

Research Paper

# Investigation of Formation and Growth Dynamics of Magnetic Islands in Solar Plasma by Particle-in-cell Simulation<sup>1</sup>

Mahdi Shahrakipour<sup>\*2</sup> and Mahboub Hosseinpour<sup>3</sup>

Received: 2021.09.12

Revised: 2021.10.11

Accepted: 2021.12.09

## Abstract

Using a two-dimensional particle-in-cell simulation of collision-less plasmoid instability, dynamics of formation and growth of magnetic islands are investigated. In the extended nonlinear magnetic reconnection process, the electric current layer undergoes a nonlinear deformation. This perturbation shows itself in the form of a cut in the electrical current layer, which is called a  $x$  – point. This phenomenon creates magnetic islands or plasmoids on either side of the  $x$  – point. Plasmoids are structures with a high mass density that are formed from the output flow of the plasma. In this study, different properties of plasmoid instability such as temperature, electric field vector, and stages of formation and growth are investigated by particle-in-cell simulation. The effect of a constant perpendicular magnetic field (guide field) on the apparent deformation of the electric current sheet and the coalescence rate of the plasmoid is investigated. The presence of a constant guide field reduces the number of magnetic reconnections and also reduces the process rate of plasmoid coalescence. The ratio between the conduction field and the initial magnetic field determines the number of magnetic reconnections. So that  $b_z = 0.5b_0$  reduces the number of  $x$  – points to three and increases guide field up to  $b_z = b_0$  prevent the formation of plasmoid instability and keeps the system in the magnetic reconnection state.

**Keywords:** *Magnetic Reconnection, Plasmoid Instability, Particle in Cell Simulation.*

<sup>1</sup> DOI: 10.22051/ijap.2021.37686.1238

<sup>2</sup> PhD Student, Department of Plasma Physics and Technology, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran. (Corresponding Author). Email: mahdishp@tabrizu.ac.ir

<sup>3</sup> Associate Professor, Department of Plasma Physics and Technology, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran. Email: hosseinpour@tabrizu.ac.ir



# بررسی دینامیک شکل‌گیری و رشد جزایر مغناطیسی در پلاسمای خورشیدی با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول<sup>۱</sup>

مهدی شهرکی پور<sup>۲\*</sup> و محبوب حسین پور<sup>۳</sup>

تاریخ دریافت: ۱۴۰۰/۰۶/۲۱

تاریخ بازنگری: ۱۴۰۰/۰۷/۱۹

تاریخ پذیرش: ۱۴۰۰/۰۹/۱۸

فصلنامه علمی فیزیک کاربردی ایران

دانشکده فیزیک شیمی، دانشگاه الزهرا

سال یازدهم، پیاپی ۲۷، زمستان ۱۴۰۰

صص ۹۰-۱۰۴

## چکیده:

با استفاده از شبیه‌سازی دو بعدی ذره در سلول، ناپایداری پلاسموئیدی بدون برخورد، دینامیک شکل‌گیری و رشد جزایر مغناطیسی بررسی شد. در فرایند بازاتصال مغناطیسی، لایه جریان الکتریکی تغییر شکل غیرخطی داشت که این آشفتگی خود را به صورت قطع در لایه جریان الکتریکی نشان داد، این پدیده باعث ایجاد جزایر مغناطیسی یا پلاسموئیدها در دو طرف نقطه قطع یا نقطه  $x$  شد. پلاسموئیدها یا جزایر مغناطیسی ساختارهایی با چگالی جرمی بالا هستند که از جریان خروجی پلاسمای در بازاتصال مغناطیسی ایجاد می‌شوند. در این پژوهش، ویژگی‌های متفاوت ناپایداری پلاسموئیدی از قبیل دما، بردار میدان الکتریکی و مراحل مختلف رشد با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول مورد بررسی قرار گرفت و اثر میدان هدایت ثابت روی لایه جریان الکتریکی در تغییر شکل ظاهری و سرعت آمیختن پلاسموئیدها بررسی شد. نتایج نشان می‌دهد که وجود میدان هدایت ثابت سبب کاهش تعداد بازاتصال مغناطیسی و نیز کاهش روند به هم پیوستن پلاسموئیدها شده است. نسبت بین میدان هدایت و میدان مغناطیسی اولیه، تعیین‌کننده تعداد بازاتصال مغناطیسی است. به صورتی که  $b_z = 0.5b_0$  تعداد نقاط  $x$  را به سه کاهش داده و همچنین افزایش میدان هدایت به گونه‌ای که برابر با میدان مغناطیسی اولیه شود ( $b_z = b_0$ )، مانع ایجاد ناپایداری پلاسموئیدی شد و سامانه را در حالت بازاتصال مغناطیسی ساده باقی نگاه داشت.

**واژگان کلیدی:** بازاتصال مغناطیسی، ناپایداری پلاسموئید، شبیه‌سازی ذره در سلول.

<sup>۱</sup> DOI: 10.22051/ijap.2021.37686.1238

<sup>۲</sup> دانشجوی دکترا، گروه های آموزشی فیزیک و فناوری پلاسمای دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران. (نویسنده مسئول).

Email: mahdishp@tabrizu.ac.ir

<sup>۳</sup> دانشیار، گروه های آموزشی فیزیک و فناوری پلاسمای دانشکده فیزیک، دانشگاه تبریز، تبریز، ایران. Email: hosseinpour@tabrizu.ac.ir

## ۱. مقدمه

بازاتصال مغناطیسی شامل تغییر هندسی مجموعه‌ای از خطوط میدان مغناطیسی است که منجر به ایجاد تعادل جدید با انرژی مغناطیسی پایین تر می‌شود. هنگامی که خطوط میدان به یکدیگر متصل می‌شوند، ترکیب هندسی خطوط مغناطیسی تغییر کرده و نیروی  $\vec{J} \times \vec{B}$  منجر به تبدیل انرژی مغناطیسی به انرژی جنبشی می‌شود [۱]. اندرکنش خطوط میدان منجر به شکل‌گیری لایه جریان در نزدیک یک نقطه خنثی (نقطه ایکس) می‌شود. خطوط نیرو در لایه جریان، توانایی شکسته شدن و دوباره به هم پیوستن دارند. در بازاتصال مغناطیسی، خطوط میدان مغناطیسی به صورت مخالف جهت‌گیری شده‌اند [۱، ۲]. در حقیقت این فرآیند با تغییر در شکل هندسی خطوط میدان مغناطیسی آغاز شده و در نتیجه آن، پلاسموئیدها شکل می‌گیرند و به صورت پیوسته رشد می‌کنند [۳، ۴]. در سامانه‌های بزرگی چون سامانه‌های خورشیدی که طول لایه جریان بسیار بیشتر از ضخامت آن است، لایه جریان تحت تأثیر اختلالات خارجی قرار می‌گیرد. این ناپایداری شدید پلازما منجر به تجزیه، تکه تکه شدن و تشکیل لایه‌های جریان چندگانه می‌گردد. بنابراین بازاتصال مغناطیسی در چندین نقطه  $x$  رخ داده، چندین جزیره مغناطیسی یا پلاسموئید ظاهر شده و با هم یکی می‌شوند. با کشیده-تر شدن لایه جریان، پلاسموئیدهای ثانویه نیز ایجاد می‌گردند [۵، ۶].

بازاتصال مغناطیسی و شکل‌گیری پلاسموئیدها نقش اساسی در تاج خورشیدی ایفا می‌کند. باید به این نکته اشاره کرد که زبانه‌های خورشیدی یک موضوع مهم در مطالعه این فرآیند به شمار می‌آیند. مشاهدات رصدی و نیز تصاویر ماهواره‌ای از جو خورشید، وجود پلاسموئیدها را تایید می‌کنند. بازاتصال مغناطیسی در مگنتوسفر زمین نیز رصد شده است [۲، ۷]. شواهد تجربی وجود بازاتصال مغناطیسی در دستگاه‌های تحقیقاتی گداخت پلازما را نیز تایید می‌کند [۴].

نمونه تجربی بازاتصال مغناطیسی، بازاتصال دندان اره‌ای<sup>۱</sup> در توکامک<sup>۲</sup> می‌باشد. اگر بازاتصال مغناطیسی در چندین نقطه اتفاق افتد جریان‌های خارجی پلازما از مکان‌های بازاتصال مجاور چندین پلاسموئید را شکل داده که همانند مهره‌های یک زنجیره سازمان یافته‌اند. پلاسموئیدها توانایی به یکدیگر پیوستن داشته و پلاسموئید بزرگتر را شکل می‌دهند [۴، ۶، ۸].

فن<sup>۳</sup> و همکاران (۲۰۱۶) با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول، ساختار جزایر مغناطیسی اولیه و ثانویه را با هم مقایسه کردند. آن‌ها نشان دادند که میدان مغناطیسی خارج از صفحه در مرکز هر دو جزیره

<sup>1</sup> Sawtooth

<sup>2</sup> Tokamak

<sup>3</sup> Fan

اولیه و ثانویه افزایش یافته و یک ساختار چهارقطبی از میدان مغناطیسی خارج از صفحه با تقارنی خوب در انتهای جزیره اولیه ایجاد می‌شود. هم‌چنین مقادیر مؤلفه‌های مختلف میدان الکتریکی در قسمت‌های متفاوت جزایر اولیه و ثانویه را مورد بحث قرار دادند [۳]. لئورنزو<sup>۱</sup> و همکاران (۲۰۱۶) ویژگی‌های پلاسموئیدهایی که به طور مداوم تولید شده‌اند به عنوان یک فرآیند وابسته به بازاتصال مغناطیسی با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول مورد مطالعه قرار داده و ویژگی‌های پلاسموئیدها را به عنوان تابعی از عرض لایه جریان و شار مغناطش مطرح نمودند [۸]. دراک<sup>۲</sup> و همکاران (۲۰۰۶) شکل‌گیری جزایر مغناطیسی ثانویه را مورد بررسی قرار داده و نشان دادند که وجود یا عدم وجود یک میدان مغناطیسی خارج از صفحه تأثیر عمده‌ای بر رفتار طولانی مدت بازاتصال مغناطیسی دارد [۹]. فو<sup>۳</sup> و همکاران (۲۰۱۸) علاوه بر بررسی اثر میدان هدایت بر بازاتصال مغناطیسی، وجود دوقطبی الکتریکی را در محل بازاتصال مغناطیسی تأیید کردند. هم‌چنین آن‌ها بیان داشتند که اگر میدان هدایت از ۰.۳ برابر میدان مغناطیسی اولیه بیشتر شود این دو قطبی الکتریکی به میدان‌های الکتریکی سه قطبی تبدیل می‌شود [۱۰]. در حقیقت، میدان هدایت مؤلفه میدان مغناطیسی عمود بر صفحه بازاتصال است که هم جهت با چگالی جریان الکتریکی اصلی در پدیده بازاتصال مغناطیسی می‌باشد، وجود این میدان می‌تواند ساختار بازاتصال مغناطیسی را دچار تغییر کرده و از حرکت جهشی ذرات باردار الکترون و پروتون در سراسر لایه جریان الکتریکی جلوگیری کند. لو<sup>۴</sup> و همکاران (۲۰۲۰) از راه شبیه‌سازی دو بعدی ذره در سلول، جزایر مغناطیسی ثانویه را مورد مطالعه قرار دادند و ابراز داشتند که پلاسموئیدهای ثانویه هنگامی ایجاد می‌شوند که نیروی کشش مغناطیسی داخل جزایر مغناطیسی افزایش یافته و هسته جزیره فشرده شود. میدان مغناطیسی قوی، فشرده‌گی جزایر مغناطیسی ثانویه را بیشتر می‌کند. آن‌ها وجود میدان هدایت را تعیین‌کننده تشکیل یا عدم تشکیل جزایر ثانویه ندانستند [۱۱].

دیدگاه جنبشی تشکیل و تکامل زنجیره پلاسموئید با استفاده از شبیه‌سازی دو بعدی ذره در سلول توسط مارکیدس<sup>۵</sup> و همکاران (۲۰۱۲) مورد بررسی قرار گرفته است، بازاتصال در چندین نقطه  $x$  رخ می‌دهد و در نتیجه پلاسموئیدها تشکیل شده و به صورت مداوم رشد می‌کنند [۱۲]. کومار<sup>۶</sup> و همکاران (۲۰۱۹) مشاهده شکل‌گیری و تکامل چند پلاسموئید کوچک با جریان‌های دو

<sup>1</sup> Lorenzo

<sup>2</sup> Drake

<sup>3</sup> Fu

<sup>4</sup> Lu

<sup>5</sup> Markidis

<sup>6</sup> Kumar



طرفه مربوط به بازاتصال مغناطیسی سریع در لایه جریان را در تاج خورشیدی گزارش کردند، آن‌ها وجود و اهمیت پلاسموئیدها را در هنگام بازاتصال مغناطیسی سریع در پیکربندی مغناطیسی سه بعدی نشان دادند [۱۳].

از دیدگاه نظریه مگنتوهیدرودینامیک<sup>۱</sup>، در یک لایه جریان الکتریکی کشیده شده، اگر عدد لوند کوئیست (نسبت مقیاس زمانی موج آلفون به مقیاس زمانی پخش مقاومتی) از  $10^4$  بیشتر شود، زنجیره‌ای از پلاسموئیدها تشکیل می‌شود [۱۴]. لطفی و حسین پور<sup>۲</sup> (۲۰۲۱) از راه دیدگاه مگنتوهیدرودینامیک ناپایداری پلاسموئیدی را بررسی نموده و متغیرهایی هم چون  $\beta$  پلازما (نسبت فشار پلازما به فشار مغناطیسی پلازما) و میدان هدایت یکنواخت و غیریکنواخت را از عوامل موثر بر نرخ بازاتصال مغناطیسی و سرعت رشد ناپایداری پلاسموئیدی معرفی کردند.  $\beta$  پلازما با اثرگذاری روی تراکم‌پذیری پلازما می‌تواند سرعت رشد ناپایداری پلاسموئیدی را تغییر دهد. ایشان نشان دادند که در دیدگاه مگنتوهیدرودینامیک وجود میدان هدایت غیریکنواخت می‌تواند مانعی برای تشکیل جزایر مغناطیسی ثانویه باشد. هم چنین به اثر قوی‌تر میدان هدایت یکنواخت بر نرخ بازاتصال نسبت به میدان هدایت غیریکنواخت اشاره کردند [۱۵].

در این مقاله به بررسی دینامیک شکل‌گیری و رشد ناپایداری پلاسموئیدی پرداختیم. همچنین، نقش میدان مغناطیسی ثابت عمود بر صفحه بازاتصال مغناطیسی موسوم به میدان هدایت ثابت در تولید ناپایداری پلاسموئیدی در تاج خورشید و انتقال از فاز بازاتصال مغناطیسی ساده مورد بررسی قرار گرفت. بدین منظور از شبیه‌سازی ذره در سلول دوبعدی استفاده شده است.

## ۲. جزئیات شبیه‌سازی

شبیه‌سازی ذره در سلول<sup>۳</sup> مبتنی بر بیان جنبشی از پلازما است. در این روش تابع توزیع ذرات با استفاده از مجموعه‌ای از ذرات گسسته در فضای فاز تقریب زده می‌شود که این ذرات در واقع تعداد زیادی ذرات فیزیکی موسوم به ذرات بزرگ<sup>۴</sup> هستند که از مسیر یکسانی در فضای فاز پیروی می‌کنند [۱۶]. این ذرات نمی‌توانند به صورت مستقیم از ذرات مشابه نیرو دریافت کنند بلکه همدیگر را از طریق شبکه احساس می‌کنند (سهمی از چگالی بار و جریان که در نقاط توری ذخیره شده‌اند) [۱۶].

<sup>1</sup> Magnetohydrodynamics

<sup>2</sup> Lotf and Hosseinpour

<sup>3</sup> Particle-in-cell

<sup>4</sup> Macroparticles

میدان‌ها نیز تنها روی نقطه‌های شبکه‌ها محاسبه می‌شوند، در شبیه‌سازی ذره در سلول، بارها در لحظه اول دارای موقعیت و سرعت مشخصی هستند. با توجه به موقعیت و سرعت اولیه، از حل معادلات چگالی بار و جریان، این دو کمیت بدست خواهند آمد. در مرحله بعد با حل معادلات ماکسول، میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی را بدست می‌آوریم و با داشتن میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی و حل معادله نیوتون موقعیت و سرعت در لحظه بعدی بدست می‌آید که این چرخه پیوسته در حال تکرار است.

در این تحقیق از کد  $EPOCH^1$  استفاده شده است. این کد توسط شورای تحقیقات مهندسی و علوم فیزیکی در دانشگاه وارویک<sup>۲</sup> انگلستان نوشته و توسعه یافته است که در آن توزیع سرعت ذرات ماکسولی انگاشت شده و از روش تفاضل محدود برای حل معادلات دیفرانسیل استفاده شده است.

پلاسمای الکترون- پروتون بدون برخورد در تاج خورشید شبیه‌سازی شده و ساختار میدان مغناطیسی اولیه به صورت  $B = B_0 \tanh((y - l_y/2)/\delta) \hat{e}_x + B_z$  تعریف شده است که  $B_0$  و  $B_z$  به ترتیب دامنه میدان مغناطیسی اولیه و میدان هدایت می‌باشند. جمله اختلالی  $\vec{B}_p = B_{px} \hat{e}_x + B_{py} \hat{e}_y$  به میدان مغناطیسی اولیه افزوده شده که در آن مؤلفه‌های اختلالی برابر است با [۱۷]:

$$B_{px} = b_{px0} \left( \frac{\pi}{4} \right) \exp\left( -\frac{(x - l_x/2)^2}{(l_y^2/2)} + 0.5 \right) \cos\left( \frac{\pi y}{l_y} \right) \quad (1)$$

$$B_{py} = b_{py0} \frac{(x - l_x/2)}{(l_x/2)} \exp\left( -\frac{(x - l_x/2)^2}{(l_y^2/2)} + 0.5 \right) \sin\left( \frac{\pi y}{l_y} \right) \quad (2)$$

میدان مغناطیسی اولیه  $B_0 = 1 \times 10^{-2}$  تسلا انتخاب شد،  $b_{px0} = b_{py0} = 0.1 \times B_0$  و  $\delta = 0.5d_i$  نیم ضخامت لایه جریان است. رابطه  $d_i = c/\omega_{pi}$  طول لختی یون یا عمق پوسته یونی است که در آن،  $c$  سرعت نور و  $\omega_{pi}$  بسامد پلاسمایی یون می‌باشد. همچنین،  $l_x = l_y = 18d_i$  ابعاد جعبه شبیه‌سازی می‌باشد. تعداد سلول‌های جعبه شبیه‌سازی در دو بعد

<sup>1</sup> EPOCH (Extendable PIC Open Collaboration) code

<sup>2</sup> Warwick

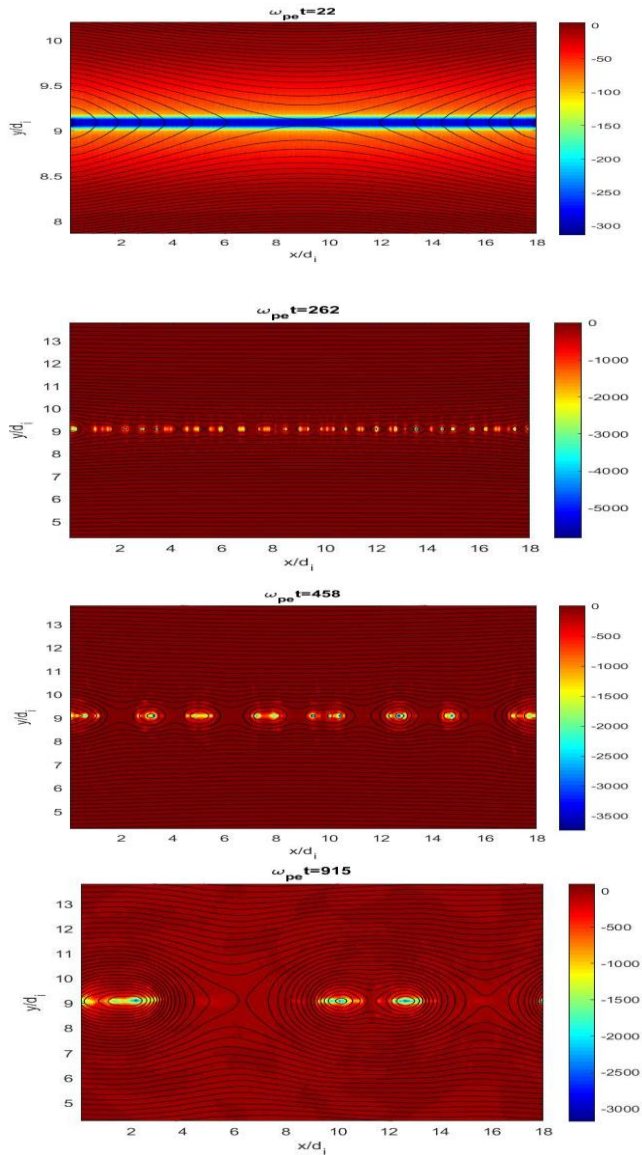


و  $N_x \times N_y = 600 \times 300$  است و گام‌های فضایی به صورت  $\Delta x = 0.03d_i$  و  $\Delta y = 0.06d_i$  تنظیم شده‌اند. تعداد 18000000 ذره در شبیه‌سازی استفاده شده است. چگالی الکترون و پروتون یکسان و برابر با  $10^{12} m^{-3}$  و دمای الکترون‌ها و پروتون‌ها به ترتیب  $2 \times 10^6 k$  و  $5.8 \times 10^5 k$  است. جرم پروتون‌ها صد برابر جرم الکترون‌ها ( $m_p/m_e = 100$ ) است. زمان به بسامد پلاسمایی الکترون  $\omega_{pe}$  بهنجار شده است و گام‌های زمانی برابر با  $\Delta t = 0.22 \times 10^{-8} s$  است. 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 می‌شوند. مؤلفه‌های مختلف میدان‌های الکتریکی و مغناطیسی و نیز مؤلفه‌های چگالی جریان الکتریکی و دمای وابسته به پلاسموئیدهای تولید شده در تاج خورشیدی خروجی‌های دریافتی از کد می‌باشند.

### ۳. نتایج شبیه‌سازی

در این مقاله از شبیه‌سازی دوبعدی ذره در سلول برای بررسی دینامیک شکل‌گیری و رشد جزایر مغناطیسی استفاده می‌کنیم. شکل ۱، تکامل زمانی مؤلفه قائم چگالی جریان الکتریکی به همراه خطوط میدان مغناطیسی در زمان‌های  $\omega_{pe}t = 22, 262, 458, 915$  در حالی که میدان هدایت وجود ندارد را نشان می‌دهد. در فرآیند شکل‌گیری و رشد ناپایداری پلاسموئیدی هنگامی که میدان هدایت وجود ندارد ( $b_z = 0$ ) خطوط میدان مغناطیسی به یکدیگر نزدیک شده و بازاتصال مغناطیسی رخ می‌دهد. با گذشت زمان لایه جریان الکتریکی کشیده شده و در چندین نقطه دچار هم‌گسیختگی شده که منجر به شکل‌گیری بازاتصال مغناطیسی در نقاط مختلف در زمان  $\omega_{pe}t = 262$  می‌شود. در دو طرف هر نقطه ایکس، پلاسموئیدها شکل می‌گیرند و تا زمانی که عرض پلاسموئیدها کمتر از عرض لایه جریان الکتریکی است، به صورت خطی رشد می‌کنند. هنگامی که عرض پلاسموئیدها از عرض لایه جریان بیشتر شود، مرحله رشد غیر خطی آغاز می‌شود. در این حالت، پلاسموئیدها بزرگتر شده و هم‌چنان به یک دیگر می‌پیوندند که در زمان  $\omega_{pe}t = 458$  هفت نقطه ایکس و هشت جزیره مغناطیسی مشخص است. فرآیند به هم پیوستن پلاسموئیدها ادامه یافت تا در زمان  $\omega_{pe}t = 915$  تعداد دو نقطه ایکس و سه جزیره مغناطیسی شکل گرفت. شدت مؤلفه عمودی جریان الکتریکی درون جزایر مغناطیسی (نقطه‌های O-) نسبت به نقطه‌های  $x$  - بیشتر است. در حضور میدان هدایت صفر، رشد عرضی همه پلاسموئیدها کم‌و بیش

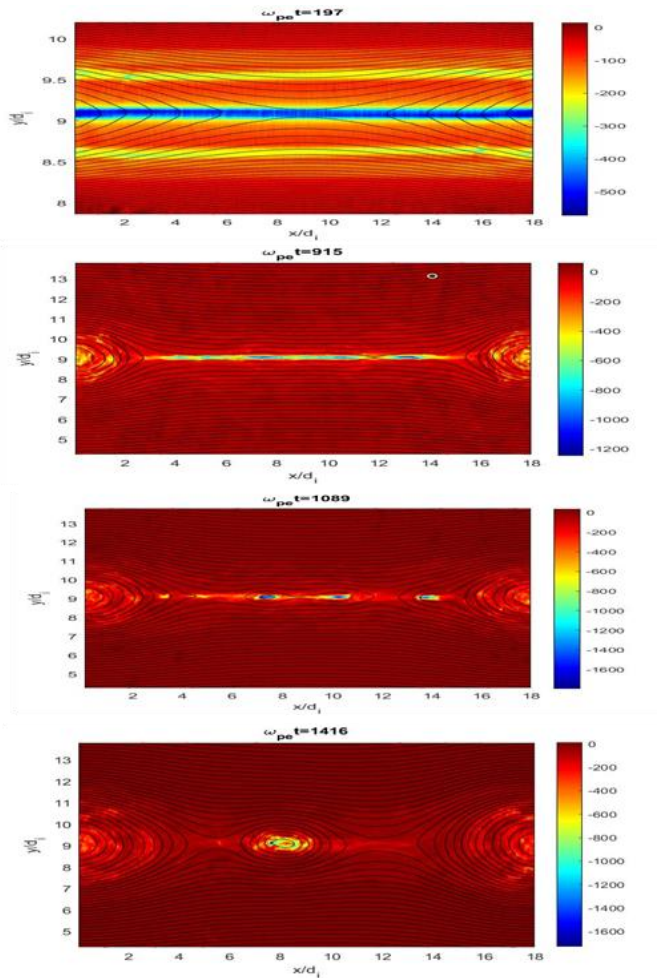
یکسان است به گونه ای که در زمان  $\omega_{pe} t = 458$ ، عرض تمام پلاسموئیدها دو برابر عرض لایه جریان است.



شکل ۱ تکامل زمانی مؤلفه عمودی چگالی جریان الکتریکی به همراه خطوط میدان مغناطیسی در زمان های متفاوت:  $\omega_{pe} t = 22, 262, 458, 915$  با میدان هدایت صفر ( $b_z = 0$ ).



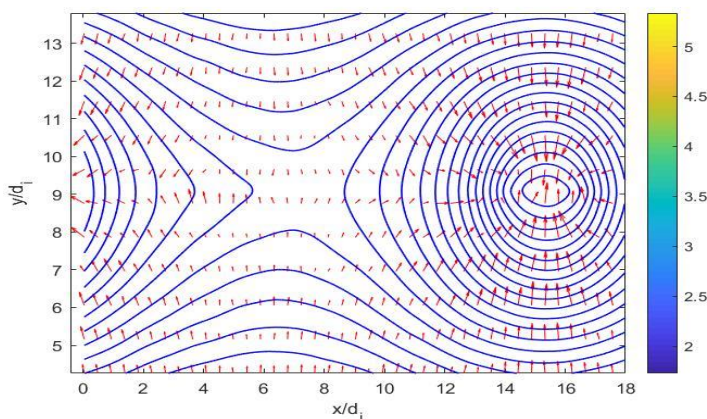




شکل ۲ تکامل زمانی مؤلفه عمودی چگالی جریان الکتریکی به همراه خطوط میدان مغناطیسی در زمان‌های متفاوت:  $\omega_{pe} t = 197, 915, 1089, 1416$  با میدان هدایت ( $b_z = 0.005$ ) تسلا.

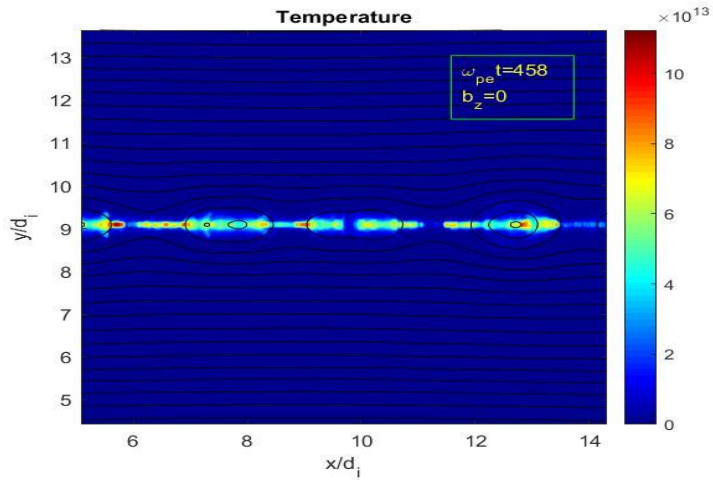
حضور میدان مغناطیسی در جهت  $z$  (میدان هدایت) می‌تواند باعث تغییر در روند شکل‌گیری و رشد جزایر مغناطیسی شود. همچنان‌که در شکل ۲ مشخص است، بازاتصال اولیه با تأخیر در  $\omega_{pe} t = 197$  اتفاق افتاده است. در ادامه دو جزیره مغناطیسی در دو طرف لایه جریان الکتریکی رشد می‌کند. نقطه‌های  $x$  - ثانویه در زمان  $\omega_{pe} t = 915$  ایجاد می‌شود و جزایر مغناطیسی ثانویه

تشکیل شده و فرآیند رشد و ادغام آن‌ها شروع می‌شود. در زمان  $\omega_{pe} t = 1089$  هم چنان که در شکل (۲) مشخص است تعداد سه نقطه ایکس و به پیروی آن، چهار پلاسموئید شکل گرفته‌اند. میدان هدایت فرآیند به هم پیوستن را آهسته‌تر می‌کند. وجود میدان هدایت باعث کاهش نسبی شدت چگالی جریان الکتریکی خارج از صفحه بازاتصال شده و سرعت رشد عرضی پلاسموئیدها را متفاوت می‌کند. به گونه‌ای که در زمان  $\omega_{pe} t = 1089$  عرض دو پلاسموئید در دو طرف ۶ برابر عرض لایه جریان است در حالی که پلاسموئید ثانویه در مرحله خطی رشد است.



شکل ۳ بردار میدان الکتریکی ( $E = E_x \hat{i} + E_y \hat{j}$ ) در زمان  $\omega_{pe} t = 1525$ ، خطوط آبی خطوط میدان مغناطیسی را نشان می‌دهند.

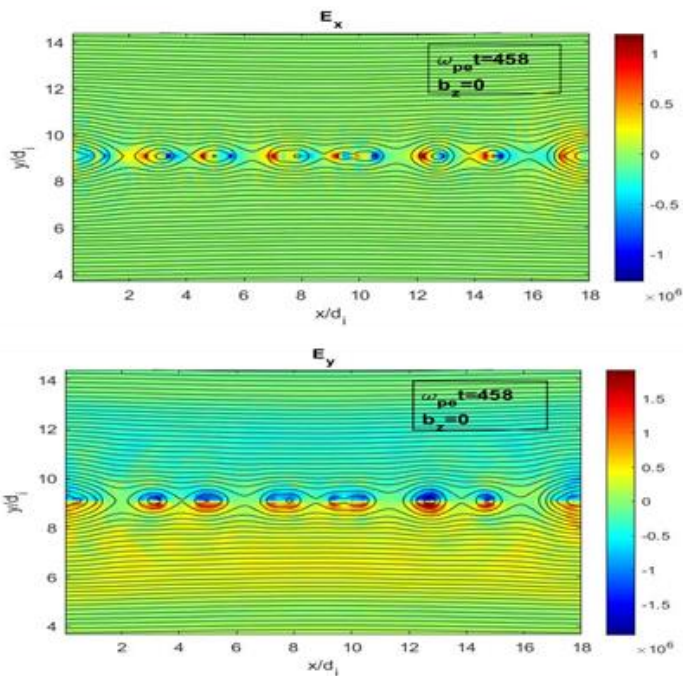
شکل ۳ چگونگی مؤلفه‌های بردار میدان الکتریکی را درون جزایر مغناطیسی نشان می‌دهد. درون جزایر مغناطیسی بردار میدان الکتریکی اطراف نقطه  $O$  می‌چرخد و جهت بردار میدان الکتریکی در دو طرف روی جداکننده‌ها وارونه می‌شود و هرچه به مرکز پلاسموئید نزدیک شویم بزرگی بردار میدان الکتریکی در صفحه بازاتصال افزایش می‌یابد.



شکل ۴ دمای مربوط به پلاسموئیدها در حالت میدان هدایت  $b_z = 0$ .

دمای پوسته پلاسموئیدها نسبت به دمای مرکز آن‌ها کمتر می‌باشد، در محل تلاقی پلاسموئیدها به یکدیگر یا همان نقاط  $x$  - بیشترین دما مشاهده شده که خود دلیلی برای حضور بیشتر الکترون‌ها در این نقطه‌ها می‌باشد. شکل ۴، دمای بخش‌های متفاوت پلاسموئیدها را در زمان  $\omega_{pe} t = 485$  نشان می‌دهد.

در شکل ۵ مؤلفه‌های میدان الکتریکی به صورت ترکیبی با خطوط میدان مغناطیسی نشان داده شده است. شدت مؤلفه  $E_x$  و  $E_y$  در درون پلاسموئیدها نسبت به نقطه‌های  $x$  - بیشتر است. مؤلفه  $E_x$  دو قطب‌هایی با قطب‌های شرقی-غربی و مؤلفه  $E_y$  دو قطبی‌هایی با قطب‌های شمالی و جنوبی تشکیل می‌دهد. این دو قطبی‌ها با یکدیگر یکی شده و دو قطبی بزرگ‌تر را تشکیل می‌دهند.



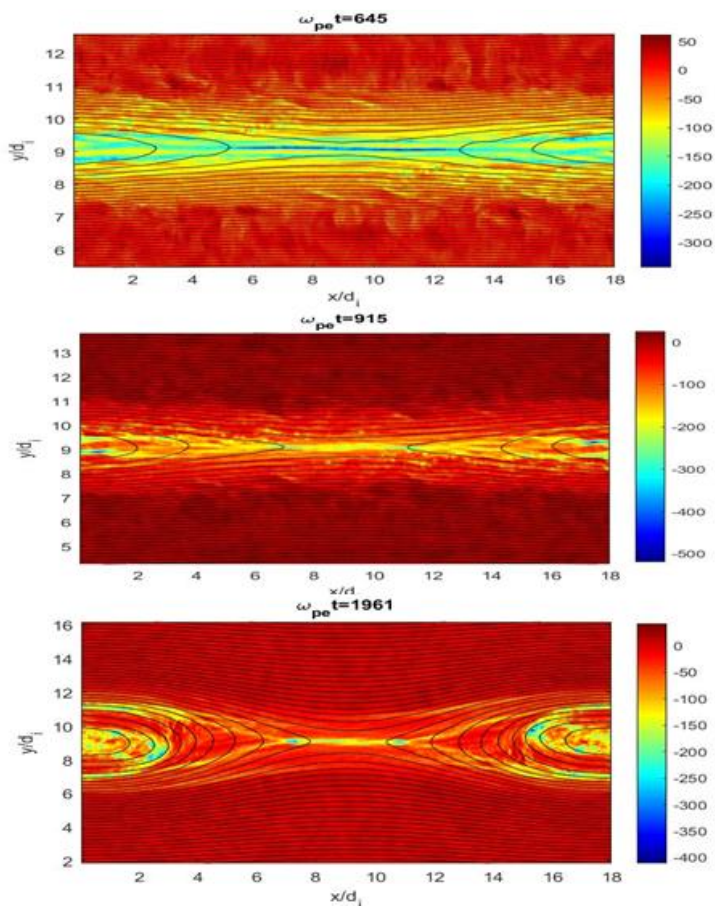
**شکل ۵** مولفه‌های میدان الکتریکی به صورت ترکیبی با خطوط میدان مغناطیسی در زمان  $\omega_{pe} t = 458$  با میدان هدایت صفر ( $b_z = 0$ ).

شکل‌گیری دو قطبی‌های الکتریکی فقط در محل نقطه  $x$  با استفاده از فو و همکاران (۲۰۱۸) گزارش شده بود. با توجه به شکل ۵، این دو قطبی‌ها در فرآیند توسعه یافته بازاتصال مغناطیسی و سرتاسر ناپایداری پلاسموئیدی نیز ایجاد شده و تعداد آن‌ها برابر با تعداد جزایر مغناطیسی است. پلاسموئیدها از جنبه‌های متفاوتی مورد مطالعه پژوهشگران قرار گرفته است. از جمله لئورنزو و همکاران (۲۰۱۶) ویژگی‌های پلاسموئیدها را به صورت تابعی از عرض لایه جریان مورد مطالعه قرار داده‌اند. در ادامه مطالعه جزایر مغناطیسی را با توجه به اثری که میدان هدایت روی سرعت رشد عرضی پلاسموئیدها می‌گذارد، انجام می‌دهیم.

شکل ۶، تکامل زمانی بازاتصال مغناطیسی در حضور میدان هدایت قوی ( $b_z = 0.01$ ) در زمان‌های  $\omega_{pe} t = 645, 915, 961$  را نشان می‌دهد. افزایش بیشتر میدان هدایت ثابت مانع از تشکیل نقطه‌های  $x$  و پلاسموئیدهای ثانویه می‌شود. افزایش میدان هدایت سبب ایجاد با تاخیر بازاتصال مغناطیسی نسبت به دو حالت قبل میدان هدایت در  $\omega_{pe} t = 645$  شده است.



با گذشت زمان دو پلاسموئید اطراف نقطه  $x$  رشد می کنند که نسبت طول به عرض پلاسموئید در این زمان برابر با ۲ بوده و در زمان  $\omega_{pe}t = 915$  نسبت طول به عرض پلاسموئیدها به  $5/2$  افزایش یافته است. بیشتر بودن سرعت رشد طولی این پلاسموئیدها نسبت به رشد عرضی مانع از کشیده شده لایه جریان شده و این امر از ایجاد نقطه های  $x$  ثانویه جلوگیری می کند. این در حالی است که در نبود میدان هدایت سرعت رشد عرضی پلاسموئیدها کم و بیش یکسان است.



شکل ۶ تکامل زمانی مولفه عمودی چگالی جریان الکتریکی به همراه خطوط میدان مغناطیسی در زمان های متفاوت:

$t = 645, 915, 1961$  با میدان هدایت  $(b_z = 0.01)$  تسلا.

پیش از این در مقاله لو و همکاران (۲۰۲۰) وجود میدان هدایت به عنوان عاملی تعیین‌کننده برای تشکیل یا عدم تشکیل جزایر ثانویه شناخته نشده بود. این در حالی است که با توجه به شکل ۶، روشن است که افزایش میدان هدایت ثابت به گونه‌ای که با قدرت میدان مغناطیسی اولیه برابری کند ( $b_z = b_0 = 0.01 T$ ) حتی در زمان‌های طولانی ( $\omega_{pe} t = 1961$ ) می‌تواند مانع از شکل‌گیری ناپایداری پلاسموئیدی و جزایر مغناطیسی ثانویه شود. از دیدگاه مگنتوهیدرو دینامیک و با توجه به کار لطفی و حسین‌پور (۲۰۲۱)، میدان هدایت غیریکنواخت چون سدی برای شکل-گیری جزایر مغناطیسی ثانویه است. همچنین در شکل ۶ نشان داده شد که در دیدگاه جنبشی میدان هدایت ثابت قوی نیز می‌تواند مانع از شکل‌گیری جزایر مغناطیسی ثانویه شود.

#### ۴. نتیجه‌گیری

در این مقاله با استفاده از شبیه‌سازی ذره در سلول، توصیف جنبشی از پدیده بازاتصال مغناطیسی و شکل‌گیری پلاسموئیدها در تاج خورشیدی ارائه شد. همچنین دینامیک شکل‌گیری و رشد جزایر مغناطیسی از راه تاثیرات میدان مغناطیسی عمود بر صفحه (میدان هدایت) بر روند شکل‌گیری و رشد ناپایداری پلاسموئیدی مورد بررسی قرار گرفت. از این رو کد با ضرایب مختلف میدان هدایت ( $b_z = (0, 0.005, 0.01 \dots)$ ) در چندین مرحله اجرا گردید و مطالعه تغییرات مؤلفه عمود بر صفحه چگالی جریان الکتریکی که با خطوط میدان مغناطیس به صورت ترکیبی نمایش داده شده است و نیز مؤلفه‌های میدان الکتریکی و دما انجام گرفت. نتایج نشان داد که بردار میدان الکتریکی درون جزایر مغناطیسی چرخیده و جهت این بردار در دو طرف روی جداکننده‌ها وارونه می‌شود. هرچه به مرکز پلاسموئید نزدیک شویم، بزرگی بردار میدان الکتریکی در صفحه بازاتصال افزایش می‌یابد. همچنین دمای پوسته پلاسموئیدها نسبت به دمای مرکز آن‌ها کمتر است و در محل تلاقی پلاسموئیدها به یکدیگر یا همان نقطه‌های  $x -$  به دلیل تجمع بیشتر الکترون‌ها نسبت به پروتون‌ها دمای بیشتری مشاهده می‌شود. شدت مؤلفه‌های میدان الکتریکی در صفحه بازاتصال مغناطیسی ( $E_x, E_y$ ) در درون پلاسموئیدها نسبت به نقطه‌های  $x -$  بیشتر است. مؤلفه  $E_x$  دو قطبی‌هایی با قطب‌های شرقی-غربی و مؤلفه  $E_y$  دو قطبی‌هایی با قطب‌های شمالی-جنوبی تشکیل می‌دهد. این دو قطبی‌ها با یکدیگر یکی می‌شوند و دو قطبی بزرگتر را تشکیل می‌دهند.



در این مقاله شکل‌گیری دو قطبی‌های الکتریکی به تعداد برابر با جزایر مغناطیسی سرتاسر لایه جریان الکتریکی در فرآیند توسعه یافته بازاتصال مغناطیسی به عنوان یک مطلب جدید نشان داده شد. از دیگر نتایج این مقاله می‌توان به تغییراتی اشاره کرد که میدان هدایت بر فرآیند تشکیل و رشد جزایر مغناطیسی ایجاد می‌کند. این تغییرات خود را به صورت کاهش تعداد پلاسموئیدها و آهسته شدن روند پیوستن آن‌ها به یکدیگر نشان می‌دهند و هم‌چنان که در شکل ۱ و ۲ مشخص است میدان هدایت می‌تواند منجر به کاهش نسبی چگالی جریان الکتریکی خارج از صفحه بازاتصال شود. پیش از این وجود میدان هدایت به عنوان عاملی تعیین‌کننده برای تشکیل یا عدم تشکیل جزایر ثانویه شناخته نشده بود. در حالی که در این مقاله به عنوان یک نتیجه مهم نشان داده شد که افزایش میدان هدایت ثابت به گونه‌ای که با قدرت میدان مغناطیسی اولیه برابری کند ( $b_z = b_0$ ) مانع از شکل‌گیری ناپایداری پلاسموئیدی و جزایر مغناطیسی ثانویه می‌شود.

در حقیقت میدان هدایت ثابت قوی می‌تواند با افزایش سرعت رشد طولی نسبت به رشد عرضی پلاسموئیدها، مانع از کشیده شدن لایه جریان شود. همین امر از ایجاد نقطه‌های  $x$  ثانویه جلوگیری می‌کند. نسبت میدان هدایت و میدان مغناطیسی اولیه تعیین‌کننده تعداد بازاتصال مغناطیسی می‌باشد به نحوی که  $b_z/b_0 = 0.5$  تعداد نقطه‌های  $x$  را  $1/6$  برابر نموده و به سه کاهش می‌دهد.

اگر چه در دیدگاه مگنتوهیدرودینامیکی، میدان هدایت غیریکنواخت به عنوان سدی در برابر شکل‌گیری جزایر مغناطیسی ثانویه مطرح شده است، در این مقاله نشان داده شد که در دیدگاه جنبشی میدان هدایت ثابت قوی نیز می‌تواند از شکل‌گیری جزایر مغناطیسی ثانویه جلوگیری کند.

## ۵. تقدیر و تشکر

نویسندگان این مقاله بابت استفاده از کد *Epoch* از توسعه‌دهندگان آن تشکر می‌کنند. همچنین به دلیل همکاری مجموعه مرکز کامپیوتر دانشگاه سیستان و بلوچستان و در اختیار قرار دادن سرور این مرکز برای پیشبرد این تحقیق کمال تشکر را از مسئولان مرکز و نیز شخص مهندس اعزازی دارند.

## منابع

- [1] Yamada M., Kulsrud R, and Ji H., "Magnetic reconnection", *Reviews of modern physics*, 82, 603, (2010).
- [2] Zweibel E.G and Yamada M., "Magnetic Reconnection in Astrophysical and Laboratory Plasma", *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 4, 291-332, (2009).
- [3] Fan F., Huang C., "The structures of magnetic islands formed during collisionless magnetic reconnections in a force-free current sheet", *Physics of plasmas*, 23, 106-112. (2016).
- [4] Yamada M., Yoo J., "Conversion of magnetic energy in the magnetic reconnection layer of a laboratory plasma", *Nature communication*, 5, 4774. (2014).
- [5] Cargill P.J., Vlahos L., Baumann G., Drake J.F., Nordlund A., "Current Fragmentation and Particle Acceleration in Solar Flares", *Space Sci Rev*, 173, 223-245. (2012).
- [6] Loureiro N. F. Schekochihin A. A. Cowley S. C., "Instability of current sheets and formation of plasmoid chains", *Phys. Plasmas*, 14, 100703. (2007).
- [7] Cassak P.A., Shay M.A., "Magnetic Reconnection for Coronal Conditions: Reconnection Rates, Secondary Islands and Onset", *Space Science Reviews*, 172, 283-302, (2011).
- [8] Lorenzo S., Dimitrios G. and Maria P., "Plasmoids in relativistic reconnection, from birth to adulthood: first they grow, then they go", *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462, 48-74, (2016).
- [9] Drake J. F., Wisdak M. S. K., Schoeffler M., Rogers B. N. and Kobayashi S., "Formation of secondary islands during magnetic reconnection", *Geophysical research letters*, 33, L13105. (2006).
- [10] Fu S. Huang Sh. Zhou M. Ni B and Deng X., "Tripolar electric field Structure in guide field magnetic reconnection", *Ann. Geophys.*, 36, 373-379, (2018).
- [11] Lu S., Angelopoulos V., Artemyev A. V., Pritchett P. L., Sun W. J. and Slavin J. A., "Particle-in-cell Simulations of Secondary Magnetic Islands, Ion-scale Flux Ropes and Plasmoids", *The Astrophysical Journal*, 900, 145, (2020).
- [12] Markidis S., Henri P., Lapenta G., Divin A., Goldman M. V., Newman D. and Eriksson S., "Collisionless magnetic reconnection in a plasmoid chain", *Nonlinear Processes Geophys*, 19, (145-153), (2012).
- [13] Kumar P., Karpen J. T., Antiochos S. k., Wyper P. F. and devore C. r., "First detection of Plasmoids from Breakout Reconnection on the Sun", *astro-ph.SR*, 885, L15, (2019).
- [14] Loureiro N. F., Schekochihin, A. A., Cowley, S. C. "Instability of current sheets and formation of plasmoid chains", *Phys. Plasmas*, 14, 100703. (2007).
- [15] Lotf H., Hosseinpour M., "Parametric Study of Resistive Plasmoid Instability", *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 8, 176. (2021).
- [16] Dieckmann M. E., "The particle-in-cell simulation method: Concept and limitations", *Institut fuer Theoretische Physik IV, Ruhr-Universitaet, Bochum, Germany*, (2007).
- [17] Wilson F., Neukirch T., Hesse M., Harrison M. G. and Stark C. R., "Particle-in-Cell Simulations of Collisionless Magnetic Reconnection with a Non-Uniform Guide Field", *Phys. Plasmas*, 23, 032302, (2016).

© 2020 Alzahra University, Tehran, Iran. This article is an open-access article distributed under the terms and conditions of the Creative Commons Attribution-NonCommercial 4.0 International (CC BY-NC 4.0 license) (<http://creativecommons.org/licenses/by-nc/4.0/>).

