بیست و هشتمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و چهاردهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه شهید چمران اهواز،
خوزستان، ایران.
۱۴-۱۲ بهمن ۱۴۰۰

مطالعه اثرات کوانتومی بر بازده نانو خوشه الکترونی و پالس آتوثانیه در آشفتگی پلاسمای چگال

فاطمه خدادادی آزادبنی

استادیار، گروه فیزیک، دانشگاه فرهنگیان، تهران، ایران F.khodadadi@cfu.ac.ir

چکیده – در این مقاله، نقش آثار کوانتومی بر تولید نانو خوشه الکترونی و پالس آتوثانیه در پلاسمای چگال آشفته مورد بررسی قرار گرفته ا ست. محا سبات ن شان می‌دهد که در ح ضور آثار کوانتومی، افزایش گرادیان چگالی با ضریب ۱۰، در حد طول موجهای کوتاه منجر به حدود ۹۰ در صد و در حد طول موجهای بلند، منجر به حدود ۶۶ در صد کاهش بهره نانو خو شه می شود. با افزایش پارامتر کوانتومی با ضـریب ۱۰ در حد طول موجهای کوتاه منجر به حدود ۸۰ درصـد و در حد طول موجهای بلند، منجر به حدود ۲۵ درصـد کاهش زمان ا شباع بهره نانوخو شه تولید شده تو سط ناپایداری ویبل خواهد شد. افزایش پارامتر کوانتومی منجر به افزایش مقدار اشباع آشفتگی چگالی خواهد شد.

کلید واژه- آشفتگی پلاسما، اثرات کوانتومی، پالس آتو ثانیه، پلاسمای چگال، نانو خوشه الکترونی.

Study of Quantum Effects on the Efficiency of Electron Nanobunch and Attosecond Pulse in the Turbulence Dense Plasma

F. Khodadadi Azadboni

Assistant Professor, Department of Physics, Farhangian University, Tehran, Iran
F.khodadadi@cfu.ac.ir

Abstract- In this paper, the role of quantum effects on attosecond pulse generation in turbulent dense plasma is investigated. Calculations show that in the presence of quantum effects, increasing the density gradient by a factor of 10, in the case of short-wavelengths leads to about 90%, and in the case of long-wavelengths, leads to a 66% decrease in the nanobunching gain. Increasing the quantum parameter by a factor of 10 in the short-wavelength range will result in about 80% and in the long-wavelength range will lead to a 25% reduction in the nanobunching gain saturation time generated by the Weibel instability. Increasing the quantum parameter will increase the saturation value of the density perturbation.

Keywords: Plasma turbulence, Quantum effects, Attosecond pulse, Dense plasma, Electron nanobunch.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-06]

مقدمه

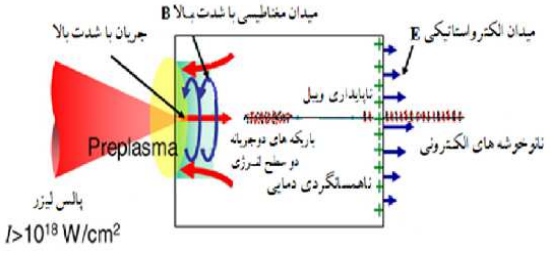
دانش آتوثانیه، برای مطالعه دینامیک اتمی و مولکولی، ایجاد میدان‌های شدت بالا و اشعه ایکس همدوس مورد توجه است. تاکنون طرحهای مختلفی برای تولید پالس آتوثانیه، مانند طرح استفاده از هماهنگ های مرتبه بالا، پراکندگی تحریک رامان و مدولاسیون مولکولی بررسی شده است[۱-۵]. در این روشها قطار پالس به جای یک پالس منفرد تولید می‌شوند. استفاده از الکترونهای پر انرژی تولید شده در برهمکنش لیزر-پلاسما، طرحی موثر با بازدهی بسیار بالا در جهت تولید پالس آتوثانیه است[۶و۷]. 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. حضور خوشه های الکترونی فوق کوتاه بطور تجربی در نزدیکی هدفهای جامد ضخیم در خلأ دیده شده است [۷]. حضور خوشه های الکترونی فوق کوتاه می‌تواند برای تولید الکترون آتوثانیه و اشعه ایکس همدوس به کار رود. خوشه الکترونی کوتاه در چندین هزار میکرون باید در میان پلاسمای چگال منتشر شوند که طی آن می‌تواند آشفتگی و ناهمسانگردی به سرعت در حال رشد بر آن اعمال شود. ناهمسانگردی در انرژی جنبشی متوسط پلاسما می‌تواند انرژی آزادی فراهم کند که انواع مختلفی از ناپایداری های الکترومغناطیسی را در پلاسما یکنواخت بوجود می‌آورد[۸]. ناپایداری ویبل یکی از ناپایداریهای الکترومغناطیسی پلاسما است که توسط ناهمسانگردی تابع توزیع سرعت حاصل می‌شود. ناپایداری ویبل در مکانیسم انتقال انرژی در پلاسما، توقف الکترونهای داغ، توزیع چگالی و در نتیجه تولید نانو خوشه های الکترونی نقش مهمی خواهد داشت. هدف این مقاله بررسی نقش اثرات کوانتومی بر تولید نانو خوشه های الکترونی و پالس آتوثانیه در آشفتگی پلاسمای چگال است.

روش کار

شماتیکی از تولید نانوخوشه های الکترونی و ناپایداری ویبل در برهمکنش لیزر با پلاسمای چگال در شکل۱ نشان داده شده است. برای تولید پالس آتوثانیه از لیزری که میدان الکتریکی آن در حدود فمتوثانیه تغییر جهت می‌دهد به عنوان منبع محرک الکترون استفاده می‌شود. باریکه الکترونی با دمای T و سرعت v_x از میان پلاسما در طول گامهایی ازگرادیان چگالی عبور می کند. نیروی پاندرماتیو لیزر ناشی از فشار تابشی پالس فرودی، موجب شتاب گرفتن الکترونها و خارج شدن آنها از سطح پلاسما می‌گردد. نیروی پاندرماتیو پالس لیزر فرودی الکترونها را در خوشه‌هایی با ابعاد نانومتر مقابل سطح پلاسما به حرکت در آورده و شتاب می‌دهد. پالس تابش شده دارای پهنای زمانی آتوثانیه است و دیگر نیازی به فیلتر فرکانسی ندارند. گرم شدن پلاسما تنها در جهت انتشار موج الکترونی منجر به ناهمسانگردی دمایی توزیع الکترون که متغیر با جهت موج است می شود. پلاسمای آشفته غیر تبهگن و اثرات کوانتومی مربوط به اثرات اسپین و تونل زنی است. دینامیک الکترونها توسط معادله ویگنر توصیف می‌شود. برای سیستم های غیر تبهگن، تابع ویگنر، تابع توزیع ماکسول-بولتزمن ناهمسانگرد است. تابع ویگنر در حضور تنشهای نیروی پاندرماتیو عبارت است از [۸]:

$$f_0(v)=\frac{\sqrt{\eta}exp\left(-\frac{\eta v_x^2+v_y^2+v_z^2}{2v_T^2}\right)}{\left(\sqrt{2\pi}v_T\right)^3}\Big[1+\frac{p_{xy}}{v_T^2}\Big(\sqrt{\eta}v_xv_y\,cos\,2\theta+\frac{\eta}{2}v_x^2\,sin\,2\theta-\frac{1}{2}v_y^2\,sin\,2\theta\Big)+\frac{p_{xx}}{4v_T^2}\Big(\eta v_x^2(2cos^2-sin^2\theta)-6\sqrt{\eta}v_xv_y\,sin\,\theta\,cos\,\theta-v_z^2+v_y^2(2sin^2-cos^2\theta)\Big)\Big] \quad (۱)$$

که در آن $v_T=\sqrt{T_\perp^{2/3}T_{||}^{1/3}/m_e}$ سرعت حرارتی، $T_\perp$ دمای عرضی، $T_{||}$ دمای طولی، p_{xy}تنش برشی ، p_{xx}تنش درونی و $\eta(x,t)=(n_0/n_e(x,t))^2$ گرادیان چگالی پلاسما است. رابطه پراکندگی کوانتومی برای امواج عرضی عبارت است از:



شکل۱: شماتیکی از تولید نانوخوشه های الکترونی

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-06]

$$\omega^2-k^2c^2-\omega_{pe}^2+\frac{m_e\omega_{pe}^2}{2n_0\hbar}\int dv\left(\frac{v_x^2+v_y^2}{\omega-\vec{k}v_z}\right)\left[f_0\left(\vec{v}+\frac{\hbar\vec{k}}{2m_e}\right)-f_0\left(\vec{v}-\frac{\hbar\vec{k}}{2m_e}\right)\right]=0 \quad (۲)$$

که در آن $\omega_{pe}=\sqrt{4\pi n_0q^2/\eta m}$ فرکانس پلاسما است. اگر وابستگی مکانی–زمانی آشفتگی را به صورت $exp(i(kz-\omega t))$ در نظر بگیریم، رابطه پراکندگی خطی امواج عرضی $(\vec{k}.\vec{E}=0)$ به صورت زیر بدست می آید:

$$\omega^2-k^2c^2-\omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta}+\frac{m_ev_{t||}}{2\hbar k\beta}\left[\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}dx\frac{exp(-x^2)}{(x-\xi)^2-R^2}\right]\right) \quad (۳)$$

که در آن $\beta=T_{||}/T_{\perp}$، سرعت $v_{t||}=\left(2k_BT_{||}/m_e\right)^{1/2}$ گرمایی الکترون و $R=\hbar k/2m_ev_{t||}$ پارامتر مشخصه اثر کوانتومی است. اثر کوانتومی، تنها از طریق پارامتر بدون بعد R، در رابطه پراکندگی نقش پیدا می کند. تابع پراکندگی پلاسما عبارتست از:

$$Z(\xi)=\frac{1}{\sqrt{\pi}}\int_{-\infty}^{+\infty}dx\frac{exp(-x^2)}{x-\xi} \quad (۴)$$

که در آن $\xi=(\omega_r+i\delta)/(\sqrt{\eta}kv_{t||})$ سرعت فاز نرمالیزه شده با سرعت گرمایی است. با بسط تابع توزیع پراکندگی پلاسما در حد $R\ll 1$، وقتی $R^2\ll|\xi|^2$، رابطه پراکندگی به معادله زیر ساده می‌شود:

$$\omega^2-k^2c^2-\omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta}-\frac{A}{2R^2\beta}\right)=0 \quad (۵)$$

در حد طول موجهای کوتاه $|\xi|\gg 1$، رابطه پراکندگی

$$\omega^2-k^2c^2-\omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta}+\frac{A}{\beta}\left[-1-i\xi\sqrt{\pi}+\frac{2R^2}{3}\right]\right)=0 \quad (۶)$$

و قسمت موهومی فرکانس، نرخ رشد ناپایداری عبارتست از:

$$\delta=\frac{\beta(\sqrt{\eta}kv_{t||})}{A\sqrt{\pi}}\left[-\frac{k^2c^2}{\omega_{pe}^2}-\left(\sqrt{\eta}-\frac{A}{\beta}\left(1-\frac{2R^2}{3}\right)\right)\right]. \quad (۹)$$

در حد طول موجهای بزرگ $|\xi|\ll 1$، رابطه پراکندگی:

$$\omega^2-k^2c^2-\omega_{pe}^2\left(\sqrt{\eta}+\frac{A\eta k^2k_BT_{\perp}}{m_e\omega^2}[1-R^2]\right)=0 \quad (۱۰)$$

با توجه به اینکه $\omega=\omega_r+i\delta$، نرخ رشد مدهای الکترومغناطیسی ناپایداری ویبل نرخ رشد ناپایداری ویبل برابر است با:

$$\delta=\sqrt{A\eta k^2k_BT_{\perp}(1-R^2)/\left(\left(kc/\omega_{pe}\right)^2+\sqrt{\eta}\right)m_e} \quad (۱۱)$$

فاکتور خوشه شوندگی به صورت تبدیل فوریه آشفتگی چگالی نرمالایز شده به تعداد ذرات تعریف می‌شود:

$$b(k)=\frac{1}{N}\int fexp(-ik.r)drdp, \quad (۱۲)$$

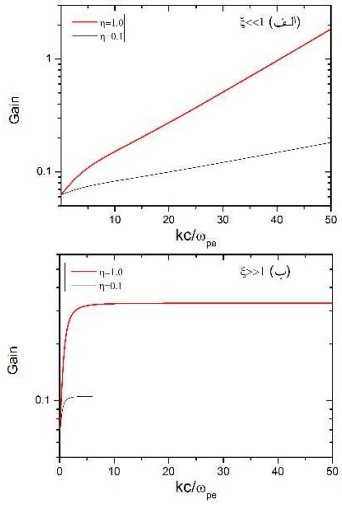
جائیکه N تعداد ذرات در باریکه است. بهره خوشه شوندگی به صورت زیر تعریف می‌شود[۹]:

$$g=\frac{\langle|b(k)|^2\rangle}{\langle|b_0(k)|^2\rangle}=exp(2\delta\omega_{pe}t)\left(\frac{\delta^2-\left(\frac{kc\beta}{\gamma^2\omega_{pe}}\right)^2}{4\delta^2-12\left(\frac{kc\beta}{\gamma^2\omega_{pe}}\right)^2}\right)^2 \quad (۱۳)$$

در اینجا، چگالی اولیه الکترون $n_0=10^{21}cm^{-3}$، چگالی الکترون $n_e(x,t)=10^{21}-10^{24}cm^{-3}$، گرادیان چگالی η از ۰ تا ۱، دما ۲۰keV، ناهمسانگردی دمایی $\beta=\frac{T_{\parallel}}{T_{\perp}}=100$ و طول موج لیزر ۱μm است.

نتایج و بحث

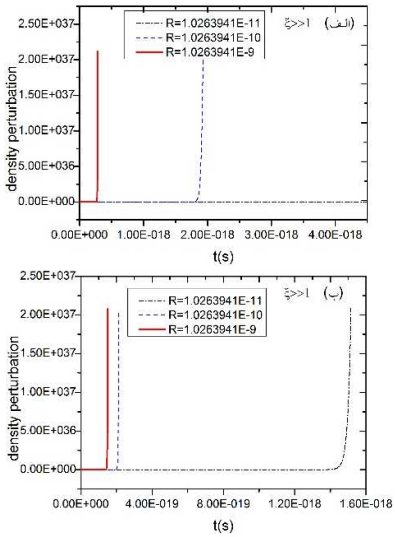
بهره نانو خوشه ها به عنوان تابعی از عدد موج نرمالیز شده، در $\theta=0/23\pi$، در حد طول موجهای کوتاه، $\xi>>1$ و در حد طول موجهای بلند، $\xi<<1$، در شکل۲ نشان داده شده است. در حد طول موجهای کوتاه، بهره نانو خوشه با افزایش عدد موج افزایش می‌یابد و به حداکثر مقدار خود می رسد. در حضور آثار کوانتومی افزایش گرادیان چگالی با ضریب ۱۰، منجر به حدود ۹۰ درصد کاهش بهره نانو خوشه می شود. در حد طول موجهای بلند، به ازای $kc/\omega_{pe}<5$ بهره نانو خوشه با افزایش عدد موج افزایش می‌یابد و در $kc/\omega_{pe}=5$ به حداکثر مقدار خود می رسد. در حد طول موجهای بلند، افزایش گرادیان چگالی با ضریب ۱۰، منجر به حدود ۶۶ درصد کاهش بهره نانو خوشه می شود. در حضور آثار کوانتومی، رژیم پاسخگو برای تولید نانوخوشه‌ها بوسیله اثرات ناهمسانگردی دمایی و ناپایداری ویبل گسترده است.



شکل ۲: بهره نانو خوشه های الکترونی به عنوان تابعی از عدد موج در حضور آثار کوانتومی و $\theta=0,23\pi$، الف) در حد طول موجهای کوتاه، $\xi<<1$ ، ب) در حد طول موجهای بلند، $\xi>>1$.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-06]

بهره نانوخوشه یک بستگی به زمان برهمکنش، t دارد. شکل۳ آشفتگی چگالی را به عنوان تابعی از زمان در حد طول موجهای کوتاه، ۱>>ξ، و در حد طول موجهای بلند،۱<<ξ، نشان می دهد. افزایش پارامتر کوانتومی منجر به افزایش مقدار اشباع آشفتگی چگالی خواهد شد.



شکل ۳: مقایسه آشفتگی چگالی به عنوان تابعی از زمان در حضور آثار کوانتومی در $\theta = 0.23\pi$ الف) در حد طول موجهای کوتاه، ۱>>ξ ، ب) در حد طول موجهای بلند،۱<<ξ.

نتیجه‌گیری

در این مقاله اثرات کوانتومی بر نرخ تولید نانو خوشه های الکترونی و پالس آتوثانیه در آشفتگی پلاسمای چگال آشفته مورد بررسی قرار گرفته است. محاسبات نشان می‌دهد که در حد طول موجهای کوتاه، بهره نانو خوشه با افزایش عدد موج افزایش می‌یابد و به حداکثر مقدار خود می رسد. با افزایش چگالی و کاهش η با ضریب ۱۰، در حد طول موجهای کوتاه منجر به حدود ۹۰ درصد و در حد طول موجهای بلند، منجر به حدود ۶۶ درصد کاهش بهره نانو خوشه می شود. بنابراین در نزدیکی هاله پلاسما بیشترین بهره را خواهیم داشت. در حضور آثار کوانتومی و تنشهای نیروی پاندرماتیو زمان اشباع بهره در حد طول موجهای کوتاه ۲۷ برابر زمان اشباع بهره در حد طول موجهای بلند است. افزایش پارامتر کوانتومی منجر به افزایش اشباع آشفتگی چگالی خواهد شد. در حد طول موجهای کوتاه، افزایش پارامتر کوانتومی با ضریب ۱۰ منجر به حدود ۸۰ درصد و در حد طول موجهای بلند، منجر به حدود ۲۵ درصد کاهش زمان اشباع بهره نانوخوشه خواهد شد. در رژیم نانوخوشه، سیال به شدت فشرده خوشه های الکترونی می توانند تشعشع همدوس شدت بالا به صورت پالسهای اشعه ایکس آتوثانیه داشته باشند.

مرجع‌ها

[1] A. Bandrauk, et al., “Effect of nuclear motion on molecular high-order harmonics and on generation of attosecond pulses in intense laser pulses”, PRL Vol. 101, pp. 153901, 2008.

[2] F. Krausz and M. Ivanov, “Attosecond physics” Reviews of Modern Physics, Vol. 81, pp.163, 2009.

[3] T. Baeva et al., “Theory of high-order harmonic generation in relativistic laser interaction with overdense plasma”, Phys. Rev. E, Vol. 74, pp.046404, 2006

[4] Y. Nomura et al., “Attosecond phase locking of harmonics emitted from laser-produced plasmas”, Nature Phys., Vol. 5, pp.124-128, 2009.

[5] X. H. Yang, H. Xu, Y. Y. Ma, F. Q. Shao, Y. Yin, H. B. Zhuo, M. Y. Yu, and C. L. Tian, “Propagation of attosecond electron bunches along the cone-and-channel target” , Phys. Plasmas, Vol. 18, pp. 023109, 2011.

[6] F. Khodadadi Azadboni and R. Sadighi-Bonabi “Generation of Attosecond electron bunches by the Relativistic Weibel Instability”, Phys. Plasmas, Vol. 25, pp. 012122, 2018.

[7] A. Marinelli, E. Hemsing, and J. B. Rosenzweig, “Using the Relativistic Two-Stream Instability for the Generation of Soft-X-Ray Attosecond Radiation Pulses” , PRL, Vol. 110, pp. 064804, 2013.

[8] F. Khodadadi Azadboni “Quantum Effects Role on the Electromagnetic Instability Growth Rate in Turbulent State of the Fuel Fusion”, journal Chinese Journal of Physics, Vol.71, pp. 375–384, 2020.

[9] T. Abe, K. Ni, “Anomalous Viscosity due to Weak Turbulence in Imploding Target Plasma, Tokyo Institute of Technology Yokohama”, Japan, 1980.

[10] A. Marinelli, E. Hemsing, and J. B. Rosenzweig, “Using the relativistic two-stream instability for the generation of soft-x-ray attosecond radiation pulses” , Phys. Rev. Lett. Vol.110, 064804, 2013.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-06]