

تأثیر پارامتر نسبیتی بر بازده نانو خوشه الکترونی در پلاسمای چگال

فاطمه خدادادی آزادبنی*

استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران

چکیده: پالس های همدوس آتو ثانیه نگرشی جدید را به سمت مطالعات دقیقی از فرآیندهای الکترونی فوق سریع در اتم ها و مولکولها گشوده است. استفاده از الکترونیهای پر انرژی تولید شده در برهمکنش لیزر-پلازما، طرحی موثر در تولید اشعه ایکس همدوس پر شدت است. به ازای پارامترهای خاصی از لیزر و پلازما، نمودارهای توزیع چگالی الکترونی در سطح پلازما یک افزایش ناگهانی در ناحیه ای از فضا به ابعاد نانومتر خواهد داشت. نیروی پاندرماتیو الکترونها را در خوشه هایی با ابعاد نانومتر مقابل سطح پلازما به حرکت در آورده و شتاب می دهد. خوشه ها بدلیل شتاب داشتن، تابشی همدوس با پهنای زمانی آتو ثانیه گسیل می کنند. ناهمسانگردی دمایی و ناپایداری ویبل نسبیتی می توانند خوشه های الکترونی با دیرش آتو ثانیه تولید کنند که یک روش جالب برای تولید و تقویت پالسهای فوق کوتاه موزون خواهد بود. در این مقاله، اثر نسبیتی و ناهمسانگردی دمایی بر تولید نانو خوشه های الکترونی آتو ثانیه مورد بحث قرار گرفته است. محاسبات نشان می دهد که با کاهش پارامتر نسبیتی با ضریب ۲ و افزایش ۱۴/۶٪ نرخ رشد ناپایداری ویبل نسبیتی منجر به حدود ۶۲٪ کاهش زمان اشباع بهره نانو خوشه و اشباع چگالی تولید شده خواهد شد. چگالی نانو خوشه برای پارامتر نسبیتی $\gamma = 3$ و عدد موج $kc/\omega_{pe} = 3$ به یک بیشینه مقداری برابر با 2.12×10^{37} خواهد رسید.

کلید واژگان: نانو خوشه الکترونی؛ پالس آتو ثانیه؛ ناهمسانگردی دمایی؛ پارامتر نسبیتی.

The Effect of Relativity Parameter on the Efficiency of Electron Nanobunch in Dense Plasma

F. Khodadadi Azadboni

Assistant Professor, Department of Physics, Farhangian University, Tehran, Iran

Abstract- Attosecond extreme ultraviolet pulses open a way to study basic ultrafast electronic processes in atoms and molecules with unprecedented precision. The relativistic Weibel instability and temperature anisotropy can generate electron bunches of attosecond duration that makes it an attractive method for the generation and amplification of tunable ultrashort pulses. In this paper, the relativistic effect and temperature anisotropy upon generating attosecond electron bunches is investigated. Calculations show that with reduction relativistic parameter, γ by a factor of 2 and increasing 14.6% of the relativistic Weibel instability growth rate leads to about 62% reduction of the nanobunching gain saturation time and the density perturbation generated by the temperature anisotropy and the Weibel instability. The nanobunching density perturbation has a maximum value corresponding to 2.12×10^{37} for wavenumber $kc/\omega_{pe} = 1.33$ and $\gamma = 3$. Evidence of ultrashort electron bunches could be applied to attosecond electron and coherent x-ray production.

Keywords: Attosecond Pulse; Electron Nanobunch; Temperature Anisotropy; Relativistic Parameter.

*F.khodadadi@cfu.ac.ir

۱- مقدمه

امروزه با پیشرفت در ساخت لیزرهایی با توان بالا برای رسیدن به پالس‌هایی با طول موجهای کوتاه و شدت بالا، دریچه‌ی تازه‌ای برای تحقیقات و مطالعات بنیادی و کاربردی در زمینه پالس‌های آتوئانیه گشوده است [۳-۱]. تحقیقاتی که نه تنها به فیزیک اتمی-مولکولی بلکه به رشته‌هایی همچون پزشکی، بیولوژی، محیط زیست، نانوتکنولوژی و انرژی هسته‌ای کمک فراوانی خواهد نمود. تاکنون طرح‌های مختلفی برای تولید پالس آتوئانیه، مانند طرح استفاده از هماهنگ‌های مرتبه بالا، پراکندگی تحریک رامان و مدولاسیون مولکولی بررسی شده است [۶-۴]. در این روشها قطار پالس به جای یک پالس منفرد تولید می‌شوند. برای اندازه‌گیری دینامیک الکترون‌ها درون اتم‌ها و مولکول‌ها تپ‌های آتوئانیه‌ای منفرد مفیدتر هستند. حضور خوشه‌های الکترونی فوق کوتاه بطور تجربی در نزدیکی هدفهای جامد ضخیم در خلأ دیده شده است [۷]. این خوشه‌ها می‌توانند برای شتابدهنده‌های میدان دنباله‌ای، میکروسکوپی و پراش الکترونی آتوئانیه و یا از طریق پراکندگی تامسون برای تولید اشعه ایکس و رادیوگرافی بکار رود [۸]. ایجاد این چنین خوشه‌های الکترونی کاملاً به پارامترهای لیزر فرودی و پلاسما بستگی دارد. زمانی که یک پالس کوتاه لیزر فوق العاده به شدت بالا با پلاسمای چگال برهمکنش می‌کند، ناهمسانگردی انرژی جنبشی متوسط پلاسما می‌تواند انرژی آزادی فراهم کند که انواع مختلفی از ناپایداری‌های الکترومغناطیسی را در پلاسما بوجود آورد. یکی از ناپایداری‌های پلاسما که توسط یک توزیع سرعت ناهمسانگرد ذرات پلاسما ایجاد می‌شود، ناپایداری ویبل است [۹]. ناپایداری ویبل نقش مهمی در مکانیسم انتقال انرژی در پلاسما و توقف الکترون‌های داغ بازی می‌کند. هدف این مقاله بررسی عوامل تاثیر گذار از جمله نقش ناهمسانگردی دمایی، اثرات نسبیتی و گرادیان چگالی بر تولید نانو خوشه‌های الکترونی و پالس آتوئانیه است.

۲- روش کار

نیروی پاندرماتیو لیزر ناشی از فشار تابشی پالس فرودی، موجب شتاب گرفتن الکترون‌ها و خارج شدن آنها از سطح پلاسما می‌گردد. یک گروه از کانتورهای جریان الکترونی از طریق نقاط صفر در میدان الکترومغناطیسی به طرف خارج پلاسما تحت فشار قرار می‌گیرند. توزیع چگالی الکترونی به اوج خود رسیده و خوشه‌های فوق کوتاه نسبیتی شکل می‌گیرند. شکل ۱- (الف) شماتیکی از تولید نانو خوشه‌های الکترونی و ناپایداری ویبل در برهمکنش لیزر-هدف را نشان می‌دهد. به ازای پارامترهای خاصی از لیزر و پلاسما، نمودارهای توزیع چگالی الکترونی در سطح پلاسما یک افزایش ناگهانی در ناحیه‌ای از فضا به ابعاد نانومتر خواهد داشت. نیروی پاندرماتیو پالس لیزر فرودی الکترون‌ها را در خوشه‌هایی با ابعاد نانومتر مقابل سطح پلاسما به حرکت در آورده و شتاب می‌دهد. سپس با پهنای زمانی بسیار کم از مرتبه آتوئانیه از خوشه‌ها بدلیل شتاب داشتن، تابشی همدوس در ناحیه اشعه X گسیل می‌کنند. پالس تابش شده دارای پهنای زمانی آتوئانیه است و دیگر نیازی به فیلتر فرکانسی ندارند. خوشه‌ی الکترونی کوتاه در چندین هزار میکرون باید در میان پلاسمای چگال منتشر شوند که طی آن می‌تواند ناپایداری به سرعت در حال رشد ویبل بر آن اعمال شود. برای تولید پالس آتوئانیه از لیزری که میدان الکتریکی آن در حدود فمتوئانیه تغییر جهت می‌دهد به عنوان منبع محرک الکترون استفاده می‌شود. بر اثر برهمکنش لیزرهای فمتوئانیه و پرشدت با ماده و ایجاد پلاسما، الکترون‌های پرشتاب با سرعت‌های نسبیتی ایجاد می‌شوند. در حد نسبیتی، دینامیک الکترون‌ها از حل معادله والاسوف نسبیتی

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \vec{v} \cdot \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} + e \left(\vec{E} + \frac{\vec{v}}{c} \times \vec{B} \right) \frac{\partial f}{\partial \vec{p}} = 0 \quad (1)$$

بدست می‌آید که در آن e و m به ترتیب بار و جرم الکترون، E و B میدانهای الکترومغناطیسی و v سرعت الکترون می‌باشد. تابع توزیع اولیه الکترون‌های نسبیتی با ناهمسانگردی دمایی بصورت

$$f_0(p_{\perp}^2, p_{\parallel}) = \delta(p_{\perp} - \hat{p}_{\perp}) \exp(-mc^2 \gamma / T_{\parallel}) / (4\pi m_e c \gamma_{\perp} p_{\perp} K_1(a)), \quad (2)$$

تعریف می‌شود. جاییکه γ فاکتور لورنتس نسبیتی، $\gamma_{\perp}$ مولفه عرضی فاکتور لورنتس نسبیتی، $K_1(a)$ تابع بسل اصلاح شده نوع دوم مرتبه اول و $a =$

$$\xi = \frac{a \omega}{2kc} \text{ و } Z(\xi) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{e^{-t^2}}{(t-\xi)} dt, \text{ تابع توزیع پراکندگی، بصورت}$$

$$1 - \frac{k^2 c^2}{\omega^2} - \frac{\sqrt{\eta} \omega_{pe}^2 K_0(a)}{\gamma_{\perp} \omega^2 K_1(a)} + \sqrt{\frac{\pi}{2a}} \frac{T_{\parallel}}{m_e c^2 K_0(a)} \frac{\omega_{pe}^2}{\gamma_{\perp}^2 \omega^2} \left(1 + \frac{1}{2a} \right) - \sqrt{\frac{\pi}{2a}} \frac{\omega_{pe}^2}{\gamma_{\perp}^2 \omega^2} \frac{T_{\parallel}}{\eta_{\parallel} K_0(a)} \left(1 - \xi Z(\xi) + \frac{1}{a} + \frac{1}{a} \xi^2 + \frac{1}{a} \xi^3 Z(\xi) \right) = 0 \quad (3)$$

تعریف می‌شود. در حد $1 \ll |\xi|$ ، تابع پراکندگی عبارتست از $Z(\xi) = -2\xi + \frac{4}{3}\xi^3 - \dots + i\sqrt{\pi}e^{-\xi^2}$ بنابراین رابطه پراکندگی بصورت

$$-\frac{k^2 c^2}{\omega^2} - \sqrt{\eta} \frac{\omega_{pe}^2}{\gamma_{\perp} \omega^2} \frac{K_0(a)}{K_1(a)} + \frac{1}{6} \frac{\omega_{pe}^2}{\gamma_{\perp}^2 \omega^2} \frac{\sqrt{2\pi}}{\alpha \alpha' K_0(a)} \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} (1 + 4a) - \frac{\pi}{2kc} \frac{\omega_{pe}^2}{\gamma_{\perp}^2 \omega^2} \frac{\omega}{K_0(a)} \frac{T_{\perp}}{T_{\parallel}} = 0 \quad (4)$$

ساده می شود. با توجه به اینکه فرکانس انتشار مدهای الکترومغناطیسی $\omega = \omega_r + i\delta$ است، نرخ رشد ناپایداری ویبل برابر با

$$\delta = \frac{kc}{2} \frac{\sqrt{2/\pi}}{a^{5/2}} \left[1 + 4a - \frac{2a^{5/2}}{\beta \sqrt{2\pi}} \left(\frac{K_0^2(a)}{K_1(a)} + \frac{k^2 c^2 \gamma_{\perp} K_0(a)}{\omega_{pe}^2} \right) \right] \quad (5)$$

است. فاکتور خوشه شونده به صورت تبدیل فوریه آشفتهگی چگالی به تعداد ذرات $b(k) = \frac{1}{N} \int f \exp(-ik \cdot r) dr dp$ تعریف می شود. پارامتر خوشه شونده بصورت

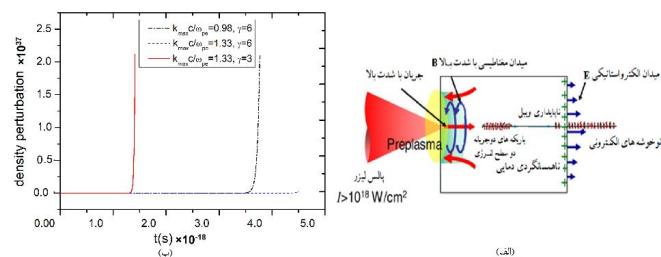
$$g(k) = \frac{\langle |b(k)|^2 \rangle}{\langle |b_0(k)|^2 \rangle} = \left(\delta^2 - \left(\frac{kc\beta}{\gamma^2 \omega_{pe}} \right)^2 \right) / (4\delta^2 - 12 \left(\frac{kc\beta}{\gamma^2 \omega_{pe}} \right)^2) \exp(2\delta \omega_{pe} t) \quad (6)$$

بدست می آید. در اینجا N تعداد ذرات در باریکه، $\beta = T_{\perp}/T_{\parallel}$ ناهمسانگردی دمایی، k عدد موج، c سرعت نور و ω_{pe} فرکانس پلاسما است.

۲- نتایج و بحث

با حل معادله ۶، آشفتهگی چگالی به عنوان تابعی از زمان در شکل ۱-ب) نشان داده شده است. برای بردار موج نرمالیز شده متناظر با

نرخ رشد بیشینه ناپایداری $k_{max}c/\omega_{pe} = 1/33$ و پارامتر نسبیتی $\gamma=3$ ، آشفتهگی چگالی برای $t > 1/412 \times 10^{-18}$ s به سرعت افزایش می یابد و به مرحله اشباع می رسد. برای فاکتور خوشه شونده بزرگتر از ۴۶ درصد اثرات غیرخطی مهم می شوند که منجر به اشباع بهره خواهد شد. آشفتهگی چگالی نانو خوشه یک بیشینه مقداری برابر با $2/12 \times 10^{27}$ خواهد داشت. با افزایش عدد موج و کاهش نرخ رشد ناپایداری، همانطوریکه زمان برهمکنش افزایش می یابد، آشفتهگی چگالی بطور یکنواخت کاهش می یابد. در این ناحیه، فاکتور خوشه شونده خیلی کوچک است و برای $t > 7 \times 10^{-17}$ s، آشفتهگی چگالی به صفر میل می کند. برای $\gamma=3$ ، اشباع بهره در فاصله زمانی $1/41198$ آتوتانیه اتفاق می افتد. در حالیکه برای $\gamma=6$ ، اشباع بهره در فاصله زمانی $3/7672373$ آتوتانیه اتفاق می افتد. این موضوع را می توان به افزایش جرم نسبیتی باریکه الکترون که باعث آهسته تر شدن حرکت الکترونها و در نتیجه کاهش جریان باریکه می شود، نسبت داد. افزایش پارامتر نسبیتی، γ ، با ضریب ۲، منجر به حدود ۰/۲۸ درصد افزایش آشفتهگی چگالی نانو خوشه و حدود ۲/۶۷ برابر افزایش مدت زمانی می شود. با کاهش پارامتر نسبیتی با ضریب ۲ و افزایش ۱۴/۶٪ نرخ رشد ناپایداری ویبل نسبیتی منجر به حدود ۶۲٪ کاهش زمان اشباع بهره نانو خوشه و اشباع چگالی تولید شده توسط ناهمسانگردی دمایی و ناپایداری ویبل نسبیتی خواهد شد. این ویژگی ناپایداری ویبل موجب تقویت تولید پالس آتوتانیه می شود.



شکل ۱-الف) شماتیک تولید نانو خوشه های الکترونی در برهمکنش لیزر-هدف. ب) آشفتهگی چگالی به عنوان تابعی از زمان برای بیشینه اعداد موج $k_{max}c/\omega_{pe}$ و پارامتر نسبیتی γ مختلف.

مراجع

1. L. Young *et al.* **Nature** **466**, 56–61 (2010).
2. S. Bengtsson *et al.* **Nat. Photonics** **11**, 252–258 (2017).
3. P. Corkum and F. Krausz, **Nat. Phys.** **3**, 381–387 (2007).
4. M. Sabbar *et al.* **Nat. Phys.** **13**, 472–478 (2017).
5. P. Lan *et al.* **Phys. Plasmas** **13**, 013106 (2006).
6. A. Turpin *et al.* **Sci. Rep.** **7**, 43888 (2017).
7. S. D. Baton *et al.* **Phys. Rev. Lett.** **91**, 105001 (2003).
8. A. Marinelli *et al.* **Phys. Rev. Lett.** **110**, 064804 (2013).
9. E.S. Weibel, **Phys. Rev. Lett.** **2**, 83 (1959).