



بیست و هفتمین کنفرانس اپتیک و  
فوتونیک ایران و سیزدهمین کنفرانس  
مهندسی و فناوری فوتونیک ایران،  
دانشگاه سیستان و بلوچستان،  
زاهدان، ایران.



۱۴-۱۶ بهمن ۱۳۹۹

کد مقاله : ۱-۲۴۷۰-۱۰-A

## اثر یونیزاسیون بر روی گرمایش کیاتیکی الکترون‌ها در برهمکنش پالس قوی لیزر با اتم‌های هیدروژن

الناز خلیل زاده، سمیه رضائی\*، محمد جعفر جعفری، امیر چخماچی، زهره دهقانی

سازمان انرژی اتمی، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای

چکیده - در این مقاله برهمکنش پالس قوی لیزر با اتم‌های هیدروژن در نظر گرفته شده و حرکت آشوبناک الکترون‌ها در پلاسمای تشکیل شده در اثر یونیزاسیون میدانی بررسی شده است. طول پالس لیزر ۳۰۰ فمتو ثانیه و دامنه میدان الکتریکی بی بعد شده لیزر  $a_0 = 1$  می‌باشد. نتایج حاصل از شبیه‌سازی ذره‌ای نشان می‌دهند با در نظر گرفتن یونیزاسیون، نوسانات چگالی باعث می‌شوند تا دامنه پراکندگی‌های رامان رو به عقب تولید شده از یک نویز اولیه قویتر شروع به رشد کنند. در نتیجه در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون، معیار مندونکا برای رخ دادن آشوب سریعتر برآورده شده و گرمایش کیاتیکی الکترون‌ها زودتر رخ می‌دهد.

کلیدواژه- برهمکنش لیزر-اتم، گرمایش کیاتیکی، شبیه‌سازی ذره‌ای، پراکندگی رامان رو به عقب

### Effect of ionization on the stochastic heating of electrons in the interaction of strong laser pulses with Hydrogen atoms

ElnazKhalilzadeh, SomayehRezaie\*, MahammadJafarJafari, Amir Chakhmachi,  
ZohreDehghani

Plasma Physics & Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research  
Institute, Tehran, Iran

Abstract- In this paper, the interaction of a strong laser pulse with hydrogen atoms is considered and the chaotic motion of electrons in the field-ionized plasma is investigated. The length of the laser pulse is 300 femtoseconds and the amplitude of the dimensionless electric field of the laser is  $a_0 = 1$ . The results of the PIC simulation show that by considering ionization, the Raman backscattered radiations are seeded by a strong initial noise at the earlier times. Therefore, the Mendonca condition for chaos threshold is met sooner which in turn causes the electron stochastic heating start quickly.

Keywords: Laser-atom Interaction, Stochastic heating, Particle-in-Cell Simulation, Raman backscattering

## مقدمه

واقعی یونیزاسیون با پارامتر کلدیش  $I_p \gamma = \omega_L \sqrt{2I_p} / E$  ،  $\omega_L$  و  $E$  به ترتیب، پتانسیل یونیزاسیون اتمی، فرکانس و دامنه میدان لیزر می‌باشند) تعیین می‌گردد [۷]. هنگامی که  $1 \ll \gamma$ ، یونیزاسیون میدان اپتیکی (OFI) می‌باشد. این یونیزاسیون میدان اپتیکی می‌تواند در دو سازوکار مختلف یونیزاسیون حذف سد (BSI) و یونیزاسیون تونل‌زنی (TI) رخ دهد [۶]. در توضیح این نوع یونیزاسیون باید گفت الکترون در داخل چاه پتانسیل اتمی غیر اختلالی و بر روی سطح انرژی  $I_p$  قرار می‌گیرد. با توجه به این که فرکانس گذار اتمی، بسیار کمتر از فرکانس لیزر است، میدان الکتریکی لیزر، به طور معمول ثابت می‌ماند. میدان لیزر اعمالی، پتانسیل اتمی چاه را از شکل طبیعی خارج کرده و سد پتانسیلی که الکترون در اتم یا یون می‌بیند، را پایین می‌آورد. در نتیجه الکترون از ساختار اتمی خارج می‌شود. وقتی میدان به اندازه کافی قوی باشد، سد پتانسیل، زیر سطح انرژی الکترون قرار گرفته و الکترون را آزاد می‌کند. در شرایطی که افت سد پتانسیل کولنی امکانپذیر نباشد، برای آزاد کردن الکترون، احتمال تونل‌زنی کوانتومی وجود دارد. این فرآیند تونل‌زنی یونیزاسیون نامیده می‌شود. تئوری که به صورت تجربی و به صورت گسترده مورد بررسی قرار گرفته، کار آموسوف، دلونوکرینف، که به عنوان نظریه ADK شناخته می‌شوند [۸] می‌باشد. با در نظر گرفتن میدان خارجی به فرم  $E = E_0 \cos(\omega t) \hat{y}$  احتمال تونل‌زنی الکترونی که در پتانسیل کولنی مجموعه‌ای از اتم / یون، با مدل ADK داده می‌شود، به شرح زیر است:

$$W = C_n^2 f(l, m) I_p \left( \frac{3E}{\pi(2I_p)^{3/2}} \right)^{1/2} \left[ \frac{2}{E} (2I_p)^{3/2} \right]^{2n^* - |m| - 1} \exp\left( -\frac{2}{3E} (2I_p)^{3/2} \right) \quad (1)$$

$$f(l, m) = \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|} (|m|)! (l-|m|)!} \quad (2)$$

پیشرفت سریع علم در تولید و تقویت پالس‌های کوتاه لیزری باعث شد تا مطالعه برهمکنش لیزر-پلازما یکی از موضوعات برجسته در مطالعه فیزیک پلازما باشد. در این زمینه، شناخت و بررسی مکانیسم‌های مختلف گرمایش در پلازماهای زیر چگال با توجه به کاربردهای وسیع آن، مانند گداخت سریع، شتابدهنده‌های پروتونی، لیزرهای X و شتابدهنده‌های لیزر-پلازما از اهمیت ویژه‌ای برخوردار بوده و هست [۱-۳]. مکانیسم مهمی که باعث گرمایش موثر الکترون می‌شود گرمایش کیاتیکی الکترون در حضور دو پالس لیزری است که در خلاف جهت هم حرکت می‌کنند [۴ و ۵]. البته این به شرطی است که شدت پالس دوم از یک میزان شدت آستانه بیشتر باشد. مندونا نشان داد که شرط آستانه برای گرمایش کیاتیکی  $a_1 a_2 = 1/16$  می‌باشد که در آن  $a_1$  و  $a_2$  به ترتیب، پتانسیل برداری بی بعد برای پالس اول و دوم می‌باشند [۴]. در تحقیقات قبلی نشان داده شده است که در برهمکنش پالس لیزر با پلازما، پراکنش‌های تولید شده می‌توانند به عنوان میدان دوم عمل کرده و باعث حرکت کیاتیکی الکترونها شوند [۶]. در بسیاری از مطالعات مربوط به برهم‌کنش پالس قوی لیزر با پلازما، به دلیل اینکه در ابتدای پالس لیزرو قبل از رسیدن بخش اصلی پالس یونیزاسیون اتفاق می‌افتد، مرحله یونیزاسیون و تشکیل پلازما در نظر گرفته نمی‌شود. در این مقاله نشان داده می‌شود نوسانات چگالی در هنگام یونیزاسیون در برهمکنش پالس قوی لیزر با اتم‌های هیدروژن به شدت بر روی پراکندگی‌های تولید شده در پلازما اثر داشته و باعث می‌شود گرمایش کیاتیکی سریعتر اتفاق افتد.

## ۱- یونیزاسیون میدانی

امروزه از پالس‌های لیزری قوی برای کاربردهای متنوع انتشار پالس لیزر در گاز، استفاده می‌شود. سازوکار

الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها برای پالس [۸۰، ۱۴۰، ۱۸۰] (طول پالس ۳۰۰ فمتو ثانیه بوده و دارای زمان خیزش و نزول ۸۰ فمتو ثانیه می باشد) در شکل ۱ و ۲ به ترتیب برای زمان انتشار (الف) ۲۴۰ فمتو ثانیه و (ب) ۵۵۰ فمتو ثانیه رسم شده‌اند. با توجه به شکل ۱، رفتارهای میدان‌ها و فضای فاز برای پلاسمای حاصل از یونیزاسیون میدانی و پلاسمای پیش فرض متفاوت می‌باشند. همانطور که می بینید در زمان ۲۴۰ فمتو ثانیه تنها در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون به هم‌ریختگی در فضای فاز مشاهده می شود. قبلاً نشان داده شده است که برای پالس‌های با شیب کم، دامنه پراکندگی‌های رامان رو به عقب تولید شده می تواند به عنوان پالس دوم الکترومغناطیسی عمل کرده و باعث ایجاد آشوب شود [۱۰]. در اینجا به نظر می رسد با در نظر گرفتن یونیزاسیون و نوسانات چگالی این پراکنش‌ها در زمان‌های اولیه، قویتر تولید شده و سریعتر معیار مندونکا برآورده شده است. پراکندگی‌های رامان به یک نویز اولیه برای رشد و تقویت نیاز دارند نوسانات چگالی می تواند باعث شود این پراکندگی از یک نویز اولیه قویتر شروع شوند. بنابراین در مقایسه با پلاسمای پیش فرض، الگوی آشوب سریعتر مشاهده شده و گرمایش الکترون‌ها زودتر رخ می دهد. در ادامه، در شکل ۲ و در زمان ۵۵۰ فمتو ثانیه کاملاً مشخص است که در هر دو محیط آشوب رخ داده است. نکته مهم دیگری که در شکل ۲ کاملاً واضح است بهم‌ریختگی و پخش شدگی بیشتر فضای فاز در حالت پلاسمای حاصل از یونیزاسیون می باشد. درباره علت این مساله می توان گفت از آنجایی‌که آشوب به شدت به شرایط اولیه مساله بستگی دارد با در نظر گرفتن یونیزاسیون برای هر ذره شرایط اولیه متفاوت ایجاد می شود. این نتیجه کاملاً با نتایج قبلی بدست آمده از حل معادله حرکت تک ذره همخوانی کامل دارد [۶]. برای

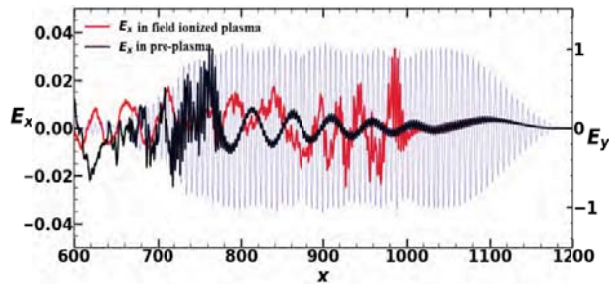
$$C_{n^*l} = \left( \frac{2e}{n^*} \right)^n \frac{1}{(2\pi n^*)^{1/2}}$$

در این روابط،  $n^*$ ، عدد کوانتومی اصلی موثر است و  $l$ ،  $m$  و  $e$  به ترتیب عددهای کوانتومی مداری، مغناطیسی و عدد اوپلر می‌باشند.

## ۲- شبیه‌سازی مساله و نتایج بدست آمده

برای جلوگیری از تکرار شدن پارامترهای شبیه‌سازی در تمام این بخش، این پارامترها قبل از ارائه نتایج شبیه‌سازی بیان می‌شوند. شبیه‌سازی‌ها با استفاده از کد شبیه‌سازی اسمایی [۹] که تک بعدی در مکان و سه بعدی در سرعت می‌باشد، انجام شده است. در شبیه‌سازی‌های انجام شده، پالس لیزر دارای طول موج  $\lambda = 1\mu m$  و دامنه میدان الکتریکی بی‌بعد شده  $a_0 = 1$  است که  $1.37 \times 10^{18} I \lambda_\mu^2 / a_0^2$  می‌باشد. برای تمامی نتایج شبیه‌سازی، پلاسمای پروپایل اولیه پله‌ای و چگالی  $n_{cr} = 0.02$  در محدوده  $x = [85 - 220]\mu m$  نظر گرفته شده است. برای داشتن وضوح و دقت قابل قبول در شبیه‌سازی، در هر طول موج لیزر، ۲۷۰۰۰ سلول شبیه‌سازی که داخل هرکدام ۴۸ ابر ذره وجود دارد قرار دارد. طول مکانی هر سلول شبیه‌سازی در حدود  $DX / \lambda_D \approx 0.01$  می‌باشد. شکل پالس لیزر به صورت دوزنقه‌ای بوده که تابعیت سینوسی دارد. در واقع پالس از سه قسمت خیزش، مسطح و نزول تشکیل شده است. در تمام این کار، مقادیر، موقعیت ( $X$ )، اندازه حرکت‌های طولی ( $P_x$ )، میدان الکتریکی طولی ( $E_x$ ) و پتانسیل برداری عرضی ( $a_y$ ) به ترتیب به  $m_e c$ ،  $m_e c / q_e$ ،  $m_e c^2 / q_e$  و  $m_e c^2 / q_e$  نرمالیزه می‌شوند ( $q_e$  و  $\omega_0$  به ترتیب، بار الکترونی و فرکانس لیزر می‌باشد).

برای مشخص شدن اثر یونیزاسیون و نوسانات چگالی، بر روی شکست موج عقبه پلاسمایی تشکیل شده، نمودارهای مربوط به تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان



شکل ۳: نمودار میدان الکتریکی موج عقبه تشکیل شده در پلاسمای حاصل از یونیزاسیون و پلاسمای پیش فرض در زمان ۵۵۰ فمتو ثانیه

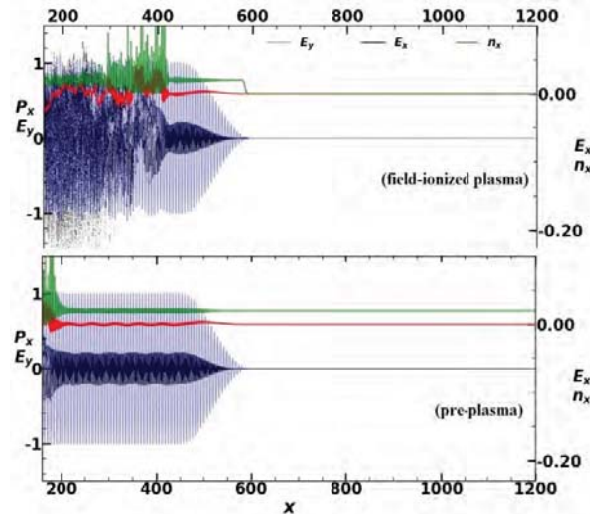
### ۳- نتیجه گیری

در این مقاله برهمکنش پالس قوی لیزر به طول ۳۰۰ فمتو ثانیه و با زمان خیزش ۸۰ فمتو ثانیه با اتم‌های هیدروژن در نظر گرفته شده است. هدف بررسی اثر یونیزاسیون و نوسانات چگالی بر روی گرمایش کاتیکی الکترون‌ها می‌باشد. با استفاده از نتایج بدست آمده می‌توان گفت با در نظر گرفتن یونیزاسیون، پراکندگی‌های رامان رو به عقب تولید شده می‌توانند از یک نویز اولیه قویتر شروع به رشد و تقویت کنند و در نتیجه شرایط مورد نیاز برای رخ دادن آشوب از طریق برآورده شدن سریعتر معیار مندونکا را فراهم کنند.

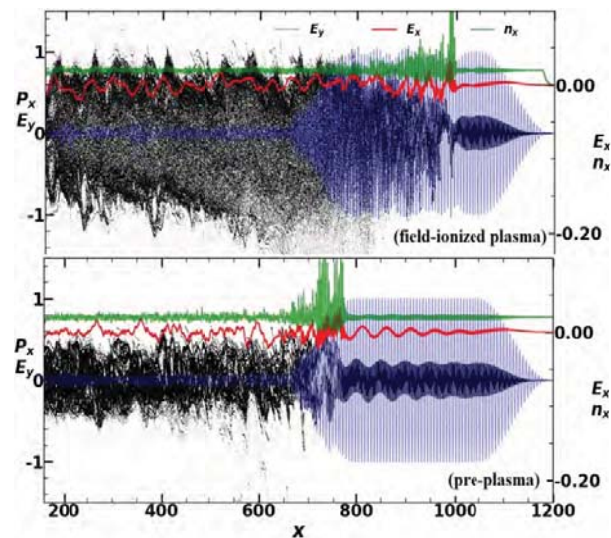
### ۴- مراجعها

- [1] D. Gustas, D. Guénot, A. Vernier, S. Dutt, F. Böhle, R. Lopez-Martens, A. Lifschitz, and J. Faure, *Phys. Rev. Accel. Beams* 21, 013401(2018).
- [2] H. Ghotra, D. Jaroszynski, B. Ersfeld, N. Singh Saini, S. Yoffe and N. Kant, *LPB* 36, 154 (2018).
- [3] MR. Edwards, JM. Mikhailova, *Scientific Reports* 10, 1 (2020).
- [4] J. T. Mendonca and F. Doveil, *J. Plasma Phys.* 28, 485 (1982).
- [5] Z. M. Sheng, K. Mima, Y. Sentoku, M. S. Jovanovic, T. Taguchi, J. Zhang and J. Meyer-ter-Vehn, *Phys. Rev. Lett.* 88, 055004 (2002).
- [6] E. Khalilzadeh, J. Yazdanpanah, J. Jahanpanah, A. Chakhmachi, and E. Yazdani, *Phys. Plasmas* 22, 113115 (2015).
- [7] D. Baue, *Physical Review A* 55, 2180(1997).
- [8] M. V. Ammosov, N. 8. Delone, and V. P. Kraino, *Soviet Physics JETP* 64, 1191 (1987).
- [9] J. Derouillat, et al. *Comput. Phys. Commun.* 222, 351 (2018).
- [10] E. Khalilzadeh, A. Chakhmachi and J. Yazdanpanah, *Optik* 218, 165249 (2020).

مشخص تر شدن بیشتر اختلاف بین اتفاقات رخ داده در دو محیط در شکل ۳، میدان عقبه تولید شده در پلاسمای پیش فرض و پلاسمای حاصل از یونیزاسیون رسم شده است. اختلاف بین شروع آشوب در این شکل کاملاً واضح می‌باشد.



شکل ۱: تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها در زمان ۲۴۰ فمتو ثانیه



شکل ۲: تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها در زمان ۵۵۰ فمتو ثانیه