

## بررسی شبیه‌سازی پارامترهای مؤثر در چگالی حالت‌های یونی در اندرکنش لیزر توان بالا با نانوخوشه‌های آرگون

حسین غفوریان

مربی، گروه فیزیک، دانشگاه پیام نور

تاریخ دریافت: 1395/09/04 تاریخ پذیرش: 1395/10/07

### Studying Simulation of Effective Parameters on Charge State of Ions in Interaction of High Power Laser with Argon Nano - Cluster

H. Ghaforyan

Lecturer, Department of Physics, Payame Noor University

Received: 2016/11/24 Accepted: 2017/12/27

#### Abstract

In this paper we studied the interaction of femtosecond laser pulse with atomic cluster of Ar. Ionization, heating and expansion of the cluster was the results of this interaction. Following this process, hot and energetic electrons and high charge state of ions were produced. By changing the characteristics of the laser and cluster, it is possible to achieve high efficiency products. Simulation of this work done with the numerical method in Nano plasma model and the evolution of charge state of ions for the various intensity of laser, different pulse shape and different initial ion density are calculated.

#### Keywords

Simulation, Laser, Argon Nanocluster.

#### چکیده

در این مقاله اندرکنش پالس‌های لیزری فمتوثانیه با خوشه‌های اتمی آرگون بررسی شده است. یونیزاسیون، گرم شدن و انبساط خوشه نتیجه‌ای از این اندرکنش است. به دنبال این فرایندها الکترون‌های داغ و پراثرژی و یون‌های با بار زیاد تولید شده که با تغییر مشخصه‌های لیزر و خوشه دست‌یابی به محصولات با بازدهی بالا امکان‌پذیر است. شبیه‌سازی این کار از طریق روش‌های عددی در مدل نانو پلازما انجام شده و تحولات حالت‌های یونی خوشه بر حسب شدت‌های لیزری، شکل پالس متفاوت و تغییرات چگالی اتم‌های اولیه خوشه محاسبه شده است.

#### واژگان کلیدی

شبیه‌سازی، لیزر، نانوخوشه‌های آرگون.

**مقدمه**

را برای شتابدهی یون‌های پرنرزی تولید شده در برهم‌کنش لیزرهای توان بالا را برمی‌انگیزد.

در این مقاله پالس لیزر به صورت گوسین، چیرپ مثبت و منفی استفاده شده است. شعاع خوشه آرگون 150 آنگستروم و شدت لیزر در محدوده  $10^{17}$  -  $10^{14}$  وات بر سانتی مترمربع در نظر گرفته شده است، اندرکنش ذکر شده در مدل نانوپلاسمایی با شبیه‌سازی ذره در جعبه برخوردی انجام می‌گیرد و در نهایت تحول زمانی حالات بار یونی برای شدت‌های متفاوت لیزری، شکل پالس‌های متفاوت و چگالی اتم‌های اولیه خوشه آرگون مورد مطالعه قرار گرفته است.

**مدل نانو پلاسما**

مدل‌های مختلفی برای توصیف اندرکنش لیزر با خوشه‌های اتمی مطرح است که از آن جمله می‌توان به مدل انفجار کولمبی [8]، مدل یونیزاسیون احتراقی [9]، مدل تحریک پوسته داخلی [10] و مدل نانو پلاسما [11 و 12] اشاره کرد. اما بهترین مدل برای توجیه اندرکنش، مدل نانوپلاسماست که توسط دیتامیر و همکارانش ارائه کرده‌اند [11]. این مدل عددی به طور موفقیت‌آمیز با نتایج تجربی به دست آمده همخوانی دارد. در این مدل یونیزاسیون و گرمایش خوشه در میدان لیزر اتفاق می‌افتد که در پی آن خوشه به سرعت انبساط پیدا می‌کند و منجر به تولید الکترون‌ها و یون‌های پرنرزی می‌شود.

**یونیزاسیون خوشه**

یونیزاسیون خوشه با برخورد لبه پیشین پالس لیزر به اتم‌های خوشه آغاز شده و تعداد الکترون به نسبت کمتری را آزاد می‌کند. این یونیزاسیون به یونیزاسیون تونلی میدان معروف است که به وسیله رابطه  $ADK$  محاسبه می‌شود که آهنگ یونیزاسیون آن را با  $W_{ADK}$  نشان می‌دهند [13].

با توسعه لیزرهای فوق کوتاه تراوات با استفاده از روش تقویت پالس و بااختراع روش CPA [1]، شدت لیزر را می‌توان تا  $10^{18}$  وات بر سانتی متر مربع بالا برد. چنین پالس‌هایی می‌توانند به انواع مختلف پلاسماها وارد شوند و باریکه شتاب‌دار الکترون‌ها و پروتون‌های نسبی [2] در حد مگاالکترون ولت، اشعه ایکس سخت و ذرات دیگری را ایجاد کنند. در شتاب الکترون نیروی پاندرماتیو لیزر، الکترون‌ها را در داخل یک بازه زمانی کوتاه تا انرژی خیلی بالا شتاب می‌دهد. در سال‌های اخیر پیشرفت‌های قابل توجهی در افزایش انرژی و کیفیت باریکه الکترونی انجام شده است [3].

اخیرا خوشه‌ها به عنوان یک محیط اندرکنشی جالب لیزر با پلاسما در مقایسه با اهداف گازی و جامد مورد توجه قرار گرفته‌اند. یک هدف خوشه‌ای که به وسیله نازل گازی فشار بالا درست شده است خواص بسیار مهمی از خود نشان می‌دهد؛ مانند چگالی الکترونی جامد مانند در بعضی محل‌ها، اما به طور متوسط چگالی در خوشه‌ها پایین است. فاصله انتقال در خوشه‌ها طولانی‌تر از فاصله انتقال در هدف‌های گازی است، همچنین جذب انرژی لیزر در خوشه‌ها بالاتر از هدف جامد است [4].

در راس این بررسی‌ها، انتقال انرژی لیزر به ماده یکی از مهم‌ترین مباحث در این حوزه است. شتابدهی ذرات در برهم‌کنش لیزر با پلاسما یکی از مهم‌ترین کاربردهای لیزرهای پر شدت با دوام زمانی کوتاه است. قیمت پایین و کوچکی فضای لازم در شتاب‌دهنده‌های لیزر پلاسمایی در مقایسه با شتاب‌دهنده‌های مرسوم، باعث توجه به این نوع شتاب‌دهنده‌ها شده است. از کاربردهای یون‌های پرنرزی شتاب داده شده به وسیله لیزر، می‌توان افزودنده سریع در طرح هم‌جوشی با محصورسازی اینرسی [5]، پرتونگاری با باریکه‌های یونی [6] و فیزیک هسته‌ای [7] نام برد.

بهینه‌سازی و کنترل این منبع جدید یون‌های پرنرزی با کاربردهای مختلف، تلاش‌های محققان جهان

باز ترکیب سه جسمی هم‌زمان با یونیزاسیون اتفاق می‌افتد. آهنگ آن،  $a_3$ ، برابر است با [15].

$$a_3 = \frac{4p\sqrt{2p}}{9} \frac{e^{10}Z^3}{m_e^{1/2}(kT_e)^{9/2}} \ln \sqrt{1+Z^2} \quad (4)$$

تحول چگالی یون  $n_i(Z)$  با حالت بار  $Z$  نیز به صورت زیر است:

$$\frac{dn_i(Z)}{dt} = - [W(Z) + a_3(Z)n_e^2] n_i(Z) + W(Z-1)n_i(Z-1) + a_3(Z+1)n_e^2 n_i(Z+1) \quad (5)$$

که در آن چگالی الکترون،  $n_e = \sum_{Z=0}^{\infty} Z n_i(Z)$  و  $n_i$  چگالی یونهاست.

### گرمایش خوشه

از آنجا که فرض می‌شود هیچ گرادیان دمایی در خوشه وجود ندارد، می‌توان فرض کرد گرمایش از لیزر به صورت یکنواخت روی حجم خوشه اعمال می‌شود. لیزر در درجه اول انرژی خود را به الکترون‌های آزاد در خوشه می‌دهد که به وسیله مکانیزم بر مشتراحلانگ معکوس برخوردی انجام می‌شود. انرژی مبادله شده در واحد حجم در خوشه به صورت زیر است [16]:

$$\frac{dU}{dt} = \frac{w}{8p} \text{Im}[e] |E|^2 \quad (6)$$

باتوجه با اینکه میدان در داخل خوشه برابر است با:

$$E = \frac{3}{|e+2|} E_0 \quad (7)$$

الکترون‌های آزاد شده با اتم‌های موجود در داخل خوشه برخورد می‌کند و منجر به یونیزاسیون برخوردی می‌شوند که با رابطه Lotz محاسبه می‌شود [14]. به عبارت دیگر هنگامی که چند الکترون به وسیله یونیزاسیون نوری تولید می‌شوند، تولید حالات بار بالاتر به وسیله یونیزاسیون برخوردی به عنوان یک نتیجه از چگالی بالا در خوشه غالب می‌شود. ضریب آهنگ یونیزاسیون برخوردی برای  $Z \rightarrow Z+1$  را با  $S$  و آهنگ یونیزاسیون آن را با  $W_{ioz}^{cl}$  نشان می‌دهند.

نوسان الکترون‌های تولید شده به خاطر میدان لیزر باعث به وجود آمدن یونیزاسیون دیگری می‌شود که به آن یونیزاسیون میدان لیزر گویند و با  $W_{las}$  نمایش می‌دهند؛ بنابراین آهنگ یونیزاسیون کل برابر خواهد بود با:

$$W(Z) = W_{ADK} + W_{ioz}^{cl} + W_{las} \quad (1)$$

به عنوان مثال، حدود صد درصد یونیزاسیون از آرگون خنثی در یک پالس صد فمتوثانیه زمانی اتفاق می‌افتد که شدت اوج لیزر به  $3 \times 10^{14}$  وات بر سانتی‌متر مربع می‌رسد؛ به غیر از وقتی که پالس شدید می‌رسد در حد چند سیکل، لبه پیشین پالس لیزر در رژیم تونلی به طور کامل الکترون‌ها را جدا می‌کند. آهنگ معادلات به صورت زیر است:

$$\frac{dN_i}{dt} = -W_i N_i + W_{i-1} N_{i-1} \quad \text{for } i = 0, \dots, 18 \quad (2)$$

که در آن  $N$  تعداد اتم‌های یونیزه شده است. حالت بار میانگین به صورت زیر خواهد بود:

$$\langle Z \rangle = \sum_{Z=0}^{\infty} Z N_i(Z) / \sum_{Z=0}^{\infty} N_i(Z) \quad (3)$$

که در آن  $E_0$  قدرت میدان لیزر در خلاء، در خارج از خوشه است. پس سرعت گرمایش در داخل خوشه بدین صورت خواهد شد:

$$\frac{\eta U}{\eta t} = \frac{9w_p^2 u}{8\pi} \frac{1}{9w^2(w^2+u^2)+w_p^2(w_p^2-6w^2)} |E_0|^2 \quad (8)$$

که در آن  $w_p = \sqrt{4\pi e^2 n_e / m_e}$  بسامد پلاسما و  $u$  بسامد برخوردی الکترون با یون است.

### انبساط خوشه

انبساط خوشه در مدل نانو پلاسما در نتیجه دو فشار اتفاق می افتد. فشار کولمبی که در نتیجه دافعه یون های ایجاد شده در خوشه به شعاع  $r$  اتفاق می افتد که با رابطه زیر مشخص می شود:

$$P_{coul} = \frac{Q^2 e^2}{8\pi r^4} \quad (9)$$

و فشار هیدرودینامیکی که در نتیجه انبساط الکترون های داغ اتفاق می افتد که با رابطه زیر نشان داده می شود.

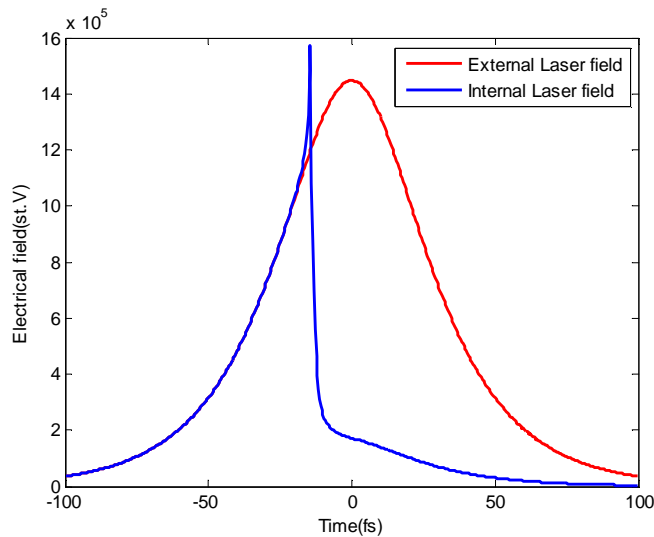
$$P_e = n_e k T_e \quad (10)$$

که  $k$  ثابت بولتزمن  $T_e$  دمای الکترون و  $n_e$  چگالی الکترون هاست. در نتیجه معادله برای شعاع خوشه بدین صورت درمی آید:

$$\frac{\eta^2 r}{\eta t^2} = 3 \frac{P_e + P_{coul}}{n_e m_i} \frac{1}{r} \quad (11)$$

### نتایج شبیه سازی

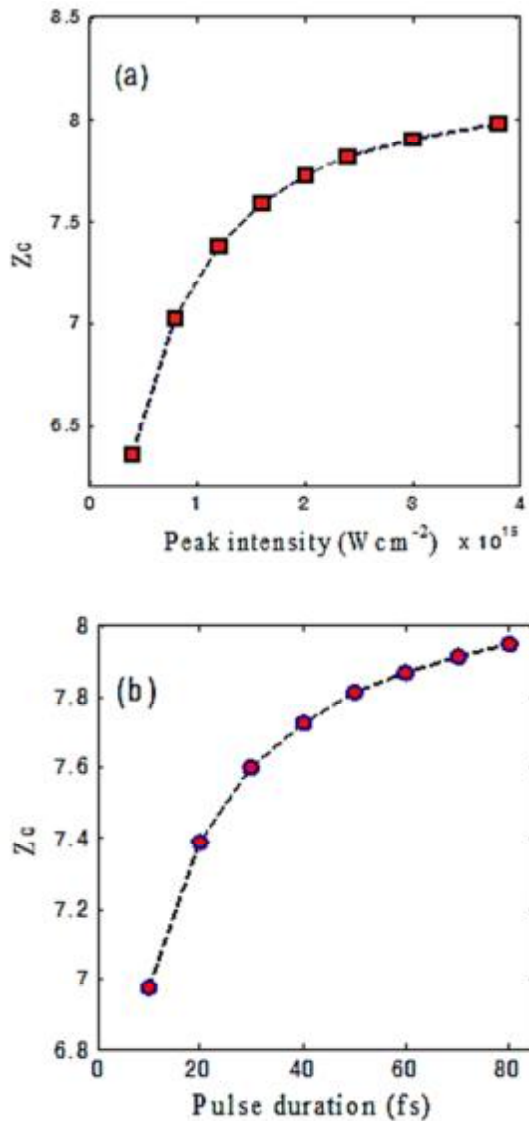
در این مقاله اندرکنش پالس های لیزری فوق کوتاه توان



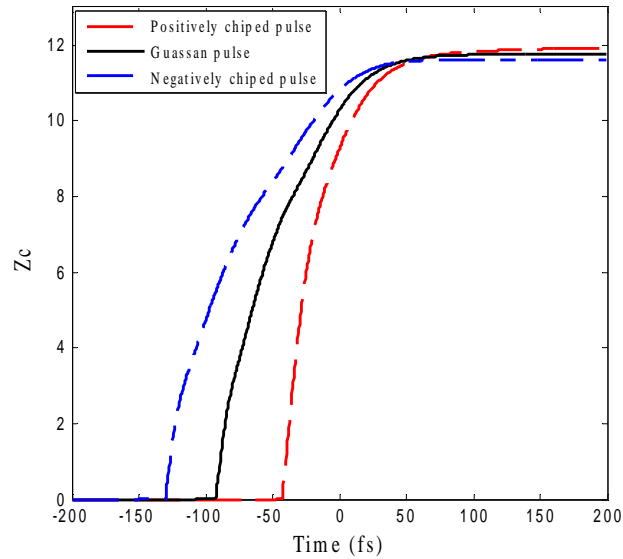
شکل 1. میدان الکتریکی در داخل و خارج خوشه

گرفته شده است. تحول میدان در داخل خوشه با توجه به مدل درود در شکل 1 نشان داده شده است. افزایش ناگهانی میدان در داخل خوشه در شکل 1 به این دلیل است که با افزایش شدت لیزر، چگالی الکترون‌های خوشه،  $n_e$ ، افزایش می‌یابد که نتیجه‌ای از

بالا با خوشه‌های اتمی گاز آرگون شبیه‌سازی شده است. شبیه‌سازی این اندرکنش در مدل نانوپلاسمایی و به روش ذره در جعبه یک بعدی (PIC) انجام گرفته و سیستم معادلات دیفرانسیل آن در حلال رانگ کوتا حل شده است. شعاع خوشه آرگون 150 انگستروم در نظر



شکل 2. (a) تغییرات بار یونی ایجاد شده در خوشه برحسب تغییرات شدت لیزر (b) تغییرات بار یونی خوشه برحسب تغییرات دیرش زمانی پالس لیزر.



شکل 3. تحول زمانی حالات بار یونی برای شکل پالس‌های متفاوت

اثرهای نسبی در نظر گرفته شوند. اثر شکل پالس لیزر روی حالات بار یونی نیز در شکل 3 بررسی شده است. در این اندرکنش شدت لیزر  $10^{17} \text{ W/cm}^2$  و دیرش زمانی آن 40 فمتوثانیه است.

از شکل کاملاً آشکار است وقتی پالس لیزر با چیرپ منفی با خوشه آرگون اندرکنش می‌کند، به دلیل تولید الکترون‌های با انرژی بالا نسبت به شکل پالس‌های دیگر [17]، الکترون‌ها زودتر از خوشه خارج می‌شوند؛ بنابراین تولید یون‌ها زودتر اتفاق می‌افتد اما در پالس لیزر با چیرپ مثبت به دلیل تولید چگالی الکترونی بیشتر، الکترون‌ها انرژی کمتری پیدا می‌کنند لذا دیرتر از خوشه خارج می‌شوند و تولید یون‌ها در داخل خوشه با تاخیر شروع می‌شود.

نقش چگالی یون‌های اولیه خوشه در اندرکنش لیزر-خوشه در شکل 4 نشان داده شده است.

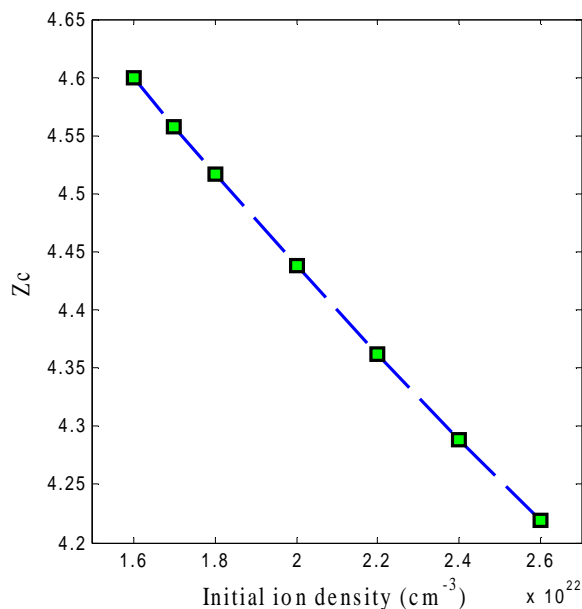
نتیجه شبیه‌سازی نشان می‌دهد که با افزایش چگالی اتم‌های اولیه خوشه بار یونی تولید شده در خوشه کاهش می‌یابد. با توجه به تئوری ارائه شده در مدل نانوپلازما، با افزایش چگالی اتم‌های اولیه خوشه بیشتر انرژی لیزر صرف یونیزاسیون اتم‌های بیشتری در خوشه می‌شود و

افزایش یونیزاسیون میدان در داخل خوشه است اما زمانی که مقدار  $n_e$  به مقدار  $3n_{\text{crit}}$  نزدیک می‌شود مخرج کسر در رابطه (10) کمینه می‌شود و میدان داخلی به شدت افزایش پیدا می‌کند. افزایش میدان داخلی در یونیزاسیون خوشه نقش بسزایی دارد به این دلیل که عامل تشدید یونیزاسیون تونلی داخل خوشه است.

تغییرات حالت بار یونی با تغییر شدت لیزر و دیرش زمانی پالس لیزر در شکل 2 نشان داده شده است. شکل 2 اهمیت شدت پالس لیزر و دیرش زمانی پالس لیزر را روی حالات بار یونی در اندرکنش لیزر با خوشه آرگون نشان می‌دهد.

ملاحظه می‌شود که در شدت‌های بالای لیزر و زمانی که دیرش زمانی پالس لیزر بیشتر است، یون‌های با بار زیاد،  $Z_c$ ، تولید می‌شود که کاربردهای زیادی در فیزیک هسته‌ای دارد.

باید یادآور شد که برای شدت‌های بیشتر از  $10^{18} \text{ W/cm}^2$  انرژی ارتعاشی الکترون در میدان الکتریکی لیزر از جرم سکون الکترون،  $0.511 \text{ MeV}/c^2$ ، بیشتر می‌شود که در این حالت برای توصیف برهم‌کنش لیزر - خوشه باید



شکل 4. بار یونی تولید شده در اندرکنش لیزر با شدت  $4 \times 10^{14} \text{ W/cm}^2$  با خوشه آرگون با چگالی اتم‌های اولیه متفاوت

داخل خوشه افزایش می‌یابد. همچنین با افزایش دیرش زمانی پالس لیزر نیز یون‌های با بار زیاد ایجاد می‌شود. شکل پالس لیزر نیز در نحوه تولید یون‌های با بار زیاد مؤثر است؛ به طوری که وقتی لیزری با پالس چیرپ منفی به خوشه تابیده می‌شود، یون‌های با بار زیاد زوتر از پالس با چیرپ مثبت و گوسین پالس تولید می‌شوند که با ایجاد شرایط مناسب شاید بتوان با انفجار کولنی منجر به شتاب دهی بیشتر یون‌ها شد. با بررسی نقش چگالی اتم‌های اولیه خوشه مشخص شد که برای تولید یون‌های با بار زیاد باید چگالی اتم‌های اولیه خوشه کمتر باشد.

در نتیجه انرژی الکترون‌های تولیدی کمتر می‌شود و در نهایت الکترون‌های با انرژی کمتر، انرژی لازم برای بیرون کشیدن الکترون‌های لایه‌های داخلی اتم‌ها را نخواهند داشت؛ در نتیجه تولید یون‌های با بار زیاد کاهش پیدا می‌کند.

### بحث و نتیجه‌گیری

وقتی پالس لیزری فوق کوتاه توان بالا با یک خوشه آرگون اندرکنش می‌کند، تولید الکترون‌های پراانرژی و یون‌های با بار زیاد می‌کند، مشخص شد زمانی که شدت پالس لیزر افزایش می‌یابد، تولید یون‌های با بار زیاد در

### References

- [1] Strickland, D. & Mourou, G. Compression of amplified chirped optical pulses. *Optics communications*, 55(6), (1985)447-449.
- [2] N.A. M. Hafz, T.M. Jeong, I.W. Choi, S. K. Lee, K. H. Pae, V. V. Kulagin, J. H. Sung, T. J. Yu, K.-H. Hong, T. Hosokai, J. R. Cary, D.-K. Ko, and J. Lee, *Nature Photon.* 2(9), (2008) 571.
- [3] L. M. Chen, M. Kando, M. H. Xu, Y. T. Li, J. Koga, M. Chen, H. Xu, X. H. Yuan, Q. L. Dong, Z. M. Sheng, S. V. Bulanov, Y. Kato, J. Zhang, and T. Tajima, *Phys. Rev. Lett.* 100, (2008) 045004.

- [4] L. Zhang, L. Chen, W. Wang, W. Yan, D. Yuan et al. *Appl. Phys. Lett.* 100, (2012) 014104.
- [5] M. Roth et al ,“Fast ignition by intense laser-accelerated proton beams” *Phys. Rev. Lett.* 86 (2001) 436–9.
- [6] M. Borghesi, et al ,“Proton imaging: a diagnostic for inertial confinement fusion/fast ignitor studies Plasma” *Phys. Control. Fusion* 43 (2001) A267–76.
- [7] K.W.D. Ledingham, P. McKenna and R. Singhal“Applications for nuclear phenomena generated by ultra- intense lasers”, *Science* 300 (2003) 1107–11.
- [8] I. Last, J. Jortner, *Phys. Rev. A* 62 (2000) 013201.
- [9] C. Rose-Petruck, K.J. Schafer, K.R. Wilson, C.P.J. Barty, *Phys. Rev. A* 55 (1997) 1182.
- [10] W. Brunner, *Appl. Phys. B* 64 (1997) 443.
- [11] T. Ditmire, T. Donnelly, A.M. Rubenchik, R.W. Falcone, M.D. Perry, *Phys. Rev. A* 53 (1996) 3379.
- [12] H.M. Milchberg, S.J. McNaught, E. Parra, *Phys. Rev. E* 64 (2001) 056402.
- [13] M.V. Ammosov, N.B. Delone, V.P. Krainov, *Sov. Phys. JETP* 64 (1987) 1191.
- [14] W. Lotz, *Z. Phys. A* 216 241(1968) .
- [15] Gurevich, A. V., and Pitaevskii, L. P. Recombination coefficient in a dense low-temperature plasma. *Sov. Phys. JETP*, vol. 19, (1964). 870–871.
- [16] J.D. Jackson, *Classical Electrodynamics* (Wiley, New York, 1975).
- [17] H. Gaforyan, R. Sadighi-Bonabi, E. Irani. *Advances in High Energy Physics*, Article ID 2609160, 9 pages, (2016).