

Investigation of the parameters of modified Lorentzian distribution function on plasma expansion into vacuum process

Reza Shokoohi*

Department of Physics, Faculty of Sciences, University of Bojnord, Bojnord, Iran

Received: 17.09.2017 Final revised: 21.09.2020 Accepted: 19.01.2021

DOI: [10.22055/JRMBS.2021.16663](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.16663)

Abstract

Expansion of one-dimensional collisionless plasma into vacuum is studied in absence of magnetic field. In this paper, expansions of plasmas containing initial Maxwellian and modified Lorentzian (r,q) velocity distributions and the effect of q and r parameters on expansion are investigated and then compared by use of simulation of kinetic theory equations. In this simulation code, the electrons dynamic is determined by Vlasov equation and the ions dynamic obeys fluid equations. It is shown that the plasmas containing different initial velocity distributions for the electrons will be expand with different velocities. The results show that in the cases which initial electron distribution has more energy, then the ions will have more velocity.

Keywords: plasma expansion, Modified Lorentzian distribution function, ion front, simulation, Vlasov equation

*Corresponding Author: shokoohi@aut.ac.ir



بررسی پارامترهای تابع توزیع لورنتزی تعمیم‌یافته در فرآیند انبساط پلاسما به خلأ

رضا شکوهی*

گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه بجنورد، بجنورد، ایران

دریافت: 1396/06/26 ویرایش نهائی: 1399/09/11 پذیرش: 1399/10/30

DOI: [10.22055/JRMBS.2021.16663](https://doi.org/10.22055/JRMBS.2021.16663)

چکیده

انبساط پلاسما یک بعدی بدون برخورد به خلأ در غیاب میدان مغناطیسی مورد مطالعه قرار گرفته است. در این مقاله انبساط پلاسماهای دارای توزیع‌های سرعت اولیه ماکسولی و لورنتزی تعمیم‌یافته (r, q) و تأثیر پارامترهای r و q بر انبساط، با استفاده از شبیه‌سازی معادلات نظریه جنبشی-سیالی بررسی و مقایسه شده است. در این شبیه‌سازی، تحول الکترون‌ها توسط معادله ولاسوف و تحول یون‌ها توسط معادلات سیالی تعیین می‌شود. نشان داده شده است در صورتی که الکترون‌ها از توزیع‌های اولیه متفاوت برخوردار باشند پلاسما نیز متناظر با آن با سرعت‌های متفاوتی به سمت خلأ منبسط خواهد شد. نتایج نشان می‌دهند که در حالت‌هایی که الکترون‌ها توزیع اولیه پراثرتر دارند، یون‌ها با سرعت بیشتری به سمت خلأ پیشروی می‌کنند.

کلیدواژگان: انبساط پلاسما، تابع توزیع لورنتزی تعمیم‌یافته، جبهه یونی، شبیه‌سازی، معادله ولاسوف

مقدمه

توسط تیغه جذب شده و در طی یک فرایند ماده برداری به پلاسما تبدیل می‌شود. الکترون‌ها به دلیل جرم کمتری که دارند، قبل از یون‌ها به سمت خلأ پرتاب شده و یک ابر الکترونی گرم پیش‌رونده به سمت خلأ را تشکیل می‌دهند. این جدایی بارها سبب تولید یک میدان الکتریکی به قدر کافی بزرگ (از مرتبه TV/M) می‌شود که سبب یونیزه شدن اتم‌ها و شتاب‌گیری یون‌ها به سمت خلأ می‌گردد [12-14]. بر اساس نظریه کلی پلاسما، انبساط پلاسما با استفاده از دو رهیافت سیالی و جنبشی قابل بررسی می‌باشد. در دیدگاه سیالی، پلاسما به‌عنوان سیال در نظر گرفته شده و معادلات سیالی دینامیک الکترون‌ها و یون‌ها را تعیین می‌کنند. در

امروزه تولید پروتون‌های پراثرتری حاصل از برهم‌کنش لیزر با تیغه جامد تبدیل به یک حوزه مطالعاتی در حال رشد شده است [8-1]. از این تکنولوژی در حوزه‌هایی مانند مطالعه فیزیک ذرات بنیادی، پروتون‌تراپی و تولید پرتوهای یونی نسبیتی و ... بهره برده می‌شود [9-11]. در طی سال‌های اخیر مکانیسم‌های متفاوتی که ممکن است باعث شتاب‌گیری یون‌ها به سمت خلأ شود مورد مطالعه قرار گرفته است. یکی از متداول‌ترین فرضیه‌ها، دلیل اصلی شتاب گرفتن یون‌ها را به‌صورت زیر بیان می‌کند: هنگامی که پالس لیزر به تیغه جامد تابیده می‌شود بخشی از انرژی آن

*نویسنده مسئول: shokoohi@aut.ac.ir



مقادیر مختلف τ و q بیان شده و در نهایت در قسمت 4 نتیجه‌گیری کلی آمده است.

مدل فیزیکی انبساط

معادلات پایه

در سیستم معادلات مربوط به فرآیند انبساط پلاسما به خلاء، تحول الکترون‌ها به صورت جنبشی در نظر گرفته شده و معادلهٔ ولاسوف تعیین کنندهٔ دینامیک الکترون‌ها است

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + v_e \frac{\partial f_e}{\partial x} + \frac{e}{m} \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial f_e}{\partial v_e} = 0, \quad 1$$

که ϕ ، m و e به ترتیب پتانسیل الکتریکی، جرم و بار الکترون را نشان می‌دهند. چگالی الکترون‌ها با استفاده از گشتاور اول تابع توزیع به دست می‌آید

$$n_e = \int_{-\infty}^{\infty} f_e dv_e, \quad 2$$

که v_e ، n_e و f_e به ترتیب نشان‌دهنده سرعت، چگالی و تابع توزیع الکترونی هستند [19].

همان طور که در مقدمه نیز گفته شد، یون‌ها تحت تأثیر میدان الکتریکی قرار می‌گیرند و با شتاب بسیار زیادی به سمت خلاء حرکت می‌کنند. در چنین وضعیتی می‌توان از حرکت گرمایی یون‌ها در مقابل حرکت انتقالی آنها چشم‌پوشی کرد. بنابراین یون‌ها را به صورت یک سیال سرد فرض کرده و معادلات پیوستگی و حرکت آنها را به صورت

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} (n_i v_i) = 0, \quad 3$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\frac{e}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x}, \quad 4$$

دیدگاه جنبشی برای ذرات تابع توزیعی تعریف می‌شود که در معادله ولاسوف صدق می‌کند. تا چند سال اخیر نظریه جنبشی برای تحلیل دینامیک ذرات باردار و تحقیق در مورد ناپایداری‌های موجود در پلاسما بر استفاده از تابع توزیع ماکسولی تکیه داشت. اخیراً تحلیل نتایج حاصل از اطلاعات به دست آمده از پلاسماهای طبیعی مانند مگنوتسفر اطراف زمین، پلاسماهای فضایی و بادهای خورشیدی بیانگر این واقعیت است که در این پلاسماها تابع توزیع ذرات نسبت به توزیع ماکسولی تفاوت روشنی نشان می‌دهد [15]. این انحرافات دلالت بر آن دارند که هنگامی که در مدل‌های نظری برای تشریح موج‌ها و ناپایداری‌های موجود در پلاسما از تابع توزیع ماکسولی استفاده می‌شود نتایجی به دست می‌آیند که به صورت منطقی قابل پذیرش نمی‌باشند. یک تابع توزیع مفید برای مدل کردن چنین پلاسماهایی توزیع لورنتزی (کاپا) است. اولین بار تابع توزیع کاپا برای تحلیل یافته‌های به دست آمده از بررسی پلاسماهای فضایی به کار گرفته شد [16] و سپس این توزیع در مطالعات آزمایشگاهی مورد استفاده قرار گرفت [17]. حالت کامل تری از توزیع شبه‌تعادلی کاپا، توزیع لورنتزی تعمیم یافته (r, q) است [18]. در این مقاله به مطالعه تأثیر تابع توزیع اولیه الکترون‌ها بر فرایند انبساط پلاسما می‌پردازیم. یون‌ها از دینامیک سیالی و الکترون‌ها از دینامیک جنبشی پیروی می‌کنند. ساختار مقاله به صورت زیر است: در قسمت 2 به بیان مدل فیزیکی انبساط پرداخته شده است، در قسمت 3 اصول شبیه‌سازی و نتایج حاصل از آن برای

در بیشتر سیستم‌های فیزیکی، ذرات توزیع‌های شبه‌تعادلی دارند. به‌عنوان مثالی از توزیع‌های شبه‌تعادلی می‌توان به توزیع لورنتزی (کاپا) به‌شکل زیر اشاره کرد که هسته‌ای شبیه به توزیع ماکسولی دارد اما نسبت به حالت ماکسولی دنباله‌های پرنرژی‌تری دارد. توزیع لورنتزی (کاپا) به‌صورت

$$f_{\kappa}(v) = \frac{n_{e0}}{\sqrt{2\pi}v_{Te}} \frac{\Gamma(\kappa)}{\Gamma(\kappa-1/2)\sqrt{\kappa-3/2}} \times \left(1 + \frac{v_e^2}{2(\kappa-3/2)v_{Te}^2} - \frac{e\phi}{(\kappa-3/2)m_e v_{Te}^2}\right)^{-\kappa}, \quad 7$$

است که $\kappa > 2/3$ و Γ معرف تابع گاما است. هرگاه توزیع کاپا برای ذرات در حال انبساط در نظر گرفته شود، اثرات دنباله‌های پرنرژی‌تری این تابع توزیع در فرایند انبساط قابل مشاهده است [15].

ج: توزیع لورنتزی تعمیم‌یافته (r, q)

حالت کامل‌تری از توزیع شبه‌تعادلی قسمت قبل، توزیع لورنتزی تعمیم‌یافته (r, q) به‌صورت زیر است

$$f_{(r,q)}(v) = \frac{n_{e0}}{2} \frac{\Gamma(q-1)(q-1)^{\frac{-1}{2(1+r)}}}{\Gamma(1+\frac{1}{2(1+r)})\Gamma(q-1-\frac{1}{2(1+r)})} \times \left(1 + \frac{1}{q-1} \left(\frac{v_e}{\psi} - \frac{\sqrt{2}e\phi}{\sqrt{m_e}\psi}\right)^{2(1+r)}\right)^{-(q-1)}, \quad 8$$

که

$$\psi = \sqrt{\frac{T_{e0}}{m_e}} \sqrt{\frac{3(q-1)^{-1/(1+r)} \Gamma(\frac{3}{2(1+r)}) \Gamma(q - \frac{3}{2(1+r)})}{\Gamma(\frac{5}{2(1+r)}) \Gamma(q - \frac{5}{2(1+r)})}},$$

و $q(1+r) > 2/5$ و $1q > 18$ هستند [18]. در این توزیع افزایش Γ متناظر با ایجاد شانه‌هایی در تابع توزیع بوده و افزایش q نشان‌دهنده کاهش دنباله‌هاست [شکل‌های 1 و 2]. در توزیع‌های ماکسولی و لورنتزی احتمال وجود ذرات، با افزایش سرعت به تدریج کاهش

در نظر می‌گیریم. پتانسیل الکتریکی سیستم نیز توسط معادله پواسون به‌شکل زیر به‌دست می‌آید که مجموعه معادلات را تکمیل می‌نماید

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e(n_e - n_i), \quad 5$$

در این روابط n_i ، v_i و m_i به ترتیب نشان‌دهنده چگالی، سرعت سیالی و جرم یونها است.

توابع توزیع اولیه:

الف: توزیع ماکسولی

یک پلاسمای در حال تعادل مطلق دارای ذراتی با توزیع ماکسولی است. در این پلاسمایا بین ذرات برخوردی وجود ندارد و اگر به‌دلایل خارجی برخوردی بین آنها انجام شود و سیستم از حالت تعادل خارج شود، همین برخوردها با گذشت زمان ذرات را به سمت تعادل ماکسولی پیش می‌برند. در بررسی فرایند انبساط پلاسمای به‌خلافاً غالباً توزیع ذرات به‌صورت ماکسولی در نظر گرفته می‌شود که با وجود یک پتانسیل اولیه در سیستم این توزیع صورت

$$f_M(v) = \frac{n_{e0}}{\sqrt{2\pi}v_{Te}} \exp\left(-\frac{v_e^2 - 2e\phi/m_e}{2v_{Te}^2}\right), \quad 6$$

بیان شده که در آن $v_{Te} = (T_{e0}/m_e)^{1/2}$ سرعت گرمایی الکترون است. این توزیع جوابی برای معادله ولاسوف است که تحول الکترونها را تعیین می‌نماید.

ب: توزیع کاپا

ذرات تنها در یک پلاسمای در حال تعادل مطلق، توزیع ماکسولی دارند اما از آنجایی که رسیدن به تعادل مطلق مستلزم طی مدت زمان زیادی است در عمل هیچ سیستمی تعادل مطلق و توزیع ماکسولی پیدا نمی‌کند.

شرایط اولیه و شرایط مرزی

قبل از شروع انبساط، چگالی الکترون‌ها و یون‌ها یکسان بوده و شرط شبه خنثایی برقرار است. چگالی اولیه الکترون‌ها و یون‌ها متناظر با حالت تیغه پلاسما به صورت رابطه زیر در نظر گرفته می‌شود:

$$n_e(x, 0) = n_i(x, 0) = n_0 \frac{2}{\pi} \arctan \left[\exp \left(-\frac{|x| - \frac{L}{2}}{d} \right) \right], \quad 9$$

این نوع توزیع چگالی، نسبت به چگالی پله‌ای برای یک تیغه در حال انبساط، به واقعیت نزدیک‌تر است [20]. در این رابطه L ضخامت تیغه پلاسما و d شیب

در مرز بین پلاسما و خلأ می‌باشد که مقدار آن در این مقاله برابر با یک در نظر گرفته شده است. با افزایش مقدار d مرز بین پلاسما و خلأ پیوسته‌تر شده و $d=0$ یک مرز تیز را نشان می‌دهد [شکل 3].

از آنجا که در بینهایت ذره‌ای وجود ندارد، چگالی و سرعت ذرات در آنجا صفر و شرایط مرزی برای پتانسیل و میدان به شکل زیر است [14, 19, 20]

$$\varphi(x \rightarrow \pm\infty, t) = -\infty, \quad 10$$

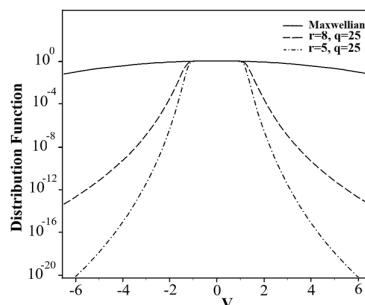
$$\frac{\partial \varphi}{\partial x}(x \rightarrow \pm\infty, t) = 0. \quad 11$$

این شرایط مرزی به این دلیل استفاده می‌شود که طبق فرض اولیه ما در بینهایت خلأ وجود دارد و این شرایط مرزی اگر در روابط اعمال شود مقدار چگالی در خلأ را صفر نشان می‌دهد.

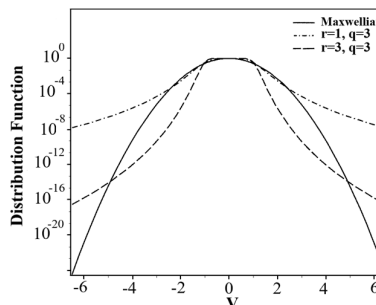
شبیه‌سازی

مجموعه معادلات 1 تا 5 در قالب یک کد شبیه‌سازی حل می‌شوند. فضای شبیه‌سازی با نقاط منظمی به نام نقاط شبکه پیکربندی شده و معادلات دینامیکی یونها و معادله پواسون روی این نقاط حل می‌شوند. از طرفی

می‌یابد اما در توزیع تعمیم یافته احتمال وجود ذرات کم انرژی‌تر با افزایش r بیشتر می‌شود. این توزیع، حالت تعمیم یافته‌ای از توزیع‌های ماکسولی و کاپاست به طوری که اگر $r \rightarrow 0$ و $\kappa + 1q = r$ ، توزیع تبدیل به توزیع کاپا شده و در حالتی که $r \rightarrow 0$ و $q \rightarrow \infty$ ، به توزیع ماکسولی تبدیل می‌گردد. لازم به ذکر است که در این مقاله فرایند انبساط پلاسما به صورت انبساط سطحی گاز در یک بعد در نظر گرفته شده است و توابع توزیعی که مورد استفاده قرار گرفته‌اند یک بعدی هستند.



شکل 1. توابع توزیع اولیه ماکسولی و لورنتزی تعمیم یافته. با افزایش مقدار r شانه‌ها بالا می‌آیند و با افزایش q دنباله‌ها کاهش یافته و در هر دو حالت از میزان انرژی اولیه ذرات کاسته می‌شود. در این شکل توزیع‌های انرژی کمتری نسبت به توزیع ماکسولی دارند.



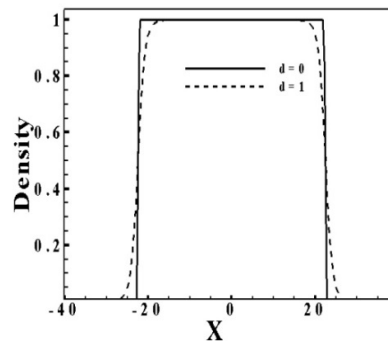
شکل 2. توابع توزیع اولیه ماکسولی و لورنتزی تعمیم یافته. در این شکل به دلیل کاهش مقادیر q و r ، توزیع‌های (r, q) دنباله‌های بلندتر و انرژی اولیه بیشتری نسبت به توزیع ماکسولی دارند.

میدان الکتریکی بیشینه در محل جبهه یونی در پلاسماهایی با توابع توزیع پرنرژی‌تر، دارای مقدار بیشتری است و میدان الکتریکی بیشینه در توزیع‌های دارای Γ و q بیشتر، مقدار کمتری دارد. این میدان الکتریکی عامل شتاب‌گیری یون‌ها به سمت خلأ است. بنابراین در سیستم‌های دارای الکترون‌هایی با انرژی بیشتر و میدان الکتریکی قوی‌تر میزان شتاب‌گیری یون‌ها به سمت خلأ نیز بیشتر بوده و یون‌ها در محل جبهه، سرعت بیشتری کسب خواهند کرد. شکل 5 سرعت یون‌ها بر روی جبهه را برای توابع توزیع اولیه متفاوت برحسب زمان نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل مشاهده می‌شود افزایش میزان سرعت در محل جبهه یونی برای سیستم‌های دارای توزیع‌های پرنرژی‌تر، بیشتر است و با افزایش مقدار Γ و q از شدت آن کاسته می‌شود. در صورت وجود ذراتی با انرژی بیشتر در سیستم پلازما شدت میدان الکتریکی بر روی جبهه یونی بیشتر است، بنابراین چنین سیستم‌هایی دارای انرژی بیشتری بوده و میزان پیشروی یون‌ها به سمت خلأ بیشتر خواهد بود. در سیستم‌های دارای مقدار Γ و q کمتر میزان پیشروی یون‌ها به سمت خلأ بیشتر بوده و با افزایش مقدار Γ و q این پیشروی کاهش می‌یابد [شکل 6]. از طرفی با مراجعه به شکل 1 ملاحظه می‌شود که توزیع اولیه مربوط به حالت $r=8$ و $q=25$ دارای دنباله‌های پایین‌تر و کم انرژی‌تری نسبت به حالت ماکسولی دارد لذا به درستی انتظار می‌رود که جبهه یونی با سرعت کمتری نسبت به حالت ماکسولی منبسط شود. در شکل 4 و 5 نیز به وضوح دیده می‌شود که میدان الکتریکی بیشینه در محل جبهه یونی و همچنین سرعت

تابع توزیع الکترون‌ها بر خلاف یون‌ها، روی نقاط فاز که بین نقاط شبکه پخش شده‌اند تعریف می‌گردد و اطلاعات الکترونی با استفاده از درونیابی به نقاط شبکه منتقل می‌شوند. حل عددی معادلات در این شبیه‌سازی با روش پرش قورباغه‌ای انجام می‌شوند. انبساط تیغه پلازما نسبت به مکان متقارن است و فقط قسمت $x > 0$ بررسی می‌شود. طول تیغه $45\lambda_d$ طول جعبه شبیه‌سازی $150\lambda_d$ و $m_e/m_i=1836$ می‌باشد. همچنین در فرایند شبیه‌سازی کمیت‌ها به صورت زیر بی‌بعد می‌شوند:

$$\omega_{pi}t \equiv t, \quad \frac{x}{\lambda_d} \equiv x, \quad \frac{n_i}{n_0} \equiv n_i \quad 12$$

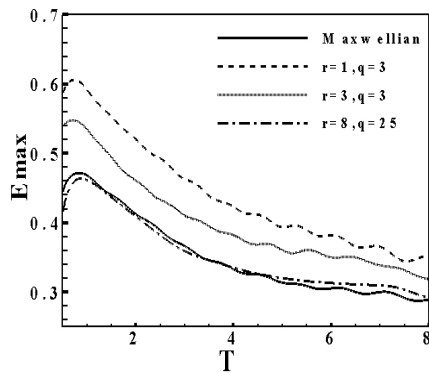
$$\frac{c_s f_e}{n_i} \equiv f_e, \quad \frac{v_e}{c_s} \equiv v_e, \quad \frac{e\phi}{T_e} \equiv \phi^*$$



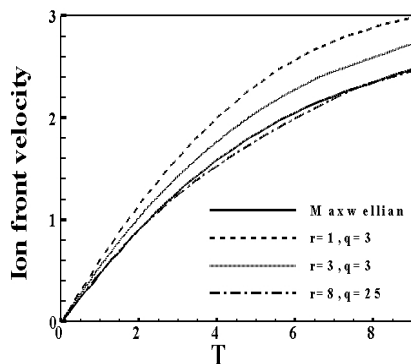
شکل 3. چگالی اولیه ذرات باردار قبل از شروع انبساط. d نشان‌دهنده شیب گرادیان چگالی در مرز پلازما و خلأ است. با افزایش مقدار d شیب چگالی کم شده و $d=0$ چگالی پله‌ای برای یون‌ها را در زمان شروع انبساط نشان می‌دهد.

با شروع انبساط پلازما، الکترون‌ها قبل از یون‌ها به سمت خلأ پرتاب می‌شوند. الکترون‌ها در پلاسماهایی که دارای توزیع انرژی بالاتر هستند با شدت بیشتری به سمت خلأ پرتاب می‌شوند و انرژی بیشتری صرف ایجاد میدان الکتریکی در محل جبهه می‌کنند. مطابق انتظار در شکل 4 مشاهده می‌شود که

اولیه سیستم، سرعت جبهه یونی در هر مکان دلخواه کاهش می یابد.

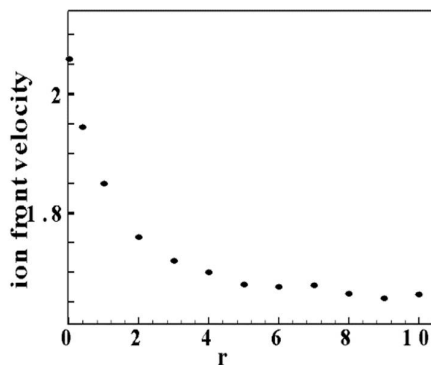


شکل 4. میدان الکتریکی در محل جبهه برای حالت‌های مربوط به توابع توزیع اولیه مختلف. به دلیل اثرات جدایی بار بیشتر در توزیع‌های دارای انرژی بالاتر، میدان الکتریکی بیشینه در محل جبهه یونی برای توزیع‌های پرانرژی‌تر بیشتر است

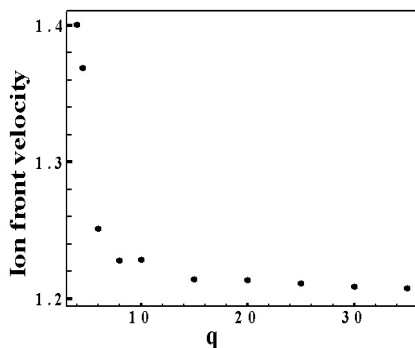


شکل 5. وابستگی بیشینه سرعت یون‌ها در محل جبهه یونی به توزیع اولیه ذرات. با افزایش میدان الکتریکی در محل جبهه یونی برای توزیع‌های دارای انرژی بالاتر، نیروی وارد به یون‌های موجود در این ناحیه بیشتر شده و سرعت بیشتری کسب می‌کنند.

پیشروی جبهه یونی در این توزیع از حالت ماکسولی کمتر است. از آنجایی که در سیستم‌های دارای تابع توزیع پرانرژی‌تر، یون‌ها با سرعت بیشتری به خلأ حرکت می‌کنند انتظار داریم در چنین سیستم‌هایی سرعت جبهه در هر مکان دلخواه مقدار بیشتری نسبت به سیستم‌های کم‌انرژی داشته باشد. این مطلب در شکل‌های 7 و 8 نشان داده شده است. در شکل 7 سرعت جبهه یونی برای توابع لورنتزی تعمیم‌یافته با q یکسان و مقادیر مختلف r نشان داده شده است. در توابع توزیع لورنتزی تعمیم یافته که دارای q یکسان هستند، با افزایش مقدار r شانه‌های تابع توزیع بالا رفته و با این کاهش انرژی، میزان پیشروی یون‌ها به خلأ کاهش می‌یابد و یون‌ها با سرعت کمتری از یک مکان مشخص عبور می‌کنند. در شکل 8 سرعت جبهه یونی برای توابع توزیع دارای r یکسان و مقادیر مختلف q رسم شده است. در این توابع توزیع، با افزایش q دنباله‌های تابع توزیع پایین آمده بدین معنی که میزان الکترون‌های پرانرژی در شکل 8 سرعت جبهه یونی برای توابع توزیع دارای r یکسان و مقادیر مختلف q رسم شده است. در این توابع توزیع، با افزایش q دنباله‌های تابع توزیع پایین آمده بدین معنی که میزان الکترون‌های پرانرژی کاهش یافته و با کوتاه شدن دنباله‌ها و کاهش انرژی اولیه سیستم، سرعت جبهه یونی در هر مکان دلخواه کاهش می‌یابد. در شکل 8 سرعت جبهه یونی برای توابع توزیع دارای r یکسان و مقادیر مختلف q رسم شده است. در این توابع توزیع، با افزایش q دنباله‌های تابع توزیع پایین آمده بدین معنی که میزان الکترون‌های پرانرژی کاهش یافته و با کوتاه شدن دنباله‌ها و کاهش انرژی



شکل 7. نمودار مربوط به سرعت جبهه یونی در مکان $h=32\lambda$ برای توابع توزیع دارای q یکسان و مقادیر مختلف r . با افزایش مقدار r شانه‌های تابع توزیع بالا آمده و از انرژی اولیه سیستم کاسته می‌شود و سرعت جبهه در هر مکان مشخص کاهش می‌یابد.

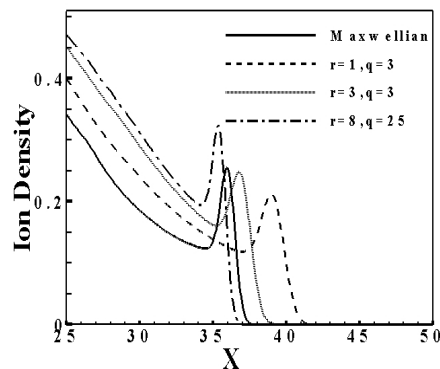


شکل 8. نمودار مربوط به سرعت جبهه یونی در مکان $h=32\lambda$ برای توابع توزیع دارای r یکسان و مقادیر مختلف q . با افزایش مقدار q دنباله‌های تابع توزیع کاهش می‌یابد و سرعت جبهه در هر مکان مشخص کاهش می‌یابد.

مرجع‌ها

[1] YU. V. Medvedev, Ion front in an expanding collisionless plasma, *Plasma Physics and Controlled Fusion* **53** (2011) 125007.

<http://doi.org/10.1088/07413335/53/12/125007>.



شکل 6. نمودار پیشروی یونها به خلأ در زمان $t=8$. در توزیع‌های دارای انرژی بالاتر میزان پیشروی یونها به سمت خلأ بیشتر است و با کاهش انرژی اولیه سیستم این پیشروی کاهش می‌یابد.

نتیجه‌گیری:

در مطالعه بالا تأثیر تابع توزیع اولیه الکترون‌ها بر انبساط پلاسما به خلأ با استفاده از یک کد شبیه‌سازی بررسی شد. مشخص شد با در نظر گرفتن توابع توزیع گوناگون برای الکترون‌ها سرعت انبساط پلاسما به خلأ دستخوش تغییر می‌گردد به طوری که انبساط پلاسما در صورت داشتن الکترون‌های پرانرژی‌تر و توابع توزیع دارای دنباله‌های بلندتر با سرعت بیشتری رخ می‌دهد. توابع توزیع (r, q) دارای طیف گسترده‌ای از انرژی هستند. این توابع‌ها ممکن است که کم‌انرژی‌تر یا پرانرژی‌تر از توزیع ماکسولی باشند که این تغییرات انرژی با تغییر مقادیر r و q حاصل می‌شود. در پلاسماهایی با توزیع (r, q) با افزایش مقدار r و q از انرژی سیستم کاسته شده و سیستم پلاسما با سرعت کمتری به سمت خلأ پیشروی می‌کند.

- [9] J. Fuchs, P. Antici, E. D'Humières, E. Lefebvre, M. Borghesi, E. Brambrink, C.A. Cecchetti, M. Kaluza, V. Malka, M. Manclossi, S. Meyroneinc, P. Mora, J. Schreiber, T. Toncian, H. Pépin, P. Audebert, Laser-driven proton scaling laws and new paths towards energy increase, *Nature Physics* **2** (2006) 48. <https://doi.org/10.1038/nphys199>
- [10] L. Robson, P.T. Simpson, R.J. Clarke, K.W.D. Ledingham, F. Lindau, O. Lundh, T. McCanny, P. Mora, D. Neely, C.-G. Wahlström, M. Zepf, P. McKenna, Scaling of proton acceleration driven by petawatt-laser-plasma interactions, *Nature Physics* **3** (2007) 58. <http://dx.doi.org/doi:10.1038/nphys476>
- [11] C. Thauray, P. Mora, A. Héron, J.C. Adam, Influence of the Weibel instability on the expansion of a plasma slab into a vacuum, *Physical Review E* **82** (2010) 016408. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.82.026408>
- [12] P. Mora, Plasma Expansion into a Vacuum, *Physical Review Letters* **90** (2003) 185002. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.185002>
- [13] T. Grismayer, P. Mora, Influence of a finite initial ion density gradient on plasma expansion into a vacuum, *Physics of Plasmas* **13** (2006) 32103. <https://doi.org/10.1063/1.2178653>
- [14] J.E. Crow, P.L. Auer, L.E. Allen, The expansion of a plasma into a vacuum, *Journal of Plasma Physics* **14** (1975) 65. <https://doi.org/10.1017/S0022377800025538>
- [15] D. Summers, R. Thorne, The modified plasma dispersion function, *Physics of Fluids*, **B3** (1991) 8. <https://doi.org/10.1063/1.859653>
- [2] A. Diaw, P. Mora, Rarefaction shock in plasma with a bi-Maxwellian electron distribution function, *Physical Review E* **84** (2011) 036402. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.84.036402>
- [3] A. Diaw, P. Mora, Thin-foil expansion into a vacuum with a two-temperature electron distribution function, *Physical Review E* **86** (2012) 026403. <https://doi.org/10.1103/PhysRevE.86.026403>
- [4] K.H. Wright Jr, N.H. Stone, U. Samir, A study of plasma expansion phenomena in laboratory generated plasma wakes: preliminary results, *Journal of Plasma Physics* **33** (1985) 71. <https://doi.org/10.1017/S0022377800002336>
- [5] P.B. Parks. R.J. Turnbull, Effect of transonic flow in the ablation cloud on the lifetime of a solid hydrogen pellet in a plasma, *Physics of Fluids* **21** (1978)1735. <https://doi.org/10.1063/1.862088>
- [6] C.T. Chang, L.W. Jorgensen, The magnetic shielding effect of a re-fuelling pellet, *Nuclear Fusion* **20** (1980) 1978. <https://doi.org/10.1088/0029-5515/15/4/004>
- [7] E.L. Clark, K. Krushelnick, J.R. Davies, M. Zepf, M. Tatarakis, F. N.Beg, A. Machacek, P.A. Norreys, M.I.K. Santala, I. Watts, A.E. Dangor, Measurements of Energetic Proton Transport through Magnetized Plasma from Intense Laser Interactions with Solids, *Physical Review Letters* **84** (2000) 670. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.84.670>
- [8] M. Borghesi, J. Fuchs, S.V. Bulanov, A.J. Mackinnon, P.K. Patel, M. Roth, Fast Ion Generation by High-Intensity Laser Irradiation of Solid Targets and Applications, *C:\pubs\journals\fst\A_1159 Fusion Sci. Technol.* **49** (2006) 412. <https://doi.org/10.13182/FST06-A1159>

<https://doi.org/10.1063/1.1688329>

[19] R. Shokoohi, H. Abbasi, Influence of electron velocity distribution on the plasma expansion features, *Journal of Applied Physics* **106** (2009) 033309.

<https://doi.org/10.1063/1.3168437>

[20] Ch. Sack, H. Schamel, Plasma expansion into vacuum—A hydrodynamic approach, *Physics Reports* **156** (1987) 311.

[https://doi.org/10.1016/03701573\(87\)900391](https://doi.org/10.1016/03701573(87)900391)

[16] V. M. Vasyliunas, Low-energy electrons on the day side of the magnetosphere, *Journal of Geophysical Research* **73** (1968) 2839.

[17] A. Hasegawa, K. Mima, and M. Duongvan, Plasma distribution function in a superthermal radiation field, *Physical Review Letters* **54** (1985) 2608.

<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.2608>

[18] M.N.S. Qureshi, H.A. Shah, G. Murtaza, S.J. Schwartz, F. Mahmood, Parallel propagating electromagnetic modes with the generalized (r,q) distribution function, *Physics of Plasmas* **11** (2004) 3819.