بیست و ششمین کنفرانس اپتیک و
فوتونیک ایران و دوازدهمین کنفرانس
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،
دانشگاه خوارزمی،
تهران، ایران.
۱۶-۱۵ بهمن ۱۳۹۸

بررسی تاثیر نمایه زمانی پالس لیزری فمتوثانیه بر شتاب‌دهی الکترون در کلاستر آرگون

راضیه داداشی مطلق، محمد رضایی پندری، آتوسا سادات عربانیان ، علیرضا نیکنام، رضا مسعودی*

پژوهشکده لیزر و پلاسما، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران (*r-massudi@sbu.ac.ir)

چکیده – در این مقاله دینامیک برهمکنش پالس لیزر فمتوثانیه و کلا ستر آرگون بر ا ساس مدل نانوپلا سما برر سی می شود. تاثیر نمایه‌های زمانی مختلف پالس (گاوسی، سکانت هایپربولیک و لورنتسی) بر مشخصه‌های شتاب‌دهی در کلاستر (شعاع کلاستر، دمای الکترون خروجی و چگالی الکترون) مورد بررسی قرار گرفته است. نتایج نشان می‌دهند که به ازای نمایه لورنتسی، دمای نهایی الکترون‌ها و در نتیجه میزان شتاب‌دهی آنها بیشتر خواهد بود.

کلید واژه- پالس فمتوثانیه، نمایه زمانی، شتاب الکترون، کلاستر، مدل نانوپلاسما

Investigation of the Temporal Profile Effect of Femtosecond Laser Pulse on **Electron** Acceleration in Argon Cluster

Raziye**h** Dadashi **Motlagh**, Mohammad Rezaei **Pandari**, Atoosa Sadat Arabanian, Ali Reza Niknam, Reza Massudi*

Laser and Plasma Research Institute, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran
(r-massudi@sbu.ac.ir*)

Abstract- The interaction of femtosecond laser pulse with argon cluster is investigated based on nano-plasma model. The influence of the different pulse temporal profiles (Gaussian, secant hyperbolic and Lorentzian) on the acceleration parameters in cluster (cluster radius, electrons temperature and electrons density) is studied. Our results show that for the Lorentzian profile the final temperature of the electrons, and thus their acceleration will be higher.

Keywords: Cluster, Electron Acceleration, Femtosecond Pulse, Nano-plasma Model, Temporal Profile

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-18]

این مقاله درصورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

مقدمه

مطالعه برهمکنش امواج الکترومغناطیسی با ماده یکی از حوزه‌های مورد توجه در سال‌های اخیر است. با ساخت و پیشرفت منابع پرشدت لیزر فوق کوتاه [۱]، تلاش‌های زیادی در راستای مطالعه برهمکنش این نوع لیزرها و ماده انجام شده است. از جمله کاربردهای مورد توجه، شتاب‌دهی ذرات باردار می‌باشد. مطالعات در این حوزه نشان می‌دهد نوع هدف و آرایش فیزیکی آن نقش موثری در میزان شتاب‌دهی ذرات دارد. در برهمکنش لیزرهای پالسی پرشدت و هدف گازی، جذب انرژی بسیار پایین است [۲]. دلیل این امر چگالی بسیار پایین هدف گازی است؛ که همین چگالی پایین مطالعه برهمکنش لیزر و تک اتم را میسر می‌کند. اما در هدف جامد به علت چگالی بالا جذب لیزر به شدت بالاست (در حدود ۹۰ درصد) و انرژی لیزر با بهره بالا به ذرات منتقل می‌شود [۳].

بالا بودن چگالی در هدف‌های جامد باعث ایجاد ذرات ناخواسته در باریکه ذرات شتاب گرفته خروجی می‌شود؛ برای رفع این مشکل‌ها هدف کلاستر مورد توجه قرار گرفت. به گردهمایی ده تا هزاران اتم یا مولکول با چگالی حالت جامد (چگالی موضعی) کلاستر می‌گویند. چگالی موضعی جامد، سبب جذب بالای انرژی (بالای ۹۰ درصد) و چگالی کلی گازی، باعث تشکیل باریکه ذرات شتاب گرفته تمیز (بدون ذرات ناخواسته) در برهمکنش با پالس لیزری می‌شود. این خاصیت، کلاستر را هدفی ایده آل برای تولید ذرات و فوتون‌های پرانرژی می‌کند.

از جمله کاربردهای برهمکنش لیزر پرشدت فمتوثانیه و کلاستر می‌توان به شتاب‌دهی ذرات [۴] (شتاب الکترون در حدود KeV [۵] و شتاب یون در حدود MeV [۶])، تولید اشعه ایکس همدوس و ناهمدوس [۷] و همجوشی هسته‌ای کلاسترهای دوتریم [۶] اشاره کرد.

یکی از مهم ترین چالش‌های مطالعه برهمکنش دینامیک کلاستر، گستره وسیع رخدادهای فیزیکی آن می‌باشد. از این رو، مدل‌های مختلفی برای بررسی دینامیک برهمکنش پالس پرشدت لیزر فمتوثانیه و کلاستر مطرح شده است [۱۰-۸]. که هر یک برای گستره خاصی معتبر می‌باشد. چون هدف این مطالعه دینامیک کلاسترهای بزرگ است مدل نانوپلاسما همخوانی بیشتری با مطالعات تجربی دارد [۱۰].

در این مقاله به بررسی اثر نمایه زمانی پالس بر پارامترهای کلاستر، با استفاده از مدل نانوپلاسما می‌پردازیم. نتایج نشان می‌دهد شکل نمایه بر روی دمای نهایی الکترون‌های شتاب گرفته موثر است.

مبانی نظری

برهمکنش لیزر با کلاستر بر اساس مدل نانوپلاسما شامل سه بخش اصلی یونش، گرمادهی و انبساط است:

یونش: بر اساس این مدل، در ابتدای برهمکنش لیزر و کلاستر، اتم‌ها از طریق پدیده تونل‌زنی با نرخ زیر یونیده می‌شوند [۱۱]:

$$W_{tun}=\omega_a\frac{(2\iota+1)(\iota+|m|)!}{2^{|m|}|m|!(\iota-|m|)!}\left(\frac{2e}{n^*}\right)^{2n^*}\frac{1}{2\pi n^*}I_p\times \left(\frac{2E}{\pi(2I_p)^{3/2}}\right)^{1/2}\left[\frac{2}{E}(2I_p)^{3/2}\right]^{2n^*-|m|-1}\times \exp\left[-\frac{2}{3E}(2I_p)^{3/2}\right] \quad (۱)$$

که در آن ω_a بسامد اتمی، E میدان الکتریکی لیزر و I_P انرژی یونش (در واحد اتمی)، ι و m عدد کوانتومی تکانه زاویه‌ای و عدد کوانتومی مغناطیسی، e پایه لگاریتم طبیعی و $n^*=\sqrt{27.2}Z\left[2I_p(eV)\right]^{-1/2}$ است.

در ادامه فرآیند، الکترون‌های آزاد تولید شده در میدان لیزری در برهمکنش با اتم‌های دیگر سبب افزایش نرخ یونش می‌شوند. معادله (۲) و (۳) به ترتیب توصیف کننده نرخ یونش برخوردی گرمایی [۱۰, ۱۲] و لیزری [۱۳] هستند:

$$W_{kT}=n_e 6.7\times10^{-7}\frac{a_i q_i}{(kT)^{1/2}I_p}\int_{I_p/kT}^{\infty}\frac{e^{-x}}{x}dx \quad (۲)$$

$$W_{las}\approx\frac{a_i n_e q}{2\pi m_e^{1/2}I_p U_p^{1/2}}\left[\left(3-\frac{I_p}{U_p}+\frac{3}{32}\left(\frac{I_p}{U_p}\right)^2\right)\times \ln\left|\frac{1+\sqrt{1-I_p/2U_p}}{1-\sqrt{1-I_p/2U_p}}\right|-\left(\frac{7}{2}-\frac{3}{8}\frac{I_p}{U_p}\right)\sqrt{1-I_p/2U_p}\right] \quad (۳)$$

n_e چگالی الکترون، a_i ثابت تجربی، q_i تعداد الکترون‌ها در بیرونی‌ترین تراز، U_p انرژی پاندرموتیو، kT انرژی گرمایی الکترون (I_p، U_p و kT در واحد eV) است. چگالی الکترون‌ها از جمع سه معادله نرخ ذکر شده در بالا، قابل محاسبه است.

گرمادهی: در مدل نانوپلاسما، کلاستر به صورت یک گوی کوچک پلاسمایی فرض می‌شود که میدان داخل آن، به علت اثر پوششی الکترون‌های پلاسما، برابر است با [۱۴]:

$$E=\frac{3}{|\varepsilon+2|}E_0 \quad (۴)$$

این مقاله درصورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-18]

که در آن E_0 میدان لیزر است و $\varepsilon = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega(\omega + i\nu)}$ ، ω_p بسامد پلاسما، ω بسامد لیزر و ν بسامد برخوردی الکترون-یون است [۱۵]:

$$\nu = \frac{4}{9}\left(\frac{2\pi}{3}\right)^{1/2} \frac{Z^2 e^4 n_i}{m_e^{1/2}(kT)^{3/2}} \ln\Lambda \qquad \upsilon_{osc} \ll \upsilon_{kT} \qquad (۵)$$

$$\nu = \frac{16 Z^2 e n_i m_e \omega^3}{E_0^3} \times \left(\ln\left[\frac{eE_0}{2\omega\sqrt{3kTm_e}}\right] + 1\right) \ln\Lambda \qquad \upsilon_{osc} \gg \upsilon_{kT} \qquad (۶)$$

Z تعداد بار یون، e بار الکترون، m_e جرم الکترون، n_i چگالی یون، υ_{osc} سرعت نوسانی الکترون در میدان لیزری، υ_{kT} میانگین سرعت گرمایی الکترون و $\ln\Lambda$ لگاریتم استاندارد کولن است.

نرخ انتقال انرژی از یک میدان الکتریکی به یک دی‌الکتریک به صورت زیر است [۱۶]:

$$\frac{\partial U}{\partial t} = \frac{1}{4\pi}\vec{E}.\frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \qquad (۷)$$

با درنظر گرفتن میدان به‌صورت $E = \frac{1}{2}\left(Ee^{-i\omega t} + E^* e^{i\omega t}\right)$ و استفاده از رابطه (۴)، نرخ گرمادهی در واحد حجم کلاستر به صورت زیر خواهد بود:

$$\frac{\delta U}{\delta t} = \frac{9\omega}{8\pi} \frac{\mathrm{Im}[\varepsilon]}{|\varepsilon + 2|^2} |E_0|^2 \qquad (۸)$$

انبساط: انبساط در کلاستر نه تنها در حین برهمکنش بلکه بعد از گذشتن پالس نیز وجود دارد. دو نیرو مسبب انبساط کلاستر هستند: ۱. فشار ناشی از الکترون‌های داغ که منبسط شده و یون‌های سرد را نیز به دنبال خود می‌کشند ۲. نیروی کولنی ناشی از بار خالص مثبت بر روی کلاستر که در نتیجه خروج الکترون‌ها از کلاستر به وجود می‌آید. با توجه به این دو نیرو تغییرات شعاعی کلاستر به صورت زیر است [۱۰]:

$$\frac{\partial^2 r}{\partial t^2} = 3\frac{P_e + P_{Coul}}{n_i m_i}\frac{1}{r} \qquad (۹)$$

که m_i جرم یون، $P_e = n_e kT$ و $P_{Coul} = \frac{Q^2 e^2}{8\pi r^4}$ به ترتیب فشار ناشی از الکترون‌های داغ و فشار کولنی هستند. Q نیز بار خالص مثبت بر روی کلاستر است که می‌توان آن را از رابطه نرخ خروج الکترون از کلاستر محاسبه کرد [۱۰]:

$$W_{FS} = n_e \frac{2\sqrt{2\pi}}{m_e^{1/2}(kT)^{1/2}}(K_{esc} + kT)\times \exp\left[-\frac{K_{esc}}{kT}\right]\times \begin{cases} \frac{\lambda_e}{4r}(12r^2 - \lambda_e^2), & \lambda_e < 2r \\ 4r^2, & \lambda_e > 2r \end{cases} \qquad (۱۰)$$

که λ_e و K_{esc} به ترتیب مسافت آزاد میانگین الکترون و پتانسیل کولنی هستند:

$$\lambda_e = \frac{(kT)^2}{4\pi n_e (Z+1) e^4 \ln\Lambda} \qquad (۱۱)$$

$$K_{esc} = \frac{(Q+1)e^2}{r} \qquad (۱۲)$$

از طرف دیگر با افزایش شعاع، کلاستر شروع به خنک شدن می‌کند:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -2\frac{T}{r}\frac{\partial r}{\partial t} \qquad (۱۳)$$

و در نهایت، الکترون‌های داغ می‌توانند از طریق برخورد کولنی انرژی خود را به یون‌های سرد منتقل کنند و افت دما داشته باشند [۱۷]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = -\frac{T - T_i}{\tau_{eq}} \qquad (۱۴)$$

که T_i و m_i دما و جرم یون و τ_{eq} زمان لازم برای تعادل دمایی الکترون-یون است:

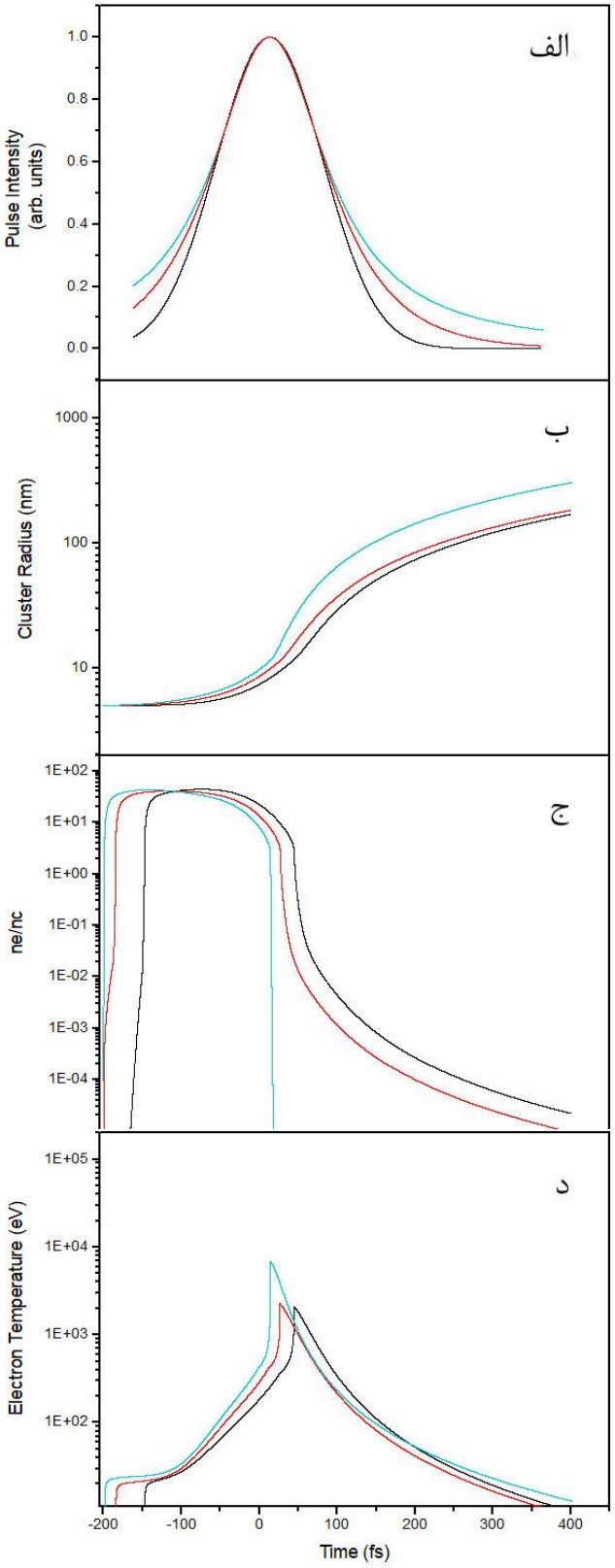
$$\tau_{eq} = \frac{3 m_e m_i}{8\sqrt{2\pi} n_i Z^2 e^4 \ln\Lambda}\left(\frac{kT}{m_e} + \frac{kT_i}{m_i}\right)^{3/2} \qquad (۱۵)$$

محاسبات عددی

با حل معادلات جفت شده (۱،۲،۳،۹،۱۰،۱۴،۱۵) به روش رانگ کوتا، دینامیک کلاستر مورد بررسی قرار می‌گیرد. در اینجا کلاستر آرگون با شعاع اولیه ۱۰۰ آنگستروم و پالس لیزری با طول زمانی ۱۳۰ فمتوثانیه، طول موج ۸۲۵ نانومتر و شدت برابر $0.5\times10^{16} w/cm^2$ در نظر گرفته شده است. در شکل (۱) دینامیک کلاستر آرگون در برهمکنش با پالس لیزری با نمایه‌های زمانی گاوسی، سکانت هایپربولیک و لورنتسی نشان داده شده است. شکل (۱ج) نشان می‌دهد که با ورود پالس، نرخ یونش به شدت افزایش می‌یابد و چگالی الکترون‌ها بالا می‌رود. با بالا رفتن چگالی الکترون‌ها، میدان رابطه (۴) به علت اثر پوششی افت می‌کند و چگالی برای مدتی ثابت می‌ماند. در ادامه با افزایش تدریجی دما، شعاع زیاد می‌شود و چگالی کاهش می‌یابد و $\varepsilon = 1$ می‌شود. در این لحظه طبق رابطه (۴) میدان داخل کلاستر بیشینه می‌شود و الکترون‌ها بشدت گرم می‌شوند (قله تیز نمودار دما مربوط به این لحظه است). با بالا رفتن ناگهانی دما، کلاستر

این مقاله درصورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-18]



شکل (۱) : نمودار مشکی مربوط به نمایه گاوسی، نمودار قرمز مربوط به نمایه سکانت هایپربولیک و نمودار آبی مربوط به نمایه لورنتسی است. نمودار (الف) میدان لیزر، نمودار (ب) شعاع کلاستر، نمودار (ج) چگالی الکترون و نمودار (د) دمای الکترون را نشان می‌دهد.

با سرعت زیاد منبسط می‌شود و برهمکنش به پایان می‌رسد. با توجه به شکل (۱د) دمای الکترون‌ها به ازای نمایه لورنتسی بیشتر است زیرا همان‌طور که شکل (۱الف) نشان می‌دهد، نمایه لورنتسی در مراحل ابتدایی برهمکنش، میدان بزرگ‌تری دارد و یونش به ازای آن بیشتر است.

نتیجه‌گیری

با به کار بردن نمایه‌های مختلف پالس لیزر پرشدت فمتوثانیه در برهمکنش با کلاستر بر اساس مدل نانوپلاسما نشان دادیم که شکل زمانی نمایه می‌تواند در میزان انتقال انرژی لیزر به الکترون‌های کلاستر و در نتیجه شتاب آنها نقش موثری داشته باشد؛ بطوری‌که انرژی الکترون‌ها در برهمکنش با پالس با نمایه لورنتسی، نسبت به نمایه‌های گاوسی و سکانت هایپربولیک، بیشتر است.

مرجع‌ها

[1] Spence, D.E., P.N. Kean, and W. Sibbett, *60-fsec pulse generation from a self-mode-locked Ti: sapphire laser*. Optics letters, 1991.
[2] Gavrila, M., Atoms in intense laser fields. 1992.
[3] Ditmire, T., et al., *High intensity laser absorption by gases of atomic clusters.* Physical review letters, 1997.
[4] Ditmire, T., et al., High energy ion explosion of atomic clusters: Transition from molecular to plasma behavior. Physical Review Letters, 1997.
[5] Shao, Y., et al., *Multi-keV electron generation in the interaction of intense laser pulses with Xe clusters.* Physical review letters, 1996.
[6] Ditmire, T., et al., *Nuclear fusion from explosions of femtosecond laser-heated deuterium clusters.* Nature, 1999.
[7] Borisov, A.B., et al., *Ultrabright multikilovolt coherent tunable x-ray source at $\lambda \sim 2.71–2.93$ Å.* Journal of Physics B: Atomic, Molecular and Optical Physics, 2003.
[8] McPherson, A., et al., *Multiphoton-induced X-ray emission and amplification from clusters.* Applied Physics B, 1993.
[9] Rose-Petruck, C., et al., *Ultrafast electron dynamics and inner-shell ionization in laser driven clusters.* Physical Review A, 1997.
[10] Ditmire, T., et al., *Interaction of intense laser pulses with atomic clusters.* Physical Review A, 1996.
[11] Ammosov, M., et al., Tunnel ionization of complex atoms and of atomic ions in an alternating electric field. Sov. Phys. JETP, 1986.
[12] Lotz, W., *Electron-impact ionization cross-sections and ionization rate coefficients for atoms and ions from hydrogen to calcium.* Zeitschrift für Physik, 1968.
[13] Zweiback, J.S., *Resonance effects in laser cluster interactions*, 2000.
[14] Jackson, J., *Classical Electrodynamics. Wiley, New York*. 1975.
[15] Silin, V., *Nonlinear high-frequency plasma conductivity.* Sov. Phys. JETP, 1965.
[16] Landau, L. and E. Lifshitz, *Electrodynamics of Continuous Media (Pergamon, Oxford, 1984).*
[17] Spitzer, L., *Physics of fully ionized gases*. 1962: Interscience Publishers.

این مقاله درصورتی دارای اعتبار است که در سایت www.opsi.ir قابل دسترسی باشد.

[Downloaded from opsi.ir on 2026-11-18]