در دست اقدام هستند. در مرجع [۴] امکان الحاق FEL از نوع کلاستر نوری به حلقه انبارش چشمه نور ایران به منظور

۱. Self-Amplified Spontaneous Emission

۲. Linear Coherent Light Source

۳. Spring-8 angstrom Free Electron Laser

۴. Compact Free Electron Laser

است. همچنین چندین FELLO فروقرمز و تراهرتز در دست اقدام هستند [۱۷]. همین طور کاربردهای فراوانی برای لیزر الکترون آزاد همراه با کاواک آینه‌ای در طول موج‌های بلند همچون طیف‌سنجی گزارش شده است [۱۸].

به کار بردن پرتو الکترونی با پیش‌دسته‌بندی اولیه باعث کاهش طول اشباع و افزایش نرخ رشد تابش می‌شود که در لیزر الکترون آزاد تقویت کننده مطالعات زیادی در این زمینه انجام گرفته است [۱۸-۲۱]. تأثیر پیش‌دسته‌بندی در افزایش نرخ رشد تابش با استفاده از پرتو الکترونی با انرژی 200 keV در [۲۲ و ۲۳]، به طور تجربی نشان داده شده است. در شبیه‌سازی یک بعدی [۲۴] و سه بعدی [۲۵] انجام گرفته در رژیم کامپتون نشان داده شده است که با استفاده از پرتو الکترونی با پیش‌دسته‌بندی، رشد فوق‌نمایی برای تابش الکترومغناطیسی روی می‌دهد. ساختار ایجاد پیش‌دسته‌بندی برای طول موج‌های بسیار کوتاه نیز در مراجع [۲۵ و ۲۶] ارائه شده است.

در این مقاله، پس از شبیه‌سازی نوسانگر لیزر الکترون آزاد با ویگلر تخت در محدوده طول موج‌های بلند، تأثیر انرژی پرتو الکترون اولیه و پیش‌دسته‌بندی آن بر تابش خروجی و طول اشباع مورد بررسی قرار گرفته است. در بخش دوم مقاله، ساختار فیزیکی نوسانگر مورد نظر و فرضیات حاکم در طراحی آن ذکر شده و معادلات حاکم بر این ساختار بیان شده است. در بخش سوم نتایج حاصل از حل عددی معادلات مورد بحث قرار گرفته و نهایتاً در بخش چهارم به نتیجه‌گیری پرداخته شده است.

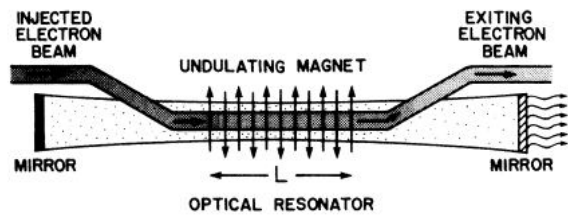
۲. ساختار فیزیکی و فرضیات حاکم

در لیزر الکترون آزاد، تقویت کننده پرتو الکترون پر انرژی که در میدان مغناطیسی ویگلر حرکت می‌کند، قادر به تقویت تابش الکترومغناطیسی موجود در منطقه برهم‌کنش و ایجاد یک تابش همدوس است. این سازوکار تقویت می‌تواند در شکل نوسانگر با پس‌خوراند^۱ بخشی از سیگنال خروجی نیز مورد استفاده قرار گیرد. دلایلی عملی برای ساخت لیزر

تولید تابش پرتو ایکس مورد بررسی قرار گرفته است. طرح‌های متنوعی هم بر اساس تزریق سیگنال ضعیف ورودی کار می‌کنند [۵-۹] که برخی مشکلات عملکرد خودتقویتی را ندارند.

یکی دیگر از عملکردهای امیدبخش لیزر الکترون آزاد، عملکرد آن در نقش نوسانگر یا به بیانی لیزر الکترون آزاد همراه با کاواک آینه‌ای است که پرتو الکترون در چندین عبور از میدان ویگلر، انرژی خود را به تابش منتقل کرده و منجر به تابشی همدوس می‌شود. برای اولین بار لیزر الکترون آزاد به شکل نوسانگر به صورت عملی در سال ۱۹۷۷ به کار گرفته شد. در این تحقیق با استفاده از ویگلر پیچشی با دوره $3/2$ سانتی‌متر و میدان مغناطیسی عرضی $2/4 \text{ kG}$ و باریکه الکترونی دسته‌بندی شده‌ای با انرژی 43 MeV و قرار دادن این دستگاه در بین آینه‌هایی با ضریب انتقال $1/5$ درصد، توان تابشی ویگلر تا مرتبه 10^8 افزایش داده شد [۱۰]. در لیزرهای الکترون آزاد شتاب دهنده‌های با بسامد رادیویی که بر اساس خود تقویتی عمل می‌کنند، استفاده از نوسانگر به عنوان راهی برای افزایش راندمان در تولید تابش همدوس با طول موج کوتاه به حساب می‌آیند [۱۱]. گروه‌های زیادی به مطالعه، توسعه و پیشرفت منابع FEL برای بهره‌برداری هر چه بیشتر از تمام ظرفیت‌های این منبع نور می‌پردازند، از این رو متناسب با همه پیشرفت‌ها در هرکدام از اجزای لیزر الکترون آزاد، نوسان‌سازها نیز برای رسیدن به تقویت توان تابشی بیشتر، مدام در حال پیشرفت هستند. در سال ۲۰۰۸ پروژه‌ای به وسیله یک محفظه نوری برای نوسانگر پرتو X لیزر الکترون آزاد طراحی شد که افزایش شدت تابش در طول موج ۱ آنگستروم را حتی در شدت تابشی کم ابتدایی به همراه داشت [۶].

در محدوده طول موج‌های بلند نیز FELLOهای زیادی طراحی شده‌اند [۱۲-۱۴]. بررسی پارامترهای اصلی ویگلر برای بیشینه کردن بهره و تقویت شدت در بسامد تراهرتز با توان مگاوات در سال ۲۰۱۳ انجام شده است [۱۵]. ناپایداری FEL با زمینه پلاسما با در نظر گرفتن اثر خود-میدان‌ها در رژیم رامان در مرجع [۱۶] بررسی شده



شکل ۱. نمایش کلی از طریقه عملکرد لیزر الکترون آزاد نوسانگر.

جدول ۱. مشخصات لیزر الکترون آزاد نوسانگر شبیه‌سازی شده در این مقاله.

دوره تناوب ویگلر λ_w	$3/3 \text{ cm}$
اندازه میدان ویگلر B_w	$4/5 \text{ kG}$
انرژی پرتو الکترون ورودی	$3/5 \text{ MeV } (\gamma = 1)$
شعاع پرتو الکترون ورودی r_b	$0/02 \text{ cm}$
شدت جریان پرتو الکترون I_b	$0/3 \text{ A}$
پهنای تک پالس پرتو الکترون	$5-30 \text{ } \mu\text{s}$
توان ورودی FELO	$1-10 \text{ kW}$
خروجی FELO	$1-100 \text{ GHz}$
توان خروجی FELO	$1-10 \text{ GW}$

و تابش الکترومغناطیسی موجود در جدول ۱ آمده است. با فرضیات حاکم بر مسئله، معادلات و روابط حاکم بر دستگاه نوسانگر بسیار شبیه لیزر الکترون آزاد تقویت کننده است. ترکیب فیزیکی مورد استفاده برای فرمول‌بندی ساختار حاضر، شامل یک میدان مغناطیسی استاتیکی می‌شود که در این مقاله از میدان ویگلر تخت با رابطه زیر استفاده شده است:

$$B_w(z) = B_w(z) \sin(k_w z) \hat{e}_y, \quad (1)$$

که در آن $B_w(z)$ اندازه میدان مغناطیسی ویگلر و $k_w = 2\pi/\lambda_w$ عدد موج آن است. تغییرات اندازه میدان ویگلر در طول موقعیت محوری z برای ملاحظه تزریق پرتو الکترون است. نوسانات میدان‌های الکترومغناطیسی با استفاده از پتانسیل برداری سازگار با ویگلر مورد نظر و فاز تابش مربوط به آن نیز به ترتیب به صورت:

$$\delta A(z, t) = \delta A(z) \cos \alpha_+ \hat{e}_x, \quad (2)$$

$$\alpha_+ = \int_0^z k_+(z') dz' - \omega t,$$

الکترون آزاد در شکل نوسانگر وجود دارد: اول این که ممکن است هیچ منبعی در بازه بسامد مورد نظر برای تحریک ویگلر به عنوان دانه اولیه در دسترس نباشد. دوم این که تقویتی که تابش ممکن است در یک بار عبور از مسیر منطقه برهم‌کنش در بازه بسامد مورد نظر تجربه کند، خیلی کوچک باشد. اگر بخش عمده سیگنال خروجی بتواند به ورودی پس‌خوراند مناسب دهد، یک نوسانگر مفید می‌تواند ساخته شود که این پس‌خوراند از طریق آینه‌ها صورت می‌پذیرد.

با توجه به این موضوع که تابش در منطقه برهم‌کنش از باریکه الکترونی انرژی می‌گیرد، در نتیجه به جریان باریکه وابسته است. از آنجایی که بهره در منطقه برهم‌کنش با جریان پرتو افزایش می‌یابد یک مقدار آستانه جریان وجود دارد که قبل از آن، تلفات موجود در کاواک بیش از بهره می‌شود و تابش رشد نمی‌کند. نمایشی از طریقه عملکرد لیزر الکترون آزاد نوسانگر در شکل ۱ نمایش داده شده است. در این مقاله فرض شده که نوسانگر لیزر الکترون آزاد از آینه‌های ۱۰۰ درصد انعکاس و ۹۸ درصد انعکاس تشکیل شده است و اثرات اتلافی درون محفظه در محاسبات وارد نشده است. در نوسانگر به صورت پایا و مستقل از زمان، بدون در نظر گرفتن اثرات لغزشی و بار فضا انجام گرفته است. ساختار در نظر گرفته شده در این مقاله به گونه‌ای است که تابش تولید شده درون ویگلر وقتی توسط دستگاه نوسانگر به ورودی منتقل می‌شود شرط همزمانی دارد؛ بدین معنا که وقتی نور به ابتدای دستگاه می‌رسد به صورت همزمان با باریکه الکترونی وارد دستگاه می‌شود. بنابراین هر بار که پرتو به واسطه آینه‌ها به ابتدای منطقه برهم‌کنش فرستاده می‌شود، مقدار دانه اولیه تابش از خروجی دور قبل اعمال می‌شود. در صورتی که همزمانی موج الکترومغناطیسی و باریکه الکترونی صورت نگیرد، الکترون‌ها توانایی جفت شدن با موج پاندراماتیو را از دست می‌دهند و انتقال انرژی از الکترون‌ها به موج اتفاق نمی‌افتد. از این رو طول پالس الکترونی باید هماهنگ با طول نوسانگر انتخاب شود. مشخصات ویگلر و پرتو الکترونی به کار رفته درون نوسانگر

معادله دیفرانسیلی جفت شده‌ای را تشکیل می‌دهند (N تعداد الکترون‌های به کار گرفته شده در شبیه‌سازی) که با استفاده از شرایط اولیه ذکر شده در جدول ۱ به روش رانگ- کوتای مرتبه ۴ حل عددی شده است که نتایج حاصل از شبیه‌سازی در بخش بعد مورد بحث قرار خواهد گرفت. تعداد ذرات به کار گرفته برای شبیه‌سازی که در واقع نماد تعداد گام‌های گسسته‌سازی در میانگین‌گیری‌هاست، $N=1000$ است. تعداد واقعی الکترون‌ها (n_b) در پرتو الکترونی در بسامد پلاسما خود را نشان می‌دهد.

۳. نتایج عددی و بحث

لیزر الکترون آزاد نوسانگر بسته به شرایط اولیه الکترون‌های ورودی عملکرد متفاوتی دارد، در واقع شرایط اولیه الکترون چگونگی تأمین سرعت نسبی الکترون‌ها را بیان می‌کند. رفتار تابش نوسانگر در انرژی‌های متفاوت باریکه الکترونی ورودی در شکل ۲ نمایش داده شده است (٪ معرف انرژی اولیه الکترون‌ها است). در این شکل تقویت دامنه پتانسیل برداری تابش بر حسب تعداد گردش نور درون منطقه برهم‌کنش در نوسانگری به طول $1/3$ m با خصوصیات ویگلر ذکر شده و نتایج پس از ۲۰ دور گردش درون نوسانگر به دست آمده است. همان‌طور که مشاهده می‌شود با افزایش انرژی باریکه الکترونی ورودی نه تنها توان خروجی دستگاه افزایش پیدا نکرده است بلکه تضعیف نیز داشته است. افزایش انرژی الکترون‌ها، سرعت الکترون‌ها را نیز افزایش می‌دهد. این افزایش سرعت با توجه به ثابت بودن دامنه میدان مغناطیسی ویگلر، توانایی اثر میدان ویگلر روی الکترون‌ها را کاهش داده و موج زنش ایجاد شده کمتر می‌تواند با سرعت الکترون هم‌سرعت شود و در نتیجه طبق مثال موج و موج‌سوار توانایی انتقال انرژی کمتر شده و در نتیجه توان تقویت تابشی نیز کاهش پیدا می‌کند. نکته قابل توجه در ساختار نوسانگر، یافتن طول اشباع مناسب دستگاه است که در این مقاله مقدار گزارش شده از اجراهای مختلف کد شبیه‌سازی حاصل شده است.

در شکل ۳ تقویت تابش درون FEL با وجود پرتو

تعریف می‌شود که ω بسامد و k_+ عدد موج تابش است. با استفاده از معادلات ماکسول، معادله حاکم بر تحول پتانسیل برداری که فقط مؤلفه عرضی دارد به صورت زیر با شار عبوری پرتو الکترون J به هم مرتبط می‌شوند:

$$\left(\frac{\partial^2}{\partial z^2} - \frac{\partial^2}{\partial t^2}\right)(\delta A) = -\frac{4\pi}{c} \delta J(z, t). \quad (3)$$

در این مقاله چگالی پرتو الکترون به گونه‌ای انتخاب شده که از اثرات جمعی الکترون‌ها روی هم چشم‌پوشی شده است ($\omega_b \ll \omega$) که $\omega_b^2 = 4\pi n_b e^2 / m$ بسامد پلاسما است. با انجام محاسبات ریاضی [۲۷ و ۲۸] و لحاظ کردن نرخ رشد تابش Γ_+ باتوجه به رابطه $\delta a(z) = \delta a(0) \exp(\Gamma_+ z)$ معادلات حاکم بر کلیه مؤلفه‌های تابش به صورت زیر حاصل می‌شوند،

$$\frac{d\delta a}{dz} = \Gamma_+ \delta a, \quad (4)$$

$$\frac{d\Gamma_+}{dz} = -\Gamma_+ - \frac{h^2 \omega^2}{c^2} + k_+^2 + \frac{r\omega_b^2}{c^2 \delta a} \beta_{z0} \left\langle \frac{v_x}{|v_z|} \cos \alpha_+ \right\rangle, \quad (5)$$

$$\frac{dk_+}{dz} = -\frac{r\omega_b^2}{c^2 \delta a} \beta_{z0} \left\langle \frac{v_x}{|v_z|} \sin \alpha_+ \right\rangle - r k_+ \Gamma_+, \quad (6)$$

به طوری که $\delta a = e\delta A / mc^2$ دامنه پتانسیل برداری بی‌بعد است و عملگر $\langle \dots \rangle$ میانگین‌گیری روی فاز پاندراماتیو اولیه ($\psi_0 = -\omega t$) به شکل:

$$\langle (\dots) \rangle = \frac{1}{2\pi} \int_{-\pi}^{\pi} d\psi_0 \sigma(\psi_0) (\dots), \quad (7)$$

است. معادلات دینامیکی الکترون‌ها نیز با استفاده از معادله نیروی لورنتس به شکل زیر حاصل می‌شوند [۲۸ و ۲۹]:

$$\frac{du_x}{dz} = \frac{e}{mv_z} \frac{\omega}{c} \delta A \sin \alpha_+ + \frac{e}{mc} B_w(z) \sin k_w z + \quad (8)$$

$$\frac{e}{mc} \left(\frac{d\delta A}{dz} \cos \alpha_{+h} - \delta A k_+ \sin \alpha_+ \right),$$

$$\frac{du_y}{dz} = 0, \quad (9)$$

$$\frac{du_z}{dz} = -\frac{e}{mc} \frac{v_x}{v_z} \left(\frac{d\delta A}{dz} \cos \alpha_+ - \delta A k_+ \sin \alpha_+ \right) - \quad (10)$$

$$\frac{e}{mc} \frac{v_x}{v_z} B_w(z) \sin k_w z,$$

$$\frac{dx}{dz} = \frac{u_x}{u_z}, \quad \frac{dy}{dz} = \frac{u_y}{u_z}, \quad (11)$$

$$\frac{d\alpha_+}{dz} = k_+(z) - \frac{\omega}{\beta_z}. \quad (12)$$

مجموعه معادلات (۴ تا ۶) به همراه (۸ تا ۱۲) تعداد $6N+3$

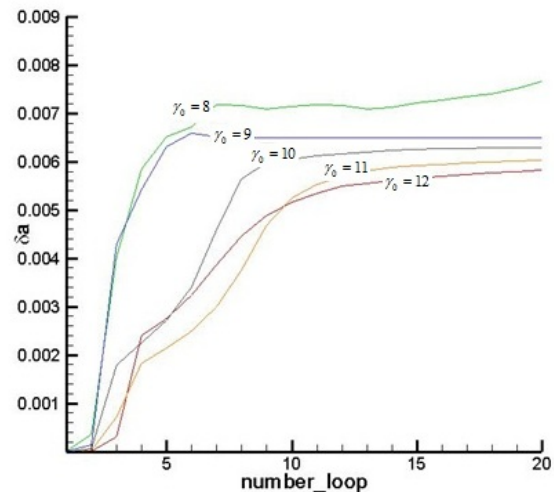
امکان پذیر باشد، تعداد دور درون نوسانگر در طول نوسانگر ضرب شده (۲۰×۱/۳) و اندازه طول مشخص شده روی نمودار برای FEL نوسانگر به منزله طول اشباع آن نیست؛ در حالی که برای FEL تقویت کننده طول اشباع همان ۶ متر نمایش داده شده، روی محور است. همان طور که مشاهده می‌شود با اعمال ساختار نوسانگر، هم تقویت ایجاد شده حدود ۶۰ درصد نسبت به حالت بدون نوسانگر افزایش یافته است و هم طول مؤثر لیزر ۷۸ درصد کاهش یافته است که هر دو مورد در کاربردهای عملی از اهمیت بالایی برخوردار است.

۱.۳. پیش‌دسته‌بندی و افزایش راندمان

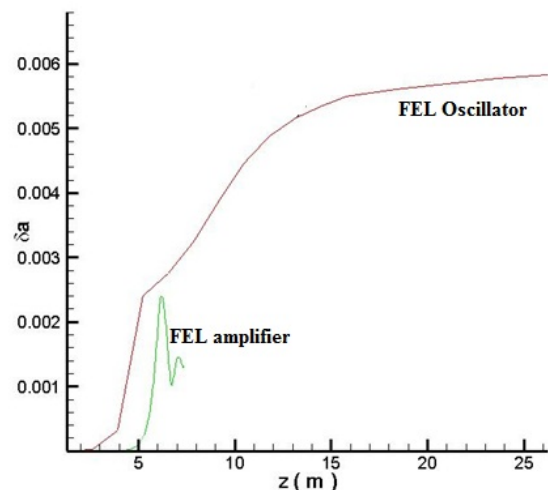
برای یک پرتو الکترونی بدون پیش‌دسته‌بندی، ذرات در ورود به منطقه برهم‌کنش از لحاظ فازی به طور یکنواخت در محدوده $0 \leq \psi_e \leq 2\pi$ پخش می‌شوند و در معادله (۷)، $\sigma(\psi_e) = 1$ است. در غیاب پیش‌دسته‌بندی، رشد تابش الکترومغناطیسی به سه ناحیه سیگنال کوچک، رشد نمایی و اشباع تقسیم می‌شود. حضور پیش‌دسته‌بندی در پرتو الکترونی ناحیه سیگنال کوچک را حذف کرده و رشد تابش الکترومغناطیسی به سه ناحیه: رشد فوق نمایی، رشد نمایی و اشباع تقسیم می‌شود. با افزایش قدرت پیش‌دسته‌بندی ناحیه رشد فوق نمایی می‌تواند به ناحیه اشباع برسد. به عبارت دیگر در این حالت ناحیه رشد نمایی حذف می‌شود. در این بخش تأثیر پرتو پیش‌دسته‌بندی شده با تابع توزیع اولیه سینوسی به شکل زیر بر تقویت تابش مورد بررسی قرار می‌گیرد

$$\sigma(\psi_e) = \begin{cases} \left(\frac{4\pi}{\psi_{width}}\right) \sin^2\left(\frac{\pi\psi_e}{\psi_{width}}\right) & 0 \leq \psi_e \leq \psi_{width} \\ 0 & otherwise \end{cases} \quad (13)$$

در شکل ۴ الف تقویت تابش در نوسانگر برای تزریق یک پرتو الکترونی یکنواخت با پرتو پیش‌دسته‌بندی شده با $\psi_{width} = 4\pi$ مقایسه شده است. با اعمال پرتو پیش‌دسته‌بندی شده، نوسانگر حدوداً در دور پنجم با میزان تابشی قوی‌تر به اشباع رسیده در حالی که با وجود پرتو یکنواخت نیاز به پیمودن حداقل ۱۰ دور برای رسیدن به

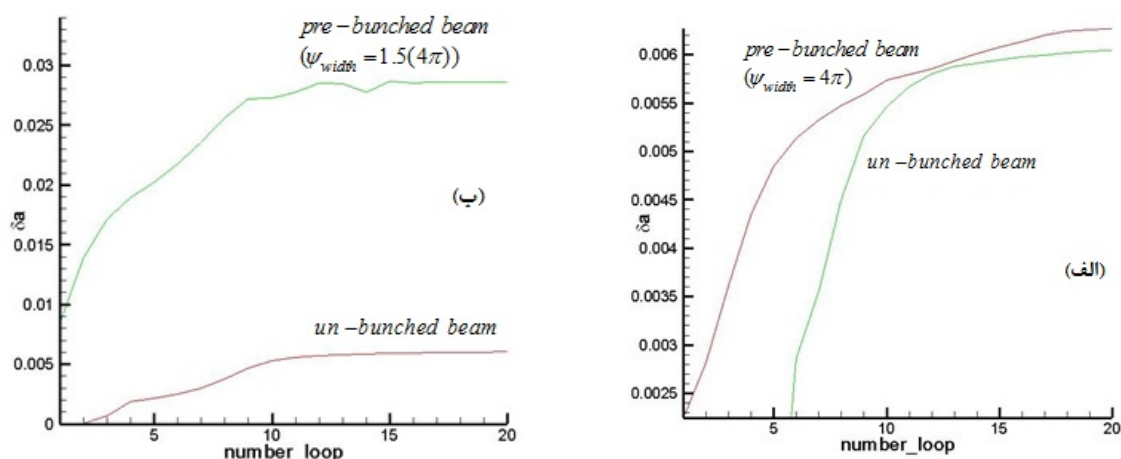


شکل ۲. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مقایسه تقویت تابش FELO در انرژی‌های متفاوت باریکه الکترونی.



شکل ۳. (رنگی در نسخه الکترونیکی) مقایسه تقویت تابش خروجی در ساختار FEL نوسانگر (نمودار قرمز) و بدون نوسانگر (نمودار سبز).

الکترونی با انرژی اولیه $\gamma_e = 1$ برای نوسانگری به طول ۱/۳ متر با ویگلری بدون نوسانگر و به طول ۶ متر مقایسه شده است. طول لیزر در واقع همان مسافتی است که تابش در آنجا به اشباع رسیده و آماده خروج از لیزر برای بهره‌برداری می‌شود. در حالت نوسانگر، تابش پس از ۲۰ دور چرخش در کاواک آینه‌ای به اشباع می‌رسد. مقایسه این دو ساختار با یکدیگر در صورتی امکان پذیر است که بتوان هر دوی آنها را بر روی یک نمودار رسم کرد. برای آن که این مقایسه



شکل ۴. مقایسه تابش خروجی نوسانگر در تزریق پرتو یکنواخت با پرتو پیش‌دسته‌بندی شده (الف) با ضریب یک و (ب) با ضریب ۱/۵.

در حالت تقویت کننده، بسیار کوتاه‌تر و حدود یک چهارم آن شده است در حالی که با این طول کمتر، تابش خروجی لیزر حدود ۶۵ درصد بیشتر تقویت شده است. تأثیر انرژی اولیه پرتو بر میزان تقویت تابش در نوسانگر مورد بررسی قرار گرفته و نشان داده شده که افزایش انرژی پرتو منجر به افزایش تابش نمی‌شود بلکه افزایش جریان پرتو در افزایش تابش مؤثر است.

به منظور افزایش تقویت تابش در نوسانگر لیزرالکترون آزاد، پرتو الکترون اولیه به صورت پیش‌دسته‌بندی به دستگاه تزریق شده و با افزایش میزان پیش‌دسته‌بندی، رشد قابل توجه تابش حدود پنج برابر نسبت به وجود پرتو یکنواخت مشاهده شده است که این امر در کاربردهای عملی از اهمیت ویژه‌ای برخوردار است.

۵. سپاس‌گزاری

نویسندگان مقاله از جناب آقای دکتر بلوری‌زاده، سرکار خانم دکتر زندی به خاطر نظرات مفید و ارزشمند در این مبحث بسیار سپاس‌گزار هستند.

اشباع در نوسانگر است. با افزایش میزان دسته‌بندی الکترون‌ها با ضریب $\psi_{width} / 4\pi = 1/5$ در شکل ۴. ب، ملاحظه می‌شود که تقویت دامنه موج تابشی بیش از پیش، به میزان پنج برابر، افزایش می‌یابد چرا که دسته‌بندی بیشتر الکترون‌ها شرایط رسیدن به اشباع و ایجاد تابشی هم‌دوس را سریع‌تر فراهم کرده و در نتیجه پرتو الکترون فرصت کمتری برای اتلاف انرژی داشته و بیشتر به موج تابش منتقل می‌شود.

۴. نتیجه‌گیری

شبیه‌سازی یک بعدی نوسانگر لیزر الکترون آزاد با فرضیات ذکر شده انجام گرفت و از آنجا که رفت و برگشت‌های تابش در محیط برهم‌کنش از اهمیت ویژه برخوردار است، نتایج مربوط به میزان تقویت تابش بر حسب تعداد دوره‌های پیموده شده گزارش شده است. علاوه بر این یافتن طول مؤثری که تابش پس از پیمودن چندین رفت و برگشت به اشباع برسد و آماده خروج از دستگاه شود نیز با اجزای مختلف کد شبیه‌سازی به دست آمده است. نتیجه حاصل این که طول لیزر الکترون آزاد نوسانگر در مقایسه با همتای آن

مراجع

۴. ارقوی، ح شفق و م بنام، مجله پژوهش فیزیک ایران
۱۹، ۳ (۱۳۹۸) ۵۴۵.

1. P Emma, et al. *Nat. Photonics* **4** (2010) 641.
2. T Ishikawa, et al., *Nat. Photonics* **6** (2012) 540.
3. K J Kim, *Phys. Rev. Lett.* **57** (1986) 1871.

15. H T Li, Q K Jia, S C Zhang, L Wang, and Y L Yang, *Chin. Phys. C* **41** (2016) 0181.
16. V Kulish, A V Lysenko, I I Volk, and O Rybalko, "41st International Conference on IRMMW-THz", Denmark (2016) 1.
17. M Shiho, A Watanabe, T Koarai, S Maebara, H Ishizuka, K Takayama, J Kishiro, K Horioka, M Ogawa, and S Kawasaki, *Nuc. Instrum. Method. Phys. Res. Sect. A* **393** (1997) 289.
18. V Beniwal, S C Sharma, and M K Sharma, *Phys. Plasmas* **11** (2004) 5716.
19. H P Freund, P G O'Sheab, and J. Neumann, *J. Nuc. Instrum. Method. Phys. Res. Sect. A* **507** (2003) 400.
20. A Bhasina and S C Sharma, *Phys. Plasmas* **14** (2007) 073102.
21. C Leibovitch, K Xu, and G Bekefi, *IEEE J. Quantum Electron.* **24** (1988) 1825.
22. J S Wurtele, G Bekefi, R Chu, and K Xu, *Phys. Fluids B* **2** (1990) 401.
23. I V Konoplev and A D R Phelps, *Phys. Plasmas* **7** (2000) 4280.
24. G Stupakov, *Phys. Rev. Lett.* **102** (2009) 074801.
25. F Bazouband and B Maraghechi *Phys. Plasmas* **19** (2012) 113106
26. H P. Freund and T M Antonsen, "Principles of Free-Electron Lasers", Chapman and Hall (1992) Ch. 5.
4. A Raghavi, H Shfeghat, and M Benam, *Iran. J. Phys. Res.* **19**, 3 (2019) 545.
4. L H Yu, *Phys. Rev. A* **44** (1991) 5178.
5. K J Kim, Y Shvyd'ko, and S Reiche, *Phys. Rev. Lett.* **100** (2008) 244802.
6. C Feng, H Deng, D Wang, and Z Zhao, *New J. Phys.* **16** (2014) 043021.
7. J Amann, et al., *Nat. Photonics* **6** (2012) 693.
8. G Geloni, V Kocharyan, and E Saldin, *J. Mod. Opt.* **58** (2011) 1391.
9. D A G Deacon, L R Elias, J M J Madey, G J Ramian, H A Schwettman, and T I Smith, *Phys. Rev. Lett.* **38** (1977) 892.
10. P G O'SHEA, "2nd ICFA Advanced Accelerator Workshop on the Physics of High Brightness Beam", Los Angeles (2000) 17.
11. M Q Song, Q M Zhang, Y H Guo, K Li, and H X Deng, *Chin. Phys. C* **40** (2016) 048101.
12. D Oepts, A Van der Meer, and P Van Amersfoort, *Infrared Phys. Technol.* **36** (1995) 297.
13. J Yan, H Hao, J Li, S Mikhailov, V Popov, N Vinokurov, S Huang, J Wu, S Günster, and Y Wu, *Phys. Rev. Accel. Beams* **19** (2016) 070701.
14. B Qin, P Tan, L Yang, and X L Liu, *Nuc. Instrum. Method. Phys. Res. Sect. A* **727** (2013) 90.
۱۶. م اکبری آلاشتی و ت محسن‌پور، مجله پژوهش فیزیک ایران **۱۸**، ۲ (۱۳۹۷) ۳۰۱.
16. M Akbari Alashti and T Mohsenpour, *Iran. J. Phys. Res.* **18**, 2 (2018) 301.