

UNIVERSIDADE DE BRASÍLIA
INSTITUTO DE FÍSICA

RAÍSSA DIAS BENVINDO

**A INFLUÊNCIA DO CAMPO GUIA FORTE E FRACO
NA TRAJETÓRIA DAS PARTÍCULAS NA SUPERFÍCIE
HCS DURANTE UMA RECONEXÃO MAGNÉTICA**

BRASÍLIA

14 DE FEVEREIRO DE 2023

Raíssa Dias Benvindo

A influência do campo guia forte e fraco na trajetória das partículas na superfície HCS durante uma reconexão magnética

Trabalho de conclusão de curso apresentado ao Instituto de Física da Universidade de Brasília como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de bacharel em Física.

Orientador: Jose Leonardo Ferreira

Coorientador: Rodrigo A. Miranda

Universidade de Brasília – UnB

Instituto de Física

Brasília

14 de fevereiro de 2023

Resumo

Utilizamos o código de simulação "2D3V Particle-in-Cell (PIC) XOOPIIC" para simular as trajetórias das partículas durante uma reconexão magnética com campo guia forte e comparamos com as trajetórias com campo guia fraco (ZHARKOVA, 2015). Nas simulações com campo guia forte, observou-se que tanto os prótons rebatidos quanto os em trânsito chegaram no plano médio, onde foram acelerados pela reconexão magnética e, posteriormente, ejetados para um mesmo lado do plano médio. Já nos elétrons, notou-se uma região de separação acentuada entre os elétrons rebatidos e os de trânsito, com ambos sendo ejetados para o lado do plano médio oposto ao das ejeções dos prótons. No entanto, apenas os elétrons em trânsito conseguiram chegar no plano médio. As ejeções dos elétrons e prótons em lados opostos do plano médio podem explicar o surgimento de um campo elétrico na lâmina de corrente heliosférica observada por observações "in situ", do satélite WIND, lançado em 1994. Nossas simulações com campo guia forte, juntamente com as simulações feitas Pela Valentina Zharkova e Olga Khabarova (ZHARKOVA, 2015), mostram que carga e campo guia (nossa componente B_y do campo magnético nessa configuração) são de extrema importância na descrição das trajetórias dessas partículas, pois com campo guia fraco os elétrons demonstram ter comportamentos mais difusos, entre elétrons rebatidos e elétrons em trânsito, em torno do plano médio e tanto os prótons quanto os elétrons tem ejeções em ambos os lados diferentemente das configurações obtidas com campo guia forte.

Palavras-chaves: Código XOOPIIC. Reconexões magnéticas. Lâmina de Corrente Heliosférica (HCS). Trajetórias das partículas. Campo guia forte. Campo guia fraco. Plasma. Magnetohidrodinâmica ideal. Magnetohidrodinâmica resistiva.

Lista de ilustrações

Figura 1	– Simulação numérica de uma ejeção de massa coronal a partir de um reconexão magnética. A explosão acontece no momento em que as configurações das linhas de campo se aniquilam.	12
Figura 2	– Interação em 2D do Vento Solar com a Magnetosfera Terrestre.	13
Figura 3	– Essa é uma simulação numérica representando o evento de reconexão magnética observado pela missão MMS. As linhas em preto representam as linhas de campo magnético da magnetosfera, as do lado direito representam o campo magnético interplanetário. As cores de fundo denotam a densidade da corrente elétrica direcionada para fora do plano. As regiões vermelhas tem correntes elétricas mais fortes, a quebra das linhas de campo magnético nessas regiões de alta corrente é a reconexão magnética. A reconexão sendo entre campos interplanetários e geomagnético. Os quatro pontinhos azuis são as sondas espaciais do MMS. As sondas estão viajando na direção vertical ao longo do tempo. Nessas imagens podemos notar que a reconexão gerou uma ilha magnética devido as instabilidades MHD, assim como no exemplo de ejeção de massa coronal.	14
Figura 4	– Lâmina de corrente heliosférica ao redor do Sol.	15
Figura 5	– Lâmina de corrente heliosférica, modelo espiral de Parker. Essa configuração de superfície do campo magnético do Sol, se estende por todo o Sistema Solar.	16
Figura 6	– Ilustração do Teorema de Kelvin-Helmholtz sobre conservação do fluido, onde A' e B' representa a região A e B do tudo depois de um deslocamento, e Φ_0 sendo conservado.	18
Figura 7	– Modelo bi-dimensional e da reconexão magnética.	20
Figura 8	– Consideramos esse sistema de coordenadas, onde a região de simulação, de largura $20 \times R_p$ no plano XZ é uma pequena parte da lâmina de corrente de reconexão, na superfície HCS. \mathbf{E}_y é um campo elétrico de reconexão, um campo elétrico trazido para uma região de difusão por uma reconexão magnética. \mathbf{B}_y é a componente guia do campo magnético.	22
Figura 9	– Simulação em 3D da topologia do campo magnético $\mathbf{B}(x, y, z)$, com valores de x variando no intervalo de 0 a $20R_p$, e $y(x) = sech(x - 10)$ e $z(x) = -tanh(x - 10)$. As setas amarelas representam as linhas de campo do \mathbf{B}_y e as setas azuis as linhas de campo do \mathbf{B}_z	26
Figura 10	– Trajetória dos prótons injetados do lado $-10 \times R_p$ e $10 \times R_p$, para um campo guia fraco de $\mathbf{B}_y = 0.01\mathbf{B}_0$ com $\mathbf{B}_0 = 10^{-8}\text{T}$, e $n = 10^7\text{m}^{-3}$	27

Figura 11 – Trajetória dos elétrons injetados do lado $-10 \times R_p$ e $10 \times R_p$, para um campo guia fraco de $\mathbf{B}_y = 0.01\mathbf{B}_0$ com $\mathbf{B}_0 = 10^{-8}\text{T}$, e $n = 10^7 m^{-3}$. . .	27
Figura 12 – Simulação da trajetória dos elétrons para um campo guia forte $\mathbf{B}_y = 0.5\mathbf{B}_0$, com $\mathbf{B}_0 = 10^{-8}\text{T}$ e $n = 10^7 m^{-3}$	28
Figura 13 – Simulação da trajetória dos prótons para um campo guia forte $\mathbf{B}_y = 0.5\mathbf{B}_0$, com $\mathbf{B}_0 = 10^{-8}\text{T}$ e $n = 10^7 m^{-3}$	28

Lista de abreviaturas e siglas

MHD	Magnetohidrodinâmica
MMS	Magnetospheric Multiscale Mission
HCS	Heliospheric Current Sheet (<i>Lâmina de Corrente Heliosférica ou Corrente Heliosférica Difusa</i>)
3D	Três Dimensões
2D	Duas Dimensões
XOOPIC	X11-based Object-Oriented Particle-In-Cell (<i>Partícula na célula orientada a objeto baseada em X11</i>)
R_p	Raio de giro do Próton
<i>In Situ</i>	significa “no lugar” ou “no local”
tanh	Tangente Hiperbólica
sech	Secante Hiperbólica

Lista de símbolos

T	unidade tesla
τ	tempo característico
ω	vorticidade
c	velocidade da luz
∇	derivada parcial
E	campo elétrico
B	campo magnético
E_{ind}	campo elétrico induzido
B_{ind}	campo magnético induzido
V_{in}	velocidade de entrada
n	densidade de partículas
t	tempo
L	distância
v	velocidade do plasma
ϕ	fluxo
J	densidade de corrente
ν	viscosidade
η	resistividade
μ_0	permeabilidade magnética no vazio
V	velocidade da partícula
q_s	carga da partícula
m_s	massa da partícula

Sumário

	Introdução	11
1	TEORIA DA RECONEXÃO MAGNÉTICA	17
2	METODOLOGIA	21
2.1	Código XOOPIC	21
2.2	Topologia do Campo Magnético	23
3	RESULTADOS	25
3.1	Dinâmica dos Elétrons	25
3.2	Campo Guia	25
3.2.1	Campo Guia Fraco	25
3.2.2	Campo Guia Forte	26
	Conclusão	29
	REFERÊNCIAS	31
	APÊNDICES	33
	APÊNDICE A – EQUAÇÃO DE DIFUSÃO DE UM CAMPO MAGNÉTICO ATRAVÉS DE UM PLASMA	35

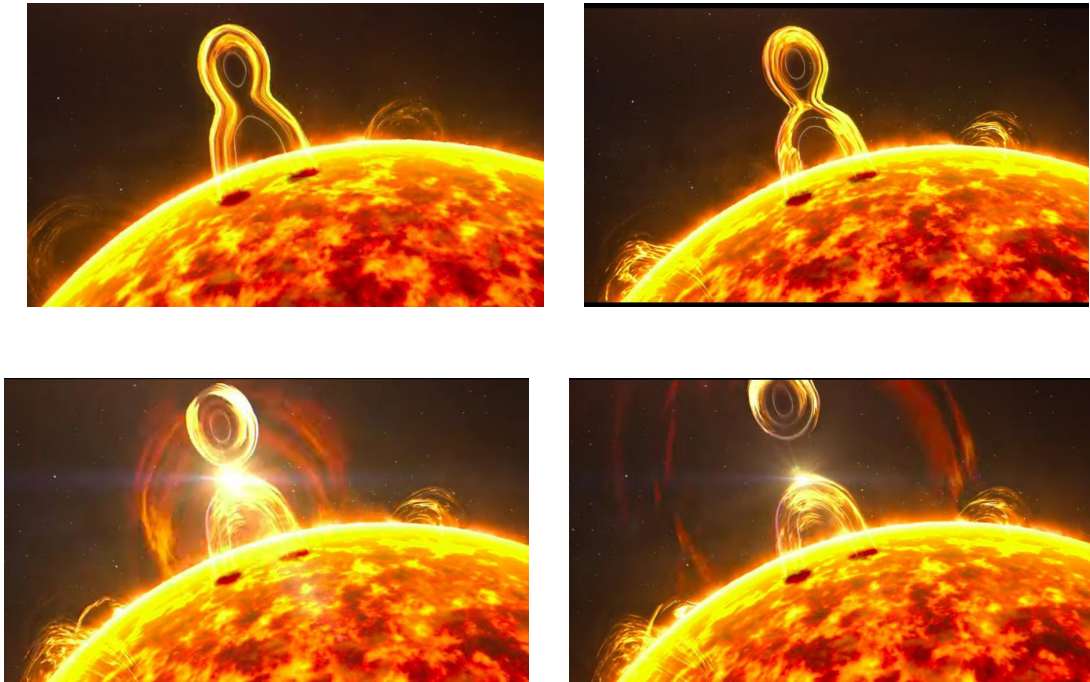
Introdução

Clima espacial é o estudo da influência do Sol no ambiente espacial da Terra ou em qualquer outro planeta do nosso Sistema Solar. O Sol é a principal fonte de energia do Sistema Solar e essa energia tem um grande impacto nas tecnologias espaciais, satélites e na vida dos seres humanos, tanto do ponto de vista econômico quanto físico. A matéria solar encontra-se em estado de plasma e sua energia é produzida a partir de reações de fusão termonuclear de íons de hidrogênio no núcleo da estrela. Essa energia do núcleo passa pelas zonas de radiação e de convecção até chegar na superfície, chamada de fotosfera, onde é emitida para o ambiente interplanetário.

A fotosfera emite dois tipos principais de energia para o espaço: radiação eletromagnética e radiação corpuscular. A luz visível, ondas de rádio, micro-ondas, infravermelho, ultravioleta, raios X e raios gama são exemplos de radiações eletromagnéticas, responsáveis por aquecer a atmosfera inferior, a superfície e os oceanos da Terra. As diferenças de temperatura causadas por essas radiações impulsionam os ventos na Terra. A radiação corpuscular, conhecida como vento solar (o plasma interplanetário), é composta por átomos carregados, partículas subatômicas - principalmente prótons e elétrons de alta energia - e vários tipos de ondas de plasma, como as ondas de Alfvén/hidromagnéticas, magnetosônicas e magnetohidrodinâmicas. Assim como os ventos na Terra, o vento solar também é impulsionado pelas diferenças de temperatura, mas, nesse caso, pela atmosfera superior do Sol e o espaço interplanetário. Esse vento é responsável por grandes correntes elétricas que afetam a comunicação, as redes elétricas e a navegação de satélites. Além disso, o vento solar contribui para a criação de uma nova radiação corpuscular que bombardeia a atmosfera superior da Terra, causando as auroras ([MOLDWIN, 2008](#)).

O Sol é formado por emaranhados de linhas de campo magnético associados à difusão, congelamento de campo e instabilidades magnetohidrodinâmicas (MHD). Como os campos magnéticos têm direção e magnitude, é preciso levar em conta essas linhas. As reconexões magnéticas ocorrem quando uma parcela de plasma magnetizado de uma polaridade se encontra com uma parcela de plasma magnetizado de polaridade oposta. Isso pode acontecer entre dois ou mais regimes de plasmas magnetizados. Esse efeito de reconexão magnética ocorre após a quebra das condições de congelamento, fazendo com que o campo magnético se desacople do plasma e possa se difundir pelo mesmo a partir das equações de magnetohidrodinâmica resistiva. Nessa região de difusão, os campos magnéticos dos plasmas interagentes têm suas topologias alteradas após o processo de aniquilação, que dá origem a intensas correntes elétricas. Todo esse processo acaba convertendo energia magnética em energia cinética e térmica.

Figura 1 – Simulação numérica de uma ejeção de massa coronal a partir de um reconexão magnética. A explosão acontece no momento em que as configurações das linhas de campo se aniquilam.

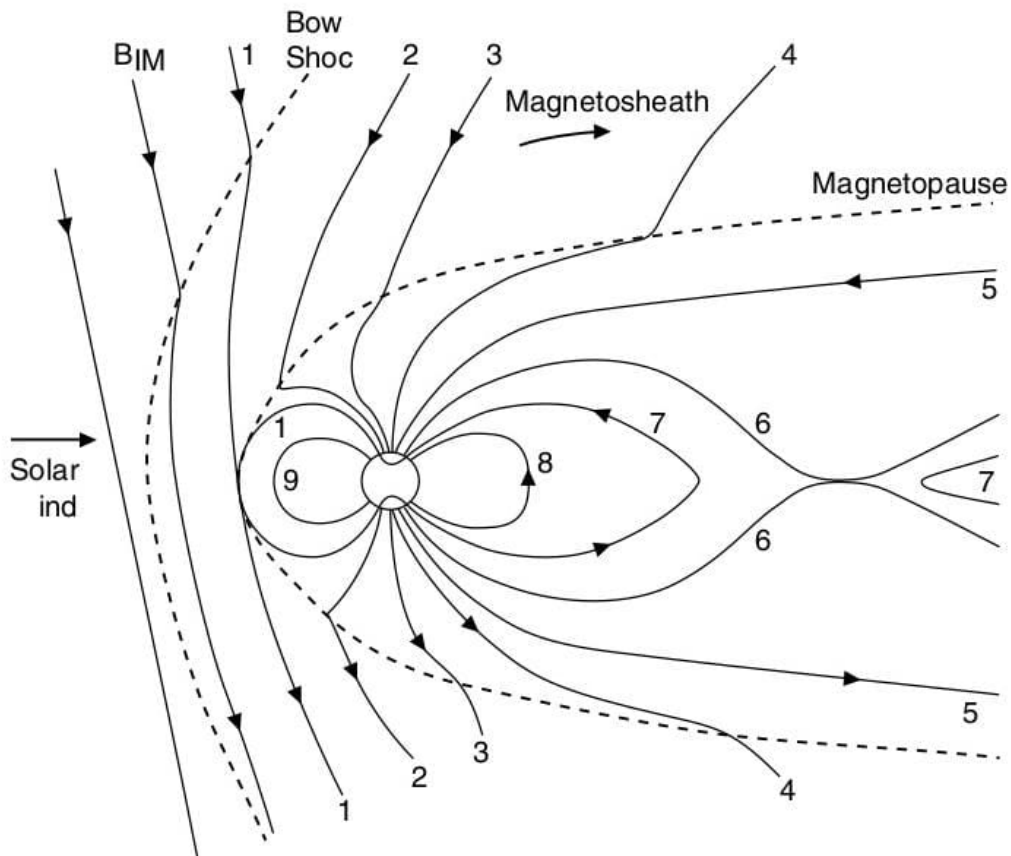


Créditos: NASA Goddard's Conceptual Image Lab/Krystofer Kim

As ejeções de massa coronal são consequência das reconexões magnéticas, que ocorrem a partir das interações das linhas de campo provenientes da zona de convecção e fotosfera associadas às manchas solares (ilhas magnéticas). Tanto as ejeções quanto as ilhas magnéticas de plasma surgem das instabilidades MHD (formações de aglomerados de plasma). Quando as partículas carregadas da ejeção chegam à Terra, elas interagem com a magnetosfera do planeta, produzindo auroras e potencialmente causando danos a equipamentos eletrônicos.

A Terra, assim como alguns outros planetas do sistema solar, possui um campo magnético chamado de magnetosfera que atua como uma proteção natural da atmosfera. Quando o vento solar, que é magnetizado com o campo magnético do Sol, chega perto da Terra, a magnetosfera sofre uma distorção nas linhas de campo, e um dipolo fica com uma espécie de cauda alongada, chamada de magnetocauda. Como o vento solar é supersônico, no lado diurno (lado da Terra mais próximo do Sol), forma-se uma onda de choque chamada de arco de choque, que desacelera e desvia o vento solar pela magnetosfera. Chamamos de magnetobainha a região entre o arco de choque e a magnetosfera, e de magnetopausa o limite da magnetosfera. Como se trata de plasmas magnetizados, vento solar e magnetosfera podem interagir de tal forma que ocorram reconexões, fazendo com que as linhas de campo da Terra estejam constantemente mudando sua configuração. Quando essas linhas estão com ambas as extremidades conectadas à Terra, são chamadas

Figura 2 – Interação em 2D do Vento Solar com a Magnetosfera Terrestre.



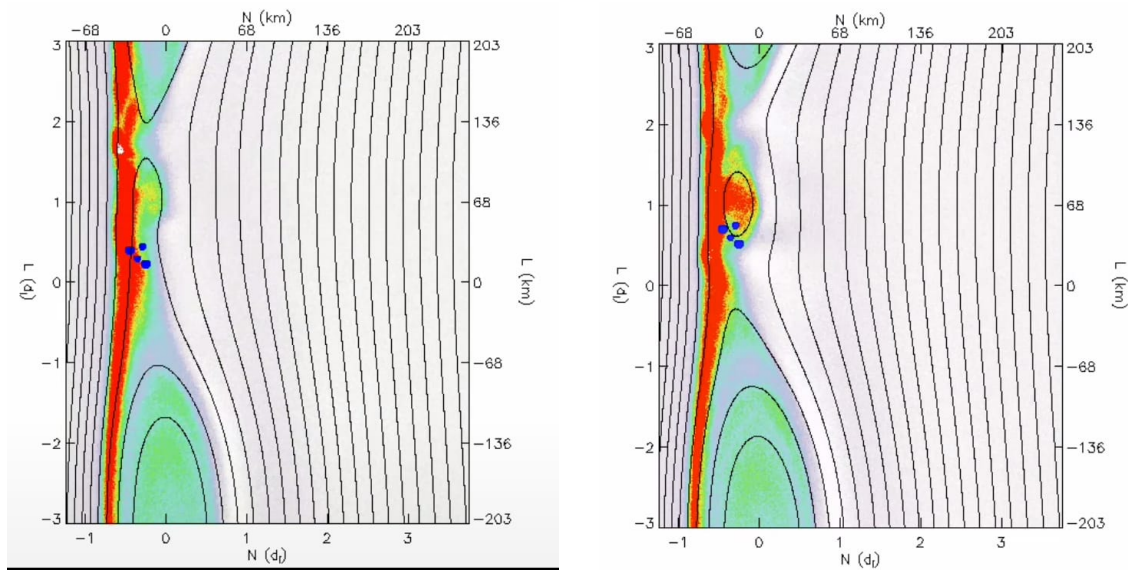
Fonte: Livro "An Introduction to Space Weather", Mark Moldwin.

de fechadas, e são chamadas de abertas quando uma das extremidades está no vento solar. Os plasmas podem ficar presos nas linhas de campo fechadas, como na plasmasfera, e os cinturões de radiação.

Reconexões magnéticas acontecem em muitas regiões do Universo, além de ser um condutor fundamental da radiação espacial é uma das principais forças que impulsionam as partículas para acelerar através do espaço. Shopper e Cols, mostraram computacionalmente que a reconexão magnética pode ocorrer em coroas de discos de acreção em núcleos ativos de galáxias sendo capaz de acelerar eficientemente elétrons a aproximadamente 99,9999% da velocidade da luz (SCHOPPER; BIRK, 1998).

Eventos de reconexão também ocorrem em regiões turbulentas. No plasma turbulento, as trajetórias das partículas são altamente caóticas. A missão MMS mostrou que ocorrem reconexões magnéticas no plasma turbulento da magnetobainha, onde o vento é extremamente turbulento e as "bandas elásticas" são menores do que as da magnetocauda, mas são muito mais "elásticas", acelerando as partículas quarenta vezes mais em comparação com a magnetocauda. Uma análise de complexidade de um campo magnético

Figura 3 – Essa é uma simulação numérica representando o evento de reconexão magnética observado pela missão MMS. As linhas em preto representam as linhas de campo magnético da magnetosfera, as do lado direito representam o campo magnético interplanetário. As cores de fundo denotam a densidade da corrente elétrica direcional para fora do plano. As regiões vermelhas tem correntes elétricas mais fortes, a quebra das linhas de campo magnético nessas regiões de alta corrente é a reconexão magnética. A reconexão sendo entre campos interplanetários e geomagnético. Os quatro pontinhos azuis são as sondas espaciais do MMS. As sondas estão viajando na direção vertical ao longo do tempo. Nessas imagens podemos notar que a reconexão gerou uma ilha magnética devido as instabilidades MHD, assim como no exemplo de ejeção de massa coronal.



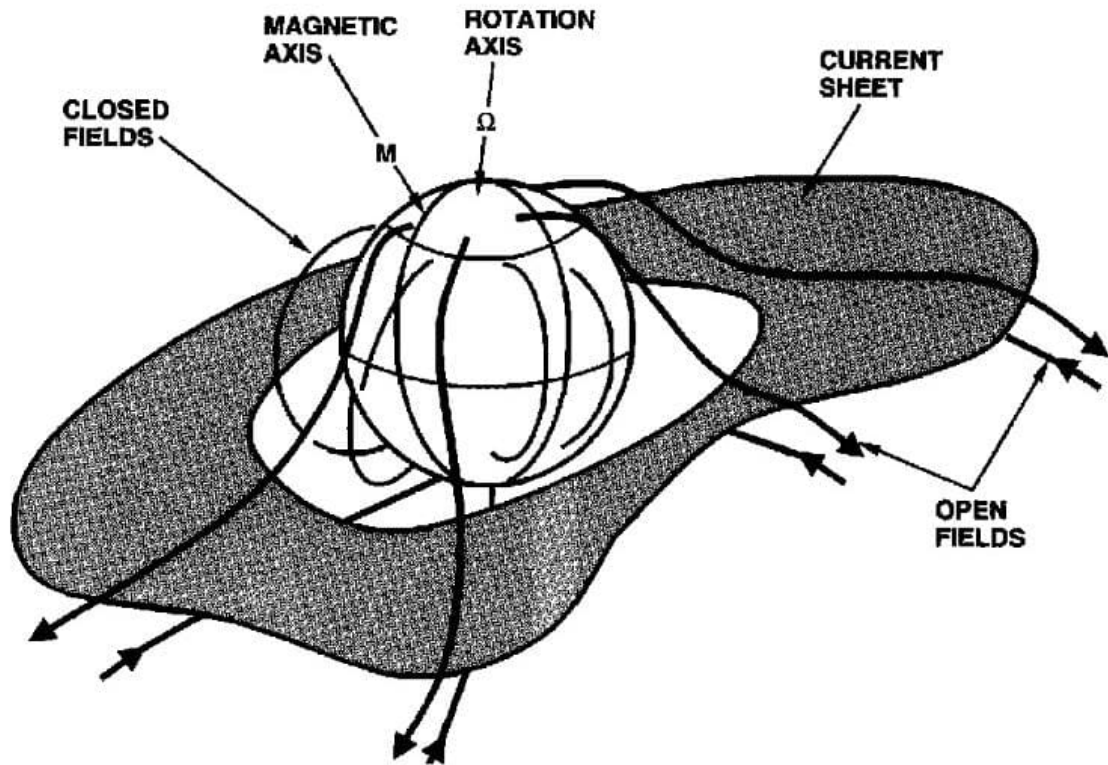
Paul Cassak, Departamento de Física e Astronomia, West Virginia University, com contribuições de Tai Phan (Berkeley), Jim Burch (SwRI) e Jerry Goldstein (SwRI).

turbulento na região conhecida como exaustão de reconexão é apresentada no artigo de Rodrigo et al. (RODRIGO JUAN; PABLO, 2021).

A figura 3 é uma simulação numérica baseada nas observações da missão MMS em 16 de outubro de 2015. Esses dados representam a reconexão magnética oriunda das interações do campo magnético da Terra (magnetosfera) com o campo magnético do Sol (vento solar).

A nossa área de estudo situa-se na região denominada Heliospheric Current Sheet (HCS), conhecida em português como Lâmina de Corrente Heliosférica ou Corrente Heliosférica Difusa. Essa superfície é uma espécie de lâmina que representa os dois polos magnéticos do Sol, que giram em direções opostas. A sua forma em espiral, conhecida como espiral de Parker, deve-se ao campo rotativo do Sol. A ondulação da folha é causada pela inclinação do eixo de dipolo do campo magnético em relação ao eixo de rotação solar, e pelas variações de um campo de dipolo ideal. Essa superfície é de suma importân-

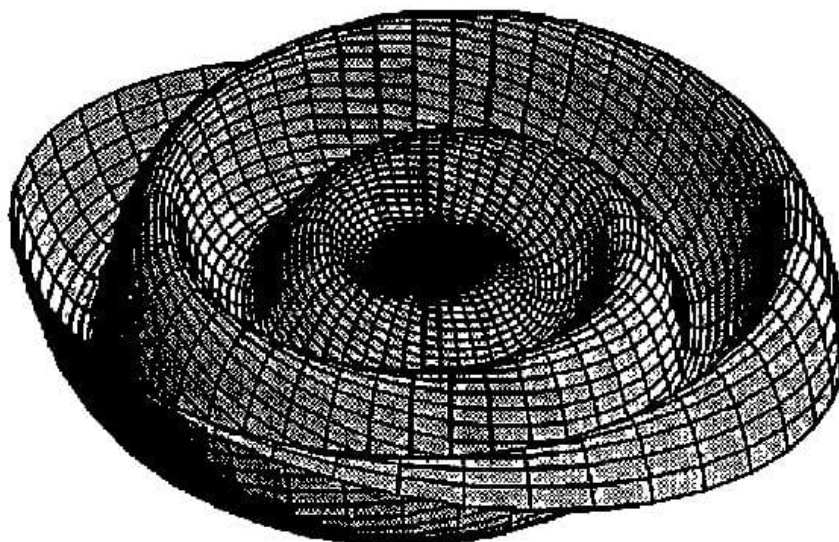
Figura 4 – Lâmina de corrente heliosférica ao redor do Sol.



Fonte: Artigo "The Heliospheric Current Sheet".

cia para o entendimento das interações do vento solar com o meio interplanetário (SMITH, 2001).

Figura 5 – Lâmina de corrente heliosférica, modelo espiral de Parker. Essa configuração de superfície do campo magnético do Sol, se estende por todo o Sistema Solar.



Fonte: Artigo "The Heliospheric Current Sheet".

1 Teoria da Reconexão Magnética

Reconexões magnéticas acontecem depois da violação do modelo MHD ideal, sua taxa, que representa a taxa em que energia magnética é convertida em energia cinética e térmica depende da resistividade elétrica do plasma, caso MHD resistivo, e da dimensão espacial do sistema. Para entendermos como todo esse processo funciona, temos que entender as condições de congelamento do campo magnético no plasma pela teoria magnetohidrodinâmica, a ocorrência da violação dessas condições (caso MHD resistivo) e a formação da região de difusão de linhas de campo magnético através do plasma magnetizado. Por fim, é preciso entender a evolução dos fluxos de energia, a eletromagnética, cinética e térmica. Entretanto, a forma exata como a energia oriunda do campo magnético reconstruído é convertida em outras formas de energia não é tão bem definida antes das observações por instrumentos, por isso, para compreender melhor esse processo de reconexão magnética, optasse por utilizar as observações obtidas por satélites.

As equações do movimento MHD consideram o plasma como um fluido magnetizado e eletricamente neutro e levam em conta leis de conservação da massa, momento, energia e do fluxo magnético. No caso MHD ideal, que não é resistivo, o nosso fluido/plasma é considerado um condutor perfeito e segue a lei de Ohm ideal:

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = 0 \quad (1.1)$$

Onde \mathbf{v} é o vetor velocidade do fluido.

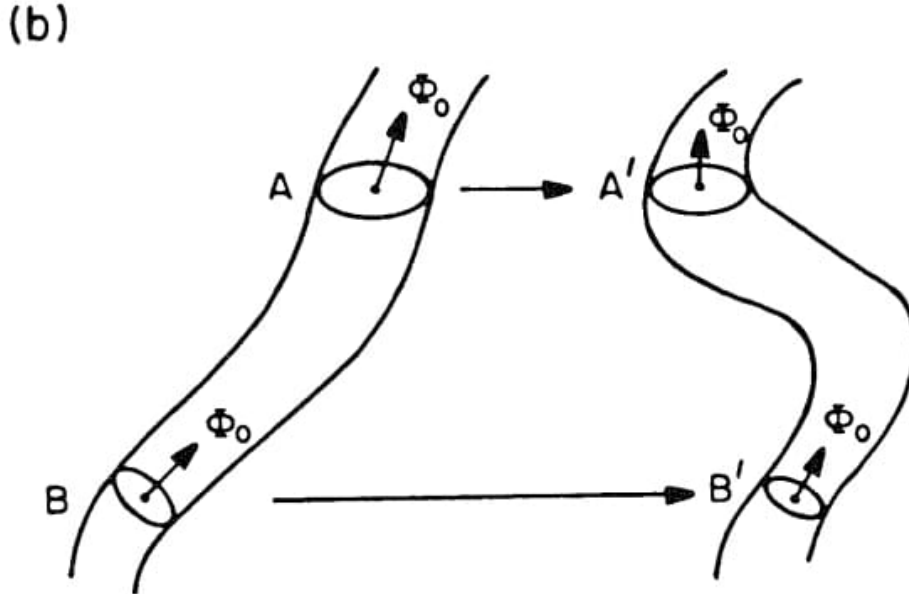
Usando a lei de Faraday-Lenz e substituindo o campo elétrico, \mathbf{E} definido pela lei de Ohm ideal, chega-se na equação de convecção, que é o caso em que o termo $\eta \nabla^2 \mathbf{B}$ da equação de indução (equação em que o campo magnético obedece o modelo magnetohidrodinâmico resistivo) é igual a 0, com η representando a resistividade.

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) \quad (1.3)$$

Para termos uma ideia de que isso implica que as linhas de campo magnético estão congeladas no plasma, podemos utilizar o teorema de Kelvin-Helmholtz, que é usado para entender "conexão". Esse teorema descreve o comportamento da circulação e do vetor vorticidade \mathbf{w} em um fluido homentrópico, sem viscosidade e pressão isotrópica. A

Figura 6 – Ilustração do Teorema de Kelvin-Helmholtz sobre conservação do fluido, onde A' e B' representa a região A e B do tudo depois de um deslocamento, e Φ_0 sendo conservado.



Fonte: Livro "Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas", do Edward W. Hones, Jr., Editor.

equação para o transporte de vorticidade (\mathbf{w}), obtida a partir do rotacional da equação do movimento, é:

$$\frac{\partial \mathbf{w}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{w}) \quad (1.4)$$

A equação apresentada descreve o transporte de vorticidade (\mathbf{w}) em um fluido homentrópico, sem viscosidade e com pressão isotrópica, onde \mathbf{v} é o vetor velocidade do fluido e $\mathbf{w} = \nabla \times \mathbf{v}$. É importante notar que a equação não inclui o termo de viscosidade $\nu \nabla^2 \mathbf{w}$, que é responsável pela difusão, e que tanto a viscosidade quanto a resistividade promovem conexão ou reconexão, dependendo do caso em questão.

O teorema de Kelvin-Helmholtz mostra que o fluxo de vorticidade em um circuito fechado que se move com o fluido é conservado, ou seja, $\frac{d\phi}{dt} = 0$. Isso implica que os elementos de fluido que estão conectados por uma linha de vórtice comum permanecem assim após o movimento do fluido. O teorema assume que o tubo de vórtice pode ser considerado uma linha de vórtice no limite da seção transversal zero. Portanto, a linha de vórtice fica "congelada" no fluido. As mesmas conclusões podem ser tomadas para o vetor de indução magnética \mathbf{B} em um fluido não condutor, desde que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$ pois $\nabla \cdot \mathbf{w} = \nabla \cdot (\nabla \times \mathbf{v}) = 0$. Esse teorema nos permite afirmar que, na equação de convecção, as linhas de campo magnético estão congeladas no plasma. Se o plasma se move, as linhas de campo também se movem, mantendo o fluxo conservado.

A equação de difusão (obtida no Apêndice A) de um campo magnético através de um plasma nas hipóteses dele estar em repouso e suas linhas de campo magnético estarem em movimento uniforme, é dado por:

$$\nabla^2 \mathbf{B} = \frac{\mu_0}{\eta} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (1.5)$$

A solução dessa equação nos diz que o plasma flui livremente ao longo das linhas de campo e, à medida que o tempo passa, o movimento do plasma decai exponencialmente de acordo com um termo muito importante e frequentemente utilizado para a compreensão do problema de reconexão magnética: o tempo característico (τ), que depende da resistividade e das dimensões espaciais do problema da seguinte forma,

$$\tau = \frac{\mu_0 L^2}{\eta}. \quad (1.6)$$

O tempo característico também pode ser interpretado como o tempo necessário para que a energia do campo magnético seja dissipada em aquecimento Joule.

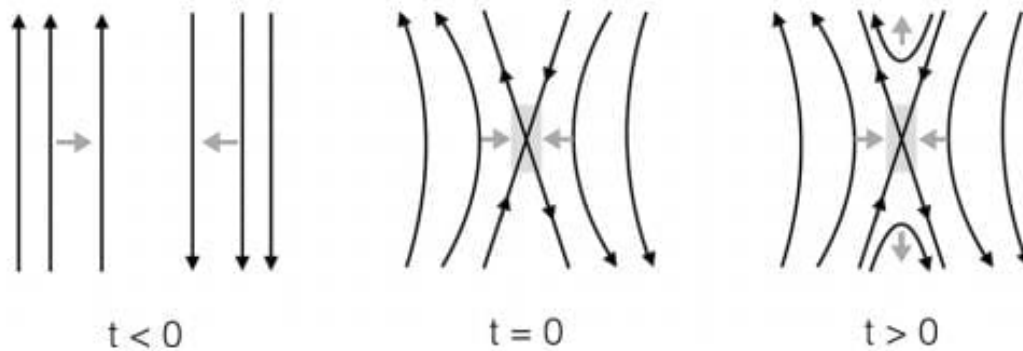
Para explicar como acontece as reconexões, usaremos a figura 7 que é uma representação do modelo Sweet (SWEET, 1958) -Parker (PARKER, 1957) e Petschek (HESS, 1964), que são modelos para reconexão magnética bi-dimensional em estado estacionário. Deixando claro que essa é uma representação simplificada das reconexões que acontecem em três dimensões e podem acontecer em mais de dois regimes de plasmas magnetizados, mas para fins de entendimento, usaremos o modelo 2D. Lembrando também que ainda pode acontecer reconexões entre linhas em que o ângulo entre elas sejam diferentes de 180° , nesses casos a reconexão acontece entre as componentes dos campos intermitentes que possuem uma orientação antiparalela, esse tipo de reconexão é chamado de reconexão por componente.

Na figura 7 a orientação do movimento dos plasmas é indicado pela seta branca e a orientação da linha de campo magnético pelas setas pretas. No tempo $t < 0$ as linhas de campo estão congeladas no plasma e a resistividade é nula, caso MHD ideal. No tempo $t = 0$, os plasmas de linhas de campo de polaridades opostas se interceptam e se aniquilam, o plasma acaba sofrendo um aquecimento ôhmico por conta da corrente elétrica induzida que se forma de acordo com a equação de Ampère-Maxwell (nesse caso com direção pra dentro da página). Essa corrente cria uma região de difusão, chamada de lâmina de corrente elétrica, onde a resistividade é diferente de nula, e a equação de convecção passa a ser a de indução, caso MHD resistivo:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (1.7)$$

Essa equação é obtida da mesma forma que a equação de difusão, porém, nesse caso, o plasma não é considerado em repouso, ou seja, $\mathbf{v} \neq 0$.

Figura 7 – Modelo bi-dimensional e da reconexão magnética.



Fonte: "Theoretical foundations of magnetic reconnection" (SOUZA M.V.D. SILVEIRA, 2016).

Fora da região da lâmina de corrente elétrica, a condição de congelamento ainda é válida. A corrente elétrica é o que permite a quebra da condição para que ocorra a reconexão. No tempo $t > 0$, as reconexões ocorrem na região da lâmina, alterando as topologias e conectividades iniciais. Novamente, o plasma passa a estar em condição de congelamento nessas linhas de campo resultantes da reconexão.

Para um melhor entendimento da microfísica envolvida em uma reconexão magnética optasse a utilização da lei de Ohm generalizada, que além dos efeitos resistivos levaria em conta as colisões entre elétrons e íons, termo Hall, efeitos térmicos e efeitos devidos à contribuição da inércia dos elétrons, porém, de acordo com a finalidade deste trabalho, podemos negligenciar esses termos.

2 Metodologia

Com o intuito de compreender melhor como o campo guia influencia as topologias das trajetórias das partículas durante uma reconexão na superfície na lâmina de corrente heliosférica, realizamos algumas simulações computacionais nos computadores fornecidos pelo Laboratório de Simulação de Plasmas e Propulsão Espacial do Instituto de Física da Universidade de Brasília. Utilizamos um computador Dell Thinkstation D30 com processador Intel Xeon de oito núcleos e 128 GB de memória RAM.

2.1 Código XOOPIK

O código de simulação utilizado é o Particle-in-Cell (PIC) 2D3V, denominado XOOPIK (Particle-in-Cell Object Oriented based on X11). A técnica Particle-in-Cell foi desenvolvida por Verboncoeur e Gladd ([VERBONCOEUR J. P. LANGDON, 1995](#)). O código é um código PIC eletromagnético relativístico bidimensional, ele é baseado nas equações de movimento para partículas de plasma e as equações de Maxwell para o campo elétrico e magnético induzidos pelas próprias partículas aceleradas. A equação do movimento da partícula de velocidade \mathbf{V} , com \mathbf{E} e \mathbf{B} representando os campos de fundo, e \mathbf{E}_{ind} e \mathbf{B}_{ind} , representando os campos induzidos pelas partículas aceleradas, é dada por:

$$\frac{d\mathbf{V}}{dt} = \frac{q_s}{m_s} ((\mathbf{E} + \mathbf{E}_{induzido}) + \mathbf{V} \times (\mathbf{B} + \mathbf{B}_{induzido})) \quad (2.1)$$

Onde \mathbf{E} e \mathbf{B} são os \mathbf{E}_y e \mathbf{B}_z definidos no tópico de topologia do campo magnético. \mathbf{E}_{ind} e \mathbf{B}_{ind} são os campos autoconsistentes locais definidos pelas equações de Maxwell da seguinte forma ([SIVERSKY T. V., 2009](#)):

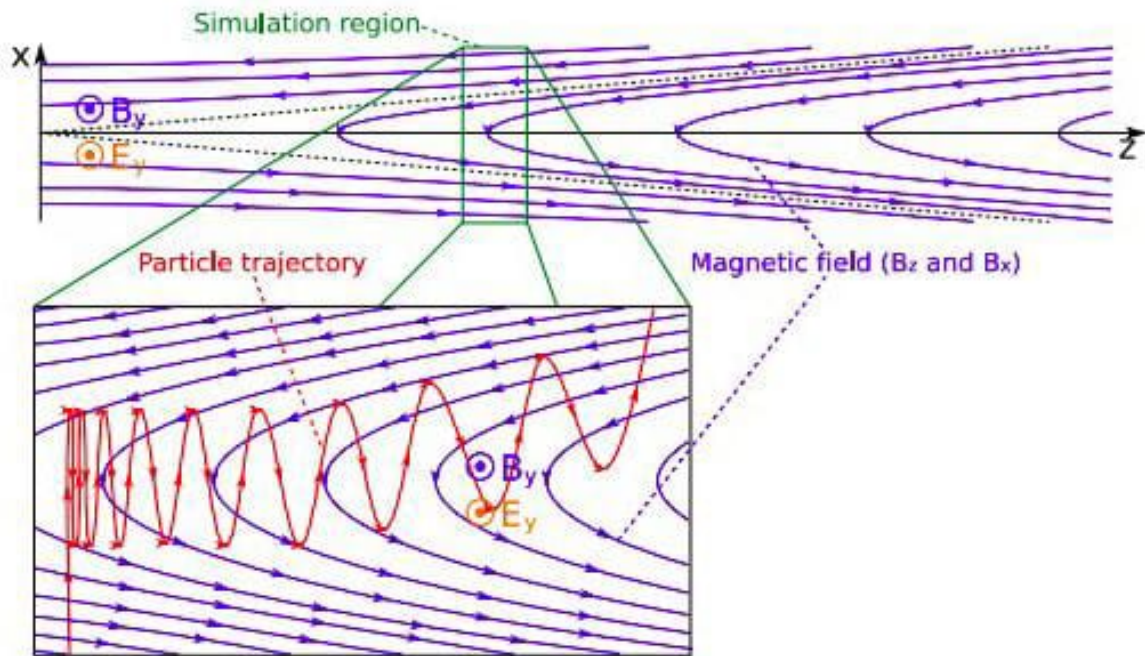
$$c^2 \nabla \times \mathbf{B}_{ind} = \frac{(\mathbf{J}_e + \mathbf{J}_p)}{\varepsilon_0} + \frac{\partial \mathbf{E}_{ind}}{\partial t} \quad (2.2)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}_{ind}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}_{ind} \quad (2.3)$$

Onde \mathbf{J}_e e \mathbf{J}_p são as densidade de corrente das partículas arrastadas para a lâmina de corrente, dos elétrons e dos pros prótons respectivamente.

A premissa do método é baseada na estimativa de que o tempo de aceleração dos elétrons dentro da lâmina de corrente é da ordem de 10^{-6} segundos, enquanto para os prótons, é de 10^{-3} segundos ([ZHARKOVA, 2004](#)). Esse tempo é muito menor do que o tempo de reconstrução do campo magnético durante uma reconexão. Portanto, podemos considerar que durante toda a simulação, o campo magnético de fundo é estacionário,

Figura 8 – Consideramos esse sistema de coordenadas, onde a região de simulação, de largura $20 \times R_p$ no plano XZ é uma pequena parte da lâmina de corrente de reconexão, na superfície HCS. \mathbf{E}_y é um campo elétrico de reconexão, um campo elétrico trazido para uma região de difusão por uma reconexão magnética. \mathbf{B}_y é a componente guia do campo magnético.



Fonte: Artigo "Particle Dynamics in the Reconnecting Heliospheric Current Sheet: Solar Wind Data Versus Three-Dimensional Particle-In-Cell Simulations", V. Zharkova and O. Khabarova (ZHARKOVA, 2012).

assim como nos modelos de Sweet (SWEET, 1958)-Parker (PARKER, 1957) (conhecido como o modelo de reconexão magnética lenta), e o modelo de Petschek (HESS, 1964) (conhecido como o primeiro modelo de reconexão magnética rápida).

O domínio de simulação corresponde a uma pequena parte da Lâmina de Corrente Heliosférica (HCS) em reconexão, situada no plano XZ. Embora o tamanho do domínio possa parecer reduzido, ele é grande o suficiente para abranger a trajetória das partículas aceleradas. Sua espessura é $d = 2R_p$ (sendo R_p o raio de giro dos prótons) e sua largura ao longo de x é igual a $20R_p$, de modo a evitar influências dos contornos na dinâmica das partículas na região de simulação. O plano médio da HCS encontra-se em $x = 10R_p$, correspondendo ao local onde as partículas podem ser aceleradas pela reconexão magnética. A taxa de injeção de partículas em ambos os lados da região de simulação ($x = 0R_p$ e $x = 20R_p$) é dada por $\frac{nE_y0}{B_{z0}}$ (ZHARKOVA, 2015), onde n é a densidade de partículas, \mathbf{E}_y0 é o campo elétrico de reconexão e \mathbf{B}_{z0} é a componente z constante do campo magnético de fundo.

2.2 Topologia do Campo Magnético

A verdadeira topologia do campo magnético na lâmina de corrente heliosférica é possivelmente muito mais complexa do que a que usaremos aqui. No entanto, as simulações fornecem resultados muito satisfatórios, aproximando-se muito das observações *in Situ* das partículas energéticas. Além das considerações de que os campos magnéticos não variam no tempo, o código considera que, na região de simulação, os campos variam espacialmente apenas na direção x , da seguinte forma:

$$\mathbf{B}(x, y, z) = \mathbf{B}_z(x)\hat{\mathbf{z}} + \mathbf{B}_x\hat{\mathbf{x}} + \mathbf{B}_y(x)\hat{\mathbf{y}} \quad (2.4)$$

$$\mathbf{B}_z(x) = -\mathbf{B}_{z0}\tanh\frac{(x-10)}{L_x} \quad (2.5)$$

$$\mathbf{B}_x = -\mathbf{B}_{x0} \quad (2.6)$$

$$\mathbf{B}_y(x) = \mathbf{B}_{y0}\operatorname{sech}\frac{(x-10)}{L_x} \quad (2.7)$$

onde L_x é uma constante que depende da espessura d , \mathbf{B}_z é a componente principal do campo magnético, \mathbf{B}_x é a componente transversal que assumimos ser constante nessa região de domínio, e \mathbf{B}_y o campo guia que é máximo no plano médio. O termo $(x-10)$ foi utilizado para considerar que o plano médio da lâmina de corrente está localizado no ponto $x = 10R_p$.

Para definirmos o campo elétrico, basta lembrarmos que, pela lei de Faraday para casos estacionários, o campo elétrico na região de difusão terá que ser igual ao campo elétrico fora da região da lâmina, ou seja, $\nabla \times \mathbf{E} = 0$. Além disso, o campo elétrico estará apontando para fora do plano de reconexão, nesse caso $\mathbf{E} = \mathbf{E}_y$. O campo elétrico \mathbf{E}_y pode então ser definido pela lei de Ohm ideal, e calculando o rotacional, temos que (SOUZA M.V.D. SILVEIRA, 2016):

$$\mathbf{E}_y = \mathbf{E}_{y0} = (\mathbf{V}_x\mathbf{B}_{z0} - \mathbf{V}_z\mathbf{B}_{x0}) \sim \mathbf{V}_x\mathbf{B}_{z0} \equiv \mathbf{V}_{in}\mathbf{B}_{z0} \quad (2.8)$$

Onde \mathbf{V}_{in} é a velocidade de entrada. Esse campo elétrico é de total importância para a trajetória dos elétrons, como veremos no próximo tópico.

3 Resultados

3.1 Dinâmica dos Elétrons

A figura 9 é uma simulação numérica da topologia do campo magnético \mathbf{B}_y e \mathbf{B}_z ao longo de x no intervalo de simulação, Lembrando que a simulação não levou em consideração as constantes.

Muitos fatores influenciam nas trajetórias dos elétrons na região da lâmina de corrente de reconexão e a dinâmica nem sempre é fácil de visualizar. Precisamos levar em conta a participação dos campos magnéticos e elétricos nessas partículas, já que teremos derivas $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ atuando no sistema. As partículas serão empurradas na direção do plano médio de reconexão por conta dos campos de fundo \mathbf{E}_y e \mathbf{B}_z . Sabendo que \mathbf{E}_y está na direção y e \mathbf{B}_z vai variar em duas direções, $-z$ e z , de acordo com a figura 10, a deriva $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ será na direção x para \mathbf{B}_z na direção $-z$, e terá direção oposta, $-x$, para \mathbf{B}_z na direção z .

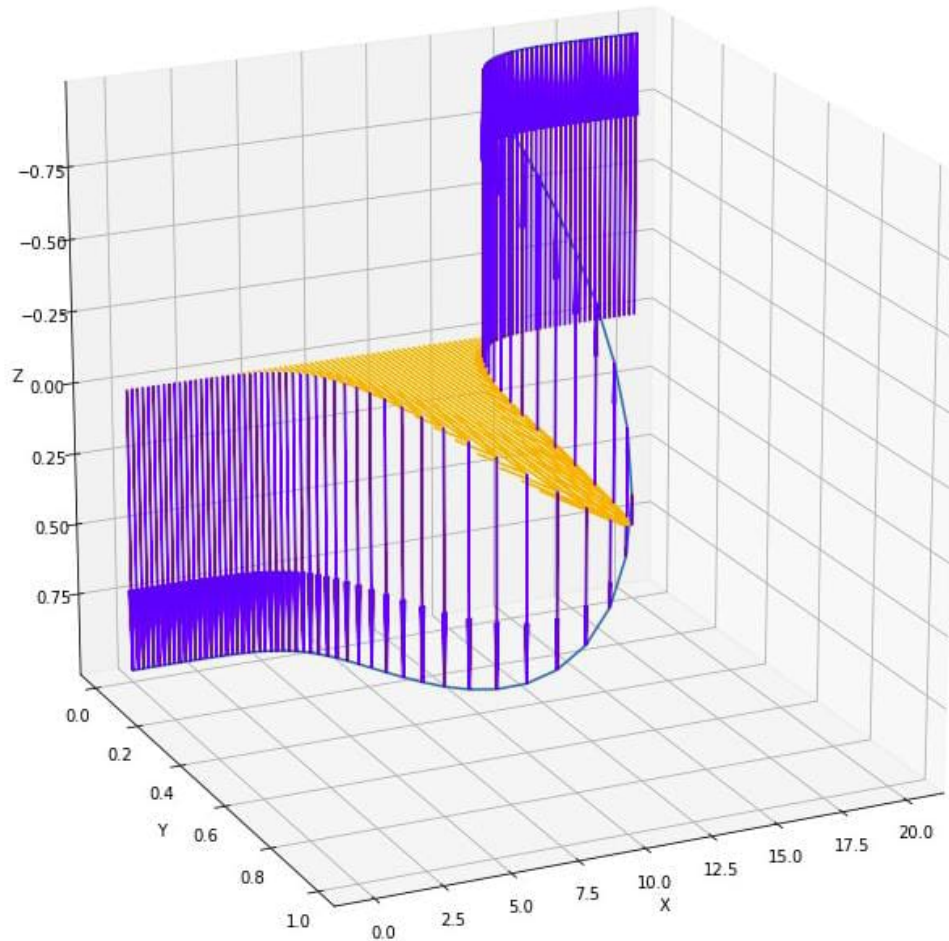
3.2 Campo Guia

Nosso trabalho tem como foco demonstrar a influência dos campos guia nas trajetórias das partículas. É importante lembrar que, de forma simplificada, o campo guia forte força os elétrons a seguirem suas linhas de campo, enquanto o campo guia fraco permite que os elétrons se movimentem de forma mais livre, mas temos que levar em conta a carga também, pois prótons e elétrons não teram trajetórias idênticas. Para tanto, vamos citar os dados obtidos no artigo (ZHARKOVA, 2015) para o campo guia fraco e comparar com os valores obtidos em nossas simulações para o campo guia forte. Para representar o campo guia forte, utilizamos $\mathbf{B}_y = 0.5\mathbf{B}_0$, onde $\mathbf{B}_0 = 10^{-8}\text{T}$, e para representar o campo guia fraco, utilizamos $\mathbf{B}_y = 0.01\mathbf{B}_0$. Ambos foram utilizados para baixas densidades ($n = 10^7 m^{-3}$), com \mathbf{B}_x constante, como mencionado anteriormente.

3.2.1 Campo Guia Fraco

Com campo guia fraco, ambas as partículas fundamentais, prótons e elétrons, expressam uma região difusa no plano médio entre partículas rebatidas (aquelas ejetadas do mesmo lado que foram injetadas) e partículas de trânsito (ejetadas do lado oposto que foram injetadas). Tanto as partículas rebatidas e as de trânsito chegam no plano médio onde são aceleradas pela reconexão. As ejeções acontecem para os dois lados do plano médio. Veja as imagens 10 e 11.

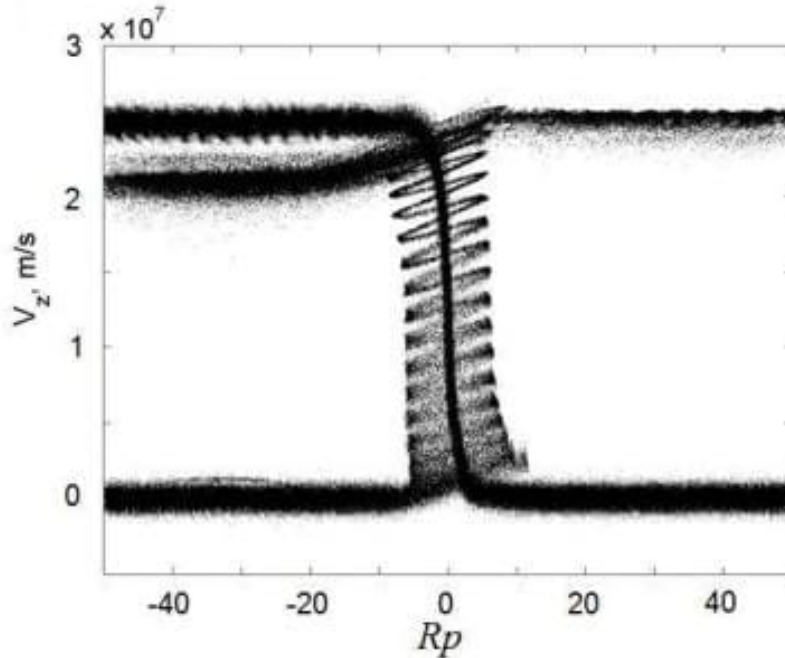
Figura 9 – Simulação em 3D da topologia do campo magnético $\mathbf{B}(x, y, z)$, com valores de x variando no intervalo de 0 a $20R_p$, e $y(x) = \text{sech}(x - 10)$ e $z(x) = -\tanh(x - 10)$. As setas amarelas representam as linhas de campo do \mathbf{B}_y e as setas azuis as linhas de campo do \mathbf{B}_z .



3.2.2 Campo Guia Forte

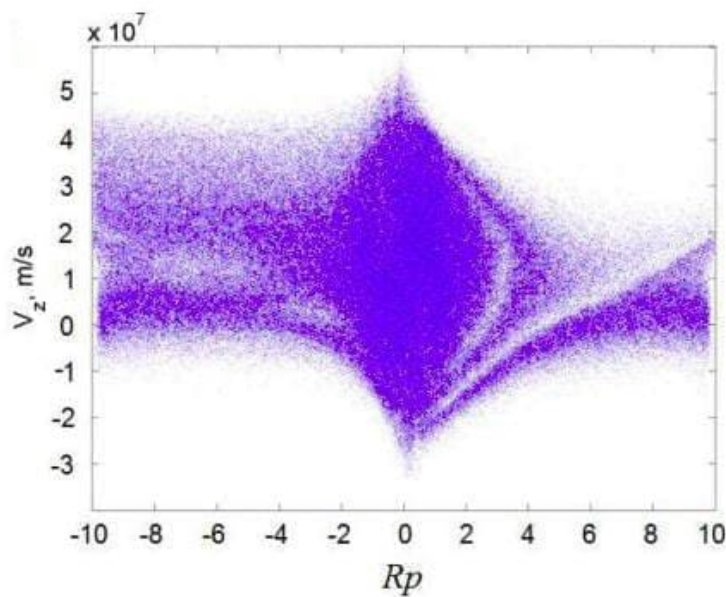
No caso do campo guia forte, os elétrons exibem dois tipos de comportamentos diferentes, dependendo do lado em que foram injetados. Os elétrons injetados no lado $x = 20 \times R_p$ são os elétrons rebatidos, e eles ficam na região $x > 10R_p$ sem chegar na região do plano médio da lâmina. Já os elétrons injetados no lado oposto (em $x = 0$) são ejetados e são os elétrons de trânsito. Esses elétrons conseguem chegar no plano médio, onde são acelerados. Nas trajetórias dos prótons, as partículas injetadas de ambos os lados conseguem chegar no plano médio, assim como no campo guia fraco, mas no forte a ejeção acontece apenas de um lado, no lado oposto ao da ejeção dos elétrons. Veja as figuras 12 e 13.

Figura 10 – Trajetória dos prótons injetados do lado $-10 \times R_p$ e $10 \times R_p$, para um campo guia fraco de $\mathbf{B}_y = 0.01\mathbf{B}_0$ com $\mathbf{B}_0 = 10^{-8}\text{T}$, e $n = 10^7\text{m}^{-3}$.



Fonte: Additional acceleration of solar-wind particles in current sheets of the heliosphere (ZHARKOVA, 2015).

Figura 11 – Trajetória dos elétrons injetados do lado $-10 \times R_p$ e $10 \times R_p$, para um campo guia fraco de $\mathbf{B}_y = 0.01\mathbf{B}_0$ com $\mathbf{B}_0 = 10^{-8}\text{T}$, e $n = 10^7\text{m}^{-3}$.



Fonte: Additional acceleration of solar-wind particles in current sheets of the heliosphere (ZHARKOVA, 2015).

Figura 12 – Simulação da trajetória dos elétrons para um campo guia forte $\mathbf{B}_y = 0.5\mathbf{B}_0$, com $\mathbf{B}_0 = 10^{-8}\text{T}$ e $n = 10^7\text{m}^{-3}$.

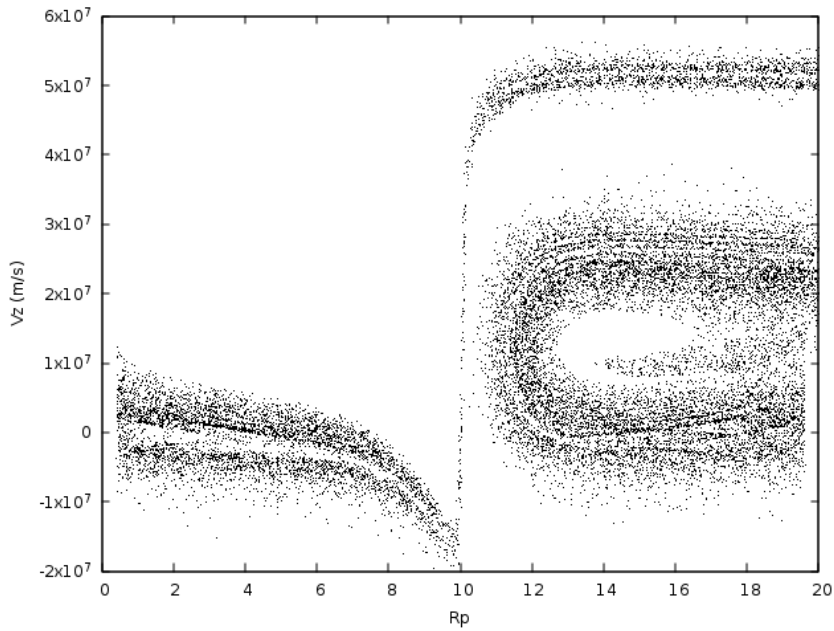
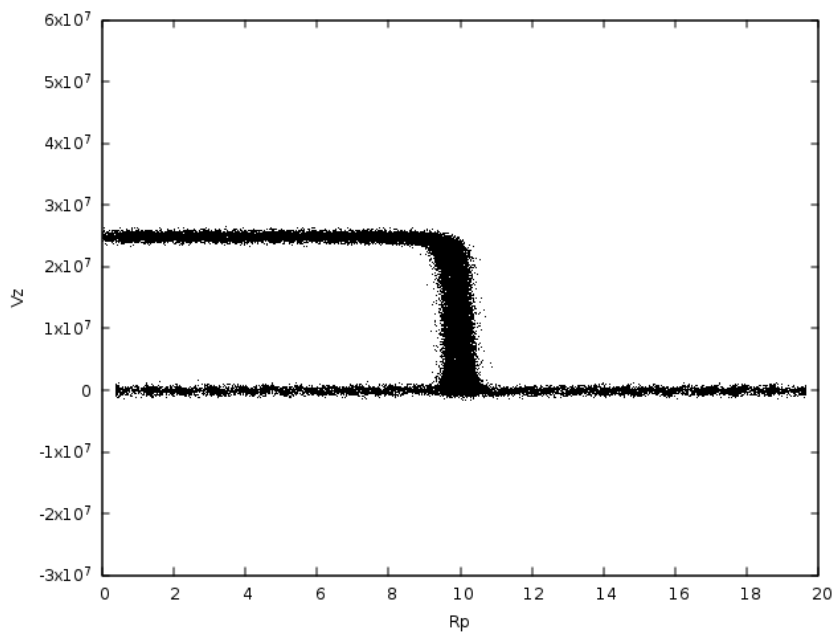


Figura 13 – Simulação da trajetória dos prótons para um campo guia forte $\mathbf{B}_y = 0.5\mathbf{B}_0$, com $\mathbf{B}_0 = 10^{-8}\text{T}$ e $n = 10^7\text{m}^{-3}$.



Conclusão

Comparando as imagens das trajetórias das partículas com campo guia forte e fraco, podemos notar que existe uma separação mais acentuada dos elétrons de trânsito e os rebatidos no campo guia forte. Com campo guia fraco a região entre elétrons de trânsito e rebatidos fica bastante difusa. Para os prótons, ocorre essa mistura entre rebatidos e os de trânsito em ambos os casos, campo guia forte ou fraco, porém com campo guia forte eles tem apenas um lado de ejeção, e esse sendo o lado oposto ao das ejeções dos elétrons.

As diferenças entre prótons e elétrons em uma mesma configuração de campo guia se dar ao fato das massas e cargas do prótons e dos elétrons serem diferentes. Como os prótons são mais pesados esses não deixam de chegar ao plano médio independente do campo guia estar forte ou fraco. A configuração com campo guia forte, de os elétrons e os prótons serem ejetados apenas para um dos lado do plano médio e essas ejeções serem de lados opostos, pode implicar que o campo guia forte acentuou a diferenciação das cargas levadas em conta na simulação de acordo com a equação de Lorentz.

Podemos dizer que o campo guia magnético forte acentua a evidência de um campo elétrico que é observado por satélites durante eventos de reconexão magnética na lâmina de corrente heliosférica, lembrando que muitas outras coisas influenciam nas trajetórias das partículas, colisões, termo Hall, etc. Uma análise mais profunda poderia ser feito levando em consideração todos esses termos além dos estudados aqui, o campo guia forte juntamente com a carga acaba sendo fatores cruciais para a formação de um campo elétrico, mas o porque da dinâmica das partículas só é de fato entendido se levarmos em consideração a microfísica do sistema.

Referências

- HESS, H. P. e editado por W. N. *AAS-NASA Symposium on the Physics of Solar Flares, Greenbelt*, p. 425. [S.l.: s.n.], 1964. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 22.
- MOLDWIN, M. *An Introduction to Space-Weather*. [S.l.: s.n.], 2008. Citado na página 11.
- PARKER, E. Space physics 62, 509. *Journal of Geophysical Research*, 1957. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 22.
- RODRIGO JUAN, A.; PABLO. Complexity of magnetic-field turbulence at reconnection exhausts in the solar wind at 1 au. *The Astrophysical Journal*, 923:132(11pp), 2021. Citado na página 14.
- SCHOPPER, H. L. R.; BIRK, G. *Astronomy and Astrophysics* 335, 26,. [S.l.: s.n.], 1998. Citado na página 13.
- SIVERSKY T. V., . Z. V. V. *J. Plasma Phys.*, 75, 619. [S.l.: s.n.], 2009. Citado na página 21.
- SMITH, E. J. The heliospheric current sheet. *Journal of Geophysical Research*, v. 106, p. 15819–15831, 2001. Citado na página 15.
- SOUZA M.V.D. SILVEIRA, D. K. P. J. V. Bases teóricas da reconexão magnética. *Revista Brasileira de Ensino de Física*, no 2, e2301, v. 38, 2016. Citado 2 vezes nas páginas 20 e 23.
- SWEET, e. p. B. L. P. *Electromagnetic Phenomena in Cosmical Physics*. [S.l.: s.n.], 1958. Citado 2 vezes nas páginas 19 e 22.
- VERBONCOEUR J. P. LANGDON, A. B. e. G. N. T.: *An Object-Oriented Electromagnetic PIC Code*, *Comp. Phys. Comm.*, 87,199-211. [S.l.: s.n.], 1995. Citado na página 21.
- ZHARKOVA, O. K. V. *Particle Dynamics in the Reconnecting Heliospheric Current Sheet: Solar Wind Data Versus Three-Dimensional Particle-In-Cell Simulations*. [S.l.: s.n.], 2012. Citado na página 22.
- ZHARKOVA, O. K. V. *Additional acceleration of solar-wind particles in current sheets of the heliosphere*. [S.l.: s.n.], 2015. Citado 4 vezes nas páginas 2, 22, 25 e 27.
- ZHARKOVA, V. V. e. G. M.: *Particle Acceleration Asymmetry in a Reconnecting Nonneutral Current Sheet*, *Astrophys. J.*, 604, 884-891. [S.l.: s.n.], 2004. Citado na página 21.

Apêndices

APÊNDICE A – Equação de difusão de um campo magnético através de um plasma

Como dito antes só depois da existência da resistividade, momento que o fluido deixa de ser um condutor perfeito é que a difusão acontece, então para se obter a equação de difusão das linhas de campo magnético ao longo do plasma, temos que trabalhar com o modelo MHD resistivo.

Lei de Ohm resistiva

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J} \quad (\text{A.1})$$

E considerando o plasma em repouso, $\mathbf{v} = 0$

A lei de Ohm resistiva com o plasma em repouso fica:

$$\mathbf{E} = \eta \mathbf{J} \quad (\text{A.2})$$

Usando as equações da lei de Faraday Lenz e substituindo o campo elétrico nela

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E} = -\nabla \times (\eta \mathbf{J}) \quad (\text{A.3})$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\frac{\eta}{\mu_0} \nabla \times \nabla \times \mathbf{B} \quad (\text{A.4})$$

resultado final se obtém a partir da substituição do \mathbf{J} de acordo com a lei de Ampère-Maxwell e Gauss:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} \quad (\text{A.5})$$

Podemos reduzir mais um pouco a equação (A.4), usando a identidade vetorial:

$$\nabla \times \nabla \times \mathbf{B} = \nabla(\nabla \cdot \mathbf{B}) - \nabla^2 \mathbf{B} \quad (\text{A.6})$$

Assumindo também que as linhas de campo magnético estão em movimento uniforme ao longo do plasma, lei de Gauss para o magnetismo $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, isso implica que (A.4) pode ser reescrito como:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{\eta}{\mu_0} \nabla^2 \mathbf{B} \quad (\text{A.7})$$

$$\Rightarrow \nabla^2 \mathbf{B} = \frac{\mu_0}{\eta} \frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \quad (\text{A.8})$$

Essa é a equação de difusão das linhas de campo magnético ao longo do plasma.