

Electron direct laser acceleration through a dilute magnetized plasma channel

Mohammad Ghorbanalilu*, Nasim Nozarnejad

Department of Physics, Shahid Beheshti University, Tehran, Iran

Received: 16.03.2019 Final revised: 26.11.2019 Accepted: 12.02.2020

DOI: [10.22055/JRMBS.2020.15561](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2020.15561)

Abstract

In this paper we investigated longitudinal acceleration of a test electron using a Gaussian laser pulse through a dilute magnetized plasma channel. We have shown that parameters like amplitude and polarization angle of the laser pulse, density of plasma and the strength of magnetic field significantly influence the dynamics of electrons. We found that presence of magnetic field in the plasma channel increases the required density threshold for electron acceleration. Here, we examined the dependence of electron acceleration on various parameters in the magnetized plasma channel and compare it with non-magnetized case. According to numerical results for polarization angle $\theta = \pi/2$ the presence of magnetic field intensifies electron acceleration in the magnetized plasma channel.

Keywords: Electron acceleration, Ion channel, Magnetized plasma

* Corresponding author: m_alilu@sbu.ac.ir



شتاب‌دهی مستقیم الکترون توسط لیزر از کانال پلاسمایی کم چگال

مغناطیده

محمد قربانعلیلو^{*}، نسیم نوذرنژاد

دانشکده فیزیک، دانشگاه شهید بهشتی، تهران، ایران

دریافت: 1397/12/25 ویرایش نهائی: 1398/09/05 پذیرش: 1398/11/23

DOI: [10.22055/JRMBS.2020.15561](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2020.15561)

چکیده

در این مقاله به بررسی شتاب‌دهی الکترون توسط پالس لیزر گاوسی در کانال پلاسمایی کم‌چگال و در حضور میدان مغناطیسی عرضی می‌پردازیم. پارامترهایی مانند دامنه لیزر و زاویه قطبش پالس لیزر، چگالی پلاسما و شدت میدان مغناطیسی تأثیر قابل توجهی بر دینامیک الکترون‌ها دارند. نشان داده شده که حضور میدان مغناطیسی در کانال سبب افزایش آستانه چگالی لازم برای شروع شتاب‌دهی الکترون می‌شود. با بررسی وابستگی شتاب الکترون به پارامترهای مختلف در کانال پلاسمایی مغناطیده نتایج حاصل با پلاسمای غیر مغناطیده مقایسه شده است. با توجه به نتایج عددی در زاویه قطبش $\theta = \pi/2$ وجود میدان مغناطیسی سبب افزایش شتاب الکترون در کانال پلاسمایی می‌شود.

کلیدواژگان: شتاب‌دهی الکترون، کانال یونی، پلاسمای مغناطیده

مقدمه

ساخته می‌شود که می‌تواند به دلیل ناپایداری وایبل و یا جریان‌های تولید شده در داخل کانال باشد [10-12]. شبیه‌سازی‌ها نشان می‌دهند ساختار فضایی این میدان‌ها بسیار پیچیده بوده ولی میدان‌های مغناطیسی در بیشتر موارد شبه‌ایستا می‌باشد. با توجه به اینکه تاکنون شتاب‌دهی الکترون در کانال مغناطیده مطالعه نشده است، بنابراین در این مقاله با ارائه مدل ساده‌ای از یک کانال مغناطیده، شتاب‌دهی مستقیم الکترون توسط لیزر مورد مطالعه قرار گرفته، سپس نتایج حاصله با کانال پلاسمایی غیرمغناطیده مقایسه شده است. نتایج نشان دهنده نقش مهمی برای میدان مغناطیسی است. در این مدل یک کانال پلاسمایی دوبعدی با مغناطیدگی عرضی در نظر گرفته می‌شود که لیزر با پلاریزاسیون خطی با عبور از کانال می‌تواند الکترون مشخصی را شتاب دهد.

در اندرکنش لیزرهای پر قدرت ($I \geq 10^{18} \text{ w/cm}^2$) با پلاسما الکترون‌ها تحت تأثیر نیروی اثر گذار¹ از مناطقی با شدت‌های زیاد لیزر به مناطق کم شدت حرکت می‌کنند ولی یون‌ها به علت سنگین بودن پاسخی به لیزر نمی‌دهند و در نتیجه منطقه‌ای فقط شامل یون‌های سنگین تولید می‌شود که این منطقه کانال یونی نامیده می‌شود. در سال‌های اخیر استفاده از روش شتاب‌دهی مستقیم لیزر² توانسته شتاب‌دهی الکترونی را به مقدار قابل ملاحظه‌ای در مقایسه با شتاب‌دهی در خلأ افزایش دهد [1-9]. مطالعات و شبیه‌سازی‌های متفاوت در کانال پلاسمایی نشان می‌دهد میدان‌های مغناطیسی بسیار بزرگی از مرتبه چندین مگا گاوس در کانال

^{*}نویسنده مسئول: m_alilu@sbu.ac.ir

¹ Ponderomotive force

² Direct laser acceleration



$$E = E_w + E_c \quad 4$$

رابطه میدان‌های لیزر با پتانسیل برداری بدون بعد a به صورت زیر داده می‌شود:

$$E_w = -\frac{m_e c}{|e|} \frac{\partial a}{\partial t} \quad 5$$

$$B_w = \frac{m_e c^2}{|e|} \nabla \times a \quad 6$$

پتانسیل برداری بدون بعد لیزر به صورت زیر تعریف می‌شود که تابع فاز لیزر $\xi = \omega(t - z/c)$ است:

$$a = a(\xi) [\cos \theta i + \sin \theta j] \quad 7$$

در رابطه بالا θ زاویه قطبش میدان لیزر تابشی می‌باشد. میدان E_c با استفاده از معادله پواسون به صورت زیر بیان می‌شود:

$$E_c = \frac{m_e \omega_p^2 y}{|e|} \hat{j} \quad 8$$

$$\omega_p = \sqrt{4\pi n_0 |e|^2 / m_e} \quad 9$$

در روابط بالا e بار الکترون و ω_p فرکانس پلاسما و n_0 چگالی بار مؤثر کانال می‌باشد.

با استفاده از رابطه‌های 1 و 2 معادلات حاکم بر حرکت الکترون در کانال پلاسمایی به صورت زیر نوشته می‌شوند:

$$P_x = a \cos \theta \quad 10$$

$$\frac{d}{dt} (P_y - a \sin \theta) = -\gamma \frac{\omega_p^2}{\omega^2} Y - \frac{\omega_c}{\omega} P_z \quad 11$$

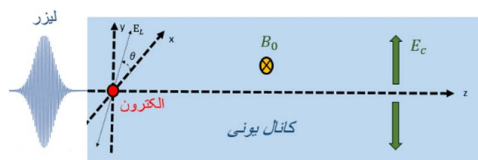
$$\frac{dP_z}{dt} = P_x \left(\cos \theta \frac{\partial a}{\partial \xi} \right) + P_y \left(\sin \theta \frac{\partial a}{\partial \xi} + \frac{\omega_c}{\omega} \right) \quad 12$$

$$\frac{d\xi}{dt} = \gamma - P_z \equiv R \quad 13$$

$$\frac{\gamma}{\omega} = \frac{dt}{d\tau} \quad 14$$

بنابراین هدف این مقاله مطالعه شتاب مستقیم الکترون توسط لیزر با کمک یک کانال پلاسمایی است که به طور ذاتی باید مغناطیده در نظر گرفته شود.

معادلات اساسی و نتایج عددی



شکل 1. طرح‌واره تابش لیزر به الکترون در کانال پلاسمایی در حضور میدان الکتریکی استاتیکی و میدان مغناطیسی شبه‌استاتیکی عرضی.

فرض می‌کنیم الکترون تحت تأثیر پالس لیزر گاوسی شکل با پتانسیل برداری بدون بعد $a(z, t)$ قرار می‌گیرد. کانال پلاسمایی دو بعدی در صفحه $(y - z)$ را با میدان الکترواستاتیکی E_c ناشی از جدایش بار و میدان مغناطیسی عرضی B_0 در نظر می‌گیریم.

برای بررسی دینامیک حرکت الکترون از معادلات اساسی زیر استفاده می‌کنیم:

$$\frac{dP}{dt} = \frac{-|e|E}{m_e c} - \frac{|e|P}{\gamma m_e c} \times B \quad 1$$

$$\frac{dr}{dt} = \frac{pc}{\gamma} \quad 2$$

در روابط بالا P اندازه حرکت الکترون، t زمان در چارچوب لخت، m_e جرم الکترون و c سرعت نور می‌باشند. همچنین γ نشان دهنده ضریب نسبیتی الکترون است.

میدان E در این معادلات شامل میدان الکترواستاتیکی ناشی از جدایش بار E_c و میدان الکتریکی موج لیزر E_w و میدان B شامل میدان مغناطیسی لیزر B_w و میدان مغناطیسی عرضی B_0 می‌باشند:

$$B = B_w + B_0 \quad 3$$

می‌تواند در کانال مغناطیده داشته باشد از رابطه 16 به صورت زیر به دست می‌آید:

$$Y_* = \left| \frac{\frac{\omega_c}{\omega} - \sqrt{\left(\frac{\omega_c}{\omega}\right)^2 + 2\frac{\omega_p^2}{\omega^2} I_B}}{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}} - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \right| \quad 17$$

اگر در رابطه 17 مقدار $\frac{\omega_{ce}}{\omega}$ را برابر با صفر قرار دهیم به بیشینه مقدار Y برای کانال غیر مغناطیده خواهیم رسید که با نتایج قبلی مطابقت دارد [1-2].

بحث و نتیجه‌گیری

در این بخش برای بررسی اثر میدان مغناطیسی شبه‌استاتیک بر شتاب‌دهی الکترون نتایج مربوط به حل عددی معادلات 10-14 را مورد بررسی قرار می‌دهیم. فرض کنیم الکترون تحت تأثیر لیزر گأوسی با پتانسیل برداری برابر با $a(\xi) = a_0 \sin(\xi)$ ، $a_0 \exp(\xi - 400)$ در داخل کانال شروع به حرکت کند. با داشتن دامنه لیزر تابشی $a_0 = 10$ و پهنای پالس $\sigma = 100$ ، می‌توان سیستم معادلات جفت شده 10-14 را با شرایط اولیه مناسب برای مکان و اندازه حرکت اولیه الکترون، در حضور میدان مغناطیسی استاتیک حل کرد. شرایط اولیه الکترون را به صورت زیر در نظر می‌گیریم:

$$18 \quad p_x(0) = p_y(0) = p_z(0) = 0, Y(0) = 0.05$$

دسته معادلات حرکت و نرخ اختلاف فاز را برای مقادیر متفاوت از پارامتر $\frac{\omega_p}{\omega}$ حل کرده و مقدار $\frac{\gamma_{Max}}{\gamma_{vac}}$ را برای زاویه‌های قطبش مختلف لیزر به دست می‌آوریم. لازم به ذکر است که بیشترین مقدار ضریب

در روابط بالا $\gamma - P_z \equiv R$ بیانگر نرخ تغییر فاز لیزر در چارچوب مرجعی است که الکترون در آن ساکن می‌باشد یا به عبارتی نشان‌دهنده نرخ اختلاف فاز¹ است. ω و $\omega_c = \frac{|e|B_0}{m_e c}$ به ترتیب بیانگر فرکانس لیزر و فرکانس سیکلوترونی الکترون می‌باشند. همچنین τ زمان بدون بعد در چارچوبی است که همراه با الکترون حرکت می‌کند. چون موج لیزر با سرعت نور حرکت می‌کند اما سرعت الکترون کمتر از سرعت نور است، نرخ اختلاف فاز بین موج لیزر و الکترون همواره مثبت است. هرچه این اختلاف فاز کمتر باشد الکترون مدت زمان بیشتری را با موج لیزر همراه بوده و انرژی بیشتری از لیزر دریافت می‌نماید و در نتیجه شتاب‌دهی الکترون بهبود می‌یابد. به منظور ساده‌سازی در دسته معادلات 10-14 از کمیت‌های بدون $P = \frac{P}{m_e c}$ برای اندازه حرکت و $Y = \frac{\omega y}{c}$ برای جابه‌جایی عرضی الکترون استفاده شده است. همچنین ضریب نسبی الکترون با رابطه زیر بیان می‌شود:

$$15 \quad \gamma = \sqrt{1 + (a \cos\theta)^2 + P_y^2 + P_z^2}$$

با استفاده از رابطه 15 و معادلات 10-14 می‌توان نرخ اختلاف فاز بین لیزر و الکترون را به صورت زیر نوشت

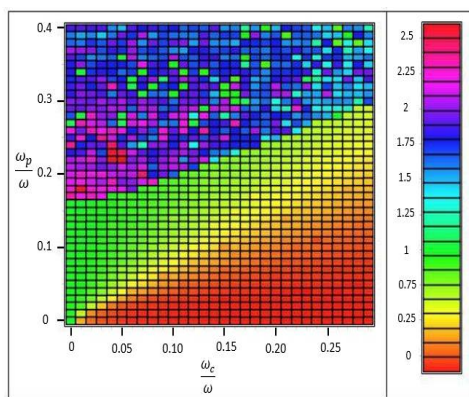
$$16 \quad R = \gamma - P_z = I_B - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} Y^2 - Y \frac{\omega_c}{\omega}$$

که I_B ثابت انتگرال‌گیری است و با توجه به شرایط اولیه الکترون می‌توان مقدار آن را به دست آورد.

اگر در رابطه بالا، $R \rightarrow 0$ میل کند نوسانات عرضی الکترون به بیشترین مقدار خود و در نتیجه شاهد افزایش شتاب‌دهی خواهیم بود. بیشینه مقدار Y که الکترون

¹ Dephasing rate

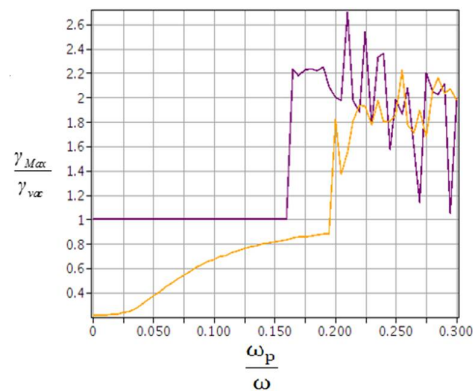
در مقایسه با کانال پلاسمایی غیر مغناطیده افزایش پیدا کرده هر چند شتاب الکترون برای هر دو زاویه قطبش اندکی کاهش را نشان می‌دهد. این کاهش برای زاویه قطبش $\theta = 0$ بسیار محسوس است. با توجه به اینکه در این زاویه قطبش میدان لیزر هیچ مؤلفه‌ای در عرض کانال ندارد، بنابراین میدان مغناطیسی به راحتی می‌تواند حرکت‌های عرضی الکترون را کنترل و شتاب الکترون را کاهش دهد. لذا انتظار داریم با افزایش زاویه قطبش شتاب الکترون نیز افزایش پیدا کند. این اثر در شکل 3 مشهود است. شکل 3 نشان می‌دهد با افزایش زاویه قطبش لیزر به $\theta = \pi/4$ شتاب الکترون در چگالی‌های بزرگتر حتی در مواردی برای کانال مغناطیده بزرگتر است. به منظور درک بهتر نقش میدان مغناطیسی در شتاب‌دهی الکترون، برحسب دو پارامتر $\frac{\omega_c}{\omega}$ و $\frac{\omega_p}{\omega}$ با حل هم زمان معادلات 10-14 به صورت عددی محاسبه شده و نتایج حاصله در شکل 4 با ستون رنگی نشان داده شده است.



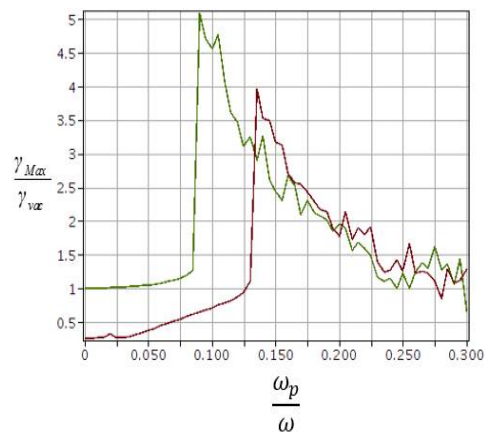
شکل 4. تغییرات $\frac{\gamma_{Max}}{\gamma_{vac}}$ برای الکترونی که به وسیله پالس لیزر با دامنه $a_0 = 10$ تحت شتاب‌دهی قرار گرفته برحسب پارامترهای

$$\frac{\omega_p}{\omega} \text{ و } \frac{\omega_c}{\omega} \text{ با زاویه قطبش } \theta = 0.$$

نسبیتی در خلأ و در کانال یونی به ترتیب $\gamma_{vac} = 1 + \frac{a_0^2}{2}$ و γ_{Max} در نظر گرفته شده‌اند.



شکل 2. برای الکترون در کانال‌های پلاسمایی با چگالی‌های مختلف که تحت تابش لیزر با زاویه قطبش $\theta = 0$ قرار گرفته است، بدون در نظر گرفتن میدان مغناطیسی (بنفش) و با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.1$ (زرد).



شکل 3. برای الکترون در کانال‌های پلاسمایی با چگالی‌های مختلف که تحت تابش لیزر با زاویه قطبش $\theta = \pi/4$ قرار گرفته است، بدون در نظر گرفتن میدان مغناطیسی (سبز) و با در نظر گرفتن میدان مغناطیسی $\frac{\omega_c}{\omega} = 0.1$ (زرشکی).

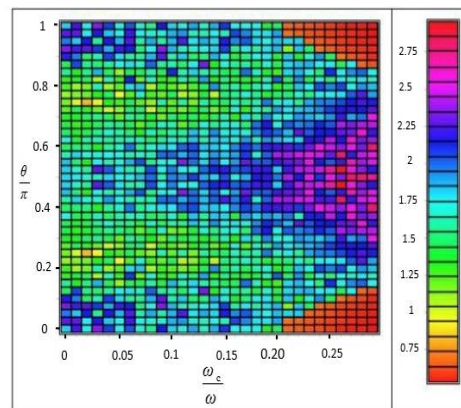
نتیجه این محاسبات در شکل‌های 2 و 3 نشان داده شده است. نتایج به وضوح نشان می‌دهد که آستانه چگالی لازم برای شروع شتاب‌دهی الکترون در کانال مغناطیده

همچنین برای این زاویه قطبش با افزایش میدان مغناطیسی شتاب الکترون نیز افزایش پیدا می‌کند. در این حالت با افزایش شدت میدان مغناطیسی انتظار داریم هنگامیکه فرکانس سیکلوترونی الکترون به فرکانس لیزر نزدیکتر می‌شود شتاب الکترون تشدید شود. بنابراین با افزایش زاویه قطبش لیزر نقش میدان مغناطیسی پر رنگتر می‌شود. به این معنی که نه تنها چگالی آستانه برای شتاب‌دهی افزایش پیدا می‌کند بلکه شتاب الکترون نیز هم زمان با افزایش میدان مغناطیسی تشدید می‌شود.

به‌طور خلاصه در این مقاله دینامیک الکترون در یک کانال دو بعدی مغناطیده تحت تابش پالس لیزر با قطبش خطی مورد بررسی قرار گرفت. نتایج نشانگر آن است که میدان مغناطیسی نقش مهمی در مکانیسم شتاب‌دهی الکترون دارد. مطابق با نتایج حاصل، آستانه چگالی کانال برای شروع شتاب‌دهی الکترون با افزایش شدت میدان مغناطیسی افزایش می‌یابد. نتایج عددی نشان می‌دهد برای زاویه قطبش در نزدیکی $\theta = \pi/2$ میدان مغناطیسی عرضی نقش سازنده‌ای در شتاب الکترون دارد. بنابراین، به نظر می‌رسد که میدان مغناطیسی باعث افزایش شتاب‌دهی الکترون در کانال یونی با چگالی بالا در زاویه قطبش $\theta = \pi/2$ می‌شود. با توجه به این واقعیت که میدان مغناطیسی در کانال پلاسمايي هنگام شکل‌گیری کانال به‌طور ذاتی تولید می‌شود، بنابراین نتایج این مقاله توصیف دقیق‌تری را نسبت به مقالات چاپ شده برای کانال غیر مغناطیده ارائه می‌دهد. همچنین نتایج مقاله گزارش‌های ارائه شده برای شتاب‌دهی الکترون در کانال غیر مغناطیده را تأیید می‌کند [1-2].

شکل 4 نشان می‌دهد که با افزایش تدریجی میدان مغناطیسی، آستانه چگالی لازم برای شروع شتاب‌دهی الکترون افزایش می‌یابد. همچنین شکل به‌روشنی نشان می‌دهد برای یک چگالی ثابت با افزایش میدان مغناطیسی شتاب الکترون کاهش پیدا می‌کند. بنابراین در زاویه قطبش $\theta = 0$ میدان مغناطیسی نقش سازنده‌ای را شتاب‌دهی الکترون بازی نمی‌کند. چگالی آستانه برای کانال غیر مغناطیده $\frac{\omega_c}{\omega} = 0$ با مقالات قبلی هم‌خوانی کامل دارد [1-2].

در شکل 5 معادلات 10-14 را برای بازه‌های مختلف دو پارامتر $\frac{\omega_c}{\omega}$ و θ برای چگالی ثابت در کانال به‌صورت عددی حل کرده و سپس برای هر دسته از پارامترها مقدار ضریب نسبی $\frac{\gamma_{Max}}{\gamma_{vac}}$ را به‌دست آمده است.



شکل 5. تغییرات $\frac{\gamma_{Max}}{\gamma_{vac}}$ برای الکترونی که به‌وسیله پالس لیزر با دامنه $a_0 = 10$ تحت شتاب‌دهی قرار گرفته برحسب زاویه θ و

$$\text{پارامتر } \frac{\omega_c}{\omega} \text{ در کانالی با پارامتر } \frac{\omega_p}{\omega} = 0.25.$$

شکل 5 نشان می‌دهد با افزایش زاویه قطبش لیزر، شتاب الکترون نیز افزایش پیدا می‌کند و بیشترین شتاب الکترون در زاویه قطبش $\theta = \pi/2$ به‌دست می‌آید.

مرجع‌ها

- [7] M. Vranic, R.A. Fonseca, L.O. Silva, Extremely intense laser-based electron acceleration in a plasma channel, *Plasma Physics and Control Fusion* **60** (2018) 034002. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/aaa36c>
- [8] T. Wang, Z. Gong, K. Chin, A.V. Arefiev, Impact of ion dynamic on laser-driven electron acceleration and gamma-ray emission in structured targets and ultra-high laser intensities, *Plasma Physics and Control Fusion* **61** (2019) 084004. <https://doi.org/10.1088/1361-6587/ab2499>
- [9] D.B. Zou, A. Pokhov, L.Q. Yi, H.B. Zhuo, T.P. Yu, Y. Yin, F.Q. Shao, Laser-driven ion acceleration from plasma microchannel targets, *Scientific Reports* **7** (2017) 42666. <https://doi.org/10.1038/srep42666>
- [10] E.S. Weibel, Spontaneously Growing Transverse Waves in a Plasma Due to an Anisotropic Velocity Distribution, *Physical Review Letter* **2** (1959) 83. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.2.83>
- [11] D.J. Stark, T. Toncian, A.V. Arefiev, Enhanced multi-MeV photon emission by a laser-driven electron beam in a self-generated magnetic field, *Physical Review Letter* **116** (2016) 185003. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.185003>
- [12] D.J. Stark, J. Meyer-ter-Vehn, Relativistic magnetic self-channeling of light in near critical plasma: Three-dimensional particle-in-cell simulation, *Physical Review Letter* **76** (1996) 397. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.76.3975>
- [1] A.V. Arefiev, V.N. Khudik, M. Schollmeier, Enhancement of laser-driven electron acceleration in an ion channel, *Physics of Plasmas* **21** (2014) 033104. <https://doi.org/10.1063/1.4867491>
- [2] A.V. Arefiev, B.N. Breizman, Marius Schollmeier, V.N. Khudik, Parametric Amplification of Laser-Driven Electron Acceleration in Underdense Plasma, *Physical Review Letter* **108** (2012) 145004. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.108.145004>
- [3] C. Gahn, G.D. Tsakiris, A. Pukhov, J. Meyer-ter-Vehn, G. Pretzler, P. Thirolf, D. Habs, K.J. Witte, Multi-MeV electron beam generation by direct laser acceleration in high-density plasma channels, *Physical Review Letter* **83** (1999) 4772. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.83.4772>
- [4] Li-Hong Cheng, J.-K. Xue, J. Liu, Laser-driven electron acceleration in a plasma channel with an additional electric field, *Physics of Plasmas* **23** (2016) 053102. <https://doi.org/10.1063/1.4948416>
- [5] A. Pukhov, Z.-M. Sheng, J. Meyer-ter-Vehn, Particle acceleration in relativistic laser channels, *Physics of Plasmas* **6** (1999) 2847. <https://doi.org/10.1063/1.873242>
- [6] A.P.L. Robinson, A.V. Arefiev, D. Neely, Generating superponderomotive electrons due to a non-wake-field interaction between a laser pulse and a longitudinal electric field, *Physical Review Letter* **111** (2013) 065002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.111.065002>