

بررسی اثر نوسانات چگالی روی شکست موج پلاسمایی غیرخطی در مرز بین پلاسما و خلا

الناز خلیل زاده^{۱*}، امیر چخماچی^۱، محمد جعفر جعفری^۱، اصغر حدادی^۲

^۱ پژوهشکده پلاسما و گداخت هسته‌ای، پژوهشگاه علوم و فنون هسته‌ای، تهران، ایران
^۲ گروه مهندسی هسته‌ای، واحد علوم و تحقیقات، دانشگاه آزاد اسلامی، تهران، ایران

چکیده:

در این مقاله سعی شده است شکست غیرخطی موج پلاسمایی تشکیل شده در برهمکنش پالس قوی و کوتاه لیزری با اتم‌های هیدروژن در مرز پلاسما و خلا و با استفاده از کد شبیه سازی ذره در سلول بررسی شود. تشکیل پلاسما به دلیل یونش میدانی اتم‌های هیدروژن بوده و پالس لیزر به طول ۱۰۰ فمتو ثانیه و با زمان خیزش ۳۰ فمتو ثانیه در نظر گرفته شده است. شدت پالس لیزر نسبیتی بوده و چگالی پلاسمای تشکیل شده زیر بحرانی است. مقایسه نتایج حاصل از شبیه سازی مساله نشان می‌دهد که در مرز، شکست موج پلاسمایی تشکیل شده در پلاسمای حاصل از یونش میدانی در مقایسه با پلاسمای ایده‌آل پیش فرض، سریعتر رخ می‌دهد. این می‌تواند به دلیل ناهمگنی بیشتر چگالی پلاسمای تشکیل شده در اثر یونش میدانی باشد که باعث کاهش سرعت فاز موج پلاسمایی شده و گرمایش سریعتر الکترون‌ها را در پی دارد.

کلیدواژه‌ها: شبیه سازی ذره در سلول، شکست موج، پالس لیزر کوتاه

Investigation of the effect of density fluctuations on nonlinear plasma wave breaking at the boundary between plasma and vacuum

Elnaz Khalilzadeh^{1*}, Amir Chakhmachi¹, Mahammad Jafar Jafari¹, Asghar Hadadi²

¹Plasma and Fusion Research School, Nuclear Science and Technology Research Institute, AEOI, P.O.BOX: 14395-836, Tehran, Iran

²Department of Medical Radiation Engineering, Science and Research Branch, Islamic Azad University, Tehran

Abstract:

In this paper, it has been tried to examine the nonlinear wave-breaking formed in the field-ionized plasma during interaction of the intense laser pulse with Hydrogen atoms at the boundary between plasma and vacuum using particle-in-cell simulation code. Plasma formation is due to field ionization of Hydrogen atoms and a laser pulse with a length of 100 femtoseconds and a rise-time of 30 femtoseconds is considered. The laser pulse intensity is relative and the density of the plasma formed is under critical. The simulation results show that the nonlinear wave-breaking in the field-ionized plasma occurs faster than the default ideal plasma. This may be due to the density inhomogeneity of the plasma formed by ionization, which reduces the phase velocity of the plasma wave and heats the electrons faster.

Keywords: Particle in cell simulation, Wave breaking, Short laser pulse

Email: elinaz_kh61@yahoo.com

۱. مقدمه

پیشرفت‌هایی که امروزه در تولید پالس‌های پر شدت لیزری انجام شده، باعث گردیده تا موضوع برهمکنش لیزر با پلاسما یکی از مسائل اصلی در علم فیزیک شود. در همین زمینه، مساله سازوکار شتاب و انرژی الکترون‌ها به دلیل کاربرد فراوان آن‌ها در حوزه‌های مختلف از جمله گداخت لیزری، مهندسی پزشکی و شتابدهنده‌های پلاسمایی بسیار مورد توجه قرار گرفته است [۱-۳]. وقتی پالس لیزری فوق کوتاه با شدت زیاد وارد برهمکنش با پلاسما شود نیروی پاندروموتیو تولید شده باعث ایجاد جدایش بار شده و باعث تحریک موج الکترونی در پشت سر خود می‌شود که اصطلاحاً به آن موج عقبه می‌گویند. به عبارت دیگر لیزر باعث ایجاد موج الکترونی می‌شود که باعث گیراندازی الکترون‌ها در آن می‌شود. در واقع زمانیکه الکترون‌ها به اندازه کافی محکم رانده می‌شوند، امواج پلاسما شکسته شده و جمعیت زیادی از الکترون‌های پس زمینه را که از حرکت آنها پشتیبانی می‌کنند، به دام می‌افتند. سرعت فاز موج پلاسما و آستانه میدان الکتریکی مورد نیاز برای شکستن موج پلاسمایی در بسیاری از مطالعات مربوط به برهمکنش لیزر و پلاسما از اهمیت اساسی برخوردار است [۴ و ۵].

در بسیاری از مطالعات مربوط به برهم کنش پالس قوی لیزر با پلاسما، به دلیل اینکه در ابتدای پالس لیزر و قبل از رسیدن بخش اصلی پالس، یونش اتفاق می‌افتد، مرحله یونش و تشکیل پلاسما در نظر گرفته نمی‌شود. در حالی که در این بررسی‌ها، نشان داده شده است که اثرات پیش پالس و انرژی که صرف یونش میدانی می‌شود، نیز می‌تواند بر روی شدت انتشار پالس اصلی، تاثیرگذار باشد. با توجه به مطالبی که بیان شد انتظار می‌رود یونش اتم باعث ناهمگنی پلاسمای تشکیل شده در مرز گردد و در نتیجه در سازوکار شکست غیرخطی موج پلاسمایی تاثیر داشته باشد. در این مقاله به این مساله پرداخته شده و نشان داده می‌شود که با در نظر گرفتن یونش میدانی در برهمکنش پالس قوی لیزر با اتم های هیدروژن، نوسانات چگالی در مرز در اثر یونش به عوامل قبلی ایجاد شکست موج اضافه شده و این فرایند سریعتر رخ می‌دهد.

۲. یونش میدانی

امروزه از پالس‌های پر شدت لیزری برای کاربردهای مختلف انتشار پالس لیزر در گاز، استفاده می‌شود. سازوکار واقعی یونش با پارامتر کلیدی^۱:

$$\gamma = \frac{\omega_L \sqrt{2I_p}}{E} \quad (1)$$

(ω_L ، I_p و E به ترتیب، پتانسیل یونش اتمی، فرکانس و دامنه میدان لیزر می‌باشند) تعیین می‌گردد [۶]. هنگامی که $\gamma \ll 1$ ، یونش از نوع میدان اپتیکی (OFI) می‌باشد. این یونش میدان اپتیکی می‌تواند در دو سازوکار مختلف یونش حذف سد (BSI) و یونش تونل زنی (TI) رخ دهد [۶]. در توضیح این نوع یونش باید گفت الکترون در داخل چاه پتانسیل اتمی غیر اختلالی و بر روی سطح انرژی I_p قرار می‌گیرد. با توجه به اینکه فرکانس گذار اتمی، بسیار کمتر از فرکانس لیزر است، میدان الکتریکی لیزر، به طور معمول ثابت در نظر گرفته می‌شود. 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 امکان پذیر نباشد، برای آزاد کردن الکترون، احتمال تونل زنی کوانتومی وجود دارد. این فرایند تونل زنی یونش نامیده می‌شود. نظریه ای که امروزه از آن استفاده می‌شود بر اساس کار

¹ Keldysh

آموسوسف، دلون و کرینف می باشد که به عنوان نظریه که به عنوان نظریه ADK شناخته می‌شوند [۷]. با در نظر گرفتن میدان خارجی به فرم

$$E = E_0 \cos(\omega t) \quad (۲)$$

احتمال تونل زنی الکترونی که در پتانسیل کولنی مجموعه‌ای از اتم / یون، با مدل ADK داده می‌شود، به شرح زیر است:

$$W = C_{n^*l}^2 f(l, m) I_p \left(\frac{3E}{\pi(2I_p)^{3/2}} \right)^{1/2} \left[\frac{2}{E} (2I_p)^{3/2} \right]^{2n^* - |m| - 1} f(l, m) = \frac{(2l+1)(l+|m|)!}{2^{|m|} (|m|)! (l-|m|)!} \exp\left(-\frac{2}{3E} (2I_p)^{3/2}\right) \quad (۳)$$

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

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

۳. شبیه سازی 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 SMILEI، نسخه ۴.۵ [۸] 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 $a_0^2 \approx I \lambda_\mu^2 / 1.37 \times 10^{18}$ می‌باشد. برای تمامی نتایج شبیه‌سازی، پلاسما با پروفایل اولیه پله‌ای و چگالی $n = 0.02 n_{cr}$ در محدوده $x = [85 - 220] \mu m$ در نظر گرفته شده است. برای داشتن وضوح و دقت قابل قبول در شبیه‌سازی، در هر طول موج لیزر، ۲۷۰۰۰ سلول شبیه‌سازی که داخل هر کدام 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 انتخاب پارامترها و کمیت‌ها سعی شده است که پلاسما کم چگال و طول پالس کوتاه انتخاب شود تا مکانیسم مورد نظر قابل بررسی باشد.

در برهمکنش پالس لیزر با پلاسما، زمانیکه سرعت الکترونها با سرعت فاز موج پلاسمایی تشکیل شده یکسان شود موج پلاسمایی شروع به شکستن می‌کند که اصطلاحاً به آن شکست موج می‌گویند. در رژیم غیرخطی، رابطه زیر برای انتشار پالس لیزر در یک پلاسمای یکنواخت و کم چگال (چگالی‌های کمتر از چگالی بحرانی) در نظر گرفته شده است [۹].

$$v_{ph}|_{wake} = v_{gr}|_{pulse} = c(1 - \omega_{pe}^2 / \omega^2)^{1/2} = c(1 - n_0 / n_{cr})^{1/2} \quad (۴)$$

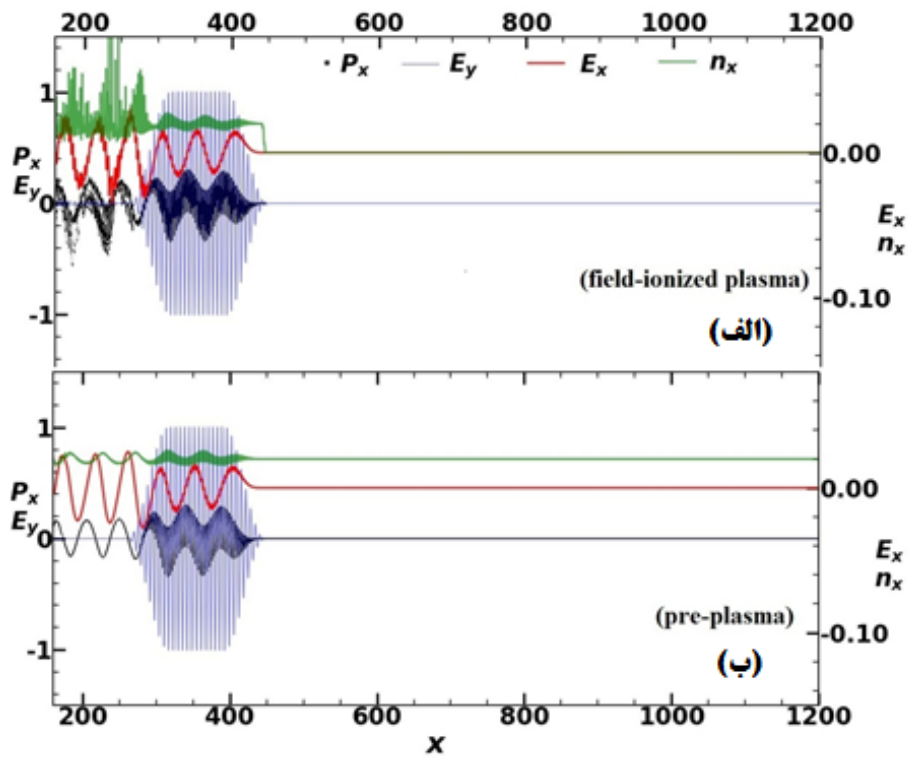
در واقع هر وقت شرایط بالا مهیا شود موج پلاسمایی می‌شکند. در این صورت مقدار میدان الکتریکی موج پلاسمایی به عنوان آستانه میدان مورد نیاز برای شکست موج معرفی می‌شود. مقدار این آستانه

$$E_{wb} = \sqrt{2} (\gamma_{ph} - 1)^{1/2} E_0 \quad (۵)$$

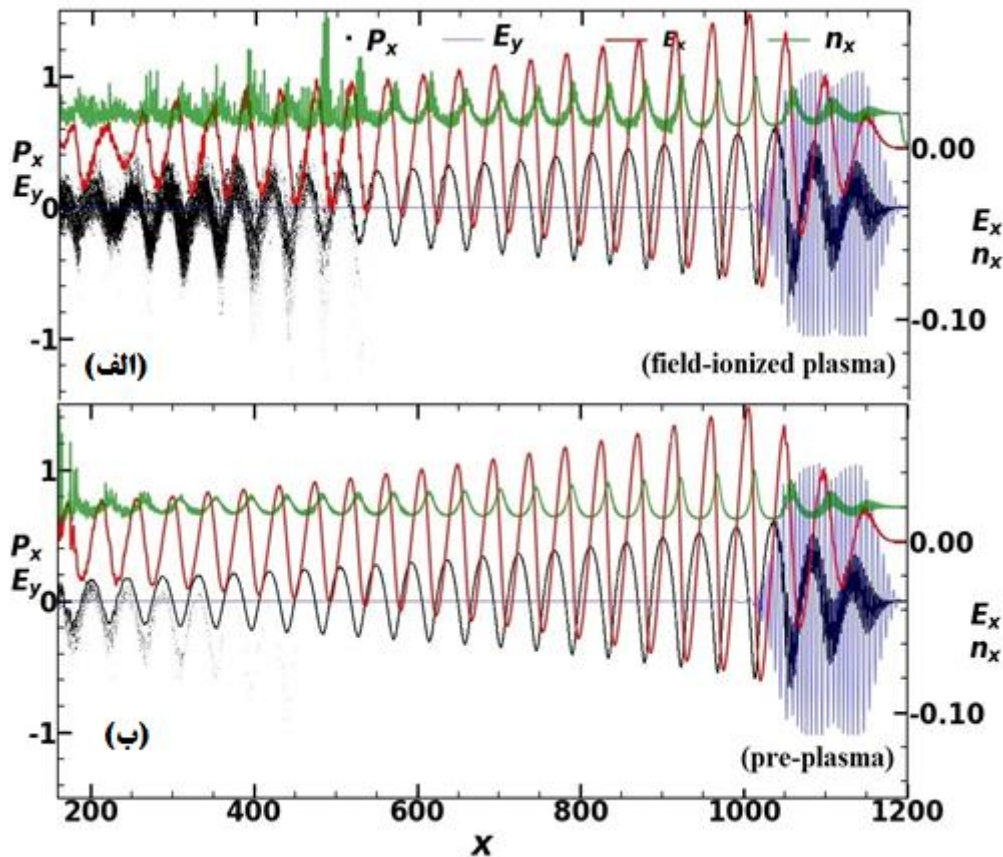
می باشد که در آن $\gamma_{ph} = \left(1 - (v_{ph}/c)^2\right)^{-1/2}$ است [۱۰]. البته در رژیم غیرخطی، شرودرو همکارانش نشان داده‌اند که رابطه (۲)، رابطه تقریباً ضعیفی است [۱۱]. آنها دریافته‌اند که سرعت فاز موج پلاسمای غیرخطی تحت تأثیر عوامل مختلف تکامل پالس مانند کاهش پالس، شیب دار شدن پالس و تغییر مکان قرمز پالس است. بنابراین از آنجا که سرعت فاز توسط اثرات تکامل پالس کاهش می‌یابد، شکستن موج می‌تواند در سطح پایین تر از آستانه میدان لازم برای شکست موج که در رابطه (۲) معرفی شده است رخ دهد. در این زمینه، هرگاه پالس لیزر درون پلاسمای غیرهمگن منتشر شود عدد موج پلاسمایی از طریق رابطه زیر به زمان بستگی خواهد داشت [۱۲]:

$$\frac{\partial k}{\partial t} = -\frac{\partial \omega}{\partial x} \quad (6)$$

در نتیجه، طول موج لانگمیر به زمان بستگی دارد و زمانیکه از مرتبه دامنه سرعت الکترون‌ها شود، شروع به شکستن می‌کند. حتی اگر دامنه موج اولیه، زیر آستانه شکست موج معرفی شده در رابطه (۲) باشد. این سازوکار، به عنوان شکست غیر خطی موج پلاسمایی نامیده می‌شود که اولین بار توسط بولانوف مطرح گردید و از آنجاییکه در مرز بین پلازما و خلا بیشترین میزان ناهمگنی چگالی می‌تواند وجود داشته باشد این سازوکار در مقالات قبلی در این ناحیه بررسی گردیده است [۱۲]. به منظور مشاهده اثر یونش بر شکستن موج غیر خطی در مرز، پالس لیزر به طول ۱۰۰ فمتو ثانیه و زمان خیزش ۳۰ فمتو ثانیه انتخاب می‌شود. انتخاب پالس به این دلیل است که به دلیل کاهش زمان خیزش پالس (که باعث یونش سریع اتم‌ها می‌شود) و کوتاه شدن طول پالس، هیچ شکست موج الکترواستاتیک دور از مرز وجود ندارد، بنابراین اثرات مرز را می‌توان به وضوح تشخیص داد. بنابراین برای مشخص شدن اثر یونش و نوسانات چگالی، بر روی شکست موج پلاسمایی تشکیل شده در مرز، نمودارهای مربوط به تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها برای پالس [۳۰، ۴۰، ۳۰] در شکل ۱ به ترتیب برای (الف) برهمکنش پالس لیزر با اتم‌های هیدروژن و (ب) برهمکنش لیزر با پلاسمای پیش فرض در زمان انتشار ۱۶۰ فمتو ثانیه رسم شده است. نکته قابل توجهی که در این شکل مشاهده می‌شود، شکستن سریع موج پلازما در پلاسمای حاصل از یونش در مقایسه با پلاسمای پیش فرض است. در زمان ۱۶۰ فمتو ثانیه شاهد شکست موج و به هم ریختگی فضای فاز در پلاسمای حاصل از یونش می‌باشیم در حالیکه در پلاسمای پیش فرض در این زمان اتفاق خاصی رخ نداده است. این مساله می‌تواند به دلیل کاهش سرعت فاز موج پلاسمایی در این شرایط باشد. به عبارت دیگر می‌توان گفت با توجه به یونش میدانی گاز هیدروژن، نوسانات چگالی و ناهمگنی محیط افزایش یافته و طبق رابطه $\partial k / \partial t = -\partial \omega / \partial x$ [۱۲] شرایط لازم برای شکست موج سریعتر رخ داده است.



شکل ۱: به تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها برای پالس [۳۰،۴۰،۳۰] به ترتیب برای (الف) برهمکنش پالس لیزر با اتم‌های هیدروژن و (ب) برهمکنش لیزر با پلاسمای پیش فرض در زمان انتشار ۱۶۰ فمتو ثانیه



شکل ۲: به تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها برای پالس [۳۰،۴۰،۳۰] به ترتیب برای (الف) برهمکنش پالس لیزر با اتم‌های هیدروژن و (ب) برهمکنش لیزر با پلاسمای پیش فرض در زمان انتشار ۵۵۰ فمتو ثانیه

در شکل ۲، تکانه الکترون‌ها، میدان الکتریکی لیزر، میدان الکتریکی موج پلاسمایی و چگالی الکترون‌ها در زمان طولانی تر ۵۵۰ فمتو ثانیه برای (الف) برهمکنش پالس لیزر با اتم‌های هیدروژن و (ب) برهمکنش لیزر با پلاسمای پیش فرض رسم شده‌اند. با توجه به این شکل مشاهده می‌شود که در پلاسمای پیش فرض نیز شکست موج رخ داده است. هر چند به وضوح مشخص است که شاهد بهم ریختگی بیشتر در فضای فاز پلاسمای تشکیل شده از یونش میدانی هستیم که باعث گرمایش بیشتر پلاسما در این ناحیه شده است.

۴. نتیجه گیری

در این مقاله، شکست غیرخطی موج پلاسمایی تشکیل شده در برهمکنش پالس قوی و کوتاه لیزری با اتم‌های هیدروژن در مرز پلاسما و خلاء و با استفاده از کد شبیه سازی ذره در سلول بررسی شده است. تشکیل پلاسما به دلیل یونش میدانی اتم‌های هیدروژن بوده و پالس لیزر به طول ۱۰۰ فمتو ثانیه و با زمان خیزش ۳۰ فمتو ثانیه در نظر گرفته شده است. شدت پالس لیزر نسبتی بوده و چگالی پلاسمای تشکیل شده زیر بحرانی است. مقایسه نتایج حاصل از شبیه سازی مساله نشان می‌دهد که در مرز، شکست موج پلاسمایی تشکیل شده در پلاسمای حاصل از یونش میدانی در زمان ۱۶۰ فمتو ثانیه رخ می‌دهد. در حالیکه در این زمان، در پلاسمای پیش فرض اتفاق خاصی رخ نمی‌دهد. این می‌تواند به دلیل ناهمگنی بیشتر چگالی پلاسمای تشکیل شده در اثر یونش میدانی باشد که باعث کاهش سرعت فاز موج پلاسمایی می‌شود. لازم به ذکر است در این هدف نشان دادن تاثیر یونش و نوسانات چگالی بر شکست موج غیر خطی می‌باشد. همان طور که در مرجع [۱۳] نیز اشاره شده است قطعاً تغییر شکل پالس بر کیفیت نتایج تاثیر خواهد داشت.

۵. مراجع

- [1] S. Zhang and S. X. Hu, Phys. Rev. Lett. **125**, 105001 (2020).
- [2] L. A. Gizzi, et al., Phys. Rev. Research **2**, 033451 (2020).
- [3] R. Royle, Y. Sentoku, R. C. Mancini, I. Paraschiv and T. Johzaki, Phys. Rev. E **95**, 063203 (2017).
- [4] A. I. Akhiezer and R. V. Polovin, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **30**, 915 (1956).
- [5] C. D. Decker and W. B. Mori, Phys. Rev. Lett. **72**, 490 (1994).
- [6] D. Baue, Physical Review A **55**, 2180(1997).
- [7] M. V. Ammosov, N. S. Delone, and V. P. Kraino, Soviet Physics JETP **64**, 1191 (1987).
- [8] J. Derouillat, et al. Comput. Phys. Commun. **222**, 351 (2018).
- [9] E. Esarey and M. Pilloff, Phys. Plasmas **2**, 1432 (1995).
- [10] C. B. Schroeder, E. Esarey and B. A. Shadwick, Phys. Rev. E **72**, R055401 (2005).
- [11] C. B. Schroeder, C. Benedetti, E. Esarey and W. P. Leemans, Phys. Rev. Lett. **106**, 135002 (2011).
- [12] S. Bulanov, N. Naumova, F. Pegoraro and J. Sakai, Phys. Rev. E **58**, R5257 (1998).
- [13] A. Chakhmachi, E. Khalilzadeh, M. Pishdast and J. Yazdanpanah, AIP Advances **7**, 085317 (2017).