

بررسی نقش ناپایداری پلاسموئیدی در شتاب‌گیری ذرات باردار در پلاسمای تاج خورشید

مهدی شهرکی‌پور^{۱*} و محبوب حسین‌پور^۲

۱. گروه فیزیک، دانشکده علوم، دانشگاه شهید چمران اهواز

۲. دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز

پست الکترونیکی: m.shahrakipour@scu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۳/۱۱/۰۸؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۴/۰۲/۲۲)

چکیده:

ناپایداری پلاسموئیدی در پلاسمای مغناطیسه تاج خورشید که ناشی از فرآیند توسعه یافته بازاتصال مغناطیسی غیر خطی است، انرژی ذخیره شده مغناطیسی پلاسما را به صورت ناگهانی به شکل جت‌های پلاسمایی و شتاب ذرات غیر حرارتی و ذرات باردار نسبیتی آزاد می‌کند. شتاب‌گیری ذرات باردار به سمت جو زمین از مهمترین پیامدهای بازاتصال مغناطیسی و ایجاد پلاسموئیدها است که در تاج خورشیدی و نیز در مغناطوپوز و در دنباله مغناطیسی زمین شکل می‌گیرند. در این مقاله با استفاده از شبیه‌سازی دو بعدی ذره در سلول ناپایداری پلاسموئیدی، شتاب‌گیری ذرات باردار در حین شکل‌گیری و رشد ناپایداری پلاسموئیدی در پلاسمای تاج خورشید از طریق تابع توزیع ذرات باردار بررسی شد. تابع توزیع ذرات باردار نشان می‌دهد که الکترون‌ها به دلیل شکل‌گیری ناپایداری پلاسموئیدی می‌توانند به سرعت‌های بالا دست یابند. در زمان‌های اولیه رشد ناپایداری پلاسموئیدی به دلیل زیاد شدن تعداد الکترون‌های تشدید در فرآیند برهم‌کنش موج-ذره، تابع توزیع ماکسولی دارای کوهان اضافی است که این شیب مثبت پس از مدتی انرژی خود را به امواج می‌دهند و از بین می‌روند. اما در ادامه پدیده بازاتصال مغناطیسی ذرات را به محتمل ترین سرعت می‌رساند.

واژه‌های کلیدی: شتاب‌گیری ذرات، بازاتصال مغناطیسی، ناپایداری پلاسموئیدی، پلاسمای تاج خورشیدی، شبیه‌سازی ذره در سلول.

شواهد زیادی وجود دارد که فرایند بازاتصال مغناطیسی و

ناپایداری پلاسموئیدی مهمترین دلیل شتاب‌دهی ذرات در تاج

خورشید است [۳ و ۲].

از لحاظ فیزیکی شتاب ذرات مبتنی بر اصلی است که ذرات باردار وقتی تحت تاثیر یک میدان الکتریکی قرار می‌گیرند، انرژی به دست می‌آورند. چنین میدان الکتریکی E ممکن است یک میدان اعمالی خارجی در مقیاس بزرگ یا یک میدان $\vec{v} \times \vec{B}$ مرتبط با ذرات عبوری از خطوط میدان مغناطیسی یا یک میدان جمعی مرتبط با محیطی که ذرات در آن قرار دارد (به عنوان مثال، یک میدان کولنی تصادفی یا یک میدان مرتبط با سطح انرژی موج پلاسما) باشد که هر کدام می‌توانند باعث

۱. مقدمه

رصدهای متعدد در طیف‌های اشعه X و اشعه γ از زبانه‌های خورشیدی یا دنباله مغناطیسی زمین نشان می‌دهد که کسر قابل ملاحظه‌ای از انرژی مغناطیسی آزاد شده به شتاب‌دهی ذرات باردار الکترون و یون تبدیل می‌شود. انتظار می‌رود که شتاب‌دهی ذرات باردار در نتیجه آزاد شدن انرژی مغناطیسی در پدیده بازاتصال مغناطیسی باشد [۱]. علاوه بر بازاتصال مغناطیسی فرایندهای مهم دیگری همچون موج ضربه و تلاطم^۱ از دیگر سازوکارهای شتاب‌دهی به ذرات باردار هستند که به یک میدان الکتریکی منسجم در مقیاس بزرگ متکی نیستند. اما

ایجاد الگوهایی از شتاب‌گیری ذرات شوند. در فرایند بازاتصالی مغناطیسی مولفه‌های میدان الکتریکی که به علت فرایند بازاتصالی مغناطیسی ایجاد شده‌اند باعث شتاب‌دهی به ذرات باردار می‌شود [۴].

انرژی مغناطیسی پلاسما توسط پدیده مهم بازاتصالی مغناطیسی منجر به شتاب‌دهی به ذرات باردار و نیز انرژی گرمایی می‌شود [۵-۸]. فرایند بازاتصالی مغناطیسی شامل تغییر هندسی مجموعه‌ای از خطوط میدان مغناطیسی است که منجر به ایجاد تعادل جدید با انرژی مغناطیسی پایین‌تر می‌شود. هنگامی که خطوط میدان به یکدیگر متصل می‌شوند، ترکیب هندسی خطوط میدان مغناطیسی تغییر می‌کند و نیروی $\vec{J} \times \vec{B}$ منجر به تبدیل انرژی مغناطیسی به انرژی جنبشی می‌شود [۶]. اندرکنش خطوط میدان مغناطیسی منجر به شکل‌گیری لایه جریان الکتریکی در نزدیک یک نقطه خشی (نقطه X) می‌شود، خطوط نیرو در لایه جریان می‌توانند شکسته و مجدد متصل شوند [۶]. در سامانه‌های بزرگی مانند سامانه‌های خورشیدی که طول لایه جریان بسیار بیشتر از ضخامت آن است، لایه جریان تحت تأثیر حرکت پیچیده فوتوسفر یا اختلالات خارجی قرار می‌گیرد، این ناپایداری شدید پلاسما منجر به تجزیه، تکه تکه شدن و تشکیل لایه‌های جریان چندگانه می‌شود. بنابراین فرایند بازاتصالی مغناطیسی در چندین نقطه X رخ می‌دهد و جزایر مغناطیسی ثانویه یا پلاسموئیدها ظاهر می‌شوند [۹ و ۱۰]. شواهد تجربی وجود پلاسمیدها یا جزایر مغناطیسی را در دستگاه‌های تحقیقاتی گداخت پلاسما تأیید می‌کند. بازاتصالی مغناطیسی و پلاسموئیدها در تاج خورشیدی و در حد بین میدان مغناطیسی زمین و بادهای خورشیدی^۱ و نیز دنباله مغناطیسی زمین^۲ مشاهده شده است. زبانه‌های خورشیدی منشاء تولید بادهای خورشیدی هستند، باد خورشیدی در داخل منظومه شمسی حرکت می‌کند و میدان‌های مغناطیسی را با خود حمل می‌کند. وقتی باد خورشیدی با میدان مغناطیسی زمین اندرکنش کند لایه‌های مرزی مغناطیسی گسترش می‌یابند. این مرزها در واقع

لایه‌های جریانی هستند که خطوط میدان تقریباً پاد موازی در آن شکل می‌گیرد و پدیده بازاتصالی مغناطیسی اتفاق می‌افتد [۱۱ و ۱۲]. از جمله اثرات مهم بازاتصالی مغناطیسی و ایجاد پلاسموئیدها یا جزایر مغناطیسی در تاج خورشید و در مغناطوپوز و در دنباله مغناطیسی زمین، شتاب‌دهی ذرات باردار به سمت جو زمین است.

ون و همکاران با شبیه‌سازی ذره در سلول شتاب‌گیری، الکترون‌ها را در طول بازاتصالی مغناطیسی پی‌درپی مورد مطالعه قرار دادند. آن‌ها نشان دادند بین تولید الکترون‌های پرانرژی و میدان الکتریکی بازاتصالی مغناطیسی ارتباط وجود دارد. الکترون‌های پرانرژی ابتدا در اطراف نقطه X و سپس زمانی که میدان الکتریکی بازاتصالی ساختاری دوقطبی دارد شتاب می‌گیرند. آن‌ها شواهدی مبنی بر این که شتاب ثانویه در مرحله بازاتصالی مغناطیسی بعدی رخ می‌دهد ارائه دادند [۱۳]. دهلین و همکاران شتاب‌گیری الکترون‌ها در بازاتصالی مغناطیسی بدون برخورد در شبیه‌سازی ذره در سلول (PIC) را در حضور میدان‌های هدایت^۳ غیرصفر بررسی کردند. در شبیه‌سازی آن‌ها عامل مهم در شتاب‌گیری الکترون‌ها میدان‌های الکتریکی موازی با میدان مغناطیسی بود [۱۴]. ونگ و همکاران با بررسی نقش عوامل مهمی همچون یک جزیره مغناطیسی ثانویه در شتاب‌گیری ذات باردار نشان دادند که افزایش میدان هدایت، سهم این جزایر را نسبت به سایر عوامل در شتاب‌گیری ذرات افزایش می‌دهد [۱۵]. مونیوز و بوشن دریافتند که پس از این که الکترون‌ها برای اولین بار در طول رشد خطی بازاتصالی مغناطیسی در حضور میدان هدایت شتاب گرفتند، در مرحله غیرخطی بازاتصالی مغناطیسی نیز به دلیل برهم‌کنش میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی مجدداً شتاب می‌گیرند [۱۶].

زنگ و همکاران با استفاده از شبیه‌سازی‌های جنبشی به بررسی فرایند شتاب‌گیری ذرات پرداختند و نشان دادند که شتاب‌گیری الکترون‌ها و پروتون‌ها در فرایند بازاتصالی مغناطیسی در حضور

۱. Magnetopause

۲. Magnetotail

۳. Guide fields

مغناطیسی تابع سکانت هایپربولیک برای میدان هدایت استخراج می شود و این توابع با شرایط تجربی نیز به طور کامل سازگار هستند. میدان مغناطیسی اولیه 4×10^{-4} تسلا، $d_i = c/\omega_{pi}$ نیم ضخامت لایه جریان و $d_i = c/\omega_{pi}$ طول لختی یون یا عمق پوسته یونی هستند که C سرعت نور و ω_{pi} بسامد پلاسمای یون است. $l_x = l_y = 18 d_i$ ابعاد جعبه شبیه سازی است. تعداد سلول های جعبه شبیه سازی در دو بعد $N_x \times N_y = 900 \times 300$ است و گام های فضایی به صورت $\Delta x = 0.02$ و $\Delta y = 0.06$ تنظیم شده اند. تعداد 27000000 ذره در شبیه سازی استفاده شده است. چگالی الکترون و پروتون $n = n_e (1 + \text{sech}^2((y - l_y/2)/\delta))$ که در آن چگالی اولیه الکترون و پروتون در دو حالت به ترتیب $4 \times 10^{12} m^{-3}$ ، $6 \times 10^{11} m^{-3}$ است. دمای همسانگرد الکترون ها و پروتون ها به ترتیب $3 \times 10^6 K$ و $7/5 \times 10^5 K$ است. نسبت جرم های نسبیتی پروتون ها به الکترون ها صد برابر است: $m_p/m_e = 100$. شرایط مرزی برای میدان ها و برای ذرات در جهت x دوره ای است و در جهت y امواج الکترومغناطیسی از مرز عبور می کنند درحالی که ذرات در مرزهای y بازتاب می کنند.

شایان ذکر است که چگالی پلاسمای تاج خورشیدی بسیار رقیق است و در بررسی پدیده های مورد بحث در این مقاله اثرات ناشی از نیروی میدان مغناطیسی غالب بر اثرات ناشی از نیروی برخورد بین ذرات است. لذا دوره تناوب لارموری بزرگتر از مدت زمان برخورد بین دو ذره است. از این رو، پلاسمای مورد بحث را بدون برخورد در نظر گرفته ایم.

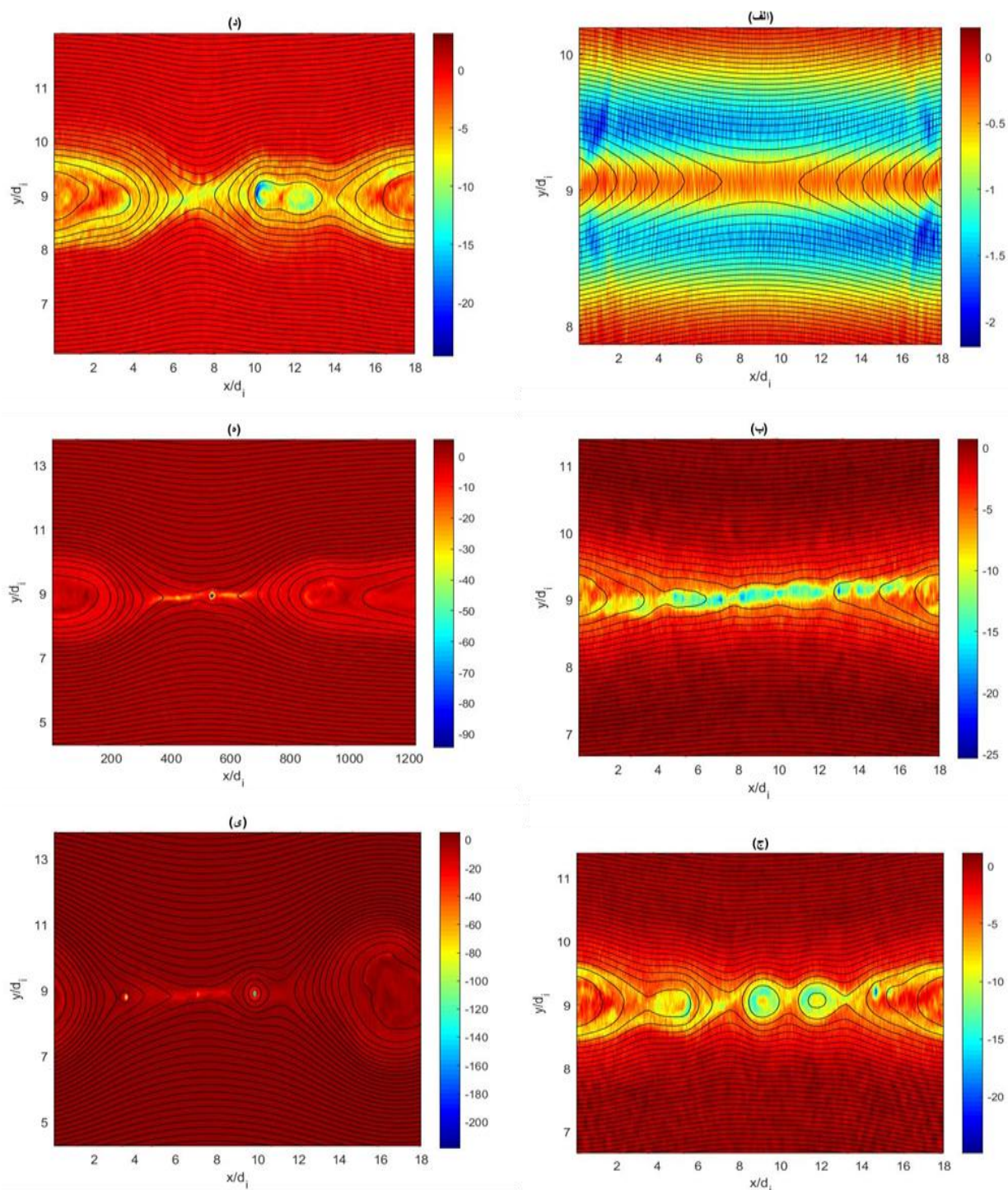
۳. نتایج شبیه سازی

در این مقاله از شبیه سازی دوبعدی ذره در سلول برای بررسی شتاب گیری ذرات باردار در حین شکل گیری و رشد ناپایداری پلاسموئیدی استفاده شد. از این رو، ابتدا تکامل ناپایداری پلاسموئیدی را از روی نمودار چگالی جریان الکتریکی مورد بررسی قرار می گیرد و سپس از طریق تابع توزیع ذرات در زمان های مختلف، رشد ناپایداری پلاسموئیدی شتاب گیری ذرات باردار نشان داده می شود.

میدان هدایت ضعیف به عوامل گوناگونی وابسته است. آن ها نشان دادند که در حالی که هم الکترون ها و هم پروتون ها در خروجی بازاتصال مغناطیسی تزریق می شوند، پروتون ها عمدتاً توسط میدان های الکتریکی عمود بر هم از طریق بازتاب های فرمی و الکترون ها توسط ترکیبی از میدان های الکتریکی عمود و موازی شتاب می گیرند [۱۷]. از طرفی مشاهدات متعدد، شتاب گیری ذرات باردار در نتیجه شکل گیری بازاتصال مغناطیسی و ناپایداری پلاسموئیدی را تأیید می کند. از جمله مطالعه ای که توسط چن و همکاران با استفاده از تلسکوپ رادیویی انجام شد که در آن فوران هایی که ناشی از پرتوهای الکترونی با انرژی های در حدود ده کیلو الکترون ولت بود، در یک جت خورشیدی مشاهده شد. این جت از ناحیه ای بسیار کوچک حدود 600 کیلومتر مربع که با محل بازاتصال مغناطیسی مطابقت داشت شتاب گرفته بودند. این انرژی، شتاب گیری الکترون ها را تا سرعت های نیمه نسبیتی تأیید می کند [۱۸]. همیش و کونتار سرعت پرتوهای الکترونی که در نتیجه بازاتصال مغناطیسی در تاج خورشید شتاب گرفتند را از 0.2 تا 0.6 سرعت نور مشاهده کردند [۱۹].

۲. جزئیات شبیه سازی

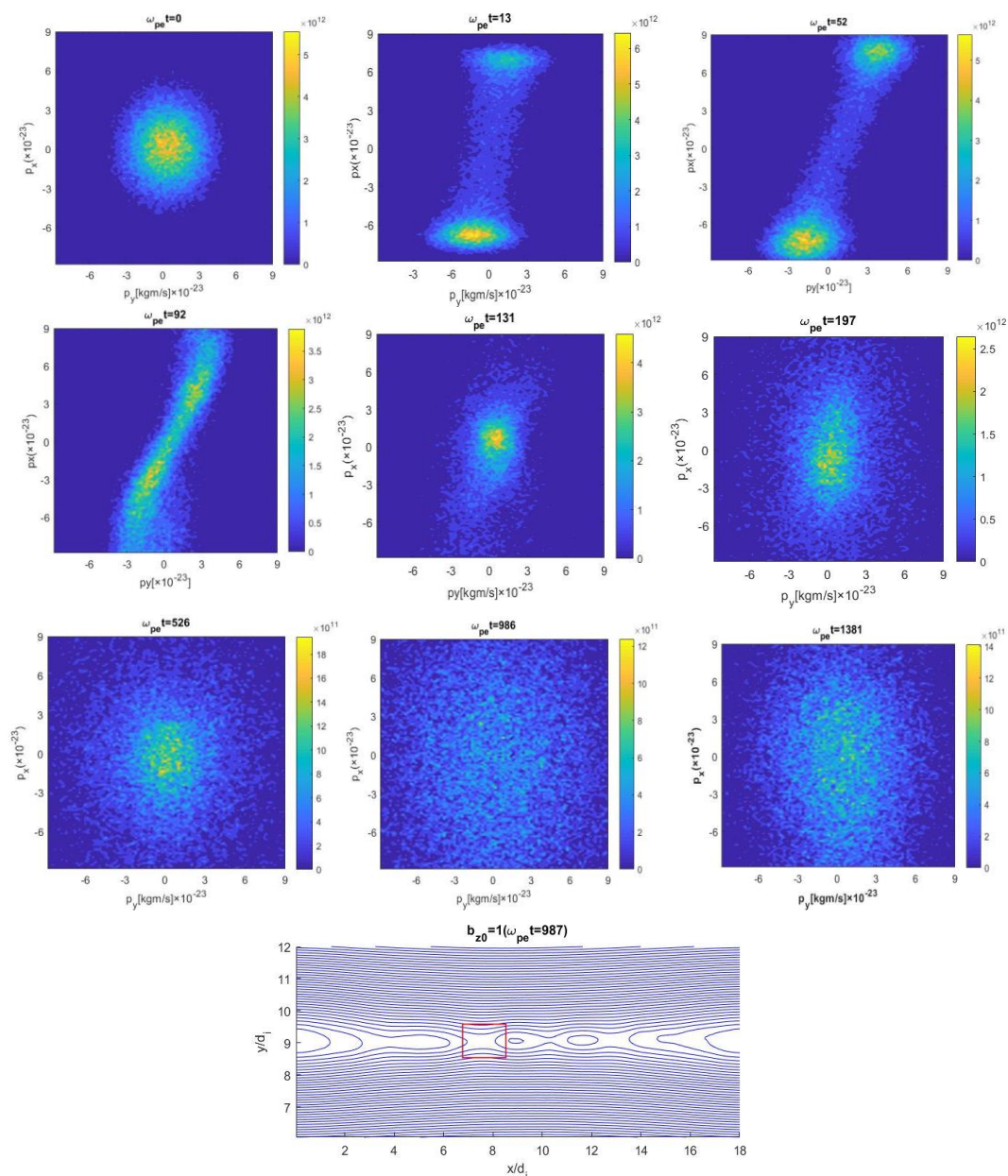
در این تحقیق از کد *EPOCH* استفاده شده است. این کد توسط شورای تحقیقات مهندسی و علوم فیزیکی در دانشگاه وارویک (Warwick) انگلستان نوشته و توسعه یافته است که در آن توزیع سرعت ذرات ماکسولی فرض شده است و از روش تفاضل محدود برای حل معادلات دیفرانسیل استفاده شده است. پلاسمای الکترون-پروتون بدون برخورد شبیه سازی می شود و ساختار میدان مغناطیسی اولیه به صورت زیر تعریف شده است $B = B_z \tanh((y - l_y/2)/\delta) \hat{e}_x + b_z \text{sech}((y - l_y/2)/\delta) \hat{e}_z$ که در آن B_z و b_z به ترتیب دامنه میدان مغناطیسی اولیه و میدان هدایت هستند. لازم به ذکر است تابع تانژانت هایپربولیک برای میدان مغناطیسی اولیه در واقع پاسخ معادله دیفرانسیلی است که از حل معادله حرکت پس از انجام عملیات ریاضی وسیعی بدست آمده است و از شرط تساوی میدان های



شکل ۱. تحول زمانی مولفه قائم چگالی جریان الکتریکی (j_z) همراه با تصویر خطوط میدان مغناطیسی در زمان‌های مختلف: (الف) $\omega_{pe}t = 40$ ، (ب) $\omega_{pe}t = 75$ ، (ج) $\omega_{pe}t = 1145$ ، (د) $\omega_{pe}t = 1618$ ، (ه) $\omega_{pe}t = 2132$ ، (و) $\omega_{pe}t = 2724$ در حضور دامنه میدان هدایت غیریکنواخت $b_z = 1$.

میدان هدایت $b_z = 1$ است. بازاتصال مغناطیسی در $\omega_{pe}t = 40$ ایجاد می‌شود و سپس لایه جریان الکتریکی کشیده می‌شود و در $\omega_{pe}t = 75$ چهار نقطه x ثانویه ایجاد شده‌است.

در شکل ۱ تحول زمانی مولفه قائم چگالی جریان الکتریکی (j_z) عمود بر صفحه بازاتصال در زمان‌های $\omega_{pe}t = 40, 75, 1145, 1618, 2132, 2724$ به همراه خطوط میدان مغناطیسی نشان داده شده است، در حالی که دامنه



شکل ۲. تابع توزیع الکترون‌ها در اطراف نقطه x در شبیه‌سازی در زمان‌های $\omega_{pe} t = 0, 13, 52, 92, 131, 197, 526, 986, 1381$.

متعدد تایید می‌کنند که تابع توزیع اولیه ذرات باردار شتاب گرفته، به صورت تابع توزیع ماکسولی است. فنگ و همکاران با استفاده از داده‌های کروئوگرافی از یک جت خورشیدی که توسط یک فضاپیما بدست آمده بود و مقایسه توزیع روشنایی جت با یک الگوی جنبشی ذرات، دریافتند که توزیع اولیه سرعت الکترون‌ها با توزیع ماکسولی مطابقت دارد. شکل ۲، تابع توزیع ماکسولی الکترون‌ها را در شبیه‌سازی با دامنه میدان هدایت $b_{z0} = 1$ در محدوده $7/6 \leq x/d_i \leq 9/11$ و $8/3 \leq y/d_i \leq 9/5$ از ابتدای شبیه‌سازی تا هنگام ناپدید شدن نقطه x را نشان می‌دهد. محور افقی برحسب P_y

در ادامه جزایر مغناطیسی با روند کندی با یک‌دیگر ترکیب می‌شوند. در نقطه O (نقطه تحذب پلاسموئیدها) و در مرحله رشد غیرخطی شدت چگالی جریان الکتریکی کمتر از 10 A/m^2 است. در ادامه، شتاب‌گیری الکترون‌ها در حین شکل‌گیری و رشد ناپایداری پلاسموئیدی در تاج خورشید در اطراف نقطه x و همچنین در کل لایه جریان الکتریکی مورد مطالعه قرار می‌گیرد. تحلیل نمودار تابع توزیع الکترون‌ها در فضای فاز x و y و نیز نمودار تابع توزیع فراوانی مولفه‌های سرعت الکترون‌ها که در ادامه آمده است می‌تواند درک خوبی از الکترون‌های شتاب‌دار به ما بدهد. مطالعات و بررسی‌های

می‌دهد. در لحظه $\omega_{pe}t = 9.87$ (آشکارشدن بازاتصال مغناطیسی) و در جهت X ، ۹۰ درصد از الکترون‌ها به سرعت $0.2 \times 10^8 \text{ m/s}$ رسیده‌اند و با گذشت زمان سرعت تعداد کمتری از الکترون‌ها (حدود ۵ درصد) در جهت X افزایش ۹ برابری یافته است و به مقدار $1.8 \times 10^8 \text{ m/s}$ رسیده است. در جهت Z رفتار تقریباً مشابهی مشاهده می‌شود و تابع توزیع در شکل‌های بالا نیز همین نتایج را تایید می‌کند. شکل ۵، نمودار فروانی مولفه‌های سرعت V_x و V_z پروتون‌ها را در دو جهت و در سه زمان 9.87 ، 27.63 ، $\omega_{pe}t = 0$ نشان می‌دهد. پروتون‌ها به دلیل سنگینی شتاب کمتری بدست می‌آورند و در بهترین شرایط زمانی به 0.1 سرعت الکترون‌ها می‌رسند.

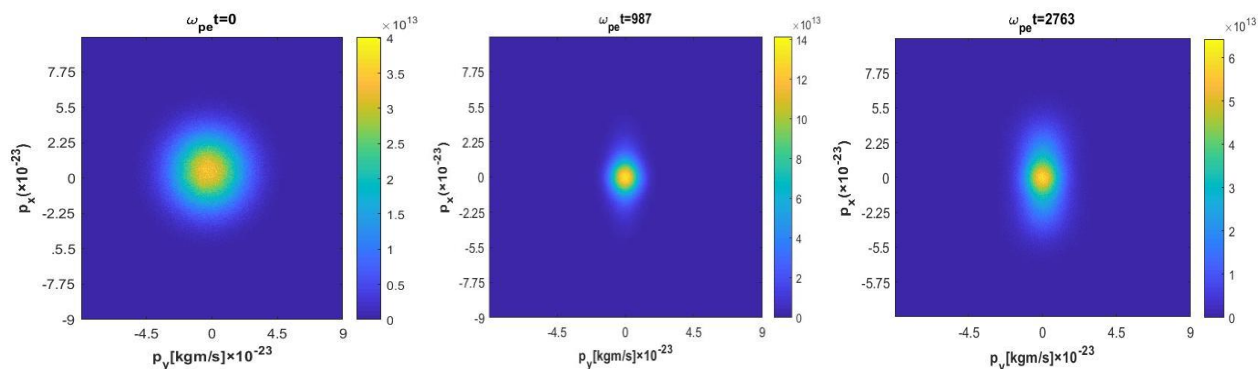
۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله از شبیه‌سازی دو بعدی ذره در سلول برای بررسی شتاب‌گیری ذرات در فرآیند شکل‌گیری و رشد ناپایداری پلاسموئیدی بدون برخورد در تاج خورشیدی استفاده شد. پارامترهای اساسی پلازما همچون چگالی ذرات، دمای الکترون‌ها و پروتون‌ها، میدان مغناطیسی و ... منطبق با شرایط واقعی تاج خورشید که از رصد ماهواره‌ها بدست آمده است تنظیم شد. در زمان‌های اولیه، فرایند بازاتصال مغناطیسی در لایه جریان الکتریکی ایجاد می‌شود با کشیده شدن لایه جریان الکتریکی، بازاتصال مغناطیسی منجر به ایجاد ناپایداری پلاسموئیدی می‌شود. پلاسموئیدها در مراحل رشد خطی و غیر خطی با یک دیگر ترکیب می‌شوند و پلاسموئیدهای بزرگتر ایجاد می‌شوند. باز اتصالی مغناطیسی و ناپایداری پلاسموئیدی از جمله پدیده‌های اساسی هستند که می‌توانند باعث شتاب‌گیری ذرات باردار در محیط پلازما شوند. در این مقاله نشان داده شد پدیده‌های مهمی همچون نوسانات گذرای مولفه‌های میدان‌های الکتریکی و مغناطیس اطراف لایه جریان باعث افزایش تعداد الکترون‌های تشدید (با سرعت برابر با سرعت فاز) می‌شوند و این پدیده عامل مهمی در شتاب‌دهی به ذرات باردار در زمان‌های اولیه رشد ناپایداری پلاسموئیدی در محدوده نقطه X است به گونه ای که می‌تواند سرعت برخی از الکترون‌ها را به $1 \times 10^8 \text{ m/s}$ برساند.

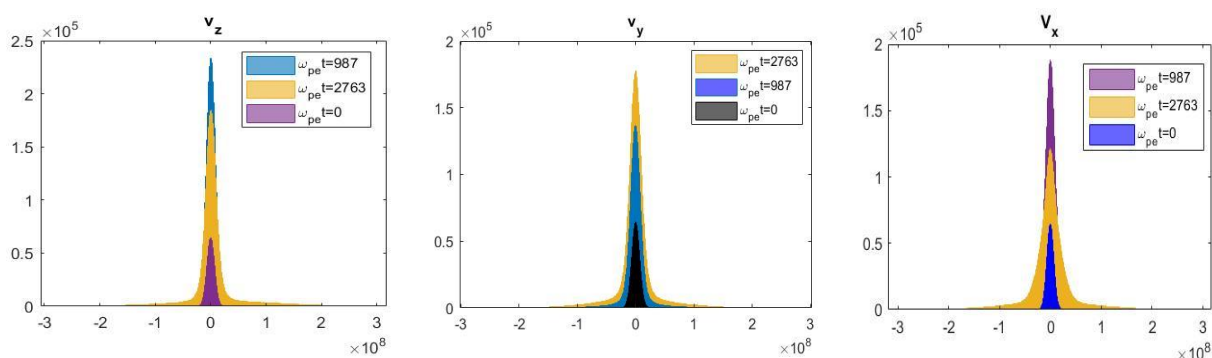
(اندازه حرکت خطی در راستای Y) و محور عمودی برحسب P_x (اندازه حرکت خطی در راستای X) است. محدوده نقطه X در تصویر پایین در شکل ۲ مشخص شده است. در زمان حدود $\omega_{pe}t = 9.86$ ($15 \mu\text{s}$) که بازاتصال مغناطیسی در محدوده ذکر شده به طور کامل آشکار می‌شود، مشاهده می‌کنیم که تابع توزیع بیشترین پهن‌شدگی را در هر دو جهت X و Y بدست آورده است و کسری از ذرات افزایش سرعت داشته‌اند. اما ذرات کمی توانسته‌اند به محتمل‌ترین سرعت برسند. با گذشت زمان، جهت‌گیری سرعت ذرات در جهت X افزایش می‌یابد و تعداد ذراتی که به سرعت‌های بالاتر می‌رسند نیز افزایش می‌یابد. در زمان‌های ابتدایی تابع توزیع ماکسولی تحت تاثیر نوسانات گذرای مولفه‌های میدان الکتریکی اطراف لایه جریان قرار می‌گیرد و الکترون‌های تشدید که سرعت آن‌ها برابر با سرعت فاز است افزایش می‌یابند و در تابع توزیع شیب مثبت ایجاد می‌کنند که به صورت قله دوم ملاحظه می‌شود. البته با میرا شدن این امواج تابع توزیع نیز رفتار متعارفی بدست می‌آورد. شهرکی پور و حسین پور با بررسی دقیق این نوسانات نشان دادند که جنس این نوسانات از جنس امواج شناخته شده الکترومغناطیسی و الکتروستاتیکی پلازما است. قله دوم باعث شده است که تعداد ذرات زیادی در همان زمان‌های کم به سرعت‌های بالای $1 \times 10^8 \text{ m/s}$ برسند، البته با گذشت زمان تعداد این ذرات کاهش می‌یابد.

شکل ۳، تابع توزیع الکترون‌ها را در محدوده کل صفحه ناپایداری پلاسموئیدی در سه زمان مختلف نشان می‌دهد. محور افقی برحسب P_y (اندازه حرکت خطی در راستای Y) و محور عمودی برحسب P_x (اندازه حرکت خطی در راستای X) است. درکل صفحه بازاتصال قله تابع توزیع در زمان $\omega_{pe}t = 9.87$ به بیشترین مقدار خود می‌رسد و البته ذرات در جهت X سوق می‌یابند (در جهت تشکیل ناپایداری پلاسموئیدی در لایه جریان الکتریکی). در زمان‌های پایانی کسری از ذرات به سرعت $0.3 \times 10^8 \text{ m/s}$ رسیده‌اند. نمودار فراوانی یک نمایش گرافیکی است که برای تخمین توزیع احتمال یک متغیر استفاده می‌شود.

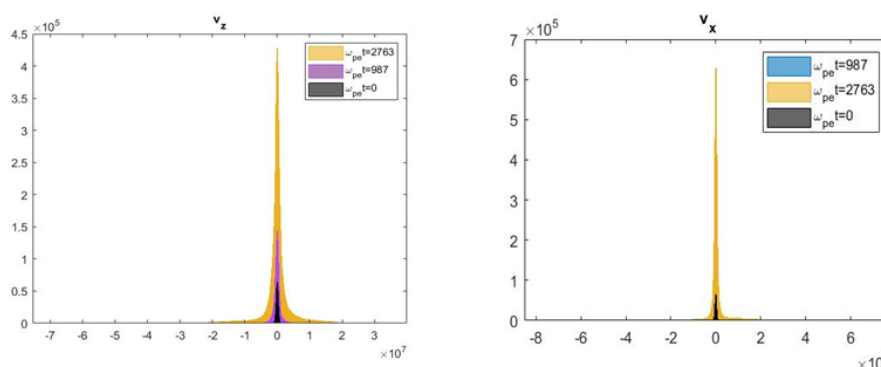
شکل ۴، تابع توزیع فراوانی مولفه‌های مختلف سرعت را نشان



شکل ۳. تابع توزیع کل الکترون‌ها در سه زمان $\omega_{pe} t = 0, 987, 2763$



شکل ۴. تابع توزیع فراوانی مولفه‌های سرعت الکترون‌ها در سه زمان مختلف $\omega_{pe} t = 0, 987, 2763$



شکل ۵. تابع توزیع فراوانی سرعت پروتون‌ها در جهات v_z و v_x در سه زمان مختلف $\omega_{pe} t = 0, 987, 2763$

گذشت زمان سرعت تعداد کمتری از الکترون‌ها (حدود ۵ درصد) در همین راستا افزایش ۹ برابری یافته و به مقدار $1/8 \times 10^8 \text{ m/s}$ دست یافته‌اند. این نمودار همچنین نشان می‌دهد ناپایداری پلاسموئیدی پدیده‌ی اساسی در شتاب‌دهی به ذرات باردار سنگین‌تر مانند پروتون‌ها است. نتایج این تحقیق رصدهای متعدد از شتاب‌گیری ذرات باردار از تاج خورشید را تایید می‌کند و نشان می‌دهد فزاینده بازاتصال مغناطیسی می‌تواند در دو مرحله که به آن اشاره شد الکترون‌ها را به سرعت‌های نسبی و نیمه نسبی برساند.

ناپایداری پلاسموئیدی باعث شده است ذرات باردار الکترونی در جهت محور x یعنی جهتی که لایه جریان الکتریکی در آن جهت دچار ناپایداری پلاسموئیدی شده است، شتاب یابند. ناپایداری پلاسموئیدی همچنین باعث می‌شود تعداد ذرات بیشتری در زمان‌های پایانی به سرعت‌های $0.3 \times 10^8 \text{ m/s}$ دست یابند. نمودار فراوانی مولفه‌های سرعت ذرات نشان می‌دهد ناپایداری پلاسموئیدی باعث شده است در هنگام آشکارشدن بازاتصال مغناطیسی در جهت x ، ۹۰ درصد از الکترون‌ها به سرعت $0.2 \times 10^8 \text{ m/s}$ برسند. همچنین با

۵. مراجع

1. L Chen, *et al.*, *Nature Physics* **4**, 1 (2008) 19.
2. L Comisso, and L Sironi *Physical Review Letters* **121**, 25 (2018) 255101.
3. G Zank and O Verkhoglyadova, *Space Science Reviews*, **130** (2007) 255.
4. B Cerutti, *et al.*, *The Astrophysical Journal* **770**, 2 (2013) 147.
5. J Birn, and E Priest, Cambridge University Press (2007).
6. M Yamada, R Kulsrud, and H Ji, *Reviews of Modern Physics* **82** (2010) 08543.
7. W Gonzalez and E Parker, *Astrophysics and space science library* **427** (2016) 542.
8. S Markidis *et al.*, *Nonlin. Processes Geophys.* **19** (2012) 145.
9. N Loureiro, *et al.*, *Phys. Plasmas* **14** (2007) 100703.
10. P Cargill, *et al.*, *Space Sci Rev* **173** (2012) 223.
11. S Feng, *et al.*, *The Astrophysical Journal* **753** (2012) 21.
12. M Yamada and J Yoo, *Nature communication* **5** (2014) 4774.
13. W Wan, *et al.*, *Physics of Plasmas* **15**, 3 (2008).
14. J Dahlin, *et al.*, *Physics of Plasma* **21**, 9 (2014).
15. H Wang, *et al.*, *Physics of Plasmas* **24**, 5 (2017).
16. P Muñozv and J Buechner, *The Astrophysical Journal* 864, 1 (2018) 92.
17. Q Zhang, *et al.*, *arXiv preprint arXiv* (2404) 08807.
18. B Chen, *et al.*, *The Astrophysical Journal* **866**, 1 (2018) 62.
19. H Reid, E Kontar, *The Astrophysical Journal* **867**, 2 (2018) 158.
20. L Feng, *et al.*, *Astronomy & Astrophysics* **1**, 538 (2012) A34.
21. M Shahraki Pour, and M Hosseinpour, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences* **8** (2022) 802898.