

Research Paper



## Trapping and Divergence of an Electron Beam Inside a Current Sheet



Mahboub Hosseinpour\*<sup>1</sup>



This paper is an open access and licenced under the CC BY NC licence.



DOI: [10.22034/strap.2023.57923.1020](https://doi.org/10.22034/strap.2023.57923.1020)

**Reference to this article:** Hosseinpour, M (2024). Trapping and Divergence of an Electron Beam Inside a Current Sheet. *Scientific Researches in Theoretical and Applied Physics*, 2 (1): 8-12

### Keywords

Magnetic reconnection, Electron beam, Current sheet

Received: 2023/09/25

Accepted: 2024/04/06

Available: 2024/06/15

### ABSTRACT

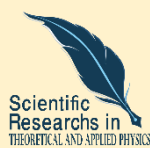
In this study, using two-dimensional magnetohydrodynamic simulation, we investigate the interaction of an electron beam with the reconnection process of the magnetic field. Magnetic reconnection is a fundamental process in laboratory and space plasma environments, specific to the solar atmosphere region, which by changing the geometric arrangement of magnetic field lines leads to the release of magnetic energy into kinetic energy, heat and acceleration of charged particles. The results of our simulations show that the reconnection that starts from an X-like magnetic null-point becomes more faster over time and the electric current sheet becomes more elongated. At the same time, the beam electrons are drawn towards the reconnection area and get stuck between the current layer, while they also move along the current layer, but at the return points, the particle velocity component perpendicular to the current layer becomes zero. Over time, the divergence in the beam increases and the distribution function of the particle velocity becomes more diffuse and more complex. Especially, the particles accelerate in the z-direction and move away from the layer. Therefore, the interaction of an electron beam with the magnetic reconnection process has a fundamental effect on the dynamics of the beam, and finally the beam loses its identity due to complete divergence.

\* Corresponding Author: Mahboub Hosseinpour

E-mail: [hosseinpour@tabrizu.ac.ir](mailto:hosseinpour@tabrizu.ac.ir)

1. Associate Professor in Physics, Faculty of Physics, University of Tabriz, Tabriz, Iran.

## مقاله پژوهشی



## گیرافتادگی و واگرایی باریکه الکترونی در لایه جریان الکتریکی

محبوب حسین پور\*<sup>۱</sup>

این مقاله به صورت دسترسی باز و با لایسنس CC BY NC کپی‌رایت کاملاً قابل استفاده است.



ارجاع به این مقاله: محبوب (۱۴۰۳). گیرافتادگی و واگرایی باریکه الکترونیکی در لایه جریان الکتریکی. پژوهش‌های علمی در فیزیک نظری و کاربردی، ۲ (۱): ۸-۱۲.

DOI: [10.22034/strap.2023.57923.1020](https://doi.org/10.22034/strap.2023.57923.1020)

## چکیده

در این مطالعه با استفاده از شبیه‌سازی دو بعدی مگنتوهیدرودینامیک، به بررسی اندرکنش باریکه الکترونی با فرآیند بازاتصال میدان مغناطیسی می‌پردازیم. بازاتصال مغناطیسی فرآیندی بنیادی در محیط‌های پلاسمای آزمایشگاهی و فضایی، مخصوص ناحیه اتمسفر خورشیدی است که با تغییر آرایش هندسی خطوط میدان مغناطیسی منجر به آزادسازی انرژی مغناطیسی به انرژی جنبشی، گرمایی و شتاب‌گیری ذرات باردار می‌شود. نتایج شبیه‌سازی‌های ما نشان می‌دهد بازاتصال که از یک نقطه تهی مغناطیسی ایکس مانند شروع می‌شود به مرور زمان آهنگ بیشتری به خود می‌گیرد و لایه جریان الکتریکی کشیده‌تر می‌شود. همزمان، الکترون‌های باریکه به سمت ناحیه بازاتصال کشیده می‌شوند و بین لایه جریان گیر می‌افتند، در حالیکه در طول لایه جریان نیز حرکت می‌کنند اما در نقاط بازگشتی، مولفه سرعت ذرات عمود بر لایه جریان صفر می‌شود. به مرور زمان، واگرایی در باریکه بیشتر شده و تابع توزیع سرعت ذرات پخش‌تر و شکل پیچیده‌تری به خود می‌گیرد. مخصوصاً که ذرات در راستای Z نیز شتاب می‌گیرند و از لایه دورتر می‌شوند. لذا، اندرکنش باریکه الکترونی با فرآیند بازاتصال مغناطیسی تأثیر اساسی بر روی دینامیک باریکه گذاشته و در نهایت باریکه هویت خود را بر اثر واگرایی کامل، از دست می‌دهد.

## کلیدواژه‌ها

بازاتصال مغناطیسی، باریکه الکترونی، لایه جریان

دریافت شده: ۱۴۰۲/۰۷/۰۳

پذیرفته شده: ۱۴۰۳/۰۱/۱۸

منتشر شده: ۱۴۰۳/۰۳/۲۶

\* نویسنده مسئول: محبوب حسین پور  
رایانامه: hosseinpour@tabrizu.ac.ir

## مقدمه

بازاتصال مغناطیسی شامل تغییر هندسی مجموعه ای 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 مغناطیسی تغییر کرده و نیروی لورنتس منجر به تبدیل انرژی مغناطیسی به انرژی جنبشی می شود [۱]. اندرکنش خطوط میدان منجر به شکل گیری لایه جریان در نزدیکی یک نقطه خنثی مغناطیسی (نقطه ایکس) میشود. خطوط نیرو در لایه جریان، توانایی شکسته شدن و دوباره به هم پیوستن را دارند. در بازاتصال مغناطیسی، خطوط میدان مغناطیسی به صورت مخالف جهتگیری شده اند [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 سیستم های بزرگی چون سیستم 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 و تکه تکه شدن و تشکیل لایه های جریان چندگانه می گردد. بنابراین بازاتصال مغناطیسی در چندین نقطه ایجاد شده و چندین جزیره مغناطیسی یا پلاسموئید ظاهر شده و با هم یکی میشوند. با کشیده تر شدن لایه جریان، پلاسموئیدهای ثانویه نیز ایجاد می گردند [۵،۶].

از طرفی باریکه های الکترونی نیز در اغلب محیطهای پلاسمایی حضور دارد. در ناحیه تاج خورشیدی، ذرات باردار الکترونی تحت تأثیر فرآیندهای مختلف شتاب گرفته و از بقیه محیط جدا می شوند. این باریکه ها می توانند در نهایت بخشی از باد خورشیدی را تشکیل دهند. از مهمترین عوامل شتابگیری الکترونها می توان به امواج ضریه، میدانهای الکتریکی قابل ملاحظه به دلیل جداشدگی بار فضایی، امواج الکتروستاتیک و الکترومغناطیسی و نیز فرآیند مهم بازاتصال مغناطیسی اشاره کرد. این عوامل به راحتی میتوانند در محیطهای پلاسمایی، مثل ناحیه تاج خورشیدی تحریک شده و فعالیت نمایند [۷-۹].

یکی از پدیده های دینامیکی جالب، اندرکنش باریکه های الکترونی خارجی با فرآیند بازاتصال مغناطیسی است. همانگونه که اشاره شد، بازاتصال از یک نقطه ایکس مانند آغاز می شود و به تدریج ناحیه بازاتصال کشیده تر شده و لایه جریان الکتریکی را شکل میدهد. این اندرکنش میتواند ساختار باریکه الکترونی و لذا ماهیت و دینامیک آن را به شکل قابل ملاحظه ای تغییر دهد. در این مطالعه که از شبیه سازی سیالی مغناطویدرودینامیک دو بعدی استفاده می شود، ما به بررسی اندرکنش باریکه الکترونی با فرآیند بازاتصال مغناطیسی خواهیم پرداخت. مسیر اولیه باریکه در صفحه بازاتصال مغناطیسی قرار دارد و برای اینکه اندرکنش بهینه و در زمان کوتاهتری رخ دهد، جهت گیری آن طوری هست که از نقطه ایکس عبور کند. در فصل بعدی به توضیح مدل، معادلات اساسی و معرفی کد پرداخته شده است. نتایج و بحث مربوطه در فصل سوم و نتیجه گیری در فصل چهارم آورده شده است.

## مدل، معادلات و معرفی کد

برای اجرای شبیه سازیها، از یک کد دو بعدی سیالی مگنتویدرودینامیکی بر اساس حل مشتقات به روش تفاضل محدود استفاده شده است. نام کد OpenMHD است که توسط زینتانی نوشته و توسعه داده شده است [۱۲-۱۰]. معادلات مگنتویدرودینامیک تک سیال مقاومتی تراکم پذیر در کد مورد نظر حل می شوند. معادلات مگنتویدرودینامیک عبارتند از معادله پیوستگی:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v}) = 0, \quad (1)$$

معادله حرکت سیال:

$$\frac{\partial (\rho \mathbf{v})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{v} \mathbf{v} + p_{tot} \mathbf{I} - \mathbf{B} \mathbf{B}) = 0, \quad (2)$$

معادله انرژی:

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \nabla \cdot [(e + p_{tot}) \mathbf{v} - (\mathbf{v} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} + \eta \mathbf{j} \times \mathbf{B}] = 0, \quad (3)$$

معادله القاء مغناطیسی:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} + \nabla \cdot (\mathbf{v} \mathbf{B} - \mathbf{B} \mathbf{v}) + \nabla \times (\eta \mathbf{j}) = 0, \quad (4)$$

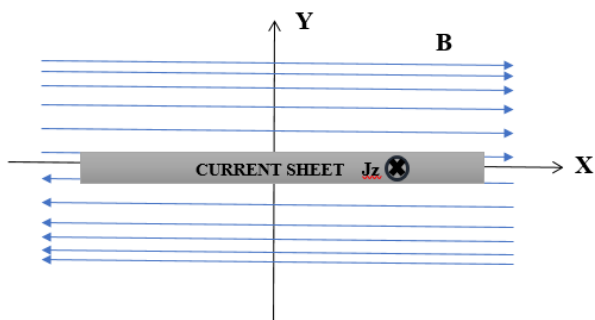
در این معادلات،  $p_{tot} = (p + B^2/2)$  (فشار مغناطیسی + فشار گاز)

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho v^2}{2} + \frac{B^2}{2}$$

فشار کل است و  $\gamma = 5/3$  (انرژی مغناطیسی + انرژی جنبشی + انرژی حرارتی) چگالی انرژی کل با نسبت گرمای ویژه

$\gamma = 5/3$  است. متغیرهای دیگر نیز معنای فیزیکی خود را دارند. تمام متغیرها تابعی از فضا  $(x, y)$  و زمان  $(t)$  هستند و همچنین تغییر متغیرها در راستای  $Z$  (عمود بر صفحه  $xy$ ) در تمام زمانها نادیده گرفته می شود  $\frac{\partial}{\partial z} = 0$ .

این کد برای محاسبه شارهای عددی از روش Harten-Lax-Van Leer (HLLD) که یک روش حل ریمان است استفاده می کند. همچنین برای محاسبه انتگرال زمانی از روش مرتبه دوم رانگ-کوتا نیز استفاده می کند. علاوه بر این، برای ارضای شرط  $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$  از روش HDC استفاده شده است. با گذشت زمان، گام زمانی  $\Delta t$  بعنوان مقدار کوچکتر بین  $\Delta t = 0.5 c_{fl} (1/\eta) \Delta x^2$  و  $\Delta t = c_{fl} \Delta x / v_{max}$  که به ترتیب بر پایه شرط CFL همرفتی و پخش است به صورت خودکار تغییر می کند. در این پژوهش محیط پلاسمایی در نظر گرفته شده، پلاسمای هیدروژنی (الکترون-پروتون) است که از نظر دما یکنواخت فرض می شود و شامل هر دو فشار غیریکنواخت هیدرویدرودینامیکی و مغناطیسی می باشد.



شکل ۱: ساختار میدان مغناطیسی اولیه

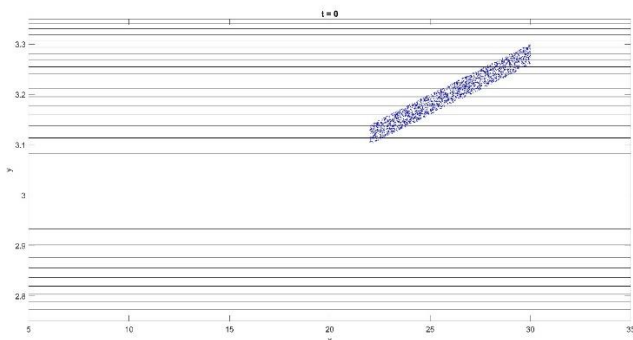
از طرف دیگر، برای دست‌یابی به بازاتصال سریع، اختلال مقاومت اولیه را در زمان  $0 < t < 1$  را به صورت  $\eta = \eta_0 \exp(-x^2 - y^2)$  در نظر

می‌گیریم، که در آن  $\eta_0 = 0.025$  است. بنابراین بعنوان یک نتیجه در مرکز لایه جریان در زمان اولیه یک نقطه ایکس (X-point) شکل می‌گیرد. برای زمان‌های بالاتر  $t > 1$  مقاومت یکنواختی  $\eta = 0.002$  را فرض

می‌کنیم. مقاومت الکتریکی پلاسما به صورت  $\eta = \frac{\eta_m}{L_i v_A}$  بدون بعد می‌شود که در آن  $L_i$  مقیاس طول سیستم و  $\eta_m$  مقاومت پلاسما است.

### نتایج شبیه‌سازی

توزیع اولیه ۵۰۰۰ ذره باریکه در فضای دو بعدی، تصادفی انجام گرفته است. هم‌بند تمام ذرات با وجود دمای حرارتی، دارای سرعت سوقی یکسان در مسیر اولیه نشان داده شده باریکه هستند. سرعت سوقی به مراتب بزرگتر از سرعت حرارتی انتخاب شده است. شکل (۲) باریکه اولیه الکترونی به همراه خطوط میدان مغناطیسی اولیه را نشان می‌دهد. تابع توزیع هر سه مولفه سرعت به همراه بزرگی سرعت الکترونها نیز در شکل (۳) رسم شده است. ذرات مولفه سرعتی در راستای Z ندارند و مولفه غالب سرعت در راستای منفی X می‌باشد.



شکل ۲: باریکه اولیه الکترونی به همراه خطوط میدان مغناطیسی اولیه

شبیه‌سازی‌های انجام شده در این پژوهش، در صفحه  $x-y$  انجام شده است. محدوده شبیه‌سازی یک جعبه مستطیلی با طول  $x: [0, L_x]$  و عرض  $y: [0, L_y]$  است. در اینجا  $x$  در راستای طولی (راستای خطوط میدان پادموازی) و  $y$  در راستای عمودی و جهت  $z$  عمود بر صفحه بازاتصال است. وضوح شبیه‌سازی به تعداد سلول‌های در نظر گرفته شده در هر شبیه‌سازی وابسته است. در این پژوهش تعداد سلول‌ها در راستای طولی  $N_x = 1200$  و در راستای عرضی  $N_y = 400$  در نظر گرفته شده است. به طور مثال در شبیه‌سازی‌های انجام شده مقدار  $L_x = 40$  و  $L_y = 6$  در نظر گرفته شده است. در مرزهای چپ ( $x = 0$ ) و راست ( $x = L_x$ ) شرایط مرزی باز فرض می‌شود بنابراین خطوط میدان بازاتصال یافته به طور آزادانه‌ای می‌توانند حرکت کنند و از مرزها خارج شوند. از طرفی، برای مرزهای بالا ( $y = L_y$ ) و پائین ( $y = 0$ ) شرایط مرزی بسته فرض می‌شود.

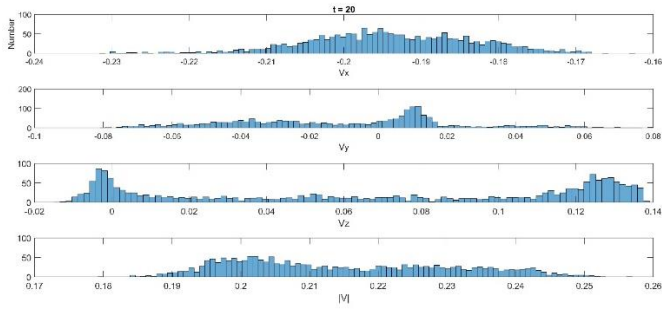
ساختار میدان مغناطیسی اولیه (شکل ۱)  $B = [B_x, 0, 0]$  برای یک لایه جریان هریس که از حل معادله یک بعدی ماکسول-ولاسوف بدست می‌آید، به شکل زیر است:

$$B(y) = B_0 \tanh\left(\frac{y}{a_B}\right) \hat{x}, \quad B_y = 0, \quad B_z = \text{Guide field} \quad (5)$$

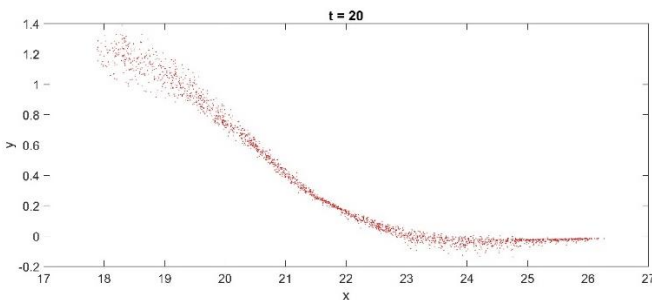
که در آن  $B_0 = 1.0$  شدت میدان مغناطیسی مجانبی،  $y$  عرض جعبه شبیه‌سازی و  $a_B = 0.7$  نصف ضخامت لایه جریان (طول مقیاس میدان مغناطیسی) در ساختار اولیه می‌باشد.  $B_z$  بعنوان میدان هادی که عمود بر صفحه بازاتصال است، شناخته می‌شود. برای راحتی در محاسبات عددی تمام پارامترهای فیزیکی به مقادیر اولیه شان بدون بعد می‌شوند:

$$\begin{aligned} \mathbf{B}' &= \frac{\mathbf{B}}{B_0}, & \rho' &= \frac{\rho}{\rho_0}, & p' &= \frac{p}{\frac{B_0^2}{2\mu_0}}, \\ \mathbf{v}' &= \frac{\mathbf{v}}{v_A}, & j' &= \frac{j}{j_0}, & t' &= \frac{t}{\tau_A}. \end{aligned} \quad (6)$$

که در آن سرعت‌ها به سرعت آلفون  $v_A = \frac{B_0}{\sqrt{\rho\mu_0}}$  و زمان به دوره تناوب آلفونی  $\tau_A = \frac{a_B}{v_A}$  بدون بعد می‌شود.

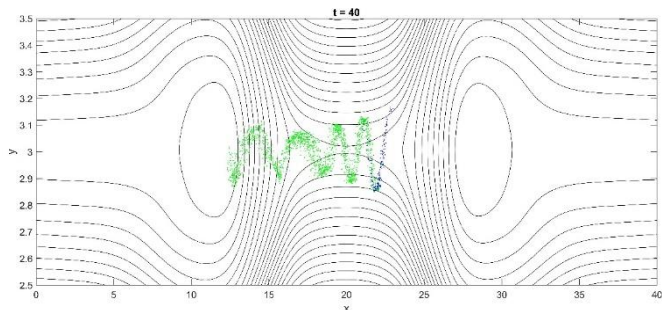


شکل ۵: تابع توزیع هر سه مولفه سرعت به همراه بزرگی سرعت الکترونها در زمان  $t=20$



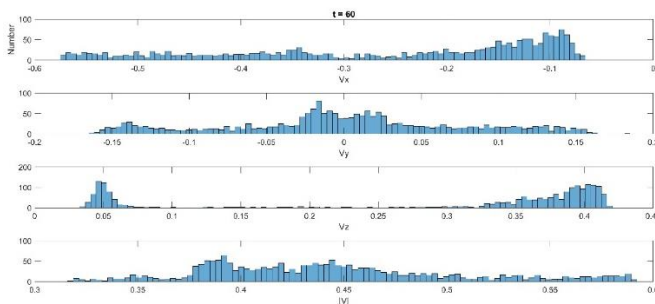
شکل ۶: مکان الکترونها در صفحه X-Z زمان  $t=20$

با گذشت زمان، لایه جریان کشیده تر شده و گیر افتادگی باریکه در داخل لایه جریان به خوبی دیده می شود (شکل های ۷ و ۸). همزمان واگرایی باریکه نیز بیشتر و بیشتر می شود.

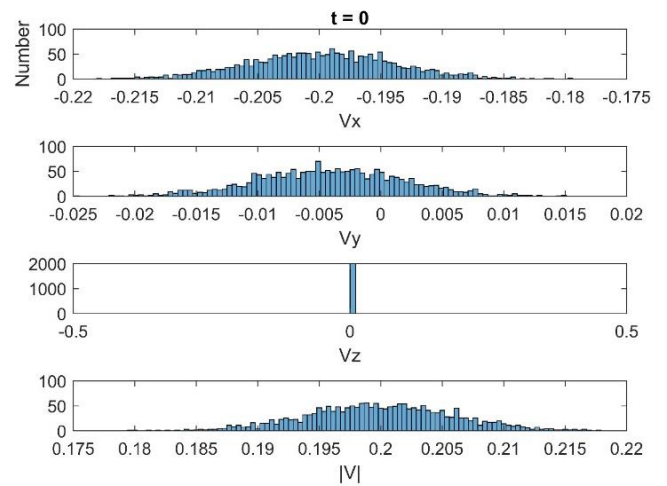


شکل ۷: باریکه الکترونی به همراه خطوط میدان مغناطیسی در زمان  $t=40$

تغییر رنگ از آبی به سبز به معنای افزایش انرژی جنبشی ذرات است.

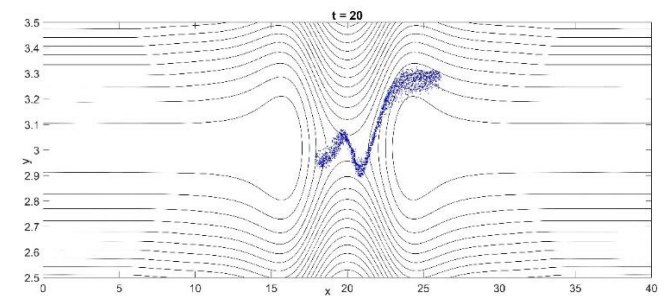


شکل ۸: تابع توزیع هر سه مولفه سرعت به همراه بزرگی سرعت الکترونها در زمان  $t=40$



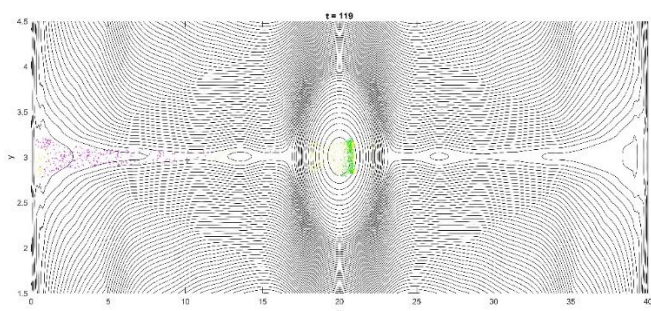
شکل ۳: تابع توزیع هر سه مولفه سرعت به همراه بزرگی سرعت الکترونها در زمان  $t=0.0$

شکل (۴) در زمان  $t=20$  تغییرات مسیر باریکه به همراه تغییرات در آرایش هندسی خطوط میدان مغناطیسی را نشان می دهد. مطابق شکل، نقطه ایکس شکل گرفته و فرآیند باز اتصالی در حال رخ دادن می باشد. از طرفی مسیر ذرات باریکه به سمت نقطه ایکس منحرف و یا به عبارتی بلعیده شده اند. با شکل گیری لایه جریان کوچک، ذرات مشخصا دو بار در طول مسیر به سمت لایه جریان بازگشت خورده اند. اندک پخش شدگی و یا به عبارتی واگرایی در باریکه در حین حرکت به سمت لایه جریان دیده می شود. به مرور زمان و با گیر افتادن ذرات در لایه جریان، مطابق شکل (۵)، الکترونها در راستای عمود بر لایه جریان Z شتاب می گیرند. این شتاب گیری به دلیل تولید میدان الکتریکی در راستای Z به خاطر گرادیان های شدید میدان مغناطیسی در صفحه X-Y می باشد. با شتاب گیری، الکترونها از لایه جریان به شکل خمیده ای دور می شوند. این شتاب گیری منجر به ایجاد مولفه سرعت در راستای Z می شود. دیگر مولفه ها نیز تحت تاثیر دینامیک تغییر میدان مغناطیسی قرار می گیرند (شکل ۶).

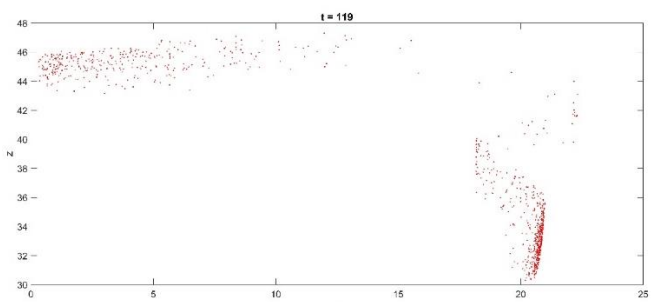


شکل ۴: باریکه الکترونی به همراه خطوط میدان مغناطیسی در زمان  $t=20$

در زمان‌های طولانی شبیه‌سازی، ساختار هندسی لایه جریان تغییر اساسی می‌کند و جزایر مغناطیسی ثانویه یا همان پلاسموئیدها ایجاد شده و دینامیک سیستم را آشوبناک می‌کنند (شکل ۱۲). تعدادی از ذرات که به مرز سمت چپ می‌رسند سیستم را ترک می‌کنند، اما تعدادی از ذرات با انرژی جنبشی پایین در داخل پلاسموئید بزرگ در مرکز گیر می‌افتند و دسته دیگر در نزدیکی مرز سمت چپ تجمع می‌کنند. لذا طبق شکل (۱۳) از هم پاشیدن باریکه الکترونی حداقل به دو توده مختلف مشخص است. لذا تحت تاثیر اندرکنش باریکه الکترونی اولیه با فرآیند بازاتصال مغناطیسی به مرور زمان از بین رفته و واگرایی اساسی در خود ایجاد می‌کند.



شکل ۱۲: مکان ذرات به همراه خطوط میدان در زمان  $t=119$

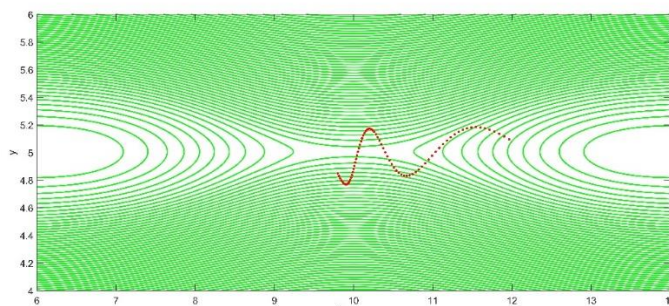


شکل ۱۳: مکان ذرات در صفحه  $x-z$  در زمان  $t=119$

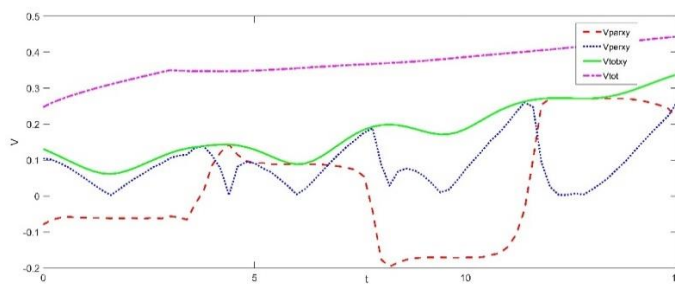
### نتیجه‌گیری

در این مطالعه با استفاده از شبیه‌سازی دو بعدی مگنتوهیدرودینامیک، به بررسی اندرکنش باریکه الکترونی و فرآیند میدان مغناطیسی پرداختیم. قابل ذکر است که اگر چه سرعت سوقی اولیه باریکه در مقایسه با سرعت حرارتی ذرات باریکه بسیار بزرگ بود، اما در مقایسه با سرعت نور بسیار پایین بود و لذا باریکه غیر نسبیتی می‌باشد. نتایج شبیه‌سازی‌ها نشان داد که بازاتصال که از یک نقطه تهی مغناطیسی ایکس مانند شروع می‌شود به مرور زمان آهنگ بیشتری به خود می‌گیرد و لایه جریان الکتریکی کشیده‌تر می‌شود. همزمان، الکترون‌های باریکه به سمت نقطه ایکس کشیده می‌شوند و بین لایه جریان گیر افتاده، در حالیکه در طول لایه حرکت می‌کنند اما در نقاط بازگشتی مولفه  $v$  سرعت ذرات صفر می‌شود. به مرور زمان، واگرایی در باریکه بیشتر شده و تابع توزیع سرعت ذرات شکل پیچیده‌تری به خود می‌گیرد و ذرات در راستای  $Z$  نیز شتاب می‌گیرند و از لایه دورتر می‌شوند. لذا، اندرکنش

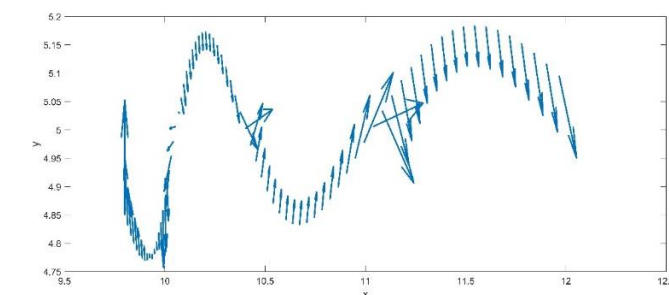
برای درک رفتار ذرات باریکه در داخل لایه جریان، شبیه‌سازیها را فقط برای یک تک ذره انجام می‌دهیم. شکل (۹) مسیر زمانی یک الکترون را نشان می‌دهد که در نزدیکی مرکز لایه جریان پرتاب شده است. در زمینه این شکل خطوط میدان مغناطیسی در زمان آخر نیز رسم شده است. مشخصاً این تک الکترون نیز، مسیری مشابه مسیر ذرات باریکه طی می‌کند. بر اساس شکل (۱۰)، بررسی زمانی مولفه‌های سرعت موازی و عمود ذره بر میدان مغناطیسی در صفحه  $x-v$  نشان می‌دهد که در نقاط بازگشتی، مولفه سرعت ذره عمود بر میدان مغناطیسی به کمینه مقدار خود می‌رسد و در مقایسه با سرعت موازی، بزرگی بسیار کمتری دارد. البته تحت تاثیر شتاب‌گیری، بزرگی سرعت کل ذره نیز ثابت نبوده و تغییر میکند. از طرف دیگر، شکل (۱۱) که بردار سرعت سوق میدان الکتریکی  $(V_E = E \times B/B^2)$  را در مکان‌های حرکت تک ذره در زمانهای مختلف نشان می‌دهد، به وضوح اثبات می‌کند که سرعت غالب بر ذره، سرعت سوق میدان الکتریکی بوده و مسیر ذره منطبق بر مسیری است که سرعت سوقی تعریف می‌کند. لذا می‌توان نتیجه گرفت که برای یک باریکه نیز، بزرگی و جهت سرعت سوق میدان الکتریکی بسیار تعیین‌کننده می‌باشد.



شکل ۹: مسیر حرکت تک ذره



شکل ۱۰: تغییرات زمانی مولفه‌های مختلف سرعت ذره



شکل ۱۱: بردار سرعت سوق میدان الکتریکی ذره در مکان‌های ذره

## منابع و مراجع

باریکه الکترونی با فرآیند بازاتصال مغناطیسی تاثیر اساسی بر روی دینامیک و ساختار باریکه ایجاد می کند و در نهایت باریکه از بین می رود. شکل گیری چنین اندرکنشی در محیط پلاسمای ناحیه تاج خورشیدی می تواند منجر به از بین رفتن باریکه گردد، به گونه ای که دیگر تفاوتی بین الکترون های باریکه و الکترون های زمینه وجود نخواهد داشت. در شبیه سازی های ما، تعداد ذرات از جهت تسریع در محاسبات عددی، محدود و اندک بود اما در حضور تعداد بسیار زیادی از ذرات، باید اثر میدان های الکتریکی و مغناطیسی ناشی از باریکه بر روی فرآیند بازاتصال نیز بررسی گردد.

- [1] M. Yamada R. Kulsrud and Ji H., "Magnetic reconnection", *Reviews of modern physics*, 82, 603 (2010).
- [2] E. G Zweibel and M. Yamada, "Magnetic Reconnection in Astrophysical and Laboratory Plasma", *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 4, 291-332 (2009).
- [3] J. Birn and E. R. Priest. *Reconnection of Magnetic Fields: Magnetohydrodynamic and Collisionless Theory and Observations*, Cambridge University Press, Cambridge, (2007).
- [4] E. R. Priest and T. G. Forbes. *Magnetic Reconnection: MHD Theory and Applications* Cambridge University Press, Cambridge, (2000).
- [5] H. Lotfi and M Hosseinpour, Parametric Study of Resistive Plasmoid Instability. *Front. Astron. Space Sci.* 8:768965 (2021).
- [6] H. Lotfi and M Hosseinpour, The influence of Asymmetric Inflow Reconnection on the Diffusion Region in Resistive Space Plasmas, *Iranian J. Ast. Astrophys.* 9, 1 (2022)
- [7] L. Comisso, and D. Grasso, Visco-Resistive Plasmoid Instability. *Phys. Plasmas* 23, 032111 (2016)
- [8] L. Comisso, D. Grasso, and F. L. Waelbroeck, Extended Theory of the Taylor Problem in the Plasmoid-Unstable Regime. *Phys. Plasmas* 22, 042109 (2015)
- [9] N. F., Loureiro and D. A. Uzdensky, Magnetic Reconnection: from the Sweet-Parker Model to Stochastic Plasmoid, *Chaos. Plasma Phys. Control Fusion* 58, 014021 (2015).
- [10] S. Zenitani, Openmhd: Godunov-Type Code for Ideal/Resistive Magnetohydrodynamics (MHD). Houghton: ASCL-1604 (2016)
- [11] S. Zenitani, and M. Hoshino, The Role of the Guide Field in Relativistic Pair Plasma Reconnection. *ApJ* 677, 530-544 (2008)
- [12] S. Zenitani, and T. Miyoshi, Plasmoid-Dominated Turbulent Reconnection in a Low- $\beta$  Plasma. *ApJ* 894, L7 (2020).