



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÕES



sid.inpe.br/mtc-m21d/2021/11.30.11.52-TDI

PREVISÃO DAS CARACTERÍSTICAS DA MAGNETOPAUSA TERRESTRE A PARTIR DE DADOS DO VENTO SOLAR

Marcos Vinicius Grala Barbosa

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pela Dra. Maria Virginia Alves, aprovada em 26 de novembro de 2021.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/45SN4M8>>

INPE
São José dos Campos
2021

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE
Coordenação de Ensino, Pesquisa e Extensão (COEPE)
Divisão de Biblioteca (DIBIB)
CEP 12.227-010
São José dos Campos - SP - Brasil
Tel.:(012) 3208-6923/7348
E-mail: pubtc@inpe.br

CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE - CEPPII (PORTARIA Nº 176/2018/SEI-INPE):

Presidente:

Dra. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Coordenação-Geral de Ciências da Terra (CGCT)

Membros:

Dra. Ieda Del Arco Sanches - Conselho de Pós-Graduação (CPG)
Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia, Tecnologia e Ciência Espaciais (CGCE)
Dr. Rafael Duarte Coelho dos Santos - Coordenação-Geral de Infraestrutura e Pesquisas Aplicadas (CGIP)
Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon
Clayton Martins Pereira - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Divisão de Biblioteca (DIBIB)
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Ivone Martins - Divisão de Biblioteca (DIBIB)
André Luis Dias Fernandes - Divisão de Biblioteca (DIBIB)



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÕES



sid.inpe.br/mtc-m21d/2021/11.30.11.52-TDI

PREVISÃO DAS CARACTERÍSTICAS DA MAGNETOPAUSA TERRESTRE A PARTIR DE DADOS DO VENTO SOLAR

Marcos Vinicius Grala Barbosa

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pela Dra. Maria Virginia Alves, aprovada em 26 de novembro de 2021.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/45SN4M8>>

INPE
São José dos Campos
2021

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Barbosa, Marcos Vinicius Grala.

B234p Previsão das características da magnetopausa terrestre a partir de dados do vento solar / Marcos Vinicius Grala Barbosa. – São José dos Campos : INPE, 2021.
xxiv + 142 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21d/2021/11.30.11.52-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2021.

Orientadora : Dra. Maria Virginia Alves.

1. Redes neurais. 2. Lógica difusa. 3. Aprendizado de máquina.
4. Previsão. 5. Magnetopausa e seus limites. I. Título.

CDU 52-854:004.032.26



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](https://creativecommons.org/licenses/by-nc/3.0/).



MINISTÉRIO DA
CIÊNCIA, TECNOLOGIA
E INOVAÇÕES



INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

DEFESA FINAL DE TESE DE MARCOS VINICIUS GRALA BARBOSA BANCA Nº 294/2021

No dia 26 de novembro de 2021, por teleconferência, o(a) aluno(a) mencionado(a) acima defendeu seu trabalho final (apresentação oral seguida de arguição) perante uma Banca Examinadora, cujos membros estão listados abaixo. O(A) aluno(a) **foi APROVADO(A)** pela Banca Examinadora, por unanimidade, em cumprimento ao requisito exigido para obtenção do Título de Doutor em Geofísica Espacial / Ciências do Ambiente Solar-Terrestre . O trabalho precisa da incorporação das correções sugeridas pela Banca Examinadora e revisão final pelo(s) orientador(es).

Título: "Previsão das características da magnetopausa terrestre a partir de dados do vento solar"

Membros da Banca

Dra. Inez Staciarini Batista	Presidente (INPE)
Dra. Maria Virginia Alves	Orientador(a) (INPE/DIHPA)
Dr. Ezequiel Echer	Membro Interno (INPE/DIHPA)
Dr. Vítor Moura Cardoso e Silva Souza	Membro Interno (INPE/)
Dra. Flávia Reis Cardoso Rojas	Membro externo (DEBAS/EEL/USP - Lorena)
Dr. Arian Ojeda González	Membro externo (IPD/UNIVAP)



Documento assinado eletronicamente por **Ezequiel Echer, Pesquisador**, em 02/12/2021, às 09:41 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Inez Staciarini Batista (E), Usuário Externo**, em 02/12/2021, às 10:24 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **fLAVIA REis cardoso rojas (E), Usuário Externo**, em 02/12/2021, às 11:12 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Maria Virgínia Alves, Pesquisadora**, em 02/12/2021, às 13:29 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Vitor Moura cardoso e silva souza (E), Usuário Externo**, em 02/12/2021, às 17:12 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



Documento assinado eletronicamente por **Arian ojeda gonzalez (E), Usuário Externo**, em 08/12/2021, às 11:21 (horário oficial de Brasília), com fundamento no § 3º do art. 4º do [Decreto nº 10.543, de 13 de novembro de 2020](#).



A autenticidade deste documento pode ser conferida no site <http://sei.mctic.gov.br/verifica.html>, informando o código verificador **8664000** e o código CRC **FEFA3577**.

*“‘Hope’ is the thing with feathers
That perches in the soul -
And sings the tune without the words -
And never stops - at all -*

*And sweetest - in the Gale - is heard -
And sore must be the storm -
That could abash the little Bird
That kept so many warm -*

*I’ve heard it in the chillest land -
And on the strangest Sea -
Yet - never - in Extremity,
It asked a crumb - of me.”*

EMILY DICKINSON

*A meus pais **Ana** e **Marco**, à minha companheira
Roberta e à minha filha **Lara**.*

AGRADECIMENTOS

Agradeço à minha orientadora Maria Virginia Alves por todas as conversas, paciência e o suporte durante esta jornada.

À minha família, em especial meus pais, que sempre me apoiaram e me incentivaram a progredir nesta jornada acadêmica.

À Roberta que sempre esteve ao meu lado, contribuindo tanto com ideias como ajudando a fazer sentido das ideias na minha cabeça.

À Lara, que animou o final do meu período no doutorado com algumas noites em claro.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) e aos colegas e pesquisadores que estiveram presentes ao longo desses anos.

À NASA (contrato NAS5-02099) e V. Angelopoulos pelo uso de dados da missão THEMIS. A NASA/GSFC's Space Physics Data Facility CDAWeb pelo uso de dados do OMNI.

Ao CNPq (Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico) pela bolsa de estudos e auxílio financeiro que permitiram apresentações de trabalhos em eventos científicos.

O presente trabalho foi realizado com apoio da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - Brasil (CAPES) - Código de Financiamento 001.

RESUMO

A magnetopausa é uma fronteira que separa as regiões onde os processos são controlados pelo campo magnético terrestre e as regiões sob controle do vento solar. Na região frontal, o vento solar é desacelerado e desviado ao redor da magnetosfera. Na magnetopausa ocorre um balanço de pressão entre o vento solar e a magnetosfera, e também existe uma corrente, chamada de corrente da magnetopausa. Em geral, este balanço ocorre entre a pressão cinética do vento solar e a pressão magnética na magnetosfera. Ainda na magnetopausa ocorrem eventos de reconexão magnética, que permitem a entrada de partículas e energia do vento solar para a magnetosfera e vice-versa. Diferentes abordagens de simulação numérica foram aplicadas para a magnetosfera e para a corrente da magnetopausa, entre elas simulações magnetohidrodinâmicas e simulações cinéticas em pequena escala. Neste trabalho, a relação entre o vento solar e o campo magnético na magnetopausa é estudada para diferentes regimes de velocidade de fluxo e campo magnético do vento solar, mostrando uma relação entre os parâmetros que controlam o número de Mach e a assimetria no campo magnético da magnetopausa. Foi observado que conforme a velocidade do vento solar aumenta, ou o campo magnético diminui, a assimetria aumenta, portanto, conforme aumenta o número de Mach, a assimetria do campo magnético na bainha aumenta. Estes resultados foram obtidos a partir de modelos de redes neurais, construídas com dados da magnetopausa e do vento solar para eventos ocorridos entre 2007 e 2014, prevendo o campo magnético e densidade na magnetopausa a partir apenas dos parâmetros do vento solar. Foram ainda estudados dois casos com número de Mach diferentes, estes resultados mostraram que os dados obtidos pelos modelos estão de acordo com os observados. Como mais uma aplicação destes modelos, utilizamos os valores previstos para eventos reais como parâmetros de entrada para simulações por partículas, utilizando o código iPIC3D.

Palavras-chave: Redes neurais, lógica difusa, aprendizado de máquina. Previsão. Magnetopausa e seus limites. Reconexão magnética. Teoria cinética e MHD.

PREDICTION OF THE CHARACTERISTICS OF THE EARTH'S MAGNETOPAUSE FROM SOLAR WIND DATA

ABSTRACT

The magnetopause is the boundary that separates the regions controlled by the Earth's magnetic field from the ones controlled by the solar wind. In the front of the magnetopause, between the Earth and the Sun, the solar wind is slowed down and diverted around the Earth. In the magnetopause there must be a balance between the dynamic pressure exerted by the solar wind and the magnetic pressure from the Earth's magnetic field, in the center, a current forms. This current is called magnetopause current. In this region, events of magnetic reconnection happens, creating an entry point for energy and particles from the solar wind to the magnetosphere. Several approaches were used to simulate the interaction between the solar wind and the magnetosphere, and in particular to simulate this process in the magnetopause, amongst them magnetohydrodynamics for larger scales and kinetic simulations for smaller scales. In this work, the characteristics of the magnetopause are studied, for different configuration of the solar wind velocity and magnetic field, to explain the relation between the parameters that control the solar wind Mach number and the asymmetry in the magnetic field in the magnetopause. We found that when the solar wind velocity increases, or the solar wind magnetic field decrease, the asymmetry increase. Therefore, when the Mach number increases so does the asymmetry in the magnetopause magnetic field. These results were obtained using a neural network model to predict the magnetic field and density in the magnetopause for a given solar wind configuration, developed using simultaneous magnetopause crossings and solar wind data, for crossing between 2007 and 2014. Two events with different Mach numbers were analyzed, showing the similarity between the predicted and observed values. As an application for the models, the magnetic fields predicted for these two events were also used as input to a particle-in-cell simulation, using the iPIC3D code.

Palavras-chave: Neural networks, fuzzy logic, machine learning. Forecasting. Magnetopause and boundary layers. Magnetic reconnection. Kinetic and MHD theory.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Magnetosferas no sistema solar.	1
1.2 Camadas do interior da Terra.	2
1.3 Campo magnético terrestre para diferentes termos da expansão em harmônicos esféricos.	4
1.4 Espiral de Parker.	5
1.5 Magnetosfera da Terra.	6
1.6 Sistemas de correntes na magnetosfera.	9
1.7 Dados do campo magnético para a magnetopausa.	10
2.1 Localização dos eventos de cruzamento da magnetopausa.	16
2.2 Exemplo do perfil do vento solar.	18
2.3 Velocidade de fluxo do vento solar no plano YZ.	20
2.4 Velocidade de fluxo do vento solar na direção X.	21
2.5 Distribuição do campo B_z do vento solar.	22
2.6 Número de Mach no vento solar.	23
2.7 Perfil de campo magnético na magnetopausa para cruzamento do dia 13 de janeiro de 2013 no sistema GSM.	25
2.8 Perfil de campo magnético na magnetopausa para cruzamento do dia 13 de janeiro de 2013 no sistema LMN.	26
2.9 Representação dos perfis de campo magnético e densidade com a direção L correta.	28
2.10 Representação dos perfis de campo magnético e densidade com a direção L invertida.	30
2.11 Ajuste utilizando o perfil de Harris assimétrico para o evento de 13 de janeiro de 2013.	34
2.12 Distribuição dos coeficientes de determinação para os perfis de campo magnético e densidade.	35
2.13 Distribuições dos coeficiente de determinação para $R^2 > 0$	36
2.14 Distribuições dos ajustes obtidos para B_s e C_1	37
2.15 Distribuições dos ajustes obtidos para n_s e C_2	37
3.1 Exemplo de regressão linear.	41
3.2 Estrutura de uma rede neural.	42
3.3 Estrutura de um neurônio totalmente conectado.	43
3.4 Funções de ativação utilizadas em redes neurais.	45

3.5	Estrutura de um neurônio totalmente conectado.	46
3.6	Histograma da posição da magnetopausa.	49
3.7	Correlação dos parâmetros do vento solar com a posição da magnetopausa R_{mp}	50
3.8	Correlação das médias temporais dos parâmetros do vento solar com a posição da magnetopausa.	51
3.9	Correlação das médias temporais dos índices geomagnéticos com a posi- ção da magnetopausa.	52
3.10	Dispersão entre a densidade (esquerda) e a pressão (direita) com a posição da magnetopausa.	53
3.11	Exemplo de <i>overfit</i> e <i>underfit</i>	54
3.12	Exemplo de curva de acurácia.	55
3.13	Curva de acurácia para a rede neural simples.	57
3.14	Comparativo entre a posição da magnetopausa prevista e observada para a rede neural simples.	58
3.15	Curva de acurácia da rede neural com uma camada oculta.	59
3.16	Resultados para a rede neural com uma camada oculta.	60
3.17	Resultados para a rede neural com uma camada oculta e diferentes fun- ções de ativação.	61
3.18	Resultados para a rede neural com cinco camadas ocultas e diferentes funções de ativação.	63
3.19	Previsão da posição da magnetopausa entre 2006 e 2021.	66
3.20	Comparativo de um evento com grande divergência entre os valores pre- vistas para a magnetopausa, a partir dos modelos utilizados.	67
3.21	Pressão cinética do vento solar em fevereiro de 2007.	68
3.22	Comparativo entre a rede neural e o modelo de Shue para previsão da posição para o primeiro semestre de 2009.	70
3.23	Comparativo entre a rede neural e o modelo de Shue para previsão da posição para o primeiro semestre de 2020.	71
3.24	<i>Boxplot</i> para os campos B_s e B_m e para a razão B_m/B_s sem remoção de valores extremos.	73
3.25	<i>Boxplot</i> para os campos B_s e B_m e para a razão B_m/B_s após remoção de valores extremos.	74
3.26	Correlação entre os parâmetros do vento solar, índices geomagnéticos e o campo magnético terrestre (B_T) com o campo B_s	76
3.27	Correlação entre os parâmetros do vento solar e B_T com o campo B_m	77
3.28	Histograma da assimetria da magnetopausa para diferentes regimes de número de Mach magnetossônico.	78

3.29	Resultados obtidos a partir da rede neural para a previsão do campo magnético B_s	80
3.30	Resultado para a rede neural para o campo magnético B_m	81
3.31	Posição da magnetopausa para campo magnético B_z norte e sul, previsto pela rede neural.	82
3.32	Relação entre o número de Mach magnetossônico e a assimetria do campo magnético na magnetopausa.	83
3.33	Relação entre a velocidade de fluxo do vento solar e a assimetria do campo magnético na magnetopausa.	84
3.34	Dependência da posição com a velocidade de fluxo do vento solar.	85
3.35	Dependência da posição com campo magnético B_z do vento solar.	86
3.36	Previsão da posição e assimetria para o <i>Evento 1</i> , ocorrido no dia 13 de janeiro de 2013 às 13:52.	89
3.37	Perfil de campo magnético observado durante o cruzamento do dia 13 de janeiro de 2013 as 13:52.	90
3.38	Previsão da posição e assimetria para o <i>Evento 2</i> , ocorrido no dia 14 de novembro de 2012 às 01:26.	91
3.39	Perfil de campo magnético observado durante o cruzamento do dia 14 de novembro de 2012 as 01:26.	92
3.40	Correlação entre o vento solar e a densidade no lado da bainha magnética.	93
3.41	Resultados para a rede neural para o modelo de previsão da densidade n_s	94
3.42	Resultados para a rede neural para o modelo de previsão da densidade n_m	95
3.43	Previsão para n_s para um perfil sintético do vento solar.	96
4.1	Simulação unidimensional da corrente da magnetopausa.	98
4.2	Simulação bidimensional da corrente da magnetopausa.	99
4.3	Simulação bidimensional da formação da magnetosfera com iPIC3D.	101
4.4	Funções de distribuição dos prótons para a região de choque, <i>downstream</i> e <i>upstream</i> a partir de simulação PIC.	102
4.5	Escalas de processos em plasmas espaciais.	103
4.6	Função de ponderação.	107
4.7	Sequência de cálculos em um passo temporal.	108
4.8	Configuração inicial de densidade e campo magnético da simulação simétrica.	114
4.9	Campo magnético B_x inicial para a simulação simétrica.	115
4.10	Campo magnético B_z para o caso simétrico em $t = 225\omega_{pi}^{-1}$	117
4.11	Média de B_z para a simulação simétrica.	118
4.12	Energia total, cinética e magnética durante a simulação do caso padrão.	119

4.13	Configuração inicial de densidade e campo magnético da simulação do	
	<i>Evento 1.</i>	120
4.14	Campo magnético B_z para a simulação do <i>Evento 1</i> em $t = 225\omega_{pi}^{-1}$.	121
4.15	Média de B_z para a simulação do <i>Evento 1</i> .	122
4.16	Energia total, cinética e magnética durante a simulação do <i>Evento 1</i> .	123
4.17	Configuração inicial de densidade e campo magnético da simulação do	
	<i>Evento 2.</i>	124
4.18	Campo magnético B_z para a simulação do <i>Evento 2</i> em $t = 225\omega_{pi}^{-1}$.	125
4.19	Média de B_z para a simulação do <i>Evento 2</i> .	126
4.20	Energia total, cinética e magnética durante a simulação do <i>Evento 2</i> .	127

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Exemplo dos eventos de cruzamento da magnetopausa.	17
2.2 Médias dos parâmetros do vento solar para o evento de 13 de janeiro de 2013 às 13:52 UTC.	19
3.1 Resultados previsão da posição com uma rede neural simples.	58
3.2 Resultados previsão da posição R_{mp} com uma rede neural com uma camada oculta.	60
3.3 Resultados previsão da posição R_{mp} com uma rede neural com uma camada oculta e diferentes funções de ativação.	62
3.4 Resultados previsão da posição R_{mp} com uma rede neural com cinco camadas ocultas e diferentes funções de ativação.	64
3.5 Resultados da previsão da posição com uma rede neural com cinco camadas ocultas e diferentes funções de ativação, com e sem <i>dropout</i>	65
3.6 Comparativo entre os modelos de previsão da posição entre 2006 e 2021.	69
3.7 Comparativo entre os modelos de previsão da posição para os anos de 2009 e 2020.	72
3.8 Resultados da previsão do campo magnético na magnetopausa.	79
3.9 Variação da posição da magnetopausa para campo magnético B_z sul e norte.	82
3.10 Variação da assimetria da magnetopausa para diferentes velocidades e temperaturas do vento solar.	87
3.11 Média dos dados do vento solar durante os dois eventos de cruzamento analisados.	88
3.12 Comparativo entre os valores previstos para a magnetopausa e o observado para o <i>Evento 1</i>	90
3.13 Comparativo entre os valores previstos para a magnetopausa e o observado para o <i>Evento 2</i>	92
4.1 Parâmetros utilizados para as simulações por partículas.	116

LISTA DE SÍMBOLOS

- R_T – Raio terrestre
- M_A – Número de Mach Alfvênico
- M_{ms} – Número de Mach Magnetossônico
- R – Assimetria do campo magnético no perfil de Harris
- R^2 – Coeficiente de determinação (estatística)

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Campo magnético terrestre	2
1.2 Vento solar	4
1.3 Estrutura da magnetosfera	6
1.4 Magnetopausa	8
1.5 Influência dos parâmetros do vento solar nas condições locais da magnetopausa	11
1.6 Objetivo	13
2 CONSTRUÇÃO DOS CONJUNTOS DE DADOS DO VENTO SOLAR E DA MAGNETOPAUSA	15
2.1 Eventos de cruzamento da magnetopausa	15
2.2 Vento solar	17
2.2.1 Parâmetros do vento solar	20
2.2.2 Campo magnético terrestre	23
2.3 Magnetopausa	23
2.3.1 Conversão para o sistema LMN	24
2.4 Ajuste dos perfis do campo magnético e de densidade	30
3 PREVISÃO DOS PARÂMETROS DA MAGNETOPAUSA	39
3.1 Introdução	39
3.2 Modelos de aprendizado de máquina	39
3.2.1 Regressão linear	40
3.2.2 Rede neural	41
3.3 Previsão para a posição da magnetopausa	47
3.3.1 Construção do conjunto de dados para previsão	47
3.3.2 Análise dos dados do vento solar	49
3.3.3 Separação dos conjuntos de dados	53
3.3.4 Impacto da arquitetura da rede neural para a previsão da posição da magnetopausa	56
3.3.5 Comparativo com modelos estabelecidos	65
3.4 Previsão do perfil de campo magnético na magnetopausa	72
3.4.1 Dependência dos parâmetros do vento solar no perfil	73

3.4.2	Relação entre a assimetria do campo magnético e o número de Mach magnetossônico.	77
3.4.3	Construção dos modelos para os perfis	78
3.5	Aplicação do modelo do perfil de campo magnético	81
3.5.1	Influência da velocidade e do campo magnético na assimetria do campo magnético da magnetopausa	81
3.5.2	Dependência da assimetria com a temperatura do vento solar	87
3.5.3	Análise de eventos reais utilizando o modelo	87
3.6	Previsão do perfil de densidade na magnetopausa	93
3.6.1	Possíveis aplicações para os modelos	96
4	SIMULAÇÕES DA MAGNETOSFERA	97
4.1	Simulações da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre	97
4.2	Modelos de simulação	103
4.2.1	Equações de Maxwell	104
4.2.2	Simulações cinéticas	104
4.2.3	Simulações de fluidos	109
4.2.4	Simulações híbridas	110
4.3	Código iPIC3D	111
4.4	Simulações de reconexão magnética com perfil de campo magnético previstos por rede neural	112
4.4.1	Caso padrão	113
4.4.2	Evento com número de Mach próximo da média	119
4.4.3	Evento com número de Mach abaixo da média	123
4.4.4	Resultados obtidos pelas simulações	127
5	CONCLUSÕES	129
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	133

1 INTRODUÇÃO

Diversos planetas no sistema solar possuem um campo magnético intrínseco. Este campo magnético intrínseco forma uma região ao redor do planeta chamada magnetosfera, onde os processos físicos e as partículas são controlados pelo campo magnético do planeta. A Figura 1.1 apresenta uma ilustração de quatro planetas do sistema solar que possuem uma magnetosfera gerada por um campo magnético intrínseco.

Figura 1.1 - Magnetosferas no sistema solar.

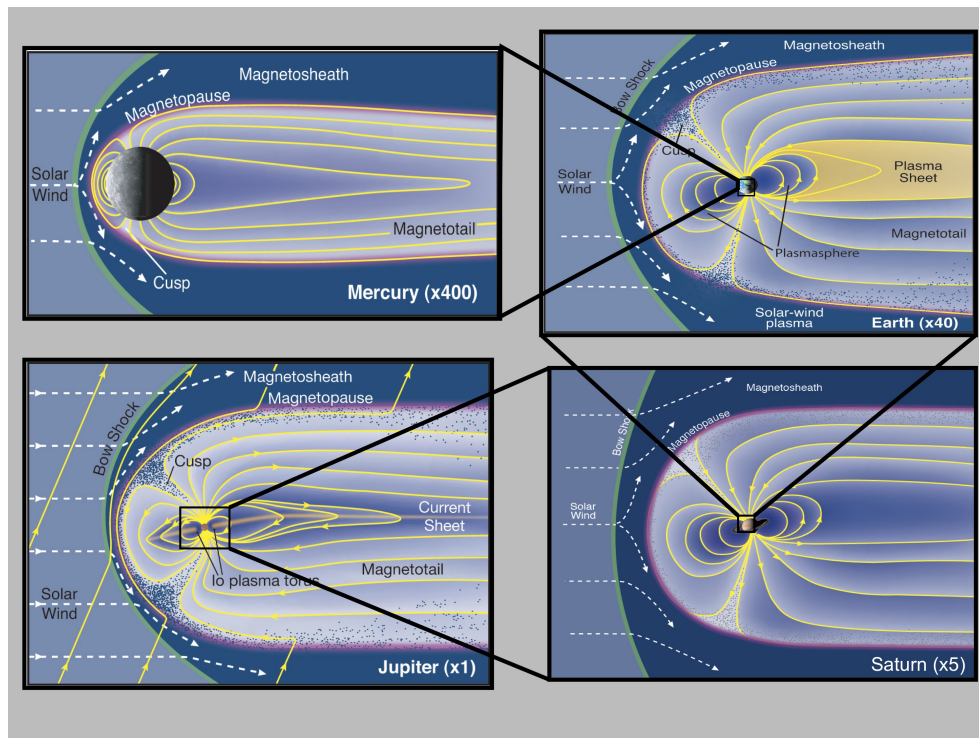


Diagrama simplificado da estrutura da magnetosfera de Mercúrio, Terra, Júpiter e Saturno. O número após o nome representa a escala em relação à magnetosfera de Júpiter.

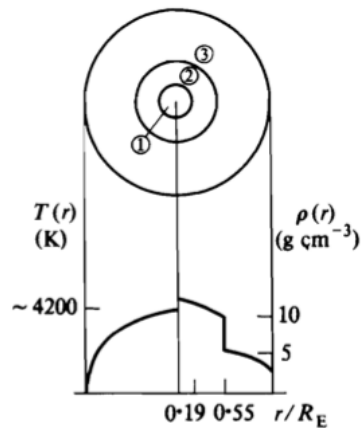
Fonte: Bagenal e Bartlett (2017).

Usualmente, o campo magnético de um planeta pode ser aproximado por um dipolo. Entretanto, esta não é a melhor representação, uma vez que a topologia do campo é alterada pela interação com o vento solar ou por processos internos de longa escala temporal. Na Figura 1.1, por exemplo, os planetas Urano e Netuno são mais bem representados considerando quadrupolos.

1.1 Campo magnético terrestre

O interior da Terra pode ser dividido em manto, núcleo externo e núcleo interno, representados na Figura 1.2. O núcleo interno encontra-se em estado sólido enquanto o núcleo externo é formado por ferro em estado líquido (MOFFATT, 1978). O campo geomagnético se origina pelos movimentos no núcleo externo. Tais movimentos podem ocasionar inversões na polaridade do campo geomagnético de forma estocástica.

Figura 1.2 - Camadas do interior da Terra.



As regiões representadas são o núcleo interno (1), núcleo externo (2) e o manto (3). Abaixo estão representados os perfis de temperatura (à esquerda) e de densidade (à direita) em função da distância do centro da Terra.

Fonte: Moffatt (1978).

Como na região da superfície da Terra não existem correntes significativas, com exceção daquelas geradas por tempestades elétricas, então pode se considerar que $\nabla \times \mathbf{B} = 0$. Assim, o campo magnético terrestre pode ser escrito como o gradiente de um potencial (KIVELSON; RUSSELL, 1995), ou seja:

$$\mathbf{B} = -\nabla V. \quad (1.1)$$

Considerando ainda que $\nabla \cdot \mathbf{B} = 0$, obtém-se uma equação de Laplace para o potencial V ,

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = \nabla \cdot (-\nabla V) = -\nabla^2 V = 0. \quad (1.2)$$

Para resolver a Equação 1.2 é preciso inicialmente separar a contribuição de componentes internas e externas à Terra, assim $V = V_{int} + V_{ext}$, onde ambas possuem formas semelhantes. Após isto, realiza-se uma separação de variáveis. Assim, em coordenadas esféricas, a componente θ é escrita em termos de harmônicos esféricos e a componente ϕ em termos dos polinômios de Legendre. O potencial magnético devido às fontes internas pode ser escrito como (MOFFATT, 1978):

$$V_{int}(r, \theta, \phi) = R_T \sum_{l=1}^{\infty} \sum_{m=0}^l \left(\frac{R_T}{r} \right)^{l+1} (g_l^m \cos m\phi + h_l^m \sin m\phi) P_l^m(\cos \theta), \quad (1.3)$$

em que R_T é o raio da Terra, $r > R_T$ é a distância do centro da Terra, $P_l^m(\cos \theta)$ são os polinômios semi normalizados de Schmidt, g_l^m e h_l^m são os coeficientes de Gauss, m e l são, respectivamente, a ordem e o grau do polinômio. O valor de l define o número de multipolos magnéticos, sendo o número de polos dado por 2^l . Assim os três primeiros valores de l representam os campos dipolar, quadrupolar e octupolar, respectivamente.

Dessa forma, as componentes r , θ e ϕ do campo magnético podem ser descritas por:

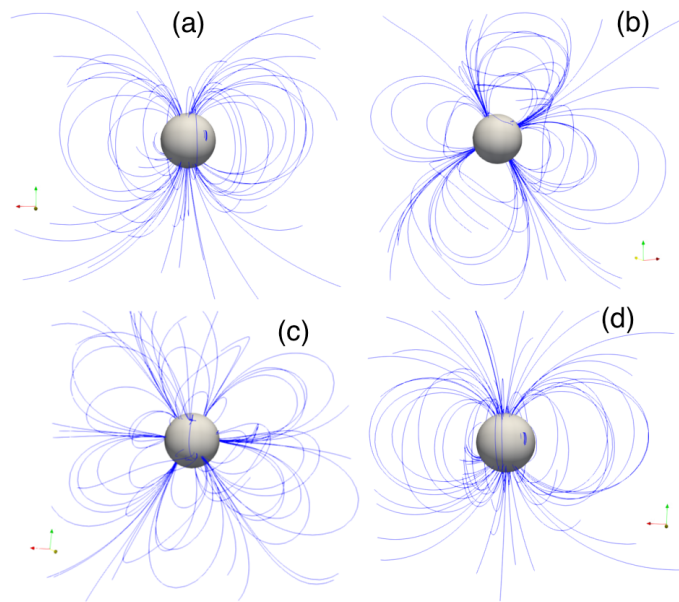
$$B_r = -\frac{\partial V}{\partial r} = \sum_{l=1}^{\infty} (l+1) \left(\frac{R_T}{r} \right)^{l+2} \sum_{m=0}^l (g_l^m \cos m\phi + h_l^m \sin m\phi) P_l^m(\cos \theta), \quad (1.4)$$

$$B_\theta = -\frac{1}{r} \frac{\partial V}{\partial \theta} = -\sum_{l=1}^{\infty} \left(\frac{R_T}{r} \right)^{l+2} \sum_{m=0}^l (g_l^m \cos m\phi + h_l^m \sin m\phi) \frac{dP_l^m(\cos \theta)}{d\theta}, \quad (1.5)$$

$$B_\phi = -\frac{1}{r \sin \theta} \frac{\partial V}{\partial \phi} = \sum_{l=1}^{\infty} \left(\frac{R_T}{r} \right)^{l+2} \sum_{m=0}^l (-g_l^m \sin m\phi + h_l^m \cos m\phi) m \frac{P_l^m(\cos \theta)}{\sin \theta}. \quad (1.6)$$

Atualmente, a configuração do campo magnético terrestre é principalmente dipolar com uma inclinação em relação ao eixo de rotação da Terra ($\approx 11^\circ$). Na Figura 1.3 é apresentado o campo magnético calculado usando as Equações 1.4, 1.5 e 1.6 para $l = 1, 2, 3$ utilizando os coeficientes g_l^m e h_l^m , que são definidos pelo IGRF-13 (*International Geomagnetic Reference Field*) (ALKEN et al., 2021), bem como o campo total.

Figura 1.3 - Campo magnético terrestre para diferentes termos da expansão em harmônicos esféricos.



Linhas de campo magnético (a) dipolar, (b) quadrupolar e (c) octupolar. O painel (d) apresenta o campo total dado pela soma dos multipolos até grau 3.

Fonte: Produção do autor.

1.2 Vento solar

O vento solar é um fluxo de partículas (elétrons, íons e partículas neutras) que emana do Sol, teorizado inicialmente por Parker (1958) com sua confirmação experimental ocorrendo posteriormente com as sondas Luna 1, 2 e 3 (HUNDHAUSEN, 2012). Antes mesmo de Parker definir o vento solar, já existiam teorias sobre a existência de um fluxo de partículas provenientes do Sol, principalmente pelo fenômeno observado nas caudas de cometas, que apontam sempre em direção oposta ao Sol, independente da trajetória do cometa (PARKER, 1958).

Este fluxo de partículas é responsável pela deformação do campo geomagnético e pelas variações que ocorrem na magnetosfera, sendo seu estudo essencial para o entendimento da física da magnetosfera. Próximo à Terra, o vento solar pode possuir velocidade da ordem de centenas de quilômetros por segundo, podendo variar bruscamente até milhares de quilômetros por segundo, como em ejeções de massa coronal (CME, do inglês: *Coronal Mass Ejection*) (CANE; RICHARDSON, 2003).

O campo magnético do Sol é carregado pelo vento solar por toda a Heliosfera, região de influência do Sol no meio interplanetário que se estende de 2 até mais de 150 raios solares. Este carregamento do campo magnético do Sol pelo vento solar é conhecido como congelamento das linhas de campos e pode ser entendido a partir da equação da evolução do campo dada por:

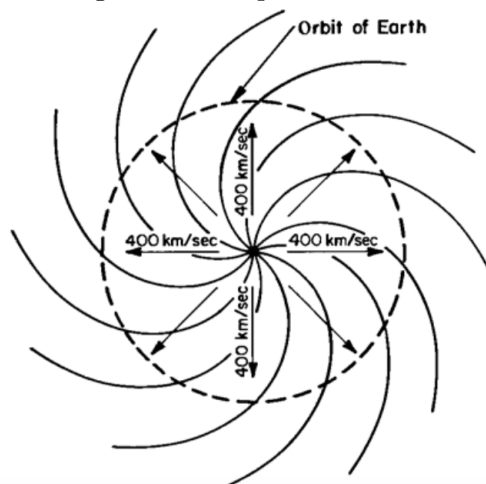
$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (1.7)$$

em que o coeficiente de difusão é dado por $\eta = 1/(\sigma\mu_0)$. Como o plasma do vento solar pode ser considerado um excelente condutor, e como η é o inverso da condutividade, o último termo pode ser desprezado. Assim a Equação 1.7 pode ser escrita como:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}). \quad (1.8)$$

Neste regime, as linhas de campo são ditas congeladas no plasma que se propaga para fora do Sol, com este fluxo sendo perpendicular às linhas de campo. Uma vez que o plasma carrega as linhas de campo, mantendo-as localmente inalteradas com o fluxo, e como o Sol rotaciona, o campo no meio interplanetário forma uma espiral, conhecida como espiral de Parker, como esquematizado na Figura 1.4.

Figura 1.4 - Espiral de Parker.



Linhas equipotenciais do campo magnético solar.

Fonte: Kivelson e Russell (1995).

Na distância da órbita terrestre, o vento solar calmo possui os seguintes valores médios para a densidade, temperatura dos íons e elétrons e velocidade de fluxo, respectivamente: $n \approx 10\text{cm}^{-3}$, $T_{i,e} \approx 10^5\text{K}$ e $v \approx 450\text{km/s}$ (KIVELSON; RUSSELL, 1995). Durante períodos perturbados estes parâmetros são drasticamente modificados, por exemplo com velocidade de fluxo atingindo $v \approx 1000\text{km/s}$ (CANE; RICHARDSON, 2003). No vento solar também são encontradas anisotropias de temperatura com relação ao campo magnético interplanetário.

1.3 Estrutura da magnetosfera

A magnetosfera terrestre se estende de aproximadamente $10R_T$ na direção do Sol até mais de $200R_T$ na direção oposta ao Sol. O campo magnético terrestre é comprimido na região frontal, devido a uma corrente constituída pelas partículas que são desaceleradas ao encontrarem o campo magnético. Esta estrutura que se forma dá origem a diversas regiões de interesse, como ilustra a Figura 1.5.

Figura 1.5 - Magnetosfera da Terra.

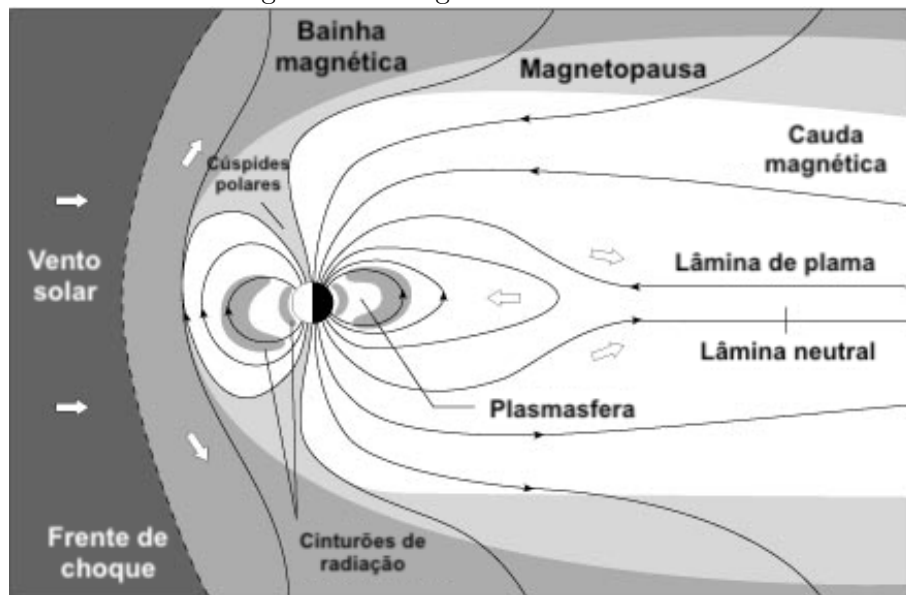


Diagrama apresentando as diferentes regiões da magnetosfera terrestre.

Fonte: Adaptado de Tufts University (2017).

A seguir são descritas as regiões apresentadas na Figura 1.5 em mais detalhes (KIVELSON; RUSSELL, 1995; GONZALEZ; PARKER, 2016), com exceção da magnetopausa, que será abordada no próximo tópico:

a) Frente de choque

A frente de choque é formada pela rápida desaceleração do vento solar ao encontrar a magnetosfera. Entretanto, este choque é não colisional, uma vez que o livre caminho médio das partículas é da ordem de 1 UA (unidade astronômica). O plasma do vento solar que possui velocidade super-alfvênica é desacelerado pela magnetosfera produzindo o choque não colisional.

b) Bainha magnética

Região de transição entre o vento solar e a magnetopausa, na qual o vento solar, agora em regime subsônico, é desviado pelo campo magnético. Estas partículas podem ser novamente aceleradas devido à interação com o choque. Assim, elas possuem baixa temperatura na região subsolar e são aceleradas pelos lados da magnetosfera. Nesta região também podem ser encontradas partículas que escapam da magnetosfera e se juntam ao vento solar.

c) Cúspides polares

As cúspides polares possuem linhas de campo magnético abertas, mesclando o campo do meio interplanetário com o campo terrestre. Além disto esta região possui uma densidade maior de linhas de campo por estar na região dos polos magnéticos.

Nesta região, partículas do meio interplanetário e partículas aceleradas provenientes da cauda magnética podem atingir regiões mais baixas da atmosfera neutra. A interação das partículas carregadas com a atmosfera neutra provoca o aparecimento de auroras.

d) Cauda magnética

Região que se estende na direção oposta ao Sol, possui linhas de campo magnético abertas. É constituída por dois lóbulos, separados pela lâmina de plasma. No lóbulo superior o campo magnético aponta na direção da Terra, enquanto no lóbulo inferior aponta na direção oposta à Terra.

e) Lâmina de plasma

A lâmina de plasma separa os lóbulos superior e inferior da magnetosfera, na região da cauda magnética cada um dos lóbulos possui campo magnético em uma direção. Por conta desta descontinuidade do campo, surge uma corrente intensa nesta região, que pode ser entendida utilizando a equação de Maxwell:

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J}. \quad (1.9)$$

Utilizando esta equação, a corrente resultante na lâmina de plasma possui o sentido amanhecer para anoitecer.

- f) **Magnetosfera interna** A magnetosfera interna corresponde à região de campo magnético fechado onde encontra-se a plasmasfera, a corrente de anel e os cinturões de radiação de Van Allen. A plasmasfera e os cinturões de radiação de Van Allen são constituídos de partículas (prótons e elétrons) aprisionadas pelas linhas fechadas do campo magnético dipolar; nesta região as partículas realizam os movimentos de giro ao redor das linhas de campo, de *bouncing* entre os polos e de deriva ao redor da Terra. Estas duas regiões podem ser diferenciadas pela composição do plasma, a plasmasfera sendo composta por plasma de alta densidade e baixa temperatura e os cinturões de radiação formados por partículas mais energéticas (LI et al., 2006). Ambos compreendem a região entre $1.5R_T$ e $7R_T$, sofrendo grandes variações em períodos de alta atividade geomagnética.

1.4 Magnetopausa

A magnetopausa separa a região onde os processos físicos são controlados pelo campo magnético interplanetário da região controlada pela campo geomagnético terrestre. A posição da magnetopausa no eixo Sol-Terra pode ser calculada de forma simplificada ao considerar que nesta região ocorre um balanço de pressão entre a pressão dinâmica do vento solar e a pressão magnética do campo geomagnético (GANUSHKINA et al., 2015). Isto pode ser escrito como:

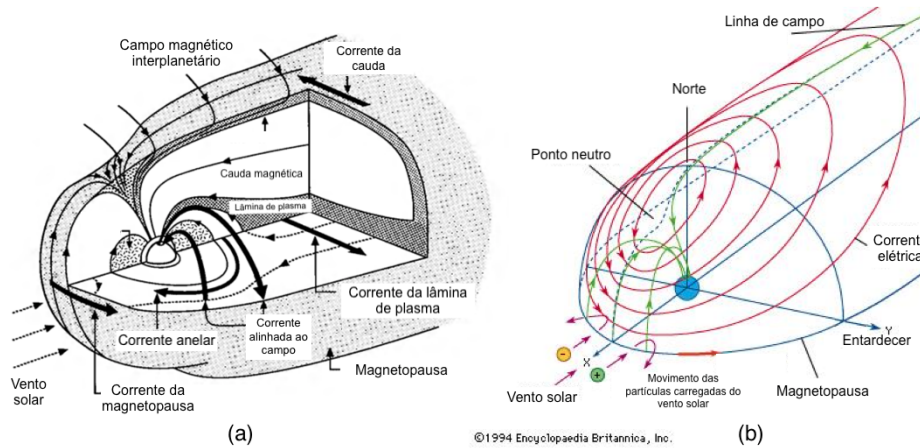
$$(\rho v^2)_{sw} \approx \left(\frac{B^2}{2\mu_0} \right)_m, \quad (1.10)$$

em que o subíndice *sw* representa parâmetros do vento solar e *m* os parâmetros da magnetosfera. Na Equação 1.10, ρ é a densidade de massa, v a velocidade do fluxo e B é o campo magnético. Considerando o campo magnético dentro da magnetosfera como dipolar, na região subsolar, ele depende apenas da distância com a Terra. Assim, utilizando a Equação 1.10 é possível obter a distância onde este balanço é satisfeito, que será a posição da magnetopausa (KIVELSON; RUSSELL, 1995).

Na magnetopausa surge uma corrente proveniente da deflexão das partículas carre-

gadas ao encontrarem o campo magnético terrestre. A corrente da magnetopausa, também chamada de corrente de Chapman-Ferraro (Figura 1.6), se estende por toda a magnetopausa e existe para balancear a pressão do vento solar. Desta forma, ela circunda as cúspides polares e pode se conectar com a corrente da cauda magnética, que envolve os lóbulos e cruza a lâmina de plasma.

Figura 1.6 - Sistemas de correntes na magnetosfera.



(a) Diagrama esquemático das correntes existentes em diferentes regiões da magnetosfera terrestre. (b) Estrutura da corrente de Chapman-Ferraro (linhas vermelhas), formada a partir da separação de cargas provenientes do vento solar ao atingir o campo geomagnético.

Fonte: Adaptado de Kivelson e Russell (1995).

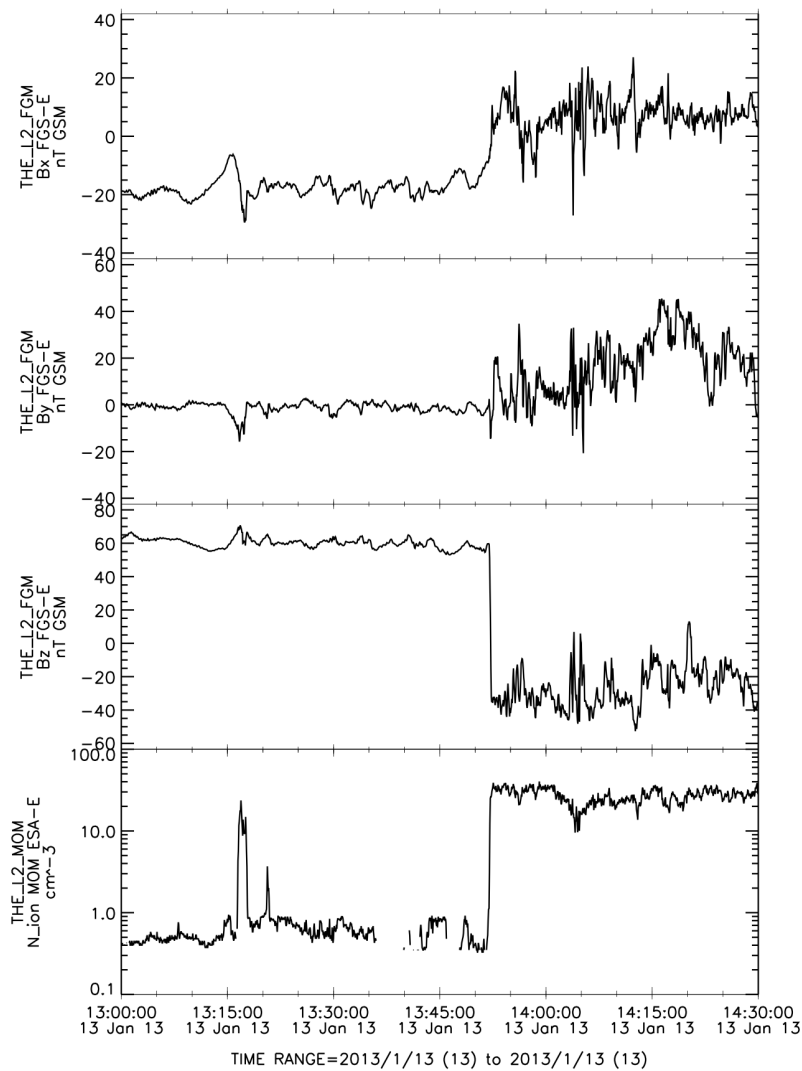
A corrente de Chapman-Ferraro confina o campo geomagnético à região interna da magnetosfera (SISCOE, 1966), ainda anulando o campo magnético interplanetário dentro da magnetosfera (VASYLIŪNAS, 2011). Como a magnetopausa é uma região de fronteira, ela é caracterizada por uma descontinuidade nos valores de densidade e velocidade de fluxo, além da alteração no campo magnético. Assim quando uma sonda espacial sai ou entra na magnetosfera essas descontinuidades podem ser encontradas nestas variáveis físicas.

A Figura 1.7 apresenta os dados da THEMIS E¹ (*Time History of Events and Macroscale Interaction during Substorms*) ao cruzar a magnetopausa para o dia 13 de janeiro de 2013 (LOPEZ; GONZALEZ, 2017). É possível observar o cruzamento da magnetopausa, com a sonda saindo da magnetosfera, por volta das 13:50UTC.

¹<http://themis.ssl.berkeley.edu/index.shtml>

Nos momentos iniciais a sonda encontrava-se dentro da magnetosfera, apresentando campo magnético B_z da ordem de 60nT e densidade menor que 1cm^{-3} . A grande flutuação nas componentes do campo magnético após o cruzamento é característica da região da bainha magnética (KIVELSON; RUSSELL, 1995), onde observamos o campo magnético B_z sul com valores próximos a 40nT e densidade maior que 10cm^{-3} . Além da flutuação dos campos, a Figura 1.7 ainda apresenta a densidade de íons, que também possui uma descontinuidade no momento do cruzamento da magnetopausa.

Figura 1.7 - Dados do campo magnético para a magnetopausa.



Dados de campo magnético nas direções X, Y, Z em coordenadas GSM e densidade de íons obtidos pela sonda THEMIS E para o dia 13 de janeiro de 2013.

Fonte: Adaptado de Lopez e Gonzalez (2017).

1.5 Influência dos parâmetros do vento solar nas condições locais da magnetopausa

Como a magnetopausa pode ser entendida como a região que separa dois regimes distintos de plasma, nesta fronteira podem ocorrer interações entre estes dois regimes, de tal forma que suas respectivas configurações magnéticas se conectam, permitindo uma troca de energia, massa e momento entre os dois plasmas. A este fenômeno dá-se o nome de reconexão magnética, e durante este processo a energia do sistema, inicialmente armazenada no campo magnético, é convertida em energias cinética e térmica do plasma.

Uma lâmina de corrente que separa dois campos magnéticos em sentidos opostos apresenta como solução, em uma dimensão e no estado estacionário, o que se convencionou chamar de perfis de Harris para o campo magnético e a densidade. A solução exata foi descrita em [Harris \(1962\)](#), usando as equações de Vlasov-Maxwell.

A partir da hipótese de que a reconexão magnética no lado diurno é governada pelos parâmetros do plasma local e, como consequência, dos processos que controlem estes parâmetros, [Borovsky \(2008\)](#) obteve, utilizando uma combinação de fundamentos e simulações MHD, uma função de controle da taxa de reconexão na magnetopausa, partindo de dados do vento solar.

Para isto, foram criadas e testadas funções específicas para o campo magnético e densidade imediatamente fora da magnetopausa na direção da bainha magnética, denominadas B_s e ρ_s , e para o campo magnético imediatamente fora da magnetopausa na direção da magnetosfera, denominado B_m . Para a densidade na magnetopausa não foi obtida uma expressão de controle a partir dos parâmetros do vento solar, uma vez que outros efeitos magnetosféricos têm um impacto grande no seu valor.

Considerando apenas o equilíbrio entre a pressão cinética e magnética, [Borovsky \(2008\)](#) deduziu as seguintes expressões para o campo magnético na magnetopausa:

$$B_m \simeq (2\mu_0\rho_0)^{1/2}v_0(1 + 0,5M_{ms}^{-2})^{1/2}, \quad (1.11)$$

$$B_s = B_m(1 + \beta_s)^{-1/2} = (2\mu_0\rho_0)^{1/2}v_0(1 + \beta_s)^{-1/2}(1 + 0,5M_{ms}^{-2})^{1/2}, \quad (1.12)$$

em que ρ_0 é a densidade de íons v_0 é a velocidade de fluxo, M_{ms} é o número de Mach

Magnetossônico do vento solar, e β_s é o beta de plasma na bainha magnética. Com exceção deste último, todos os parâmetros são do vento solar, incluindo o número de Mach que é calculado a partir de dados do vento solar. Para definir β_s , Borovsky (2008) utilizou simulações MHD para encontrar uma expressão analítica a partir dos parâmetros do vento solar. Com isso foi possível definir:

$$\beta_s \simeq 3,2 \times 10^{-2} M_A^{1,92}, \quad (1.13)$$

em que M_A é o número de Mach do vento solar. Combinando a Equação 1.12 com a Equação 1.13 obtemos a equação para o campo magnético na região imediatamente externa à magnetopausa na direção da bainha:

$$B_s = B_m(1+\beta_s)^{-1/2} = (2\mu_0\rho_0)^{1/2}v_0(1+3,2 \times 10^{-2} M_A^{1,92})^{-1/2}(1+0,5M_{ms}^{-2})^{1/2}. \quad (1.14)$$

Para obter uma expressão para a densidade na bainha magnética, partindo das simulações MHD, foi possível observar uma relação linear com a densidade do vento solar:

$$\rho_s = C\rho_0, \quad (1.15)$$

em que ρ_0 é a densidade do vento solar e C é a razão de compressão da frente de choque. Esta taxa foi então calculada utilizando os dados da OMNI² (KING; PAPITASHVILI, 2005) e as relações de Rankine-Hugoniot. Usando um ajuste não linear para os dados obtidos para C , foi obtida então a expressão:

$$C \simeq \left[\left(\frac{1}{4}\right)^6 + \left(\frac{1}{1 + 1,38 \log_e M_a}\right)^6 \right]^{-1/6}. \quad (1.16)$$

Substituindo a Equação 1.16 na Equação 1.15 é obtida então a função de controle da densidade na bainha:

²https://omniweb.gsfc.nasa.gov/ow_min.html

$$\rho_s \simeq \left[\left(\frac{1}{4} \right)^6 + \left(\frac{1}{1 + 1,38 \log_e M_a} \right)^6 \right]^{-1/6} \rho_0. \quad (1.17)$$

Assim as Equações 1.11, 1.14 e 1.17 definem os parâmetros na região da magnetopausa que dependem dos parâmetros do vento solar.

1.6 Objetivo

Como dito anteriormente, na magnetopausa o balanço de pressão é de tal forma que na parte interna à magnetosfera a pressão magnética é dominante, enquanto na parte externa a pressão dominante é a cinética, e este equilíbrio determina tanto a forma da magnetopausa quanto a sua posição.

Lopez e Gonzalez (2017) apontam que este é o caso quando o número de Mach magnetossônico do vento solar é grande. Porém, existem situações em que este cenário não é válido, e nestes casos o balanço de pressão deve ser garantido por outras variáveis físicas. O número de Mach magnetossônico é definido por:

$$M_{ms} = \frac{v_{sw}}{v_{MS}}, \quad (1.18)$$

em que v_{sw} é a velocidade de fluxo do vento solar e v_{MS} é a velocidade magnetossônica rápida, definida como:

$$v_{MS}^2 = \frac{1}{2} \left(v_A^2 + v_S^2 + \left[(v_A^2 + v_S^2)^2 - 4v_A^2 v_S^2 \cos^2 \theta \right]^{1/2} \right), \quad (1.19)$$

sendo $v_A = B/\sqrt{\mu_0 \rho}$, B o campo magnético, ρ a densidade de íons, $v_S = (\gamma k_B (T_e + T_i)/(m_e + m_i))^{1/2}$ a velocidade íon-acústica, $\gamma = 5/3$, k_B a constante de Boltzmann, m_i a massa dos íons, m_e a massa dos elétrons e θ é o ângulo entre o campo magnético terrestre e a velocidade de fluxo do vento solar (MERKA et al., 2003). Considerando a situação ideal em que $\theta = 90^\circ$, quando o vento solar atinge a Terra sem nenhuma inclinação, o número de Mach magnetossônico pode ser escrito como:

$$M_{ms} = \frac{v_{sw}}{\sqrt{v_S^2 + v_A^2}}, \quad (1.20)$$

e o número de Mach é definido como:

$$M_A = \frac{v_{sw}}{v_A}. \quad (1.21)$$

Para os casos com campo magnético interplanetário intenso, e como consequência o número de Mach magnetossônico baixo, a pressão magnética na bainha pode possuir um valor significativo, assim a pressão deste lado da magnetopausa não é mais controlada apenas pela pressão cinética do vento solar. Nestas situações o balanço de forças e a dinâmica da corrente da magnetopausa e das partículas que a constituem são alteradas.

Nesta tese, dados observacionais obtidos durante cruzamentos da magnetopausa serão usados para construir um modelo preditivo dos parâmetros de plasma na região próxima à magnetopausa a partir de dados do vento solar, através de redes neurais. Serão considerados diferentes regimes do vento solar (diferentes números de Mach) e perfis teóricos para o campo magnético e a densidade na magnetopausa. Será analisada a influência de parâmetros de plasma tais como campo magnético, densidade, pressão dinâmica, dentre outros, na previsão destes perfis. Uma vez obtidos, os perfis serão usados como parâmetros de entrada em simulações por partículas, utilizando para isso o código iPIC3D ([MARKIDIS et al., 2010](#)).

2 CONSTRUÇÃO DOS CONJUNTOS DE DADOS DO VENTO SOLAR E DA MAGNETOPAUSA

Nesta seção, serão apresentados e preparados os dados que utilizaremos para criar os modelos para o campo magnético e a densidade na região da magnetopausa.

2.1 Eventos de cruzamento da magnetopausa

Para a escolha dos eventos que serão usados para o estudo da influência do vento solar no perfil da magnetopausa, iremos partir da lista de cruzamentos da região frontal da magnetopausa classificados por Staples et al. (2020), obtida a partir de dados da missão THEMIS no período de 2007 até 2016.

Os cruzamentos foram classificados de forma automática, considerando se a passagem do satélite ocorreu partindo da bainha magnética para a magnetosfera, ou vice-versa. Para os cruzamentos partindo da magnetosfera para a bainha magnética, foram estabelecidos os seguintes critérios:

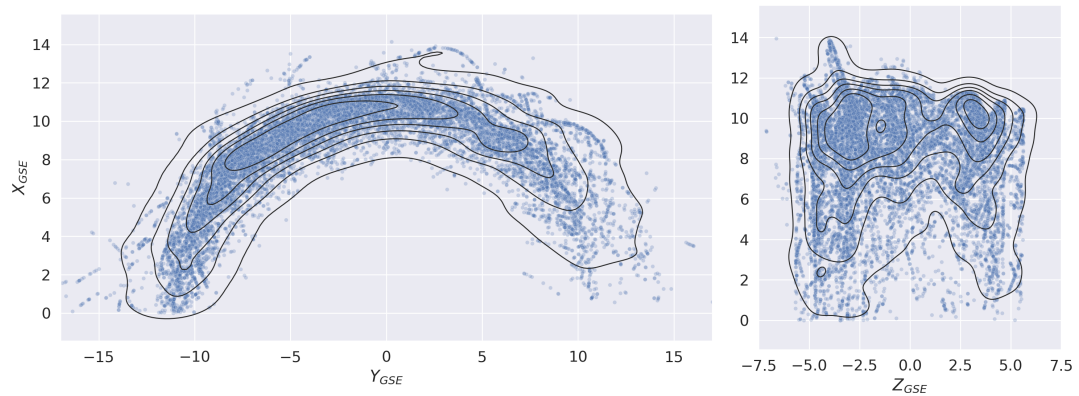
- a) Variação do campo B_z menor do que $-0,6\text{nT/s}$ e variação da densidade maior que $0,08\text{cm}^{-3}/\text{s}$;
- b) Na região da magnetosfera a média do campo B_z deve ser maior que 5nT e a densidade deve ser menor que 7cm^{-3} em um intervalo de 48s;
- c) Os dois critérios a e b devem ser satisfeitos em uma janela de 60 segundos;

Para o cruzamento no outro sentido, partindo da bainha magnética e entrando na magnetosfera, os sinais das taxas de variação de B_z e n dos dois primeiros critérios devem ser invertidos, por exemplo, o campo magnético B_z deve apresentar variação maior que $0,6\text{nT}$. Além disto, para eventos que ocorressem com uma diferença de 10 min, apenas um foi mantido, para remover eventos duplicados. Com esses critérios, os autores foram capazes de criar um conjunto de dados com 29.143 eventos de cruzamento da magnetopausa.

A Figura 2.1 apresenta uma distribuição dos eventos de cruzamento da magnetopausa como classificados por Staples et al. (2020), com a posição de cada evento no sistema de coordenadas GSE e medida em raios terrestres (R_T). Além de cada evento, encontram-se as curvas de nível indicando as regiões de maior densidade de eventos. Observa-se que os eventos estão contidos apenas na região frontal da magnetosfera, pelo critério de seleção de Staples et al. (2020). A limitação no eixo

Z , entre $-5R_T < Z < 5R_T$, é causada pela órbita da THEMIS. Observa-se uma assimetria tanto no eixo Y quanto no eixo Z , apresentando uma concentração maior próximo a região subsolar, e em $Z = \pm 4$, também por conta da órbita dos satélites.

Figura 2.1 - Localização dos eventos de cruzamento da magnetopausa.



Distribuição espacial dos eventos de cruzamento da magnetopausa classificados por [Staples et al. \(2020\)](#) no plano XY (Esquerda) e XZ (Direita) no sistema de coordenadas GSE, em raios terrestres (R_T). As curvas de nível, apresentando os valores de maior densidade de eventos, são apresentados pelas linhas pretas.

Fonte: Produção do autor.

A Tabela 2.1 apresenta, a título de exemplo, cinco eventos classificados como cruzamento por [Staples et al. \(2020\)](#), identificando a sonda que observou o cruzamento (*PROBE*) e a posição onde ocorreu a observação. A posição da sonda, medida em raios terrestres, é apresentada em dois sistemas de coordenadas diferentes: GSE e GSM. Em ambos os sistemas, o eixo X corresponde a linha Sol-Terra, e a diferença entre os dois está no plano YZ , isto é, para o GSE o Z é definido como perpendicular ao plano da eclíptica, orientado na direção norte, e para o GSM, o Y é definido como sendo perpendicular ao eixo do campo magnético terrestre ([HAPGOOD, 1992](#)).

Tabela 2.1 - Exemplo dos eventos de cruzamento da magnetopausa.

TIMESTAMP	X_{GSE}	Y_{GSE}	Z_{GSE}	X_{GSM}	Y_{GSM}	Z_{GSM}	PROBE
2009-10-19 20:59:12	11.19	-0.02	1.16	11.19	0.22	1.14	a
2015-04-21 19:56:43	9.77	-0.16	-0.63	9.77	0.15	-0.63	d
2008-09-09 21:00:23	11.34	-0.16	-2.19	11.34	-0.68	-2.09	e
2015-04-22 19:17:00	10.19	0.24	-0.77	10.19	0.55	-0.58	e
2010-10-16 15:13:39	10.36	-0.53	1.44	10.36	0.13	1.52	e

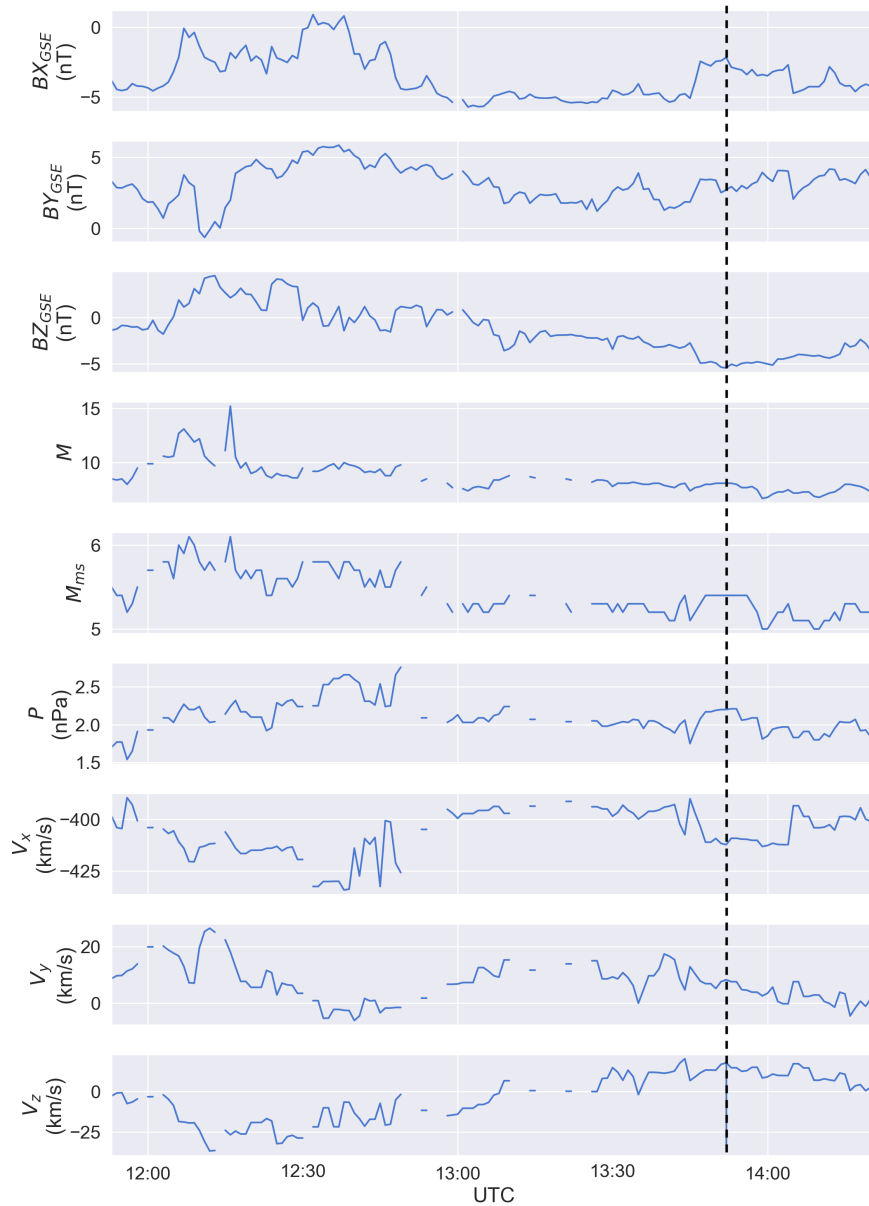
2.2 Vento solar

A partir da base de dados do OMNI, foram coletados os parâmetros do vento solar, com resolução temporal de 1 minuto, para o intervalo dos cruzamentos do conjunto de dados definido anteriormente, compreendendo um período de aproximadamente 10 anos, entre 2007 e 2016. Do OMNI foram utilizadas as seguintes variáveis provenientes do vento solar: campo magnético (B_x, B_y, B_z), densidade (n), temperatura (T), velocidade (V_x, V_y, V_z), pressão (P), número de Mach alfvênico (M_A), número de Mach magnetossônico (M_{ms}). Os parâmetros derivados, como número de Mach, foram também obtidos a partir de dados do OMNI.

A interação entre a magnetosfera e o vento solar possui tempos de resposta em escalas temporais variando desde muito curtas, como o processo de reconexão magnética (DENG; MATSUMOTO, 2001), até longas, como no caso de sub-tempestades (TSURUTANI et al., 1990). Para a inclusão de efeitos em escalas temporais diferentes, ainda mantendo um número reduzido de variáveis, iremos utilizar médias dos parâmetros do vento solar nos momentos anteriores ao evento. Por exemplo, uma média temporal de 15 minutos considera a média dos parâmetros nos 15 minutos anteriores ao evento. Escolhemos aqui calcular as médias considerando os seguintes intervalos (janelas temporais): 1min, 5min, 10min, 15min, 30min, 45min, 60min e 120min.

Como exemplo de cruzamento da magnetopausa vamos utilizar o evento do dia 13 de janeiro de 2013 às 13:52 UTC, apresentado em Lopez e Gonzalez (2017), evento que foi adicionado ao conjunto de cruzamentos de Staples et al. (2020). O perfil das componentes do campo magnético, número de Mach, pressão dinâmica e componentes da velocidade do vento solar está apresentado na Figura 2.2.

Figura 2.2 - Exemplo do perfil do vento solar.



Dados do vento solar obtidos pelo OMNI para o evento de 13 de janeiro de 2013 às 13:52 UTC. A linha pontilhada preta representa o momento do evento de cruzamento da magnetopausa observado.

Fonte: Produção do autor.

A Tabela 2.2 traz os resultados para o cálculo das médias móveis das variáveis apresentadas na Figura 2.2, para as diferentes janelas temporais escolhidas. O campo magnético B é medido em nT, a velocidade V é medida em km/s e a pressão é

definida em nPa. O número de Mach alfvênico (M_A) e magnetosônico (M_{ms}) são unidades adimensionais.

Tabela 2.2 - Médias dos parâmetros do vento solar para o evento de 13 de janeiro de 2013 às 13:52 UTC.

Minutos	B_x (nT)	B_y (nT)	B_z (nT)	M_A	M_{ms}	P (nPa)	V_x (km/s)	V_y (km/s)	V_z (km/s)
1	-2.18	2.71	-5.45	8.10	5.40	2.20	-412.3	8.30	17.70
5	-2.49	3.10	-5.08	8.06	5.40	2.19	-411.1	6.98	14.78
10	-3.35	2.69	-4.33	7.93	5.33	2.08	-405.6	7.92	13.87
15	-3.92	2.35	-3.93	7.93	5.27	2.04	-401.9	10.03	13.17
30	-4.43	2.36	-3.13	8.02	5.27	2.03	-399.3	9.48	10.54
45	-4.62	2.30	-2.81	8.25	5.30	2.07	-397.1	10.96	7.12
60	-4.72	2.65	-2.10	8.19	5.31	2.07	-397.7	9.84	2.69
120	-3.51	3.11	-0.57	9.00	5.50	2.15	-406.2	8.78	-6.89

Por conta da órbita da sonda, as datas com eventos de classificação ficam concentradas em alguns meses do ano. Isto ocorre por só serem observados cruzamentos durante o período do ano quanto a sonda está no lado diurno da magnetosfera. Assim, as datas com eventos são limitadas em comparação com o intervalo total (entre 2006 e 2017). Assim é importante analisar se o vento solar durante os eventos de cruzamento é representativo do vento solar durante todo o intervalo observado. Para isso na próxima seção iremos comparar os perfis dos parâmetros do vento solar para todo o período entre 2006 e 2017 com os parâmetros do vento solar apenas para os dias com evento de cruzamento.

Além dos parâmetros do vento solar utilizados, para a construção do conjunto de dados serão considerados também os índices geomagnéticos *SYM* e *ASY*, que medem as perturbações simétricas e assimétricas nas componentes *D* e *H* do campo geomagnético terrestre em médias latitudes (DUBYAGIN et al., 2014). Estes índices são utilizados para identificar os efeitos de estruturas do vento solar no sistema de correntes na magnetopausa, associados às variações do campo geomagnético.

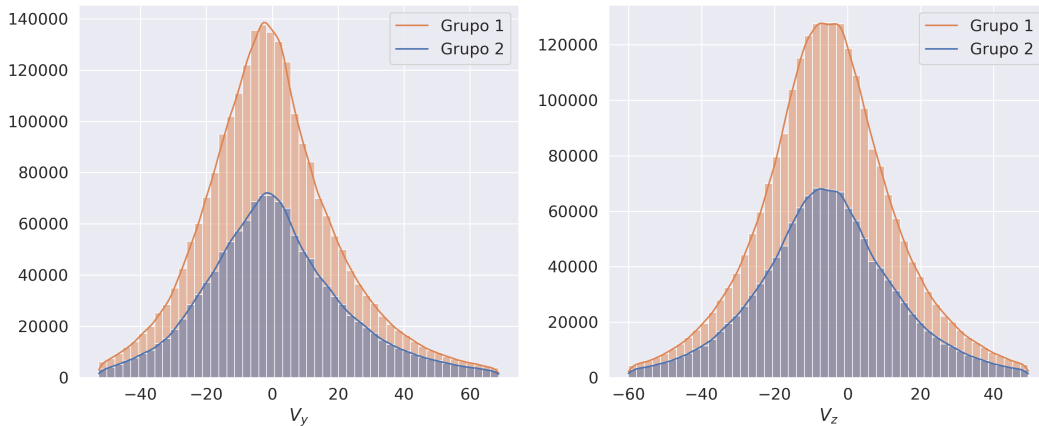
Foram selecionados apenas estes índices geomagnéticos por estarem disponíveis pelo OMNI para todo o intervalo de interesse, assim utilizaremos os índices *SYM-D*, *SYM-H*, *ASY-D* e *ASY-H*.

2.2.1 Parâmetros do vento solar

Como definido anteriormente, iremos nos concentrar nos seguintes dados do vento solar: campo magnético (B_x, B_y, B_z) obtidos no sistema GSE medido em nT, velocidade de fluxo ($|\mathbf{V}|, V_x, V_y, V_z$) medida em km/s, densidade de prótons (n_p) medida em cm^{-3} , temperatura (T) em K, pressão (P) medida em nPa, campo elétrico (E) medido em mV/m, beta de plasma (β), número de Mach (M_A) e número de Mach magnetossônico (M_{ms}).

Na Figura 2.3 são apresentados os histogramas das velocidades do vento solar nas direções Y e Z para o período completo (Grupo 1), cujas médias são $V_y = -0,10\text{km/s}$ e $V_z = -5,44\text{km/s}$, e para os dados apenas em dias com eventos de cruzamento classificado (Grupo 2), para os quais as médias foram $V_y = 0,98\text{km/s}$ e $V_z = -5,91\text{km/s}$. Estas distribuições apresentam uma pequena assimetria com relação à média. Além do histograma estão apresentadas as funções de densidade de probabilidade construídas utilizando Estimativa de Densidade por Kernel (EDK) para cada histograma. Este método consiste em associar uma distribuição normal centrada em cada observação e realizar a soma das mesmas (SILVERMAN, 2018). Esta função nos apresenta uma forma suavizada do histograma e é representada na Figura 2.3 pela linha contínua que contorna o histograma.

Figura 2.3 - Velocidade de fluxo do vento solar no plano YZ.

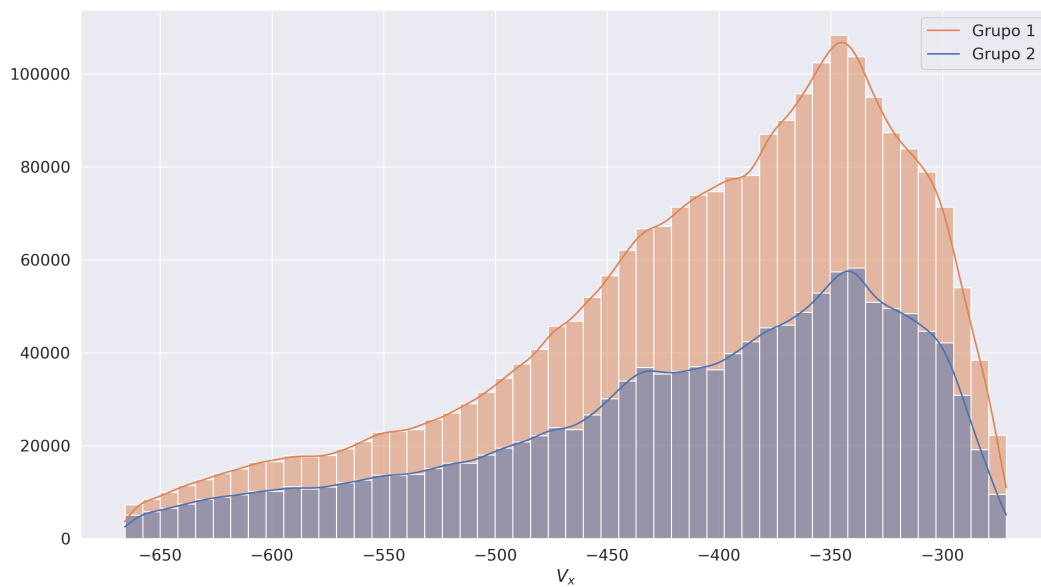


Histograma da velocidade do vento solar na direção Y , à esquerda, e na direção Z à direita. O Grupo 1 é composto por todas as observações entre 2007 e 2016, enquanto o Grupo 2 é composto apenas por dados do vento solar em dias com eventos de cruzamento da magnetopausa classificados.

Fonte: Produção do autor.

A distribuição da velocidade do vento solar na direção X , apresentada na Figura 2.4, é a mais significativa, exibindo uma distribuição bastante assimétrica, com média em $V_x = -409,56\text{km/s}$ para o Grupo 1 e $V_x = -411,73\text{km/s}$ para o Grupo 2, valores em acordo com a literatura para a região próxima à Terra (JIAN et al., 2011). Como é possível ver ao comparar este valor com as demais componentes da velocidade, ela é a mais dominante, sendo assim fundamental para o balanço de equilíbrio de pressão na magnetopausa.

Figura 2.4 - Velocidade de fluxo do vento solar na direção X .

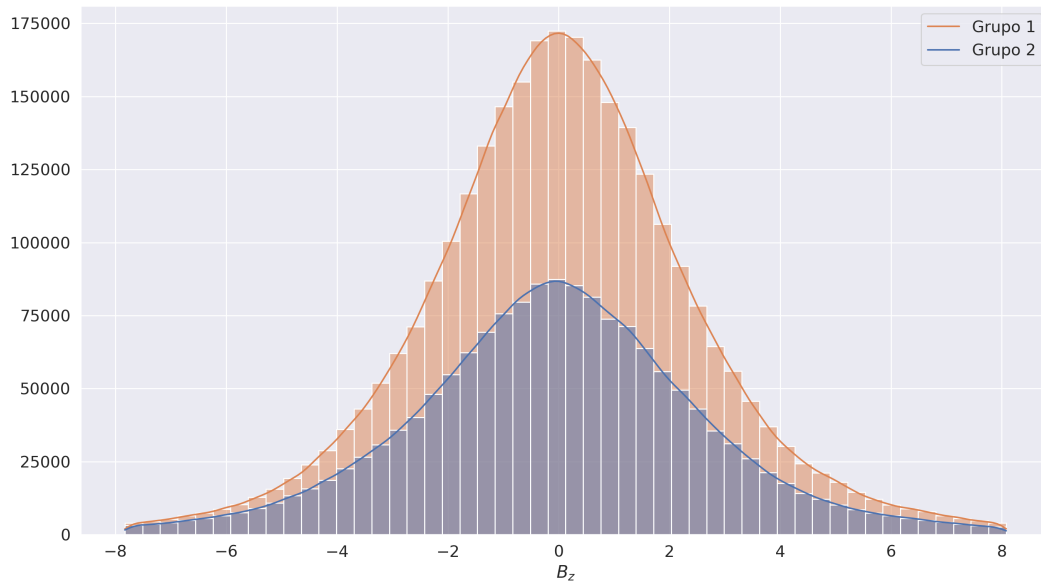


Histograma da velocidade do vento solar na direção X . O Grupo 1 é composto por todas as observações entre 2007 e 2016, enquanto o Grupo 2 é composto apenas por dados do vento solar em dias com eventos de cruzamento da magnetopausa classificados.

Fonte: Produção do autor.

No caso do campo magnético, apresentado na Figura 2.5, as médias são baixas, com valores de $B_z = 0,05\text{nT}$ para o período total e $B_z = -0,36\text{nT}$ para os dias selecionados, ambos simétricos em relação à média.

Figura 2.5 - Distribuição do campo B_z do vento solar.

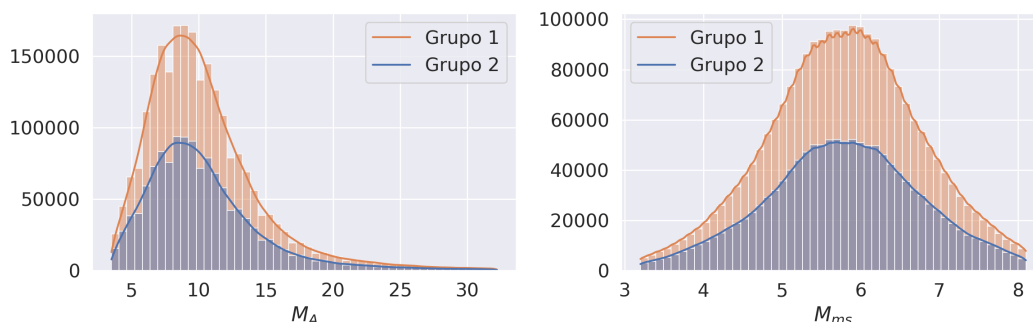


Histograma da componente Z do campo magnético do vento solar. O Grupo 1 é composto por todas as observações entre 2007 e 2016, enquanto o Grupo 2 é composto apenas por dados do vento solar em dias com eventos de cruzamento da magnetopausa classificados.

Fonte: Produção do autor.

Para as distribuições do número de Mach e número de Mach Magnetossônico também foi observada uma semelhança entre o período selecionado e total, como mostra a Figura 2.6. Para estes dois parâmetros vemos uma diferença muito grande entre eles: o número de Mach magnetossônico possui média de 5,78 para o período completo e 5,77 para as datas com evento, e o número de Mach apresenta valores muito maiores, com média de 10,34 para o período completo e 10,36 para as datas com eventos.

Figura 2.6 - Número de Mach no vento solar.



Histograma do número de Mach, à esquerda, e do número de Mach magnetossônico, à direita. O Grupo 1 é composto por todas as observações entre 2007 e 2016, enquanto o Grupo 2 é composto apenas por dados do vento solar em dias com eventos de cruzamento da magnetopausa classificados.

Fonte: Produção do autor.

2.2.2 Campo magnético terrestre

Além dos dados do vento solar, também será considerado o valor do campo geomagnético na região do cruzamento da magnetopausa, uma vez que o campo geomagnético é essencial para o equilíbrio de pressão na magnetopausa. Para isso foi utilizado o IGRF nas datas dos eventos, e a posição observada no cruzamento com a magnetopausa. A data é essencial, uma vez que o campo geomagnético, e por consequência os coeficientes do IGRF-13, variam com o tempo.

Uma vez que o objetivo da construção do conjunto de dados é a construção de modelos de previsão dos parâmetros da magnetopausa a partir de dados apenas do vento solar, foi escolhida a utilização de um modelo para a definição do campo magnético terrestre na região do cruzamento de forma a não depender da existência de observações locais para a utilização do modelo.

2.3 Magnetopausa

Como já mencionado, a classificação dos cruzamentos de Staples et al. (2020) foi realizada utilizando os dados da missão THEMIS. Assim, para a análise da magnetopausa usaremos a mesma sonda definida na classificação. Para cada evento, foram obtidos os dados de campo magnético, campo elétrico, densidade de íons e elétrons e pressão cinética, para um intervalo de 10 minutos antes e depois do evento de

cruzamento. Como cada instrumento possui uma resolução diferente, os dados foram interpolados para uma mesma escala temporal, com intervalo de 1 segundo, utilizando uma interpolação de spline cúbica.

2.3.1 Conversão para o sistema LMN

Como os dados de campo magnético obtidos pela sonda THEMIS estão nas coordenadas GSM X, Y, e Z, para analisar os perfis de cruzamento é necessário converter para um sistema de coordenadas alinhado com a descontinuidade (magnetopausa). Este sistema é denominado LMN, onde N é a direção normal à superfície da magnetopausa, L é a direção de maior variação do campo magnético e M é perpendicular a L e N. Esta conversão será realizada utilizando o método Análise de Mínima Variância, conforme descrito em [Sonnerup et al. \(2006\)](#). O primeiro passo é construir a matriz de variância:

$$M_{ij} = \langle \delta B_i \delta B_j \rangle, \quad (2.1)$$

em que $\delta B_i = B_i - \langle B_i \rangle$, i é a direção (x, y, z) e $\langle B_i \rangle$ é a média temporal da i -ésima componente do campo. A partir do determinante matriz de variância são extraídos os autovalores e autovetores associados. Os autovalores λ_1 , λ_2 e λ_3 , em ordem decrescente de magnitude, correspondem às direções L, M e N respectivamente, e os autovetores associados a esses três autovalores correspondem à base do sistema de coordenadas. Estes autovalores são todos positivos.

Para identificar que a base está bem definida é preciso analisar o valor da razão entre os autovalores λ_1/λ_2 e λ_2/λ_3 . Se as razões forem suficientemente grandes a base está bem definida. É possível que a direção L esteja bem caracterizada mas que seja difícil distinguir entre as direções M e N. Nestes casos a razão λ_1/λ_2 terá um valor grande e λ_2/λ_3 será pequeno. Como a direção mais importante para o perfil do campo magnético na reconexão é a direção L, por ser a direção de maior variação, mesmo os casos não bem caracterizados das componentes M e N serão considerados.

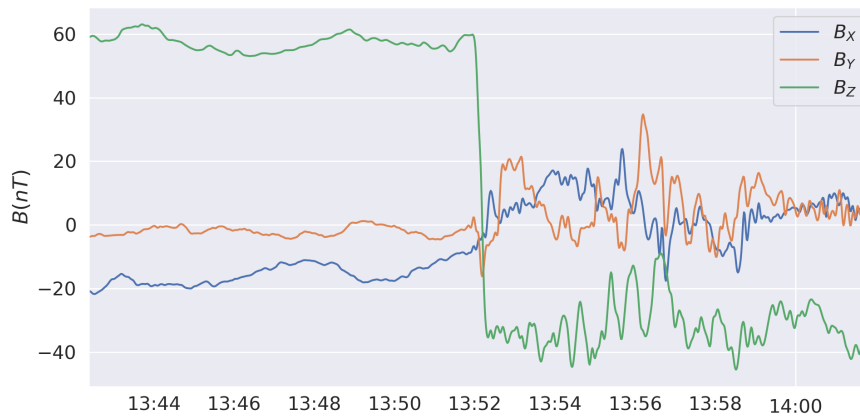
Ao converter para o sistema de coordenadas LMN é preciso definir uma janela de tempo do evento, uma vez que para converter um número grande de cruzamentos de forma automatizada não seria possível seguir o método tradicional de definir para cada evento a janela mais adequada. Portanto, definimos o seguinte procedimento para a conversão automática:

- Realiza a conversão para os intervalos de 1s até 10s, com passo de 0,2s;
- Salva os valores dos autovetores e autovalores;
- Elimina os intervalos com a razão $\lambda_2/\lambda_3 \leq 2$;
- Selecionar o intervalo com o maior valor da razão λ_1/λ_2 .

A partir destas regras, obtemos um intervalo com a melhor caracterização da direção de interesse L. Com os autovetores do intervalo escolhido, podemos então construir a matriz de mudança de base, para assim obter B_L , B_M e B_N . O campo magnético normal à descontinuidade, B_N , deve possuir a menor média de todos, e em um caso ideal $\langle B_N \rangle \simeq 0$.

Como exemplo de conversão utilizaremos o cruzamento ocorrido em 13 de janeiro de 2013, como definido em Lopez e Gonzalez (2017). Como apresentado na Figura 2.7, este perfil é definido como sendo assimétrico, com a intensidade do campo magnético no lado da magnetosfera mais intenso do que o observado na bainha magnética e, neste caso, a corrente flui quase inteiramente do lado exterior da magnetopausa. Porém, parte da rotação do campo magnético encontra-se nas componentes X e Y, mostrando-se necessária a conversão para o sistema LMN.

Figura 2.7 - Perfil de campo magnético na magnetopausa para cruzamento do dia 13 de janeiro de 2013 no sistema GSM.

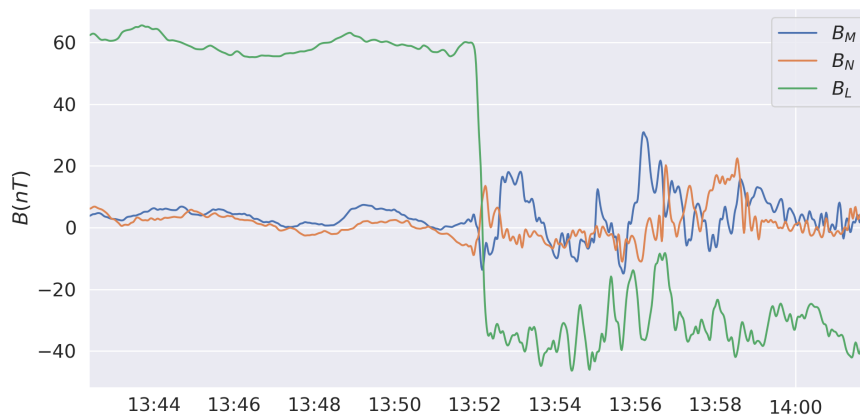


Valores obtidos pela THEMIS para os campos magnéticos nas direções X, Y, e Z do sistema GSM. O cruzamento ocorreu as 13:52 UTC.

Fonte: Produção do autor.

Ao aplicar o método para conversão do sistema de coordenadas para este evento obtemos o resultado apresentado na Figura 2.8, que mostra que de fato este é um evento assimétrico. O perfil apresentado na Figura 2.8 mostra pouca rotação nas componentes M e N , com a maior parte da variação do campo magnético ocorrendo na direção tangencial a lâmina de corrente L . Após a saída da magnetosfera, para um tempo maior que 13:52 UTC, observamos ainda uma flutuação em todas as componentes do campo magnético, como esperado para a região da bainha magnética.

Figura 2.8 - Perfil de campo magnético na magnetopausa para cruzamento do dia 13 de janeiro de 2013 no sistema LMN.



Campo magnético no sistema de coordenadas local LMN, após a aplicação do método automatizado desenvolvido para a conversão automática.

Fonte: Produção do autor.

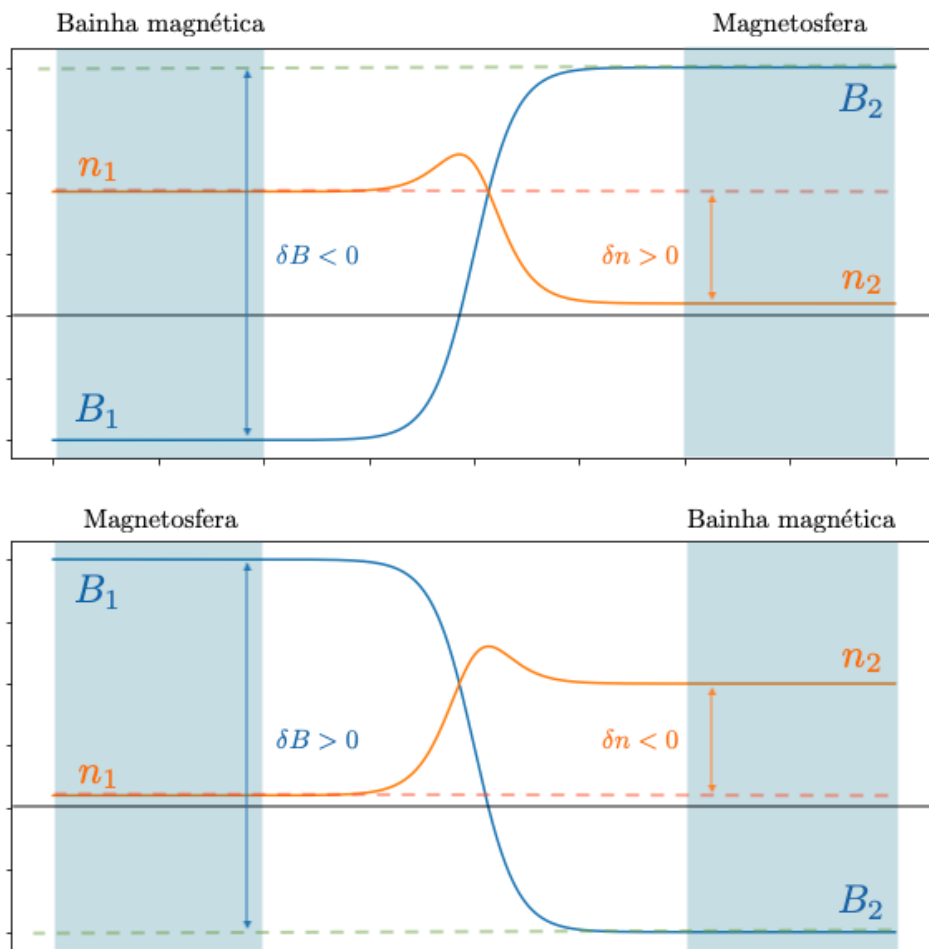
Como o processo criado aqui para a conversão para o sistema LMN é automatizado, pode ocorrer da sentido da componente L encontrada para método de mínima variância esteja invertido. A base obtida nestes casos é correta, porém o sentido encontra-se invertido, e portanto o campo magnético B_L também estará invertido, ou seja, positivo na região da bainha e negativo dentro da magnetosfera. Para corrigir este problema, utilizamos outra variável física para identificar qual é a região externa e interna à magnetopausa. Este parâmetro é a densidade, uma vez que dentro da magnetopausa a densidade é em torno de uma ordem de grandeza menor do que na bainha.

Para corrigir o sentido de L, primeiro separamos o intervalo em 4 partes iguais, uti-

lizando apenas os dois intervalos mais afastados do centro, obtendo assim um perfil mais estável, como mostrado na Figura 2.9. Nestes intervalos, denominados 1 e 2, calculamos as médias do campo magnético B_L obtendo assim B_1 e B_2 . Fazemos o mesmo com a densidade, obtendo n_1 e n_2 . Como a densidade dentro da magnetopausa é menor que na bainha magnética, no caso de um cruzamento partindo da bainha, a diferença $\delta n = n_1 - n_2 > 0$, e partindo da magnetopausa obtemos $\delta n < 0$.

Na Figura 2.9 apresentamos os perfis de campo magnético B_L e densidade n para dois exemplos em que não ocorre a inversão da componente L do campo magnético. O painel superior apresenta um exemplo de cruzamento partindo da bainha, e portanto n_1 é a densidade da bainha e n_2 é a densidade na magnetosfera, enquanto no painel interior mostra um exemplo de cruzamento partindo da magnetosfera e indo em direção a bainha.

Figura 2.9 - Representação dos perfis de campo magnético e densidade com a direção L correta.



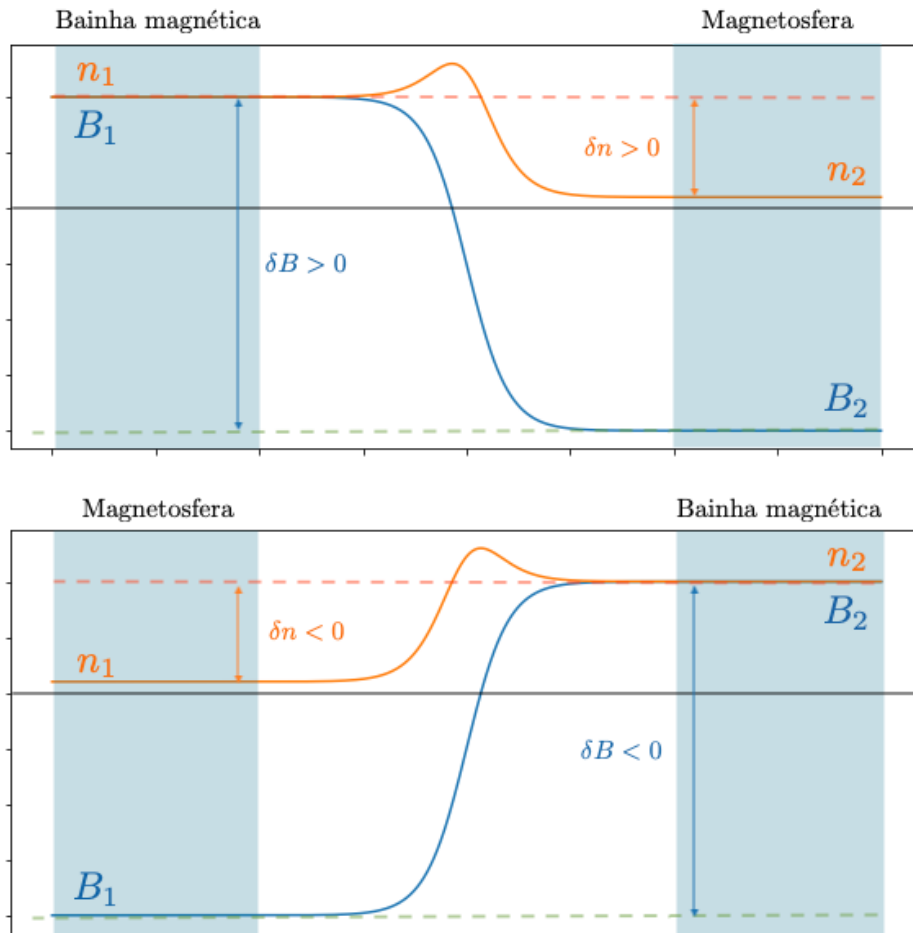
Representação de um caso em que a direção L está alinhada com a direção Z, com perfis de densidade (laranja) campo magnético na direção L (azul) normalizados pelos parâmetros da bainha magnética. No topo, a Região 1 corresponde à bainha magnética e a região 2 corresponde à magnetosfera, e abaixo o oposto. Em ambos os casos, apesar da mudança de sinal de δB e δn o produto $\delta B \delta n$ se mantém negativo.

Fonte: Produção do autor.

Como é possível observar, o campo magnético segue um perfil oposto ao da densidade; o campo magnético dentro da magnetosfera é maior do que na região da bainha, enquanto a densidade na magnetosfera é menor que na bainha magnética. Com isso, podemos definir que, em ambos os casos, o produto entre $\delta B = B_1 - B_2$ e $\delta n = n_1 - n_2$ sempre tem sinal negativo quando o sentido da componente L estiver correto.

Na Figura 2.10 apresentamos dois exemplos de conversão para os quais ocorre inversão do sentido de B_L durante o processo de conversão automatizada. Como na Figura 2.9, no painel superior o cruzamento ocorre partindo da bainha magnética entrando na magnetosfera, enquanto no painel inferior o cruzamento ocorre saindo da magnetosfera. Nestes casos o produto $\delta B \delta n$ é positivo. Portanto, podemos utilizar o sinal do produto $\delta B \delta n$ como um indicador da necessidade de correção no sentido de B_L . Esta correção é realizada por uma inversão do sinal de B_L e B_N , correspondendo a uma rotação de 180° do eixo M. Esta escolha foi arbitrária, considerando que os campos B_N e B_M não são o foco deste trabalho. Caso o sentido das outras componentes seja importante, deve-se considerar outros indicadores, como o sentido da coordenada N, que deve apontar para fora da magnetosfera.

Figura 2.10 - Representação dos perfis de campo magnético e densidade com a direção L invertida.



Representação de um caso em que a direção L está invertida com relação a direção Z, com perfis de densidade (laranja) campo magnético na direção L (azul) normalizados pelos parâmetros da bainha magnética. No topo, a Região 1 corresponde bainha magnética e a região 2 corresponde à magnetosfera, e abaixo o contrário. Em ambos os casos, apesar da mudança de sinal de δB e δn o produto $\delta B \delta n$ se mantém positivo.

Fonte: Produção do autor.

2.4 Ajuste dos perfis do campo magnético e de densidade

Na magnetopausa o perfil de campo magnético e densidade seguem o perfil de Harris assimétrico, como definido por Pritchett (2008), sendo que o campo magnético é dado por:

$$B_z(x) = B_0 \left(\tanh\left(\frac{x}{\lambda}\right) + R \right), \quad (2.2)$$

em que B_0 é a média do módulo do campo magnético, λ é a largura da lâmina de corrente e R representa a assimetria no perfil de campo magnético e é limitado por $|R| < 1$, sendo que $R = 0$ representa o caso simétrico.

Considerando que $B(x \rightarrow -\infty) = B_s$ e $B(x \rightarrow \infty) = B_m$, as constantes B_0 e R podem ser definidas como:

$$B_0 = \left(\frac{C_1 - 1}{2} \right) B_s, \quad (2.3)$$

$$R = \frac{C_1 + 1}{C_1 - 1}, \quad (2.4)$$

em que $C_1 = B_m/B_s < 0$ é a razão entre os campos na magnetosfera e na bainha magnética. Substituindo a Equação 2.3 e a Equação 2.4 na Equação 2.2, obtemos o seguinte perfil para o campo magnético na região de reconexão na magnetopausa:

$$B_z(x) = B_s \left(\frac{C_1 + 1}{2} + \frac{C_1 - 1}{2} \tanh(x/\lambda) \right). \quad (2.5)$$

A Equação 2.5 retorna ao perfil de Harris simétrico quando $C_1 \rightarrow -1$.

A densidade, como definida por Pritchett (2008), pode ser escrita como:

$$n(x) = n_0 \left(1 - \alpha \tanh(x/\lambda) - \alpha \tanh^2(x/\lambda) \right). \quad (2.6)$$

Realizando a mesma transformação anteriormente definida obtemos:

$$n_0 = n_s, \quad (2.7)$$

$$\alpha = \frac{1 - C_2}{2}, \quad (2.8)$$

em que $C_2 = n_m/n_s$ é a razão entre a densidade na magnetosfera e na bainha na região imediatamente fora da região de reconexão. Assim a densidade é definida

como:

$$n(x) = n_s \left(1 - \frac{1 - C_2}{2} \tanh(x/\lambda) - \frac{1 - C_2}{2} \tanh^2(x/\lambda) \right). \quad (2.9)$$

Utilizando os perfis definidos pela Equação 2.5 e 2.9, serão realizados os ajustes dos perfis obtidos da THEMIS para os cruzamentos. Porém, as classificações de Staples et al. (2020) podem não possuir o centro do cruzamento bem definido. Para corrigir esta informação, as equações dos perfis serão alteradas para incluir um termo de centralização, definido como: $x = x' - a$, em que a é um parâmetro de correção e x é definido como o comprimento de arco percorrido pela sonda, de forma a transformar o movimento tridimensional em unidimensional. O valor do termo de correção a precisa ser calculado para cada evento.

Para ajustar os dados obtidos pela THEMIS para cada evento aos perfis teóricos utilizaremos o pacote LMFIT¹ com sua implementação em Python. Para cada evento, iremos inicialmente utilizar o LMFIT para ajustar os dados observados do campo magnético ao perfil descrito pela Equação 2.5, obtendo assim valores dos parâmetros B_s , C_1 , λ e a para este evento. Com estes valores definidos utilizaremos novamente o LMFIT e os parâmetros λ e a para obter um ajuste dos dados de densidade utilizando o perfil da Equação 2.9.

Como neste trabalho estamos usando apenas os dados de uma sonda para cada cruzamento, o valor obtido para a largura da lâmina de corrente através dos ajustes aos perfis teóricos não pode ser interpretado como o valor real da largura, uma vez que a magnetopausa está em constante movimento no momento do cruzamento, observando assim valores distorcidos da largura. Existem técnicas para estimar a largura da lâmina de corrente utilizando dados de apenas um satélite, como em Sonnerup et al. (2006), ou utilizando múltiplos satélites para uma estimativa mais confiável da velocidade e posição da magnetopausa, como em Haaland et al. (2004). Estes métodos não foram aplicados neste trabalho, uma vez que estamos interessados apenas nos parâmetros em ambos os lados imediatamente fora da região da lâmina de corrente.

Para analisar a qualidade dos ajustes, iremos utilizar o valor do coeficiente de determinação R^2 (BUCCHIANICO, 2008). Este valor é definido como:

¹<https://lmfit.github.io/lmfit-py/>

$$R^2 = 1 - \frac{\sum_{n=0}^N (y_i - \hat{y}_i)^2}{\sum_{n=0}^N (y_i - |y_i|)^2}, \quad (2.10)$$

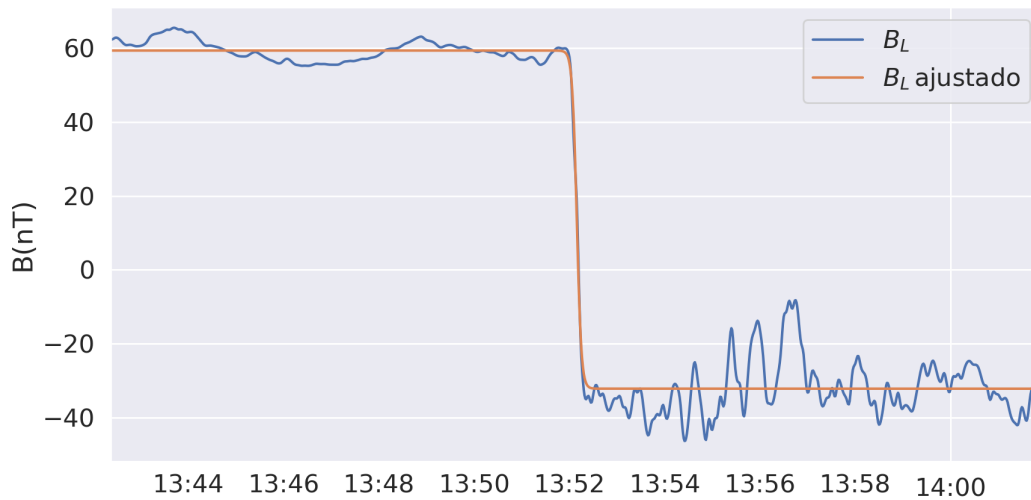
em que y_i é o valor observado pela THEMIS, \hat{y}_i o valor do ajuste utilizando as Equações 2.5 e 2.9 e $|y_i|$ é a média dos valores dos ajustes. O valor de R^2 pode ser tanto positivo quanto negativo, com o valor máximo sendo 1, que indica um ajuste perfeito. Quanto menor for o valor de R^2 pior o ajuste.

Para o evento apresentado anteriormente, de 13 de janeiro de 2013 às 13:52, os ajustes se apresentaram muito confiáveis. Os parâmetros obtidos para o campo magnético foram:

$$\begin{aligned} B_s &= -32,2\text{nT}, \\ C_1 &= -1,84, \\ \lambda &= 0,0014, \end{aligned} \quad (2.11)$$

Como é possível ver, o perfil é assimétrico, com $C_1 = -1,84$, valor que corresponde a um $R \simeq 0,30$. Na Figura 2.11 apresentamos a comparação entre o campo magnético B_L obtido após a conversão para o sistema LMN dos dados da THEMIS, em azul, e o entre o perfil ajustado pela Equação 2.5, em laranja. Este ajuste obteve um coeficiente de determinação igual a 0,986.

Figura 2.11 - Ajuste utilizando o perfil de Harris assimétrico para o evento de 13 de janeiro de 2013.

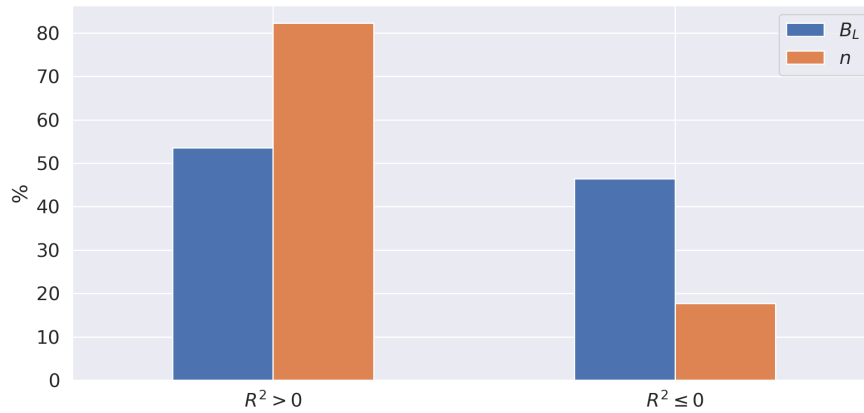


Dados para o perfil do campo magnético para o evento de cruzamento do dia 13 de janeiro de 2013. Em azul os dados de campo magnético B_L observados pela THEMIS e em laranja o perfil de Harris obtido a partir do campo observado.

Fonte: Produção do autor.

Ao aplicar o ajuste para todos os eventos de cruzamento, uma parcela significativa dos eventos, pouco mais de 50% para o campo magnético e mais de 80% para a densidade, resultou em ajustes com coeficiente de determinação negativos, ou seja, insatisfatórios e devem assim serem removidos da base. Na Figura 2.12 apresentamos a porcentagem de eventos que apresentaram o ajuste que serão descartados. O campo magnético apresentou uma quantidade menor de eventos com coeficiente de classificação negativo do que a densidade.

Figura 2.12 - Distribuição dos coeficientes de determinação para os perfis de campo magnético e densidade.

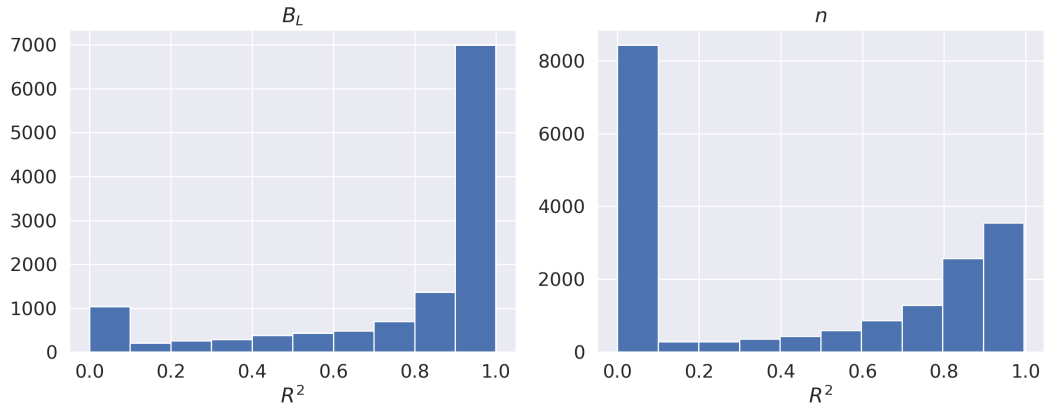


Porcentagem de coeficientes de determinação positivos e negativos para os ajustes realizados para o campo magnético (em azul) e densidade (em laranja).

Fonte: Produção do autor.

Excluindo os ajustes com coeficiente de determinação negativo ($R^2 < 0$), podemos ver a partir do histograma apresentado na Figura 2.13 que a densidade apresenta um acúmulo de perfis com coeficiente muito pequeno, $R^2 \simeq 0$, enquanto para o campo magnético a maior concentração encontra-se em valores grandes de R^2 . Isso ocorre pelos dados relacionados à densidade apresentarem uma flutuação muito maior que os dados de campo magnético, e essas flutuações dificultam o ajuste pelo perfil teórico, produzindo assim ajustes com pior qualidade. Assim ao filtrarmos apenas valores grandes de R^2 , iremos remover muitos ajustes por apresentar um baixo coeficiente de determinação para a densidade.

Figura 2.13 - Distribuições dos coeficiente de determinação para $R^2 > 0$.

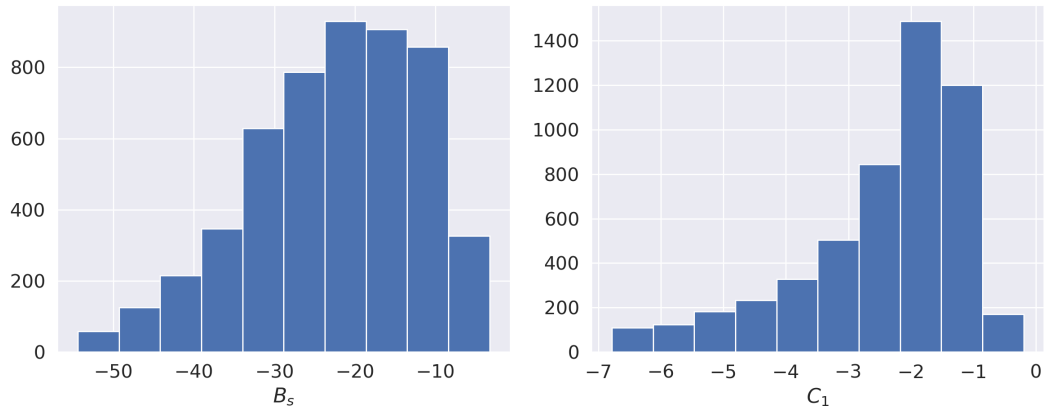


Distribuição dos coeficientes de determinação positivos para os ajustes do perfil de campo magnético (à esquerda) e para o ajuste da densidade (à direita).

Fonte: Produção do autor.

Iremos utilizar um valor de corte do coeficiente de determinação, escolhido de forma a balancear um bom ajuste dos perfis, mantendo um conjunto representativo de eventos. Este valor foi definido como 0,8 tanto para densidade quanto para campo magnético. Este filtro será realizado separadamente para montar o conjunto de dados de campo magnético e densidade. Com isso, o conjunto de dados para o campo magnético B_s , após a remoção dos eventos com ajuste não satisfatório ou sem dados do vento solar, possuiu um total 5.122 eventos, valor baixo se comparado à quantidade inicial de eventos, mas ainda suficiente para o estudo que se pretende aqui conduzir. Na Figura 2.14 são apresentadas as distribuições para os coeficientes B_s e C_1 obtidos para os ajustes dos perfis de campo magnético. É possível observar o perfil assimétrico nas distribuições, o que é esperado uma vez que eventos com valores mais extremos, como grande assimetria do campo magnético ($C_1 \simeq -7$) ocorrem com menos frequência que valores mais próximos da média. Além disto, para esta assimetria existem poucos casos onde o campo magnético da bainha é mais intenso que o campo magnético na magnetosfera, em módulo.

Figura 2.14 - Distribuições dos ajustes obtidos para B_s e C_1 .

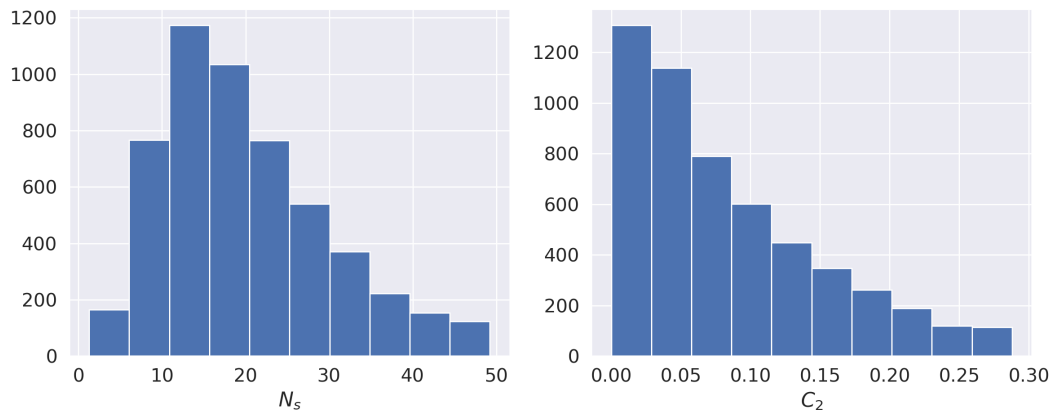


Distribuição de coeficientes ajustados para o perfil de campo magnético na bainha magnética B_s (à esquerda) e para a razão entre os campos $C_1 = B_m/B_s$ (à direita).

Fonte: Produção do autor.

Na Figura 2.15 são apresentadas as distribuições dos parâmetros obtidos para os ajustes das densidades, n_s e C_2 . Os valores de C_2 são menores que 1, uma vez que a densidade no lado da magnetosfera é menor que na bainha.

Figura 2.15 - Distribuições dos ajustes obtidos para n_s e C_2 .



Distribuição de coeficientes ajustados para o perfil de densidade na bainha magnética n_s (à esquerda) e para a razão entre as densidades $C_2 = n_m/n_s$ (à direita).

Fonte: Produção do autor.

A média de C_1 observada nos ajustes é $-2,64$, o que corresponde ao valor $R = 0,45$, sendo R a assimetria como definida pela Equação 2.2, próximo ao valor normalmente utilizado para representar o perfil da magnetopausa de $R = 0,50$ (MOZER et al., 2008), o que demonstra que os ajustes estão de acordo com os valores encontrados na literatura.

3 PREVISÃO DOS PARÂMETROS DA MAGNETOPAUSA

3.1 Introdução

Utilizando o conjunto de dados construído previamente, que é formado pelas médias temporais dos parâmetros do vento solar e dos índices geomagnéticos, combinado com as respectivas posições, perfis de densidade e de campo magnético da magnetopausa, iremos construir os modelos de previsão dos parâmetros da magnetopausa. Para estes modelos serão usadas técnicas de aprendizado de máquina, para assim incluir tanto efeitos lineares quanto não lineares.

3.2 Modelos de aprendizado de máquina

Atualmente existem diversos tipos de modelos de aprendizado de máquina sendo utilizados para geofísica espacial, tais como modelos de classificação (BREUILLARD et al., 2020), previsão de séries temporais (LAPERRE et al., 2020), e previsão de valores pontuais (YANG et al., 2018), denominado de modelo de regressão. Este último é o que iremos utilizar aqui, pois apesar de utilizarmos médias temporais, as técnicas de séries temporais são diferentes. Para a regressão, criamos um conjunto estático de valores que serão usados como entrada para o algoritmo, e como saída obtemos um valor de respostas. Porém, para previsão de séries temporais a entrada é apenas o perfil temporal da própria variável de interesse.

Apesar de um modelo de regressão ser utilizado para a previsão de um valor pontual, é possível utilizar este tipo de modelo para previsão temporal. As aplicações dos modelos criados neste capítulo serão tanto estáticas como análises temporais dos valores gerados.

Os modelos utilizados para estudos de clima espacial são normalmente modelos de aprendizado de máquina supervisionado, em que temos uma resposta clara que esperamos, seja uma classificação de um evento ou a previsão de uma resposta específica. Há ainda uma outra categoria de modelos para os quais a resposta não é definida, como por exemplo criação de agrupamento de eventos (AMAYA et al., 2020), em que não sabemos as propriedades que definem cada grupo e o modelo aprende por conta própria. Esta categoria de modelos é chamada de aprendizado não supervisionado.

Os modelos de aprendizado de máquina buscam a solução para uma função de ajuste dos dados, com a vantagem de, em alguns casos, usarem funções não lineares ou até mesmo um conjunto de funções distintas. Além disso, não é preciso conhecer

a relação entre as variáveis de entrada e de resposta com antecedência, conseguindo assim descobrir relações até então desconhecidas.

3.2.1 Regressão linear

A regressão linear é o exemplo mais simples de aprendizado de máquina e é também comum a outras áreas de estudo. Para a previsão dos perfis da magnetopausa iremos utilizar este tipo de modelo como base de comparação, assim buscando outras soluções mais complexas. Se os modelos mais complexos não obtiverem uma melhora significativa em comparação com o modelo linear, devemos então desconsiderá-los.

Iremos inicialmente descrever o modelo de regressão linear para o caso unidimensional, que será posteriormente generalizado. Considerando um conjunto de dados constituído de duas variáveis x e y , em que y é a variável resposta e x a variável independente, com uma amostra de tamanho p , o conjunto de dados pode ser definido pelos pares de valores $\{(x_i, y_i) : i = 1, \dots, p\}$ (SU et al., 2012). O modelo de regressão linear considera que a relação $f(x) \rightarrow y$ é dada por uma função linear acrescida de um erro, de tal forma que o valor previsto é definido por $f(x_i) = a + bx_i$, em que a e b são as constantes da função linear. Assim podemos escrever:

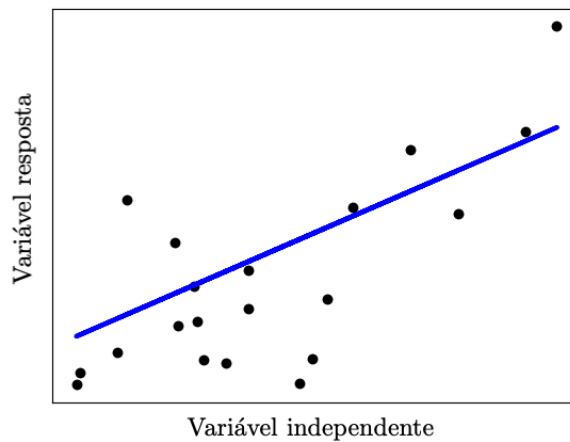
$$y_i = f(x_i) + \epsilon_i, \quad (3.1)$$

em que ϵ_i representa o erro associado ao ponto x_i . Os algoritmos de aprendizado de máquina são utilizados para ajustar os valores de a e b , utilizando toda a amostra de x e y , de tal forma a minimizar o erro ϵ . O algoritmo mais comum para minimizar o erro é o Método dos Mínimos Quadrados (WATSON, 1967), que busca a solução de f ao minimizar o erro médio quadrático E definido por:

$$E = \sum (f(x_i) - y_i)^2, \quad (3.2)$$

em que se realiza a soma das diferenças entre os dados y_i e ajustada naquele ponto, $f(x_i)$ para todos os pontos de dados existentes na amostra. Na Figura 3.1 apresentamos um exemplo de regressão linear unidimensional. Os pontos (x_i, y_i) são apresentados em preto e o ajuste linear que minimiza o erro E é representado pela linha azul.

Figura 3.1 - Exemplo de regressão linear.



Exemplo de dispersão entre duas variáveis e uma regressão linear (em azul).

Fonte: Produção do autor.

Pela Figura 3.1, podemos observar que apesar de existirem pontos muito divergentes da função obtida (em azul), ela apresenta a tendência geral dos pontos de dados.

Para o caso de N variáveis independentes e uma variável de resposta, o método de regressão linear pode ser definido pela equação de um hiperplano N -dimensional:

$$f(x_i) = \sum_{n=1}^N b_n X_{ni} + a, \quad (3.3)$$

em que devemos ter um conjunto de dados na amostra muito maior do que o número de variáveis independentes, ou seja $N \gg p$.

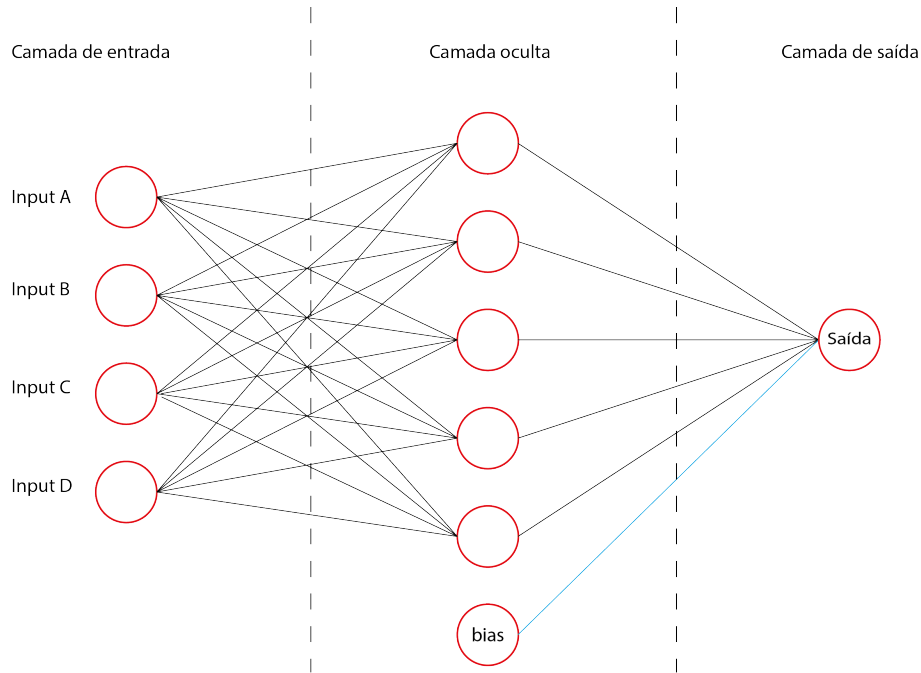
Para a criação de modelos não lineares é possível adaptar o modelo de regressão linear para incluir termos cruzados, $X_i \times X_j$, ou potências X^n , assim estendendo a utilização deste tipo de modelo, mantendo a linearidade.

3.2.2 Rede neural

As redes neurais possuem este nome por serem desenvolvidas para simular o processamento de informações no cérebro humano, e são estruturas que têm por objetivo aprender tarefas específicas (HAYKIN, 2007; SCHMIDHUBER, 2014). As redes neurais

são bastante utilizadas para processos não lineares. Um diagrama simplificado de uma rede neural é apresentado na Figura 3.2.

Figura 3.2 - Estrutura de uma rede neural.



Exemplo de estrutura de uma rede neural com apenas uma camada oculta.

Fonte: Produção do autor.

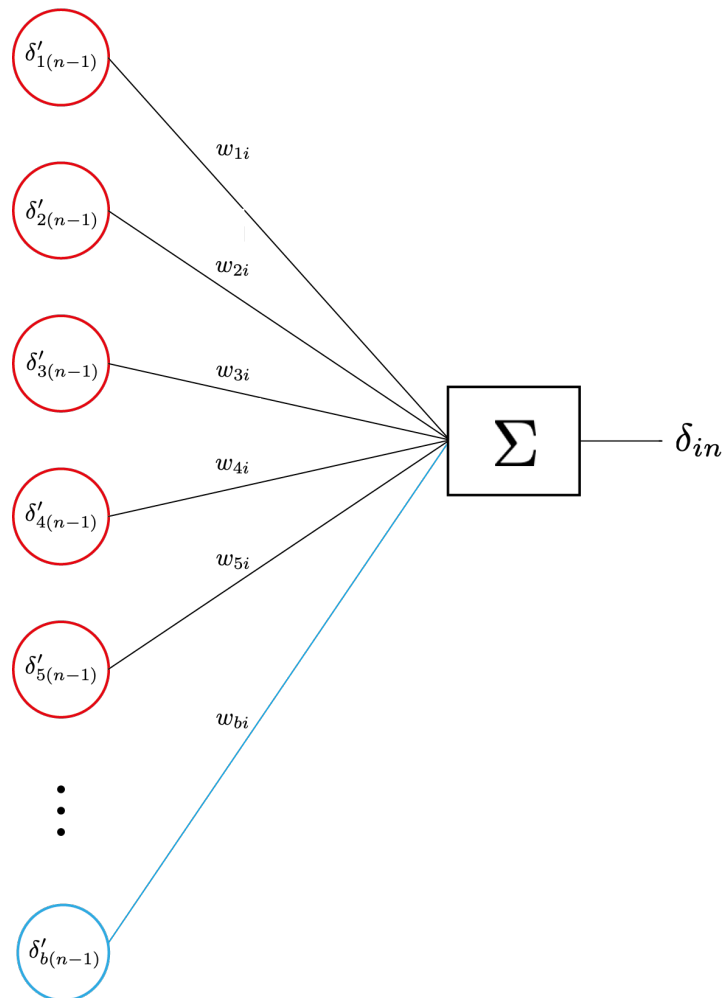
Uma rede neural é constituída por unidades de processamento, também chamadas de neurônios ou nós, representados na Figura 3.2 pelos círculos vermelhos, e conexões entre estas unidades, apresentados no diagrama como linha contínuas entre os neurônios. Estes nós são organizados em camadas, de tal forma que os nós de uma camada são conectados apenas com as camadas adjacentes.

Em uma rede neural totalmente conectada e com N camadas, o valor de cada nó da camada n é feito através de uma operação linear dos nós da camada $n - 1$, e pode ser descrita como a equação da regressão linear:

$$\delta_{in} = \delta_{b(n-1)}w_{bi} + \sum_{j=1}^M w_{ji}\delta'_{j(n-1)}, \quad (3.4)$$

em que δ_{in} é o valor de entrada do nó i da camada n , w_{ij} é o peso da conexão entre o par de nós, $\delta'_{j(n-1)}$ é o valor de saída do nó j da camada $n - 1$, $\delta_{b(n-1)}$ é uma constante que independe dos valores dos outros nós e w_{bi} é o peso da conexão entre o valor independente da camada $n - 1$ e o nó i . Na Figura 3.3 é apresentado um diagrama representativo da construção do valor de entrada de um neurônio da camada n , com as conexões entre ele e os neurônios da camada anterior, $n - 1$.

Figura 3.3 - Estrutura de um neurônio totalmente conectado.



Conexão entre duas camadas, apresentando os valores da camada anterior, os pesos da conexão e o valor final do neurônio.

Fonte: Adaptado de Haykin (2007).

Em um problema de regressão, cada conjunto de entrada possui um valor esperado

de resposta, e este valor é usado para avaliar a previsão da configuração de pesos da rede neural. Inicialmente, os pesos das conexões são definidos de forma aleatória, porém este estado dificilmente será a solução ideal. Para encontrar a solução ideal de pesos para este conjunto específico de entradas e saída, o erro entre a previsão e o valor real é utilizado para atualizar os valores dos pesos de forma a se aproximar da solução "correta". Este processo é conhecido como retropropagação (SCHMIDHUBER, 2014).

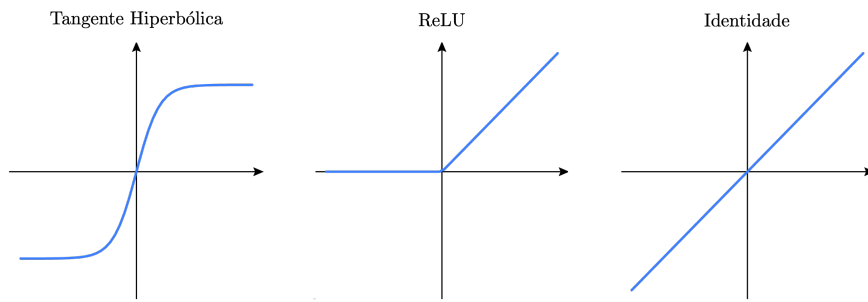
Em um caso com apenas uma camada de entrada e saída, obter uma solução se torna uma tarefa simples, porém a rede neural obtida seria extremamente especializada e não conseguiria generalizar para outros casos. Por isso a rede neural deve ser treinada em um grande conjunto de dados, de forma a generalizar de forma adequada.

Desta forma, uma rede neural com uma camada de entrada e uma de saída, com esta última contendo apenas um neurônio, pode representar um modelo de regressão linear.

Este modelo simplificado da rede neural, em que o valor de entrada do neurônio de uma camada é definido apenas como a combinação linear dos valores dos neurônios da camada anterior possui diversas desvantagens, a principal sendo que a derivada desta função é linear, e isto dificulta o processo de retropropagação (SCHMIDHUBER, 2014). Para evitar este tipo de problema, além de o melhorar o processo de otimização e para introduzir efeitos não lineares, são utilizadas funções de ativação nos neurônios.

Algumas das funções de ativação normalmente utilizadas são: linear ($f(x) = x$), tangente hiperbólica ($f(x) = \tanh(x)$) e ReLU (*Rectified Linear Unit*) ($f(x) = \max(0, x)$) (SCHMIDHUBER, 2014), cada uma com um propósito específico. A Figura 3.4 apresenta diversas funções de ativação.

Figura 3.4 - Funções de ativação utilizadas em redes neurais.

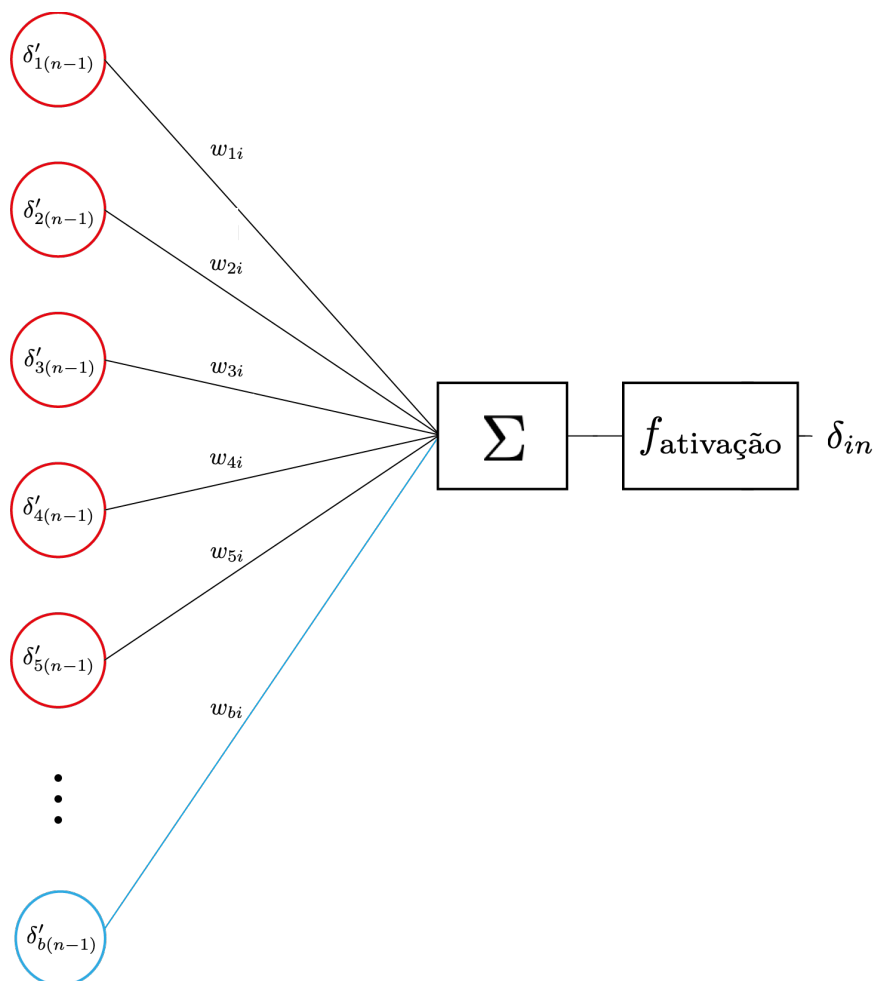


Exemplos de funções de ativação utilizadas em redes neurais.

Fonte: Adaptado de Haykin (2007).

O valor final de um nó da rede neural é definido por duas etapas: ponderação dos valores dos nós da camada anterior e a aplicação da função de ativação neste resultado. Podemos então representar as operações de um nó de forma completa pela Figura 3.5, que complementa o diagrama apresentado na Figura 3.3, adicionando a aplicação da função de ativação no cálculo do valor de entrada do neurônio da camada n .

Figura 3.5 - Estrutura de um neurônio totalmente conectado.



Conexão entre duas camadas, apresentando os valores da camada anterior, os pesos da conexão, a função de ativação aplicada e o valor final do neurônio.

Fonte: Produção do autor.

A rede neural pode ser customizada para resolver diversos problemas, escolhendo adequadamente a arquitetura, que se constitui do número de camadas ocultas, das funções de ativação de cada camada e do número de nós em cada camada.

Existem ainda outros tipos de camadas além da camada totalmente conectada, como por exemplo: camadas recorrentes, comumente utilizadas em processos que envolvem alguma componente temporal, ou seja, algo que deve ocorrer antes de outra; camadas agrupamento que reduzem o tamanho dos dados a partir de médias em janelas móveis entre os nós; camadas convolução, que extraem características diferentes dos dados

da camada anterior, sendo muito utilizadas para identificação de imagens.

Além disso ainda pode ser definido o algoritmo que será utilizado para otimizar os pesos de forma a minimizar o erro no conjunto de dados utilizado. Os mais comuns envolvem a utilização de gradientes para definir a correção que deve ser realizada. Neste trabalho iremos utilizar o algoritmo de Kingma e Ba (2015), denominado *Adam*.

3.3 Previsão para a posição da magnetopausa

Como a maior influência no valor do campo magnético na região interna é o próprio campo magnético terrestre, e este varia com a posição do cruzamento, além de com a rotação da Terra, para prever o perfil correto de campo magnético na magnetopausa é então necessário conhecer a posição do cruzamento para uma melhor descrição das características na região.

Devido à importância da definição desta posição para os perfis, acreditamos ser importante que esta variável seja definida a partir do mesmo conjunto de dados utilizado para a previsão dos perfis. Para isso, iremos criar um modelo para previsão da posição da magnetopausa. Assim, além de obter este valor sem depender de modelos externos, podemos utilizar este modelo para detalhar a influência da arquitetura das camadas e das diferentes funções de ativação no resultado, por fim comparando com modelos já estabelecidos.

Diversos modelos existem atualmente para calcular a posição da magnetopausa, sendo o mais utilizado o de Shue et al. (1998). Neste modelo, a posição da magnetopausa é definida a partir de uma equação empírica. Este será o modelo utilizado para validar os resultados da rede neural que será criada para este propósito. Segundo Shue et al. (1998), a posição da magnetopausa é dada por:

$$R_{mp} = \{10,22 + 1,29 \tanh [0,184 (B_z + 8,14)]\} P^{-1/6,6}, \quad (3.5)$$

em que B_z é a componente do campo magnético do vento solar na direção z e P é a pressão dinâmica do vento solar.

3.3.1 Construção do conjunto de dados para previsão

Para a construção do modelo da posição da magnetopausa, precisamos dos dados da THEMIS apenas para a identificação do cruzamento. Como a posição do cruzamento

pode ser obtida diretamente do conjunto de eventos classificado por Staples et al. (2020), podemos utilizar o conjunto de dados completo do vento solar previamente construído na Seção 2.4.

Os eventos classificados por Staples et al. (2020) não são localizados exatamente na região subsolar da magnetopausa, para isso precisamos extrapolar a posição do nariz da magnetopausa a partir da posição do cruzamento no espaço tridimensional. Para isso, utilizaremos a aproximação de que a magnetopausa possui a forma de um parabolóide de rotação (SOUZA, 2015). Assim, se o cruzamento acontece no ponto P definido por $(x_{mp}, y_{mp}, e z_{mp})$, a magnetopausa pode ser representada como:

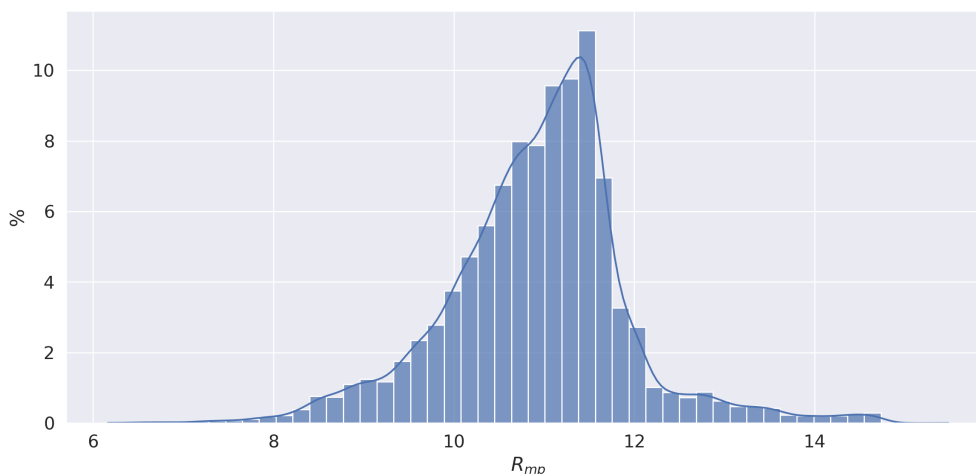
$$x_{mp} = R_{mp} - \frac{y_{mp}^2 + z_{mp}^2}{2R_{mp}}, \quad (3.6)$$

em que R_{mp} é a posição subsolar da magnetopausa. Assim, é possível resolver para R_{mp} e obter as seguintes soluções para a equação quadrática:

$$R_{mp} = \frac{x_{mp} \pm \sqrt{x_{mp}^2 + 2(y_{mp}^2 + z_{mp}^2)}}{2}. \quad (3.7)$$

Na Equação 3.7 devemos considerar apenas o sinal positivo, pois o caso negativo criaria valores negativos para a posição, incompatível com o sistema de coordenadas escolhido. Utilizando a Equação 3.7, construímos o conjunto de dados de resposta do modelo, desta forma não estamos tentando prever a posição do cruzamento, e sim, a posição do nariz da magnetopausa, ou seja $y_{mp} = z_{mp} = 0$. A distribuição dos valores obtidos para R_{mp} pode ser vista na Figura 3.6, que mostra muitos valores próximos à média de $10,92R_T$, porém com uma queda brusca a partir de $R_{mp} = 11,5R_T$.

Figura 3.6 - Histograma da posição da magnetopausa.



Histograma para R_{mp} utilizado para o treinamento do modelo de previsão da posição.

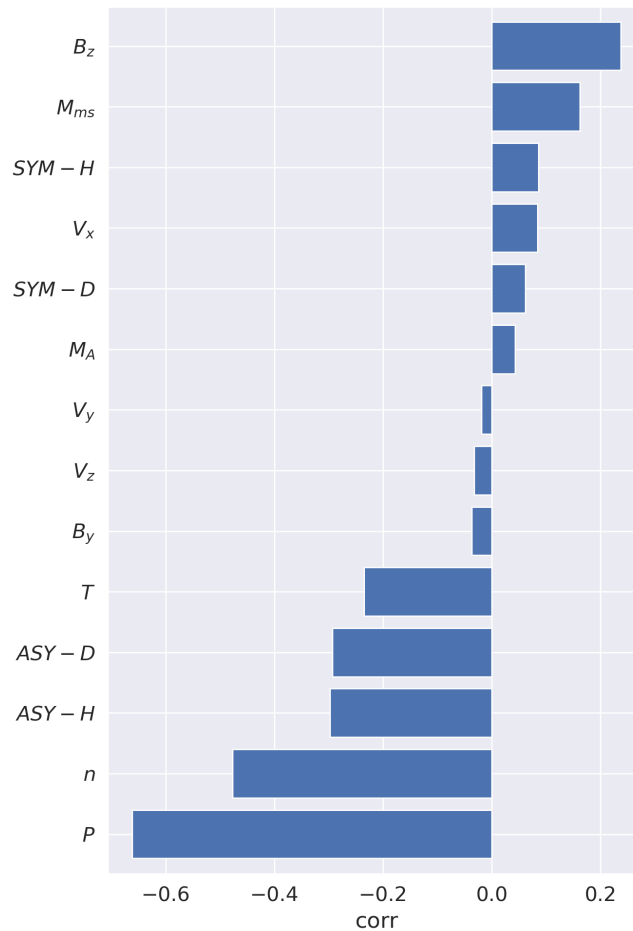
Fonte: Produção do autor.

3.3.2 Análise dos dados do vento solar

Inicialmente iremos analisar a correlação de cada parâmetro do vento solar, com média realizada na janela de 5 minutos, com a posição da magnetopausa na região subsolar, R_{mp} , obtida na Subseção 3.3.1. Esta correlação é calculada utilizando a correlação como definida por Morettin e Bussab (2017).

Os resultados estão apresentados em ordem decrescente de correlação na Figura 3.7, sendo possível observar que a pressão cinética e o campo magnético possuem valores altos de correlação (em módulo), que são os mesmos parâmetros utilizados para o modelo de Shue et al. (1998). Como podemos ver, diversos parâmetros apresentam uma correlação negativa, o que indica que a variável é inversamente proporcional à posição. Alguns parâmetros não estão presentes na Figura 3.7 pois foram removidos por não serem considerados adequados considerando o teste de significância (MORETTIN; BUSSAB, 2017), que seleciona as correlações que possuam $p < 0,01$, o que significa que a correlação obtida tem 1% de chance de ocorrer por acaso.

Figura 3.7 - Correlação dos parâmetros do vento solar com a posição da magnetopausa R_{mp} .

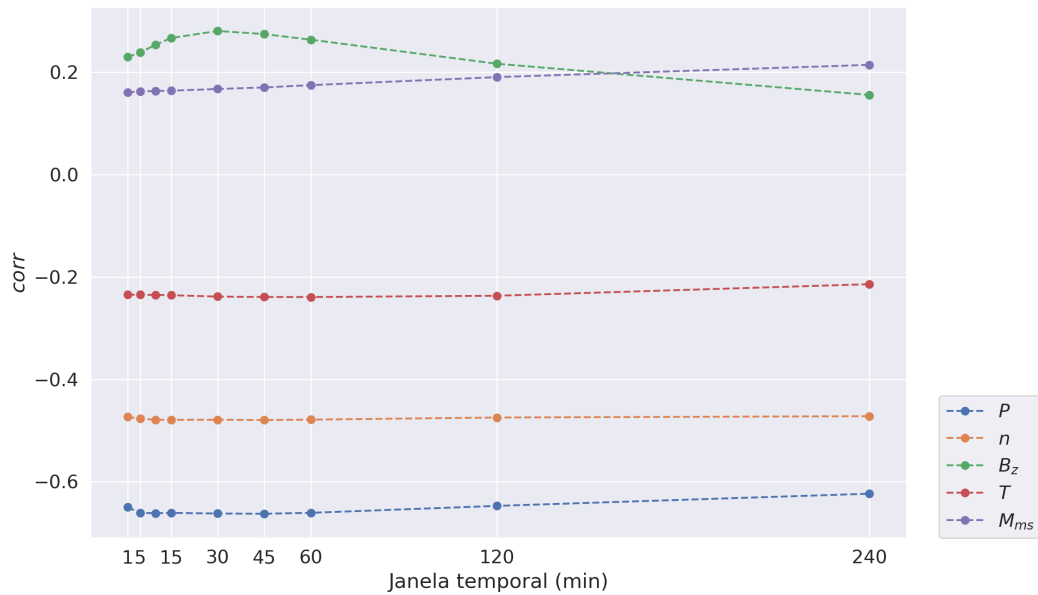


Correlação entre os parâmetros do vento solar com média móvel de 5 minutos e a posição da magnetopausa na região subsolar, obtida a partir das observações de cruzamento.

Fonte: Produção do autor.

Nas Figuras 3.8 e 3.9 são apresentadas as correlações das diferentes médias temporais do vento solar com a posição da magnetopausa. A Figura 3.8 contém os parâmetros do vento solar, enquanto na Figura 3.9 apresentamos o resultado para os índices geomagnéticos.

Figura 3.8 - Correlação das médias temporais dos parâmetros do vento solar com a posição da magnetopausa.

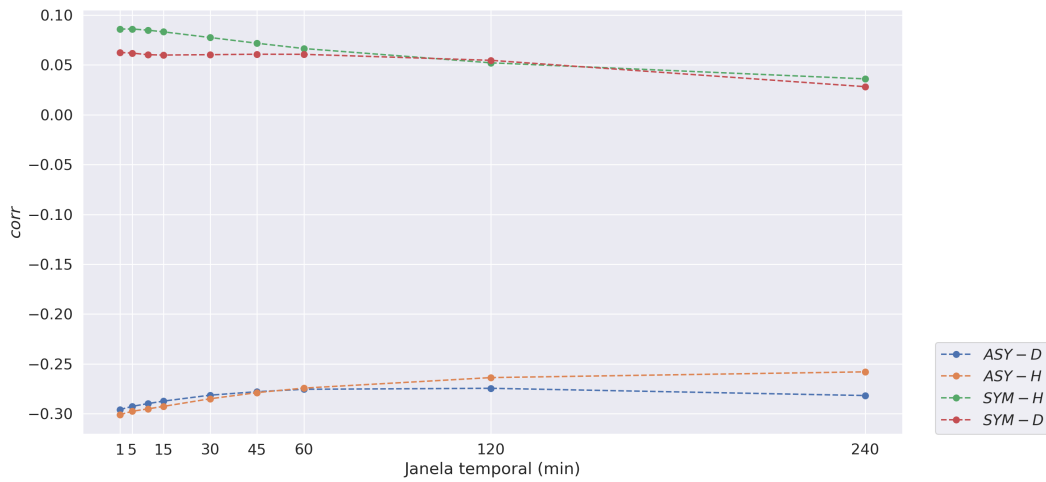


Correlação entre as médias temporais dos parâmetros do vento solar e a posição da magnetopausa apenas para os 6 parâmetros com maior correlação (em módulo).

Fonte: Produção do autor.

Como podemos observar na Figura 3.8, variáveis como o campo magnético e a pressão possuem uma correlação mais alta para as médias temporais com janelas curtas, até 15 minutos, o que indica que a resposta da posição às alterações nessas variáveis ocorre de forma mais imediata. Entretanto, o número de Mach e o número de Mach magnetossônico apresentam uma correlação maior para valores mais altos da média, indicando uma resposta mais lenta às alterações.

Figura 3.9 - Correlação das médias temporais dos índices geomagnéticos com a posição da magnetopausa.



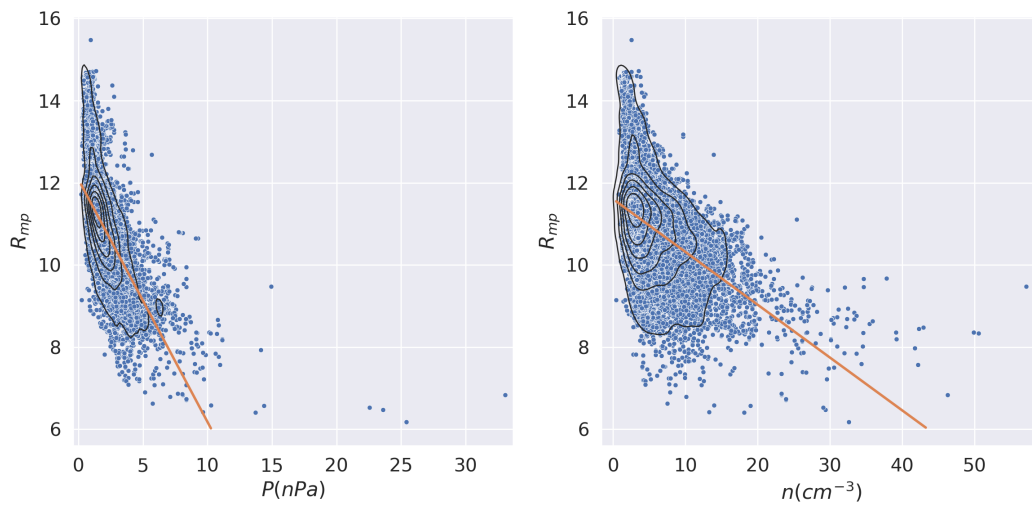
Correlação entre as médias temporais dos índices geomagnéticos e a posição da magnetopausa.

Fonte: Produção do autor.

Notamos ainda na Figura 3.9 que os índices têm uma correlação maior também para médias temporais mais curtas, com exceção do ASYM-D que apresenta um comportamento não esperado; neste caso, a correlação é maior para médias curtas e longas, mas não para valores intermediários.

Na Figura 3.10 apresentamos o gráfico de dispersão entre a densidade e a posição da magnetopausa (painel direito) e a pressão e a posição (painel esquerdo), em conjunto com a regressão linear obtida. Pode-se observar uma relação quase linear entre as variáveis, o que justifica os valores de correlação altos para estes dois parâmetros. A dispersão ao redor da representação linear é o principal motivo para não usar apenas estas duas variáveis, considerando que os efeitos menos significativos de outros parâmetros do vento solar podem explicar estas diferenças.

Figura 3.10 - Dispersão entre a densidade (esquerda) e a pressão (direita) com a posição da magnetopausa.



À direita: gráfico de dispersão da densidade com a posição da magnetopausa. À esquerda: mesmo que o anterior, porém com a pressão cinética e a posição. Em preto apresentamos as curvas de nível para indicar as regiões de maior densidade de pontos.

Fonte: Produção do autor.

3.3.3 Separação dos conjuntos de dados

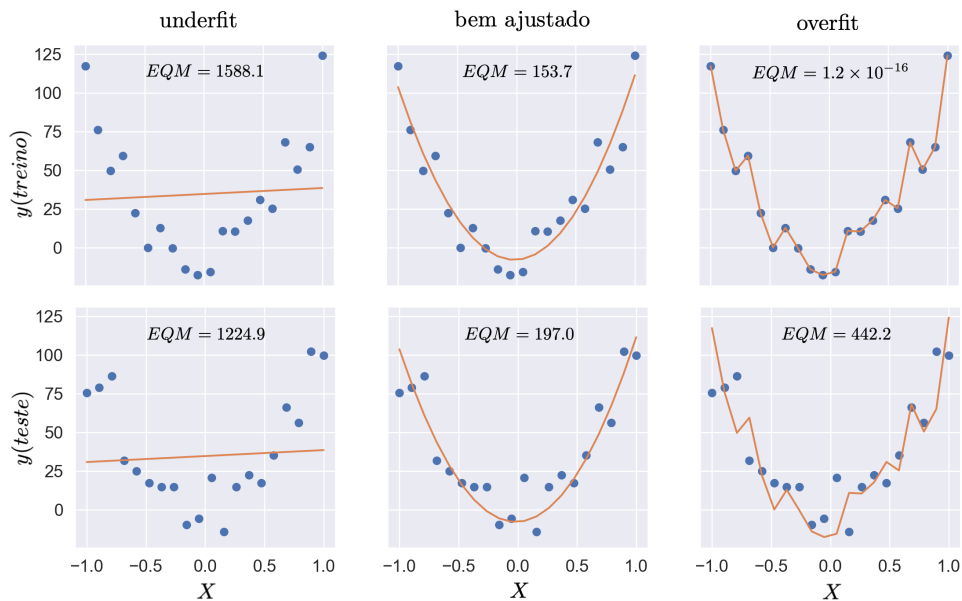
Um problema comum em aprendizado de máquina e que deve ser evitado é o *overfit*, ou seja, quando a equação ajusta perfeitamente os dados usados para realizar o treinamento do modelo, porém qualquer ponto novo adicionado não é bem definido pela solução obtida. Para reduzir o impacto do *overfit*, o método mais comum utilizado é, antes de buscar uma solução utilizando o modelo, separar o conjunto de dados em dois conjuntos, um de treino e outro de teste. A rede neural é então treinada utilizando apenas o conjunto de dados de treino, e o conjunto de teste fica isolado apenas para a análise da qualidade do modelo para generalização do problema.

Identificamos que ocorreu *overfit* quando o erro do modelo aplicado ao conjunto de teste é grande, enquanto o erro no conjunto de treino é pequeno, ou até mesmo zero. O ideal é que obtenhamos um erro similar nos dois conjuntos.

Quando o erro é similar nos dois conjuntos, porém com um valor alto, ocorre o oposto do *overfit*, que é o *underfit*, indicando que o modelo não consegue prever nem os dados de teste nem de treino. A Figura 3.11 apresenta um exemplo de ajustes

diferentes para o mesmo conjunto de dados, com os painéis superiores apresentando o conjunto utilizado para treinamento do modelo de regressão, e os painéis inferiores apresentando o conjunto de teste. Nesta figura, os pontos em azul são os dados, criados a partir de uma função quadrática e adicionado um ruído a cada ponto gerado. A curva laranja apresenta o ajuste obtido e ainda é apresentado o Erro Quadrático Médio de cada modelo.

Figura 3.11 - Exemplo de *overfit* e *underfit*.



Exemplo de ajustes de dados criados a partir de função quadrática com ruído. Da esquerda para a direita ajustes realizados com polinômios de grau 1 (*underfit*), 2 (*bem ajustado*) e 19 (*overfit*). Os painéis superiores apresentam os dados de treino, usados para criar os ajustes, e os painéis inferiores apresentam o ajuste e os dados de teste. Em cada painel apresentamos o Erro Quadrático Médio para aquele conjunto.

Fonte: Produção do autor.

No primeiro caso, apresentado no primeiro conjunto de painéis da Figura 3.11, o ajuste foi realizado com uma função linear, que não se ajusta adequadamente a nenhum dos dois conjuntos. No segundo caso, representado nos painéis centrais da Figura 3.11, ao utilizar uma função quadrática o ajuste fica adequado mas apresenta um erro grande. Agora no terceiro caso, representado nos últimos painéis da Figura 3.11, ao aumentar o grau do polinômio para 19, ocorre um ajuste bom de-

mais aos dados de treino, pois como possuímos 20 pontos os dados são ajustados perfeitamente, porém ao observar o conjunto de teste o erro aumenta, pois o ajuste não generaliza para dados não vistos durante o treinamento.

Para o modelo da previsão da posição da magnetopausa, foram selecionadas 25% das observações para compor o conjunto de teste. Esta amostra é escolhida aleatoriamente do conjunto total, de forma a reduzir o impacto de ordenamento dos dados antes do treinamento. Se escolhermos as primeiras n amostras do conjunto de dados do treino e este conjunto encontrava-se temporalmente ordenado, podemos treinar o modelo apenas com dados de um período temporalmente limitado, tornando o modelo específico a um intervalo de tempo e como consequência não generalizando adequadamente. Com isto, o conjunto de treino ficou com 17.382 eventos, e o de teste 5.795 eventos.

Em modelos como a rede neural é comum utilizar uma curva de acurácia do modelo, como a apresentada na Figura 3.12; os erros são gravados a cada iteração e inicialmente diminuem tanto para o caso treino quanto para o caso teste. Entretanto, a curva de acurácia pode apresentar um ponto de separação, indicando que o modelo para de ajustar bem os dados de teste, mas segue melhorando no conjunto de treino. É possível assim identificar o ponto em que o modelo encontrava-se bem treinado e ainda capturava bem os efeitos reais dos dados.

Figura 3.12 - Exemplo de curva de acurácia.

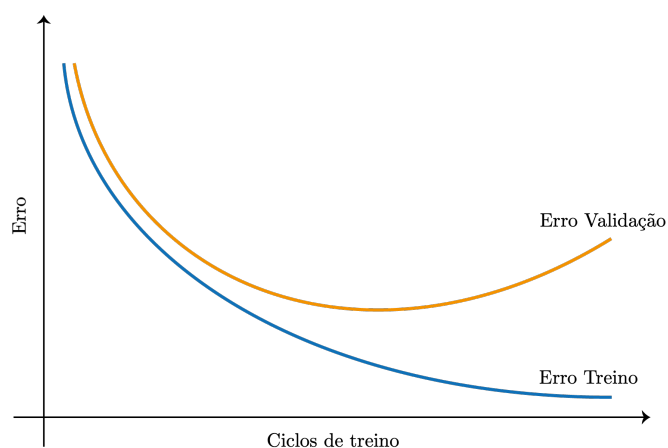


Diagrama simplificado do erro obtido durante o treinamento de uma rede neural, mostrando o erro no conjunto de treino e de validação.

Fonte: Produção do autor.

Para o treinamento do modelo precisamos ainda realizar um passo de normalização dos dados, realizado após a separação dos conjuntos de treino e teste. Este passo é importante para que, caso existam parâmetros de entrada em diferentes ordens de grandeza de magnitude, os maiores não dominem o modelo. Para isso, o que será utilizado neste trabalho será uma normalização padrão, que segue a equação:

$$x'_i = \frac{x_i - |x|}{\sigma}, \quad (3.8)$$

em que x_i é um ponto do conjunto de dados de entrada, $|x|$ é a média de todo conjunto de dados x e σ é a variância. Outra forma comum de normalização, que não será usada aqui, é conter os valores com um limite superior e inferior, por exemplo, entre 0 e 1.

Para a construção das redes neurais utilizaremos o pacote Keras (CHOLLET et al., 2015). Este pacote possibilita a definição da arquitetura da rede neural e implementa diversos métodos de treinamento da rede neural, ou seja, com ele é possível realizar todos os passos da criação do modelo de rede neural: elaboração da arquitetura, treinamento, avaliação de qualidade e aplicação.

3.3.4 Impacto da arquitetura da rede neural para a previsão da posição da magnetopausa

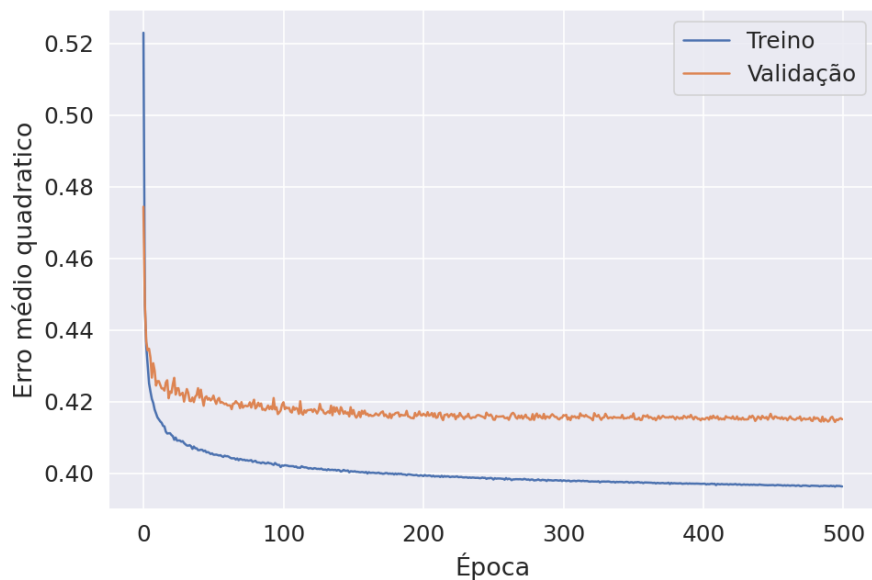
Agora iremos analisar o impacto da arquitetura da rede neural na qualidade do resultado obtido. Para isto, iremos construir diversos modelos, alterando o número de camadas ocultas e também a função de ativação usada nessas camadas. Em todos os casos a camada de entrada é constituída de 162 neurônios, uma vez que o conjunto de dados usado para a previsão é formado por 18 variáveis, incluindo o vento solar e os índices geomagnéticos, que são calculados para médias em 9 janelas temporais diferentes, gerando assim um total de $18 \times 9 = 162$ variáveis.

Iniciaremos construindo uma rede neural simplificada, apenas com a camada de entrada e de saída, esta última com a função de ativação linear. Neste caso, efeitos não lineares não são inclusos. A camada de entrada possui tamanho 162, pois este é o número de parâmetros obtidos a partir do vento solar (com as diferentes médias temporais), e apenas 1 de saída, que é o valor previsto da posição subsolar da magnetopausa, R_{mp} .

Na Figura 3.13 são apresentadas as curvas de treinamento do modelo, em que a

curva em laranja é o erro do conjunto de validação e em azul o erro do conjunto de treino. Este conjunto de validação é criado automaticamente pela biblioteca utilizada e neste estudo seu tamanho foi definido como sendo 10% do conjunto de teste.

Figura 3.13 - Curva de acurácia para a rede neural simples.



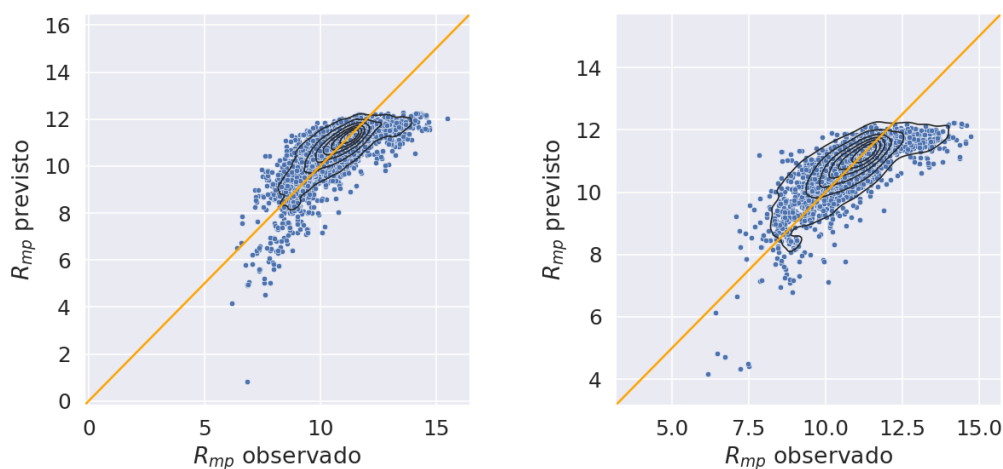
Erro quadrático médio para os conjuntos de treino (azul) e validação (laranja) durante o treinamento da rede neural simples.

Fonte: Produção do autor.

A partir da curva do erro de validação da Figura 3.13, identificamos que o modelo não mostrou melhoras a partir de 50 ciclos de treino, porém o conjunto de treino continuou apresentando melhora de forma mais gradual. Esta separação entre o erro de validação e de treino é um indicativo de *overfit*, ou seja, o modelo se especializa demais nos dados de treino e não melhora a generalização. Portanto, seria válido interromper o treinamento após 50 ciclos, sem perda de generalização. Neste caso, como as curvas possuem uma diferença muito pequena em todos os momentos, não afetará o resultado continuar o treinamento do modelo.

Mesmo com este modelo simples é possível obter resultados significativos para a previsão, como pode ser visto na Figura 3.14, que apresenta a dispersão entre o valor real da posição da magnetopausa e o valor previsto.

Figura 3.14 - Comparativo entre a posição da magnetopausa prevista e observada para a rede neural simples.



À esquerda o resultado para o conjunto de dados de treino e à direita para o conjunto de dados de teste. As curvas de nível estão presentes como um auxílio visual para identificar as regiões de maior densidade de pontos.

Fonte: Produção do autor.

No gráfico apresentado na Figura 3.14 esperamos que quanto melhor o modelo for em ajustar os dados, mais próximo o gráfico estará de um gráfico linear, apresentado pela linha laranja. Assim, com ele podemos identificar regiões onde o modelo obtém um resultado melhor ou pior, além de identificar problemas como *overfit* e *underfit*. Porém, ele é apenas uma referência visual, para uma definição mais adequada da qualidade do modelo precisamos sempre analisar os erros associados a cada conjunto.

Apesar deste modelo apresentar uma boa previsão apenas para valores intermediários da posição da magnetopausa, considerando que ele representa um modelo linear, ele é uma boa primeira aproximação, como podemos ver pelos valores na Tabela 3.1.

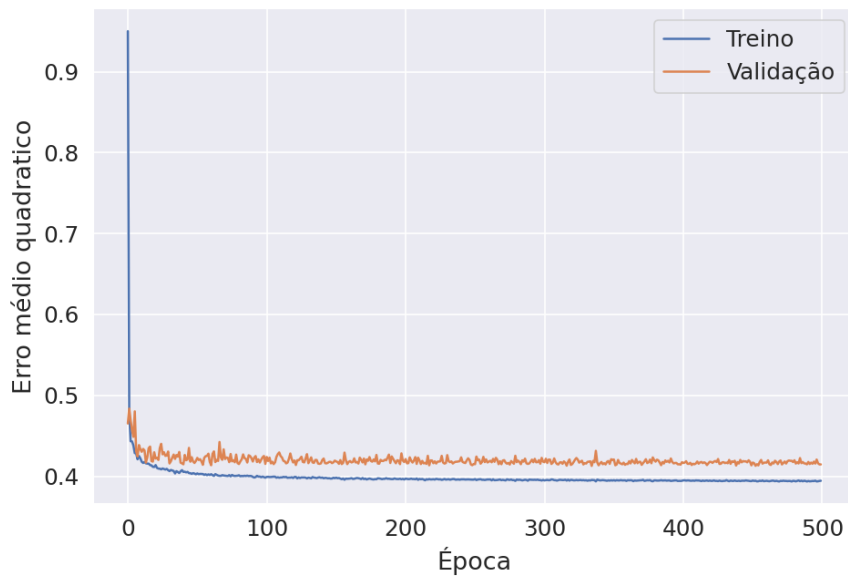
Tabela 3.1 - Resultados previsão da posição com uma rede neural simples.

	Treino	Teste
Erro absoluto médio	$0,457R_T$	$0,463R_T$
Erro quadrático médio	$0,397R_T^2$	$0,411R_T^2$
Correlação	0,77	0,76
R^2	0,590	0,570

Assim, este modelo apresentou um erro absoluto médio de $0,464R_T$ para a posição, o que já pode ser considerado um bom modelo de previsão, possuindo limitações para prever casos extremos da posição, seja muito comprimida ou muito relaxada.

A primeira melhoria que iremos incluir no modelo é a adição de uma camada oculta, com 80 nós, ainda mantendo a função de ativação linear. Como podemos ver pela Figura 3.15, este modelo não apresentou uma grande melhora em relação ao erro ao final do treino, mas o erro inicial foi significativamente maior do que no caso sem camada oculta. Isto ocorre devido ao aumento de complexidade da rede neural, portanto o estado inicial com valores aleatórios dos pesos entre os nós tende a apresentar um erro maior. Apesar deste fato, este modelo estabilizou mais rapidamente em torno da solução ideal encontrada.

Figura 3.15 - Curva de acurácia da rede neural com uma camada oculta.



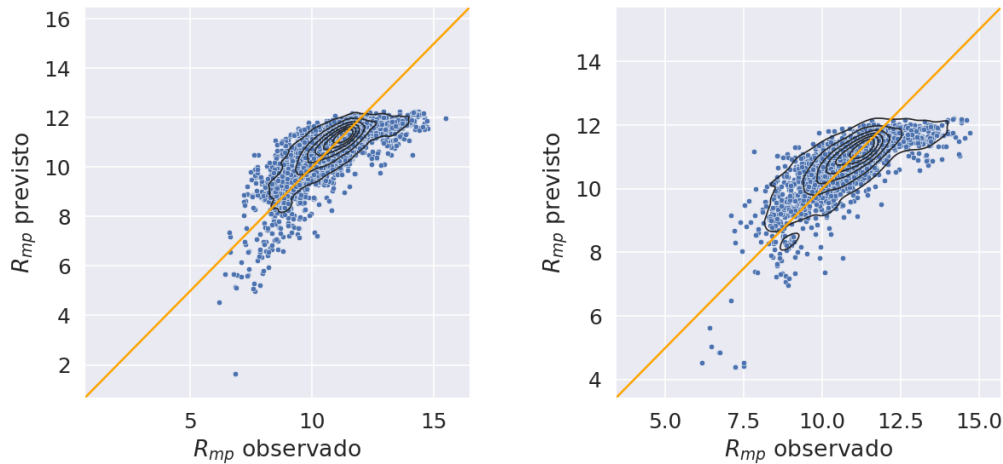
Erro quadrático médio para os conjuntos de treino (azul) e validação (laranja) durante o treinamento da rede neural com apenas uma camada oculta.

Fonte: Produção do autor.

Os resultados para os conjuntos de treino e teste também não apresentaram grande melhora. Vemos que os resultados para este modelo, apresentados na Figura 3.16, são similares aos resultados para uma rede neural sem camadas ocultas, na Figura 3.14, onde modelo apresenta um erro maior para valores mais extremos da posição, e uma

boa concordância para valores intermediários.

Figura 3.16 - Resultados para a rede neural com uma camada oculta.



À esquerda o resultado para o conjunto de dados de treino e à direita para o conjunto de dados de teste, utilizando uma rede neural com uma camada oculta com função de ativação linear.

Fonte: Produção do autor.

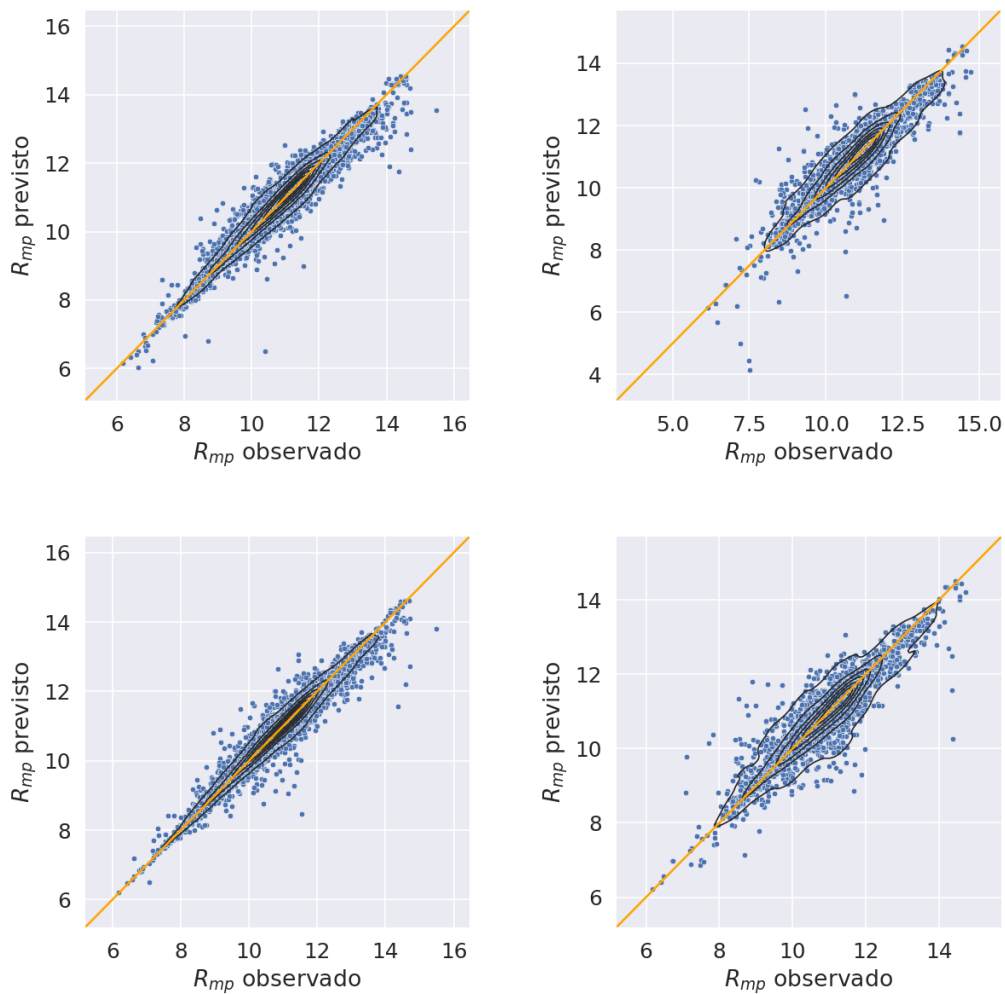
O mesmo pode ser observado na Tabela 3.2, que apresenta os resultados para este modelo, os valores são também muito similares aos obtidos sem nenhuma camada oculta. Como estes dois modelos não resultaram em uma melhora significativa, a rede neural sem camada oculta é melhor do que a apenas com uma camada oculta e função de ativação linear, uma vez que é o modelo mais simples.

Tabela 3.2 - Resultados previsão da posição R_{mp} com uma rede neural com uma camada oculta.

	Treino	Teste
Erro absoluto médio	$0,456R_T$	$0,462R_T$
Erro quadrático médio	$0,395R_T^2$	$0,410R_T^2$
Correlação	0,77	0,76
R^2	0,591	0,572

A próxima melhoria a ser implementada será a alteração da função de ativação da camada oculta. Para isso iremos construir modelos utilizando as seguintes funções de ativação: ReLu e tangente hiperbólica. O resultado da alteração da função de ativação da camada oculta está representado na Figura 3.17.

Figura 3.17 - Resultados para a rede neural com uma camada oculta e diferentes funções de ativação.



À esquerda o resultado para o conjunto de dados de treino e à direita para o conjunto de dados de teste. Painéis superiores apresentam os resultados da rede neural utilizando uma camada oculta com função de ativação ReLU, e painéis inferiores com a função de ativação Tangente Hiperbólica.

Fonte: Produção do autor.

Ao escolher uma função de ativação diferente, conseguimos capturar de forma mais precisa as relações entre as variáveis de entrada (vento solar) com o parâmetro de resposta (posição da magnetopausa).

Nos conjuntos de teste, apresentados na coluna direita da Figura 3.17, observamos uma dispersão maior em relação à função linear definida por $f(x) = x$, isso acontece devido ao erro maior no conjunto de teste e é esperado. Se a dispersão for grande no conjunto de teste o modelo não está generalizando para este conjunto e indica que o modelo não é adequado para o uso.

Os resultados destes modelos são muito semelhantes, porém para esta configuração a rede neural com a Tangente Hiperbólica como função de ativação apresentou resultados melhores, como podemos ver com mais detalhes a partir dos dados considerando os conjuntos de teste e treino, apresentados na Tabela 3.3.

Tabela 3.3 - Resultados previsão da posição R_{mp} com uma rede neural com uma camada oculta e diferentes funções de ativação.

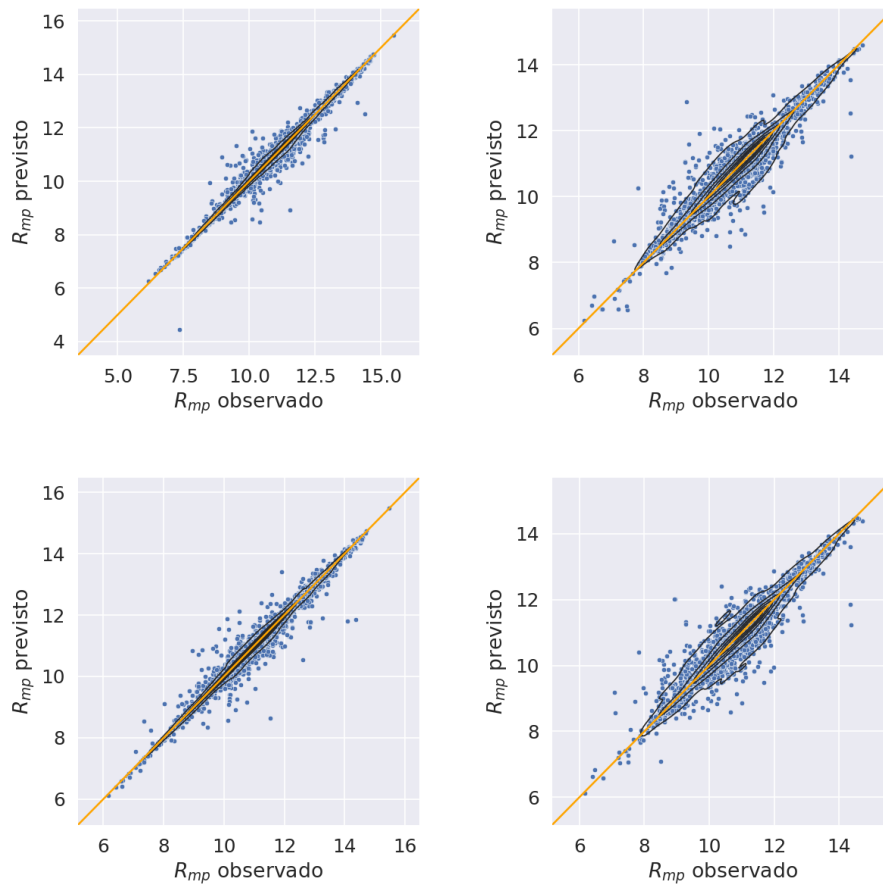
	ReLU		Tangente Hiperbólica	
	Treino	Teste	Treino	Teste
Erro absoluto médio	$0,165R_T$	$0,262R_T$	$0,145R_T$	$0,255R_T$
Erro quadrático médio	$0,058R_T^2$	$0,162R_T^2$	$0,047R_T^2$	$0,160R_T^2$
Correlação	0,97	0,91	0,98	0,91
R^2	0,94	0,83	0,95	0,83

Uma desvantagem de utilizar um modelo de complexidade maior é que podemos começar a observar uma diferença grande no erro obtido nos conjuntos de treino e de teste. Nestes casos, o erro no conjunto de treino tende a reduzir muito enquanto o erro no conjunto de teste aumenta, identificando que o modelo começa a apresentar *overfit*. Isto ocorre pois o modelo consegue se adequar mais precisamente aos dados em que são treinados, não estendendo para dados nunca vistos pelo modelo. Neste modelo, entretanto, a diferença entre os conjuntos ainda possui uma diferença pequena e portanto este problema ainda não foi identificado.

As funções de ativação melhoraram de forma significativa a qualidade dos resultados obtidos, porém não é a única coisa que podemos alterar. O próximo passo é aumentar a complexidade do modelo introduzindo 5 camadas ocultas ao invés de apenas uma. Na Figura 3.18 apresentamos os resultados para uma rede neural

com 5 camadas ocultas e as funções de ativação ReLU e Tangente Hiperbólica. É possível definir funções de ativação diferentes para cada camada oculta, entretanto nos nossos modelos mantemos o mesmo tipo de função de ativação para todas as camadas.

Figura 3.18 - Resultados para a rede neural com cinco camadas ocultas e diferentes funções de ativação.



À esquerda o resultado para o conjunto de dados de treino e à direita para o conjunto de dados de teste. Painéis superiores apresentam os resultados da rede neural utilizando cinco camadas ocultas com função de ativação ReLU, e painéis inferiores com a função de ativação Tangente Hiperbólica.

Fonte: Produção do autor.

Ao aumentar a complexidade da rede neural os resultados apresentam uma melhora significativa, principalmente para valores extremos, tanto baixos como altos, da po-

sição da magnetopausa. Isto significa que estes modelos agora capturam melhor os diferentes regimes de vento solar, em contraste com o modelo inicial, que possuía um erro menor apenas para valores médios da posição.

Também é possível identificar que a diferença entre os resultados nos conjuntos de teste e de treino são maiores. Esta diferença pode ser vista de forma mais clara a partir dos valores da Tabela 3.4.

Tabela 3.4 - Resultados previsão da posição R_{mp} com uma rede neural com cinco camadas ocultas e diferentes funções de ativação.

	ReLU		Tangente Hiperbólica	
	Treino	Teste	Treino	Teste
Erro absoluto médio	$0,054R_T$	$0,185R_T$	$0,069R_T$	$0,185R_T$
Erro quadrático médio	$0,016R_T^2$	$0,104R_T^2$	$0,017R_T^2$	$0,103R_T^2$
Correlação	0,992	0,945	0,991	0,945
R^2	0,984	0,892	0,983	0,892

Apesar da diferença entre o erro no conjunto de treino e de teste ser maior do que no caso anterior, este valor ainda não é preocupante, pois ainda são próximos. Esta é uma métrica que deve ser avaliada a cada caso, porém o importante é que elas não se diferenciem demais, como por exemplo no treino próximo de 1 e no teste próximo de 0,5. A seguir apresentaremos uma técnica para reduzir este problema em redes neurais. Como a diferença entre as funções de ativação é pequena podemos escolher qualquer uma delas para o modelo final, desta forma iremos selecionar a função de ativação ReLU.

Para ajudar a reduzir o problema de *overfit*, uma técnica utilizada consiste em adicionar a todas as conexões entre os nós uma probabilidade de "desconexão". Caso deva ser desconsiderada, o valor que chega ao nó da camada seguinte é zero. Assim, de forma aleatória, valores são ligados e desligados. Este método é conhecido como *Dropout* (HINTON et al., 2012; SRIVASTAVA et al., 2014) e a vantagem é existir a possibilidade de conexões dominantes serem desativadas, aumentando a importância das outras conexões. Ao adicionar esta técnica melhoramos o modelo, apesar de uma queda na performance do modelo no conjunto de treino, como podemos observar na Tabela 3.5, que apresenta os resultados do modelo anterior, com 5 camadas ocultas e função de ativação ReLU, com e sem *Dropout* entre as camadas ocultas. Para o modelo com *Dropout*, foi escolhido uma probabilidade de 10%.

Tabela 3.5 - Resultados da previsão da posição com uma rede neural com cinco camadas ocultas e diferentes funções de ativação, com e sem *dropout*.

	Sem <i>Dropout</i>		Com <i>Dropout</i>	
	Treino	Teste	Treino	Teste
Erro absoluto médio	$0,054R_T$	$0,185R_T$	$0,125R_T$	$0,193R_T$
Erro quadrático médio	$0,016R_T^2$	$0,104R_T^2$	$0,034R_T^2$	$0,094R_T^2$
Correlação	0,992	0,945	0,986	0,952
R^2	0,984	0,892	0,964	0,902

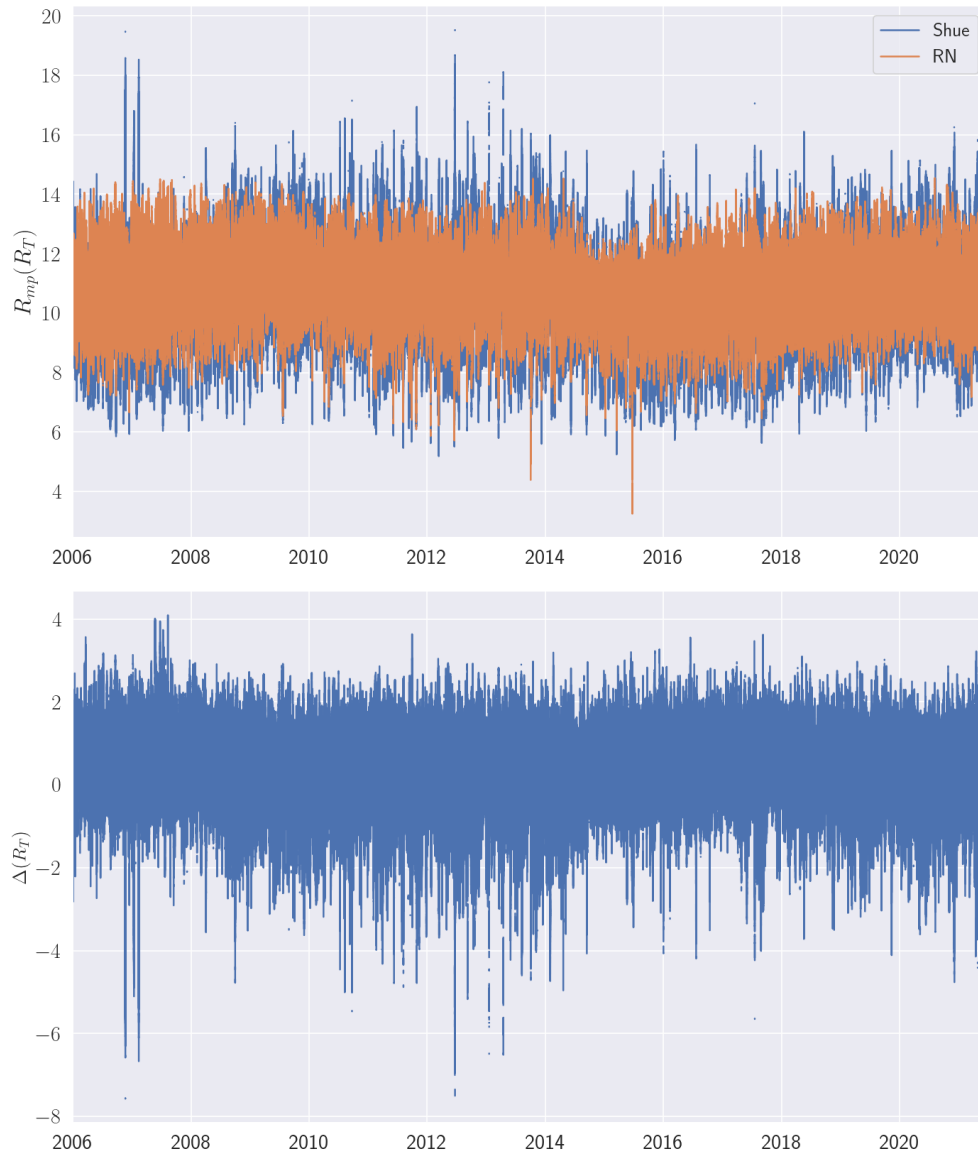
Esta queda significa que este modelo apresenta uma performance pior ao adicionar o *Dropout*, mas a aproximação entre o erro absoluto médio de treino e o de teste (ver Tabela 3.5 este é um modelo melhor, uma vez que retorna valores de erro similares entre os conjuntos de treino e teste).

3.3.5 Comparativo com modelos estabelecidos

Para a posição da magnetopausa a configuração da rede neural escolhida foi 5 camadas ocultas, cada uma com 80 nós com função de ativação ReLU, e *Dropout* de 10%. Para verificar a adequação deste modelo, iremos comparar com resultados obtidos para esta rede neural com o previsto pelo modelo de Shue et al. (1998), apresentado na Equação 3.5.

Para isso iremos utilizar os parâmetros do vento solar entre 01 de janeiro de 2006 e 31 de julho de 2021, com uma resolução de 1 minuto. Na Figura 3.19 são apresentados os resultado para os dois modelos, retirando apenas os períodos com gap nos dados.

Figura 3.19 - Previsão da posição da magnetopausa entre 2006 e 2021.



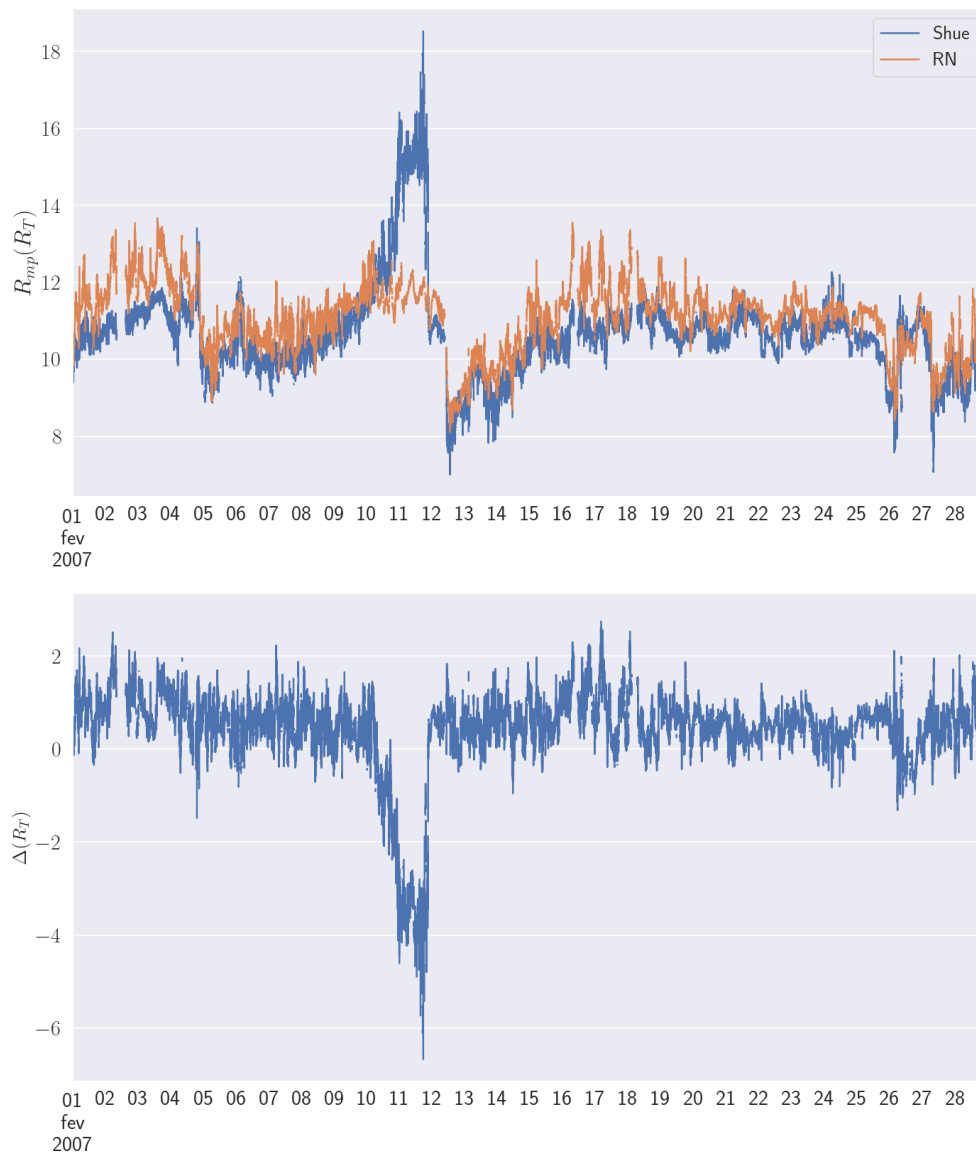
Painel superior: Posição prevista para a distância do nariz da magnetopausa utilizando o Modelo de Shue (Equação 3.5) em azul, e com a rede neural em laranja. Painel inferior: diferença entre os resultados obtidos pela rede neural e pelo modelo de Shue.

Fonte: Produção do autor.

É possível observar que a posição prevista pela rede neural apresenta uma maior concentração ao redor da média, e em contraste com o resultado obtido pela Equação 3.5, não apresenta valores elevados ($> 15R_T$) para a posição. Esta diferença é mais evidente em alguns casos, como em fevereiro de 2007, apresentado na Fi-

gura 3.20, quando vemos um salto no valor da magnetopausa segundo o modelo de Shue et al. (1998).

Figura 3.20 - Comparativo de um evento com grande divergência entre os valores previstos para a magnetopausa, a partir dos modelos utilizados.



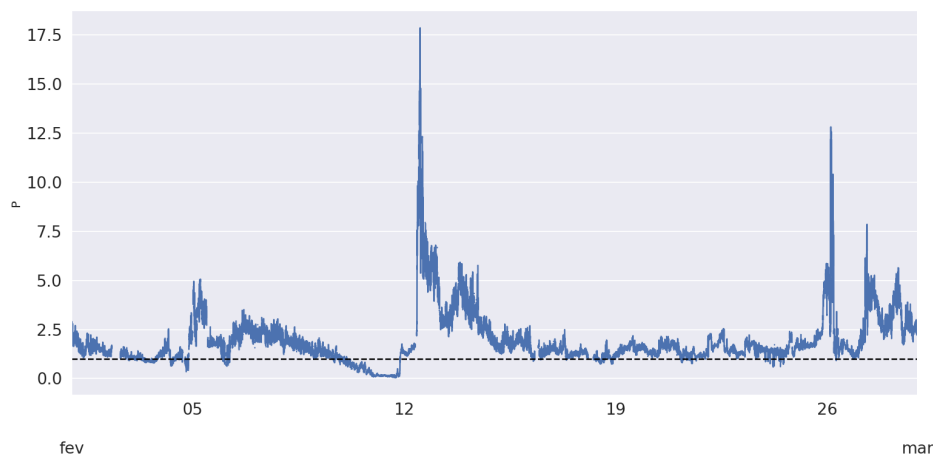
Painel superior: Posição prevista para a distância do nariz da magnetopausa utilizando o Modelo de Shue (Equação 3.5) em azul, e com a rede neural em laranja para o mês de fevereiro de 2007. Painel inferior: diferença entre os resultados previstos.

Fonte: Produção do autor.

Neste evento, o valor previsto pelo modelo de Shue ultrapassa $18R_T$, enquanto a posição prevista pela rede neural permanece estável. Como o modelo de Shue possui uma dependência inversa da pressão cinética do vento solar, ver Equação 3.5, quando este valor fica abaixo de 1, a posição prevista tende a aumentar. Além disso, o modelo de Shue foi desenvolvido considerando apenas os intervalos de pressão de $0,5\text{nPa} < P < 8,5\text{nPa}$ e campo $-18\text{nT} < B_z < 15\text{nT}$ (SHUE et al., 1998).

Na Figura 3.21 apresentamos o valor para a pressão cinética para o mesmo período da Figura 3.20. Como é possível observar entre os dias 10 e 12, a pressão cinética cai para um valor menor que 1 por vários dias, causando assim o aumento na posição prevista pelo modelo de Shue. Após esse período, a pressão volta para valores maiores que 1, e os modelos voltam a obter resultados semelhantes.

Figura 3.21 - Pressão cinética do vento solar em fevereiro de 2007.



Valores para a pressão cinética do vento solar para fevereiro de 2007. A linha tracejada preta apresenta a reta onde a pressão é igual a 1.

Fonte: Produção do autor.

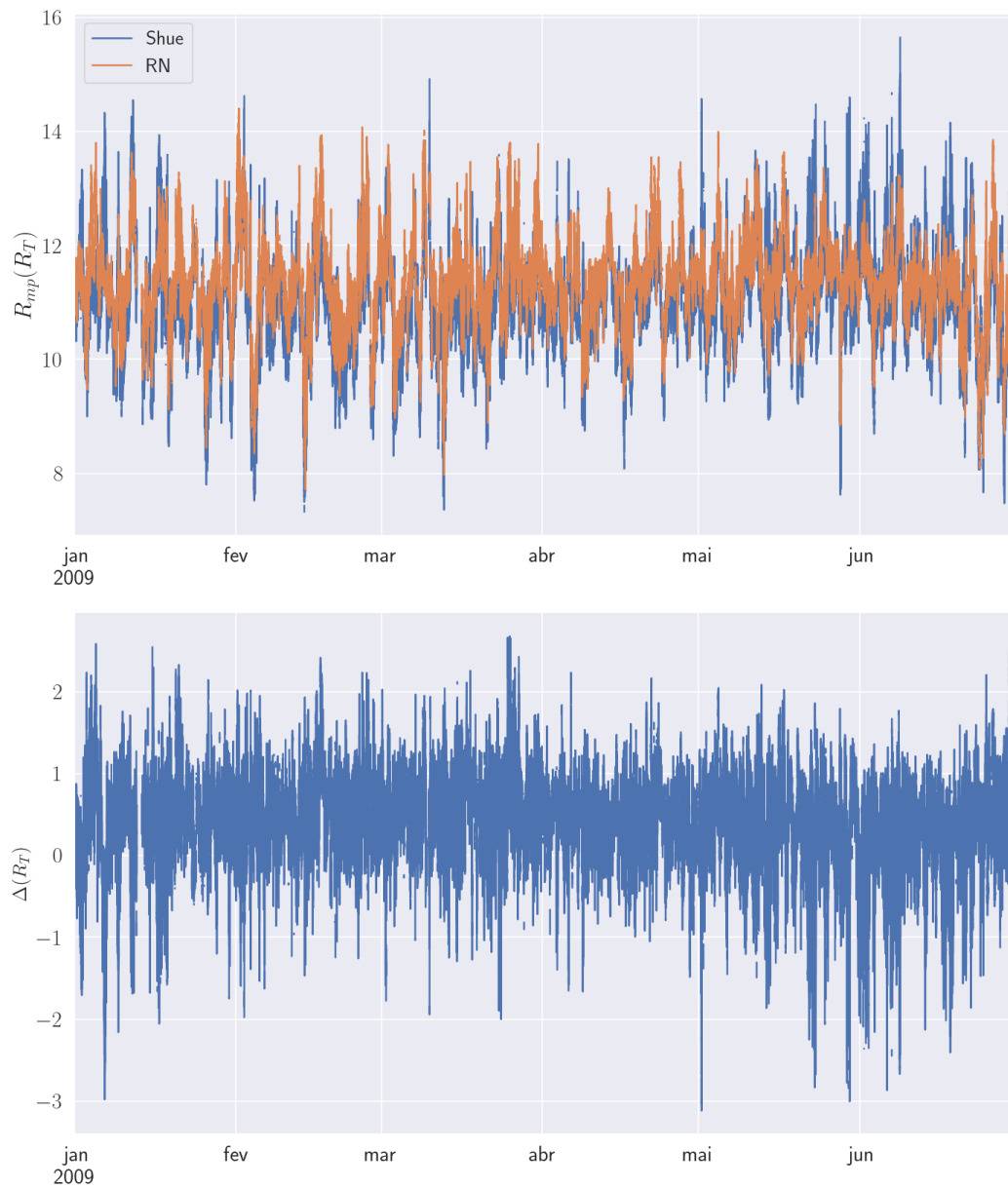
Para o período entre janeiro de 2006 e julho de 2021, com os resultados apresentados na Figura 3.19, os modelos apresentaram resultados semelhantes, com uma correlação de 82,92%. A média, desvio padrão e valores máximos e mínimos obtidos por ambos modelos, representados na Tabela 3.6 também mostram a semelhança entre os dois modelos.

Tabela 3.6 - Comparativo entre os modelos de previsão da posição entre 2006 e 2021.

	Shue	Rede neural
$\overline{R_{mp}}$	10,57R _T	10,98R _T
σ	0,97	0,85
$\min(R_{mp})$	4,83R _T	3,73R _T
$\max(R_{mp})$	19,52R _T	14,75R _T

Esta semelhança entre os modelos pode ser observada tanto em períodos contidos no intervalo utilizado para construção do modelo, entre 2007 e 2016, quanto para dados futuros. Como exemplo podemos utilizar o primeiro semestre de 2009, mostrado na Figura 3.22, e o primeiro semestre de 2020, mostrado na Figura 3.23.

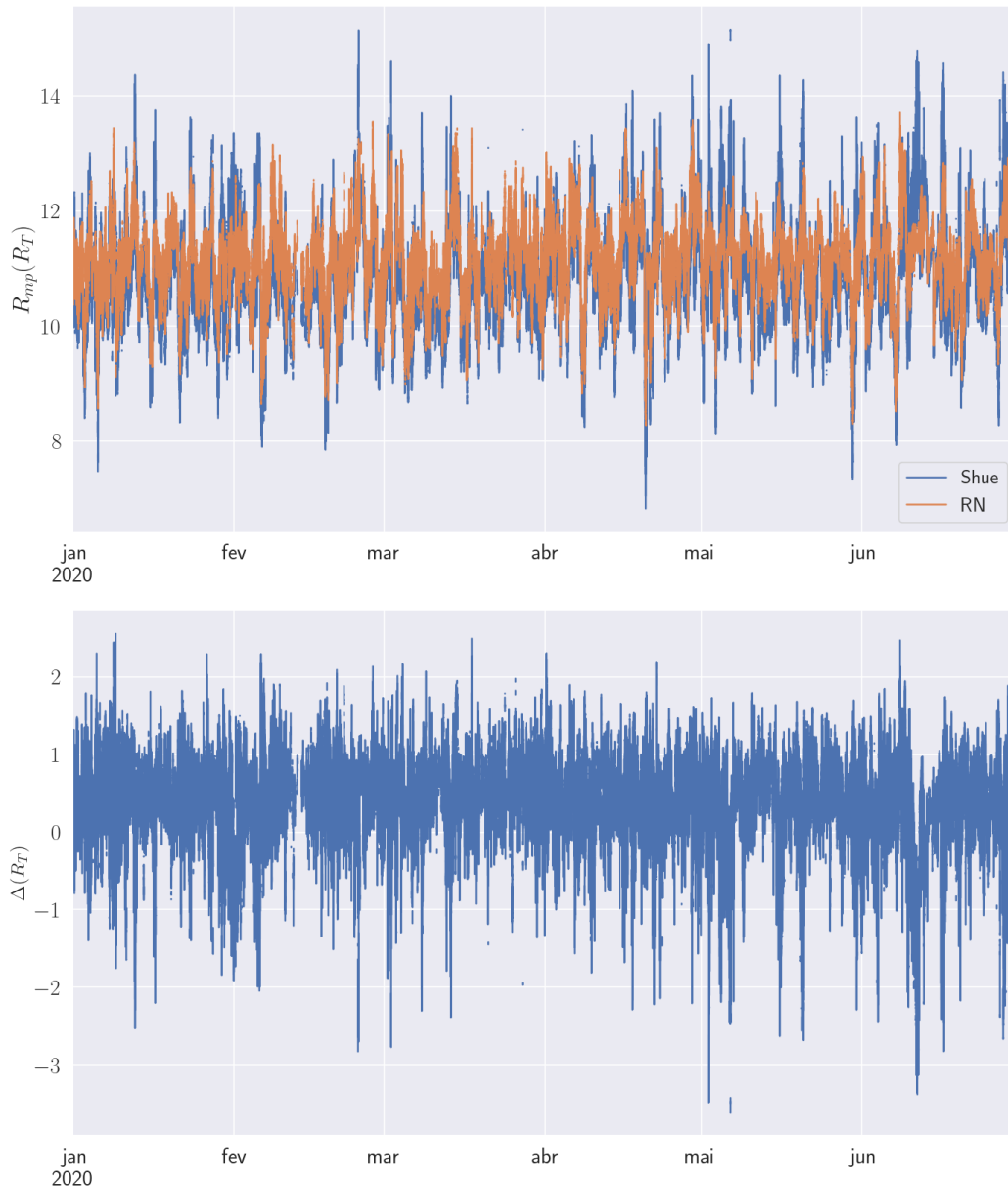
Figura 3.22 - Comparativo entre a rede neural e o modelo de Shue para previsão da posição para o primeiro semestre de 2009.



Painel superior: Posição prevista para a distância do nariz da magnetopausa utilizando o Modelo de Shue (Equação 3.5) em azul, e com a rede neural em laranja para o primeiro semestre de 2009. Painel inferior: diferença entre os resultados previstos.

Fonte: Produção do autor.

Figura 3.23 - Comparativo entre a rede neural e o modelo de Shue para previsão da posição para o primeiro semestre de 2020.



Painel superior: Posição prevista para a distância do nariz da magnetopausa utilizando o Modelo de Shue (Equação 3.5) em azul, e com a rede neural em laranja para o primeiro semestre de 2020. Painel inferior: diferença entre os resultados previstos.

Fonte: Produção do autor.

Em 2009 os modelos apresentaram uma correlação de 81,22%, enquanto em 2020 a correlação foi de 81,75%. Nos comparativos mostrados nas Figuras 3.22 e 3.23 é

possível identificar que o resultado obtido pela rede neural tende a apresentar um valor maior superior que o modelo de Shue para períodos normais, isto pode ser causado pela definição da posição do nariz da magnetosfera definido na Seção 3.3, que não é realizada pelo modelo de Shue. Os valores médios, desvio padrão, máximos e mínimos para para estes períodos são apresentados na Tabela 3.7.

Tabela 3.7 - Comparativo entre os modelos de previsão da posição para os anos de 2009 e 2020.

	2009		2020	
	Shue	Rede neural	Shue	Rede neural
$\overline{R_{mp}}$	10,89R _T	11,30R _T	10,69R _T	11,11R _T
σ	0,82	0,77	0,82	0,66
$\min(R_{mp})$	7,32R _T	6,95R _T	6,83R _T	8,24R _T
$\max(R_{mp})$	15,65R _T	14,37R _T	15,14R _T	13,58R _T

Estes resultados mostram que o modelo apresenta resultados consistentes para períodos não utilizados para o treino. Este modelo foi construído utilizando dados entre os anos de 2007 e 2016, período que compreendeu o final do ciclo solar 23 e praticamente todo o ciclo 24, considerado um ciclo atipicamente fraco (PESNELL, 2020). Por este motivo, o modelo pode não fornecer um resultado adequado para eventos extremos, uma vez que o modelo não possuía dados suficientes para se adequar a estes casos.

Isto pode ser observado na Tabela 3.6, onde o mínimo apresentado pelo modelo utilizando a rede neural é 3,73R_T, valor extremamente próximo da Terra. Este problema pode ser corrigido futuramente coletando mais dados para eventos perturbados e treinando novamente a rede neural.

3.4 Previsão do perfil de campo magnético na magnetopausa

Utilizando as mesmas técnicas utilizadas para a construção do modelo de previsão de R_{mp} , iremos agora construir os modelos para previsão dos perfis da magnetopausa. Com estes modelos poderemos entender a influência dos parâmetros do vento solar na magnetopausa. Além disto, eles serão usados para definir as condições iniciais para simulações por partículas em diferentes regimes de número de Mach.

Considerando o perfil de campo magnético definido pela Equação 2.5, iremos criar

dois modelos, um para previsão do campo dentro da magnetosfera (B_m) e outro para o campo magnético na bainha magnética (B_s). Estes valores foram obtidos a partir dos ajustes dos dados obtidos pela THEMIS utilizando o perfil de Harris assimétrico para o campo magnético, e foram apresentados na Seção 2.4.

3.4.1 Dependência dos parâmetros do vento solar no perfil

Em diversos pontos do processo de construção do conjunto perfis do campo magnético e da densidade erros podem ser introduzidos. Estes erros podem ser introduzidos, por exemplo, por ruído nos dados ou por ajustes utilizando uma função inadequada para o evento. Nestes casos os valores obtidos para B_s e B_m podem apresentar valores fisicamente incorretos, estes valores são considerados valores extremos.

Podemos observar isso ao utilizar as distribuições dos valores obtidos para B_s , B_m e B_m/B_s , anteriormente apresentadas na Figura 3.24, porém mantendo os valores extremos. Estas distribuições são apresentadas na Figura 3.24, onde podemos observar que os campos magnéticos B_s e B_m apresentam valores muito mais elevados do que o esperado, o mesmo é visto na razão entre os campos C_1 .

Figura 3.24 - *Boxplot* para os campos B_s e B_m e para a razão B_m/B_s sem remoção de valores extremos.

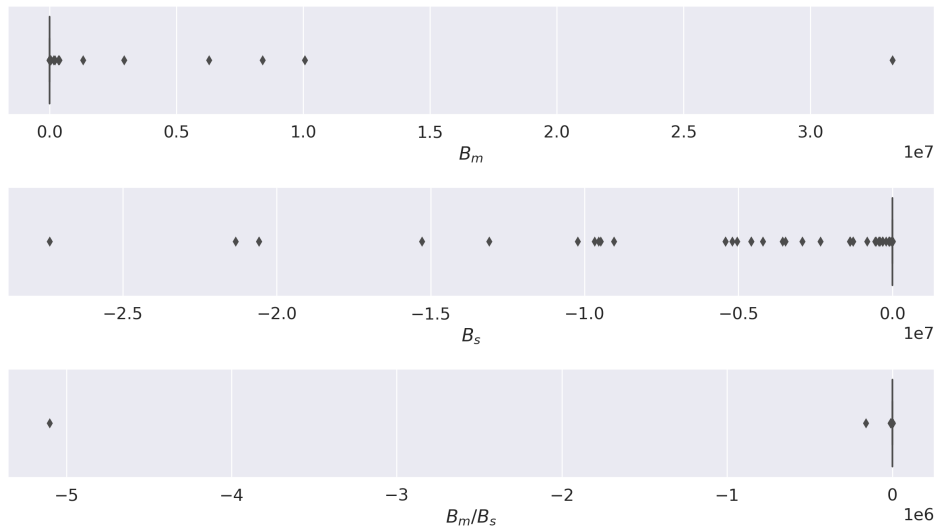


Diagrama de caixa para B_s , B_m e B_s/B_m mantendo os valores extremos. Estes valores extremos são fisicamente incorretos.

Fonte: Produção do autor.

Na Figura 3.24, apresentamos um Diagrama de Caixa, também conhecido como *Boxplot*, que mostra os valores dentro e fora dos quartis, denominados aqui de Q_1 e Q_3 . Estes pontos são definidos de tal forma que 25% dos valores no conjunto sejam menores do que Q_1 e 25% dos valores sejam maiores do que Q_3 . Neste gráfico não é possível observar a caixa dos quartis em razão da escala utilizada para apresentar os valores extremos.

Se criássemos o modelo incluindo estes valores, estaríamos incluindo casos que nunca serão observados na realidade, portanto devemos excluir estes casos dos conjuntos de dados usados para construir os modelos. Para isto utilizaremos o método descrito por Tukey et al. (1977). Um valor v_i pertencente ao conjunto é considerado um valor extremo, ou *outlier*, se $v_i < Q_1 - 1,5(Q_3 - Q_1)$ ou se $v_i > Q_3 + 1,5(Q_3 - Q_1)$.

A Figura 3.25 apresenta o mesmo gráfico da Figura 3.24, porém removendo os valores extremos. Agora é possível identificar as caixas formadas pelos quartis, identificadas pela caixa azul centrada na média, e as linhas verticais nos extremos dos gráficos, bem como novos valores extremos observados após estas linhas.

Figura 3.25 - *Boxplot* para os campos B_s e B_m e para a razão B_m/B_s após remoção de valores extremos.

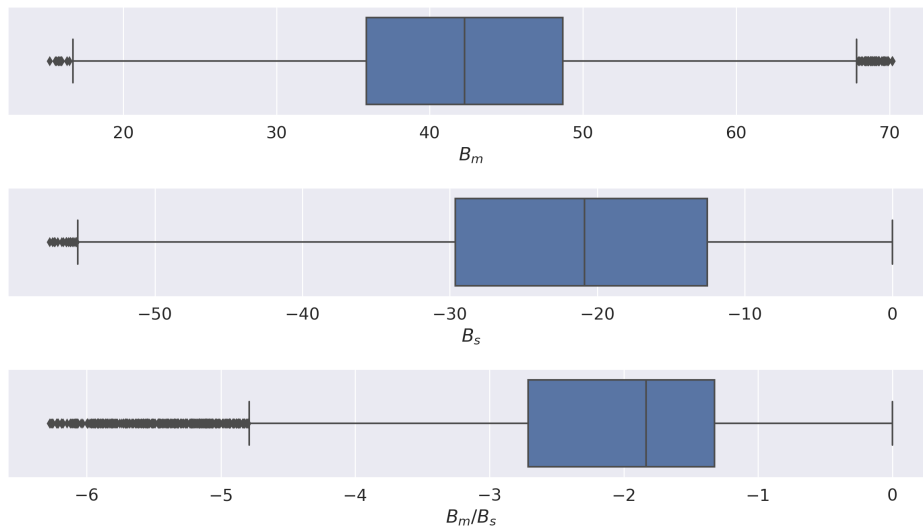


Diagrama de caixa para B_s , B_m e B_s/B_m após remover os valores extremos, sendo possível observar a caixa definida pelo quartis e os limites superiores e inferiores de novos valores extremos.

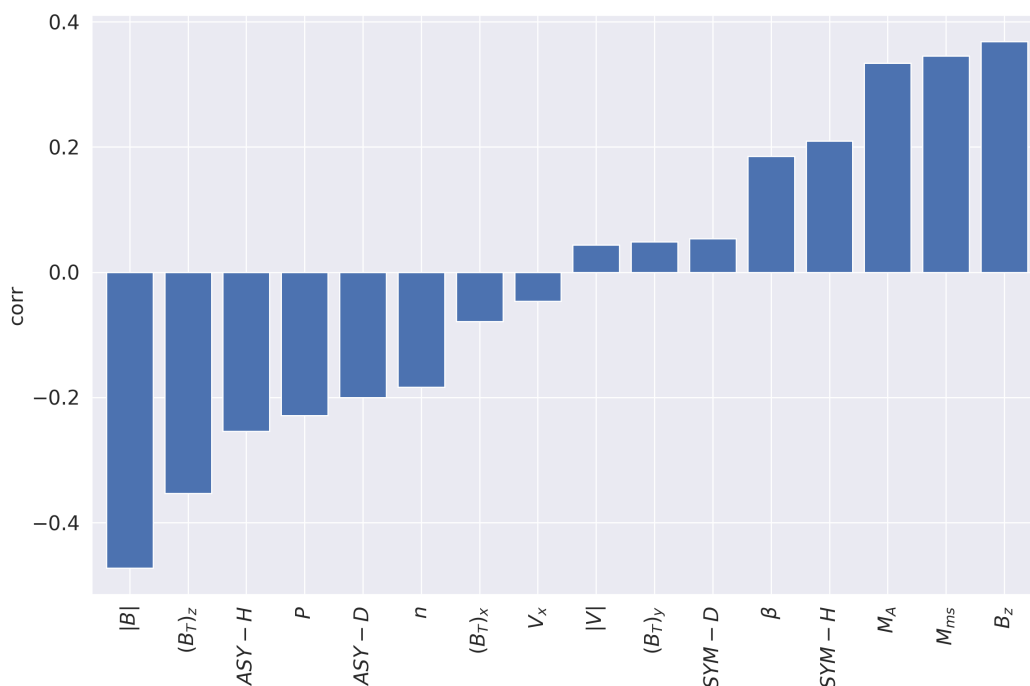
Fonte: Produção do autor.

Como iremos construir um modelo para B_s e outro para B_m , iremos remover apenas os *outliers* de interesse ao montar o conjunto de dados para cada modelo, assim para o modelo de previsão de B_s iremos remover os *outliers* de B_s e C_1 , e para o modelo de B_m os *outliers* de B_m e C_1 . Assim, após remover os *outliers* e os eventos sem dados do vento solar e com ajustes não satisfatórios, o conjunto de dados final de treino para B_s é formado por 5122 eventos, enquanto o de treino para B_m é formado por 5071 eventos.

Após remover estes dados do conjunto, é interessante observar a correlação entre os parâmetros do vento solar, índices geomagnéticos e o campo magnético terrestre, com o campo magnético na magnetopausa, ou seja, B_m e B_s .

Na Figura 3.26 apresentamos as correlações para o campo magnético do lado da bainha magnética, B_s . É possível observar uma grande correlação com o campo magnético do vento solar, em especial com seu módulo, $|B|$, que apresenta um valor maior de correlação do que a componente B_z , porém apresenta o sinal inverso. Isto pode ser explicado pelo fato da componente de maior impacto ser B_z , e esta apresentar uma correlação positiva com B_s . Lembrando que consideramos apenas os cruzamentos onde havia uma inversão do campo na magnetopausa, isto é, $B_s < 0$.

Figura 3.26 - Correlação entre os parâmetros do vento solar, índices geomagnéticos e o campo magnético terrestre (B_T) com o campo B_s .



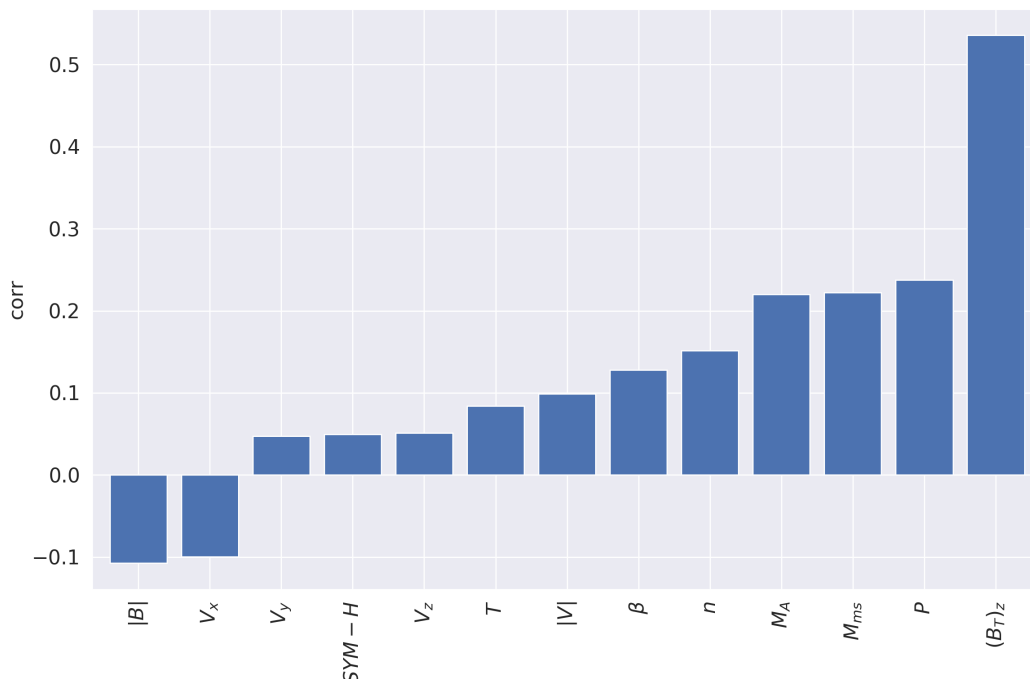
Correlação de B_s com os parâmetros do vento solar e as componentes do campo magnético terrestre, filtrando valores com $p > 0,01$.

Fonte: Produção do autor.

A correlação positiva que o campo B_s apresenta com o número de Mach magnetossônico e com o número de Mach alfvênico se dá pelo fato destes dois parâmetros serem diretamente proporcionais ao campo magnético, ou seja, quando maior o número de Mach magnetossônico, mais intenso o campo magnético do lado da bainha. Além disso observamos correlação significativa com o campo magnético B_z da Terra.

Com o campo magnético B_m observamos uma situação diferente. Como mostra a Figura 3.27, o parâmetro mais correlacionado com o campo dentro da magnetosfera é o próprio campo magnético terrestre. Este resultado já era esperado, e por este motivo foi criado o modelo de previsão da posição. Os parâmetros do vento solar possuem uma correlação muito menor, porém o mais importante é a pressão cinética, P , que em grande parte controla a compressão da magnetosfera, e portanto a posição da magnetopausa.

Figura 3.27 - Correlação entre os parâmetros do vento solar e B_T com o campo B_m .



Correlação de B_m com os parâmetros do vento solar e as componentes campo magnético terrestre, filtrando valores com $p - value > 0.01$.

Fonte: Produção do autor.

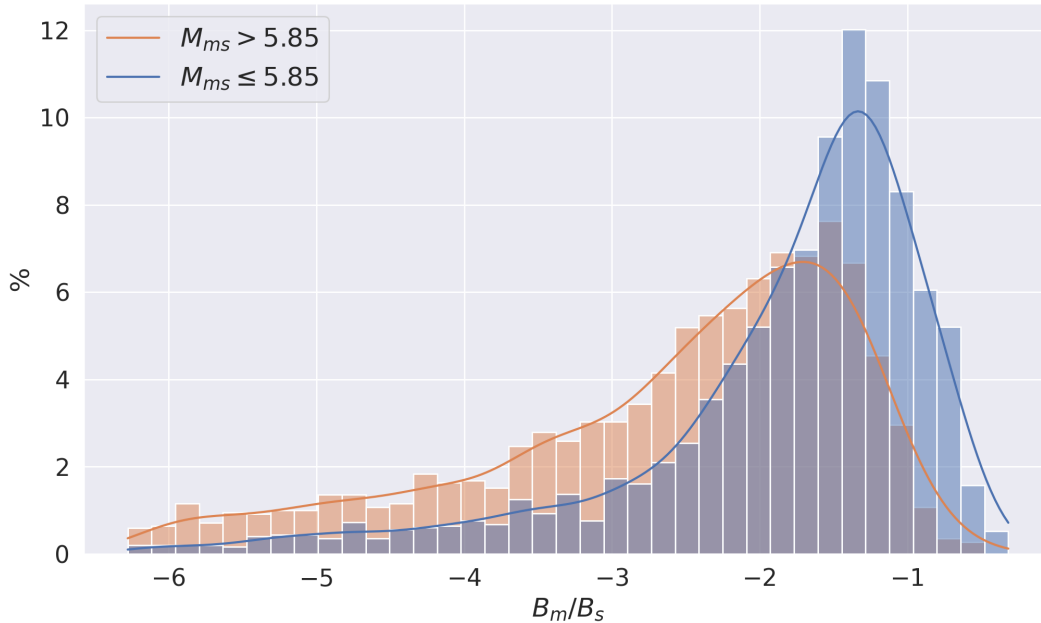
3.4.2 Relação entre a assimetria do campo magnético e o número de Mach magnetossônico.

Uma das variáveis que apresenta uma alta correlação com os campos B_m e B_s é o número de Mach magnetossônico (M_{ms}). Portanto este parâmetro também irá influenciar a assimetria deste perfil, definida como $C_1 = B_m/B_s$. Para entender a sua influência, iremos separar o conjunto de dados em valores "baixos" e "altos" com relação a M_{ms} . Definiremos aqui estes dois grupos a partir da média de M_{ms} para o conjunto de dados do vento solar, cujo valor é de 5,85.

Como podemos ver pela Figura 3.28, que apresenta o histograma (em barras) da assimetria para os dois conjuntos, existe uma grande diferença entre os dois grupos. Os eventos com $M_{ms} \leq 5,85$ apresentam uma cauda maior para valores mais assimétricos ($B_m/B_s < -1$), enquanto para $M_{ms} > 5,85$ existe um maior número de eventos mais simétricos ($B_m/B_s \simeq -1$). Além dos histogramas, a Figura 3.28

também apresenta a função de densidade de probabilidade construída utilizando Estimativa de Densidade por Kernel (EDK) para cada histograma, representada pela linha contornando o histograma.

Figura 3.28 - Histograma da assimetria da magnetopausa para diferentes regimes de número de Mach magnetossônico.



Histograma da assimetria B_m/B_s para os cruzamentos com número de Mach magnetossônico do vento solar maior que a média (em laranja) e menor que a média (em azul). As linhas contínuas representam as funções de densidade de probabilidade geradas para cada histograma.

Fonte: Produção do autor.

Quando $M_{ms} \leq 5,85$ a média da assimetria é $-2,64$ e quando $M_{ms} > 5,85$ a assimetria média é de $-1,84$. Para o número de Mach alfvênico não iremos apresentar o resultado por ser bastante similar ao obtido para o número de Mach magnetossônico, mostrando uma influência pequena da velocidade térmica do vento solar.

3.4.3 Construção dos modelos para os perfis

Os modelos para o campo magnético foram construídos da mesma forma que o modelo da posição, assim, após testar diversas arquiteturas diferentes, para o campo B_s foi selecionado uma rede neural com 3 camadas ocultas, com 120 nós em cada,

utilizando função de ativação ReLU. Já para o campo B_m , foi escolhida uma arquitetura diferente, com apenas uma camada oculta, com função de ativação do tipo Tangente Hiperbólica.

Os modelos dos campos magnéticos apresentaram resultados menos precisos do que o modelo da posição, porém ainda assim bons resultados. O resultado para os modelos de B_s e B_m são apresentados na Tabela 3.8.

Tabela 3.8 - Resultados da previsão do campo magnético na magnetopausa.

	B_s		B_m	
	Treino	Teste	Treino	Teste
Erro absoluto médio (nT)	5,59	6,73	4,32	5,51
Erro quadrático médio (nT^2)	56,09	74,17	32,59	53,71
Correlação	0,73	0,64	0,84	0,71

Esta diferença entre o resultado obtido pelo modelo da posição e os utilizados para o campo magnético pode ser explicada pela diferença no conjunto de dados utilizados para o treinamento. Como existiram limitações na construção do conjunto do perfil, como intervalos sem dados do campo magnético, a base de treino obtida foi muito menor do que no modelo da posição, dificultando assim o treinamento. Este problema pode ser corrigido no futuro utilizando dados de outros satélites para cobrir estes intervalos sem dados, ou melhorando os ajustes dos perfis, testando outras funções que definam o perfil na região.

Na Figura 3.29 apresentamos o gráfico de dispersão entre o valor ajustado e o valor previsto do campo B_s , para os conjuntos de treino (à esquerda) e para o conjunto de teste (à direita). As curvas de nível representam as regiões de maior densidade de observações. É possível identificar uma dispersão grande em ambos os conjuntos de dados. Para valores mais intensos do campo, $B_s < -40nT$, observamos que o modelo apresenta valores menores de campo do que os observados, enquanto para valores baixos ocorre o oposto. Porém, pelas curvas de nível vemos que a maior concentração ainda encontra-se próximo à linha laranja, indicando uma tendência boa de acerto.

Figura 3.29 - Resultados obtidos a partir da rede neural para a previsão do campo magnético B_s .

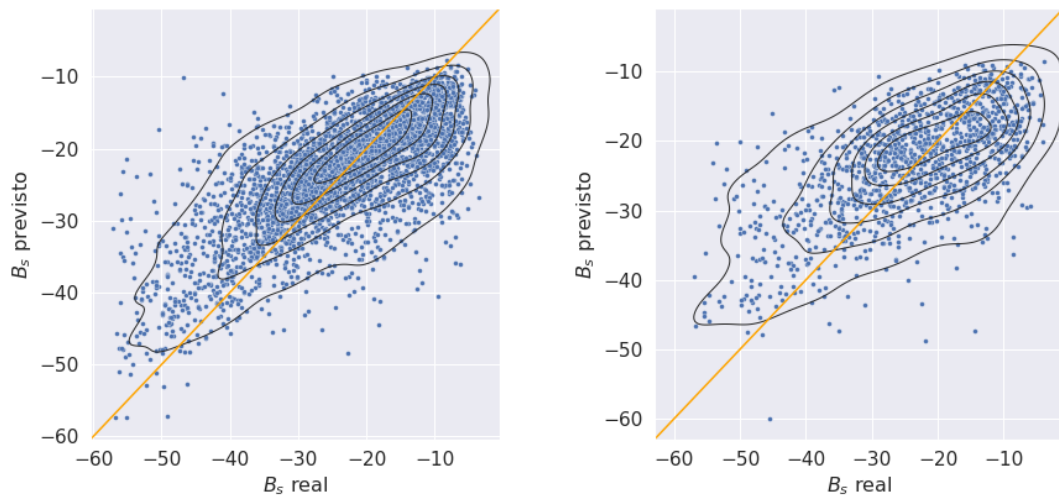


Gráfico de dispersão entre os valores previstos pela rede neural para B_s e os valores obtidos pelos ajustes ao perfil de Harris. À esquerda o resultado para o conjunto de treino e à direita o resultado no conjunto de teste.

Fonte: Produção do autor.

A Figura 3.30 apresenta o mesmo gráfico que a Figura 3.29, agora para o campo B_m . A rede neural para a previsão de B_m apresentou um resultado com menor dispersão que a rede neural para a previsão de B_s . O principal motivo é a grande dependência do campo magnético da Terra para o valor de B_m . Os resultados dos dois modelos apresentam uma boa concordância entre o conjunto de treino e teste.

Figura 3.30 - Resultado para a rede neural para o campo magnético B_m .

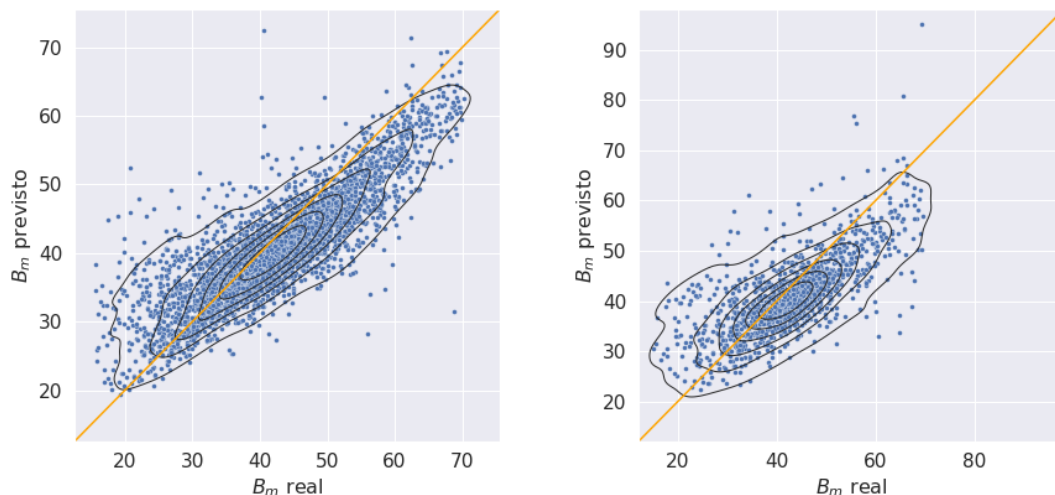


Gráfico de dispersão entre os valores previstos pelo modelo para B_m e os valores obtidos pelos ajustes. À esquerda o resultado para o conjunto de treino e à direita o resultado no conjunto de teste.

Fonte: Produção do autor.

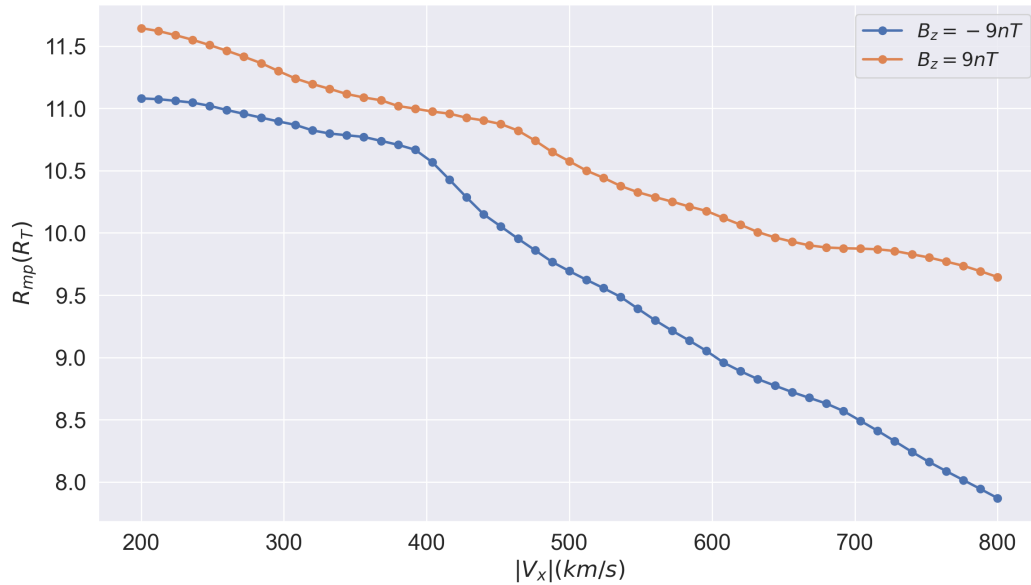
3.5 Aplicação do modelo do perfil de campo magnético

Com os modelos de previsão de R_{mp} , B_s e B_m construídos utilizaremos dados sintéticos para o vento solar, ou seja, dados construídos de forma artificial, para analisar a relação entre o número de Mach magnetossônico e a assimetria do campo magnético observada na magnetopausa. Além disso, serão analisados dois casos com dados reais do vento solar obtidos a partir da THEMIS.

3.5.1 Influência da velocidade e do campo magnético na assimetria do campo magnético da magnetopausa

Para os perfis sintéticos iremos utilizar apenas campo magnético do vento solar negativo, isto é, $B_z < 0$, principalmente pelo campo magnético negativo provocar uma compressão maior da magnetopausa. Isto é possível observar na Figura 3.31, que apresenta a posição da magnetopausa, em função da velocidade de fluxo para dois valores de campo magnético do vento solar, $B_z = 9\text{nT}$ e $B_z = -9\text{nT}$, mantendo ainda todos os outros parâmetros iguais, com $n = 5\text{cm}^{-3}$ e $T = 100.000\text{K}$. É possível identificar uma diferença significativa na posição do nariz da magnetopausa. R_{mp} , com o caso em que $B_z < 0$ apresentando valores menores para esta posição.

Figura 3.31 - Posição da magnetopausa para campo magnético B_z norte e sul, previsto pela rede neural.



Posição da magnetopausa em função da velocidade de fluxo para $B_z = -9nT$ e $B_z = 9nT$, considerando a densidade $n = 5\text{cm}^{-3}$ e temperatura $T = 100.000K$.

Fonte: Produção do autor.

Este impacto do sinal do campo magnético do vento solar na posição do nariz da magnetopausa é descrito por Roelof e Sibeck (1993), porém, nosso modelo apresenta valores maiores da diferença entre o campo sul e norte nos casos em que a velocidade de fluxo do vento solar é maior. Na Tabela 3.9 apresentamos os resultados da variação média da posição (δ) para diversas velocidades de fluxo diferentes, além do valor médio de R_{mp} para o campo magnético $B_z > 0$ e $B_z < 0$.

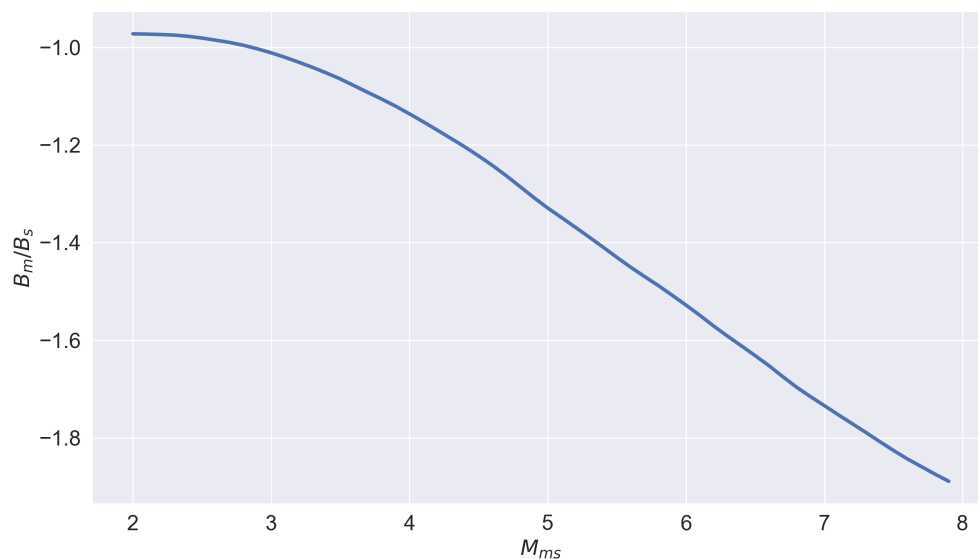
Tabela 3.9 - Variação da posição da magnetopausa para campo magnético B_z sul e norte.

V_x	R_{mp} ($B_z < 0$)	R_{mp} ($B_z > 0$)	δ
-200km/s	11,27 R_T	11,69 R_T	0,42 R_T
-300km/s	11,12 R_T	11,62 R_T	0,50 R_T
-400km/s	10,84 R_T	11,13 R_T	0,29 R_T
-500km/s	10,07 R_T	10,65 R_T	0,58 R_T
-600km/s	9,46 R_T	10,34 R_T	0,88 R_T
-700km/s	8,85 R_T	9,98 R_T	1,13 R_T

Agora utilizaremos os modelos para campo magnético na magnetopausa, obtidos na Subseção 3.4.3 para gerar os perfis para diferentes conjuntos de parâmetros artificiais do vento solar, a fim de entender a dependência entre o número de Mach magnetossônico e a assimetria no campo magnético. Estes parâmetros sintéticos foram gerados utilizando diversos valores de B_z entre -3nT e -18nT , e também diversos valores de V_x entre -200km/s e -800km/s , o modelo foi aplicado em diversas condições do vento solar.

A Figura 3.32 apresenta a média da assimetria $C_1 = B_m/B_s$ para cada valor de número de Mach magnetossônico produzido pelas combinações de V_x e B_z . Observamos que quanto maior o número de Mach magnetossônico, mais assimétrico o campo na magnetopausa. Para valores muito baixos ($M_{ms} < 3$) existem situações em que a assimetria, que normalmente apresenta um valor maior do lado da magnetosfera, se inverte. Nestes casos o campo do lado da bainha magnética é mais intenso (em módulo) do que o campo do lado da magnetosfera. Este caso não é normalmente descrito para a magnetopausa.

Figura 3.32 - Relação entre o número de Mach magnetossônico e a assimetria do campo magnético na magnetopausa.

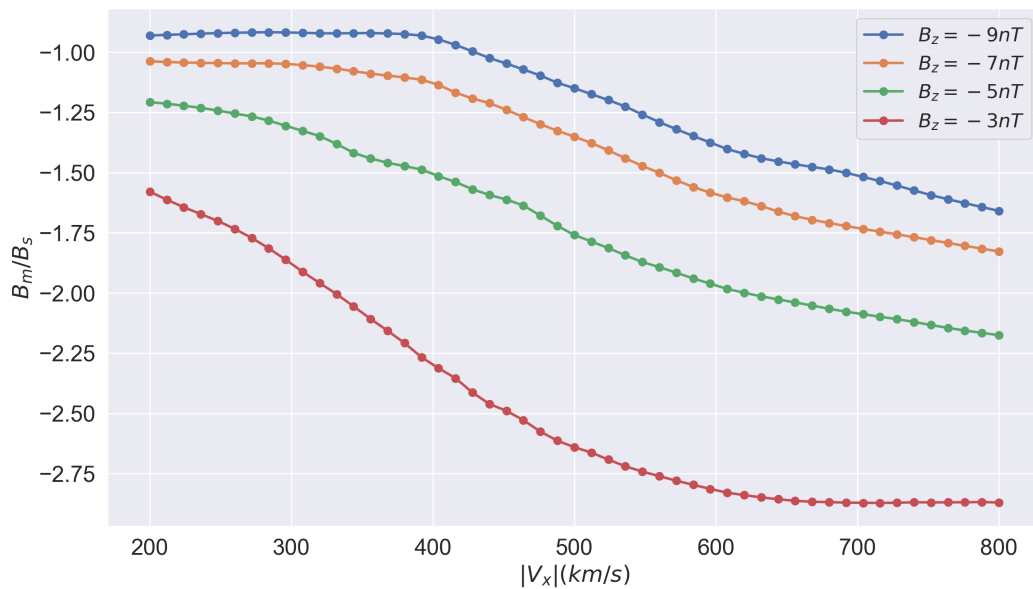


Variação da assimetria do campo, definida pela razão B_m/B_s , em função do número de Mach magnetossônico obtido para diferentes combinações de velocidade de campo magnético.

Fonte: Produção do autor.

Para entender melhor o que causa este efeito precisamos entender a influência dos componentes individuais que afetam o número de Mach. Assim, na Figura 3.33, apresentamos a relação entre a razão B_m/B_s e a velocidade de fluxo, como definido anteriormente, o perfil é considerado simétrico para o caso $B_m/B_s = -1$. Como podemos ver, quanto mais intensa a velocidade de fluxo, mais assimétrico o perfil resultante. Em relação à componente B_z este efeito se inverte, ou seja, um campo mais intenso, em módulo, resulta em um perfil na magnetopausa mais simétrico.

Figura 3.33 - Relação entre a velocidade de fluxo do vento solar e a assimetria do campo magnético na magnetopausa.

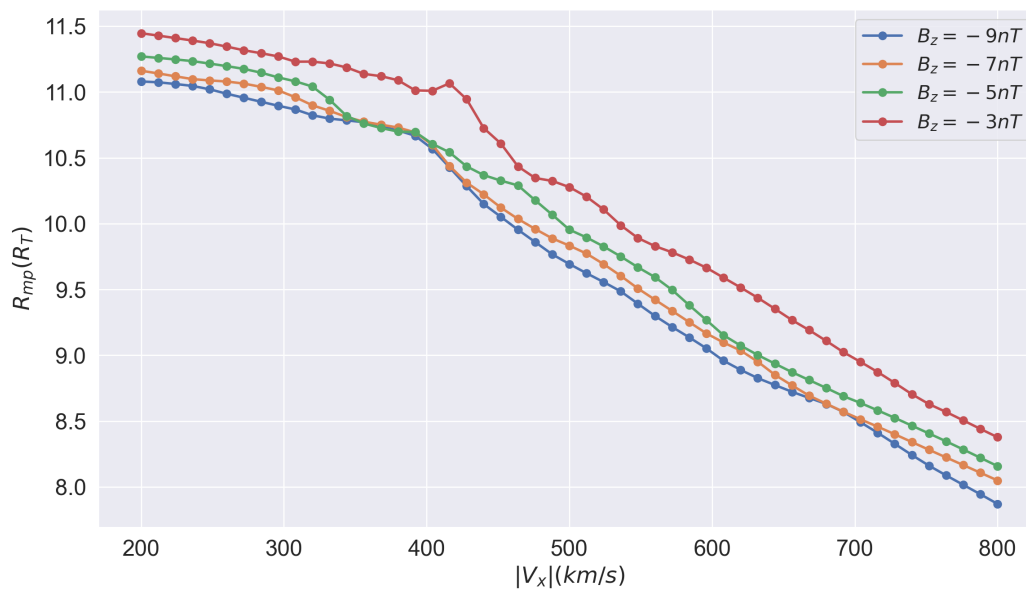


Varição da assimetria do campo, definida pela razão B_m/B_s , em função da velocidade de fluxo, em módulo, para diferentes valores de campo magnético.

Fonte: Produção do autor.

Como a magnetopausa se move para regiões mais próximas a Terra para valores maiores da velocidade de fluxo, isto faz com que o campo magnético dentro da magnetosfera B_m seja maior, produzindo assim um perfil mais assimétrico. Esta dependência da velocidade com a posição pode ser vista na Figura 3.34; quanto mais intenso o módulo da velocidade mais próxima da Terra encontra-se o nariz da magnetopausa.

Figura 3.34 - Dependência da posição com a velocidade de fluxo do vento solar.

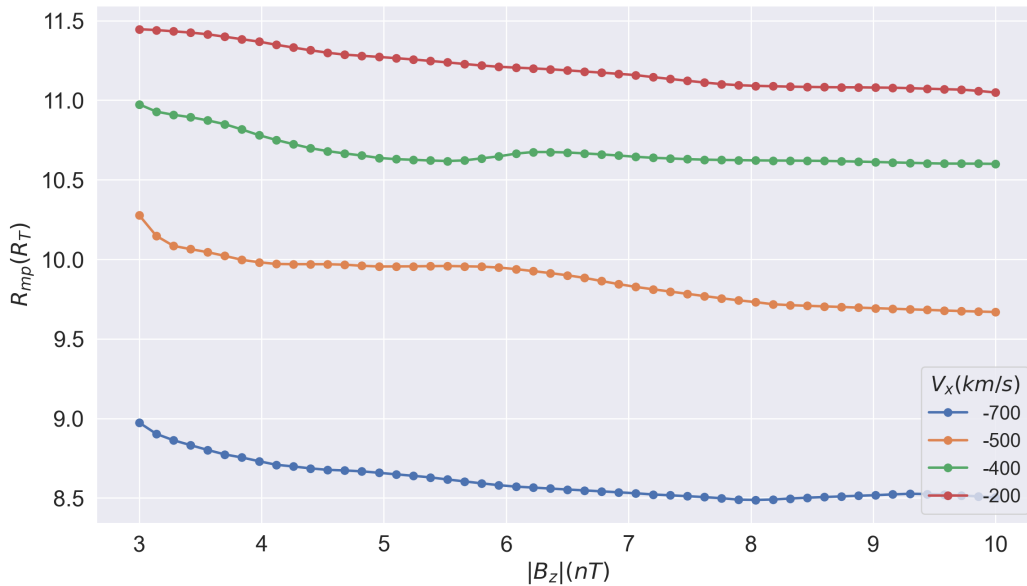


Varição da posição da magnetopausa, R_{mp} , em função da velocidade de fluxo, em módulo, para diferentes valores de campo magnético.

Fonte: Produção do autor.

Na Figura 3.34 também é possível observar que a componente B_z mais intensa (em módulo) também faz com que a magnetopausa se aproxime mais da Terra, porém de forma muito menos intensa. Observamos isso na Figura 3.35, que apresenta a variação da posição da magnetopausa em função de B_z , para diversos valores de V_x .

Figura 3.35 - Dependência da posição com campo magnético B_z do vento solar.



Varição da posição da magnetopausa, R_{mp} , em função do campo magnético B_z , em módulo, para diferentes valores de velocidade de fluxo na direção x .

Fonte: Produção do autor.

Apenas a magnetopausa se aproximando da Terra, produziria um perfil mais assimétrico na magnetopausa, porém como vimos anteriormente, a componente B_z do vento solar e o campo B_s da magnetopausa possuem uma correlação positiva. Portanto, quando o campo do vento solar B_z é mais intenso, são observados valores mais intensos de B_s na magnetopausa, aumentando a simetria do perfil.

Assim, a intensificação do campo magnético do vento solar provoca um aumento (em módulo) do campo magnético na bainha, efeito que se sobressai ao aumento do campo na magnetosfera, provocado também pelo aumento do campo magnético do vento solar. Portanto, o campo magnético na magnetopausa se torna mais simétrico ao aumentar a intensidade da componente B_z do vento solar.

Dessa forma, um número de Mach magnetossônico maior, seja causado por uma velocidade maior do vento solar ou por um campo magnético mais fraco, produz um perfil que tende a ser mais assimétrico.

3.5.2 Dependência da assimetria com a temperatura do vento solar

Ao aplicar o modelo para diferentes valores de temperatura do vento solar, observamos que a diferença causada por uma variação nesse parâmetro tem pouca influência na assimetria do campo na magnetopausa. Na Tabela 3.10, apresentamos os resultados para o modelo com $B_z = -6\text{nT}$, com diversos valores da velocidade, para $T = 50.000\text{K}$ e $T = 150.000\text{K}$. Além disso, na Tabela 3.10 apresenta-se a diferença da assimetria Δ , calculada a partir da diferença entre a assimetria para $T = 150.000\text{K}$ e $T = 50.000\text{K}$.

Tabela 3.10 - Variação da assimetria da magnetopausa para diferentes velocidades e temperaturas do vento solar.

	50.000K	150.00K	Δ
-900km/s	-2,25	-2,23	-0,02
-700km/s	-2,09	-2,16	0,07
-600km/s	-1,92	-2,06	0,15
-400km/s	-1,38	-1,63	0,24
-300km/s	-1,23	-1,42	0,19
-200km/s	-1,14	-1,30	0,16

Assim, o número de Mach e o número de Mach magnetossônico apresentam a mesma relação com a assimetria, uma vez que a principal diferença entre eles, a temperatura, tem pouca influência na assimetria.

3.5.3 Análise de eventos reais utilizando o modelo

A rede neural para previsão do perfil de campo magnético da magnetopausa pode também ser utilizada para a análise de eventos reais. Como exemplo, apresentamos os resultados para o evento com número de Mach magnetossônico alto, descrito por Lopez e Gonzalez (2017). Definiremos este evento como *Evento 1*. Lopez e Gonzalez (2017) também descrevem um evento com número de Mach magnetossônico baixo, porém não foi possível encontrar os dados do vento solar para o momento exato do cruzamento. Por este motivo escolhemos o cruzamento ocorrido em 14 de novembro de 2012 às 01:26 UTC, denominado aqui *Evento 2*.

Na Tabela 3.11 são apresentados os valores médios para o vento solar durante os dois eventos. Durante o *Evento 1*, o número de Mach magnetossônico foi próximo da média calculada no período estudado, de 5,85. No *Evento 2* o número de Mach

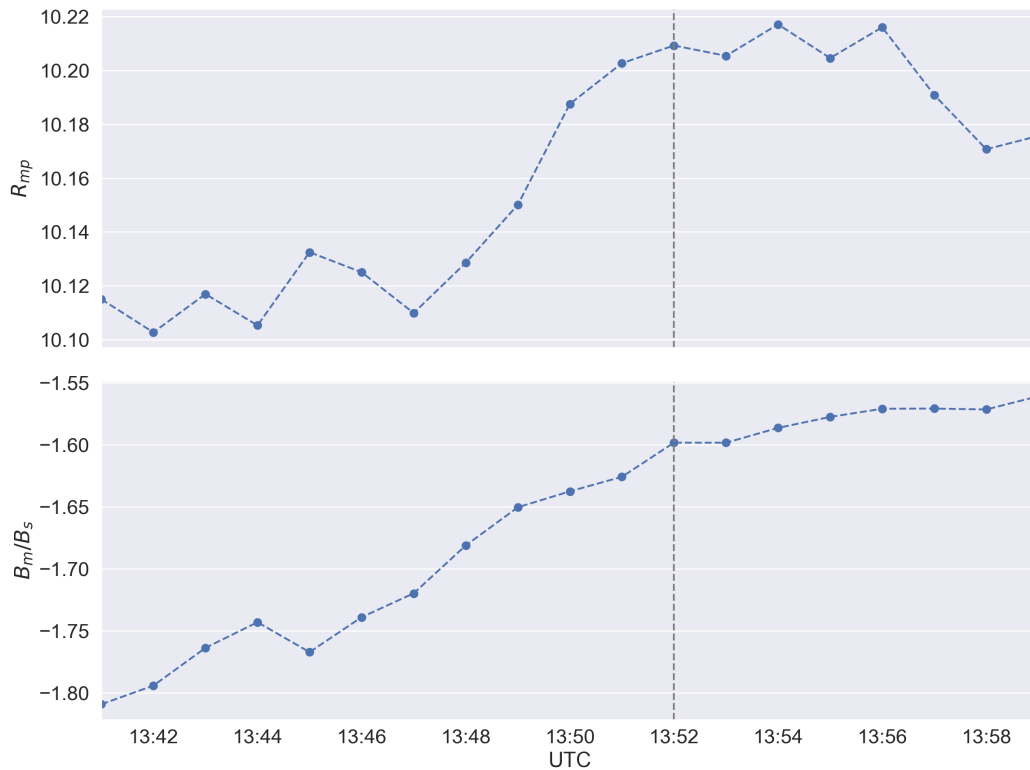
magnetossônico observado foi significativamente menor, causado principalmente por um aumento no campo magnético B_z e de $|\mathbf{B}|$.

Tabela 3.11 - Média dos dados do vento solar durante os dois eventos de cruzamento analisados.

	<i>Evento 1</i>	<i>Evento 2</i>
B_x	-3,5nT	2.3nT
B_y	2,7nT	16.8nT
B_z	-4,4nT	-13,1nT
n	6,2cm ⁻³	7,0cm ⁻³
V_x	-406,0km/s	-371,3km/s
V_y	7,7km/s	27,9km/s
V_z	13,4km/s	-25,0km/s
T	90.827K	26.372K
M_A	7,8	2,3
M_{ms}	5,3	2,2

Para o *Evento 1*, os resultados obtidos para a posição e a assimetria do perfil de campo magnético são apresentados na Figura 3.36. A posição média da magnetopausa foi prevista em $10,2R_T$. O campo magnético médio obtido na bainha magnética foi de $B_s = -32,5\text{nT}$ e o campo na magnetosfera de $B_m = 54,0\text{nT}$, o que significa uma razão $B_m/B_s = -1,66$, ou um valor de assimetria $R = 0,25$.

Figura 3.36 - Previsão da posição e assimetria para o *Evento 1*, ocorrido no dia 13 de janeiro de 2013 às 13:52.

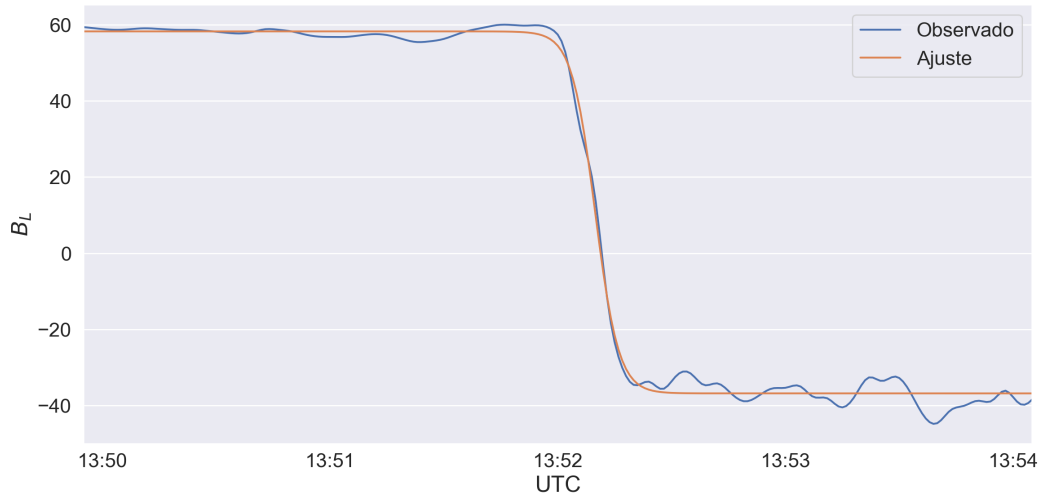


Painel superior: previsão da posição da magnetopausa durante o evento de cruzamento. Painel inferior: previsão da assimetria durante o cruzamento. A linha pontilhada vertical representa o momento do cruzamento observado.

Fonte: Produção do autor.

Na Figura 3.37 apresentamos novamente o resultado para o ajuste com o perfil de Harris assimétrico definido pela Equação 2.5 para o *Evento 1*. Neste evento o campo B_L médio no lado da bainha magnética é de $-33,5\text{nT}$, enquanto o campo do lado da magnetosfera foi de 60nT . Isto resulta em uma razão $B_m/B_s = -1,79$, ou um valor de assimetria $R = 0,28$. Os valores obtidos pelo modelo são muito similares aos valores observados para o perfil.

Figura 3.37 - Perfil de campo magnético observado durante o cruzamento do dia 13 de janeiro de 2013 as 13:52.



A linha azul apresenta o valor observado para o campo magnético B_L , e em laranja o perfil ajustado pelo perfil de Harris assimétrico, no sistema de coordenadas LMN para o evento de cruzamento do dia 13 de janeiro de 2013 às 13:52, obtido pela THEMIS E.

Fonte: Produção do autor.

Na Tabela 3.12 encontram-se os valores para o *Evento 1*, comparando os resultados obtido pelo modelo com o resultado observado.

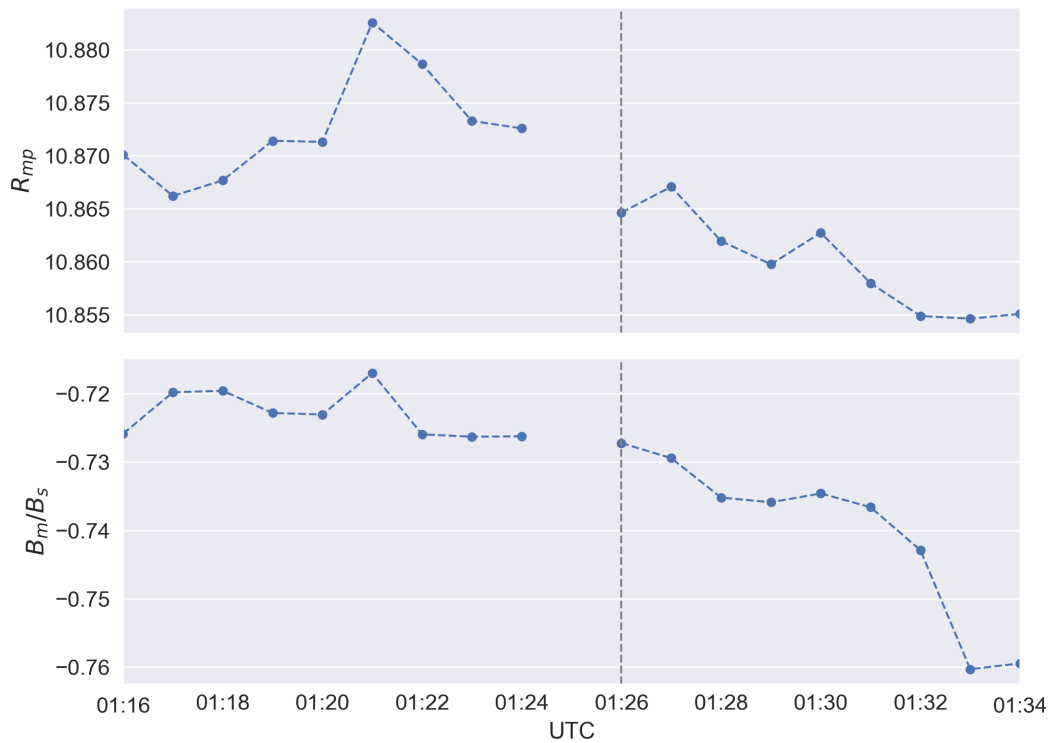
Tabela 3.12 - Comparativo entre os valores previstos para a magnetopausa e o observado para o *Evento 1*.

	Previsto	Observado
B_m	54,0nT	60nT
B_s	-32,5nT	-33,5nT
B_m/B_s	-1,66	-1,79
R	0,25	0,28

No *Evento 2*, devido ao campo magnético mais intenso, esperamos observar um evento mais simétrico. Na Figura 3.38 são apresentados os valores obtidos pelos modelos de previsão dos campos magnéticos na magnetopausa para este evento. Como esperado, esta configuração do vento solar resultou em um perfil mais simétrico. A

posição média obtida foi $R_{mp} = 10,9R_T$, mostrando pouca diferença com o *Evento 1*. Para este evento foram obtidos os valores $B_s = -41,7nT$ e $B_m = 30,5nT$, ou seja, uma razão $B_m/B_s = -0,73$ e $R = -0,15$. Neste caso observa-se um valor negativo de R , isto ocorre pelo fato do campo magnético na bainha ser mais intenso, em módulo, do que o campo na magnetosfera.

Figura 3.38 - Previsão da posição e assimetria para o *Evento 2*, ocorrido no dia 14 de novembro de 2012 às 01:26.



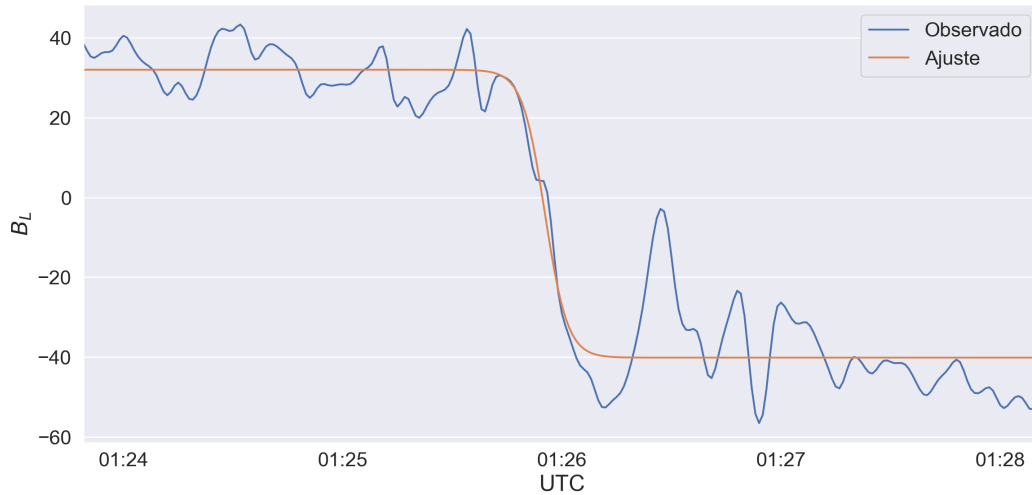
Painel superior: previsão da posição da magnetopausa durante o evento de cruzamento. Painel inferior: previsão da assimetria durante o cruzamento. A linha pontilhada vertical representa o momento do cruzamento observado.

Fonte: Produção do autor.

Para o *Evento 2*, o perfil observado é apresentado na Figura 3.39. O campo médio observado na bainha apresenta valor de $B_s = -39,3nT$ e na magnetosfera de $B_m = 32,8nT$, assim a razão observada foi de $B_m/B_s = -0,84$ e $R = -0,08$. Estes valores divergem um pouco mais do que no *Evento 1*, porém ainda bem próximo, mostrando uma leve assimetria com o campo magnético na bainha mais intenso que

na magnetopausa.

Figura 3.39 - Perfil de campo magnético observado durante o cruzamento do dia 14 de novembro de 2012 as 01:26.



A linha azul apresenta o valor observado para o campo magnético B_L , e em laranja o perfil ajustado pelo perfil de Harris assimétrico, no sistema de coordenadas LMN para o evento de cruzamento do dia 14 de novembro de 2012 às 01:26, obtido pela THEMIS A.

Fonte: Produção do autor.

Na Tabela 3.13 encontram-se os valores para o *Evento 2*, comparando os resultados obtidos pelo modelo com o resultado observado.

Tabela 3.13 - Comparativo entre os valores previstos para a magnetopausa e o observado para o *Evento 2*.

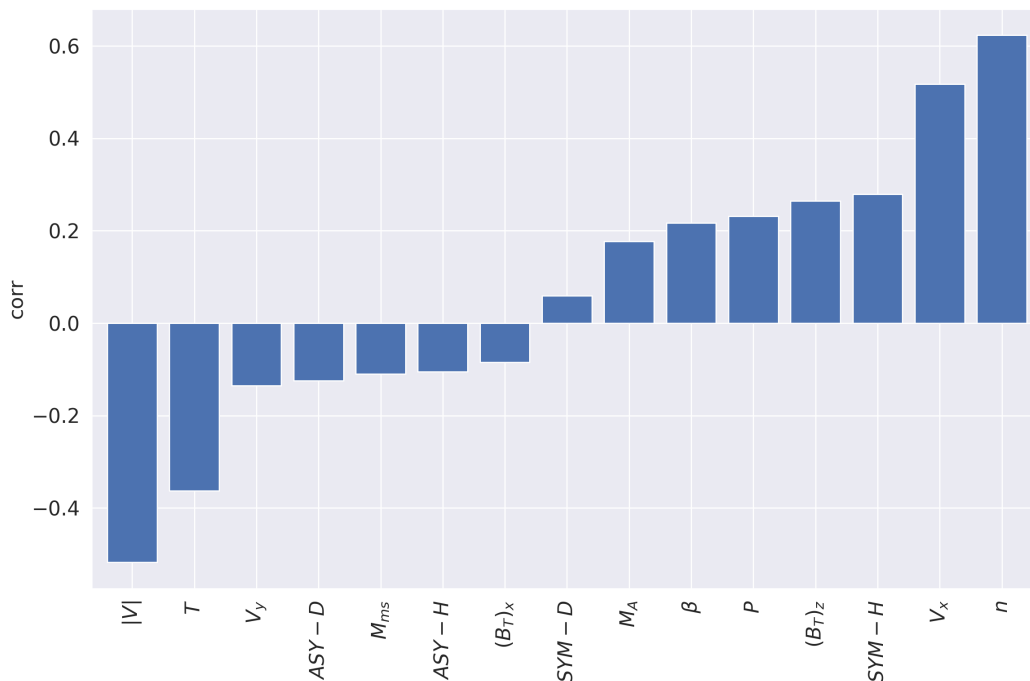
	Previsto	Observado
B_m	30,5nT	32,8nT
B_s	-41,7nT	-39,3nT
B_m/B_s	-0,73	-0,84
R	-0,15	0,08

3.6 Previsão do perfil de densidade na magnetopausa

Foram criadas duas redes neurais para a previsão da densidade na magnetopausa, um para o lado da bainha magnética e outro para dentro da magnetosfera. Porém, como descrito na Seção 2.4, as densidades não resultaram em ajustes tão bons quanto os obtidos para o campo magnético. Portanto, os resultados obtidos podem não representar tão adequadamente a situação real, mas são um bom indicativo do perfil esperado.

Na Figura 3.40 são apresentadas as correlações entre os parâmetros do vento solar e a densidade do lado da bainha magnética, n_s . Como podemos ver pelo alto valor da correlação entre a densidade do vento solar n e n_s , a densidade n do vento solar controla fortemente o densidade na bainha n_s . Além disso, a velocidade se correlaciona negativamente com a densidade, portanto um vento solar mais rápido reduz a densidade da frente da magnetopausa.

Figura 3.40 - Correlação entre o vento solar e a densidade no lado da bainha magnética.

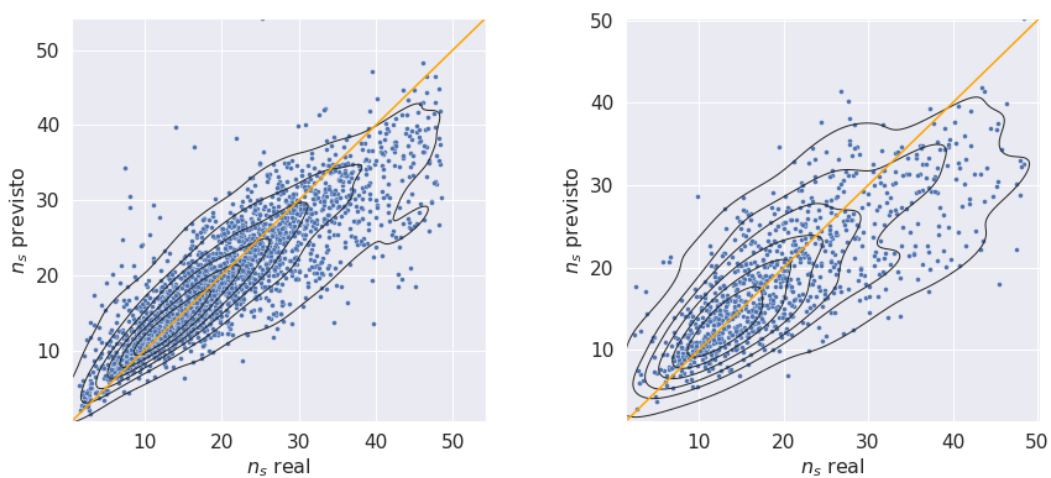


Correlação entre os parâmetros do vento solar e a densidade na magnetopausa do lado da bainha magnética.

Fonte: Produção do autor.

Para n_s , os valores obtidos a partir da previsão utilizando a rede neural foram satisfatórios, apresentando uma alta correlação com o valor observado. Isto pode ser visto na Figura 3.41, que apresenta o resultado para o modelo da previsão de n_s para o conjunto de treino (esquerda) e de teste (direita). Apesar da grande dispersão observada no conjunto de teste, o comportamento é similar nos dois conjuntos e os resultados se concentram próximo à linha laranja, que representa o caso de previsão ideal.

Figura 3.41 - Resultados para a rede neural para o modelo de previsão da densidade n_s .



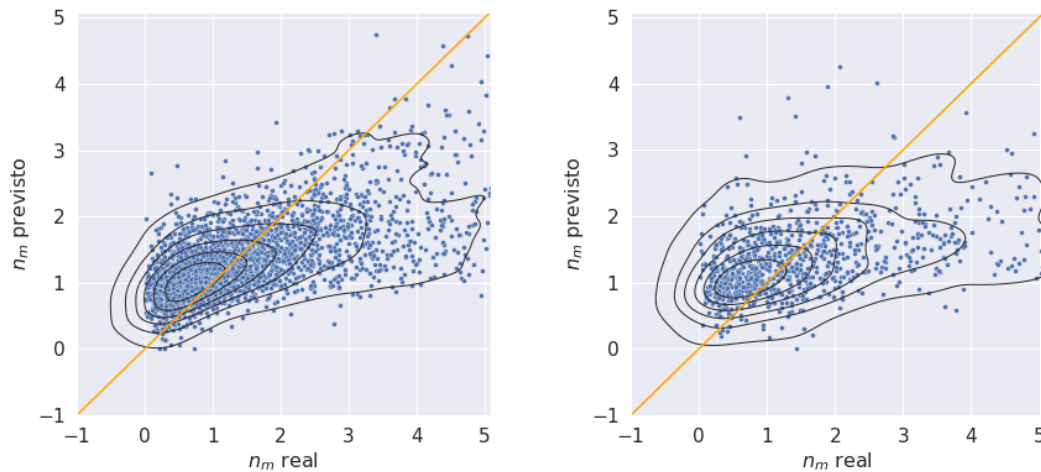
Resultado para o modelo de previsão da densidade na bainha magnética. À direita o resultado no conjunto de teste enquanto o painel à esquerda apresenta o resultado no conjunto de treino.

Fonte: Produção do autor.

Porém, diferente do modelo de previsão de n_s , o modelo de previsão da densidade dentro da magnetosfera, n_m , não apresentou um resultado satisfatório. Na Figura 3.41 é possível observar que existe uma grande dispersão dos valores, apresentando apenas resultados melhores para baixas densidades, porém mesmo neste intervalo este resultado é pior do que os obtidos pelo modelo de previsão de n_s . Isto acontece pela densidade na região interna a magnetosfera próxima a magnetopausa ser controlada por processos e populações em outras regiões internas da magnetosfera. Este mesmo problema foi descrito por Borovsky (2008), que ao definir funções de controle para os parâmetros da magnetopausa, não define uma para a densidade

dentro da magnetosfera, por ela não ser controlada pelo vento solar.

Figura 3.42 - Resultados para a rede neural para o modelo de previsão da densidade n_m .



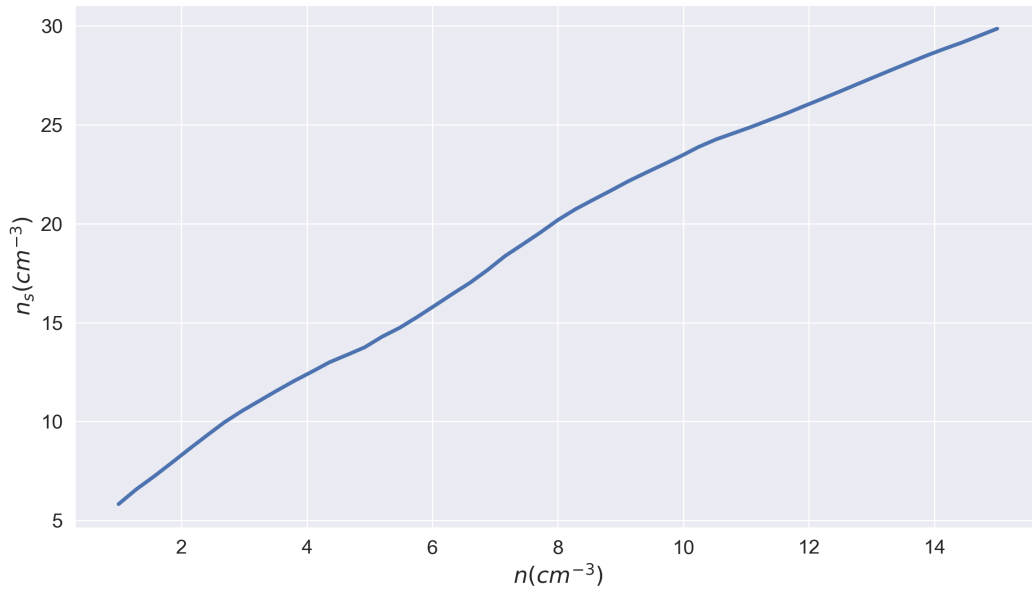
Resultado para o modelo de previsão da densidade no lado da magnetosfera. À direita o resultado no conjunto de teste enquanto o painel à esquerda apresenta o resultado no conjunto de treino.

Fonte: Produção do autor.

Ao comparar a Figura 3.41 e a Figura 3.42, podemos observar que a densidade da bainha magnética possui valores muito maiores do que os observados no lado da magnetosfera. Isso acontece pela compressão do vento solar, que acumula partículas na região frontal da magnetosfera.

Como o modelo de n_s se mostrou adequado, podemos utilizá-lo para um perfil de vento solar sintético, como feito para o campo magnético. A Figura 3.43 apresenta o resultado ao variar a densidade do vento solar. Observamos uma relação quase linear com n_s , mostrando que o modelo capturou o resultado mostrado pela alta correlação destes dois parâmetros.

Figura 3.43 - Previsão para n_s para um perfil sintético do vento solar.



Resultado obtido ao aplicar o modelo de previsão de n_s para dados sintéticos do vento solar, variando apenas a densidade do vento solar n .

Fonte: Produção do autor.

3.6.1 Possíveis aplicações para os modelos

Estes modelos podem ser usados para compreender melhor a relação entre estruturas do vento solar e a interface entre o vento solar e a magnetosfera, seja utilizando dados reais do vento solar, como utilizando dados idealizados para o vento solar. Na próxima seção, iremos mostrar mais uma aplicação, que consiste em usar os perfis gerados em simulações por partículas.

4 SIMULAÇÕES DA MAGNETOSFERA

4.1 Simulações da interação do vento solar com a magnetosfera terrestre

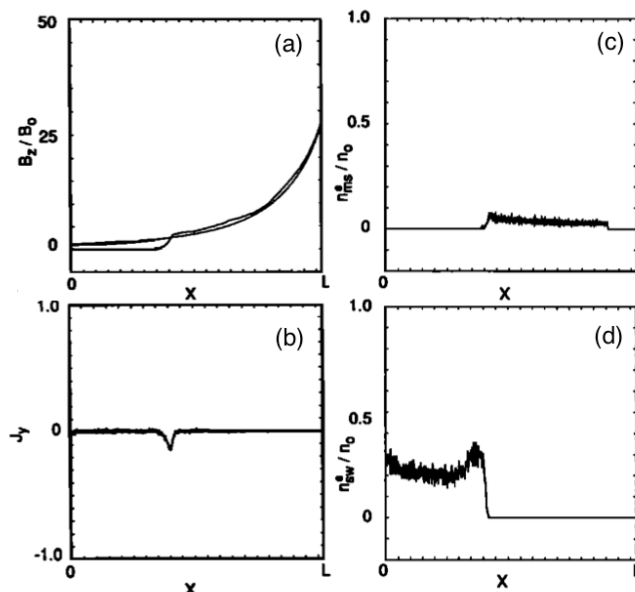
Usualmente, para realizar simulações na escala da magnetosfera, são utilizados códigos MHD (LYON et al., 2004; TÓTH et al., 2005), devido às escalas temporais longas dos processos, ou seja, as variações temporais são lentas. Como muitos processos macroscópicos são controlados por fenômenos microscópicos, a forma mais realista de simular a magnetosfera seria utilizando simulações por partículas. Porém, a resolução e o elevado número de partículas necessário torna praticamente inviável, sendo usualmente utilizados modelos de fluidos para sobrepor estes obstáculos. Com os modelos e computadores mais recentes, diversas simulações em larga escala vêm sendo realizadas, principalmente utilizando códigos implícitos como o iPIC3D, que permite simular escalas maiores.

Algumas das primeiras simulações unidimensionais e bidimensionais da magnetopausa realizadas utilizando simulação por partículas foram feitas por Okuda (1992) e Okuda (1993). Nestas simulações foram mostradas as características das partículas do vento solar ao atingir o campo magnético ambiente e a formação da corrente da magnetopausa. Apesar do tamanho e número de partículas limitadas, algumas características básicas da formação da corrente foram observadas, como o tamanho da região da corrente.

Nas simulações unidimensionais (OKUDA, 1992), conforme as partículas entram na caixa de simulação, o campo magnético ambiente, representado por um dipolo, é deformado. Ao atingir o equilíbrio, o dipolo magnético fora da magnetosfera é anulado, restando apenas o campo magnético do vento solar. Já o campo magnético dentro da magnetosfera é intensificado, devido à compressão. Ocorre ainda um acúmulo de partículas na frente da magnetosfera, uma vez que apenas poucas partículas mais energéticas conseguem ultrapassar o ponto de equilíbrio e entrar na magnetosfera.

Na Figura 4.1 é apresentado o resultado de uma das simulações de Okuda (1992). A configuração inicial da simulação apresentava um dipolo com o campo apenas na direção z , e a caixa de simulação preenchida com um plasma magnetosférico de baixa densidade e alta temperatura. A densidade do plasma da magnetosfera é 10 vezes menor que o do vento solar enquanto a temperatura é 10 vezes maior. O vento solar é então inserido a partir de $x = 0$ e as partículas podem se movimentar apenas na direção x .

Figura 4.1 - Simulação unidimensional da corrente da magnetopausa.



Resultado da simulação por partículas unidimensional apresentando a formação da corrente da magnetopausa. (a) Campo magnético inicial e final, (b) corrente na direção y , (c) densidade dos elétrons magnetosféricos e (d) densidade de elétrons do vento solar.

Fonte: Adaptado de Okuda (1992).

O painel (a) da Figura 4.1 apresenta a componente z do campo magnético no início e no final da simulação. É possível observar a compressão do campo, enfraquecendo de um lado e intensificando do outro. Já os painéis (c) e (d) apresentam a densidade de elétrons magnetosféricos e do vento solar, respectivamente. O vento solar é freado ao atingir o ponto de equilíbrio, resultando em uma queda abrupta no mesmo ponto onde o campo magnético é comprimido, onde aparece a corrente da magnetopausa (Painel (b)).

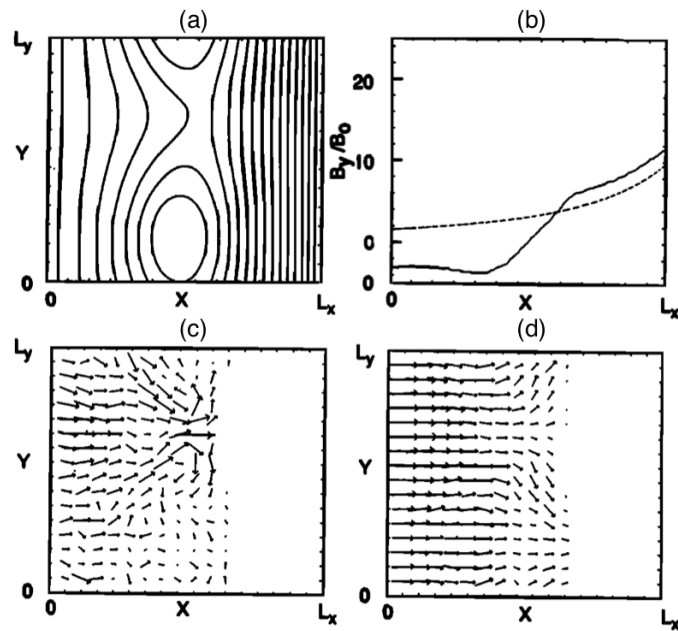
Em seu trabalho, Okuda (1992) também apresenta resultados para diferentes intensidades e orientações do campo magnético interplanetário, sempre o mantendo na direção z . Com o campo magnético interplanetário na direção z negativa, a largura da lâmina de corrente aumenta em relação aos outros casos, surgindo outros processos dentro da região da corrente. A intensidade da corrente obtida, entretanto, é menor do que nos casos sem campo magnético interplanetário ou com campo na direção z positiva.

Posteriormente, Okuda (1993) realizou simulações por partículas bidimensionais da

corrente da magnetopausa, na região subsolar. Estas simulações foram feitas no plano formado pelo eixo Sol-Terra (x) e o eixo do dipolo terrestre (chamado de y). Nas simulações com campo magnético interplanetário no sentido contrário ao campo dipolar terrestre foi observada a ocorrência de reconexão magnética. A reconexão permite a entrada de partículas e controla o tamanho e a dinâmica da corrente da magnetopausa. Apesar de ocorrer reconexão, a posição da corrente da magnetopausa continua sendo controlada pelo balanço de pressão entre o vento solar e o plasma da magnetosfera.

A reconexão pode ser observada na Figura 4.2, que apresenta no painel (a) as curvas de nível do potencial vetor, A . Ao ocorrer a reconexão, surge um caminho "livre" para as partículas entrarem na magnetosfera, que pode ser observado nos painéis (c) e (d), que apresentam o vetor de fluxo de elétrons e íons. Na mesma região onde ocorre a reconexão magnética, o fluxo de partículas, calculado a partir da velocidade de fluxo, aponta para dentro da magnetosfera.

Figura 4.2 - Simulação bidimensional da corrente da magnetopausa.



Resultado da simulação por partículas bidimensional da corrente da magnetopausa na região subsolar com campo magnético interplanetário no sentido oposto ao campo dipolar. (a) Curvas de nível do potencial vetor, (b) campo magnético inicial (linha tracejada) e final, (c) vetor de fluxo de elétrons e (d) vetor de fluxo de íons.

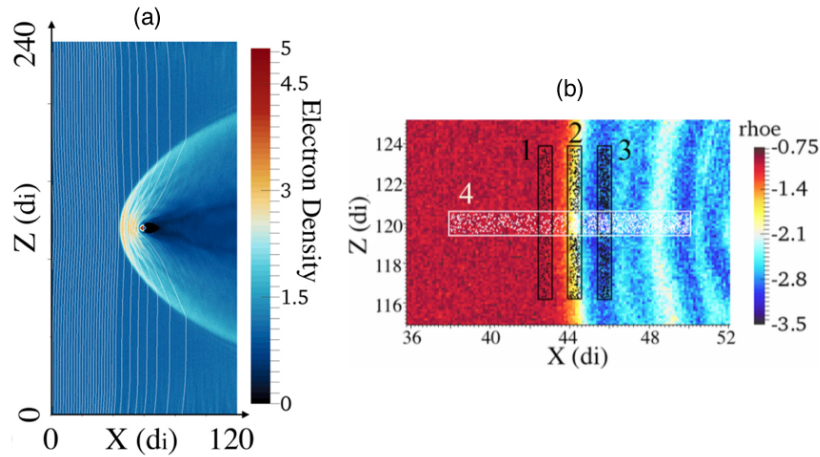
Fonte: Adaptado de Okuda (1993).

Como em Okuda (1992) o campo magnético na direção y , apresentado no painel (b) da Figura 4.2, apresenta a compressão. Neste painel a linha tracejada representa o campo magnético inicial e a linha sólida o campo magnético ao final da simulação. Como neste caso o campo magnético interplanetário aponta na direção $-y$, enquanto o dipolo inicial está orientado com y positivo, o campo fora da magnetosfera apresenta um valor negativo. Dentro da magnetosfera ocorre novamente uma intensificação do campo.

Peng et al. (2015) realizaram uma simulação bidimensional da magnetosfera de um planeta com campo magnético dipolar, no plano xz , onde x é a direção do eixo Sol-Terra e z é o eixo do dipolo. Este planeta representa a Terra, porém possui um tamanho muito menor. Foram obtidas as funções de distribuição na região frontal da magnetosfera bem como a propagação de ondas nessa região. Esta simulação foi realizada utilizando código por partículas iPIC3D, utilizado nesta tese e descrito na Seção 4.3.

Após a formação da magnetosfera, mostrada no painel (a) da Figura 4.3, Peng et al. (2015) analisaram as características das partículas na região subsolar da magnetosfera criada. O painel (b) da Figura 4.3 apresenta a região de interesse para este estudo. As sub-regiões marcadas de 1 a 3 foram utilizadas para obter a função de distribuição de ambos prótons e elétrons, enquanto a sub-região 4 foi utilizada para obter o espaço de fase na direção x .

Figura 4.3 - Simulação bidimensional da formação da magnetosfera com iPIC3D.

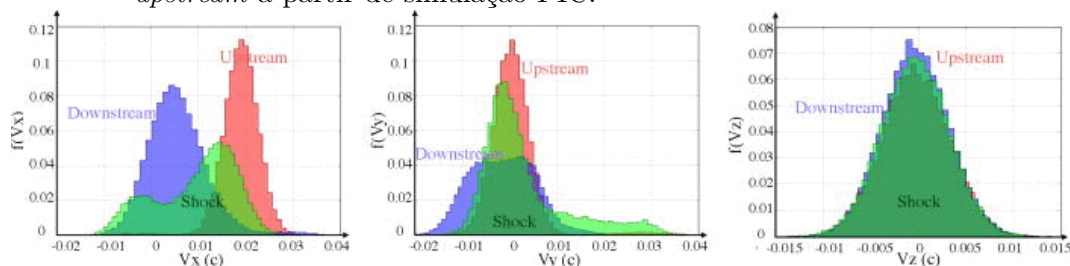


(a) Visão geral da densidade de elétrons após a estabilização da magnetosfera com as linhas de campo magnético sobrepostas. (b) Região subsolar do painel (a), com as diferentes regiões onde foram obtidas as funções de distribuição. Os eixos são normalizados pelo comprimento inercial dos íons, definido por $d_i = c/\omega_{pi}$.

Fonte: Adaptado de Peng et al. (2015).

Ao analisar a função de distribuição dos prótons, apresentadas na Figura 4.4, é possível identificar que as regiões 1, 2 e 3 são regiões de *upstream* (em vermelho), choque (em verde) e *downstream* (em azul). Na direção x os prótons são acelerados na região do *upstream*, mostrada pela função de distribuição centrada em $v_x = 0,02c$. Ao passar pela região de choque as partículas são desaceleradas, passando a possuir velocidade de deriva $v_x = 0,002c$. Além disto, os prótons são aquecidos, o que é observado a partir da largura da função de distribuição.

Figura 4.4 - Funções de distribuição dos prótons para a região de choque, *downstream* e *upstream* a partir de simulação PIC.



Funções de distribuição dos íons para v_x (esquerda), v_y (centro) e v_z (direita). Em vermelho a distribuição na região de *upstream*, em azul na região de *downstream* e em verde na região do choque.

Fonte: Peng et al. (2015).

A função de distribuição dos elétrons também foi estudada, porém não foram observadas grandes alterações. Um detalhe interessante observado é a existência de ondas whistler alinhadas ao campo geomagnético na região de choque. Elas foram identificadas utilizando transformada de Fourier da componente y do campo elétrico.

Outros trabalhos utilizando simulações por partículas da magnetosfera estudam a formação das diferentes regiões, bem como o impacto de estruturas do vento solar ao atingir a magnetosfera. Cai et al. (2015) utilizaram simulações por partícula para estudar a dinâmica das cúspides polares, comparando com resultados de simulação MHD e dados observacionais. A formação da magnetosfera e da frente de choque foi analisada por Yang et al. (2016) para diferentes condições do vento solar, utilizando grande resolução espacial e temporal. Por outro lado, Ashida et al. (2014) utilizaram dipolos de diferentes intensidades para estudar a formação da magnetosfera, mostrando a resposta de magnetosferas de diferentes tamanhos ao vento solar.

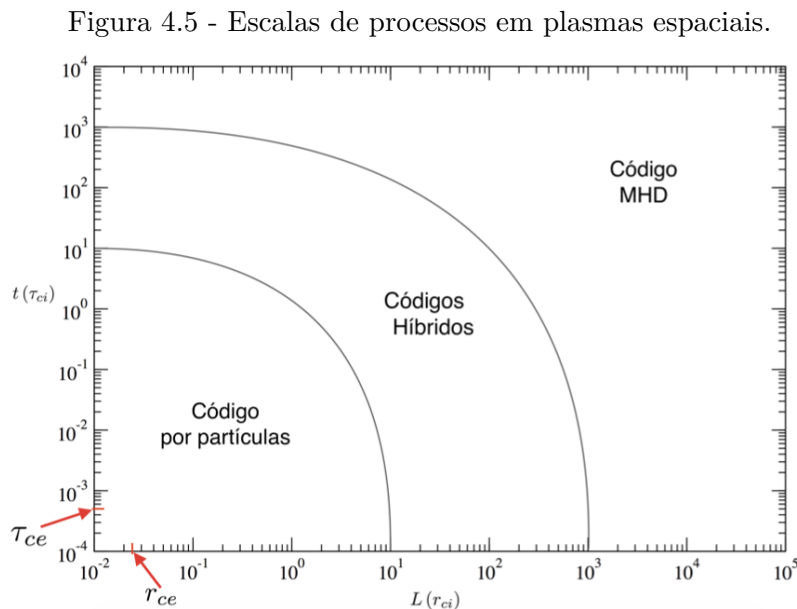
Nas simulações encontradas na literatura, os processos e dinâmicas de diferentes regiões da magnetosfera são reproduzidos de forma satisfatória. Em muitos casos, entretanto, a escala da magnetosfera deve ser reduzida devido a limitações computacionais. Com isto, alguns processos não são bem representados. Por exemplo, em Ashida et al. (2014), é observada uma corrente similar à corrente anelar, porém ela não é fechada (circular). É demonstrado então que esta corrente na verdade surge pelo giro dos elétrons no campo magnético, diferente da corrente anelar. Assim as simulações por partículas da magnetosfera se mostram uma poderosa ferramenta no estudo de processos magnetosféricos, mas devem ser usados com cuidado de acordo

com as escalas utilizadas.

4.2 Modelos de simulação

Existem dois tipos básicos de simulação para plasmas espaciais: cinética e fluidos. A escolha do código de simulação depende das escalas dos processos a serem estudados. Em processos com tempos característicos da ordem do período de plasma dos elétrons e com distâncias características da ordem do comprimento de Debye, os efeitos da função de distribuição são importantes. Nestes casos é preciso utilizar um modelo cinético. Em grande escala espacial e/ou temporal é possível utilizar modelos de fluidos, no qual são tomados os momentos da função de distribuição para obter variáveis macroscópicas, as quais serão evoluídas ao longo da simulação. Podem ainda ser utilizados códigos híbridos, que resolvem uma das espécies de forma cinética e a outra como fluido, sendo bem empregados em escalas intermediárias (BIRDSALL; LANGDON, 2004).

Na Figura 4.5 estão representados os tempos e distâncias características dos fenômenos e qual tipo de código é mais adequado a cada região.



Escalas temporais ($t(\tau_{ci})$) e espaciais ($L(r_{ci})$) de processos indicando as regiões onde cada tipo de simulação é mais bem aplicada. τ_{ci} (τ_{ce}) e r_{ci} (r_{ce}) são o período e o raio de giro dos íons (elétrons).

Fonte: Adaptado de Winske e Omidi (1996).

Em grande parte dos plasmas interplanetários é possível considerar o plasma como sendo não colisional, o que significa que a frequência de plasma é maior que a frequência de colisão entre as partículas. Isto é válido para diversas regiões da magnetosfera, não sendo válido em regiões mais próximas à Terra. Nesta região, a densidade de partículas neutras aumenta e os efeitos das colisões não podem ser considerados desprezíveis.

4.2.1 Equações de Maxwell

Antes de discutir os diferentes tipos de simulação existentes, é preciso introduzir um conjunto básico de equações que rege os campos eletromagnéticos, as Equações de Maxwell. Muitos modelos de simulações de plasma resolvem estas equações de forma autoconsistente. Este conjunto de equações define como os campos e densidade de carga e corrente se interconectam. As equações de Maxwell no vácuo podem ser escritas como:

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{\rho}{\varepsilon_0}, \quad (4.1)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{J} + \mu_0 \varepsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (4.2)$$

$$\nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t}, \quad (4.3)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (4.4)$$

em que \mathbf{E} é o campo elétrico, \mathbf{B} é o campo magnético, ρ é a densidade de carga, \mathbf{J} é a densidade de corrente e ε_0 e μ_0 são permissividade e permeabilidade do vácuo, respectivamente (GRIFFITHS, 2005).

4.2.2 Simulações cinéticas

Os modelos cinéticos podem ser resolvidos de duas formas principais: calculando a evolução da função de distribuição das partículas através da equação de Vlasov ou acompanhando o movimento das partículas existentes no plasma.

Como estes códigos são ideais para curtas escalas temporais e espaciais, são muito

utilizados para estudar processos de interação onda-partícula (NUNN, 1990), onda-onda (HENRI et al., 2010) e reconexão magnética (UMEDA et al., 2009).

Alguns códigos de simulação acompanham a evolução da função de distribuição, como as simulações de Vlasov. Estes códigos resolvem a equação de Vlasov para as partículas do plasma (WINSKE; OMIDI, 1996), assim:

$$\frac{\partial f_j}{\partial t} + \mathbf{v} \cdot \nabla_r f_j + \frac{q_j}{m_j} (\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B}) \cdot \nabla_v f_j = 0, \quad (4.5)$$

em que f_j é a função de distribuição, que, no caso mais genérico é descrita no espaço de fase com 6 dimensões, sendo três espaciais x, y, z e três em velocidade v_x, v_y, v_z , para as diferentes espécies representadas pelo subíndice j .

Considerando apenas o espaço de velocidade, podemos utilizar a função de distribuição Maxwelliana, porém outras funções de distribuição têm sido utilizadas para representar plasmas espaciais (LIVADIOTIS; MCCOMAS, 2013). A função de distribuição Maxwelliana pode ser escrita como:

$$f = \frac{1}{(\pi v_{th}^2)^{3/2}} e^{-v^2/v_{th}^2}, \quad (4.6)$$

em que v_{th} é a velocidade térmica da espécie.

Para completar o sistema são necessárias as equações de evolução dos campos, dadas pelas equações de Maxwell apresentadas nas Equações 4.1, 4.2, 4.3 e 4.4. A corrente \mathbf{J} e a densidade de carga ρ são definidas pelas funções de distribuição, a partir das seguintes equações:

$$\rho = \sum_j q_j \int f_j d^3r d^3v, \quad (4.7)$$

$$\mathbf{J} = \sum_j q_j \int f_j \mathbf{v} d^3r d^3v. \quad (4.8)$$

Assim, diferentes aproximações podem ser realizados para simplificar a equação de Vlasov. Por exemplo, considerando a função de distribuição composta por uma parte em equilíbrio, f_0 , e uma parte perturbada f_1 , assim:

$$f = f_0 + f_1. \quad (4.9)$$

A aproximação é realizada ao considerar que $f_1 \ll f_0$. Assim, substituindo na Equação 4.5, considerando apenas o caso eletrostático e calculando a média é possível obter a equação da difusão, ao desconsiderar os termos de ordem mais alta:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial v} \left(D \frac{\partial f}{\partial v} \right), \quad (4.10)$$

em que D é o coeficiente de difusão. Exemplos de códigos que resolvem a equação de difusão para evoluir a função de distribuição são o CRCM (do inglês *Comprehensive Ring Current Model*) e o CIMI (do inglês *Comprehensive Inner Magnetosphere-Ionosphere*), ambos utilizados para simular a dinâmica das partículas da magnetosfera interna (FOK et al., 2014).

Nos códigos por partícula, por outro lado, são resolvidas as equações de movimento para as partículas individuais que constituem o plasma (BIRDSALL; LANGDON, 2004), ou seja:

$$\frac{d\mathbf{x}_i}{dt} = \mathbf{v}_i, \quad (4.11)$$

$$m \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \mathbf{F}_i, \quad (4.12)$$

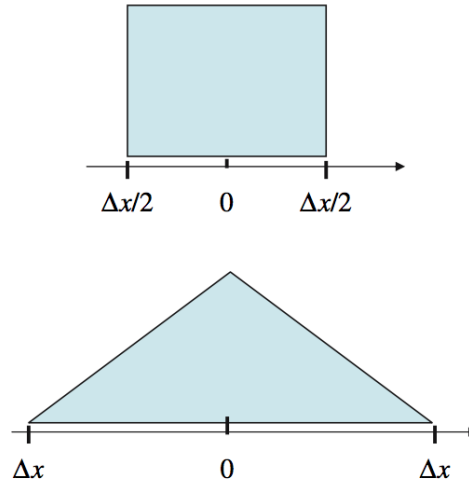
em que m é a massa da espécie, \mathbf{x}_i e \mathbf{v}_i são respectivamente a posição e velocidade da partícula i e \mathbf{F}_i é a força eletromagnética agindo sobre a partícula, dada por:

$$\mathbf{F}_i = q (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}). \quad (4.13)$$

Os campos são evoluídos utilizando as equações de Maxwell. Como o número de partículas reais existentes impossibilitaria a simulação, é utilizado o conceito de superpartícula. A superpartícula é um artifício matemático que representa um grande número de partículas reais, conservando os parâmetros reais do plasma. Além de diminuir a quantidade de cálculos necessários, o modelo de superpartículas reduz os efeitos do tamanho finito das partículas reais; a interação coulombiana tende a infi-

nito quando duas partículas pontuais ficam muito próximas (SIMÕES JR. et al., 2011; BIRDSALL; LANGDON, 2004). A forma da superpartícula, definida por uma função de ponderação S , é utilizada para mapear as quantidades associadas às superpartículas para a grade espacial. A Figura 4.6 apresenta algumas formas possíveis para as superpartículas.

Figura 4.6 - Função de ponderação.



Exemplos de formas da função de ponderação. No painel superior a interpolação de ordem zero e no painel inferior a interpolação de primeira ordem.

Fonte: Tskhakaya (2008).

Uma função de ponderação comumente utilizada encontra-se no painel inferior da Figura 4.6. Esta função além de ser bastante simples, representa de forma aceitável o sistema real, sem perda de tempo computacional (TSKHAKAYA, 2008; LANGDON, 1970). Ela pode ser escrita como:

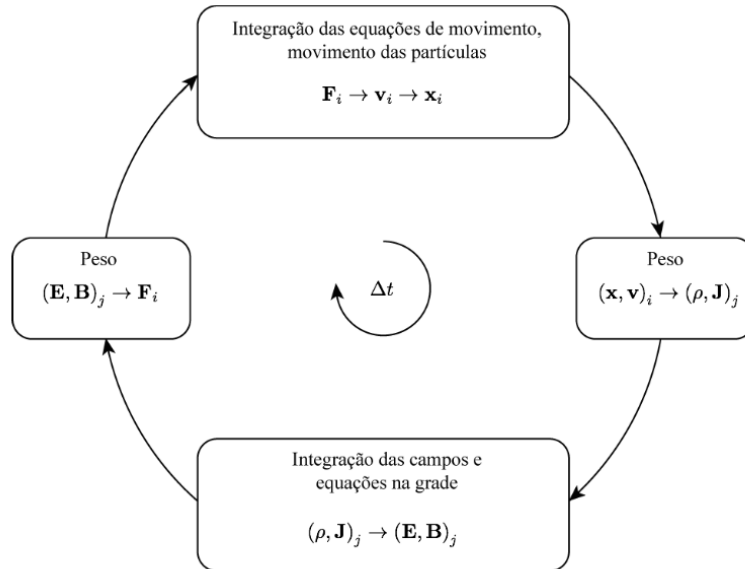
$$S(x) = \frac{X_i - |x|}{\Delta x}, \quad (4.14)$$

em que X_i é a posição da superpartícula, Δx é o tamanho da superpartícula e x é a variável independente.

Durante um passo temporal, inicialmente são resolvidas as posições das partículas a partir da força eletromagnética. Com as novas velocidades e posições são calculadas as densidades de carga e corrente. Utilizando estes valores, a seguir são calculados

os novos valores dos campos elétricos e magnéticos e finalmente calculada a nova força que agirá sobre as partículas, e o ciclo é repetido no próximo passo temporal. Este esquema está apresentado na Figura 4.7.

Figura 4.7 - Sequência de cálculos em um passo temporal.



Esquema de evolução das equações dentro de um passo temporal Δt em uma simulação por partículas.

Fonte: Adaptado de Birdsall (1991).

Para resolver as equações, os campos devem ser discretizados em uma grade espacial, onde os campos e densidades de cargas e correntes serão calculados, além de serem discretizados também no tempo. Os códigos podem ser explícitos, ou seja, as variáveis em um tempo $t + \Delta t$ dependem apenas das variáveis conhecidas em t , ou implícitos, em que os valores calculados dependem de variáveis definidas em tempos posteriores. Os esquemas implícitos são mais complexos, porém mais estáveis e permitem maiores valores da razão entre os passos temporais e espaciais, além de facilitar as simulações com valores mais reais para a razão entre as massas das espécies (LANGDON et al., 1983; RICCI et al., 2002). Alguns exemplos de códigos por partículas atualmente utilizados são: KEMPO, iPIC3D, VPIC (MATSUMOTO; OMURA, 1985; MARKIDIS et al., 2010; BOWERS et al., 2009).

Para adicionar efeitos de colisões pode ser utilizado o método de Monte Carlo. Assim,

durante a evolução do movimento da partícula, define-se se ocorre ou não uma colisão entre duas partículas. Isto é definido utilizando a probabilidade de ocorrência de uma colisão, que depende do livre caminho médio entre as partículas (BIRDSALL, 1991).

4.2.3 Simulações de fluidos

A base da teoria magnetohidrodinâmica, ou MHD, é considerar o plasma como um fluido, ou múltiplos fluidos carregados. Assim, este tipo de simulação é utilizado para fenômenos em larga escala temporal e espacial, ou seja, macroscópica. A abordagem utilizada varia, novamente, de acordo com o que se quer observar na simulação, existindo assim diversas aproximações que podem ser utilizadas. Uma muito comum é a teoria MHD resistiva, que resolve o seguinte sistema de equações, na forma conservativa (POWELL et al., 1999):

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} = -\nabla \cdot (\rho_m \mathbf{v}), \quad (4.15)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho_m \mathbf{v}) = -\nabla \cdot \left[\rho_m \mathbf{v} \mathbf{v} + \left(p + \frac{B^2}{2\mu_0} \right) \mathbf{I} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{\mu_0} \right], \quad (4.16)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} = -\nabla \cdot \left[\mathbf{v} (e + p) + \mathbf{v} \cdot \left(\mathbf{I} \frac{B^2}{2\mu_0} - \frac{\mathbf{B}\mathbf{B}}{\mu_0} \right) - \eta \mathbf{B} \times \nabla^2 \mathbf{B} \right], \quad (4.17)$$

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{v} \times \mathbf{B}) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}, \quad (4.18)$$

em que ρ_m é a densidade de massa, \mathbf{v} é a velocidade, p é a pressão, \mathbf{I} é o tensor unidade, $\eta = 1/\mu_0\sigma$ em que σ é a condutividade e e é a energia, dada por:

$$e = \frac{p}{\gamma - 1} + \frac{\rho_m v^2}{2} + \frac{B^2}{2\mu_0}. \quad (4.19)$$

As Equações 4.15, 4.16 e 4.17 representam, respectivamente, a conservação de massa, de momento e de energia e a Equação 4.18 é a equação da indução. Na aproximação MHD ideal esta equação teria apenas o primeiro termo do lado direito, com as linhas de campo congeladas no plasma. Esse conjunto de equações é resistivo por incluir o efeito da dissipação, representado pelo lado direito da lei de Ohm:

$$\mathbf{E} + \mathbf{v} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{J}, \quad (4.20)$$

o que introduz o segundo termo do lado direito na Equação 4.18.

Além de diferentes abordagens dentro da teoria MHD, existem também diferentes métodos de soluções das equações, sendo os mais conhecidos o método de diferenças finitas e o esquema de Lax-Wendrof (BRUNEL et al., 1981). Exemplos de códigos MHD voltados para plasmas espaciais são o BATS-R-US e LFM (POWELL et al., 1999; LYON et al., 2004).

4.2.4 Simulações híbridas

Como dito, os códigos híbridos atuam em escalas intermediárias. Este tipo de simulação realiza uma mistura dos dois esquemas de simulação apresentados anteriormente, utilizando descrições diferentes para as diferentes espécies (WINSKE; OMIDI, 1996).

Por exemplo, este tipo de simulação pode considerar os elétrons como fluido e os íons descritos de forma cinética, como descrito no modelo utilizado por Bagdonat e Motschmann (2002). Neste caso a simulação descreve os efeitos nas escalas dos íons.

Além das escalas espaciais e temporais do fenômeno estudado, outros fatores também são importantes na escolha do tipo de simulação a ser utilizada, como por exemplo as limitações de hardware necessárias.

Em simulações por partículas um dos principais problemas é a grande quantidade de partículas por ponto da grade espacial necessárias para que os fenômenos possam ser observados, como por exemplo na difusão no espaço de fase e na propagação de ondas. Como também são necessárias grandes grades espaciais, o número total de partículas chega a ordem de 10^8 em códigos tridimensionais, sendo para isso essencial o uso de supercomputadores ou Cluster (BIRDSALL; LANGDON, 2004).

Este problema é apresentado tanto na quantidade de operações que devem ser resolvidas a cada passo temporal, movendo todas as partículas do sistema, quanto no armazenamento dos dados. O ato de salvar os dados de posições e velocidade de todas as partículas em diferentes tempos gera enormes arquivos que devem ser armazenados e posteriormente processados.

Em simulação MHD o uso de mais termos nas equações também implica necessidade de maior poder computacional, uma vez que as equações tornam-se cada vez mais

complexas. O modelo MHD mais simples utilizado é baseado nas equações MHD ideais, que não possui efeitos da resistividade, além de outras aproximações.

Tanto os códigos por partículas quanto os MHD precisam respeitar a condição de Courant, isto é, o tamanho da grade deve ser tal que $\Delta x/\Delta t < c$. A exceção a isto são os códigos por partículas implícitos (LANGDON et al., 1983).

Também é sempre essencial que a divergência do campo magnético se mantenha nula, para isto os esquemas computacionais normalmente empregados tentam minimizar (BRACKBILL; BARNES, 1980) a divergência do campo, tornando assim esta condição como condição inicial.

4.3 Código iPIC3D

O código de simulações por partículas iPIC3D é um código multiescala que não possui as limitações dos tamanhos das grades e dos passos temporais, apresentados anteriormente. Para isso, ele utiliza o método implícito para evoluir no tempo as equações de movimento e de Maxwell. Este código foi desenvolvido com o objetivo de simular eventos de reconexão magnética, mas também é útil para outros processos.

No sistema gaussiano as equações de Maxwell discretizadas no tempo podem ser escritas como (RICCI et al., 2002):

$$\nabla \times \mathbf{E}^{n+\theta} + \frac{1}{c\Delta t} (\mathbf{B}^{n+1} - \mathbf{B}^n) = 0, \quad (4.21)$$

$$\nabla \times \mathbf{B}^{n+\theta} - \frac{1}{c\Delta t} (\mathbf{E}^{n+1} - \mathbf{E}^n) = \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}^{n+1/2}, \quad (4.22)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E}^{n+\theta} = 4\pi\rho^{n+\theta}, \quad (4.23)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B}^n = \nabla \cdot \mathbf{B}^{n+1} = 0, \quad (4.24)$$

em que n é o passo temporal, Δt é o tamanho de cada passo temporal, c é a velocidade da luz e $0 < \theta < 1$ é um parâmetro utilizado para ajustar a relação de dispersão. Para $\theta < 1/2$ o algoritmo é instável e ao utilizar $\theta = 1$ ondas de alta frequência são fortemente absorvidas na simulação. As variáveis definidas em um instante de

tempo $n + \theta$ são calculadas de forma linear por $U^{n+\theta} = \theta U^{n+1} + (1 - \theta)U^n$.

Considerando $\theta = 1$ o campo elétrico pode ser resolvido a partir da Equação de Maxwell de segunda ordem para o campo elétrico, obtida tomando o rotacional da Equação 4.21 e substituindo as equações 4.22 e 4.23 no resultado. Não é necessário uma equação de segunda ordem para o campo magnético, uma vez que ele pode ser obtido utilizando a Equação 4.22. O sistema para os campos eletromagnéticos que deve ser resolvido pode então ser escrito como:

$$\mathbf{E}^{n+1} - (c\Delta t)^2 \nabla^2 \mathbf{E}^{n+1} = \mathbf{E}^n + c\Delta t \left(\nabla \times \mathbf{B}^n - \frac{4\pi}{c} \mathbf{J}^{n+1/2} \right) - (c\Delta t)^2 4\pi \nabla \rho^{n+1}, \quad (4.25)$$

$$\mathbf{B}^{n+1} = \mathbf{B}^n - c\Delta t \nabla \times \mathbf{E}^{n+1}. \quad (4.26)$$

O problema em resolver as equações junto das equações de movimento são os termos fonte, \mathbf{J} e ρ , que devem ser conhecidos em um momento posterior, respectivamente $n + 1/2$ e $n + 1$. Porém, estes valores dependem das novas posições e velocidades, que por sua vez dependem dos novos valores do campo. No iPIC3D os termos fontes são calculados utilizando uma extrapolação baseada em uma expansão de Taylor. Devido a esta expansão, surge uma condição de estabilidade, que sendo satisfeita garante que o método se mantenha estável. Esta condição pode ser escrita como:

$$\mathbf{v}_{the} \frac{\Delta t}{\Delta x} = \lambda_{De} \omega_{pe} \frac{\Delta t}{\Delta x} < 1, \quad (4.27)$$

e permite o uso de um espaçamento da grade espacial (Δx) maior do que o comprimento de Debye, possibilitando o uso de valores de Δx muito maiores do que em códigos explícitos (MARKIDIS et al., 2010). As partículas são evoluídas utilizando as equações de movimento apresentadas anteriormente (Equações 4.11, 4.12 e 4.13).

4.4 Simulações de reconexão magnética com perfil de campo magnético previstos por rede neural

Para esta aplicação, foi utilizada a condição inicial do campo magnético descrita em Markidis et al. (2012), adaptada posteriormente por Schmitz (2020), para a inclusão de um perfil assimétrico de densidade e campo magnético. Considerando que

a simulação 2D é realizada no plano XY, com a direção X sendo perpendicular à lâmina de corrente, o campo magnético inicial consiste no perfil de Harris assimétrico, ao qual é adicionado uma perturbação da forma:

$$\delta A_z = A_{z0} e^{-\frac{x^2+y^2}{\lambda}} \cos\left(\frac{\pi x}{L_\Delta}\right) \cos\left(\frac{\pi y}{L_\Delta}\right), \quad (4.28)$$

em que A_{z0} é uma constante, λ é a largura da lâmina de corrente e $L_\Delta = 10\lambda$. Como o campo magnético é definido como o rotacional do potencial vetor, e o potencial definido pela Equação 4.28 é invariante na direção z , podemos escrever:

$$\mathbf{B} = \nabla \times \mathbf{A} = \frac{\partial A_z}{\partial y} \hat{x} - \frac{\partial A_z}{\partial x} \hat{y}, \quad (4.29)$$

a perturbação no potencial vetor resulta em um campo magnético da forma:

$$\delta B_x = \frac{A_{z0}}{\lambda} e^{-\frac{x^2+y^2}{\lambda}} \cos\left(\frac{\pi y}{L_\Delta}\right) \left[-\frac{\pi}{10} \sin\left(\frac{\pi x}{L_\Delta}\right) - \frac{2x}{\lambda} \cos\left(\frac{\pi x}{L_\Delta}\right) \right], \quad (4.30)$$

$$\delta B_y = \frac{A_{z0}}{\lambda} e^{-\frac{x^2+y^2}{\lambda}} \cos\left(\frac{\pi x}{L_\Delta}\right) \left[\frac{\pi}{10} \sin\left(\frac{\pi y}{L_\Delta}\right) + \frac{2y}{\lambda} \cos\left(\frac{\pi y}{L_\Delta}\right) \right]. \quad (4.31)$$

Nesta perturbação, consideramos ainda que $A_{z0} = 0,4B_0\lambda$, sendo B_0 definido pela Equação 2.3.

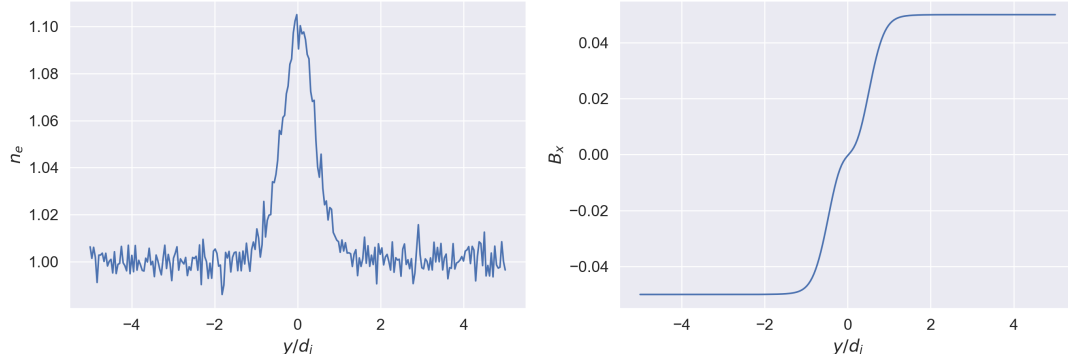
Iremos modificar a condição inicial para incluir o campo magnético definido pela Equação 2.5 e a densidade definida pela Equação 2.6. Estas equações são da mesma forma das equações utilizadas por Schmitz (2020), porém com a vantagem de ser definida em termos mais físicos, os parâmetros do lado da bainha B_s e n_s , e a razão entre os dois lados, isto é, $C_1 = B_m/B_s$ e $C_2 = n_m/n_s$. Iremos realizar três simulações diferentes para mostrar a aplicação do modelo de rede neural para a definição dos parâmetros e entender a diferença na reconexão magnética na região. As simulações são realizadas em 2D.

4.4.1 Caso padrão

Inicialmente iremos simular um caso simétrico sem alteração. Os perfis iniciais de densidade e campo magnético estão representados na Figura 4.8. A densidade é composta por duas populações, uma de fundo, inicialmente em repouso, e outra que

forma a lâmina de corrente, que possui uma velocidade de deriva.

Figura 4.8 - Configuração inicial de densidade e campo magnético da simulação simétrica.



Painel esquerdo: perfil de densidade inicial somando as duas populações de elétrons, normalizado pela densidade do lado da bainha magnética ($y < 0$). Painel direito: perfil de campo magnético B_x para o caso simétrico.

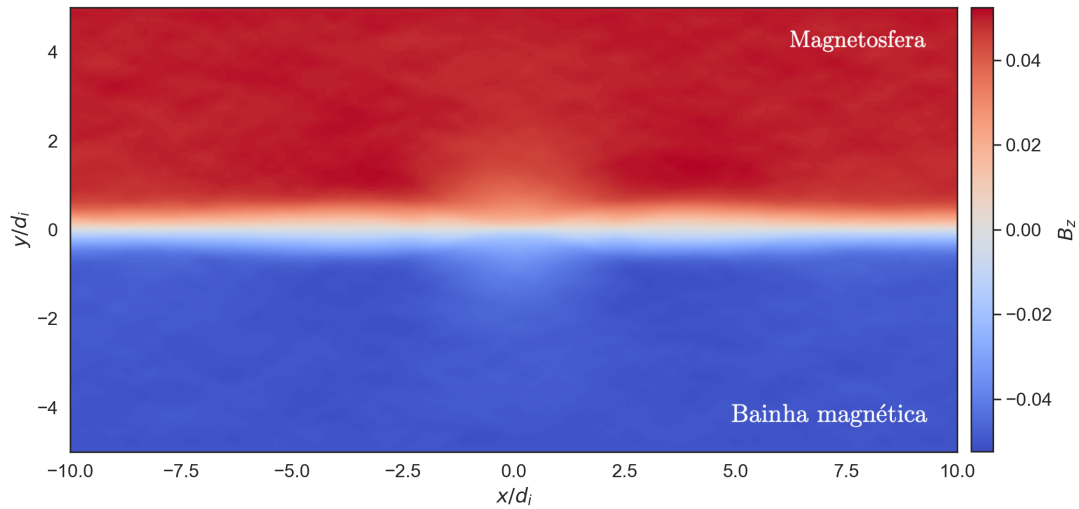
Fonte: Produção do autor.

Esta corrente pode ser identificada pelo pico de densidade centralizado em $y = 0$ na Figura 4.8, e é definida de forma a gerar uma corrente inicial que sustente o perfil de Harris, possuindo a forma:

$$n(y) = \frac{1}{\cosh^2\left(\frac{y}{L_\Delta}\right)}. \quad (4.32)$$

O campo magnético na direção x é apresentado no plano XY na Figura 4.9, onde definimos a região da bainha magnética como a região onde $B_x < 0$ e a região da magnetosfera onde $B_x > 0$. A magnetopausa encontra-se na região central, onde está a corrente.

Figura 4.9 - Campo magnético B_x inicial para a simulação simétrica.



Perfil inicial de campo magnético B_x para a simulação simétrica, a parte superior ($y > 0$) corresponde a região da magnetosfera enquanto a região inferior ($y < 0$) corresponde a bainha. É possível ainda identificar a perturbação inicial centrada em $y = 0$ e $x = 0$.

Fonte: Produção do autor.

Os parâmetros utilizados para esta simulação estão descritos na Tabela 4.1. Os parâmetros que foram alterados nas simulações são apenas os perfis de campo magnético e densidade, mantendo iguais entre as simulações os parâmetros da grade, o passo temporal e número de ciclos. Nesta simulação os valores de campo magnético e densidade foram definidos de forma simétrica, isto é, $B_m = B_s = B_0 = 0,05$, e a densidade é $n_s = n_m = 1$.

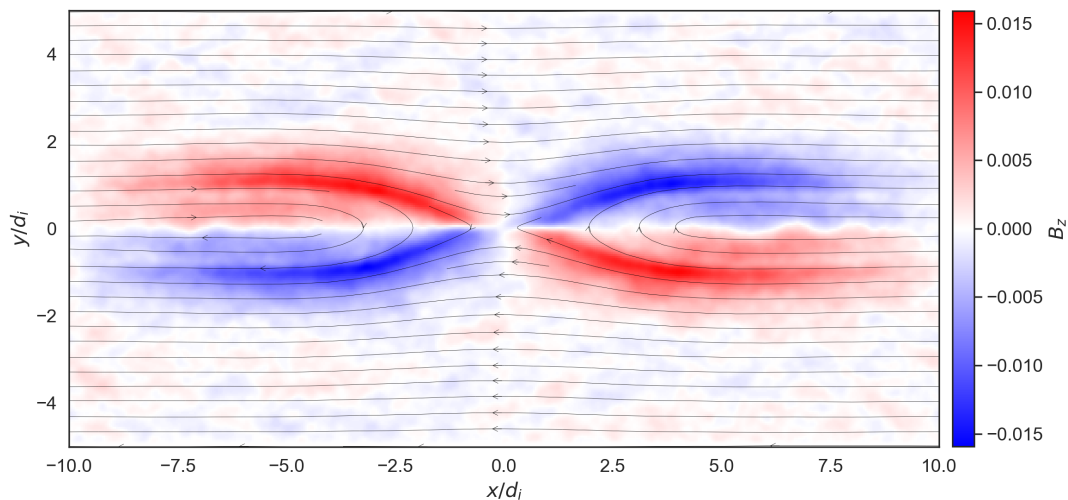
Tabela 4.1 - Parâmetros utilizados para as simulações por partículas.

Parâmetro	Valor	Descrição
L_x	$20d_i$	Comprimento da grade na direção x
L_y	$10d_i$	Comprimento da grade na direção y
nx	480	Número de células na direção x
ny	240	Número de células na direção y
dt	$0,015\omega_{pi}^{-1}$	Passo temporal
m_i/m_e	64	Razão entre as massas dos elétrons e íons
v_{the}	$0,044c$	Velocidade térmica (elétrons)
v_{thi}	$0,0625c$	Velocidade térmica (íons)
v_{di}	$0,065c$	Velocidade de deriva da população da corrente (íons)
v_{de}	$-0,325c$	Velocidade de deriva da população da corrente (elétrons)
λ	$0,5d_i$	Largura da lâmina de corrente

Além das normalizações definidas na Tabela 4.1, os parâmetros ainda são normalizados de tal forma que a velocidade de Alfvén, definida no sistema de coordenadas como sendo $v_A = B/\sqrt{4\pi\mu_0\rho}$, resulte em $B = v_A$, ou seja, $4\pi\mu_0\rho = 1$.

Após 15.000 passos temporais, o que corresponde a $225\omega_{pi}^{-1}$ podemos identificar o padrão quadrupolar no campo B_z , mostrado na Figura 4.10. Este padrão é característico de eventos de reconexão simétricos (MOZER et al., 2002; GOLDMAN et al., 2015).

Figura 4.10 - Campo magnético B_z para o caso simétrico em $t = 225\omega_{pi}^{-1}$.

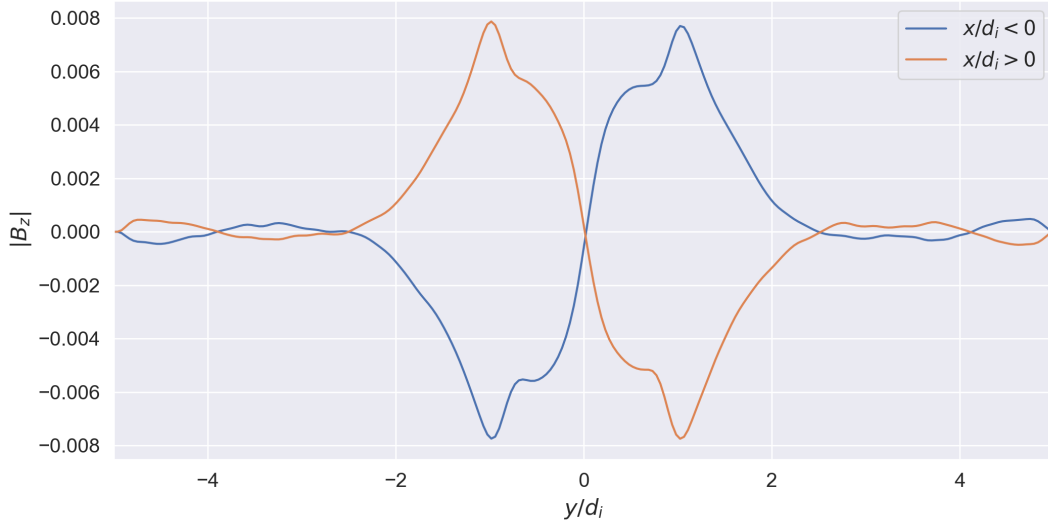


Perfil de campo magnético B_z ao final da simulação, apresentando o padrão quadrupolar esperado para eventos simétricos.

Fonte: Produção do autor.

Para quantificar a simetria observada ao final da simulação, depois de atingir o equilíbrio, podemos usar a média do campo B_z para as regiões $x > 0$ e $x < 0$, apresentado na Figura 4.11. Com esta medida, identificamos que o valor máximo e mínimo representam as regiões do quadrupolo.

Figura 4.11 - Média de B_z para a simulação simétrica.



Média de B_z para as regiões $x < 0$ e $x > 0$, mostrando a simetria entre os máximos e mínimos entre o lado da bainha magnética e da magnetosfera.

Fonte: Produção do autor.

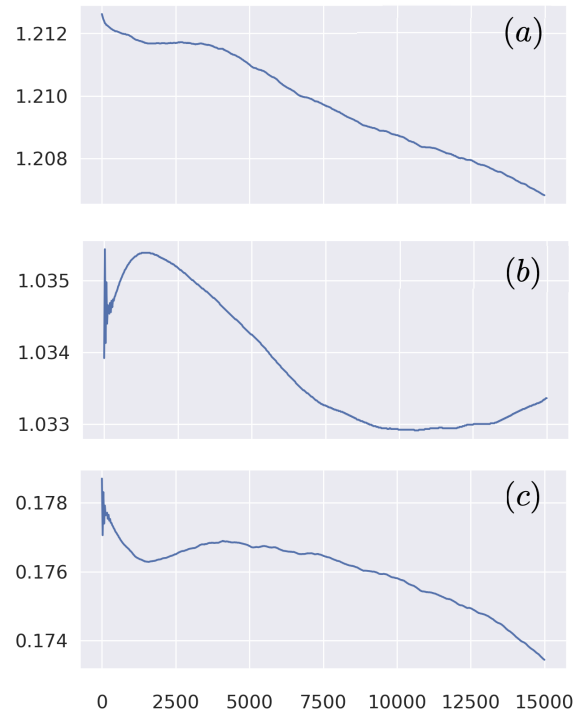
Podemos quantificar esta simetria a partir da razão entre os campos nessas regiões, assim:

$$R_a = \left| \frac{\max(B_z(x > 0))}{\min(B_z(x < 0))} \right|, \quad (4.33)$$

caso o valor obtido seja $R_a < 1$, calculamos $R_a = 1/R_a$, de tal forma a obter um valor de $R_a \geq 1$. Quanto mais próximo de 1 mais próximo do caso simétrico está o perfil de B_z obtido pela simulação. Este número será útil para compararmos os eventos observados com este caso padrão. Para esta simulação obtemos um valor de $R_a = 1,006$.

Nesta simulação padrão, como esperado, a energia total se manteve estável com tendência leve de queda, como mostra o painel (a) da Figura 4.12.

Figura 4.12 - Energia total, cinética e magnética durante a simulação do caso padrão.



Energia total (painel a), energia cinética (painel b) e energia magnética (painel c) durante a simulação do caso padrão.

Fonte: Produção do autor.

Além disso, na Figura 4.12 é possível identificar a troca de energia entre a energia cinética (painel b) e a energia magnética (painel c). Nos instantes iniciais, próximo à 2000 passos temporais, observamos que as partículas ganham energia, enquanto os campos perdem energia. Porém, conforme a reconexão evoluiu, os campos passam a ganhar energia, enquanto as partículas perdem energia.

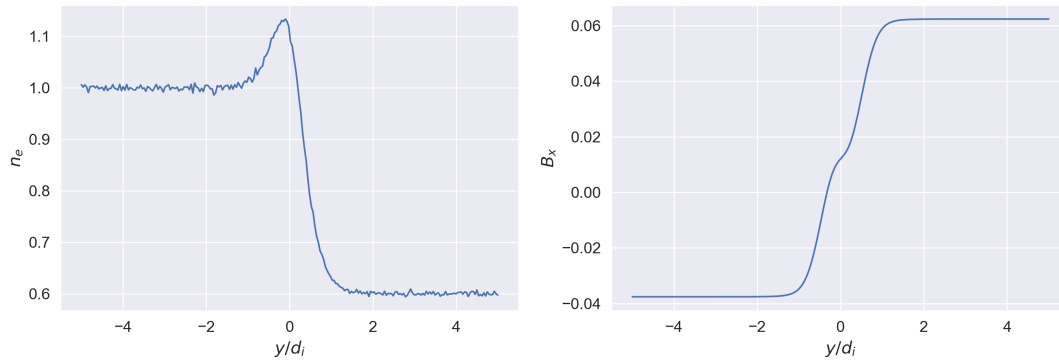
4.4.2 Evento com número de Mach próximo da média

Agora iremos realizar a simulação para o Evento 1, descrito anteriormente. Para este caso, o valor de assimetria obtido pelo modelo foi de $B_m/B_s = -1,66$. Mantemos o valor de B_0 constante entre as simulações, portanto o valor utilizado será $B_0 = 0,05$, como no caso padrão. Assim, os valores de campos foram definidos como $B_m = 0,0624$ e $B_s = -0,0376$. Para as simulações com assimetria, precisamos alterar o perfil de densidade de forma a estabilizar a simulação, mantendo o equilíbrio de pressão entre as duas regiões. Assim devemos definir $n_m/n_s = 0,6$, ou seja, a den-

sidade na bainha é mais intensa que na magnetosfera. Sem este perfil de densidade assimétrico, a simulação evolui buscando estabilizar a assimetria do campo magnético, ou seja, a lâmina de corrente se movimenta na direção da região de campo menos intenso, até encontrar um ponto de equilíbrio novo.

Assim, com estas razões entre os campos e densidade, obtemos os perfis iniciais apresentados na Figura 4.13. Vemos a assimetria nos dois perfis, e ainda na densidade continuamos obtendo a influência da população da lâmina de corrente.

Figura 4.13 - Configuração inicial de densidade e campo magnético da simulação do *Evento 1*.

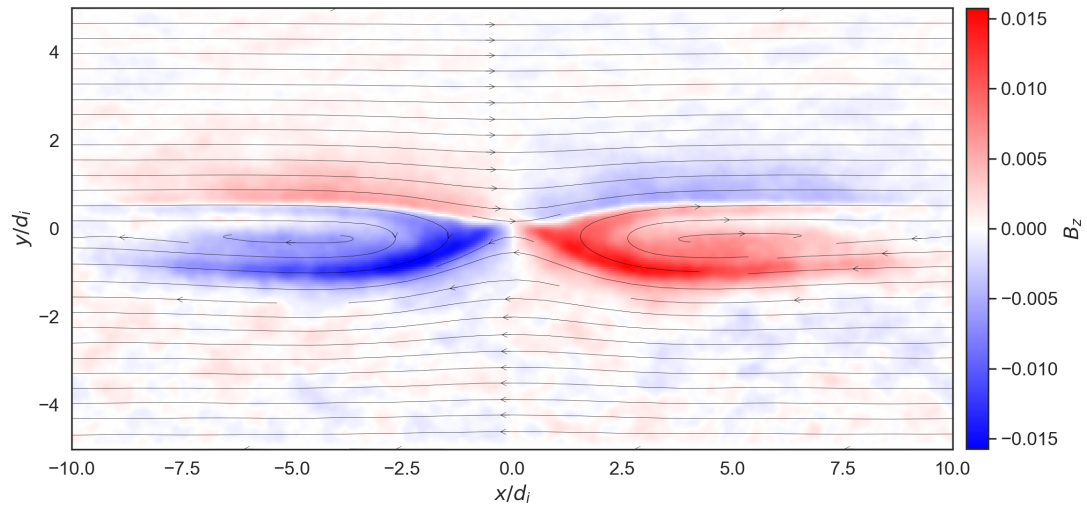


Perfis iniciais de entrada da simulação do *Evento 1*. Painel esquerdo: perfil de densidade inicial somando as duas populações de elétrons, normalizado pela densidade do lado da bainha magnética ($y < 0$). Painel direito: perfil de campo magnético B_x .

Fonte: Produção do autor.

Ao final da simulação, observamos um padrão bem diferente para o campo B_z . Aqui, apesar da assimetria ser pequena (1,66), observamos a redução do padrão quadrupolar, e intensificação do padrão bipolar. Este resultado é o esperado em casos mais assimétricos (MOZER; PRITCHETT, 2010).

Figura 4.14 - Campo magnético B_z para a simulação do *Evento 1* em $t = 225\omega_{pi}^{-1}$.

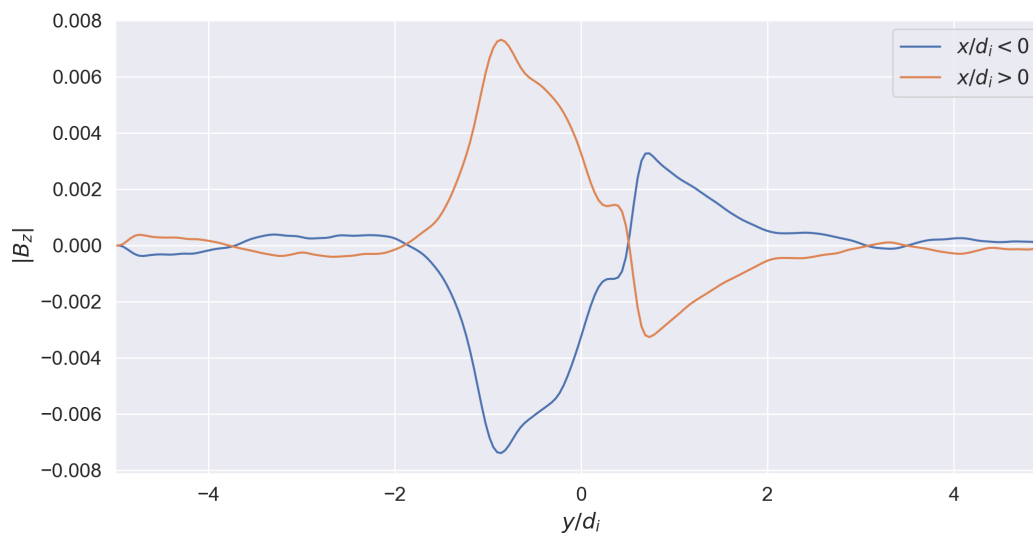


Perfil de campo magnético B_z ao final da simulação do *Evento 1*, apresentando um padrão próximo ao bipolar, esperado para eventos assimétricos.

Fonte: Produção do autor.

Utilizando o índice de assimetria definido pela Equação 4.33, obtemos uma assimetria do campo B_z de $R_a = 2,25$. Muito mais assimétrico do que o caso padrão simétrico. Este resultado pode ser visto pela Figura 4.15, que apresenta a média do campo B_z , para as regiões de $x > 0$ e $x < 0$.

Figura 4.15 - Média de B_z para a simulação do *Evento 1*.

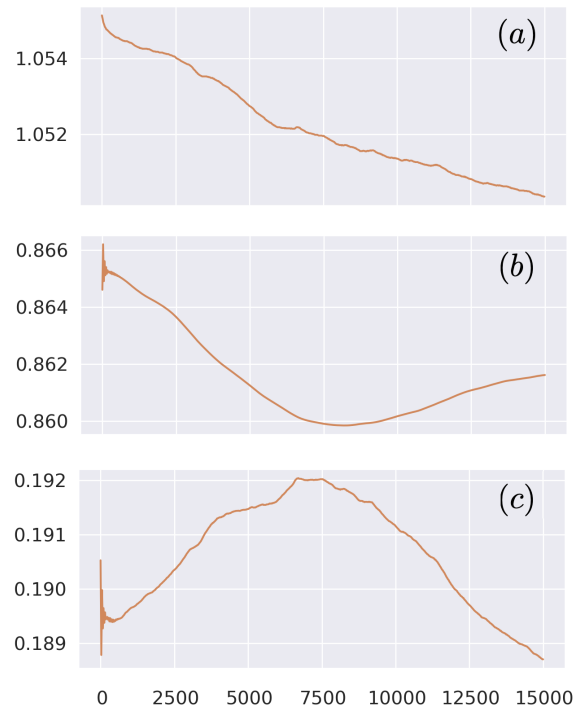


Média de B_z para as regiões $x < 0$ e $x > 0$, mostrando a simetria entre os máximos e mínimos entre o lado da bainha magnética e da magnetosfera.

Fonte: Produção do autor.

Observamos que, apesar de ser necessária a inclusão de um perfil de densidade que não corresponde ao observado, a simulação se manteve estável até o final dos 15.000 passos temporais, como é possível identificar pela estabilidade da energia total, apresentada no painel a da Figura 4.16.

Figura 4.16 - Energia total, cinética e magnética durante a simulação do *Evento 1*.



Energia total (painel a), energia cinética (painel b) e energia magnética (painel c) durante a simulação do evento assimétrico.

Fonte: Produção do autor.

No caso assimétrico, a perturbação inicial demora mais a se dissipar, e portanto a reconexão demora mais a ocorrer. Podemos observar na energia cinética (painel b) e magnética (painel c), onde a troca entre as energias ocorre em um passo temporal maior do que no caso simétrico. Além disso, neste caso as partículas cedem mais energia para os campos do que no evento simétrico, não ocorrendo o ganho inicial de energia das partículas, observado no caso simétrico.

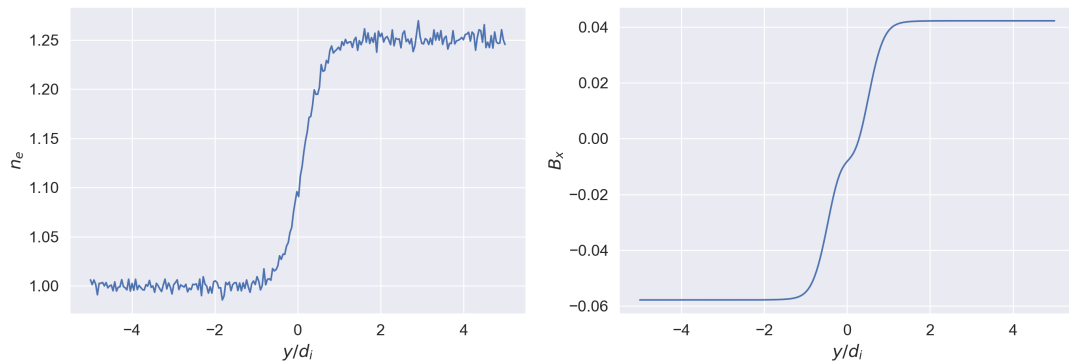
4.4.3 Evento com número de Mach abaixo da média

No *Evento 2*, o número de Mach era abaixo da média, o que representa uma assimetria baixa, como esperado pelo modelo e confirmado pela observação. Esta assimetria prevista era de $B_m/B_s = -0,73$. Como anteriormente, manteremos o valor de B_0 , sendo uma boa aproximação, uma vez que os valores de B_0 para o *Evento 1* e *Evento 2* são respectivamente 43,25nT e 36,10nT, o que significa uma diferença de $\simeq 15\%$. Portanto é adequado manter o mesmo valor normalizado, esta escolha foi feita de

forma a simplificar a análise comparativa entre os dois eventos.

Assim, os campos utilizados serão $B_m = 0,0422$ e $B_s = -0,0578$. Neste evento, como dito anteriormente, a assimetria é invertida, ou seja, o campo magnético da bainha é mais intenso do que o campo da magnetosfera, em módulo. Como na simulação anterior, foi necessário adicionar uma assimetria na densidade, entretanto neste caso a região de maior densidade foi a região da magnetosfera, uma vez que é a região de menor intensidade de campo magnético. A densidade foi definida como $n_s/n_m = 0,8$, porém como o iPIC3D normaliza a densidade pelo valor na região da bainha, a densidade observada é $n_m/n_s = 1,25$, como pode ser visto na Figura 4.17.

Figura 4.17 - Configuração inicial de densidade e campo magnético da simulação do *Evento 2*.

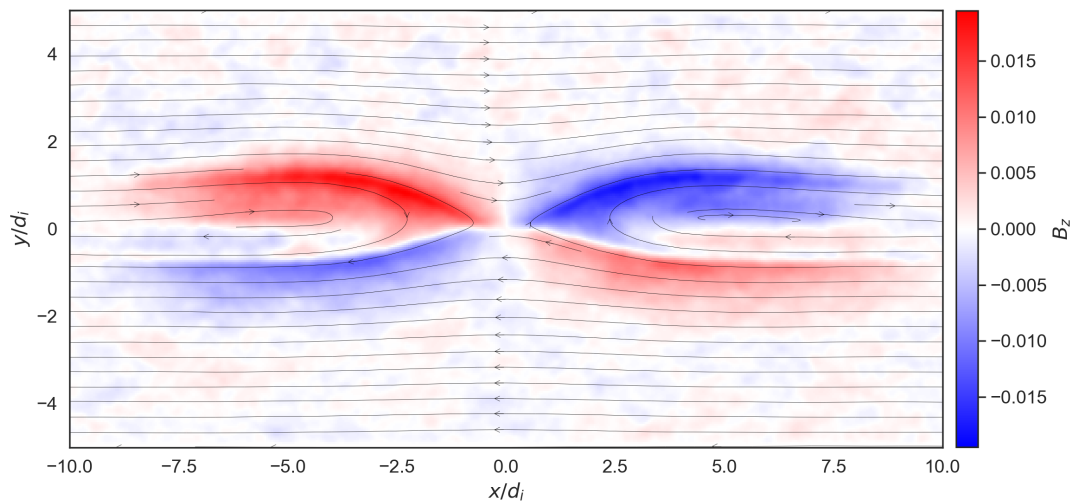


Perfis iniciais de entrada da simulação do *Evento 2*. Painel esquerdo: perfil de densidade inicial somando as duas populações de elétrons, normalizado pela densidade do lado da bainha magnética ($y < 0$). Painel direito: perfil de campo magnético B_x .

Fonte: Produção do autor.

Como este caso é mais simétrico que o anterior, observamos no campo B_z o padrão mais próximo do quadrupolar observado no evento simétrico. Porém, a região de maior intensidade é do lado da bainha, ao contrário do obtido para o *Evento 1*. Isto ocorre pela assimetria ser invertida neste evento.

Figura 4.18 - Campo magnético B_z para a simulação do *Evento 2* em $t = 225\omega_{pi}^{-1}$.

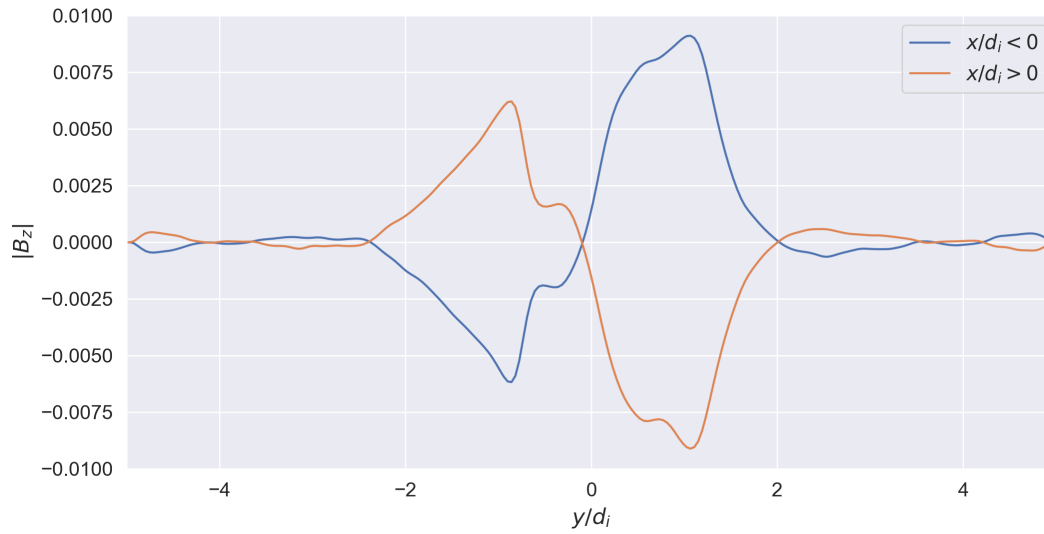


Perfil de campo magnético B_z ao final da simulação do *Evento 2*, este padrão observado mostra uma assimetria leve, em comparação com o *Evento 1*.

Fonte: Produção do autor.

Como medida deste padrão quadrupolar, obtemos um valor de $R_a = 1,48$, muito mais próximo de 1 do que no *Evento 1*. Vemos na Figura 4.19 que os valores máximos e mínimos estão mais próximos em módulo, comprovando que o campo magnético B_z obtido por esta simulação é mais simétrico, porém não tão simétrico a ponto de se comparar com a simulação simétrica.

Figura 4.19 - Média de B_z para a simulação do *Evento 2*.

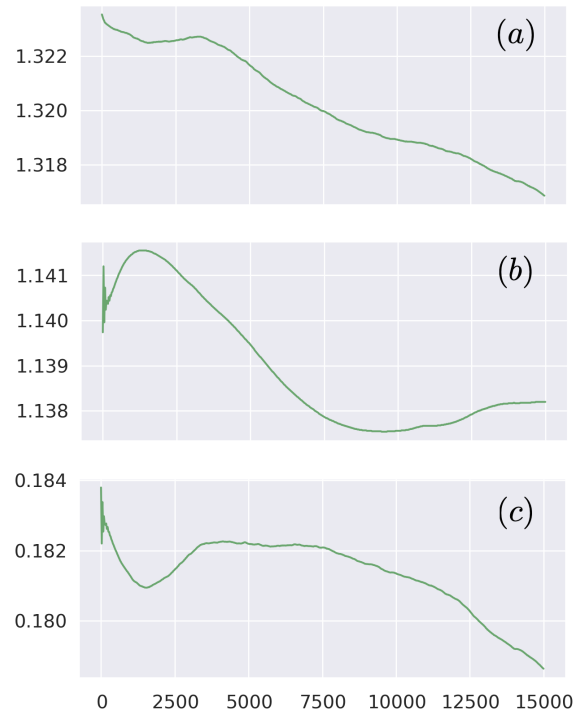


Média de B_z para as regiões $x < 0$ e $x > 0$, mostrando a simetria entre os máximos e mínimos entre o lado da bainha magnética e da magnetosfera.

Fonte: Produção do autor.

Como nos dois casos anteriores observamos que a energia total, mostrada no painel a da Figura 4.20 da simulação se mantém estável. Isto mostra que mesmo com a inclusão de perfis diferentes a simulação pode ser executada sem instabilidades numéricas significativas.

Figura 4.20 - Energia total, cinética e magnética durante a simulação do *Evento 2*.



Energia total (painel a), energia cinética (painel b) e energia magnética (painel c) durante a simulação do *Evento 2*.

Fonte: Produção do autor.

O perfil da troca entre as energias cinética (painel b) e magnética (painel c) na Figura 4.20 é muito mais próximo do evento simétrico, o que é esperado uma vez que o perfil inicial do campo magnético usado para esta simulação possuía uma assimetria pequena, quando em comparação com o *Evento 1*.

4.4.4 Resultados obtidos pelas simulações

Em todos os casos simulados conseguimos construir o conjunto de parâmetros de entrada utilizando a assimetria obtida pelo modelo de previsão do campo magnético da magnetopausa. Porém, devido às particularidades do código iPIC3D, foi necessária a caracterização da densidade de forma artificial com o objetivo de estabilizar a configuração e manter a reconexão. Situações como estas são possíveis na magnetosfera pois fatores externos, como o vento solar constantemente agindo sobre a região, conseguem manter configurações que isoladamente não são estáveis.

Em outros códigos este tipo de alteração na densidade pode não ser necessário, como códigos que permitem alteração na assimetria da temperatura entre as duas regiões, ou ainda a entrada constante de partículas, de forma a imitar o vento solar. Este último pode ser utilizado no iPIC3D, porém é necessária uma alteração maior no código-fonte.

Estes modelos de previsão do campo e da densidade permitem então estudar, por meio de simulações, como a magnetopausa se comporta para diferentes regimes do vento solar, mesmo que para algum evento de interesse não tenhamos dados *in situ* do cruzamento da magnetopausa.

5 CONCLUSÕES

A partir da lista de eventos de cruzamento da magnetopausa criada por [Staples et al. \(2020\)](#), que compreende o intervalo de 7 anos, entre 2007 e 2014, foi possível a construção de modelos de previsão do perfil de campo magnético e de densidade na magnetopausa. Esta abordagem foi baseada em [Borovsky \(2008\)](#), que desenvolveu funções de controle para estes parâmetros, utilizando dados do vento solar e modelagem da magnetopausa com um código MHD.

Como o campo magnético na região imediatamente após a magnetopausa na direção da magnetosfera depende fortemente do campo magnético terrestre, é necessário conhecer a posição onde se localiza a magnetopausa. Para que a previsão dependa apenas dos dados do vento solar, obtidos pelo OMNI, desenvolvemos nosso próprio modelo de previsão para a posição da magnetopausa. Ao comparar com o tradicional modelo de [Shue et al. \(1998\)](#) vemos que eles concordam por todo o período. Ainda quando aplicado a intervalos fora do período usado para o treinamento do nosso modelo, observamos uma grande concordância entre o resultado obtido pelo modelo de rede neural e o modelo de Shue. As maiores diferenças entre os dois resultados ocorrem em casos quando a pressão cinética do vento solar se reduz, pois o modelo de [Shue et al. \(1998\)](#) apresenta valores excessivamente grandes para a posição da magnetopausa, enquanto o modelo de rede neural se mantém estável.

Os modelos para previsão do perfil de campo magnético apresentaram um resultado satisfatório, com valores previstos muito similares aos observados. Com estes modelos, foi possível o estudo com vento solar sintético, onde variamos apenas um parâmetro por vez. Com isso, observamos que a assimetria do campo magnético na magnetopausa aumenta conforme aumentamos a velocidade do vento solar, isto é, o campo magnético no lado da magnetosfera se torna mais intenso, em módulo, do que o na região da bainha. Isto ocorre devido à compressão da magnetosfera, que atinge regiões mais internas e com campo magnético terrestre mais intenso. Por outro lado, ao aumentar a intensidade da componente z do campo magnético do vento solar, mantendo a direção sul, observamos uma redução na assimetria. Ao aumentar a intensidade do campo, observamos também um movimento interno da magnetopausa, o que causa um aumento da assimetria, porém, este efeito é anulado pelo aumento do campo magnético na bainha, que aumenta a simetria do campo na magnetopausa. Como o número de Mach e o número de Mach magnetossônico são proporcionais à velocidade, e inversamente proporcionais ao campo magnético, eles combinam os dois efeitos observados na assimetria, de tal forma que quando

o número de Mach aumenta, a assimetria do campo aumenta junto, e conforme ele diminui, diminui também a assimetria. Porém um mesmo número de Mach pode representar valores diferentes da assimetria, pois o efeito da variação do campo magnético e da velocidade têm impactos diferentes na assimetria. Existem ainda casos em que o número de Mach é muito baixo, menor que 3, em que o perfil apresenta uma assimetria oposta, ou seja, o campo magnético na bainha é mais intenso que o campo na magnetosfera, em módulo.

Utilizando estes modelos, comparamos os resultados com um evento de cruzamento assimétrico com número de Mach magnetossônico normal ($\simeq 6$), descrito por Lopez e Gonzalez (2017), e um evento simétrico, com número de Mach magnetossônico baixo ($\simeq 2$). Nos dois casos o resultado se mostrou muito próximo do observado para o evento. O evento mais simétrico na verdade apresentava uma assimetria para o lado da bainha magnética.

Para a densidade no lado da bainha também foi possível desenvolver um modelo de previsão, e essa densidade mostrou uma relação quase linear com a densidade do vento solar. Porém a densidade dentro da magnetosfera resultou em um modelo com um erro grande. Isto ocorreu por uma falta de variáveis que definam a densidade nesta região, ou seja, a densidade na magnetosfera não pode ser definida apenas usando os parâmetros do vento solar.

Estes modelos de previsão dos perfis da magnetopausa nos permitem estudar eventos reais, respeitando as limitações consideradas durante o desenvolvimento, utilizando simulações por partículas, mesmo quando não conseguimos obter os dados na magnetopausa. Uma dessas limitações do desenvolvimento foi a utilização do perfil de Harris para representar o campo magnético, uma vez que podem ocorrer casos em que a magnetopausa não é bem descrita por este perfil.

Como exemplo, o código de simulação iPIC3D (MARKIDIS et al., 2010), adaptado anteriormente para inclusão de perfis assimétricos (SCHMITZ, 2020), foi então modificado para incluir o perfil assimétrico dependente apenas dos parâmetros dos dois lados da região da corrente. Os resultados obtidos pelos modelos foram então introduzidos como parâmetros de entrada para a simulação. Foram executadas simulações dos dois eventos descritos acima, um simétrico e outro assimétrico. Os resultados obtidos por estas simulações mostraram uma boa estabilidade e resultados condizentes com a literatura, como a estrutura quadrupolar do campo B_z se transformando em uma estrutura mais bipolar para assimetrias maiores (MOZER et al., 2002; GOLDMAN et al., 2015; MOZER; PRITCHETT, 2010). Entretanto, foi necessário utilizar perfis de

densidade construídos de forma a manter o equilíbrio de pressão. Para utilizar perfis mais reais de densidade é preciso utilizar outras formas de balancear o equilíbrio entre as duas regiões, como por exemplo, adicionando uma assimetria na temperatura.

Uma limitação dos modelos desenvolvidos é eles terem sido construídos a partir de dados de um período de vento solar calmo. Portanto, eles não são adequados para eventos extremos. Para corrigir isso, uma possibilidade é utilizar novas listas de eventos de cruzamento, que incluam eventos extremos, assim, é possível treinar novamente as redes neurais utilizando um conjunto mais variado de casos. Com mais eventos também pode ser possível a unificação dos modelos em uma única rede neural que preveja todos os valores juntos. Isto não foi possível por termos poucos eventos, e neste caso cada parâmetro que modelamos precisou de uma arquitetura diferente da rede neural.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ALKEN, P.; THÉBAULT, E.; BEGGAN, C. D.; AMIT, H.; AUBERT, J.; BAERENZUNG, J.; BONDAR, T. N.; BROWN, W. J.; CALIFF, S.; CHAMBODUT, A.; CHULLIAT, A.; COX, G. A.; FINLAY, C. C.; FOURNIER, A.; GILLET, N.; GRAYVER, A.; HAMMER, M. D.; HOLSCHNEIDER, M.; HUDER, L.; HULOT, G.; JAGER, T.; KLOSS, C.; KORTE, M.; KUANG, W.; KUVSHINOV, A.; LANGLAIS, B.; LÉGER, J. M.; LESUR, V.; LIVERMORE, P. W.; LOWES, F. J.; MACMILLAN, S.; MAGNES, W.; MANDEA, M.; MARSAL, S.; MATZKA, J.; METMAN, M. C.; MINAMI, T.; MORSCHHAUSER, A.; MOUND, J. E.; NAIR, M.; NAKANO, S.; OLSEN, N.; PAVÓN-CARRASCO, F. J.; PETROV, V. G.; ROPP, G.; ROTHER, M.; SABAKA, T. J.; SANCHEZ, S.; SATURNINO, D.; SCHNEPF, N. R.; SHEN, X.; STOLLE, C.; TANGBORN, A.; TÖFFNER-CLAUSEN, L.; TOH, H.; TORTA, J. M.; VARNER, J.; VERVELIDOU, F.; VIGNERON, P.; WARDINSKI, I.; WICHT, J.; WOODS, A.; YANG, Y.; ZEREN, Z.; ZHOU, B. International Geomagnetic Reference Field: the thirteenth generation. **Earth, Planets and Space**, v. 73, n. 1, p. 1–25, dec 2021. ISSN 18805981. Disponível em: <<https://earth-planets-space.springeropen.com/articles/10.1186/s40623-020-01288-x>>. 3

AMAYA, J.; DUPUIS, R.; INNOCENTI, M. E.; LAPENTA, G. Visualizing and interpreting unsupervised solar wind classifications. **Frontiers in Astronomy and Space Sciences**, v. 0, p. 66, sep 2020. ISSN 2296-987X. 39

ASHIDA, Y.; USUI, H.; SHINOHARA, I.; NAKAMURA, M.; FUNAKI, I.; MIYAKE, Y.; YAMAKAWA, H. Full kinetic simulations of plasma flow interactions with meso-and microscale magnetic dipoles. **Physics of Plasmas**, v. 21, n. 12, p. 122903, 2014. 102

BAGDONAT, T.; MOTSCHMANN, U. 3D hybrid simulation code using curvilinear coordinates. **Journal of Computational Physics**, v. 183, n. 2, p. 470–485, 2002. 110

BAGENAL, F.; BARTLETT, S. **Comparison of planetary magnetospheres: Mercury, Earth, Saturn, Jupiter**. 2017. Disponível em: <<http://lasp.colorado.edu/home/mop/resources/graphics/graphics/>>. 1

BIRDSALL, C. K. Particle-in-cell charged-particle simulations, plus Monte Carlo collisions with neutral atoms, PIC-MCC. **IEEE Transactions on Plasma Science**, v. 19, n. 2, p. 65–85, 1991. 108, 109

BIRDSALL, C. K.; LANGDON, A. B. **Plasma physics via computer simulation**. [S.l.: s.n.], 2004. 103, 106, 107, 110

BOROVSKY, J. E. The rudiments of a theory of solar wind/magnetosphere coupling derived from first principles. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 113, n. A8, p. n/a–n/a, aug 2008. ISSN 01480227. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1029/2007JA012646>>. 11, 12, 94, 129

BOWERS, K. J.; ALBRIGHT, B. J.; YIN, L.; DAUGHTON, W.; ROYTERSHTEYN, V.; BERGEN, B.; KWAN, T. Advances in petascale kinetic plasma simulation with VPIC and Roadrunner. **Journal of Physics: Conference Series**, v. 180, n. 1, p. 012055, jul 2009. ISSN 1742-6596. Disponível em: <<https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/180/1/012055><https://iopscience.iop.org/article/10.1088/1742-6596/180/1/012055/meta>>. 108

BRACKBILL, J. U.; BARNES, D. C. The effect of nonzero $\nabla \cdot \mathbf{B}$ on the numerical solution of the magnetohydrodynamic equations. **Journal of Computational Physics**, v. 35, n. 3, p. 426–430, 1980. 111

BREUILLARD, H.; DUPUIS, R.; RETINO, A.; LE CONTEL, O.; AMAYA, J.; LAPENTA, G. Automatic classification of plasma regions in near-Earth space with supervised machine learning: application to Magnetospheric Multi Scale 2016–2019 Observations. **Frontiers in Astronomy and Space Sciences**, v. 0, p. 55, sep 2020. ISSN 2296-987X. 39

BRUNEL, F.; LEBOEUF, J. N.; TAJIMA, T.; DAWSON, J. M.; MAKINO, M.; KAMIMURA, T. Magnetohydrodynamic particle code: Lax-Wendroff algorithm with finer grid interpolations. **Journal of Computational Physics**, v. 43, n. 2, p. 268–288, 1981. 110

BUCCHIANICO, A. D. Coefficient of determination (r 2). **Encyclopedia of Statistics in Quality and Reliability**, v. 1, 2008. 32

CAI, D.; ESMAEILI, A.; LEMBÈGE, B.; NISHIKAWA, K.-I. Cusp dynamics under northward IMF using three-dimensional global particle-in-cell simulations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 120, n. 10, p. 8368–8386, 2015. 102

CANE, H. V.; RICHARDSON, I. G. Interplanetary coronal mass ejections in the near-Earth solar wind during 1996–2002. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A4, 2003. 4, 6

CHOLLET, F. et al. **Keras**. 2015. Disponível em: <<https://keras.io>>. 56

DENG, X. H.; MATSUMOTO, H. Rapid magnetic reconnection in the Earth's magnetosphere mediated by whistler waves. **Nature**, v. 410, n. 6828, p. 557–560, mar 2001. ISSN 1476-4687. Disponível em:

<<https://www.nature.com/articles/35069018>>. 17

DUBYAGIN, S.; GANUSHKINA, N.; KUBYSHKINA, M.; LIEMOHN, M. Contribution from different current systems to SYM and ASY midlatitude indices. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 119, n. 9, p. 7243–7263, sep 2014. ISSN 2169-9402. Disponível em:

<<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1002/2014JA020122><https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/2014JA020122><https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/2014JA020122>>. 19

FOK, M.-C.; BUZULUKOVA, N. Y.; CHEN, S.-H.; GLOCER, A.; NAGAI, T.; VALEK, P.; PEREZ, J. D. The Comprehensive Inner Magnetosphere-Ionosphere Model. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 119, n. 9, p. 7522–7540, 2014. 106

GANUSHKINA, N. Y.; LIEMOHN, M. W.; DUBYAGIN, S.; DAGLIS, I. A.; DANDOURAS, I.; De Zeeuw, D. L.; EBIHARA, Y.; ILIE, R.; KATUS, R.; KUBYSHKINA, M.; MILAN, S. E.; OHTANI, S.; OSTGAARD, N.; REISTAD, J. P.; TENFJORD, P.; TOFFOLETTO, F.; ZAHARIA, S.; AMARIUTEI, O. Defining and resolving current systems in geospace. **Annales Geophysicae**, v. 33, n. 11, p. 1369–1402, nov 2015. ISSN 0992-7689. Disponível em:

<www.ann-geophys.net/33/1369/2015/>. 8

GOLDMAN, M. V.; NEWMAN, D. L.; LAPENTA, G. What can we learn about magnetotail reconnection from 2D PIC Harris-sheet simulations? **Space Science Reviews** 2015 **199:1**, v. 199, n. 1, p. 651–688, may 2015. ISSN 1572-9672.

Disponível em:

<<https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-015-0154-y>>. 116, 130

GONZALEZ, W.; PARKER, E. **Magnetic reconnection: concepts and applications**. [S.l.: s.n.], 2016. 6

GRIFFITHS, D. J. **Introduction to electrodynamics**. 2005. 104

HAALAND, S. E.; SONNERUP, B. U.; DUNLOP, M. W.; BALOGH, A.; GEORGESCU, E.; HASEGAWA, H.; KLECKER, B.; PASCHMANN, G.;

PUHL-QUINN, P.; RÈME, H.; VAITH, H.; VAIVADS, A. Four-spacecraft determination of magnetopause orientation, motion and thickness: comparison with results from single-spacecraft methods. **Annales Geophysicae**, v. 22, n. 4, p. 1347–1365, apr 2004. ISSN 0992-7689. 32

HAPGOOD, M. A. Space physics coordinate transformations: a user guide. **Planetary and Space Science**, v. 40, n. 5, p. 711–717, may 1992. ISSN 0032-0633. 16

HARRIS, E. G. On a plasma sheath separating regions of oppositely directed magnetic field. **Il Nuovo Cimento**, v. 23, n. 1, p. 115–121, 1962. 11

HAYKIN, S. **Redes neurais: princípios e prática**. [S.l.: s.n.], 2007. 41, 43, 45

HENRI, P.; CALIFANO, F.; BRIAND, C.; MANGENEY, A. Vlasov-Poisson simulations of electrostatic parametric instability for localized Langmuir wave packets in the solar wind. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. A6, p. 6106, jun 2010. ISSN 2156-2202. Disponível em:

<<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/2009JA014969><https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2009JA014969><https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2009JA014969>>. 105

HINTON, G. E.; SRIVASTAVA, N.; KRIZHEVSKY, A.; SUTSKEVER, I.; SALAKHUTDINOV, R. R. Improving neural networks by preventing co-adaptation of feature detectors. jul 2012. Disponível em:

<<https://arxiv.org/abs/1207.0580v1>>. 64

HUNDHAUSEN, A. J. **Coronal expansion and solar wind**. [S.l.: s.n.], 2012. 4

JIAN, L.; RUSSELL, C.; LUHMANN, J.; BISI, M.; EMERY, B.; THOMPSON JIAN, B. L. Comparing Solar Minimum 23/24 with Historical Solar Wind Records at 1 AU. **Solar Physics** 2011 274:1, v. 274, n. 1, p. 321–344, apr 2011. ISSN 1573-093X. Disponível em:

<<https://link.springer.com/article/10.1007/s11207-011-9737-2>>. 21

KING, J. H.; PAPITASHVILI, N. E. Solar wind spatial scales in and comparisons of hourly Wind and ACE plasma and magnetic field data. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 110, n. A2, p. 2104, feb 2005. ISSN 2156-2202. Disponível em:

<<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/2004JA010649><https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2004JA010649><https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2004JA010649>>. 12

KINGMA, D. P.; BA, J. L. Adam: a method for stochastic optimization. In: INTERNATIONAL CONFERENCE ON LEARNING REPRESENTATIONS, 3., 2015. **Proceedings...** 2015. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1412.6980v9>>. 47

KIVELSON, M. G.; RUSSELL, C. T. **Introduction to space physics**. [S.l.: s.n.], 1995. 2, 5, 6, 8, 9, 10

LANGDON, A. B. Effects of the spatial grid in simulation plasmas. **Journal of Computational Physics**, v. 6, n. 2, p. 247–267, 1970. 107

LANGDON, A. B.; COHEN, B. I.; FRIEDMAN, A. Direct implicit large time-step particle simulation of plasmas. **Journal of Computational Physics**, v. 51, n. 1, p. 107–138, 1983. 108, 111

LAPERRE, B.; AMAYA, J.; LAPENTA, G. Dynamic time warping as a new evaluation for Dst forecast with machine learning. **Frontiers in Astronomy and Space Sciences**, v. 0, p. 39, jul 2020. ISSN 2296-987X. 39

LI, X.; BAKER, D. N.; O'BRIEN, T. P.; XIE, L.; ZONG, Q. G. Correlation between the inner edge of outer radiation belt electrons and the innermost plasmopause location. **Geophysical Research Letters**, v. 33, n. 14, 2006. 8

LIVADIOTIS, G.; MCCOMAS, D. J. Understanding kappa distributions: a toolbox for space science and astrophysics. **Space Science Reviews**, v. 175, n. 1-4, p. 183–214, 2013. 105

LOPEZ, R. E.; GONZALEZ, W. D. Magnetospheric balance of solar wind dynamic pressure. **Geophysical Research Letters**, v. 44, n. 7, p. 2991–2999, 2017. 9, 10, 13, 17, 25, 87, 130

LYON, J. G.; FEDDER, J. A.; MOBARRY, C. M. The Lyon–Fedder–Mobarry (LFM) global MHD magnetospheric simulation code. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, n. 15, p. 1333–1350, 2004. 97, 110

MARKIDIS, S.; LAPENTA, G.; DIVIN, A.; GOLDMAN, M.; NEWMAN, D.; ANDERSSON, L. Three dimensional density cavities in guide field collisionless magnetic reconnection. **Physics of Plasmas**, v. 19, n. 3, p. 032119, mar 2012. ISSN 1070-664X. Disponível em: <<https://aip.scitation.org/doi/abs/10.1063/1.3697976>>. 112

MARKIDIS, S.; LAPENTA, G.; OTHERS. Multi-scale simulations of plasma with iPIC3D. **Mathematics and Computers in Simulation**, v. 80, n. 7, p. 1509–1519, 2010. 14, 108, 112, 130

MATSUMOTO, H.; OMURA, Y. Particle simulation of electromagnetic waves and its application to space plasmas. **Computer Simulation of Space Plasmas**, v. 43, p. 43–102, 1985. 108

MERKA, J.; SZABO, A.; NAROCK, T. W.; KING, J. H.; PAULARENA, K. I.; RICHARDSON, J. D. A comparison of IMP 8 observed bow shock positions with model predictions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A2, 2003. 13

MOFFATT, H. K. **Field generation in electrically conducting fluids**. [S.l.: s.n.], 1978. 2, 3

MORETTIN, P. A.; BUSSAB, W. O. **Estatística básica**. [S.l.]: Saraiva Educação SA, 2017. 49

MOZER, F. S.; BALE, S. D.; PHAN, T. D. Evidence of diffusion regions at a subsolar magnetopause crossing. **Physical Review Letters**, v. 89, n. 1, p. 015002, jun 2002. Disponível em: <<https://journals.aps.org/prl/abstract/10.1103/PhysRevLett.89.015002>>. 116, 130

MOZER, F. S.; PRITCHETT, P. L. Electron physics of asymmetric magnetic field reconnection. **Space Science Reviews** 2010 158:1, v. 158, n. 1, p. 119–143, nov 2010. ISSN 1572-9672. Disponível em: <<https://link.springer.com/article/10.1007/s11214-010-9681-8>>. 120, 130

MOZER, F. S.; PRITCHETT, P. L.; BONNELL, J.; SUNDKVIST, D.; CHANG, M. T. Observations and simulations of asymmetric magnetic field reconnection. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 113, n. A1, p. n/a–n/a, jan 2008. ISSN 2156-2202. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/2008JA013535><https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2008JA013535><https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2008JA013535>>. 38

NUNN, D. The numerical simulation of VLF nonlinear wave-particle interactions in collision-free plasmas using the Vlasov hybrid simulation technique. **Computer Physics Communications**, v. 60, n. 1, p. 1–25, aug 1990. ISSN 0010-4655. 105

OKUDA, H. Structure of the magnetopause current layer at the subsolar point. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 97, n. A2, p. 1389–1395, 1992. [97](#), [98](#), [100](#)

_____. Numerical simulation of the subsolar magnetopause current layer in the Sun-Earth meridian plane. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 98, n. A3, p. 3953–3962, 1993. [97](#), [98](#), [99](#)

PARKER, E. N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. **The Astrophysical Journal**, v. 128, p. 664, 1958. [4](#)

PENG, I. B.; MARKIDIS, S.; LAURE, E.; JOHLANDER, A.; VAIVADS, A.; KHOTYAINITSEV, Y.; HENRI, P.; LAPENTA, G. Kinetic structures of quasi-perpendicular shocks in global particle-in-cell simulations. **Physics of Plasmas**, v. 22, n. 9, p. 92109, 2015. [100](#), [101](#), [102](#)

PESNELL, W. D. Lessons learned from predictions of Solar Cycle 24. **Journal of Space Weather and Space Climate**, v. 10, p. 60, 2020. ISSN 2115-7251.

Disponível em: <https://www.swsc-journal.org/articles/swsc/full_html/2020/01/swsc200057/swsc200057.html<https://www.swsc-journal.org/articles/swsc/abs/2020/01/swsc200057/swsc200057.html>>. [72](#)

POWELL, K. G.; ROE, P. L.; LINDE, T. J.; GOMBOSI, T. I.; DE ZEEUW, D. L. A solution-adaptive upwind scheme for ideal magnetohydrodynamics. **Journal of Computational Physics**, v. 154, n. 2, p. 284–309, 1999. [109](#), [110](#)

PRITCHETT, P. L. Collisionless magnetic reconnection in an asymmetric current sheet. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 113, n. A6, p.

n/a–n/a, jun 2008. ISSN 01480227. Disponível em:

<<http://doi.wiley.com/10.1029/2007JA012930>>. [30](#), [31](#)

RICCI, P.; LAPENTA, G.; BRACKBILL, J. U. A simplified implicit Maxwell solver. **Journal of Computational Physics**, v. 183, n. 1, p. 117–141, 2002. [108](#), [111](#)

ROELOF, E. C.; SIBECK, D. G. Magnetopause shape as a bivariate function of interplanetary magnetic field Bz and solar wind dynamic pressure. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 98, n. A12, p. 21421–21450, dec 1993. ISSN 2156-2202. Disponível em:

<<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/93JA02362><https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/93JA02362><https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/93JA02362>>. [82](#)

SCHMIDHUBER, J. Deep learning in neural networks: an overview. **Neural Networks**, v. 61, p. 85–117, apr 2014. Disponível em: <<https://arxiv.org/abs/1404.7828v4>>. 41, 44

SCHMITZ, R. G. **Mecanismos envolvidos em transferência de energia em reconexão magnética simétrica e assimétrica via simulações por partículas**. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial - Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2020. 112, 113, 130

SHUE, J.-H.; SONG, P.; RUSSELL, C. T.; STEINBERG, J. T.; CHAO, J. K.; ZASTENKER, G.; VAISBERG, O. L.; KOKUBUN, S.; SINGER, H. J.; DETMAN, T. R.; KAWANO, H. Magnetopause location under extreme solar wind conditions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 103, n. A8, p. 17691–17700, aug 1998. ISSN 01480227. Disponível em: <<http://doi.wiley.com/10.1029/98JA01103>>. 47, 49, 65, 67, 68, 129

SILVERMAN, B. W. Density estimation for statistics and data analysis. **Density Estimation: For Statistics and Data Analysis**, p. 1–175, feb 2018. Disponível em: <<https://www.taylorfrancis.com/books/mono/10.1201/9781315140919/density-estimation-statistics-data-analysis-silverman>>. 20

SIMÕES JR., F. J. R.; COSTA JR., E.; ALVES, M. V.; CARDOSO, F. R. Física de plasma espacial utilizando simulação computacional de partículas. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 33, n. 1, p. 1310, 2011. 107

SISCOE, G. L. A unified treatment of magnetospheric dynamics with applications to magnetic storms. **Planetary and Space Science**, v. 14, n. 10, p. 947–967, 1966. 9

SONNERUP, B. Ö.; HAALAND, S.; PASCHMANN, G.; DUNLOP, M.; RÈME, H.; BALOGH, A. Orientation and motion of a plasma discontinuity from single-spacecraft measurements: generic residue analysis of cluster data. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 111, n. A5, 2006. 24, 32

SOUZA, V. M. C. e. S. **Location of large scale reconnection at Earth's dayside magnetopause as probed by analytical X line models and in situ observations**. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial - Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2015. 48

SRIVASTAVA, N.; HINTON, G.; KRIZHEVSKY, A.; SUTSKEVER, I.; SALAKHUTDINOV, R. Dropout: a simple way to prevent neural networks from overfitting. **The Journal of Machine Learning Research**, v. 15, n. 1, p. 1929–1958, 2014. 64

STAPLES, F. A.; RAE, I. J.; FORSYTH, C.; SMITH, A. R. A.; MURPHY, K. R.; RAYMER, K. M.; PLASCHKE, F.; CASE, N. A.; RODGER, C. J.; WILD, J. A.; MILAN, S. E.; IMBER, S. M. Do statistical models capture the dynamics of the magnetopause during sudden magnetospheric compressions? **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 125, n. 4, p. e2019JA027289, apr 2020. ISSN 2169-9380. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2019JA027289>>. 15, 16, 17, 23, 32, 48, 129

SU, X.; YAN, X.; TSAI, C. L. Linear regression. **Wiley Interdisciplinary Reviews: Computational Statistics**, v. 4, n. 3, p. 275–294, may 2012. ISSN 19395108. Disponível em: <<https://www.onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1002/wics.1198><https://www.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/wics.1198><https://onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1002/wics.1198>>. 40

TÓTH, G.; SOKOLOV, I. V.; GOMBOSI, T. I.; CHESNEY, D. R.; CLAUER, C. R.; De Zeeuw, D. L.; HANSEN, K. C.; KANE, K. J.; MANCHESTER, W. B.; OEHMKE, R. C.; POWELL, K. G.; RIDLEY, A. J.; ROUSSEV, I. I.; STOUT, Q. F.; VOLBERG, O.; WOLF, R. A.; SAZYKIN, S.; CHAN, A.; YU, B.; KÓTA, J. Space Weather Modeling Framework: a new tool for the space science community. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 110, n. A12, p. 12226, dec 2005. ISSN 2156-2202. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/2005JA011126><https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2005JA011126><https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2005JA011126>>. 97

TSKHAKAYA, D. The particle-in-cell method. In: FEHSKE, H.; SCHNEIDER, R.; WEISSE, A. (Ed.). **Computational many-particle physics**. [S.l.: s.n.], 2008. p. 161–189. 107

TSURUTANI, B. T.; SUGIURA, M.; IYEMORI, T.; GOLDSTEIN, B. E.; GONZALEZ, W. D.; AKASOFU, S. I.; SMITH, E. J. The nonlinear response of AE to the IMF BS driver: A spectral break at 5 hours. **Geophysical Research Letters**, v. 17, n. 3, p. 279–282, mar 1990. ISSN 1944-8007. Disponível em:

- <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/GL017i003p00279><https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/GL017i003p00279><https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/GL017i003p00279>>. 17
- TUFTS UNIVERSITY. **Energizing space**. 2017. Disponível em: <https://ase.tufts.edu/cosmos/print_images.asp?id=29>. 6
- TUKEY, J. W. et al. **Exploratory data analysis**. [S.l.: s.n.], 1977. 74
- UMEDA, T.; TOGANO, K.; OGINO, T. Two-dimensional full-electromagnetic Vlasov code with conservative scheme and its application to magnetic reconnection. **Computer Physics Communications**, v. 180, n. 3, p. 365–374, mar 2009. ISSN 0010-4655. 105
- VASYLIŪNAS, V. M. Physics of magnetospheric variability. **Space Science Reviews**, v. 158, n. 1, p. 91–118, 2011. 9
- WATSON, G. S. Linear least squares regression. **The Annals of Mathematical Statistics**, p. 1679–1699, 1967. 40
- WINSKE, D.; OMIDI, N. A nonspecialist’s guide to kinetic simulations of space plasmas. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 101, n. A8, p. 17287–17303, 1996. 103, 105, 110
- YANG, Y.; SHEN, F.; YANG, Z.; FENG, X. Prediction of solar wind speed at 1 AU using an artificial neural network. **Space Weather**, v. 16, n. 9, p. 1227–1244, sep 2018. ISSN 1542-7390. Disponível em: <<https://onlinelibrary.wiley.com/doi/full/10.1029/2018SW001955><https://onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2018SW001955><https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/10.1029/2018SW001955>>. 39
- YANG, Z.; HUANG, C.; LIU, Y. D.; PARKS, G. K.; WANG, R.; LU, Q.; HU, H. Global explicit particle-in-cell simulations of the nonstationary bow shock and magnetosphere. **The Astrophysical Journal Supplement Series**, v. 225, n. 1, p. 13, 2016. 102

PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE

Teses e Dissertações (TDI)

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

Manuais Técnicos (MAN)

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

Notas Técnico-Científicas (NTC)

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programas de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

Relatórios de Pesquisa (RPQ)

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

Publicações Didáticas (PUD)

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

Publicações Seriadas

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Contam destas publicações o Internacional Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

Programas de Computador (PDC)

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. Aceitam-se tanto programas fonte quanto os executáveis.

Pré-publicações (PRE)

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.