

Variation of the particles distribution function in the expansion of plasma slab into the vacuum

Reza Shokoohi*

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

Received: 21.12.2021 Final revision: 10.05.2022 Accepted: 20.07.2022

DOI: [10.22055/jrmb.2022.17910](https://doi.org/10.22055/jrmb.2022.17910)

Abstract

This paper studies, the variations of particles distribution function (DF) in a one-dimensional collisionless plasma expansion. It is shown that, considering the quasi-neutrality condition, for the self-similar cases which are obtained, the initial Maxwellian distribution function of ions gradually converge to a δ -like one. Thus, the dynamic of the ions could be considered with fluid equations. On the other hand, for the effects of charge separation that occurs assuming the expansion of a finite plasma, the process of plasma expansion imposes variations on electrons DF which leads to a change from Maxwellian to a non-Maxwellian one. In order to investigate the electrons DF at each moment, a particle simulation is used. In this simulation, the electrons dynamic is determined by Vlasov equation and the electrons DF is fed as an initial condition. Ions dynamic is given by fluids equations. Finally, it is shown that, higher energy tails of electrons DF in the main body of plasma are descended due to the motion of high energy electrons into vacuum and the electrons DF transforms to a super-Maxwellian DF. On the opposite side, at ion front zone which is the place of high energy electrons presence, electrons DF transforms from Maxwellian to Lorentzian case with the high energy tails.

Keywords: plasma expansion, simulation, ion front, self-similar, Vlasov equation

* Corresponding Author: shokoohi@aut.ac.ir

تغییرات تابع توزیع ذرات در انبساط یک تیغه پلاسما به خلأ

رضا شکوهی*

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

دریافت: ۱۴۰۰/۰۹/۳۰ ویرایش نهائی: ۱۴۰۱/۰۲/۲۰ پذیرش: ۱۴۰۱/۰۴/۲۹

DOI: [10.22055/jrmb.2022.17910](https://doi.org/10.22055/jrmb.2022.17910)

چکیده

در این مقاله تغییرات تابع توزیع ذرات در فرایند انبساط یک پلاسما ی یک بعدی بدون برخورد به خلأ مورد مطالعه قرار گرفته است. نشان داده شده است که برای حالت‌های خود-مشابه که با در نظر گرفتن شرط شبه‌ختتایی به دست می‌آید توزیع ماکسولی اولیه یون‌ها به تدریج به یک توزیع تک مقدار (δ گونه) سوق پیدا می‌کند. لذا می‌توان دینامیک یون‌ها را با معادلات سیالی توصیف کرد. از طرفی برای اثرات جدایی بار که با فرض انبساط یک پلاسما محدود اتفاق می‌افتد، فرایند انبساط پلاسما تغییراتی را به تابع توزیع الکترون‌ها تحمیل کرده و در نتیجه توزیع آنها به حالت‌های غیر ماکسولی سوق پیدا می‌کند. برای بررسی تابع توزیع الکترون‌ها در هر لحظه از شبیه‌سازی ذره‌ای استفاده شده است. در این شبیه‌سازی، دینامیک الکترون‌ها بر اساس معادله ولاسف تعیین می‌شود و تابع توزیع الکترون‌ها به عنوان شرط اولیه به کد داده می‌شود. دینامیک یون‌ها نیز در این حالت بر اساس معادلات سیالی تعیین می‌شود. در انتها نشان داده شده است که دنباله‌های پرنرژی تابع توزیع الکترون‌ها در محل بدنه پلاسما به خاطر فرار الکترون‌های پرنرژی به خلأ، پایین آمده و توزیع ذرات در این قسمت به یک حالت سوپر ماکسولی تبدیل می‌شود. از طرفی در ناحیه جبهه یونی که محل حضور الکترون‌های پرنرژی است توزیع سرعت الکترون‌ها از حالت ماکسولی به حالت لورنتزی همراه با دنباله‌های پرنرژی تبدیل شده است.

کلیدواژگان: انبساط پلاسما، شبیه‌سازی، جبهه موج، خود-مشابه، معادله ولاسف، توزیع ماکسولی

مقدمه

است باعث شتاب‌گیری یون‌ها به سمت خلأ شود، مورد مطالعه قرار گرفته است. شتاب گرفتن یون‌ها طبق یکی از متداول‌ترین فرضیه‌ها به این صورت بیان می‌شود که وقتی یک پالس لیزری به تیغه جامد تابیده می‌شود بخشی از انرژی آن توسط تیغه جذب شده و در طی یک فرایند تصعید به پلاسما تبدیل می‌شود. اکنون گرادیان فشار ایجاد شده بین این تیغه پلاسما و خلأ باعث می‌شود ابتدا الکترون‌ها، به دلیل جرم کمتری

امروزه تولید پروتون‌های پرنرژی حاصل از برهم‌کنش لیزر با تیغه جامد تبدیل به یک حوزه مطالعاتی در حال رشد شده است [۱۱-۱]. از این تکنولوژی در حوزه‌هایی وسیعی از علوم استفاده می‌شود و نتایج آن منجر به پیشرفت‌های وسیعی در حوزه تکنولوژی‌های صنعتی شده است [۱۱-۹]. در طی سال‌های اخیر، مکانیسم‌های متفاوتی که ممکن

* نویسنده مسئول: shokoohi@aut.ac.ir



مقاله، در بخش ۲ مدل فیزیکی انبساط، معادله‌های پایه و شرایط مرزی توصیف می‌شود. در بخش ۳، کد شبیه‌سازی و نتایج به‌دست آمده از شبیه‌سازی ارائه شده، در بخش ۴، تابع توزیع ذرات در فرایند انبساط بررسی شده و در بخش ۵، نتیجه‌گیری بیان شده است.

مدل فیزیکی انبساط

انبساط خود-مشابه

انبساط خود-مشابه، توصیف مسأله انبساط یک پلاسما در زمان‌های به‌اندازه کافی بزرگ با در نظر گرفتن شرایط شبه‌خنثایی می‌باشد. گورویچ برای اولین بار با در نظر گرفتن این شرایط، مسأله انبساط یک پلاسمای نیمه نامحدود به‌خلافاً را مورد بررسی قرار داد. او فرض کرد با گذشت زمان‌های به‌اندازه کافی بزرگ یون‌ها فرصت کافی دارند تا خود را به الکترون‌ها برسانند، در نتیجه شرط شبه‌خنثی بودن برآورده می‌شود و توصیف مسأله در قالب جواب خود-مشابه امکان پذیر می‌باشد [۴]. چون سرعت انبساط پلاسما از مرتبه سرعت یونی فرض می‌شود، می‌توان از دینامیک الکترون‌ها چشم‌پوشی کرد. یکی از اهداف این کار بررسی رفتار دمایی یون‌ها و نوع تغییرات تابع توزیع یونی در طول زمان است. لذا برای توصیف دینامیک یون‌ها از معادله و لاسوف استفاده شده است. مدتی پس از شروع فرآیند انبساط، یون‌ها چنان شتابی می‌گیرند که سرعت حرارتی آنها در مقابل سرعت انتقالی آنها بسیار ناچیز می‌شود. لذا می‌توان از سرعت حرارتی آنها در مقابل سرعت انتقالی صرف نظر کرده و دینامیک یون‌ها را در قالب یک دینامیک سیالی سرد در نظر گرفت و معادلات سیالی را برای توصیف یون‌ها مد نظر قرار داد. حال اگر توزیع بولتزمانی را برای چگالی الکترون‌ها در نظر گرفته و شرط شبه‌خنثی بودن را نیز لحاظ شود، با تغییر متغیر $\tilde{x} = x/t$ جواب خود-مشابه برای سرعت و چگالی به‌صورت

که نسبت به یون‌ها دارند، قبل از یون‌ها به‌سمت خلافاً پرتاب شده و یک ابر الکترونی گرم پیش‌رونده به‌سمت خلافاً را تشکیل دهند. این جدایی بارها سبب تولید یک میدان الکتریکی به قدر کافی بزرگ می‌شود که سبب شتاب‌گیری یون‌ها به‌سمت خلافاً می‌گردد [۱۲-۱۴]. بر اساس نظریه کلی پلاسما، انبساط پلاسما به‌خلافاً با استفاده از دو رهیافت سیالی و جنبشی قابل بررسی می‌باشد. در دیدگاه سیالی، پلاسما به‌عنوان سیال در نظر گرفته شده و دینامیک الکترون‌ها و یون‌ها توسط معادلات سیالی تعیین می‌شود. در دیدگاه جنبشی تابع توزیع ذرات تعریف در معادله و لاسوف 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 به‌دست آمده از پلاسماهای طبیعی مانند مگنوسفر اطراف زمین، پلاسماهای فضایی و بادهای خورشیدی بیانگر این واقعیت است که در این پلاسماها تابع توزیع ذرات نسبت به توزیع ماکسولی متفاوت است [۱۵]. این انحراف از توزیع ماکسولی دلالت بر آن دارد که هنگامی که در مدل‌های نظری برای تشریح موج‌ها و ناپایداری‌های موجود در پلاسما از تابع توزیع ماکسولی استفاده می‌شود نتایجی به‌دست می‌آیند که به‌صورت منطقی قابل پذیرش نمی‌باشند [۱۶ و ۱۷]. یک تابع توزیع مفید برای مدل کردن چنین پلاسماهایی توزیع لورنتزی (کاپا) است. اولین بار تابع توزیع کاپا برای تحلیل یافته‌های به‌دست آمده از بررسی پلاسماهای فضایی به‌کارگرفته شد و سپس این توزیع در مطالعات آزمایشگاهی مورد استفاده قرار گرفت [۱۷ و ۱۸]. حالت کامل‌تری از توزیع شبه‌تعدالی کاپا، توزیع لورنتزی تعمیم یافته است [۱۹]. در این مقاله به مطالعه تغییرات تابع توزیع اولیه ذرات بر فرایند انبساط پلاسما می‌پردازیم. در این

از طرفی مقدار A به صورت زیر به دست می‌آید،

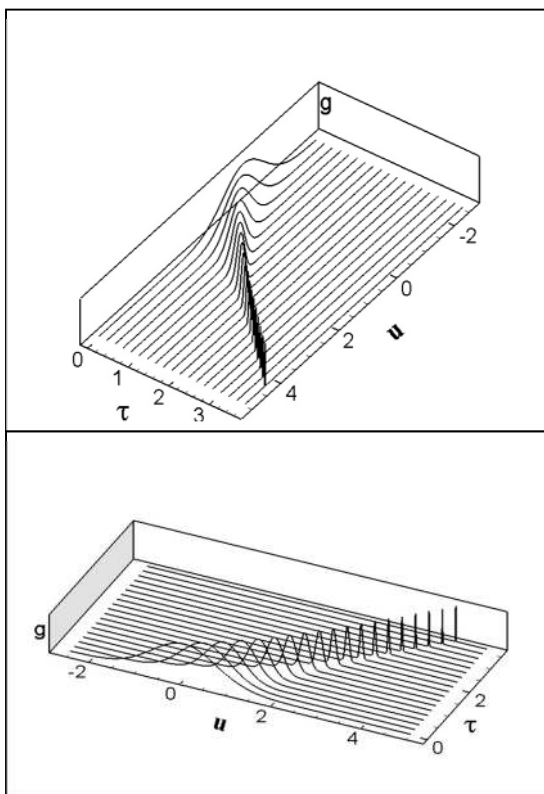
$$A = \left(u - \tau - \frac{1}{\sqrt{2}}\right) e^{\tau\sqrt{2}}, \quad (7)$$

و لذا،

۸

$$g\left(A + 1/\sqrt{2}\right) = e^{-\left(A + 1/\sqrt{2}\right)^2} = e^{-\left(u - \tau - 1/\sqrt{2}\right)^2 e^{2\tau\sqrt{2}} + 1/\sqrt{2}}.$$

شکل ۱ که تغییرات تابع توزیع g را بر حسب پارامتر u و τ نشان می‌دهد متناظر با شکل ۱. در مقاله گوریچ می‌باشد و تغییر تابع توزیع را در طول منحنی‌های مشخصه نشان می‌دهد. این شکل تغییرات تابع توزیع در انبساط یک پلاسمای شبه‌خشی را نشان می‌دهد.



شکل ۱. تابع توزیع اولیه ذرات یونی که با گذشت زمان به یک تابع تک مقدار تبدیل می‌شود. در ابتدای فرایند انبساط پلاسما به خلأ، یونها به صورت گرم و دارای توزیع ماکسولی هستند اما با گذشت زمان توزیع ماکسولی یونها به سمت یک تابع تک مقدار

$$u = \tau + 1/\sqrt{2}, \quad (1)$$

$$n = n_0 e^{-\tau\sqrt{2}}, \quad (2)$$

به دست می‌آید که در آن $u = v(M/2T)^{1/2}$ و $\tau = (M/2T)^{1/2} \xi$ می‌باشد. با در نظر گرفتن کمیات بی بعد شده $g = (2\pi T/M)^{1/2} f/n_0$ ، u و τ در معادله و لاسف، رابطه

$$(u - \tau) \frac{\partial g}{\partial \tau} - \frac{1}{2} \frac{\partial g}{\partial u} \frac{d}{d\tau} \left(\ln \int_{-\infty}^{\infty} g du \right) = 0, \quad (3)$$

به دست می‌آید که در آن

$$\begin{cases} \tau \rightarrow -\infty & \Rightarrow g = e^{-u^2}, \\ \tau \rightarrow \infty & \Rightarrow g = 0, \end{cases} \quad (4)$$

به عنوان شرایط مرزی لحاظ شده است. این رابطه، یک معادله دیفرانسیل مرتبه اول با مشتقات جزئی می‌باشد که در یک کد شبیه‌سازی حل شده و تغییرات تابع توزیع با افزایش τ نشان داده شده است. در مقاله [۴]، معادله مشخصه به صورت

$$u - \tau - \frac{1}{\sqrt{2}} = A e^{-\tau\sqrt{2}}, \quad (5)$$

محاسبه شده است که در آن A عدد ثابت است. در این مقاله قصد داریم این رابطه را به روش مشخصه‌ها حل کنیم و تغییرات تابع توزیع g را بر حسب پارامتر u و τ نشان دهیم. با توجه به اینکه g بر روی این منحنی مشخصه ثابت می‌باشد، داریم:

$$g(u, \tau) = g(u, 0) = g_0(u) = g\left(A + 1/\sqrt{2}\right). \quad (6)$$

سرد در نظر گرفته و معادلات حرکت و پیوستگی به صورت زیر دینامیک آن‌ها را تعیین می‌کند

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}(n_i v_i) = 0, \quad 11$$

$$\frac{\partial v_i}{\partial t} + v_i \frac{\partial v_i}{\partial x} = -\frac{e}{m_i} \frac{\partial \phi}{\partial x}. \quad 12$$

پتانسیل الکتریکی سیستم توسط معادله پواسون به دست می‌آید که مجموعه معادلات را تکمیل می‌نماید

$$\frac{\partial^2 \phi}{\partial x^2} = 4\pi e(n_e - n_i), \quad 13$$

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

توابع توزیع اولیه

الف) توزیع ماکسولی

در یک پلاسما دارای تعادل ماکسولی، بین ذرات برخوردی وجود ندارد. اگر به دلایل خارجی این تعادل از بین برود و برخوردی بین آنها انجام شود، همین برخوردها باعث می‌شوند توزیع ذرات به سمت تعادل ماکسولی پیش رود. در فرایند انبساط پلاسما، معمولاً توزیع الکترون‌ها به صورت ماکسولی در نظر گرفته می‌شود که با حضور یک پتانسیل اولیه در سیستم به صورت

$$f_M(v) = \frac{n_{e0}}{\sqrt{2\pi v_{Te}}} \exp\left(-\frac{v_e^2 - 2e\phi/m_e}{2v_{Te}^2}\right), \quad 14$$

بیان می‌شود و 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.

(δ گونه) میل می‌کند. این تغییر تابع توزیع نشان دهنده سرد شدن یون‌ها در طی فرایند انبساط است. در این حالت می‌توان یون‌ها را به صورت سیالی بررسی کرد و دینامیک پلاسما را با در نظر گرفتن معادلات سیالی تعیین کرد.

همان‌طور که دیده می‌شود تابع توزیع ذرات که در زمان شروع انبساط ماکسولی بوده است با گذشت زمان به حالت تک مقدار (δ گونه) تبدیل می‌شود. چنین کاهش در پهنای تابع توزیع نشان‌دهنده کاهش دما در سیستم و سرد شدن یون‌های گرم در طی فرایند انبساط می‌باشد. لذا می‌توان استنباط کرد که نظریه سیالی برای بررسی انبساط پلاسما به خلأ با در نظر گرفتن شرط شبه‌خنثایی می‌تواند کاربردی باشد.

انبساط بر اساس فرضیه جدایی بارها

در سیستم معادلات مربوط به فرایند انبساط پلاسما به خلأ، تحول الکترون‌ها به صورت جنبشی در نظر گرفته شده و معادله ولاسوف تعیین کننده دینامیک الکترون‌ها است.

$$\frac{\partial f_e}{\partial t} + v_e \frac{\partial f_e}{\partial x} + \frac{e}{m} \frac{\partial \phi}{\partial x} \frac{\partial f_e}{\partial v_e} = 0, \quad 9$$

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

$$n_e = \int_{-\infty}^{\infty} f_e dv_e, \quad 10$$

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

همان‌طور که در قسمت قبل نیز بررسی شد، یون‌ها با چنان شتابی به سمت خلأ حرکت می‌کنند که می‌توان از حرکت گرمایی یون‌ها در مقابل حرکت انتقالی آن‌ها چشم‌پوشی کرد. بنابراین یون‌ها را به صورت یک سیال

ب) توزیع کاپا

ذرات تنها در یک پلاسما در حال تعادل مطلق، توزیع ماکسولی دارند اما از آنجایی که رسیدن به تعادل مطلق مستلزم سپری شدن زمان بسیار زیادی است در عمل هیچ سیستمی تعادل مطلق و توزیع ماکسولی ندارد. در بیشتر سیستم‌های فیزیکی، ذرات توزیع‌های شبه‌تعادلی دارند. به‌عنوان مثالی از توزیع‌های شبه‌تعادلی می‌توان به توزیع لورنتزی (کاپا) اشاره کرد که هسته‌های شبیه به توزیع ماکسولی دارد اما این توزیع شبه‌تعادلی نسبت به حالت ماکسولی پرنرژی‌تر است [۱۹]. تابع کاپا به صورت

$$f_{\kappa}(v) = \frac{n_{e0}}{\sqrt{2\pi}v_{Te}} \frac{\Gamma(\kappa)}{\Gamma(\kappa-1/2)\sqrt{\kappa-3/2}} \times \left(1 + \frac{v_e^2}{2(\kappa-3/2)v_{Te}^2} - \frac{e\phi}{(\kappa-3/2)m_e v_{Te}^2}\right)^{-\kappa}, \quad 15$$

است که $K > 3/2$ و Γ معرف تابع گاما است. توزیع لورنتزی با فرض $K \rightarrow \infty$ به توزیع ماکسولی تبدیل می‌شود. هرگاه توزیع کاپا برای ذرات در حال انبساط در نظر گرفته شود اثرات دنباله‌های پرنرژی این تابع توزیع در فرایند انبساط قابل مشاهده است.

شبیه‌سازی

مجموعه معادلات (۹-۱۳) در قالب یک کد شبیه‌سازی حل می‌شوند [۱۹]. فضای شبیه‌سازی با نقاط منظمی به نام نقاط شبکه پیکربندی شده و معادلات دینامیکی یون‌ها و معادله پواسون روی این نقاط حل

$$\omega_{pi} t \equiv t, \quad \frac{x}{\lambda_{De}} \equiv x, \quad \frac{n}{n_0} \equiv n, \quad 16$$

$$\frac{c_s f_e}{n_0} \equiv f_e, \quad \frac{v}{c_s} \equiv v, \quad \frac{e\phi}{T_e} \equiv \phi^*.$$

می‌شوند. تابع توزیع الکترون‌ها روی نقاط فاز که بین نقاط شبکه پخش شده‌اند تعریف می‌گردد و اطلاعات الکترونی با استفاده از درونیابی به نقاط شبکه منتقل می‌شوند. برای حل معادلات از روش پرش قورباغه‌ای استفاده می‌شود. انبساط تیغه پلاسما نسبت به مکان متقارن است و فقط قسمت $x > 0$ بررسی می‌شود. طول تیغه λ_{45d} ، طول جعبه شبیه‌سازی λ_{150d} و $\lambda_{1836} = m_i/m_e$ می‌باشد. در فرایند شبیه‌سازی، کلیه کمیت‌ها را به صورت زیر بی‌بعد می‌کنیم.

با شروع انبساط پلاسما، الکترون‌ها قبل از یون‌ها به سمت خلاء پرتاب می‌شوند. الکترون‌ها در پلاسماهایی با توزیع دارای انرژی بالاتر با شدت بیشتری به سمت خلاء پرتاب می‌شوند و انرژی بیشتری صرف ایجاد میدان الکتریکی در محل جبهه می‌کنند.

شرایط اولیه کد شبیه‌سازی

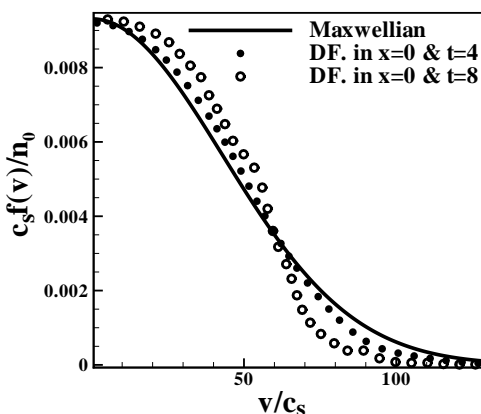
قبل از شروع انبساط، چگالی الکترون‌ها و یون‌ها یکسان بوده و شرط شبه‌خنثایی برقرار است. توزیع اولیه چگالی الکترون‌ها و یون‌ها متناظر با حالت تیغه پلاسما به صورت زیر در نظر گرفته می‌شود

17

$$\sim \Gamma(|x| - L/2)$$

این نوع توزیع چگالی نسبت به چگالی پله‌ای برای یک تیغه در حال انبساط به واقعیت نزدیک‌تر است [۱۹] و در آن L ضخامت تیغه پلاسما و d شیب در مرز بین پلاسما و خلاء می‌باشد که در این مقاله مقدار آن برابر با ۱ در نظر گرفته شده است. با افزایش مقدار d مرز بین پلاسما و خلاء دارای شیب کمتر شده و $d=0$ یک مرز تیز را نشان می‌دهد.

کاهش می‌یابد و توزیع اولیهٔ ماکسولی به یک توزیع سوپرماکسولی تبدیل می‌شود [۵]. شکل ۳ تابع توزیع در مرکز تیغه نازک را در زمان $t=4$ و $t=8$ نشان می‌دهد. همان‌طور که انتظار می‌رود با گذشت زمان و فرار الکترون‌های پر انرژی به خارج از تیغه، توزیع سرعت الکترون‌های باقیمانده با کاهش دنباله‌های پر انرژی روبرو هستند و اصطلاحاً شاهد بالا آمدن شانه‌های تابع توزیع خواهیم بود. این توزیع همان توزیع سوپرماکسولی می‌باشد که در مرجع [۵] نیز به آن اشاره شده است. مقایسهٔ توزیع ذرات در $t=4$ و $t=8$ نشان می‌دهد با گذشت زمان ذرات پر انرژی به سمت خلاً پرتاب شده و شانه‌های تابع توزیع بیشتری به سمت بالا متمایل می‌شوند.



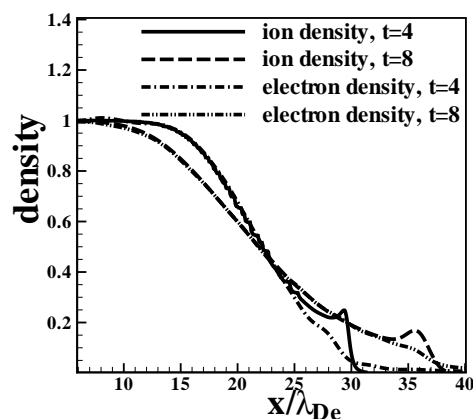
شکل ۳. مقایسه تابع توزیع الکترون‌ها (نمودار دایره توپر-نمودار دایره توخالی) در ناحیهٔ وسط تیغهٔ پلاسما ($x=0$) با تابع توزیع ماکسولی (خط ممتد) به ترتیب در زمان $t=4$ و $t=8$.

ناحیهٔ مربوط به منطقه قبل از جبههٔ یونی (rarefaction zone)

همان‌طور که گفته شد در فرایند انبساط پلاسما به خلاً، الکترون‌های پر انرژی از داخل بدنهٔ اصلی پلاسما

بررسی توزیع ذرات در فرایند انبساط پلاسما به خلاً

انبساط یک تیغهٔ نازک پلاسما به خلاً با شرایط اولیه الکترون‌های ماکسولی و یون‌های سیالی سرد و $n_{e0}=n_{i0}$ با گذشت زمان به لحاظ موقعیت فضایی پلاسما و همچنین توزیع سرعت ذرات در سه قسمت مجزا قابل بررسی است. با توجه به نمودار چگالی ذرات در (شکل ۲) این سه منطقه به صورت زیر مشخص می‌شوند.



شکل ۲. چگالی یون‌ها (خط چین) و چگالی الکترون‌ها (خط-نقطه) در زمان $t=8$. در این زمان جبهه یونی در $x=36$ می‌باشد. چگالی یون‌ها (خط ممتد) و چگالی الکترون‌ها (خط-نقطه) در زمان $t=4$. در این زمان جبهه یونی در $x=28$ می‌باشد.

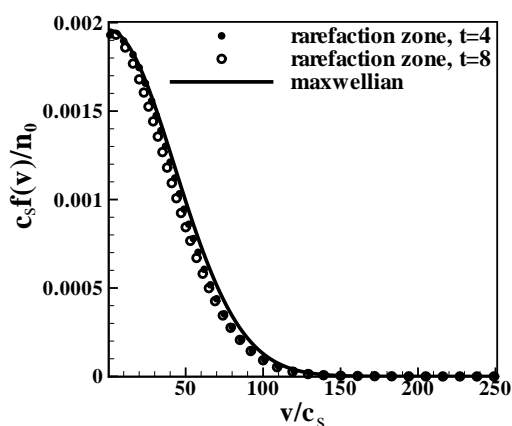
ناحیهٔ مربوط به مرکز تیغه ($x=0$)

پس از شروع فرایند انبساط، الکترون‌ها به سرعت به خلاً مقابل خود پرتاب شده و با ایجاد یک میدان الکتریکی قوی باعث شتابگیری یون‌ها به سمت خلاً می‌شوند. در این فرایند الکترون‌های پر انرژی به سمت خارج پرتاب شده و توزیع الکترون‌های باقی مانده به سمتی پیش می‌رود که دنباله‌های پر انرژی تابع توزیع

لورنتزی متناظر با $\kappa=5$ ($K=5$) در زمان $t=8$ مقایسه می‌کنیم (شکل ۵). همان‌طور که مشاهده می‌شود دنباله تابع توزیع الکترون‌ها از تابع توزیع ماکسولی کاملاً فاصله گرفته و به یک توزیع لورنتزی متناظر با $\kappa=5$ ($K=5$) نزدیک شده است. لذا تابع توزیع در ناحیه جلوی جبهه یونی از حالت ماکسولی عدول کرده و به توزیع‌های دارای دنباله‌های پر انرژی میل می‌کند. همچنین تابع توزیع در این ناحیه را در زمان $t=4$ مورد بررسی قرار می‌دهیم. مقایسه تابع توزیع در این زمان با سایر توابع توزیع در این شکل نشان می‌دهد که در این زمان بخشی از الکترون‌های پرانرژی به جبهه یونی رسیده‌اند و لذا دنباله تابع توزیع به نسبت توزیع ماکسولی بالاتر است. اما دنباله تابع توزیع در این زمان نسبت به تابع توزیع در زمان $t=8$ پایین‌تر است که نشان می‌دهد هنوز الکترون‌های پرانرژی تماماً فرصت انتقال به ناحیه جبهه یونی را پیدا نکرده‌اند و یک حالت میانی وجود دارد. این حالت میانی در شکل ۳ نیز قابل مشاهده است.

همان‌طور که اشاره شد طی انبساط پلازما به خلأ ذرات پرانرژی قبل از بقیه ذرات به سمت خلأ پرتاب شده و پلاسمای باقیمانده در مرکز تیغه تغییری در تابع توزیع خود از ماکسولی به سوپرماکسولی را تجربه می‌کند که در مرجع [۵] نیز آن اشاره شده است. از طرفی انحراف تابع توزیع از ماکسولی به لورنتزی در محل جبهه یونی مطابق با شکل ۵ در مراجع [۸-۱۰] به صورت تجربی گزارش شده است.

به سمت خلأ پرتاب می‌شوند. لذا انتظار می‌رود در داخل بدنه اصلی با کاهش الکترون‌های پر انرژی و در جلوی جبهه یونی با تجمع ذرات پر انرژی مواجه شویم. از این رو منطقه قبل از جبهه یونی (rarefaction zone) دستخوش هیچ تغییری در توزیع ذرات قرار نمی‌گیرد و حالت ماکسولی الکترون‌ها حفظ می‌شود. شکل ۴ تابع توزیع ذرات را در این منطقه ($x=20$ در زمان $t=4$ و $x=30$ در زمان $t=8$) نشان می‌دهد. همان‌طور که در شکل ۴ دیده می‌شود تابع توزیع در این ناحیه با تابع توزیع ماکسولی مطابقت دارد.



شکل ۴. مقایسه تابع توزیع الکترون‌ها (نمودار دایره توپر-نمودار دایره توخالی) در ناحیه قبل از جبهه یونی (rarefaction zone) به ترتیب در $x=20$ در زمان $t=4$ و $x=30$ در زمان $t=8$ با توزیع ماکسولی (خط ممتد).

ناحیه مربوط به منطقه بعد از جبهه یونی ($x=33$) در $t=4$ و $x=45$ در $t=8$)

در این ناحیه که محل تجمع الکترون‌های پر انرژی می‌باشد، توزیع ذرات نیز به سمت یک توزیع متناظر با دنباله‌های پر انرژی‌تر میل می‌کند. برای درک این مطلب تابع توزیع الکترون‌ها در این ناحیه را با تابع توزیع

است با توزیع لورنتزی همراه با دامنه‌های پر انرژی مواجه هستیم.

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>.

[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] A.V. Gurevich, et all. self-similar motion of rarefied plasma, *Soviet Physics JETP* **22**, (1966) 449-454.

[5] T. Grismayer, P. Mora, J.C. Adam, A. Héron, Electron kinetic effects in plasma expansion and ion acceleration, *Physical Review E*. **77** (2008) 66407.

<https://doi.org/10.1063/1.862088>

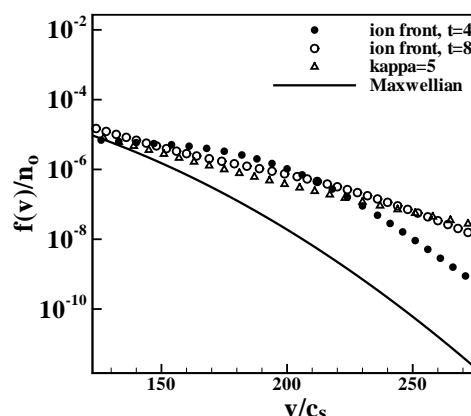
[6] R. Shokoohi, E. Mohammadi Razi, Self-similar expansion of non-Maxwellian plasmas with thermal ions, *The European Physical Journal D* **72** (2018) 189.

<https://doi.org/10.1140/epjd/e2018-80702-2>

[7] R. Shokoohi, E. Mohammadi Razi, General self-similar solution for expansion of non-Maxwellian plasmas, *Physica Scripta* **93** (2018) 95601.

<http://dx.doi.org/10.1088/1402-4896/aacbe2>

[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, *Fusion Science and*



شکل ۵. مقایسه تابع توزیع الکترون‌ها در ناحیه بعد از جبهه یونی (نمودار دایره توپر - نمودار دایره توخالی) با توابع توزیع لورنتزی متناظر با $\kappa=5$ (نمودار مثلث شکل) و تابع توزیع ماکسولوی (خط ممتد) به ترتیب در زمان $t=4$ و $t=8$.

نتیجه گیری

در این مقاله تابع توزیع ذرات در مناطق مختلف یک پلاسمای در حال انبساط به خلأ مورد بررسی قرار گرفته است. در ابتدا بیان شده است با در نظر گرفتن شرط شبه‌خنثایی برای پلاسمای توزیع اولیه یون‌ها به سمت یک حالت تک مقدار پیش رفته و لذا می‌توان یون‌ها را به صورت سیالی در نظر گرفت و دینامیک پلاسمای را در فرایند انبساط به صورت سیالی توصیف کرد. همچنین فرایند انبساط برای حالت جدایی بار مورد بررسی قرار گرفته و نشان داده شده که انرژی الکترون‌ها در مناطق مختلف تغییر کرده و توزیع ماکسولوی برای الکترون‌های موجود در تمامی مناطق توزیع مناسبی نمی‌باشد. در بدنه اصلی پلاسمای که با فرار الکترون‌های پر انرژی مواجه هستیم توزیع سوپر ماکسولوی با دامنه کم انرژی مورد انتظار است. در منطقه مقابل جبهه یونی که محل تجمع الکترون‌های پر انرژی

- [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, M. Duong-van, Plasma distribution function in a superthermal radiation field, *Physical Review Letters* **54** (1985) 2608. <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.54.2608>
- [18] 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>
- [19] 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. <https://doi.org/10.1063/1.1688329>
- [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) 48-54. <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. Thaury, 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 B: Plasma Physics* **3** (1991) 1835. <https://doi.org/10.1063/1.859653>
- Technology* **49** (2006) 412. <https://doi.org/10.13182/FST06-A1159>