



بررسی امواج الکترومغناطیسی پلاسما در روند شکل‌گیری و رشد ناپایداری پلاسموئیدی

در تاج خورشید در دو حالت $\omega_{ce} \gg \omega_{pe}$

مهدی شهرکی پور* ، و محبوب حسین پور

دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز

پست الکترونیکی: mahdishp@tabrizu.ac.ir

(دریافت مقاله: ۱۴۰۱/۲/۱۹؛ دریافت نسخه نهایی: ۱۴۰۱/۳/۱۳)

چکیده

در این مقاله با استفاده از شبیه‌سازی دو بعدی ذره در سلول ناپایداری پلاسموئیدی بدون برخورد، امواج ایجاد شده در حین شکل‌گیری و رشد پلاسموئیدها در تاج خورشید مورد بررسی قرار می‌گیرد. بازاتصال مغناطیسی به عنوان یک پدیده اساسی در تبدیل انرژی مغناطیسی به انرژی گرمایی و شتاب‌دار کردن ذرات باردار در فضا و پلاسماهای اخترفیزیکی شناخته می‌شود. در این پدیده، انرژی مغناطیسی ذخیره شده به صورت ناگهانی به شکل جت‌های پلاسمایی و شتاب ذرات غیر حرارتی و ذرات باردار نسبتی آزاد می‌شود. در سامانه‌های بزرگی مانند سامانه‌های خورشیدی که طول لایه جریان بسیار بیشتر از ضخامت آن است، لایه جریان در چندین نقطه قطع می‌شود و لایه‌های جریان چندگانه تشکیل می‌شود، بنابراین بازاتصال مغناطیسی در چندین نقطه رخ می‌دهد و زنجیره‌ای از پلاسموئیدها در اطراف نقاط شکل می‌گیرند. پلاسموئیدها در مراحل رشد خطی و غیر خطی با یکدیگر ادغام می‌شوند و پلاسموئیدهای بزرگ‌تر ایجاد می‌شوند. شتاب‌گیری ذرات باردار به سمت جو زمین از مهم‌ترین پیامدهای بازاتصال مغناطیسی و ایجاد پلاسموئیدها در تاج خورشیدی و نیز در مغناطوپوز (مرز مغناطیسی) و در دنباله مغناطیسی زمین است. مطالعه مؤلفه‌های میدان الکتریکی شتاب دهنده به ذرات از اهمیت بالایی در شناخت این ذرات باردار برخوردار است. تحلیل فوریه مؤلفه‌های میدان الکتریکی انواع مختلفی از امواج الکترومغناطیسی و الکتروستاتیکی را در دو حالت $\omega_{ce} < \omega_{pe}$ و $\omega_{ce} > \omega_{pe}$ در حین شکل‌گیری و رشد ناپایداری پلاسموئیدی نشان می‌دهند. تحلیل فوریه آشکار می‌کند دو موج الکترو مغناطیسی با قطبش‌های راست‌گرد و چپ‌گرد و نیز موج سوت‌زن موازی با میدان مغناطیسی اولیه و امواج عادی و غیر عادی و مغناطو صوتی عمود با میدان مغناطیسی اولیه منتشر می‌شوند.

واژه‌های کلیدی: امواج پلاسما، بازاتصال مغناطیسی، ناپایداری پلاسموئیدی، تاج خورشیدی، شبیه‌سازی ذره در سلول.

۱. مقدمه

پلاسمای اخترفیزیکی شناخته می‌شود [۱-۳]. در این پدیده انرژی مغناطیسی ذخیره شده به طور ناگهانی به صورت جت‌های شدید پلاسما و شتاب ذرات غیر گرمایی و شتاب

بازاتصال مغناطیسی به عنوان یک پدیده اساسی در تبدیل انرژی مغناطیسی به انرژی گرمایی و شتاب ذرات در فضا و

مرزی مغناطیسی توسعه می‌یابد. این مرزها در واقع لایه‌های جریانی هستند که خطوط میدان تقریباً پاد موازی در آن شکل می‌گیرد و باز اتصالی مغناطیسی اتفاق می‌افتد. لایه جریانی هم در روز در مغناطوپوز^۲ مشاهده می‌شود و هم در شب در در دنباله مغناطیسی زمین (جایی که مغناطیس کره بسیار فراتر از جسم نجومی امتداد دارد) مشاهده می‌شوند [۸ و ۹]. از جمله اثرات مهم بازاتصالی مغناطیسی و ایجاد پلاسموئیدها یا جزایر مغناطیسی در تاج خورشید و در مغناطوپوز (مرز مغناطیسی) و در دنباله مغناطیسی زمین شتاب‌دهی ذرات باردار به سمت جو زمین است.

نوسانات الکترواستاتیک و الکترومغناطیسی در بازاتصالی مغناطیسی هم در در فضا و هم در آزمایشگاه شناسایی شده است و در توافق با پیش‌بینی‌های عددی مشخص شد که نوسانات الکترواستاتیک در لبه پایین لایه جریانی به حداکثر می‌رسد، در حالی که نوسانات الکترومغناطیسی در مرکز لایه جریانی به اوج می‌رسند [۱۰]. در ناحیه بازاتصالی طیف بسامد اندازه‌گیری شده نشان می‌دهد که بیشتر نوسانات در محدوده بسامد هیبریدی پایین اتفاق می‌افتد و نیز ارتباطی بین دامنه موج و نرخ بازاتصالی سریع در رژیم کم چگالی پیدا شده است [۱۱].

در یک آزمایش بازاتصالی مغناطیسی که توسط گکلمن و استنزل (۱۹۸۱) انجام شد و در آن الکترون‌ها مغناطیسی شده و یون‌ها نامغناطیده بودند و تفاوت در مدار ژيروسکوپی یون و الکترون ایجاد شده بود، امواج یون صوتی در پلاسما الکترونی داغ $T_e > T_i$ مشاهده شد و مقاومت غیر طبیعی مشاهده شده به آنها نسبت داده شد [۱۲]. کوچیما و همکاران (۱۹۹۷) شکل موج مدوله شده را که حاوی ترکیبی از قطبش موازی و عمود نسبت به میدان مغناطیسی محیط است مشاهده کردند. در دنباله مغناطیسی زمین بسامد هیبریدی بالا تقریباً برابر با بسامد پلاسما الکترون است؛ زیرا بسامد سیکلوترون الکترون بسیار کمتر از بسامد پلاسما الکترون است [۱۳]. قطبش اطلاعات مفیدی برای دسته‌بندی حالت موج می‌دهد. امواج قطبش موازی گزارش شده توسط کوچیما و همکاران

ذرات نسبیته آزاد می‌شود [۴ و ۵]. 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 [۲].

اندرکنش خطوط میدان مغناطیسی منجر به شکل‌گیری لایه جریانی الکترونیکی در نزدیک یک نقطه خنثی (نقطه x) می‌شود، خطوط نیرو در لایه جریانی می‌توانند شکسته و مجدد متصل شوند. در بازاتصالی مغناطیسی خطوط میدان مغناطیسی به صورت مخالف جهت‌گیری شده‌اند [۲]. در سامانه‌های بزرگی مانند سامانه‌های خورشیدی که طول لایه جریانی بسیار بیشتر از ضخامت آن است، لایه جریانی تحت تأثیر حرکت پیچیده فوتوسفریک یا اختلالات خارجی قرار می‌گیرد. این ناپایداری شدید پلاسما منجر به تجزیه، تکه تکه شدن و تشکیل لایه‌های جریانی چندگانه می‌شود. بنابراین بازاتصالی مغناطیسی در چندین نقطه x رخ می‌دهد و جزایر مغناطیسی ثانویه یا پلاسموئیدها ظاهر می‌شوند [۶ و ۷]. از نظر مغناطوهیدرودینامیک، اگر عدد لوندکوئیست (نسبت مقیاس زمانی موج آلفن به مقیاس زمانی انتشار مقاومت) از 10^4 بیشتر شود، زنجیره‌ای از پلاسمائیدها در یک لایه جریانی الکترونیکی کشیده تشکیل می‌شود [۶]. شواهد تجربی وجود پلاسمائیدها یا جزایر مغناطیسی را در دستگاه‌های تحقیقاتی گداخت پلاسما تأیید می‌کند که نمونه تجربی بازاتصالی مغناطیسی، بازاتصالی دندان اره‌ای در توکامک است. بازاتصالی مغناطیسی و پلاسمائیدها در تاج خورشیدی و در حد بین میدان مغناطیسی زمین و بادهای خورشیدی و نیز دنباله مغناطیسی زمین مشاهده شده است. زبانه‌های خورشیدی منشأ 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

۲. Magnetopause

۱. Magnetotail

چگالی پلاسما است [۱۹].

در این مقاله امواج الکترومغناطیسی و الکتروستاتیکی مختلف را که در حین شکل گیری و رشد ناپایداری پلاسموئیدی در تاج خورشید ایجاد می شوند به منظور شناخت هر چه بهتر ذرات شتاب گرفته به جو زمین مورد بررسی قرار می دهیم. بدین منظور از شبیه سازی ذره در سلول دوبعدی استفاده می کنیم.

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:

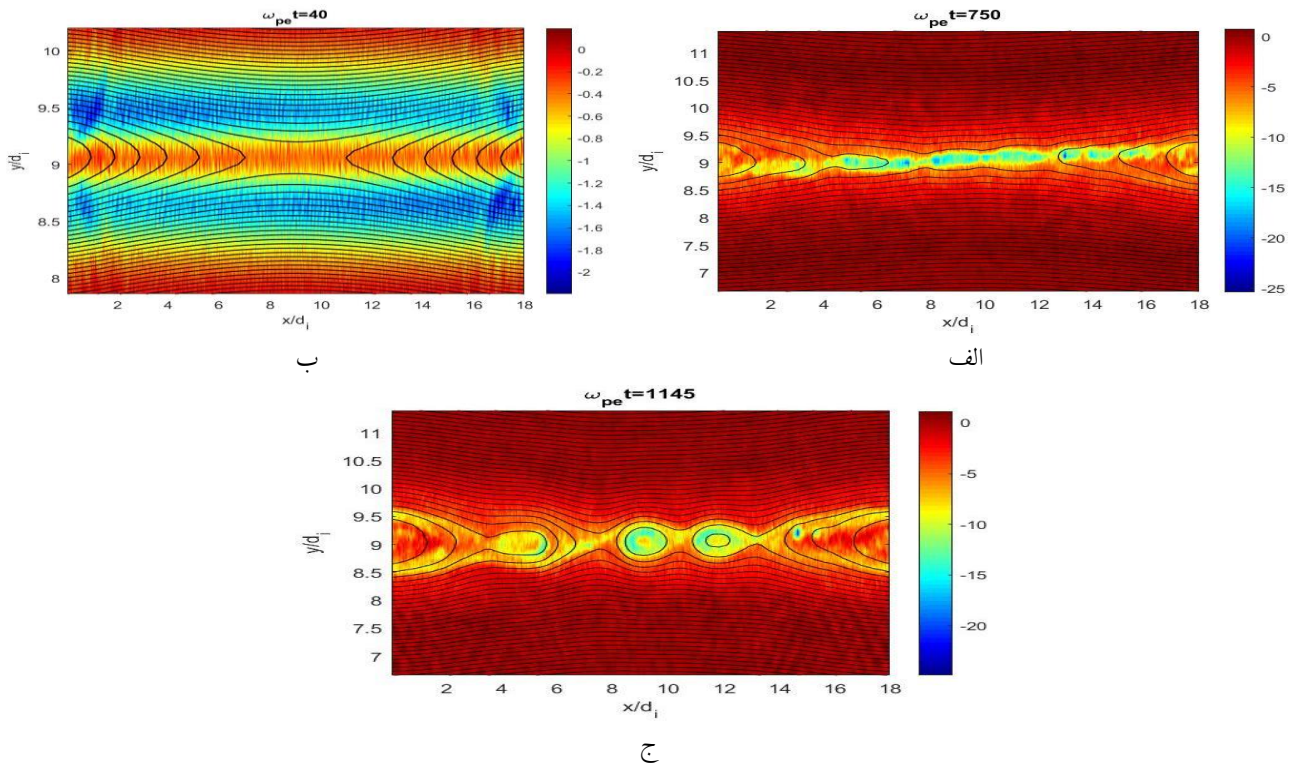
$$B = B_0 \tanh((y - l_y/2)/\delta) \hat{e}_x + b_z \operatorname{sech}((y - l_y/2)/\delta) \hat{e}_z$$

که B_0 و b_z به ترتیب دامنه میدان مغناطیسی اولیه و میدان هدایت هستند [۲]. لازم به ذکر است تابع تانژانت هیپربولیک برای میدان مغناطیسی اولیه در واقع پاسخ معادله دیفرانسیلی است که از حل معادله حرکت پس از انجام عملیات ریاضی گسترده به دست آمده است و از شرط تساوی میدان های مغناطیسی تابع سکانت هیپربولیک، برای میدان هدایت استخراج می شود. این توابع با شرایط تجربی نیز به طور کامل سازگار هستند. میدان مغناطیسی اولیه 4×10^{-4} تسلا و $\delta = 0.5 di$ نیم ضخامت لایه جریان است و $di = c/\omega pi$ طول لختی یون یا عمق پوسته یونی است که c سرعت نور و ωpi بسامد پلاسمایی یون است. $l_x = l_y = 18 di$ ابعاد جعبه شبیه سازی است. تعداد سلول های جعبه شبیه سازی در دو بعد $N_x \times N_y = 900 \times 300$ است. 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.

حضور امواج لانگمویر را واضح تر از موج های هیبریدی بالا نشان می دهد. مشاهدات اخیر فضایی و شبیه سازی های رایانه ای نشان داده است که بازاتصال مغناطیسی با نوع دیگری از امواج الکترواستاتیک دامنه بزرگ همراه است. این امواج که در ابتدا توسط گنوتیل در مرزهای لایه پلاسما مشاهده شد به وضوح نشان می دهد که اندرکنش موج-الکترون به خوبی به مرحله غیر خطی پیش می رود [۱۴]. هوبا و همکاران (۱۹۸۰) نشان داد که سوق هیبریدی پایین در یک پلاسما با β بالا در لبه های دور از مرکز یک لایه جریان قرار دارد و این بسامدی از مرتبه $(\omega_{ce}\omega_{ci})^{1/2}$ دارد [۱۵]. چاستون و همکاران (۲۰۰۹) از طریق مشاهدات فضایی چند نقطه ای، یک مورد بازاتصال مغناطیسی میدان هدایت را رصد کردند که امواج جنبشی آلفون نقش مهمی در تسهیل آن داشته است [۱۶]. امواج در مجاورت نقطه x مشخص شده و به بیرون گسیل می شوند. آنها بیان کردند که یون های در مجاورت نقطه x از طریق جفت شدگی بین سوق گرادیان یون ها و حرکت یون در میدان موج، در معرض انتشار فضایی قرار خواهند گرفت. وقوع تقریباً همزمان دو نوع امواج حالت سوت زن در منطقه بازاتصال مغناطیسی حال گزارش شده است. نوع اول در ناحیه انباشته مغناطیسی پایین دست مشاهده می شود و در امتداد خطوط میدان به پایین دست انتشار می یابد و احتمالاً توسط ناهمسانگردی دمای الکترون تولید می شود. نوع دوم که به سمت خط x منتشر می شود در اطراف ناحیه جدا کننده وجود دارد و احتمالاً توسط ناپایداری سوت زن ساطع شده از پرتو الکترون ایجاد می شود [۱۷]. وکس و من (۲۰۰۶) بسته های موج سوت زن که در امتداد حلقه های مغناطیسی منتشر می شوند را رصد کرده و نشان دادند که تولید موج سوت زن به زوایای انتشار با میدان مغناطیسی اولیه وابسته است [۱۸]. لروسا و همکاران (۲۰۲۲) گزارش هایی از مشاهده امواج لانگمویر و امواج غیر عادی الکترومغناطیسی مرتبط با خصوصیت مغناطیسی تاج و بادهای خورشیدی ارائه دادند و بیان کردند که ماهیت این امواج به شدت مرتبط با

۱. Lower-hybrid-drift instability (LHDI)

۲. Whistler waves



شکل ۱. تکامل زمانی مؤلفه قائم چگالی جریان الکتریکی همراه با تصویر خطوط میدان مغناطیسی در زمان‌های مختلف: $\omega_{pe} t = 40, 750, 1145$ ، در حضور دامنه میدان هدایت غیریکنواخت $b_z = 1$.

۳. نتایج شبیه‌سازی

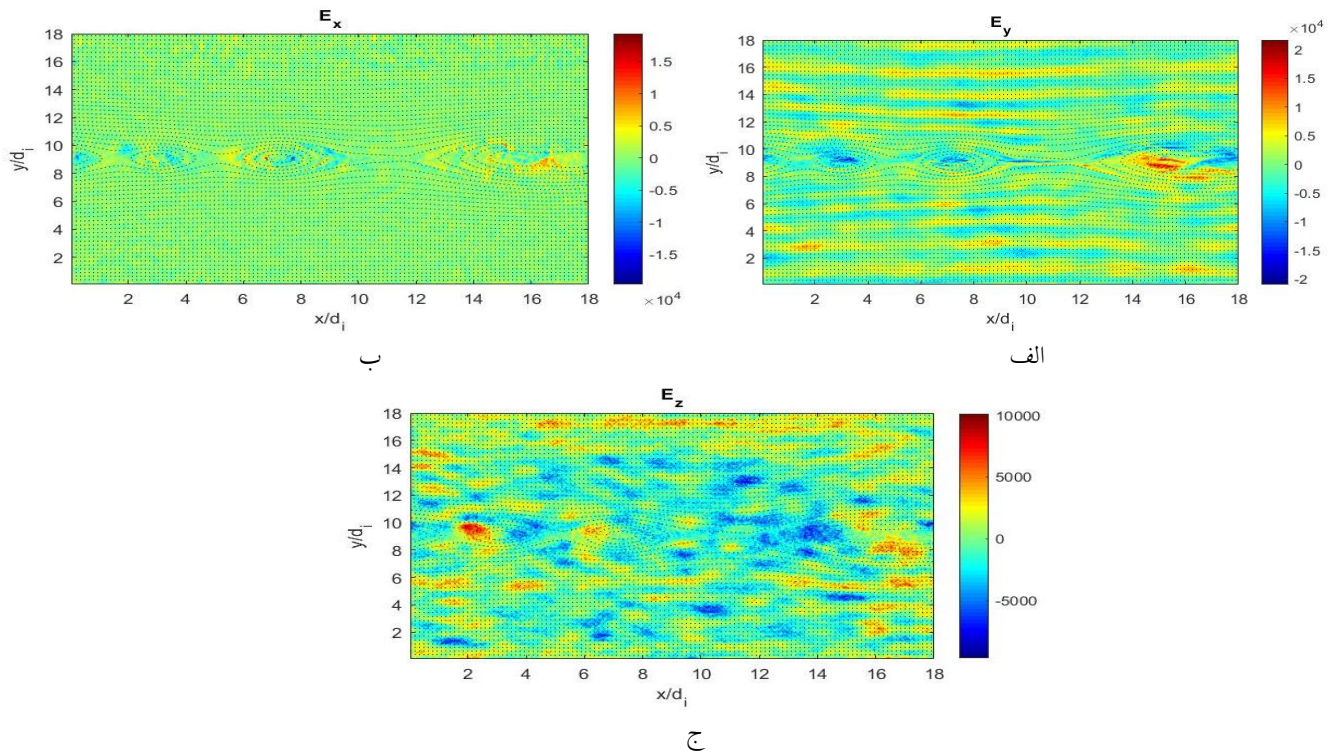
در این مقاله از شبیه‌سازی دوبعدی ذره در سلول برای بررسی انواع امواج پلاسمایی ایجاد شده در حین شکل‌گیری، رشد و ادغام پلاسموئیدها در دو حالت $\omega_{ce} / \omega_{pe} < 1$ و $\omega_{ce} / \omega_{pe} > 1$ استفاده شده است و تحلیل فوریه مؤلفه‌های مختلف میدان الکتریکی انجام می‌شود.

شکل ۱ تکامل زمانی مؤلفه قائم چگالی جریان الکتریکی را در تاج خورشیدی از مرحله شروع بازاتصال مغناطیسی تا تشکیل و رشد پلاسموئیدها نشان می‌دهد. خطوط میدان مغناطیسی در شکل اضافه شده‌اند، ادغام پلاسموئیدهای کوچک با یکدیگر پلاسموئید بزرگ‌تر را ایجاد می‌کند.

شکل ۲ اختلالاتی را که در $t\omega_{pe}$ کم، از لایه جریان الکتریکی سرچشمه می‌گیرند و به صورت قائم با لایه جریان سرتاسر محور y منتشر می‌شوند، نشان می‌دهد. شدت این امواج گذرا در مؤلفه z و y بیشتر از مؤلفه x است.

چگالی الکترون و پروتون $n = n_0 (1 + \text{sech}^2((y - l_y/2)/\delta))$ که در آن چگالی اولیه الکترون و پروتون در دو حالت به ترتیب $4 \times 10^{12} m^{-3}$ و $6 \times 10^{11} m^{-3}$ است. دمای همسانگرد الکترون‌ها و پروتون‌ها به ترتیب $3 \times 10^6 K$ و $7/5 \times 10^5 K$ است. نسبت جرم‌های نسبی پروتون‌ها به الکترون‌ها صد برابر است $m_p/m_e = 100$. شرایط مرزی برای میدان‌ها و برای ذرات در جهت x دوره‌ای است و در جهت y امواج الکترومغناطیسی از مرز عبور می‌کنند، در حالی که ذرات در مرزهای y بازتاب می‌کنند.

گفتنی است چگالی پلاسمای تاج خورشیدی بسیار رقیق است و در بررسی پدیده‌های مورد بحث در این مقاله آثار ناشی از نیروی میدان مغناطیسی غالب بر آثار 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 گرفته‌ایم.



شکل ۴. امواج پایدار درون لایه جریان در زمان $\omega_{pet} = 820$ در مؤلفه‌های میدان الکتریکی در حضور دامنه میدان هدایت غیریکنواخت $bz_0 = 0/5$ همراه با خطوط میدان مغناطیسی.

غالب می‌شود.

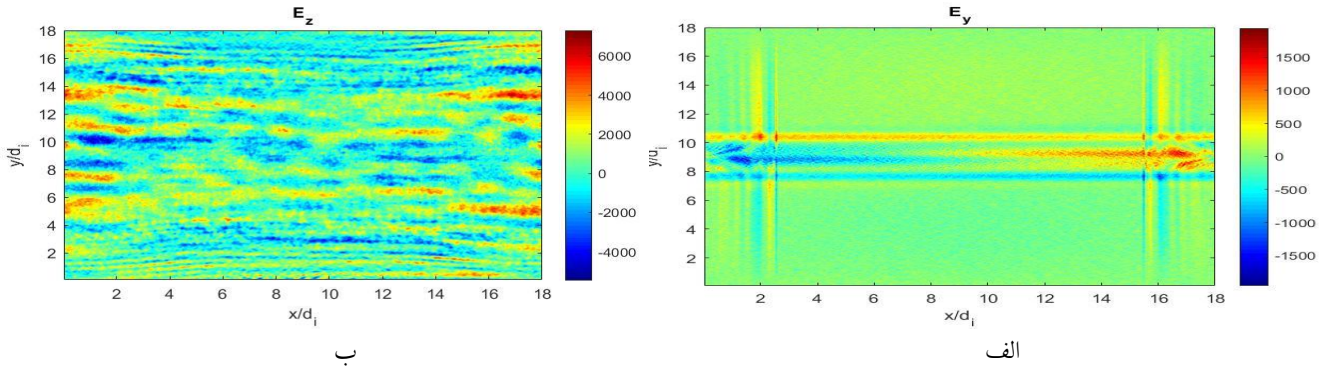
شکل ۴ امواج درون لایه جریان الکتریکی را برای سه مؤلفه میدان الکتریکی در زمان $\omega_{pet} = 820$ نشان می‌دهد. در مؤلفه E_x اختلالات زودگذر تا حد زیادی میرا شده است و امواج درون پلاسموئیدها بر امواج زودگذر غلبه کرده است. شدت مؤلفه E_y نیز درون پلاسموئیدها رو به افزایش است. اختلالات زودگذر بیشتر در جهت موازی با لایه جریان هنوز مشهود است. این اختلالات اگر چه در راستای x ، ابتدا یکنواخت هستند اما با گذشت زمان در هر دو جهت، ساختار غیر یکنواخت پیدا می‌کنند و این امر به دلیل قابل مقایسه بودن دو مؤلفه بردار موج (K_y و K_x) است. بر خلاف دو مؤلفه E_x و E_y ، این اختلالات در مؤلفه E_z با گذشت زمان رشد می‌کند و درون و بیرون لایه جریان یک الگوی ساده خاص را نشان نمی‌دهد.

همچنان که شکل ۵ نشان می‌دهد ماهیت این امواج به دامنه میدان هدایت ارتباطی ندارد. شکل ۵. الف امواج گذرای عمود

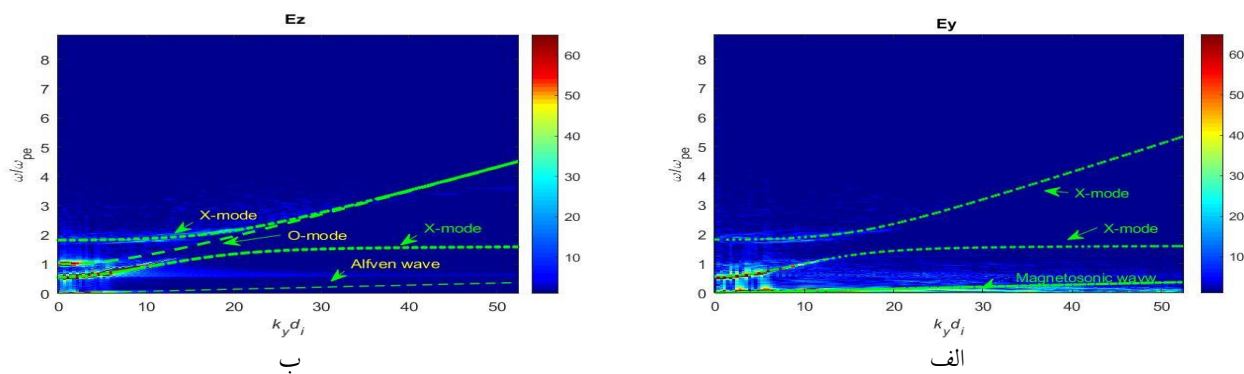
جریان است، نسبت به مرحله رشد غیر خطی بیشتر است (شکل ۳).

با گذشت زمان این ناپایداری‌ها سرتاسر محور x رشد می‌کند که این پدیده، بیانگر وجود حداقل دو مؤلفه بردار عدد موج k_x و k_y است. در همین حال دامنه و طول موج این امواج با گذشت زمان کاهش می‌یابد، به بیان دیگر k_x و k_y با گذشت زمان افزایش می‌یابند. این اختلالات یا امواجی زودگذر که به سمت مرزها منتشر می‌شوند و به تدریج میرا می‌شوند می‌تواند متأثر از ناپایداری پلاسموئیدی در مرحله رشد غیر خطی نیز باشند. در ادامه تحلیل فوریه این امواج انجام می‌شود.

اما در حین شکل گیری بازاتصال مغناطیسی و ایجاد جزایر مغناطیسی، مؤلفه‌های مختلف میدان الکتریکی درون لایه جریان الکتریکی با گذشت زمان رشد می‌کنند و بزرگ‌تر می‌شوند. در زمان‌های بیشتر، اختلالات میدان الکتریکی درون لایه جریان بر اختلالات امواج گذرای میدان الکتریکی خارج از لایه جریان



شکل ۵. مؤلفه E_y در زمان $\omega_{pe}t = 40$ با دامنه میدان هدایت $b_{z0} = 1$ و مؤلفه E_z در زمان $\omega_{pe}t = 631$ با دامنه میدان هدایت $b_{z0} = 0.75$.



شکل ۶. نمودار پاشندگی $E_y(x/d_i = 17, y/d_i = (0:18))$ و نمودار پاشندگی $E_z(x/d_i = 17, y/d_i = (0:18))$. خط چین‌ها حالت‌های نظری انتشار عمود با میدان مغناطیسی اولیه را نشان می‌دهد.

بر لایه جریان مؤلفه E_y را در زمان $\omega_{pe}t = 40$ با دامنه میدان هدایت b_{z0} نشان می‌دهد و ۵. ب. نیز امواج E_z در زمان $\omega_{pe}t = 631$ را با دامنه میدان هدایت $0.75 b_{z0}$ نشان می‌دهد. همچنان که در شکل مشخص است این امواج همچون شکل ۴ با گذشت زمان هم در لایه جریان و هم خارج لایه جریان پخش می‌شوند و از الگوی خاصی نیز پیروی نمی‌کنند.

بنابراین تحلیل فوریه دو بعدی فضایی-زمانی مؤلفه‌های مختلف میدان‌های الکتریکی را به منظور شناخت ماهیت این اختلالات انجام می‌دهیم.

در پلاسمای شبیه‌سازی شده با جزئیات ذکر شده بسامد پلاسمایی الکترون و بسامد سیکلوترونی به ترتیب $\omega_{ce} = (eB_0/m_e) = 7.02 \times 10^9 \text{ Hz}$ و $\omega_{pe} = (n_e e^2 / \epsilon_0 m_e)^{1/2} = 2.36 \times 10^9 \text{ Hz}$ است. پس بررسی امواج در حالت $\omega_{ce} > \omega_{pe}$ انجام می‌شود. شکل ۶ تحلیل فوریه $E_y(x/d_i = 17, y/d_i = (0:18))$ و

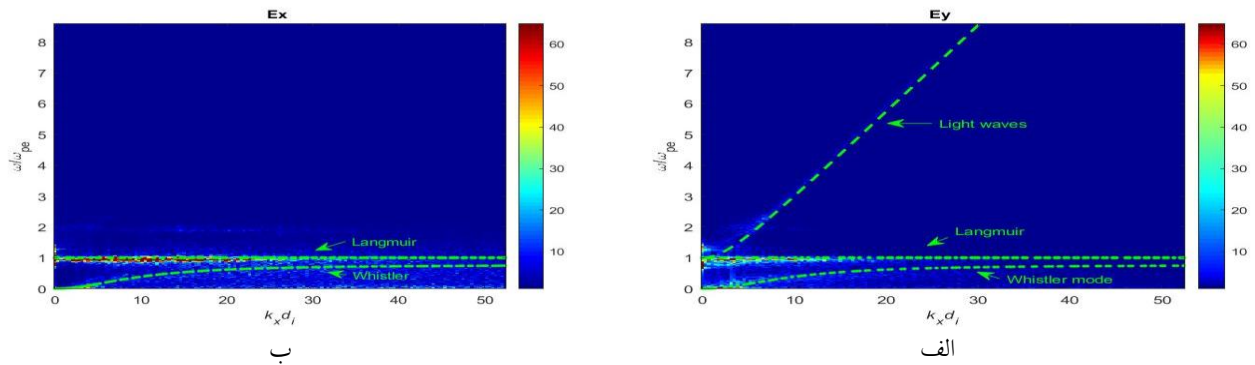
$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2}{\omega^2} \quad \text{موج عادی (۱)}$$

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \frac{\omega^2 - \omega_{pe}^2}{\omega^2 - (\omega_{pe}^2 + \omega_{ce}^2)} \quad \text{موج غیر عادی (۲)}$$

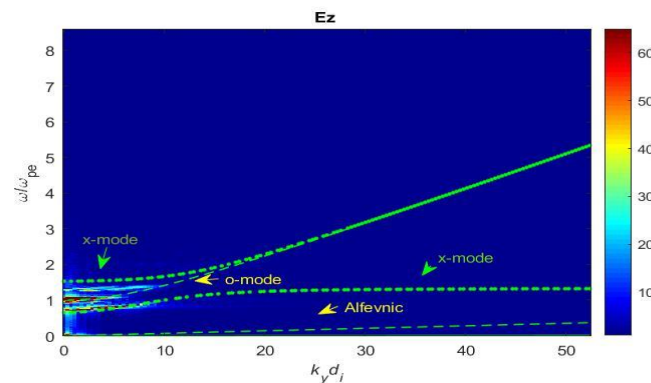
$$\frac{\omega^2}{k^2} = c^2 \frac{v_s^2 + v_A^2}{c^2 + v_A^2} \quad \text{موج مغناطیسی صوتی (۳)}$$

که در آنها سرعت آلفنی $v_A = B/(\mu_0 \rho)^{1/2}$ و v_s سرعت

۱. X-mode
۲. Magnetosonic
۳. O-mode



شکل ۷. نمودار پاشندگی $E_x(x/d_i(0.18), y/d_i=1)$ و $E_y(x/d_i(0.18), y/d_i=1)$. خط چین‌ها حالت‌های نظری انتشار موازی با میدان مغناطیسی اولیه را در حالت $\omega_{ce} < \omega_{pe}$ نشان می‌دهد.



شکل ۸. نمودار پاشندگی $E_z(x/d_i=11, y/d_i=(0.18))$. خط چین‌ها حالت‌های نظری انتشار عمود با میدان مغناطیسی اولیه را در حالت $\omega_{ce} < \omega_{pe}$ نشان می‌دهند.

صوت در پلاسما است. در شبیه‌سازی دوم، چگالی الکترون و پروتون $4 \times 10^{12} m^{-3}$ و $B_0 = 5 \times 10^4$ تسلا انتخاب و سایر پارامترها مشابه شبیه‌سازی اول تنظیم شده است. بر طبق این داده‌های ورودی بسامد پلاسمایی الکترون $\omega_{pe} = 1/12 \times 10^8 Hz$ و بسامد سیکل‌ترونی یون $\omega_{ce} = 0.77 \omega_{pe} = 0.77 \times 10^8 Hz$ به دست می‌آید. از این‌رو امواج در رژیم $\omega_{ce} < \omega_{pe}$ بررسی می‌شوند. همچون حالت $\omega_{ce} > \omega_{pe}$ ، امواج گذرا در $\omega_{pe} t$ کم در راستای عمود و موازی با لایه جریان ایجاد می‌شوند و با گذشت زمان درون لایه جریان پلاسموئیدها شکل می‌گیرند و امواج درون لایه جریان الکتریکی بر امواج گذرا غلبه می‌کند.

شکل ۷ تحلیل فوریه $E_y(x/d_i(0.18), y/d_i=1)$ و سرتاسر جهت میدان مغناطیسی اولیه (محور x) در فاصله زمانی $t\omega_{pe} = (0.1000)$ برحسب ω/ω_{pe} و $k_x d_i$ را نشان می‌دهد. k_x بیان‌کننده انتشار موازی با میدان مغناطیسی اولیه است. در اینجا خط چین‌ها از لحاظ نظری انتشار موازی امواج با میدان مغناطیسی اولیه را برای حالت $\omega_{ce} / \omega_{pe} < 1$ بیان می‌کنند. این نمودارهای پاشندگی نیز وجود امواج سوت‌زن در انتشار موازی با جهت میدان مغناطیسی اولیه را تأیید می‌کنند. البته در رژیم $\omega_{ce} < \omega_{pe}$ امواج الکترونی لانگمیر و موج نوری نیز به خوبی ملاحظه می‌شود. رابطه پاشندگی امواج سوت‌زن و نوری به شرح زیر است:

$$\frac{c^2 k^2}{\omega^2} = 1 - \frac{\omega_{pe}^2 / \omega^2}{1 - (\omega_c / \omega)^2} \quad (4)$$

$$\omega^2 = \omega_p^2 + c^2 k^2 \quad (5)$$

شکل ۸ تحلیل فوریه $E_z(x/d_i=11, y/d_i=(0.18))$

صورت موازی با لایه جریان به سمت مرزها حرکت می‌کنند. شدت و تراکم این امواج در مرحله رشد خطی پلاسموئیدها که عرض جزایر مغناطیسی کمتر از عرض لایه جریان است، نسبت به مرحله رشد غیر خطی بیشتر است. لازم به ذکر است که امواجی که خارج از لایه جریان تحریک می‌شوند حتی در شرایط مرزی باز که برای محور y اعمال می‌شود، وجود دارند و ماهیت آنها مستقل از دامنه میدان هدایت است. اما با گذشت زمان، درون لایه جریان الکتریکی مؤلفه‌های مختلف میدان الکتریکی رشد می‌کنند و بزرگ‌تر می‌شوند. در زمان‌های بیشتر اختلالات و امواج میدان الکتریکی درون لایه جریان بر اختلالات امواج گذرای خارج از لایه جریان غالب می‌شود. تحلیل فوریه مؤلفه‌های میدان الکتریکی انواع مختلفی از امواج الکترومغناطیسی و الکتروستاتیکی را در دو حالت $\omega_{ce} > \omega_{pe}$ و $\omega_{ce} < \omega_{pe}$ در حین شکل‌گیری و رشد ناپایداری پلاسموئیدی، نشان می‌دهند. تحلیل فوریه آشکار می‌کند که در حالت $\omega_{ce} > \omega_{pe}$ ، امواج عادی و غیر عادی و مغناطی صوتی عمود با میدان مغناطیسی اولیه منتشر می‌شوند. در حالتی که در پلاسمای تاج خورشید، بسامد سیکلوترونی الکترون بزرگ‌تر از بسامد پلاسمایی الکترون باشد شرایط برای انتشار امواج الکترومغناطیسی با قطبش راست‌گرد و چپ‌گرد مناسب نیست. در حالت $\omega_{ce} < \omega_{pe}$ انتشار امواج لانگمیر، سوت‌زن و امواج نوری موازی با میدان مغناطیسی اولیه بارزتر هستند اما عمود با میدان مغناطیسی اولیه همان امواج عادی و غیر عادی منتشر می‌شوند. پیش‌تر وقوع امواج سوت‌زن در ناحیه محدودی که بازاتصال مغناطیسی ایجاد شده است، توسط هانگ و همکاران و نیز تشدید هیبریدی پایین که از انواع موج غیر عادی است توسط هوبا و همکاران گزارش شده بود. در این مقاله وجود امواج سوت‌زن و نیز وجود همزمان امواج عادی و غیر عادی در ناحیه بزرگ‌تری که ناپایداری پلاسموئیدی ایجاد شده است در حالت $\omega_{ce} < \omega_{pe}$ تأیید شد و به عنوان یک نتیجه مهم بیان شد که در حالت $\omega_{ce} > \omega_{pe}$ ، امواج راست‌گرد و چپ‌گرد و موج وستلر منتشر نمی‌شود.

سرتاسر جهت عمود بر جهت میدان مغناطیسی اولیه (محور y) در فاصله زمانی $t \omega_{pe} = (0:1500)$ بر حسب ω / ω_{pe} و $k y d_i$ را نشان می‌دهد. امواج عادی و غیر عادی و نیز مغناطی صوتی در این نمودار پاشندگی مشخص هستند. مشابه همین نمودار پاشندگی برای E_y نیز وجود دارد. وجود E_z و E_y قائم با میدان مغناطیسی اولیه و همچنین E_x موازی با B_0 برای امواج ذکر شده، مورد نیاز است که همه این مؤلفه‌ها در نتایج ما حضور دارند. تحلیل فوریه در زمان‌های اولیه نشان می‌دهد که این امواج بی‌تردید در زمان‌های خیلی زود، قبل از انتقال بازاتصال ساده به ناپایداری پلاسموئیدی نیز وجود دارد. بسامد قطع تحلیلی برای امواج چپ‌گرد و راست‌گرد به ترتیب $\omega_{pe} / 0.67$ و $\omega_{pe} / 1.5$ بسامد تشدید تحلیلی موج راست‌گرد (شاخه پایین) $\omega_{res} \approx \omega_{pe} / 1.3$ است که بسامدهای قطع و تشدید در توافق با نمودارهای پاشندگی است. برای مؤلفه‌های میدان مغناطیسی نیز نتایج مشابه تأیید می‌شود.

۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله از شبیه‌سازی دو بعدی ذره در سلول، برای بررسی امواج پلاسمایی مختلف ایجاد شده در فرایند شکل‌گیری و رشد ناپایداری پلاسموئیدی بدون برخورد در تاج خورشیدی استفاده شد. به منظور شناخت تاثیر میدان هدایت غیر یکنواخت روی امواج ایجاد شده و نیز بررسی امواج در نسبت‌های مختلف $\omega_{ce} / \omega_{pe}$ کد چندین مرتبه اجرا شد. 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 ادغام می‌شوند و پلاسموئیدهای بزرگ‌تر ایجاد می‌شوند. در زمان‌های کم، امواجی از لایه جریان الکتریکی سرچشمه می‌گیرند و به صورت قائم با لایه جریان سرتاسر محور y مشاهده می‌شوند، شدت این امواج گذرا در مؤلفه z و y بیشتر از مؤلفه x است. همزمان امواجی از منشأ لایه جریان الکتریکی ایجاد می‌شوند و با گذشت زمان به

مراجع

1. J Birn and E Priest, "Reconnection of magnetic fields: magnetohydrodynamics and collisionless theory and observations", Cambridge University Press (2007).
2. M Yamada, R Kulsrud, and H Ji, *Reviews of Modern Physics* **82** (2010) 08543.
3. W Gonzalez and E Parker, *Astrophysics and Space Science Library* **427** (2016) 542.
4. V V Zharkova, *et al.*, *Space Science Reviews* **159** (2011) 357.
5. S. Markidis, *et al.*, *Nonlin. Processes Geophys* **19** (2012) 145.
6. N F Loureiro, A A Schekochihin, and S C Cowley, *Physics of Plasmas* **14** (2007) 100703.
7. P J Cargill, *et al.*, *Space Science Reviews* **173** (2012) 223.
8. S W Feng, *et al.*, *The Astrophysical Journal* **753** (2012) 21.
9. M Yamada and J Yoo, *Nature communication* **5** (2014) 4774.
10. E G Zweibel and M Yamada, *Annual Review of Astronomy and Astrophysics* **4** (2009) 53706.
11. T A Carter, M Yamada, and H Ji, *Physics of Plasmas* **9** (2002) 3272.
12. W Gekelman and R L Stenzel, *Physica Scripta* **T2/2**(1982) 277.
13. H Kojima, *et al.*, *Geophysical Research Letters* **24** (1997b) 3049.
14. H Matsumoto, *et al.*, *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity* **46** (1994a) 59.
15. J D Huba, J F Drake, and N T Gladd, *The Physics of Fluids* **23** (1980) 552.
16. C C Chaston, *et al.*, *Physical Review Letters* **102** (2009) 015001.
17. S Y Huang, *et al.*, *Journal of Geophysical Research: Space Physics* **121** (2016) 6639.
18. C Vocks and G Mann, *Astronomy & Astrophysics* **452** (2006) 331.
19. A Larosa, *et al.*, *The Astrophysical Journal* **927** (2022) 95.