



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA E INOVAÇÃO
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21d/2023/07.20.15.02-TDI

**O PAPEL DAS ONDAS ULF NA VARIABILIDADE DO
FLUXO DE ELÉTRONS RELATIVÍSTICOS NO
CINTURÃO DE RADIAÇÃO EXTERNO SOB
INFLUÊNCIA DE ONDAS DE CHOQUE
INTERPLANETÁRIAS SUPERCRÍTICAS**

Karen Júlia Coldebella Ferreira

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelas Dras. Lívia Ribeiro Alves, e Lígia Alves da Silva, aprovada em 22 de maio de 2023.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/49FQ8SE>>

INPE
São José dos Campos
2023

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 INOVAÇÃO
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21d/2023/07.20.15.02-TDI

**O PAPEL DAS ONDAS ULF NA VARIABILIDADE DO
FLUXO DE ELÉTRONS RELATIVÍSTICOS NO
CINTURÃO DE RADIAÇÃO EXTERNO SOB
INFLUÊNCIA DE ONDAS DE CHOQUE
INTERPLANETÁRIAS SUPERCRÍTICAS**

Karen Júlia Coldebella Ferreira

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelas Dras. Lívia Ribeiro Alves, e Lígia Alves da Silva, aprovada em 22 de maio de 2023.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34T/49FQ8SE>>

INPE
São José dos Campos
2023

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Ferreira, Karen Júlia Coldebella.

F413p O papel das ondas ULF na variabilidade do fluxo de elétrons relativísticos no cinturão de radiação externo sob influência de ondas de choque interplanetárias supercríticas / Karen Júlia Coldebella Ferreira. – São José dos Campos : INPE, 2023.
xxxiii + 121 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21d/2023/07.20.15.02-TDI)

Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2023.

Orientadoras : Dras. Lívia Ribeiro Alves, e Lígia Alves da Silva.

1. Ondas de choque interplanetárias. 2. Ondas ULF.
3. Cinturões de radiação. I.Título.

CDU 52-854:52-6



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 INOVAÇÃO



INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS
Serviço de Pós-Graduação - SEPGR

DEFESA FINAL DE DISSERTAÇÃO DE KAREN JÚLIA COLDEBELLA FERREIRA
REG. 672960/2021, BANCA Nº 126/2023

No dia 22 de maio de 2023, 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 Mestra em Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, com a exigência de que o trabalho final a ser publicado deverá incorporar as correções sugeridas pela Banca Examinadora, com revisão pelo(s) orientador(es).

Título: "O papel das ondas ULF na variabilidade do fluxo de elétrons relativísticos no cinturão de radiação externo sob influência de ondas de choque interplanetárias supercríticas"

Observações da banca: A aluna deverá entregar versão com as sugestões da banca implementadas em até 60 dias.

Membros da banca:

Dr. Alisson Dal Lago – Presidente – INPE

Dra. Lívia Ribeiro Alves – Orientadora – INPE

Dra. Lígia Alves da Silva – Orientadora – INPE

Dr. Ezequiel Echer – Membro Interno – INPE

Dra. Flavia Reis Cardoso – Membro Externo – USP/DEBAS

Dr. José Paulo Marchezi – Membro Externo – University of New Hampshire/ Physics & Space Science Center



Documento assinado eletronicamente por **Alisson Dal Lago, Pesquisador**, em 31/05/2023, às 14:19 (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 **Livia Ribeiro Alves, Pesquisadora**, em 31/05/2023, às 14:48 (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 **Ezequiel Echer, Pesquisador**, em 31/05/2023, às 15:34 (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 **Jose paulo marchezi (E), Usuário Externo**, em 31/05/2023, às 16:45 (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 **LIGIA ALVES DA SILVA (E), Usuário Externo**, em 02/06/2023, às 10:12 (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 **fLAVIA REis cardoso rojas (E), Usuário Externo**, em 06/06/2023, às 15:01 (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 <https://sei.mcti.gov.br/verifica.html>, informando o código verificador **11007034** e o código CRC **127B0D4B**.

“The meaning of the river flowing is not that all things are changing so that we cannot encounter them twice, but that some things stay the same only by changing”.

Heraclitus: The Cosmic Fragments, Geoffrey S. Kirk

A minha família.

AGRADECIMENTOS

O desenvolvimento desta pesquisa contou com a valorosa contribuição de muitas pessoas. Deixo a elas, por meio deste, meus sinceros agradecimentos:

Às minhas orientadoras, Livia Ribeiro Alves e Lígia Alves da Silva, pela dedicação e orientação fornecidos ao longo do desenvolvimento do trabalho. Agradeço ainda pelo tempo dedicado a mim e à minha pesquisa. Tem sido uma oportunidade incrível aprender com vocês.

Aos meus familiares, especialmente aos meus pais, Adelar e Ivete, por terem me ensinado o valor do conhecimento e incentivado a buscar minha autonomia. À minha irmã, Natália, sou grata pela parceria na vida e no mundo acadêmico. Além disso, gostaria de estender meus agradecimentos ao Rodrigo Jacovais e sua família pelo apoio e incentivo inestimáveis nos estudos.

Aos colegas Graziela Dias, Vinícius Deggeroni e Felipe Tavares, sou grata pelo auxílio prestado com os programas em Python e Matlab, que resultaram nas figuras dos resultados deste trabalho. À Amanda Rezende Piassi agradeço pela revisão do texto e pelas conversas sobre a pesquisa.

Aos colegas Elienara Fagundes, Daniele Medeiros, Adryani Barbosa, Hadassa Jácome, Dorcas Oseni, Rogério Hisashi, Giorgio Picanço, Adevilson Alves, Elias Nader, Franciele Carlesso e Leonardo Klaus pela amizade e companheirismo durante o mestrado. A presença e o apoio de vocês foram fundamentais para tornar esta jornada mais significativa e gratificante.

Aos ilustres membros da banca deixo meus agradecimentos pela disponibilidade em avaliar esta dissertação e por suas valiosas contribuições. Os apontamentos fornecidos enriqueceram imensamente o trabalho.

Não posso deixar de expressar minha gratidão ao CNPq pelo suporte financeiro primordial para a realização desta pesquisa. Também agradeço a CAPES e à Agência Espacial Brasileira (AEB) por fomentarem o programa de pós-graduação do INPE. Por fim, agradeço ao INPE e seus professores por todo o aprendizado proporcionado durante o mestrado em Geofísica Espacial. Sou

verdadeiramente grata pelo conhecimento e pelas oportunidades adquiridas durante esta jornada acadêmica.

Muito obrigada!

RESUMO

As ondas de choque interplanetárias são perturbações geradas por diferentes estruturas do vento solar que, ao se acoplarem à magnetosfera, podem ativar diferentes mecanismos geradores de ondas magnetohidrodinâmicas, entre essas as ondas ULF. As interações entre ondas ULF e partículas contribuem na variabilidade da população de elétrons e íons aprisionados nos cinturões de Van Allen e causam alterações no ambiente espacial. Os impactos dos choques interplanetários na magnetosfera da Terra têm sido discutidos pela comunidade científica nas últimas décadas, principalmente devido ao avanço das tecnologias, que permitiram aumentar significativamente as resoluções temporais dos instrumentos a bordo dos satélites. Entretanto, ainda existem algumas lacunas a serem preenchidas. Pouco se sabe ainda sobre como os processos físicos desencadeados durante a chegada de uma onda de choque na magnetosfera geram mecanismos capazes de acelerar partículas a níveis relativísticos e ultra relativísticos. Um primeiro passo é entender como ondas de choque afetam a variabilidade de partículas nos cinturões de radiação. Nesse contexto, o presente trabalho analisa a atividade de ondas ULF na magnetosfera após a ocorrência de ondas de choque supercríticas e seus impactos no fluxo de elétrons relativísticos do cinturão de radiação externo. Para isso, foram analisadas as condições do vento solar e da magnetosfera antes e depois da ocorrência de ondas de choque interplanetárias supercríticas. Os principais modos de polarização e a densidade de potência espectral dos campos magnético e elétrico na faixa de frequências das ondas ULF foram estimados. A densidade do espaço de fase dos elétrons por L^* foi verificada para avaliar qual foi a participação das ondas ULF nos processos que geraram variabilidade no fluxo de elétrons. Para a realização desses estudos foram utilizados dados do período em que as sondas Van Allen estiveram em atividade (outubro de 2012 a junho de 2019), em que foram registrados 118 choques interplanetários, a maior parte quase-perpendiculares (79,66%) e com beta de plasma baixo (84,74%). Dentre todos os choques, 26 foram identificados como supercríticos e 10 foram selecionados para fazer estudos de caso, sendo 5 choques quase-paralelos e 5 quase-perpendiculares. Nos 10 eventos foram verificados aumentos na atividade de ondas ULF nos modos compressional e poloidal após a ocorrência da onda de choque interplanetária supercrítica. Em três desses eventos foi observada a difusão radial dirigida por ondas ULF na análise dos perfis da densidade do espaço de fase dos elétrons por L^* . A variação no fluxo de elétrons relativísticos foi menor do que uma ordem de grandeza e em $L^* \geq 4,5 R_E$. Esse resultado sugere que ondas de choque interplanetárias supercríticas podem ser eficientes na geração de ondas ULF na magnetosfera, e que estas, por sua vez, foram significativas na variabilidade no fluxo de elétrons relativísticos na borda externa do cinturão de radiação externo em três dos eventos analisados. Nos demais sete eventos outros mecanismos podem ter prevalecido para gerar variabilidade no fluxo de elétrons.

Palavras-chave: Ondas de choque interplanetárias. Ondas ULF. Cinturões de Radiação.

THE ROLE OF ULF WAVES IN RELATIVISTIC ELECTRON FLUX VARIABILITY IN THE OUTER RADIATION BELT UNDER THE INFLUENCE OF SUPERCRITICAL INTERPLANETARY SHOCK WAVES

ABSTRACT

Interplanetary shock waves are disturbances generated by different solar wind structures that, when coupling with the magnetosphere, can trigger different mechanisms that generate magnetohydrodynamic waves, such as ULF waves. Interactions between ULF waves and particles contribute to enhance or decrease the population of trapped electrons and ions in the radiation belts and affect the space environment. The impacts of interplanetary shock waves on the Earth's magnetosphere have been discussed by the scientific community in recent decades, mainly due to the advancement of technology and, consequently, the improvement in the temporal resolution of instruments on board satellites. However, there are still many open questions. It is not known yet how the physical processes initiated during the arrival of a shock wave in the magnetosphere generate mechanisms capable of accelerating particles to relativistic and ultra-relativistic levels. A first step is to define an explanation of how shock waves affect the particles variability in the radiation belts. In this context, the present work analyzes the ULF waves activity in the magnetosphere after the occurrence of supercritical shock waves and their impacts on the relativistic electron flux in the outer radiation belt. Therefore, this work examines the magnetosphere and solar wind conditions before and after supercritical shock waves. The main polarization modes and the power spectral density in ULF waves frequencies are inferred. The electron phase space density for L^* was verified to assume what was the role of ULF waves in the processes that culminated in electron flux variability. To carry out these studies, we used data from the period that the Van Allen Probes were in activity (October 2012 to June 2019), in which 118 shock waves were recorded, most of them quasi-perpendicular (79,66%) and low plasma beta (84,74%). Among all of them, 26 shocks were supercritical and ten were selected for case studies, five quasi-parallel and five quasi-perpendicular. In all ten events the ULF waves activity increased in compressive and poloidal modes after the arrival of supercritical shock waves. In three of them, we observed radial diffusion generated by ULF in the analysis of phase space density profiles. The electron flux variability was less than one order and in $L^* \geq 4,5 R_E$. This result suggests that supercritical interplanetary shock waves may be efficient in generating ULF waves in the magnetosphere, and that these, in turn, were significant in the variability of relativistic electron flux at the outer edge of the outer radiation belt

in three of the events analyzed. In the other seven events, other mechanisms may have prevailed to generate variability in the electron flux.

Keywords: Interplanetary Shock Waves. ULF Waves. Radiation Belts.

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 2.1 - Projeção das linhas de campo magnético em direção ao plano equatorial do meio interplanetário.	9
Figura 2.2 – Representação esquemática da formação de uma CIRs. A região A indica a região de propagação da componente lenta do vento solar. A região B indica a região onde ocorre o vento rápido. O parâmetro B indica as linhas de campo magnético. A região em cinza, designada por IF, indica a região de interface entre as duas componentes do vento. FS e RS indicam a ocorrência de ondas de choque <i>forward</i> e <i>reverse</i> , respectivamente.	12
Figura 2.3 - Projeção de uma ICME em direção ao meio interplanetário com a formação de uma onda de choque, representada pela linha laranja.	13
Figura 2.4 - Parâmetros de uma onda de choque. A linha vertical representa o plano do choque que faz a separação entre os lados <i>upstream</i> (pré-choque) e <i>downstream</i> (pós-choque). Os parâmetros do lado <i>upstream</i> são representados com a letra “u” subscrita e os do lado <i>downstream</i> com o “d” subscrito, onde ρ é a densidade, P é pressão e U é a velocidade.	15
Figura 2.5 – Representação dos vetores do plasma e da onda choque, onde os números 1 e 2 subscritos indicam a frente ou atrás da onda de choque. O vetor \mathbf{B} é o campo magnético; \mathbf{W} é a diferença ($\mathbf{W} = \mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1$) entre as velocidades de prótons (\mathbf{u}). O plano n é o plano normal à frente de choque que contém os vetores campo magnético \mathbf{B}_1 e \mathbf{B}_2 . O vetor unitário t está na intersecção entre o plano do choque e o plano t , que pode ser paralelo ou antiparalelo a $\Delta\mathbf{B} = \mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1$. O vetor unitário q completa o sistema.	21
Figura 2.6 - Número de Mach Crítico em função dos parâmetros θBn e β	24
Figura 3.1 - Regiões da magnetosfera terrestre.	25
Figura 3.2 – Representação das correntes magnetosféricas.	27
Figura 3.3 - Ondas magnetosféricas e suas regiões preferenciais de ocorrência. As ondas ULF são observadas globalmente na magnetosfera. As ondas <i>Chorus</i>	

são comumente encontradas na região do amanhecer, entre os setores da meia-noite e do meio-dia. As ondas magnetossônicas são observadas com frequência no lado diurno nas proximidades do setor do meio-dia até o lado anoitecer. As ondas EMIC são observadas majoritariamente no lado anoitecer. Por fim, as ondas *Hiss* são encontradas na região da plasmasfera..... 29

Figura 3.4 - Movimentos de uma partícula aprisionada no campo magnético da Terra..... 31

Figura 3.5 - Modos da onda ULF em um campo magnético dipolar onde (1) representa o modo toroidal, (2) o modo compressional e (3) o modo poloidal. 38

Figura 3.6 - Perfis da densidade do espaço de fase dos elétrons por L^* que descrevem a taxa de transporte das partículas de uma região fonte (*source*) para uma região de perdas (*sink*). No painel (A), *DLL* refere-se ao coeficiente de difusão radial, atrelado a variações nos perfis da densidade do espaço de fase em vários L^* simultaneamente. No painel (B), *DEE* trata-se do coeficiente de difusão por energia, associado com variações locais nos perfis da densidade do espaço de fase. 42

Figura 4.1 - Sonda Van Allen Probe e a localização de seus instrumentos 44

Figura 4.2 - Localização dos instrumentos do satélite ACE 46

Figura 5.1 - Número médio de manchas solares por mês (pontos) e média ponderada em 13 meses (curva roxa) em função do tempo, entre 2012 a 2019. O gráfico foi produzido com uso da plataforma Solar cycle progression NOAA, disponível no link (<https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression>). 52

Figura 5.2 - Quantidade total de ondas de choque interplanetárias (curva azul) e de choques supercríticos (curva laranja) por ano, de outubro de 2012 a junho de 2019. Os dados são provenientes da página CfA (https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/)..... 52

Figura 5.3 - Distribuição dos choques registrados durante o período de atividade das sondas Van Allen nas classificações por θBn (quase-paralelo $\theta Bn < 45^\circ$ e quase-perpendicular $\theta Bn > 45^\circ$), beta de plasma (alto > 1 e baixo < 1) e por

número de Mach (alto $> 2,5$ e baixo $< 2,5$). Os dados foram consultados na página CfA disponíveis no link https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/. . 53

Figura 5.4 - Posição preferencial das sondas Van Allen Probes adotada na seleção dos eventos apresentado no plano X, Y, no sistema de coordenadas GSE, com os eixos X e Y em unidades de Raios Terrestres (RE). As elipses são órbitas descritas pelas sondas Van Allen e os pontos indicam a posição das sondas na data e horário contido no cabeçalho das imagens. Cada elipse indica uma órbita de cada sonda. Em ambos os painéis as sondas encontram-se próximas ao apogeu de sua órbita, mas em setores diferentes da magnetosfera. No painel da esquerda, as sondas encontram-se no setor noturno próximas à meia noite. No painel da direita, as sondas encontram-se no setor diurno da magnetosfera próximas às 12 UT. Os gráficos foram produzidos na plataforma Van Allen Probes Science Gateway (<https://rbspgway.jhuapl.edu/>) 56

Figura 5.5 – A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 RE$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em RE . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário..... 62

Figura 5.6 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária..... 63

Figura 5.7 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 RE$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em RE . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário. 66

Figura 5.8 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária. 67

Figura 5.9 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 RE$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em RE . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário. 70

Figura 5.10 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente

paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária..... 71

Figura 5.11 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 RE$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em RE . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário..... 74

Figura 5.12 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária..... 75

Figura 5.13 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 RE$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em RE . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com

o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário..... 78

Figura 5.14 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária..... 79

Figura 5.15 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 RE$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em RE . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário..... 82

Figura 5.16 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária..... 83

Figura 5.17 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 RE$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de

prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em RE . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário..... 86

Figura 5.18 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária..... 87

Figura 5.19 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 RE$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em RE . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário..... 89

Figura 5.20 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes

B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária..... 90

Figura 5.21 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 RE$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em RE . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário..... 92

Figura 5.22 – A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária..... 93

Figura 5.23 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 RE$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em RE . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário..... 95

Figura 5.24 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária.....	96
Figura 5.25 - Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, <i>inbound</i> e <i>outbound</i> da órbita da Van Allen probe B.....	100
Figura 5.26 - Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, <i>inbound</i> e <i>outbound</i> da órbita da Van Allen probe B.....	100
Figura B.1 - Evento do dia 17 de março de 2013. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, <i>inbound</i> e <i>outbound</i> da órbita da Van Allen probe B.....	118
Figura B.2 – Evento do dia 13 de abril de 2013. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, <i>inbound</i> e <i>outbound</i> da órbita da Van Allen probe B.....	118
Figura B.3 – Evento do dia 24 de maio de 2013. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, <i>inbound</i> e <i>outbound</i> da órbita da Van Allen probe B.....	119
Figura B.4 – Evento do dia 31 de maio de 2013. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, <i>inbound</i> e <i>outbound</i> da órbita da Van Allen probe B.....	119
Figura B.5 – Evento do dia 02 de outubro de 2013. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, <i>inbound</i> e <i>outbound</i> da órbita da Van Allen probe B.....	120

Figura B.6 – Evento do dia 27 de fevereiro de 2014. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, inbound e outbound da órbita da Van Allen probe B..... 120

Figura B.7 – Evento do dia 19 de dezembro de 2015. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, inbound e outbound da órbita da Van Allen probe B. 121

Figura B.8 – Evento do dia 31 de dezembro de 2015. Para essa data não foi possível fazer o gráfico. A plataforma Gateway gera perfis apenas para um dia antes e dois dias depois a data do evento. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, inbound e outbound da órbita da Van Allen probe B. 121

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
Tabela 2.1 - Características das componentes rápida e lenta do vento solar nas proximidades da órbita da Terra. O parâmetro np é a densidade; Tp é a temperatura dos prótons e B é o campo magnético.....	9
Tabela 2.2 - Principais classificações usadas no estudo de ondas de choque não-colisionais.....	17
Tabela 2.3 – Obliquidade das ondas de choque interplanetárias classificadas de acordo com o ângulo θBn , que se trata do ângulo entre o campo magnético do lado <i>upstream</i> e o vetor normal da frente de choque.	18
Tabela 3.1 - Período e frequência das pulsações magnetosféricas	34
Tabela 5.1 – Quantidade de choques interplanetários por ano registrados durante a era Van Allen Probes. A tabela também mostra quantos choques, por ano, foram categorizados como quase-paralelo, quase-perpendicular, β baixo, β alto, Mf baixo, Mf alto e quantos desses podem ser considerados supercríticos. Os dados foram obtidos na página CfA (https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/).....	51
Tabela 5.2 - Datas dos choques Supercríticos organizados por ano. Dados fornecidos pela base de dados CfA (https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/).....	54
Tabela 5.3 - Datas e parâmetros das ondas de choques supercríticas selecionados para fazer estudos de caso. Os parâmetros dos choques são provenientes da base de dados CfA (https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/) e as datas das ICMEs foram consultadas nas tabelas de Ian Richardson e Hilary Cane (CANE, RICHARDSON, 2003) (https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm).	55
Tabela A.1 – Parâmetros das 26 ondas de choque interplanetárias supercríticas ocorridas na era Van Allen Probes, de outubro de 2012 a junho de 2019.	117

LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

ACE	<i>Advanced Composition Explorer</i>
AU	Unidade Astronômica (<i>Astronomical Unit</i>)
CDAWeb	<i>Coordinated Analysis Web</i>
CfA	<i>Center for Astrophysicists</i>
CIRs	Regiões de interação corrotante (<i>Co-rotating Interaction Regions</i>)
CME	Ejeção de Massa Coronal (<i>Coronal Mass Ejection</i>)
DAS	<i>Diffusive Shock Acceleration</i>
DONKI	<i>Space Weather Database of Notifications, Knowledge, Information</i>
ECT	<i>Energetic Particle, Composition, and Thermal Plasma Suite</i>
Ejs	Ejeções (<i>Ejecta</i>)
EMFISIS	<i>Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science</i>
EMIC	<i>Eletromagnetic Ion Cyclotron Waves</i>
EPAM	<i>Electron, Proton, e Alpha-Particle Monitor</i>
HSS	<i>High Speed Stream</i>
ICMEs	Ejeções de Massa Coronal Interplanetárias (<i>Interplanetary Coronal Mass Ejections</i>)
IMF	Campo magnético interplanetário (<i>Interplanetary Magnetic Field</i>)
MAG	<i>Magnetic Field Experiment</i>
MC	Teorema da Coplanaridade Magnética (<i>Magnetic Coplanarity</i>)
MHD	Magnetohidrodinâmica
MX	<i>Mixed Modes</i>
Pc	<i>Periodic Continuous</i>
PhSD	Densidade do espaço de fase (<i>phase space density</i>)
Pi	<i>Periodic Irregular</i>
RBSP	<i>Radiation Belt Storm Probes</i>
REPT	<i>Relativistic Electron Proton Telescope</i>
DAS	<i>Shock Drift Acceleration</i>
SWPAM	<i>Solar Wind Electron, Proton, e Alpha Monitor</i>
ULF	Ultra Baixa Frequência (<i>Ultra-Low Frequency</i>)
VC	Teorema da Coplanaridade da Velocidade (<i>Velocity Coplanarity</i>)

LISTA DE SÍMBOLOS

B_E	Campo magnético equatorial na superfície da Terra
B_d	Campo magnético no lado pós-choque
B_u	Campo magnético no lado pré-choque
D_{LL}	Coefficiente de Difusão
M_A	Número de Mach Alfvénico
M_{CR}	Número de Mach Crítico
M_{CS}	Número de Mach Sônico
M_f	Número de Mach rápido
M_S	Número de Mach lento
R_E	Raios Terrestres
T_b	Período do movimento de repique
T_d	Período do movimento de deriva
T_{eu}	Temperatura dos elétrons no lado pré-choque
T_g	Período do movimento de giro
T_{pu}	Temperatura dos íons no lado pré-choque
V_A	Velocidade de Alfvén
m_0	Massa de Repouso da Partícula
\hat{n}	Vetor normal da frente de choque
n_u	Densidade dos íons no lado pré-choque
v_d	Velocidade do fluxo no lado pós-choque
v_u	Velocidade do fluxo no lado pré-choque
θ_{Bn}	Ângulo entre a normal do choque e o campo magnético
μ_0	Permeabilidade magnética no vácuo
ω_d	Frequência de onda
\parallel	Componente Paralela
\perp	Componente Perpendicular
L	<i>L-shell</i>
B	Campo magnético
G	Potência espectral do campo elétrico/magnético referente a onda ULF
J	Densidade de corrente elétrica

K	Segundo Invariante Adiabático
M	Número de Mach
P	Pressão
f	Densidade do espaço de fase dos elétrons
m	Número de onda azimutal
p	Momento
q	Carga elementar
u	Velocidade
α	<i>Pitch Angle</i>
β	Beta de plasma
γ	Fator relativístico
μ	Primeiro Invariante Adiabático
ρ	Densidade de massa
τ	Tempo de vida dos elétrons
ϕ	Terceiro Invariante Adiabático

SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Objetivos.....	5
2 O VENTO SOLAR E ONDAS DE CHOQUE INTERPLANETÁRIAS	7
2.1 Eventos transientes	10
2.2 Ondas de choque interplanetárias	14
2.2.1 θBn	17
2.2.2 Beta de plasma	21
2.2.3 Mach number	22
2.2.4 Ondas de choque interplanetárias supercríticas	22
3 MAGNETOSFERA TERRESTRE.....	25
3.1 Os cinturões de radiação	29
3.2 Ondas ULF na magnetosfera.....	34
4 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA	43
4.1 Instrumentação	43
4.1.1 Van Allen Probes	44
4.1.2 Advanced Composition Explorer (ACE)	45
4.2 Metodologia	46
5 RESULTADOS E DISCUSSÕES	50
5.1 Ondas de choque interplanetárias na era Van Allen Probes	50
5.2 Ondas de choque interplanetárias supercríticas quase-paralelas e quase-perpendiculares.....	54
5.2.1 Ondas de choque supercríticas quase-paralelas	59

5.2.1.1	17 de março de 2013	59
5.2.1.2	13 de abril de 2013	63
5.2.1.3	02 de outubro de 2013.....	67
5.2.1.4	31 de dezembro de 2015	71
5.2.1.5	06 de setembro de 2017	75
5.2.2	Ondas de choque supercríticas quase-perpendiculares	79
5.2.2.1	24 de maio de 2013	80
5.2.2.2	31 de maio de 2013	83
5.2.2.3	27 de fevereiro de 2014	87
5.2.2.4	20 de setembro de 2015	90
5.2.2.5	19 de dezembro de 2015	93
5.2.3	Análise da densidade do espaço de fase dos elétrons	98
6	CONCLUSÕES	101
6.1	Sugestões de trabalhos futuros	103
	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	104
	APÊNDICE A – PARÂMETROS DAS ONDAS DE CHOQUE INTERPLANETÁRIAS SUPERCRÍTICAS OCORRIDAS NA ERA VAN ALLEN PROBES	117
	APÊNDICE B – GRÁFICOS DO PHSD	118

1 INTRODUÇÃO

Ondas de choque são perturbações que se propagam em um meio, como ar, água ou plasmas. Sua ocorrência está associada a uma razão superior a 1 entre a velocidade relativa e a magnetossônica (KIVELSON; RUSSEL, 1995). As ondas de choque têm a capacidade de produzir alterações significativas nas propriedades do meio, tais como densidade, temperatura, velocidade do fluxo, intensidade do campo magnético, entre outras (KIVELSON; RUSSEL, 1995). Em meios não-colisionais, embora as ondas de choque não possam contar com colisões entre partículas para transferir momento e energia entre si, o campo magnético pode desempenhar este papel e possibilitar que ondas de choque ocorram mesmo em lugares onde o livre caminho médio das partículas é da ordem de $1,5 \cdot 10^8 \text{ km}$ ou 1 AU (unidade astronômica, do inglês *astronomical unit*) (KIVELSON; RUSSEL, 1995), que é a distância Sola-Terra. Assim, as ondas de choque podem ser encontradas em plasmas não-colisionais, como aqueles que permeiam o espaço interplanetário e a magnetosfera da Terra (BURLAGA, 1971).

A ocorrência de ondas de choque no meio interplanetário está correlacionada com a atividade solar (ECHER et al., 2003) e é desencadeada pelo aumento acentuado da velocidade relativa, associado a aumentos abruptos no campo magnético entre outros parâmetros do plasma do vento solar (KILPUA et al., 2015). Ondas de choque podem ser originadas da atividade solar através de *ejectas*, provenientes de ejeções coronais de massa interplanetárias (*Interplanetary Coronal mass Ejection* – ICMEs), e pela interação entre *High Speed Solar Wind Streams* (HSSs) e a componente lenta do vento solar, que podem dar origem a regiões de interação corrotante (*Corrotating Interaction Region* - CIRs) (ECHER et al., 2003). Em 1 AU, a maior parte das ondas de choque observadas são geradas por ICMEs (OH et al., 2007).

A magnetosfera pode ser definida como um sistema impulsionado pelo vento solar com diferentes populações de partículas consideradas subsistemas. O vento solar transfere massa, momento e energia para a magnetosfera, gerando uma convecção global de plasma nessa região. Uma das consequências do

acoplamento entre o vento solar e a magnetosfera é a geração de ondas de plasma, através das quais as diferentes populações de plasma da magnetosfera interagem entre si (BOROVSKY, 2018). Quando as estruturas do vento solar alcançam a magnetosfera terrestre, elas afetam diretamente ou indiretamente a variabilidade do fluxo de partículas nos cinturões de radiação (ALVES et al., 2016; SOUZA et al., 2017; BAKER et al., 2018; DA SILVA et al., 2019)

Flutuações no vento solar e mecanismos internos da magnetosfera podem dar origem a ondas magnetohidrodinâmicas (MHD), que têm participação ativa nos processos físicos que alteram a densidade de partículas nos cinturões de radiação (BAKER, 2021). Dentre os processos que regem a variabilidade do fluxo de partículas dos cinturões de radiação, as ondas MHD são citadas como um dos mais importantes (MURPHY; MANN; SIBECK, 2015; BAKER et al., 2018). Um exemplo de ondas magnetosféricas encontradas globalmente na magnetosfera são as ondas de baixa frequência, também chamadas de ULF (*Ultra Low Frequency*), que podem afetar a população de partículas dos cinturões de radiação (ELKINGTON, 2006). As ondas ULF são perturbações no campo geomagnético cujas frequências variam entre 1 mHz a 10 Hz na magnetosfera (SAITO, 1969; PILIPENKO, 1990; ZONG; HAO; WANG, 2009; HARTINGER et al., 2022). As ondas ULF podem interagir com as partículas, alterando suas distribuições, em particular, influenciando a variabilidade do fluxo de elétrons no cinturão de radiação externo por meio da difusão radial, mecanismo que pode crescer ou reduzir a população de elétrons do cinturão (LOTO'ANIU et al., 2010; DA SILVA et al., 2019; MARCHEZI et al., 2022).

O monitoramento do fluxo de partículas nos cinturões de radiação está intrinsecamente relacionado ao clima espacial, uma vez que a previsão do fluxo de partículas aprisionadas é influenciada pelo vento solar (BAKER; KANEKAL, 2008). Além disso, observações demonstram que existe uma correlação entre variabilidade no fluxo de elétrons de altas energias e falhas/anomalias em satélites (BAKER, 2002; OZEKE et al., 2017). Portanto, compreender a dinâmica dos cinturões de radiação é de suma importância para garantir a integridade de sistemas tecnológicos em órbita da Terra (FRIEDEL; REEVES; OBARA, 2002; BAKER; KANEKAL, 2008).

Diversos estudos abordam a atividade das ondas ULF na magnetosfera da Terra devido à incidência de ondas de choque interplanetárias (ZONG; HAO; WANG, 2009; ZHANG et al., 2010; OLIVEIRA et al., 2020). O ângulo de impacto de ondas de choque é apontado como sendo um parâmetro determinante nas propriedades das ondas ULF geradas na magnetosfera, tais como amplitude, frequência e modos de onda (OLIVEIRA et al., 2020). Tais diferenças nas características das ondas ULF são relevantes no transporte radial de partículas dos cinturões de radiação (SU et al., 2015). Dessa forma, a obliquidade do choque interplanetário é um parâmetro que deve ser considerado para prever o impacto do clima espacial na resposta geomagnética e no fluxo de partículas nos cinturões de radiação (OLIVEIRA et al., 2020).

Uma das principais questões em aberto atualmente na área de choques interplanetários é de que forma estes fenômenos são capazes de acelerar partículas no meio interplanetário (WILSON, 2018). Mais ainda, como ondas de choque estão relacionadas com a aceleração e a perda de partículas de altas energias na magnetosfera da Terra (ZONG; HAO; WANG, 2009). Cabe ressaltar também que os processos de aceleração e perda de partículas nos cinturões ainda não são plenamente compreendidos (LOTO'ANIU et al., 2010; BAKER, 2021). Portanto, o objetivo deste estudo está alinhado com essas problemáticas e aborda a atividade de ondas ULF e a variabilidade no fluxo de elétrons relativísticos no cinturão externo de Van Allen sob a influência de ondas de choque interplanetárias supercríticas.

Para tanto, as ondas de choque ocorridas durante a era Van Allen *Probes*, que compreende o período de atividade dos satélites que vai de outubro de 2012 a junho de 2019, também chamadas de *Radiation Belt Storm Probes* (RBSP), foram classificadas de acordo com os seguintes critérios:

- a obliquidade (choque quase-perpendicular ou quase-paralelo);
- a compressibilidade (beta de plasma alto ou baixo);
- e quanto a velocidade (número de Mach do modo rápido crítico ou não).

que são os principais parâmetros de interesse nos estudos sobre ondas de choque interplanetárias (BAVASSANO-CATTANEO et al., 1986; SCUDDER et al., 1986; ECHER et al., 2003; KILPUA et al., 2015).

As informações referentes às ondas de choque foram obtidas por meio da base de dados do CfA (*Center for Astrophysicists*, Harward-Smithsonian). Dentre estes eventos, foram identificados 26 choques supercríticos, utilizando como critério o número de Mach do modo rápido (M_f) maior do que 2,5 e o beta de plasma (β) inferior a 1 (FARRIS; RUSSEL, 1993). Desta forma, tanto ondas de choque quase-perpendiculares quanto quase-paralelas foram incluídas. A partir deste conjunto de 26 ondas de choque interplanetárias supercríticas, foram selecionados 10 eventos para estudos de caso, sendo 5 quase-paralelos e 5 quase-perpendiculares.

Cada uma das 10 ondas de choque interplanetárias supercríticas foi analisada levando em consideração a estrutura do vento solar que a gerou, as características do meio interplanetário e as respostas observadas na magnetosfera. Os dados sobre as condições do meio interplanetário foram obtidos através do satélite ACE (*Advanced Composition Explorer*) (STONE et al., 1998), enquanto os dados referentes à magnetosfera foram coletados pelas Van Allen *Probes* (BAKER et al., 2012).

Após a análise dos parâmetros da onda de choque e condições do meio interplanetário, procedeu-se a análise da potência espectral das ondas ULF e seus respectivos modos de polarização, os quais desempenham um papel importante na indução da difusão radial (ELKINGTON, 2006). Adicionalmente, foi observada a variabilidade do fluxo de elétrons relativísticos no cinturão de radiação externo, a fim de investigar suas possíveis interações com as ondas ULF (SU et al., 2015). Não obstante, foi considerada a posição da magnetopausa, a qual pode fornecer indícios sobre a atuação do mecanismo de *Magnenopause Shadowing*, o qual é bastante eficiente para causar perdas de partículas em grande escala no cinturão externo (LOTO'ANIU et al., 2010). Para averiguar se a variabilidade observada no fluxo de elétrons ocorreu devido a

difusão radial dirigida por ondas ULF, foi necessário inspecionar os perfis da densidade do espaço de fase dos elétrons por L^* (REEVES et al., 2003).

Uma vez estabelecidas as respostas da magnetosfera diante da ocorrência de ondas de choque interplanetárias supercríticas, tornou-se possível determinar se, nos estudos de caso realizados, tais choques foram eficazes em aumentar a atividade das ondas ULF na magnetosfera interna e gerar consequente variabilidade no cinturão de radiação externo. Adicionalmente, foi possível inferir se a obliquidade da onda de choque exerce influência na densidade de potência espectral das ondas ULF nos modos compressional e poloidal, assim como na variabilidade dos elétrons relativísticos devido ao mecanismo de difusão radial.

O trabalho está estruturado da seguinte forma.

O segundo capítulo consiste em uma revisão sobre as características do sol e do vento solar, onde são apresentadas as estruturas capazes de gerar tempestades geomagnéticas e ondas de choque interplanetárias. Nesta seção, são abordados os choques interplanetários e os principais parâmetros usados no seu estudo.

O terceiro capítulo discorre sobre a magnetosfera da terra com subseções dedicadas aos cinturões de radiação e às ondas ULF. São tratados os movimentos adiabáticos da população de partículas aprisionadas nos cinturões, a caracterização das ondas ULF e o mecanismo de difusão radial.

No quarto capítulo, são apresentados os instrumentos e a metodologia utilizados no trabalho.

O quinto capítulo apresenta os resultados, análises e as discussões.

Por fim, o sexto capítulo contém as conclusões obtidas e sugere trabalhos futuros relacionados a este tema de pesquisa.

1.1 Objetivos

O objetivo principal do trabalho consiste em caracterizar as ondas ULF geradas após a ocorrência de ondas de choque interplanetárias supercríticas em seus parâmetros, a saber, a distribuição de potência por frequência, por modos de

acoplamento e a sua localização na magnetosfera, para com isso estudar as respostas observadas na variabilidade do fluxo de elétrons relativísticos (1.8 MeV à 3.4 MeV) no cinturão de radiação externo em decorrência ao mecanismo de difusão radial dirigida por ondas ULF através da análise da densidade de fluxo de elétrons e dos perfis da densidade do espaço de fase.

Para isso foram estabelecidos os seguintes objetivos específicos:

- Categorizar as ondas de choque interplanetárias com base na velocidade, compressibilidade e obliquidade, com o propósito de identificar as ondas de choque supercríticas ocorridas durante o período de atividade da Van Allen *Probes*. Dentro desse conjunto de eventos, selecionar choques quase-paralelos e quase-perpendiculares para realizar estudos de caso.
- Nos estudos de caso, examinar as diferenças na atividade das ondas ULF na magnetosfera para choques interplanetários com diferentes obliquidades, a fim de diagnosticar diferenças nas características das ondas ULF após a ocorrência de uma onda de choque supercrítica quase-perpendicular e quase-paralela. Isso será realizado considerando a distribuição de potência espectral por frequências e a densidade de potência dos modos de polarização compressional e poloidal.
- Investigar o fluxo de elétrons relativísticos por L^* após a ocorrência de uma onda de choque supercrítica, e estimar o papel desempenhado pelas ondas ULF na variabilidade do fluxo por meio do mecanismo de difusão radial. Para isso, será realizada uma análise dos gráficos de densidade do espaço de fase dos elétrons, com o objetivo de identificar se ocorreu uma difusão radial para dentro ou para fora, gerada pelas ondas ULF.
- Determinar se a obliquidade da onda de choque foi determinante na atividade das ondas ULF e, conseqüentemente, na variabilidade do fluxo de elétrons relativísticos no cinturão de radiação externo.

2 O VENTO SOLAR E ONDAS DE CHOQUE INTERPLANETÁRIAS

Estima-se que o Sol possua uma idade de aproximadamente 4,5 bilhões de anos e uma massa cerca de 330 vezes maior que a da Terra. Com o intuito de facilitar seu estudo, o Sol é dividido em distintas regiões. Do seu núcleo, situado na região mais interna, origina-se energia termonuclear por meio da fusão de hidrogênio em hélio, sendo que a temperatura do núcleo é aproximadamente 15 milhões K (CAMPBELL, 2003). A porção interna do Sol é subdividida em outras duas regiões, denominadas zona radiativa e zona convectiva. As três camadas mais externas da estrela - a fotosfera, a cromosfera e a coroa - constituem a atmosfera solar (PARKS, 2004).

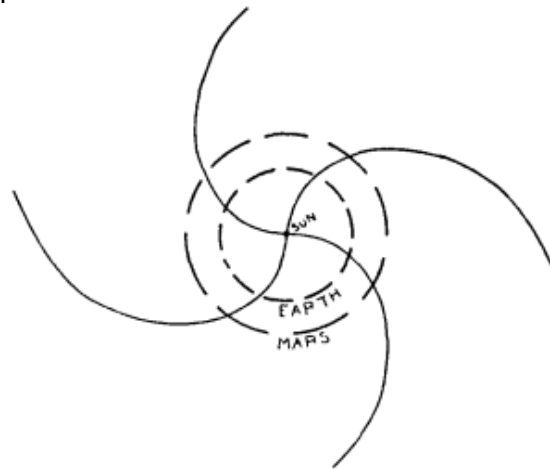
A fotosfera manifesta áreas visivelmente mais escuras e frias chamadas de manchas solares ou regiões ativas (KAMIDE; CHIAN, 2007). Em períodos calmos do ciclo solar, as manchas distribuem-se em latitudes maiores da fotosfera (KAMIDE; CHIAN, 2007). A intensidade do campo magnético é bem maior nas manchas e elas costumam aparecer em pares, o que sugere que linhas de campo magnético podem emergir em uma mancha e adentrar em outra. A quantidade de manchas observadas na superfície do sol varia ao longo do ciclo solar, que dura em média 11 anos (KAMIDE; CHIAN, 2007). Nas proximidades das regiões ativas ocorrem os *flares*, que são explosões luminosas e breves, originadas a partir de proeminências caracterizadas por finos filamentos escuros, notáveis por sua grande estabilidade, podendo perdurar por meses (PRIEST; FORBES, 2002).

Na atmosfera solar são observados os buracos coronais, os quais são identificados como regiões mais escuras da coroa em imagens de raio-X e ultravioleta (UV). Essa peculiaridade ocorre devido à abertura das linhas de campo magnético oriundas dos buracos coronais, enquanto, nas regiões ativas, o plasma aquecido é confinado em linhas de campo fechadas, emitindo energia nos comprimentos de onda ultravioleta e raios-X, tornando-se, assim, luminosas (BOTHMER; ZHUKOV, 2007).

O Sol emite para o meio interplanetário não apenas radiação como também um fluxo contínuo de partículas, carregadas através do vento solar. O vento solar pode ser definido como a expansão da corona em direção ao meio interplanetário. Ele é composto por elétrons e íons (majoritariamente prótons) e também carrega o campo magnético do sol através do fenômeno de congelamento das linhas de campo (KIRCHOFF, 1991). O vento solar teve a sua existência prevista através da observação da cauda dos cometas, cuja direção sempre aponta radialmente para o lado oposto ao Sol. Na década de 1950, Ludwig Biermann atribuiu a ocorrência deste fenômeno a partículas que seriam emitidas pelo Sol (BIERMANN; BROSOWSKI; SCHMIDT, 1951). Ainda nessa década, foi publicado um artigo por Eugene Parker (1958) prevendo a existência do vento solar. Durante a era espacial, na década de 1960, a existência do vento solar foi confirmada pelas sondas Lunik 2, Lunik 3 e Mariner 2 (PARKS, 2004). O vento solar é consequência da diferença de pressão entre a corona solar e o espaço interplanetário. Dessa forma, o plasma solar consegue escapar da influência gravitacional do sol e propaga-se radialmente (PARKER, 1958; KAMIDE; CHIAN, 2007). A esta zona de dominância do vento solar atribui-se o nome de heliosfera (CAMPBELL, 2003).

A atividade solar está relacionada ao campo magnético do sol, que é gerado pela ação da zona de convecção e do dínamo solar (KAMIDE; CHIAN, 2007). O campo magnético de origem solar e que permeia o espaço entre o Sol e os planetas é chamado de campo magnético interplanetário (*interplanetary magnetic field*, IMF) (PARKS, 2004). Durante os períodos de maior atividade solar, o vento solar sofre maiores perturbações, o que resulta em velocidades e temperaturas mais elevadas e ocasiona flutuações significativas no IMF (PARKS, 2004). Devido à rotação do sol, as linhas de campo magnético do vento solar assumem o formato de uma espiral de Arquimedes. À medida que o vento se distancia do sol, adquire um formato toroidal, tal como ilustra a Figura 2.1 (PARKER, 1958). Como a rotação do sol possui um período de 27 dias, os parâmetros do vento solar também apresentam um padrão de comportamento dentro deste mesmo intervalo quando observados a partir da Terra (PARKS, 2004).

Figura 2.1 - Projeção das linhas de campo magnético em direção ao plano equatorial do meio interplanetário.



Fonte: Parker (1958).

O plasma do vento solar possui duas componentes, o vento lento e o rápido, cujas características principais estão explicitadas na Tabela 2.1. O vento solar lento possui velocidade entre 250 km/s a 400 km/s e a sua geração ainda não é completamente compreendida (KAMIDE; CHIAN, 2007). O vento lento costuma ser variável na sua composição, temperatura e densidade. Essa flutuação pode estar associada com variações nas condições da corona (AXFORD; MCKENZIE, 1992).

Tabela 2.1 - Características das componentes rápida e lenta do vento solar nas proximidades da órbita da Terra. O parâmetro n_p é a densidade; T_p é a temperatura dos prótons e B é o campo magnético.

Vento rápido	Vento Lento
$450 - 800 \text{ km/s}$	$\leq 450 \text{ km/s}$
$n_p \sim 3 \text{ cm}^{-3}$	$n_p \sim 7 - 10 \text{ cm}^{-3}$
$T_p \sim 2 \times 10^5 \text{ K}$	$T_p \sim 4 \times 10^4 \text{ K}$
$B \sim 5 \text{ nT}$	$B \sim 4 \text{ nT}$

Fonte: Adaptado de Bothmer e Zhukov (2007).

Por outro lado, o vento rápido é mais rarefeito e tem origem nos buracos coronais. A velocidade do vento rápido pode variar de 400 *km/s* a 800 *km/s* (KAMIDE; CHIAN, 2007). O plasma do vento rápido apresenta composição e propriedades mais uniformes em comparação ao vento lento, características que ocorrem provavelmente devido a uma condição de equilíbrio com a sua região coronal de origem (AXFORD; MCKENZIE, 1992).

Adicionadas às variações recorrentes no vento solar citadas nesta sessão, existem algumas estruturas transitórias originadas pela atividade solar que tornam o meio interplanetário ainda mais dinâmico, como descreve a subseção a seguir.

2.1 Eventos transientes

O acoplamento entre o vento solar e a magnetosfera é altamente dinâmico devido às variações recorrentes nos parâmetros do vento solar e às estruturas transitórias geradas pelo Sol (KAMIDE; CHIAN, 2007). Entre essas estruturas destacam-se as HILDCAAs (*High-Intensity Long-Duration Continuous AE Activity*), os *High Speed Streams* (HSSs), as regiões de interação corrotante (*Co-rotating Interaction Regions*, CIRs) e as ejeções coronais de massa (*Coronal Mass Ejections*, CME).

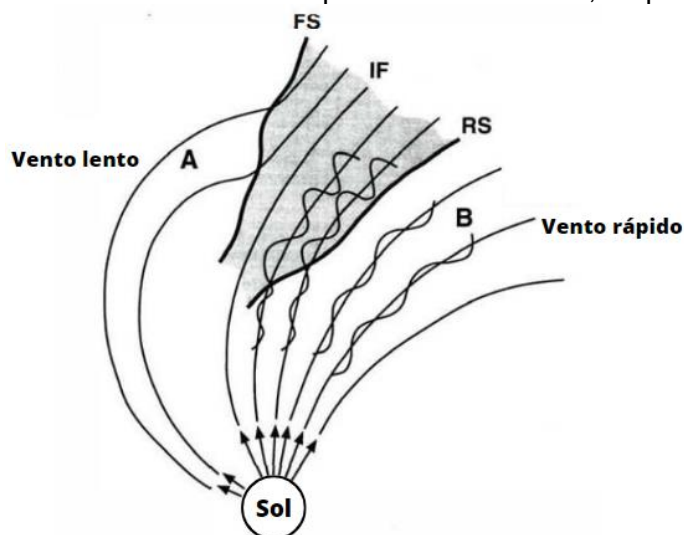
Os eventos denominados HILDCAAs são definidos por intervalos de atividade auroral intensa nos quais são observados picos no índice AE maiores do que 1000 nT que perduram ao menos 2 dias, sendo que nesse intervalo o índice AE não assume valores menores do que 200 nT por mais que duas horas (TSURUTANI; GONZALEZ, 1987). O fluxo de elétrons relativísticos é afetado durante a ocorrência das HILDCAAs e pode mostrar aumentos associados com as partículas injetadas pelas subtempestades (HAJRA et al., 2014).

Os HSSs são produzidos pelo vento solar de alta velocidade, originado de buracos coronais, que são mais comumente encontrados na fase de declínio de atividade do ciclo solar (TSURUTANI et al., 2006). Os HSSs são caracterizados pelo aumento na velocidade do vento solar, que pode persistir por vários dias. Não obstante, o IMF é comprimido, o que gera um perceptível acréscimo na intensidade do campo magnético e na densidade de íons (TSURUTANI et al.,

2006). Esse fenômeno pode gerar tempestades magnéticas com fases de recuperação prolongadas, que podem ser tão longas quanto o período de rotação do Sol (TSURUTANI et al., 2006).

As Stream Interaction Regions (SIRs) ocorrem quando o vento solar rápido tenta ultrapassar o lento, sendo que na interface deste encontro o plasma e o campo magnético são comprimidos (PIZZO, 2011; GRANDIN; AIKIO; KOZLOVSKY, 2019). Quando um buraco coronal perdura mais de 27 dias e o fluxo de vento rápido emanado por ele gera a impressão de estar co-rotando com o sol temos a formação de uma CIR (GONZALEZ et al., 1994; PIZZO, 2011; GRANDIN; AIKIO; KOZLOVSKY, 2019), esquematizada na Figura 2.2. A região de interface entre o vento lento e o vento rápido nas CIRs/SIRr está associada com picos na magnitude do campo magnético e na pressão (JIAN et al., 2006). Além disso, o campo magnético pode ser defletido do campo da eclíptica (BOTHMER; ZHUKOV, 2007) e são verificados aumentos na temperatura e na entropia (RICHARDSON, 2018). Se a compressão em uma SIR/CIR for grande o suficiente, pode gerar ondas de choque frontais ou reversas (RICHARSON, 2018).

Figura 2.2 – Representação esquemática da formação de uma CIRs. A região A indica a região de propagação da componente lenta do vento solar. A região B indica a região onde ocorre o vento rápido. O parâmetro B indica as linhas de campo magnético. A região em cinza, designada por IF, indica a região de interface entre as duas componentes do vento. FS e RS indicam a ocorrência de ondas de choque *forward* e *reverse*, respectivamente.

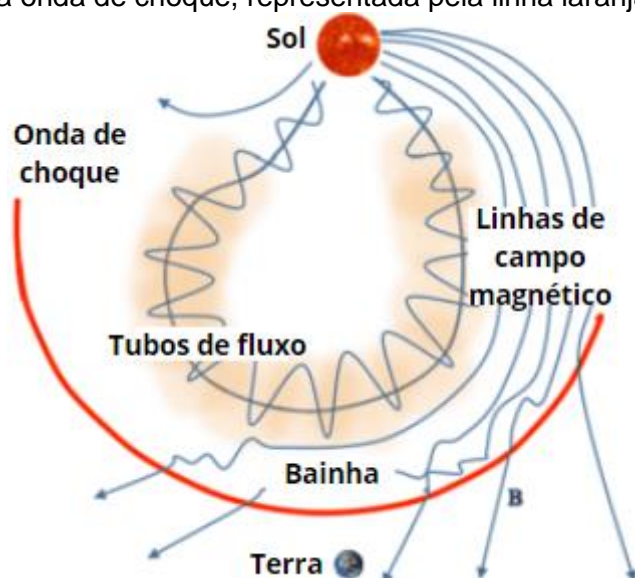


Fonte: Adaptado de Tsurutani et al. (1995).

As CMEs são fortes erupções que ocorrem na atmosfera do sol e se estendem pelo meio interplanetário, onde passam a ser denominadas de ICMEs (*Interplanetary Coronal Mass Ejections*) (KAMIDE; CHIAN, 2007). Elas são eventos dominantes da atividade solar nos períodos de máximo. Uma grande quantidade de massa é expelida durante uma CME (TSURUTANI et al., 2006).

A Figura 2.3 esquematiza uma ICME com a formação de uma onda de choque. A região entre a onda de choque e a interface da CME é chamada de *sheath* (bainha), caracterizada por grande turbulência. Algumas ICMEs, como a retratada nesta figura, podem conter *flux ropes*, que são tubos de fluxo com linhas de campo magnético helicoidais em torno do eixo do tubo. Os *flux ropes* são identificados através do aumento da intensidade e da rotação do IMF (KILPUA; KOSKINEN; PULKKINEN, 2017).

Figura 2.3 - Projeção de uma ICME em direção ao meio interplanetário com a formação de uma onda de choque, representada pela linha laranja.



Fonte: Kilpua et al. (2017).

As ICMEs podem ser divididas em nuvens magnéticas (*Magnetic Clouds*, MC) e ejeções (*Ejecta*, EJs). As MCs representam de 30% a 50% de todas as ICMEs observadas e apresentam uma rotação na direção do campo magnético, além das demais características típicas de ICMEs citadas anteriormente. Através da compressão do vento solar lento, as ICMEs também são capazes de provocar ondas de choque. Esses choques formam uma bainha de vento solar aquecido e comprimido à frente das ICMEs (KAMIDE; CHIAN, 2007). Algumas das características das ICMEs são: intensificação da magnitude e alteração da direção do campo magnético, baixa temperatura, baixo beta de plasma (β) e fluxo bidirecional de prótons e elétrons ao longo das linhas de campo magnético (KAMIDE; CHIAN, 2007).

Neste trabalho, a maior parte das ondas de choque supercríticas estudadas foi originada por ICMEs. Alguns dos eventos não possuíam uma estrutura do vento solar associada nas bases de dados, sendo assim, nestes casos se optou por não especificar o tipo da estrutura que gerou o choque nos resultados.

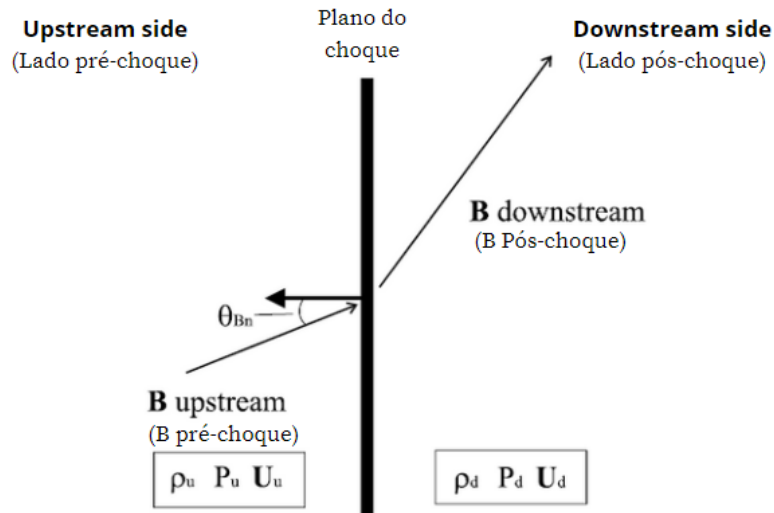
2.2 Ondas de choque interplanetárias

As ondas de choque interplanetárias são perturbações do plasma que se alastram com uma velocidade maior do que a velocidade típica de propagação de informação do meio, modificando os parâmetros do meio no qual se propagam, tais como a densidade, a velocidade típica de propagação de informação do plasma, a intensidade do campo eletromagnético e a temperatura (KIVELSON; RUSSEL, 1995; BORODKOVA et al., 2019).

Dado o importante papel que as colisões entre partículas desempenham na propagação de informações em um gás, uma das questões que permaneceu em aberto até a década de 60 refere-se à capacidade dos plasmas não-colisionais de produzir ondas de choque (PARKS, 2004). Conforme afirma Parks (2004), a frente de choque da magnetosfera teve a sua existência prevista em 1962 por Axford (1962) e Kellogg (1962) de forma independente. Axford e Kellogg argumentavam que a terra representa um obstáculo ao vento solar. Conforme a corona solar se expande, atinge velocidades supersônicas e forma uma onda de choque no lado diurno do planeta. Assim, a partir da confirmação da existência da frente de choque (*bow shock*) foi estabelecido que choques podem ocorrer em plasmas não-colisionais. Cabe destacar aqui que a densidade do vento solar nas vizinhanças da Terra é muito baixa, em torno de 10^6 partículas por cm^3 e o livre caminho médio das partículas é de $1,5 \times 10^8$ km (1 AU), o que o caracteriza como um plasma não-colisional (PARKS, 2004).

As ondas de choque encontradas no espaço interplanetário podem ser geradas por CIRs, ICMEs, entre outros fenômenos. A frente de choque da magnetosfera terrestre (*bow shock*) é um exemplo de uma onda de choque permanente, causada pelo vento solar (PARKS, 2004). Uma onda de choque pode ser dividida em duas regiões: o lado pré-choque (*upstream side*) e o lado pós-choque (*downstream side*), conforme mostra a Figura 2.4. O lado *upstream* possui baixa entropia e a velocidade do fluxo é supersônica, tomando a frente de choque como referencial. O lado *downstream* é a região em que a propagação do choque já ocorreu, portanto, de maior entropia (KIVELSON; RUSSEL, 1995).

Figura 2.4 - Parâmetros de uma onda de choque. A linha vertical representa o plano do choque que faz a separação entre os lados *upstream* (pré-choque) e *downstream* (pós-choque). Os parâmetros do lado *upstream* são representados com a letra “u” subscrita e os do lado *downstream* com o “d” subscrito, onde ρ é a densidade, P é pressão e U é a velocidade.



Fonte: Adaptado de González-Esparza e Balogh (2001).

As ondas de choques devem satisfazer as Equações (2.1), (2.2) e (2.3) de Rankine-Hugoniot, que estabelecem relações entre as quantidades físicas do lado pré-choque e pós-choque, considerando um sistema de coordenadas que se desloca com o choque. As equações de Rankine-Hugoniot determinam que a massa, a energia e o momento devem ser conservados na passagem do choque (KIVELSON; RUSSEL, 1995; ECHER; GONZALEZ, 2004). Assim, as relações de Rankine-Hugoniot descrevem a conservação da massa, do momento e da energia, respectivamente, como:

$$[\rho \vec{u}_n] = 0, \quad (2.1)$$

$$\rho \vec{u}_n \frac{\partial \vec{u}_n}{\partial n} + \frac{\partial p}{\partial n} + \frac{\partial}{\partial n} \left(\frac{\vec{B}^2}{2\mu_0} \right) = 0, \quad (2.2)$$

$$\left[\rho \vec{u}_n \left(\frac{1}{2} u^2 + \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{P}{\rho} \right) + \vec{u}_n \frac{\vec{B}^2}{\mu_0} - u \cdot \vec{B} \frac{\vec{B}_n}{\mu_0} \right] = 0, \quad (2.3)$$

Onde o n subscrito indica a componente normal, ρ é densidade de massa, \vec{u} é a velocidade, \vec{B} é o campo magnético e P é a pressão.

As ondas de choque são apontadas como fontes de partículas energéticas no meio interplanetário. Dois dos mecanismos que atuam na aceleração de partículas na passagem do choque são o *Shock Drift Acceleration* (SDA) e o *Diffusive Shock Acceleration* (DSA). No SDA, partículas são aceleradas devido ao gradiente do campo magnético na frente de choque e podem ser aceleradas tanto para o lado *upstream* quanto para o *downstream* (HANSON et al., 2020). A teoria do DSA trabalha com diferentes θ_{Bn} e atribui a esse ângulo grande influência sobre a aceleração de partículas. De acordo com essa abordagem, quando os íons possuem velocidade suficientemente grande podem interagir com o campo magnético turbulento e ser acelerados via DSA (GIACALONE, 2015). A aceleração de elétrons em ondas de choque é menos compreendida. Para elétrons de baixas energias, o raio do movimento ciclotrônico é muito pequeno para interagir com flutuações no campo magnético. Por outro lado, o movimento de elétrons relativísticos possui raio suficientemente grande para serem acelerados por DSA (GIACALONE, 2015).

No estudo de ondas de choque interplanetárias, os principais parâmetros de interesse são o número de Mach (através do qual é possível estimar a energia processada no choque), a obliquidade do choque (especificada pelo ângulo θ_{Bn}), o sentido de propagação (frontal ou reverso) e a velocidade (rápido ou lento) (ECHER et al., 2003). Dessa forma, é possível separar as ondas de choque não-colisionais em diversas categorias, demonstradas na Tabela 2.2.

Tabela 2.2 - Principais classificações usadas no estudo de ondas de choque não-colisionais.

Parâmetro		Classificação
θ_{Bn}	$\geq 45^\circ$	Quase-perpendicular
	$< 45^\circ$	Quase-paralelo
M_f	$\geq 2,5$	Alto
	$< 2,5$	Baixo
β	≥ 1	Alto
	< 1	Baixo

Fonte: Wilson et al. (2017).

O principal significado físico das categorias explicitadas na Tabela 2.2 reside na previsão da forma com o qual a onda de choque converte energia cinética em outras formas de energia (WILSON et al., 2017). As próximas subseções detalham os parâmetros listados na Tabela 2.2.

2.2.1 θ_{Bn}

O ângulo entre a normal (\hat{n}) da frente de choque e o campo magnético do lado *upstream* B_u é chamado de θ_{Bn} . A determinação precisa do θ_{Bn} é primordial por vários motivos: ele determina como o choque transforma o meio em que se propaga, afeta a propagação e reflexão de partículas e altera os mecanismos de dissipação de energia. Não obstante, as soluções das relações de Rankine-Hugoniot também possuem dependência com a determinação do ângulo θ_{Bn} (GONZALEZ-ESPARZA; BALOGH, 2001).

O ângulo θ_{Bn} é usado para classificar o choque de acordo com os critérios apresentados na Tabela 2.3. Os choques também podem ser classificados como oblíquos para os casos em que o θ_{Bn} não é nem exatamente 90° e nem 0° , mas possuem algum valor entre estes dois ângulos (BORODKOVA et al., 2019).

Tabela 2.3 – Obliquidade das ondas de choque interplanetárias classificadas de acordo com o ângulo θ_{Bn} , que se trata do ângulo entre o campo magnético do lado *upstream* e o vetor normal da frente de choque.

Classificação	Ângulo de incidência
Perpendicular	$\theta_{Bn} = 90^\circ$
Quase-perpendicular	$90^\circ > \theta_{Bn} > 45^\circ$
Paralelo	$\theta_{Bn} = 0$
Quase-paralelo	$45^\circ > \theta_{Bn} > 0^\circ$

Fonte: Kivelson e Russel (1995).

Diversas técnicas foram desenvolvidas para calcular o ângulo θ_{Bn} , entre outros parâmetros do choque, através da aplicação das relações de Rankine-Hugoniot (KOVAL; SZABO, 2008). Contudo, estes métodos podem apresentar resultados díspares para um mesmo conjunto de dados (GONZALEZ-ESPARZA; BALOGH, 2001). Um dos motivos para a discordância entre as técnicas é discutido por González-Esparza e Balogh (2001). Os autores mostraram que a definição da localização e da extensão dos lados *upstream* e *downstream* afeta os parâmetros do choque gerados por cada método. O vento solar pode apresentar flutuações nas proximidades da frente de choque, de forma que pequenas alterações na determinação dos lados pré e pós-choque podem influenciar significativamente no resultado final.

Um dos primeiros métodos de cálculo da normal do choque é o teorema da Coplanaridade Magnética (MC), desenvolvido por Colburn e Sonett (COLBURN; SONETT, 1966). O MC parte do princípio de que para um choque oblíquo e compressivo, o campo magnético dos lados *upstream* (B_u) e *downstream* (B_d) e a normal (n) do choque pertencem a um mesmo plano (GONZALEZ-ESPARZA; BALOGH, 2001). Assim, a direção do choque é dada por:

$$\widehat{n}_{MC} = \pm \frac{(\vec{B}_u - \vec{B}_d) \times (\vec{B}_u \times \vec{B}_d)}{|(\vec{B}_u - \vec{B}_d) \times (\vec{B}_u \times \vec{B}_d)|} \quad (2.4)$$

de forma que a normal do choque pode ser obtida através da observação dos campos magnéticos nos lados pré e pós-choque (KIVELSON; RUSSEL, 1995). Essa técnica é de fácil aplicação, contudo tende a ser falha para choques perpendiculares e quase-perpendiculares (KOVAL; SZABO, 2008).

Outra forma de determinar a normal da frente de choque é através do teorema da Coplanaridade da Velocidade (VC), estabelecido por Abraham-Shrauner (ABRAHAM-SHRAUNER, 1972):

$$\widehat{n}_{VC} \cong \frac{\vec{v}_d - \vec{v}_u}{|\vec{v}_d - \vec{v}_u|} \quad (2.5)$$

onde v_d é a velocidade do fluxo no lado *downstream* e v_u é a velocidade no lado *upstream* (ABRAHAM-SHRAUNER, 1972). A técnica do VC também apresenta algumas limitações, visto que apresenta boas aproximações apenas para choques quase-perpendiculares e com número de Mach alto (KOVAL; SZABO, 2008).

Acrescenta-se ainda que ambos os métodos MC e VC utilizam médias para definir os estados dos lados pré e pós choque. Como o ambiente em que estas ondas estão inseridas é sujeito a flutuações, os resultados destas técnicas podem diferir significativamente do valor real (KOVAL; SZABO, 2008).

O método dos Mixed Modes (MX) usa dados do plasma e do campo magnético para calcular a normal do choque (ABRAHAM-SHRAUNER; YUN, 1976). Temos que as equações do método *Mixed Modes* são:

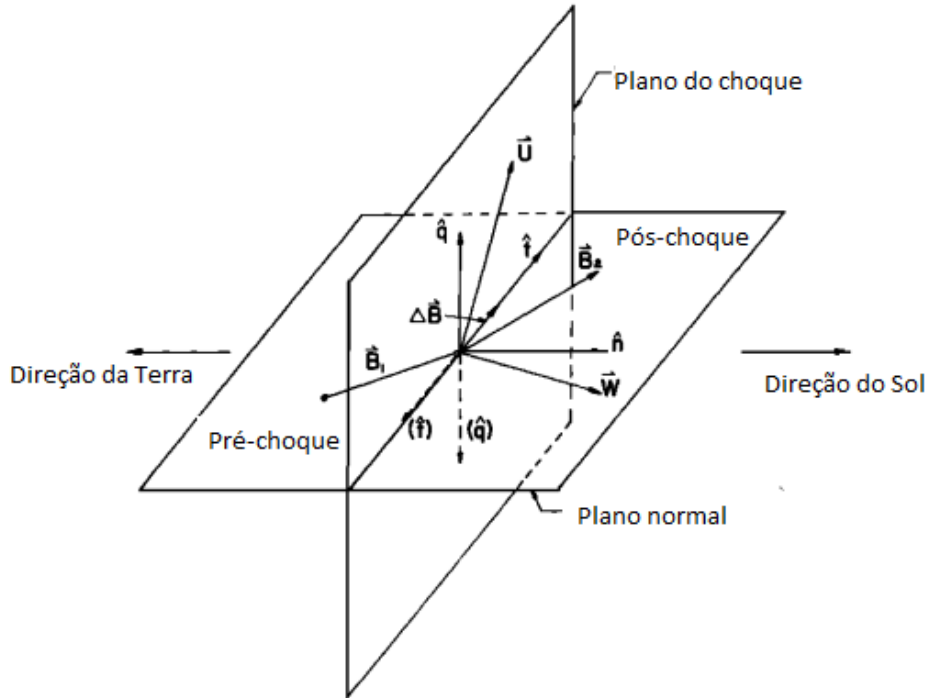
$$\widehat{n}_{MD1} = \pm \frac{(B_1 \times W) \times (B_1 - B_2)}{|(B_1 \times W) \times (B_1 - B_2)|} \quad (2.6)$$

Mixed Data 2 (MD2)
$$\hat{n} = \pm \frac{(B_2 \times W) \times (B_1 - B_2)}{|(B_2 \times W) \times (B_1 - B_2)|} \quad (2.7)$$

Mixed Data 3 (MD3)
$$\hat{n} = \pm \frac{[(B_2 - B_1) \times W] \times (B_1 - B_2)}{|[(B_2 - B_1) \times W] \times (B_1 - B_2)|} \quad (2.8)$$

Onde B_1 é o campo magnético à frente da onda de choque (*upstream*) e B_2 indica o campo magnético atrás da onda de choque (*downstream*) e W é a diferença entre as velocidades de prótons do lado *downstream* e *upstream* ($W = u_2 - u_1$). Esse método apresenta a melhor compatibilidade entre os resultados observados e a teoria e satisfaz a as equações de conservação de Rankine-Hugoniot (ABRAHAM-SHRAUNER; YUN, 1976). A Figura 2.5 representa o plano da onda de choque e o plano do vetor normal à frente de choque. Os números 1 e 2 subscritos nos parâmetros da figura referem-se ao vento solar à frente e após o choque, respectivamente.

Figura 2.5 – Representação dos vetores do plasma e da onda choque, onde os números 1 e 2 subscritos indicam a frente ou atrás da onda de choque. O vetor \mathbf{B} é o campo magnético; \mathbf{W} é a diferença ($\mathbf{W} = \mathbf{u}_2 - \mathbf{u}_1$) entre as velocidades de prótons (\mathbf{u}). O plano \hat{n} é o plano normal à frente de choque que contém os vetores campo magnético \mathbf{B}_1 e \mathbf{B}_2 . O vetor unitário \hat{t} está na intersecção entre o plano do choque e o plano \hat{t} , que pode ser paralelo ou antiparalelo a $\Delta\mathbf{B} = \mathbf{B}_2 - \mathbf{B}_1$. O vetor unitário \hat{q} completa o sistema.



Fonte: Adaptado de Abraham-Shrauner e Yun (1976).

2.2.2 Beta de plasma

O parâmetro beta de plasma (β) é a razão entre a pressão plasma e a pressão do campo magnético. Pode ser obtido através da equação:

$$\beta = \frac{8\pi n_p k T_e}{B^2}, \quad (2.9)$$

onde n_p é a densidade dos íons, k é a constante de Boltzmann, T_e é a temperatura dos elétrons e B é o campo magnético, sendo que para obter estes parâmetros considera-se apenas o lado *upstream*. Assim, o β de um

plasma refere-se ao lado *upstream* do choque. Desta forma, para $\beta > 1$, a pressão térmica do plasma prevalece em relação ao campo magnético (EDMINSTON; KENNEL, 1984).

2.2.3 Mach number

Uma das formas de categorizar a velocidade com que uma onda de choque se propaga é através do número de Mach (M). Ele é obtido por meio da razão entre a velocidade do fluxo e a velocidade típica de propagação de informação do meio. Assim, ao tomar a frente de choque como referência e considerar que uma onda de choque muda a velocidade do fluxo de supersônico para subsônico, tem-se que $M > 1$ no lado *upstream* e $M < 1$ no lado *downstream* (KIVELSON; RUSSEL, 1995).

Na atmosfera da Terra, a velocidade típica de propagação de informação é a velocidade do som. Assim, o número de Mach é dado pela razão entre a velocidade de propagação de um corpo e a velocidade do som. Como já mencionado, em um plasma existem diversas velocidades típicas de propagação de informação: Alfvén, sônico, rápido, lento e magnetossônico (KIVELSON; RUSSEL, 1995). Por essa razão, são encontrados diferentes números de Mach em um plasma: o de Alfvén (M_A), o sônico (M_{CS}), o rápido (M_f) e o lento (M_S) (KIVELSON; RUSSEL, 1995).

Visto que uma onda de choque é gerada quando a velocidade do fluxo é maior do que a velocidade típica do meio, no meio interplanetário uma onda de choque ocorre quando a velocidade da estrutura do vento solar é maior do que a da onda magnetohidrodinâmica rápida (*fast MHD wave*), que na direção do campo magnético ambiente é a velocidade de Alfvén e quando perpendicular ao campo magnético é a Magnetossônica (KILPUA; KOSKINEN; PULKKINEN, 2017).

2.2.4 Ondas de choque interplanetárias supercríticas

Os choques interplanetários possuem a capacidade de alterar a função de distribuição de elétrons e íons no vento solar. Além disso, uma das consequências de uma onda de choque é a desaceleração e a termalização de íons (HANSON et al., 2020). Diversas pesquisas têm destacado o impacto que

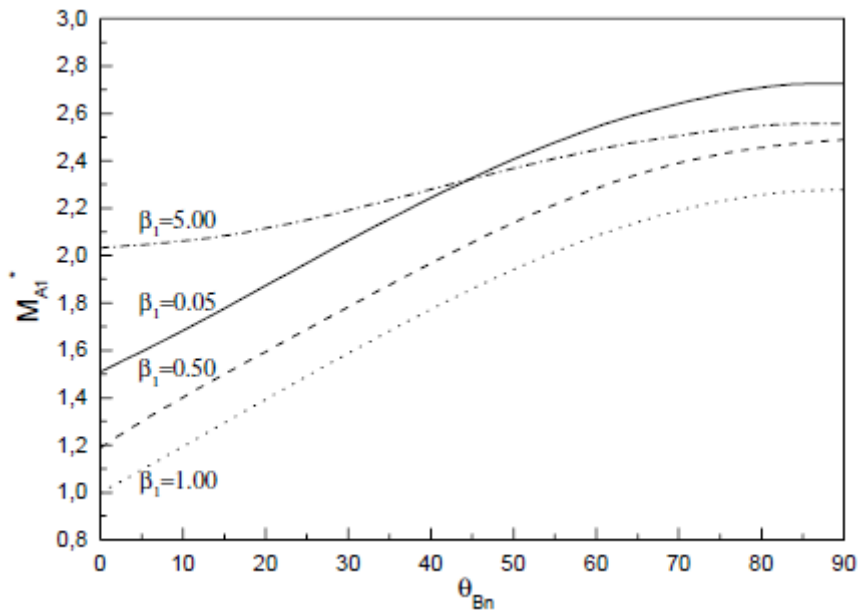
ondas de choque críticas tem na aceleração de partículas no meio interplanetário (MANN; O'BRIEN; MILLING, 2004) e na magnetosfera (ZONG; HAO; WANG, 2009).

Um choque é considerado supercrítico quando o número de Mach excede um valor teórico chamado de Mach Crítico (M_{Cr}) (MANN et al., 2003). Quando o choque atinge o M_{Cr} , não consegue dissipar energia na forma de efeitos dispersivos ou resistivos em quantidade suficiente para se manter estável (WILSON et al., 2010). Nesse caso, acima do número M_{Cr} ocorre um processo chamado de “*wave-front breaking*” ou, em tradução literal, quebra da frente de choque, no qual ocorre aumento na reflexão de íons (MANN et al., 2003).

Observações mostram que ao atingir a frente de choque da magnetosfera, os choques supercríticos podem produzir a reflexão de íons que, por sua vez, interagem com os íons incidentes do vento solar e geram aumento na intensidade de ondas ULF. Este fenômeno é observado para valores θ_{Bn} quase-perpendiculares e recebe o nome de ULF-wave foreshock (KAJDIČ et al., 2017).

De acordo com Farris, Russel e Thomsen (1993), o primeiro número de Mach crítico será aquele que, para um dado β e θ_{Bn} e considerando apenas o lado *downstream*, a velocidade do fluxo ao longo do vetor normal da frente de choque for igual à velocidade do som. Assim, apesar de vários autores atribuírem ao Mach crítico valores a partir de $M_{Cr} \geq 2,5$ (WILSON III et al., 2017) é preciso ressaltar que este número varia a depender do β e do θ_{Bn} (FARRIS; RUSSELL; THOMSEN, 1993). A Figura 6 mostra um gráfico do β em função do Número de Mach Crítico Alfvénico (eixo y) e do θ_{Bn} (eixo x). Como se pode observar, ondas de choque com diferentes β terão número de Mach Críticos diferentes dependendo da sua obliquidade.

Figura 2.6 - Número de Mach Crítico em função dos parâmetros θ_{Bn} e β .



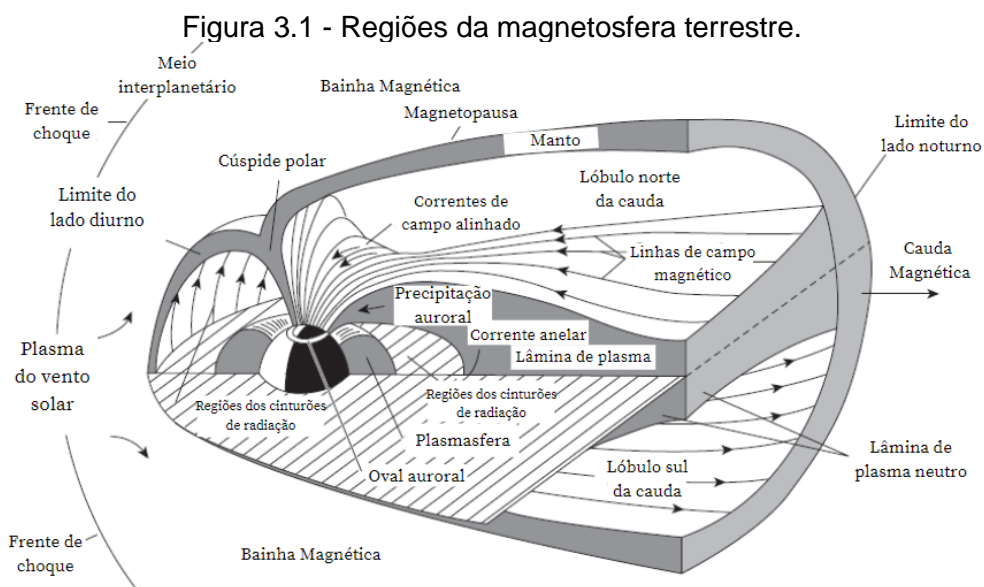
Fonte: Mann et al. (2003).

A interação entre ondas de choque interplanetárias supercríticas e a magnetosfera terrestre será tratada nas próximas sessões.

3 MAGNETOSFERA TERRESTRE

A magnetosfera terrestre é uma região do espaço onde o campo magnético da Terra prevalece em relação ao campo magnético interplanetário, delimitada na parte inferior pela ionosfera e na parte superior pela magnetopausa. O seu formato é distorcido pela ação do vento solar, sendo mais achatada na região diurna, onde apresenta cerca de 10 raios terrestres (R_E , onde $1R_E = 6.371 \text{ km}$), e alongada na região noturna, onde a extensão é de cerca de $60 R_E$, e recebe o nome de cauda magnética (KIRCHOFF, 1991).

A magnetosfera terrestre é dividida em diversas regiões, como mostra a Figura 3.1. Quando o vento solar atinge a magnetosfera é gerada uma região de choque, já referida nas sessões anteriores, chamada de frente de choque (*bow shock*). A região seguinte (em direção à Terra) chama-se bainha magnética (*magnetosheath*), caracterizada por grande turbulência. A bainha faz uma transição entre a frente de choque e a magnetopausa, a partir de onde se inicia a cavidade da magnetosfera (KIRCHOFF, 1991). A parte mais próxima do Sol da frente de choque está a uma distância média de $14 R_e$ (KIVELSON; RUSSEL, 1995).



Fonte: Adaptado de Abdu (2020).

O vento solar é drasticamente modificado após a passagem pela frente de choque, o que torna difícil extrapolar as condições do vento solar pré-choque para as propriedades do vento na bainha magnética. Devido ao congelamento das linhas de campo magnético, o plasma da bainha magnética não se mistura com o plasma da parte mais interna da magnetosfera, mantendo-se separado pela magnetopausa (KAMIDE; CHIAN, 2007).

A região interna da magnetosfera, onde se localizam as linhas de campo com configuração próxima a de um dipolo é chamada de plasmasfera. Nesta área o plasma é mais denso e varia de 10^2 a 10^3 partículas por cm^3 (KIRCHOFF, 1991). A plasmasfera inclui a ionosfera em seus domínios, pois se inicia em uma altura de 60 km e estende-se até $3 - 4 R_e$. A plasmapausa separa a plasmasfera da região externa, e sua principal característica é a baixa densidade de partículas – cerca de 10 partículas por cm^3 (KIRCHOFF, 1991).

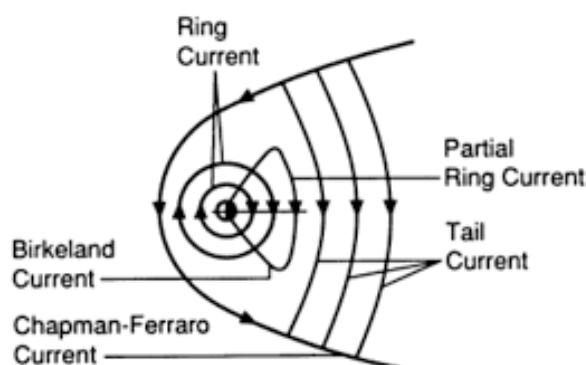
No lado noturno da magnetosfera encontra-se a cauda magnética, cujo formato alongado deve-se à interação do vento solar com o campo geomagnético e, assim como a cauda dos cometas, aponta radialmente para a direção oposta ao Sol. Ainda que a interação entre as partículas da cauda seja não-colisional, esse segmento da magnetosfera pode transferir energia e momento do vento solar para a magnetosfera terrestre (PARKS, 2004).

O plasma que compõe a cauda magnética recebe o nome de lâmina de plasma, ou *plasmashheet*, que é conectado às regiões aurorais através do campo magnético terrestre. A população de partículas desse plasma possui densidade de aproximadamente $10^6 - 10^7 m^{-3}$ e têm como origem o vento solar e a ionosfera (PARKS, 2004). Essa região é centralizada no plano equatorial e sua largura típica é de 2 a $6 R_e$ (KAMIDE; CHIAN, 2007). Na *plasmashheet* também ocorre transporte de partículas, sendo que a referida região dissipa grande quantidade de energia na atmosfera terrestre durante uma aurora por intermédio da precipitação de partículas na ionosfera. Além disso, as partículas da lâmina de plasma também podem ser direcionadas para o cinturão de radiação externo durante atividades geomagnéticas intensas (PARKS, 2004). Na região dos polos

magnéticas da terra estão localizadas as cúspides polares (*polar cusp*), onde ocorre a entrada de partículas vindas do exterior (KIRCHOFF, 1991).

Outras importantes componentes da magnetosfera são as correntes, sendo elas: a corrente anelar (*ring current*), correntes de Birkeland (*field-aligned currents*), corrente da cauda magnética (*magnetotail current*) e a corrente da magnetopausa (*magnetopause current*), que estão esquematizadas simplificadaamente na Figura 3.2.

Figura 3.2 – Representação das correntes magnetosféricas.



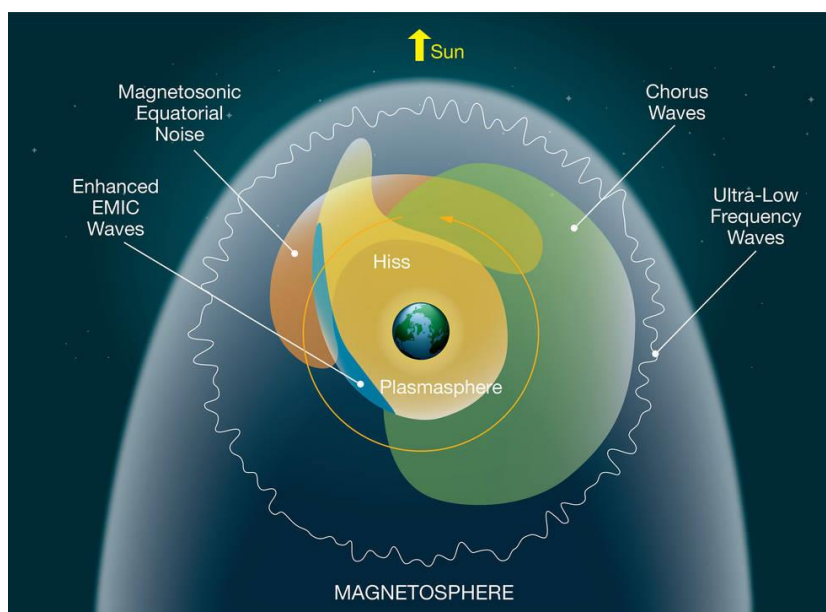
Fonte: Kivelson e Russel (1995).

Duas destas correntes têm uma função significativa na locomoção de partículas na magnetosfera durante tempestades solares: a corrente do anel e as correntes de Birkeland (KAMIDE; CHIAN, 2007). A corrente anelar localiza-se na região equatorial da magnetosfera, cerca de 2 a 7 R_e distante da superfície, e é gerada pela deriva de partículas, cuja energia varia de 10 a 200 *keV*. As correntes de Birkeland são compostas por elétrons e íons que fluem ao longo das linhas de campo magnético. Estas correntes conectam as partes de maior altitude da magnetosfera com as regiões de altas altitudes da ionosfera. Os elétrons acelerados em direção à atmosfera da Terra nas correntes de Birkeland geram as auroras nos polos (KAMIDE; CHIAN, 2007).

Um dos diversos mecanismos que geram movimento de partículas na magnetosfera é a convecção. Neste fenômeno, o vento solar carrega as linhas de campo magnético de altas latitudes da magnetosfera em direção à cauda magnética (KIRCHOFF, 1991), fazendo com que haja transporte de fluxo magnético. Este caso pode ocorrer quando as linhas de campo magnético terrestre e do IMF forem antiparalelas, de forma que as linhas de campo mais externas da magnetosfera se conectam com as do vento solar e se tornam abertas ao ambiente interplanetário (MARCHAUDON, 2020). Arrastadas pela tensão magnética, as linhas de campo abertas são direcionadas para a cauda magnética onde se fecham e retornam para o interior da magnetosfera (MARCHAUDON, 2020), juntamente com partículas carregadas. Assim, este processo pode ter um campo elétrico associado que apresenta grande intensidade durante tempestades solares (KIRCHOFF, 1991).

Na magnetosfera podem ser observadas ondas em uma vasta faixa de frequências como as *Chorus*, as *eletromagnetic ion cyclotron waves* (EMIC), as magnetossônicas, *whistler*, entre outras, como se pode observar na Figura 3.3.

Figura 3.3 - Ondas magnetosféricas e suas regiões preferenciais de ocorrência. As ondas ULF são observadas globalmente na magnetosfera. As ondas *Chorus* são comumente encontradas na região do amanhecer, entre os setores da meia-noite e do meio-dia. As ondas magnetossônicas são observadas com frequência no lado diurno nas proximidades do setor do meio-dia até o lado anoitecer. As ondas EMIC são observadas majoritariamente no lado anoitecer. Por fim, as ondas *Hiss* são encontradas na região da plasmasfera.



Fonte: NASA (2019).

As ondas são fenômenos importantes no estudo da magnetosfera, pois podem indicar a densidade do plasma e auxiliar na identificação de alguns processos como a reconexão magnética (VILLANTE et al., 2007). Na categoria de baixa frequência (0,1 – 1 Hz) estão as ondas ULF (*Ultra Low Frequency Waves*), comumente encontradas na parte interna da magnetosfera (HARTINGER et al., 2022), que serão detalhadas na Subseção 3.2.

3.1 Os cinturões de radiação

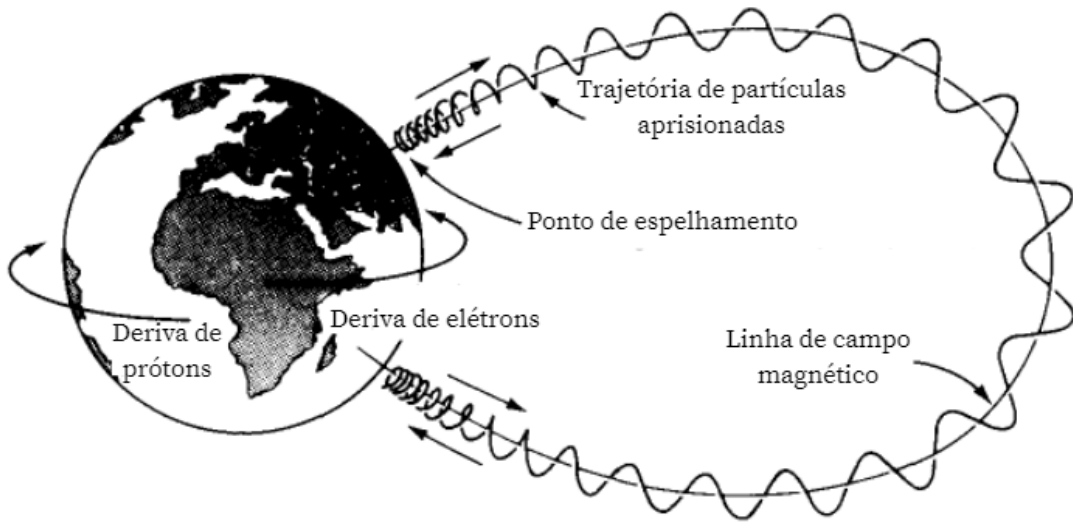
Os cinturões de radiação, ou cinturões de Van Allen, são regiões da magnetosfera densamente populadas, em comparação com o restante da magnetosfera, por partículas energéticas. Essas partículas possuem como origem o vento solar e a ionosfera. Parte da população de partículas também provém da interação de raios cósmicos com constituintes da atmosfera,

processo que ocorre especialmente no cinturão de radiação interno (PARKS, 2004). Os cinturões foram descobertos durante a era espacial na década de 1950, quando seus dados foram coletados pelas sondas Explorer e Sputnik 2. As observações mostraram duas regiões onde se concentravam partículas de altas energias, uma em torno de $2 R_e$ e outra entre 3 e $4 R_e$. Tratavam-se dos cinturões de radiação interno e externo (PARKS, 2004) .

O cinturão de radiação interno é composto majoritariamente por íons de energias variando de MeV a GeV e está localizado entre $1 - 2 R_e$. Já o cinturão de radiação externo é constituído principalmente por elétrons de energias que variam de $100 keV$ a $10 MeV$. Este cinturão ocupa uma região localizada entre $3 - 7 R_e$. Entre eles existe uma região com baixa densidade de partículas chamada de *slot*. Durante tempestades magnéticas, a região entre os cinturões de radiação passa a ser razoavelmente ocupada por elétrons de médias e altas energias (BAKER, 2020).

Mudanças nas propriedades do vento solar, causadas pela atividade do sol, podem gerar variação de várias ordens de magnitude no fluxo de elétrons do cinturão externo em um espaço de tempo menor do que um dia. Essa variabilidade é causada por um desequilíbrio entre os mecanismos que fornecem elétrons ao cinturão e os que causam redução no fluxo destas partículas, através da violação dos invariantes adiabáticos (THORNE, 2010). Os três invariantes adiabáticos estão associados com os movimentos de giro (*gyration*), repique (*bounce*) e deriva (*drift*), executados pelas partículas aprisionadas (WALT, 1971), conforme representação esquemática na Figura 3.4. O primeiro consiste em um movimento ciclotrônico em torno das linhas de campo magnético. O segundo movimento, o repique, é periódico e paralelo às linhas de campo magnético, conforme as partículas são refletidas de um hemisfério a outro. Já o terceiro, o de deriva, trata-se de um movimento de translação em torno da terra (ELKINGTON, 2006).

Figura 3.4 - Movimentos de uma partícula aprisionada no campo magnético da Terra.



Fonte: Adaptado de Lyons e Williams (1984).

Nesta abordagem, consideram-se constantes de movimento para casos em que: o raio do movimento de giro for pequeno em comparação com a escala de tamanho do campo magnético, o potencial elétrico for pequeno e apenas pequenas alterações acontecem no campo magnético e elétrico enquanto a partícula realiza os três movimentos. Sendo T_g , T_b e T_d o período que a partícula precisa para realizar o movimento de giro, de repique e deriva, temos que $T_g \ll T_b \ll T_d$. Portanto, o terceiro invariante adiabático é o que está mais suscetível a violação (WALT, 1971). O primeiro, segundo e terceiro invariantes adiabáticos podem ser definidos, respectivamente, como:

$$\mu = \frac{p_{\perp}^2}{2Bm_0}, \quad (3.1)$$

$$K = \int_{s_m}^{s_m'} [B_m - B(s)]^{1/2} ds, \quad (3.2)$$

$$\phi = \oint B \cdot dA, \quad (3.3)$$

onde m_0 é a massa de repouso da partícula aprisionada, p representa o momento e p_{\perp} p_{\parallel} são suas componentes perpendicular e paralela ao campo magnético B , s é o comprimento de arco da trajetória do elétron ao longo do movimento de espelhamento, sm' e sm são as coordenadas dos pontos de espelhamento, B_m é a magnitude do campo magnético de espelhamento e B_s é o valor do campo magnético em cada ponto da trajetória de espelhamento dos elétrons (WALT, 1971).

Caso os invariantes adiabáticos sejam constantes, a partícula ficará confinada no mesmo L^* (ROEDERER, 1970). Mudanças lentas no campo magnético podem alterar a trajetória, mas estas alterações são reversíveis e, portanto, quando o campo magnético retornar ao seu estado original a partícula terá a configuração do seu trajeto restaurada. Dessa forma, a própria existência dos cinturões de radiação demanda violação dos invariantes adiabáticos e a entrada e saída de partículas nos cinturões de radiação só podem ser compreendidas sob a ótica do comportamento não-adiabático (WALT, 1971).

A quebra dos invariantes adiabáticos que descrevem o movimento dos elétrons no cinturão externo está ligada à transferência de energia e momento provenientes da interação destas partículas com ondas magnetosféricas (THORNE, 2010). Inclusive, flutuações no vento solar e, por conseguinte, na pressão dinâmica da magnetosfera ou instabilidades no fluxo de cisalhamento são importantes fontes para a difusão radial (BAKER, 2021), fenômeno relacionado com ondas ULF que pode gerar perdas ou acréscimos de elétrons nos cinturões de radiação (DA SILVA et al., 2019; LOTO'ANIU et al., 2010).

Além dos invariantes adiabáticos, outro importante parâmetro do movimento das partículas aprisionadas em um campo magnético é o *pitch angle* (α), que se trata do ângulo entre o campo magnético \vec{B} e a direção de movimento de uma partícula. Ele é calculado por:

$$\alpha = \sin^{-1} \left(\frac{v_{\perp}}{v} \right) = \tan^{-1} \left(\frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right), \quad (3.4)$$

onde v é a velocidade total da partícula e v_{\perp} e v_{\parallel} são os componentes perpendicular e paralelo (BITTENCOURT, 2004).

Diversos mecanismos podem acelerar elétrons no cinturão de radiação externo, sendo que a eficiência deste fenômeno está fortemente atrelada ao ciclo solar de 11 anos. O fluxo do cinturão externo também possui uma conexão sazonal, o qual apresenta um fluxo de elétrons maior próximo aos equinócios de primavera e outono do que comparado com os períodos de verão e inverno (BAKER; KANEKAL, 2008). Não obstante, CMEs e HSSs podem produzir tempestades magnéticas que afetam grandemente a população de partículas do cinturão de Van Allen externo (BAKER; KANEKAL, 2008).

O período mais propício para a produção de elétrons de altas energias é durante tempestades geomagnéticas. Durante estes eventos, a intensidade da atividade de ondas na magnetosfera aumenta e, conseqüentemente, elétrons são acelerados (ARTEMYEV et al., 2013). Contudo, a maior atividade de ondas magnetohidrodinâmicas também promove perdas de elétrons nos cinturões de radiação. Assim, a disputa entre os processos de energização e perdas pode aumentar ou reduzir a população de elétrons (ARTEMYEV et al., 2013).

É possível sintetizar a variação no fluxo de elétrons nos cinturões de radiação em duas categorias. A primeira trata-se de variações adiabáticas ou reversíveis, que acontecem quando o campo magnético muda lentamente comparado com o período dos invariantes adiabáticos das partículas. A segunda consiste em alterações não-adiabáticas ou irreversíveis (SHPRITS et al., 2006).

Diversos satélites de natureza militar e comercial que orbitam a terra na região dos cinturões de radiação estão sujeitos aos impactos do clima espacial. Estes satélites podem apresentar anomalias devido a mudanças no ambiente em que orbitam. Desta forma, torna-se importante a modelagem e o monitoramento das partículas dos cinturões para preservar a integridade dos sistemas tecnológicos em órbita (BAKER et al., 2018; ELKINGTON, 2006).

3.2 Ondas ULF na magnetosfera

A interação entre vento solar e magnetosfera gera perturbações magnéticas que são registradas por magnetômetros *in situ* e em solo (BAUMJOHANN; TREUMANN, 1997; TAKAHASHI, 2016; OLIVEIRA et al., 2020). Tais perturbações apresentam diferentes períodos que podem durar dias a milésimos de segundos. As variações mais rápidas são identificadas como pulsações magnéticas. A Tabela 3.1 ilustra as subclasses das pulsações magnéticas e os seus correspondentes períodos e frequências.

Tabela 3.1 - Período e frequência das pulsações magnetosféricas.

Notação	T (s)	f (mHz)
$P_c - 1$	0.2 - 5	5000 - 200
$P_c - 2$	5 - 10	200 - 100
$P_c - 3$	10 - 45	100 - 22
$P_c - 4$	45 - 150	22 - 72
$P_c - 5$	150 - 600	7 - 2
$P_c - 6$	> 600	< 2
$P_i - 1$	1 - 40	1000 - 25
$P_i - 2$	40 - 150	25 - 8

Fonte: Saito (1969).

As pulsações magnéticas são atualmente divididas em duas classes, as regulares e contínuas representadas pela notação P_c (*periodic continuous*) e as que apresentam um padrão irregular P_i (*periodic irregular*). Tanto as P_c 's quanto as P_i 's são divididas em grupos de acordo com seu período (JACORS; KATO, 1964; SAITO, 1969).

As ondas ULF (*Ultra Low Frequency*) referem-se a ondas eletromagnéticas com frequência abaixo de 300 Hz e são uma das principais fontes para a produção das pulsações magnéticas. Assim como ocorre com as demais ondas

encontradas na magnetosfera, os parâmetros das ondas ULF são afetados pelo meio no qual elas se propagam. Desta forma, o seu estudo e monitoramento pode ajudar a fornecer maiores informações sobre o plasma na magnetosfera (MANN, 2020). Além disso, a interação de ondas com as partículas dos cinturões de radiação pode levar a um aumento ou a uma redução no fluxo de elétrons e íons. Sendo assim, é importante compreender a atividade das ondas na magnetosfera para melhor entender a dinâmica dos cinturões de radiação (THORNE, 2010).

As ondas ULF na magnetosfera podem ser de origem interna ou externa (KUWASHIMA; FUJITA, 1989; ANDERSON, 1994; SIBECK, 1994; HUGHES, 1994). No segundo caso, as ondas de baixa frequência resultam da atividade do vento solar, como quando ocorrem oscilações na velocidade e densidade de íons (MANN, 2020). Por conseguinte, as ondas ULF possuem uma grande dependência com a pressão do vento solar, com a componente B_z do IMF e com os demais parâmetros do vento que influenciam o acoplamento desse com a magnetosfera. Fenômenos transientes do vento solar, tais como CMEs e HSSs, estão relacionados com aumento na intensidade das ondas ULF na magnetosfera (ALVES et al., 2017; DA SILVA et al., 2019) .

Ondas ULF desempenham um papel importante no transporte de energia e momento pela magnetosfera e ionosfera, visto que a sua interação com as partículas dos cinturões de radiação e da corrente anelar é capaz de acelerar e conduzir estas partículas para outras regiões da magnetosfera (MANN, 2020). Estudos publicados nos últimos anos apontam uma forte correlação entre a atividade de ondas ULF e o fluxo de elétrons de altas energias (ELKINGTON, 2006; PARAL et al., 2015; SU et al., 2015). Alguns destes trabalhos procuram relacionar quais parâmetros no vento solar e na magnetosfera mais influenciam a população de elétrons relativísticos. Dois dos fatores destacados como precursores de elétrons de altas energias foram o vento solar a velocidades acima de 450 km/s e a presença de ondas ULF (ELKINGTON, 2006).

A teoria magnetohidrodinâmica (MHD) é usada para descrever a propagação de ondas em um plasma e foi desenvolvida com base nas equações da mecânica

e dos fluidos, considerando a existência de campos magnético e elétrico. Nessa abordagem, a propagação de ondas MHD é descrita tendo em vista o limite de frequências menores do que a frequência do plasma e a girofrequência dos íons (DUNGEY, 1967). O plasma é tratado como um único fluido condutor, devido ao comportamento coletivo das partículas, permeado pelo campo magnético. Assim, para descrever o comportamento do plasma podem ser utilizadas as Equações da hidrodinâmica de um fluido neutro (3.5 a 3.8) e as Leis de Maxwell (3.9 a 3.13) (BITTENCOURT, 2004):

$$\frac{\partial \rho_m}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho_m \vec{u}) = 0 \quad (\text{equação da continuidade}); \quad (3.5)$$

$$\rho_m \frac{D\vec{u}}{Dt} = -\nabla p + \vec{j} \times \vec{B}_p \quad (\text{equação do movimento}); \quad (3.6)$$

$$\nabla p = V_s^2 \nabla \rho_m \quad (\text{equação da energia}); \quad (3.7)$$

$$p \rho_m^{-\gamma} = \text{constante} \quad (\text{equação do estado}); \quad (3.8)$$

$$\nabla \cdot \vec{E}_p = 0 \quad (\text{equação de Gauss simplificada}); \quad (3.9)$$

$$\nabla \cdot \vec{B}_p = 0 \quad (\text{equação de Gauss do magnetismo}); \quad (3.10)$$

$$\nabla \times \vec{B}_p = \mu_0 \vec{j} \quad (\text{equação de Ampère}); \quad (3.11)$$

$$\nabla \times \vec{E}_p = -\frac{\partial \vec{B}_p}{\partial t} \quad (\text{equação de Faraday}); \quad (3.12)$$

$$\vec{j} = \sigma (\vec{E}_p + \vec{u} \times \vec{B}_p) \quad (\text{equação de Ohm}); \quad (3.13)$$

onde \vec{u} é a velocidade, ρ_m é a densidade de massa, p é a pressão magnética, \vec{j} é a densidade de corrente elétrica, \vec{B}_p é o campo magnético, \vec{E}_p é o campo elétrico, μ_0 é a permeabilidade magnética no vácuo e V_s é a velocidade adiabática do som.

Assim como na atmosfera terrestre existe um modo típico de propagação de informação, a onda sonora, em fluidos compressíveis e condutores imersos em campos magnéticos (tal como o plasma da magnetosfera terrestre) são

encontrados modos de oscilação característicos: o de Alfvén, o sônico, o rápido e o lento (KIVELSON; RUSSEL, 1995).

Assumindo que os íons do plasma podem se mover e que a onda se propaga paralela a linha de campo, a relação de dispersão é obtida por meio da solução das Equações (3.9) à (3.12) e da linearização das equações do fluido. Assim, a velocidade de fase da onda, também denominada velocidade Alfvénica, é obtida. O modo de propagação de Alfvén é transversal, assim, a perturbação move-se perpendicularmente às linhas de campo magnético, enquanto que a sua velocidade de propagação é ao longo das linhas de campo. A velocidade de propagação das ondas de Alfvén pode ser dada por:

$$\vec{V}_A = \left(\frac{\vec{B}_0^2}{\mu_0 \rho_m} \right)^{1/2}, \quad (3.14)$$

onde \vec{B}_0 é a intensidade do campo magnético, μ_0 é a permeabilidade magnética e ρ_m é a densidade do fluido no qual as ondas estão imersas (BITTENCOURT, 2004).

A onda magnetossônica é uma oscilação longitudinal que se propaga na direção perpendicular em relação às linhas de campo magnético. Esta onda causa compressão e rarefação no fluido onde está imersa, bem como nas linhas de força. As ondas magnetossônicas, ou magnetoacústicas, podem ser descritas por:

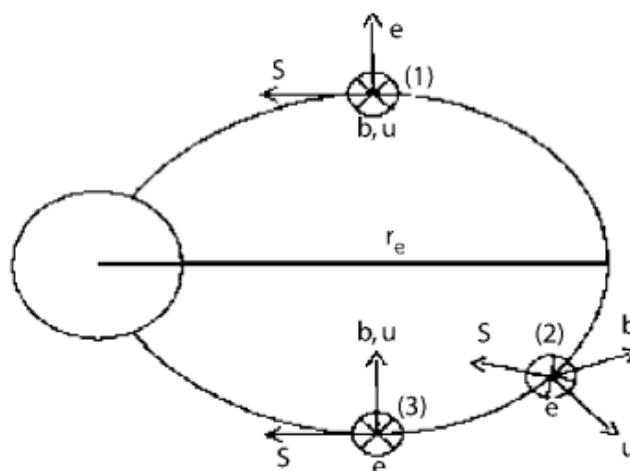
$$\vec{V}_M = \frac{d}{d\rho_m} \left(p + \frac{\vec{B}_0^2}{2\mu_0} \right)_{\rho_{m0}}, \quad (3.15)$$

no qual o sufixo 0 no termo ρ_m refere-se ao estado não perturbado e o termo p representa a pressão cinética (BITTENCOURT, 2004)

O modo rápido é uma onda transversa, assim como a de Alfvén, e possui velocidade de fase maior do que V_A para $\theta \neq 0$ (onde θ é o ângulo entre o vetor campo magnético e o vetor de onda). No modo lento, a velocidade de fase é menor do que a do modo rápido e a energia flui ao longo do campo B, assim como a onda de Alfvén. Entretanto, o modo lento não se propaga perpendicularmente às linhas de campo magnético quando $\theta = \pi/2$ (ALLAN; POULTER, 1992). A diferença entre os modos de propagação rápido e lento ocorre devido às perturbações magnéticas estarem em fase para o modo rápido (facilita a propagação através do campo) e fora de fase para o modo lento (tende a anular a propagação através do campo) (ALLAN; POULTER, 1992).

Na magnetosfera, considerando um campo magnético dipolar, as ondas ULF podem ser caracterizadas em três modos: compressional, poloidal e toroidal, esquematizados na Figura 3.5, onde \vec{b} representa o campo magnético perturbado, \vec{u} é a velocidade de plasma e \vec{e} é o campo elétrico induzido. O modo compressional é correlacionado com o modo rápido, pois se propaga perpendicularmente ao campo magnético ambiente. Os modos poloidal e toroidal correspondem ao modo Alfvénico, devido à sua propagação paralela às linhas de campo magnético (ELKINGTON, 2006).

Figura 3.5 - Modos da onda ULF em um campo magnético dipolar onde (1) representa o modo toroidal, (2) o modo compressional e (3) o modo poloidal.



Fonte: Kamide e Chian (2007).

A difusão radial é um processo gerado pelas ondas ULF que pode causar variabilidade no fluxo de partículas dos cinturões de radiação (MANN, 2020). A distribuição de partículas em L-shells pode ser dada por:

$$\frac{\partial f}{\partial t} = L^2 \frac{\partial}{\partial L} \left[\frac{D_{LL}}{L^2} \frac{\partial f}{\partial L} \right] - \frac{f}{\tau}, \quad (3.16)$$

onde f é a densidade de elétrons no espaço de fase, D_{LL} é o coeficiente de difusão, τ é o tempo de vida dos elétrons e L trata-se do L-shell (MANN, 2020), que em um dipolo é equivalente a distância radial em que uma partícula em movimento de deriva cruza o plano equatorial. Se apenas o terceiro invariante adiabático é violado e o primeiro e segundo invariantes são conservados, a partícula irá mover-se dentro de L-shells (WALT, 1971).

Os coeficientes de difusão podem ajudar a compreender a interação entre ondas e partículas e podem ser usados para determinar a escala temporal da aceleração e da perda dos elétrons (KENNEL; PETSCHKEK, 1966; KENNEL; ENGELMANN, 1966; GLAUERT; HORNE, 2005). O coeficiente de difusão radial total D_{LL} descreve a taxa radial de transporte de partículas (ELKINGTON, 2006; OZEKE, 2012) e é dado pela soma do coeficiente de difusão radial elétrico D_{LL}^E e magnético D_{LL}^B . Estes coeficientes podem ser descritos por:

$$D_{LL}^E = \frac{1}{8B_E^2 R_E^2} L^6 \sum_m P_m^E(L, m\omega_d), \quad (3.17)$$

$$D_{LL}^B = \frac{\mu^2}{8q^2 \gamma^2 B_E^2 R_E^2} L^4 \sum_m m^2 P_m^B(L, m\omega_d), \quad (3.18)$$

nos quais ω_d é a frequência de onda, m é o número de onda azimutal, P é a potência espectral do campo elétrico ou magnético referente a onda ULF, μ é o primeiro invariante adiabático, q é a carga elementar, γ é o fator relativístico, B_E

é o campo magnético equatorial na superfície da Terra e R_E é o raio da Terra (BRAUTIGAM; ALBERT, 2000; FEI et al., 2006).

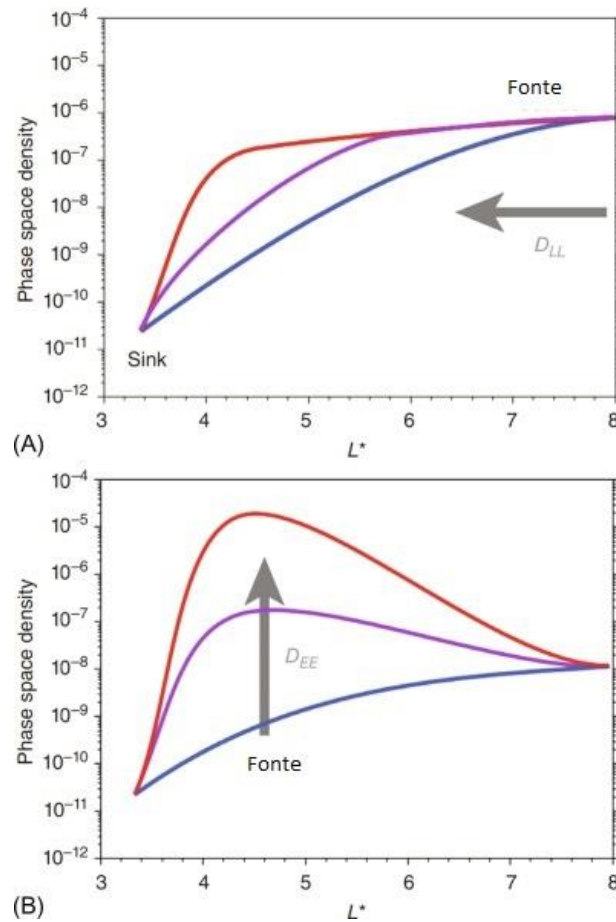
Destaca-se ainda que a difusão radial pode ser para dentro ou para fora da magnetosfera interna. Na difusão radial para dentro (*inward radial diffusion*), a densidade do espaço de fase dos elétrons aumenta radialmente com a distância, em função do tempo. Além disso, os elétrons são energizados conforme são transportados ao longo das linhas de campo magnético em direção à Terra (HORNE et al., 2003). Já na difusão radial para fora (*outward radial diffusion*) a densidade do espaço de fase dos elétrons decresce com a distância. As partículas movem-se radialmente para longe do cinturão de radiação externo, o que leva a um decréscimo no fluxo de elétrons no cinturão (LOTO'ANIU et al, 2010). A direção da difusão (para dentro ou para fora) depende do gradiente da densidade do espaço de fase dos elétrons. Se o gradiente for positivo, o resultado será uma difusão em direção à Terra (difusão para dentro) e para o caso de o gradiente ser negativo a difusão será para fora da magnetosfera (difusão para fora) (LOTO'ANIU et al, 2010). Outros coeficientes de difusão de partículas em um plasma relevantes no estudo do transporte de partículas são os coeficientes locais de difusão por *pitch angles* ($D_{\alpha\alpha}$) e por energia (D_{EE}), usados no estudo de interações entre ondas Chorus e EMIC com partículas (LYONS, 1974; ALBERT, 1999; GLAUTERT; HORNE, 2005).

Dessa forma, a densidade do espaço de fase dos elétrons (PhSD, do inglês *phase space density*), é uma ferramenta de análise da população de elétrons na presença de ondas ULF. Para tanto, o cálculo para geração dos gráficos da densidade do espaço de fase dos elétrons deve levar em conta *pitch angles* equatoriais ($70^\circ - 90^\circ$), que é o intervalo de ângulos prioritário na interação de ondas ULF com as partículas do cinturão externo na quebra do terceiro invariante adiabático (DA SILVA et al., 2019; SANDHU et al., 2021a). A taxa de variação do PhSD é dada em função dos parâmetros μ , K e L^* , que se referem respectivamente ao primeiro, segundo e terceiro invariantes adiabáticos, sendo esses três parâmetros dependentes do *pitch angle* dos elétrons (HARTLEY; DENTON, 2014). Para o cálculo do PhSD, o K para um determinado *pitch angle* (αK) é obtido através do modelo TS04 (TSYGANENKO; SITNOV, 2005).

Essa é uma ferramenta importante para confirmar se houve variabilidade na densidade do fluxo no cinturão de radiação devido à difusão radial gerada por ondas ULF. O cálculo da difusão envolve várias etapas que não estão no escopo do trabalho de mestrado, no entanto, será utilizado uma ferramenta disponível em Van Allen Probes Science Gateway (<https://rbpsgway.jhuapl.edu/>) para obtenção da curva de distribuição de partículas no espaço de fase em função do parâmetro L^* . No trabalho, foi considerado o primeiro invariante adiabático como $\mu = 1000 \text{ MeV/G}$ e o segundo invariante adiabático como $K = 0.0416 \text{ G}/2R_E$ para produzir os gráficos que compõem a sessão de resultados 5.2.3. Os gráficos foram gerados com a ferramenta disponível em Van Allen Science Gateway (<https://rbpsgway.jhuapl.edu/psd>). Os valores de μ e K foram utilizados para otimizar a cobertura de L^* para *pitch angles* de aproximadamente $70^\circ - 90^\circ$, que são os ângulos de interesse na identificação do mecanismo de difusão radial (DA SILVA et al., 2019, 2021a).

A Figura 3.6 exemplifica os perfis de PhSD em função do L^* . Nessa figura é possível perceber a diferença entre a variabilidade no fluxo de elétrons por difusão radial em vários L^* e a aceleração local. Os painéis mostram variações nos perfis da densidade do espaço de fase associados com mecanismos diferentes. No painel (A) observa-se aumento no gradiente da densidade do espaço de fase dos elétrons simultâneo em vários L^* gerando uma curva ampla característica da variabilidade do fluxo em uma vasta região da magnetosfera. Um aumento na difusão radial irá aumentar o transporte de partículas e a densidade do espaço de fase das partículas. Picos no perfil da densidade do espaço de fase dos elétrons como observado em (B) indicam aceleração local (THORNE, 2010; TURNER; UKHORSKIY, 2020) e, nesse caso, a fonte de elétrons relativísticos é a população local de elétrons de energia menores. A interação entre partículas e ondas pode aumentar a população de elétrons relativísticos. Dessa forma, a confirmação do mecanismo de difusão radial para dentro ou para fora devido a ondas ULF pode ser feita através da inspeção visual do gradiente da densidade do espaço de fase dos elétrons, que gera perfis como os observados em (A) (DA SILVA et al., 2019; KEITH, HEIKKILA, 2021).

Figura 3.6 - Perfis da densidade do espaço de fase dos elétrons por L^* que descrevem a taxa de transporte das partículas de uma região fonte (*source*) para uma região de perdas (*sink*). No painel (A), D_{LL} refere-se ao coeficiente de difusão radial, atrelado a variações nos perfis da densidade do espaço de fase em vários L^* simultaneamente. No painel (B), D_{EE} trata-se do coeficiente de difusão por energia, associado com variações locais nos perfis da densidade do espaço de fase.



Fonte: Adaptado de Reeves et al. (2013).

4 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

Neste capítulo são apresentados a instrumentação e a metodologia utilizadas no desenvolvimento desta dissertação. A primeira parte trata da instrumentação, incluindo as bases de dados e os instrumentos a bordo dos satélites ACE e Van Allen Probes. Na segunda parte são explicitados os critérios de seleção dos eventos e quais foram os procedimentos adotados nas análises desses.

4.1 Instrumentação

No desenvolvimento da pesquisa, foram utilizadas algumas bases de dados. A primeira delas foi a tabela de choques interplanetários disponível na página do Center for Astrophysics (CfA), cujos dados foram compilados com informações do satélite Wind. A página apresenta registros de ondas de choque interplanetárias no período de 1995 a 2022. Para cada onda de choque, são fornecidos vários parâmetros, como velocidade, β (beta de plasma), M_f (número de Mach do modo rápido), θ_{Bn} , entre outros, que foram calculados utilizando diversos métodos. No trabalho, utilizamos os dados da página que foram calculados com o método dos *mixed modes* (SHRAUNER; YUN, 1976). A página está disponível no seguinte link: <https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks/wind.html>.

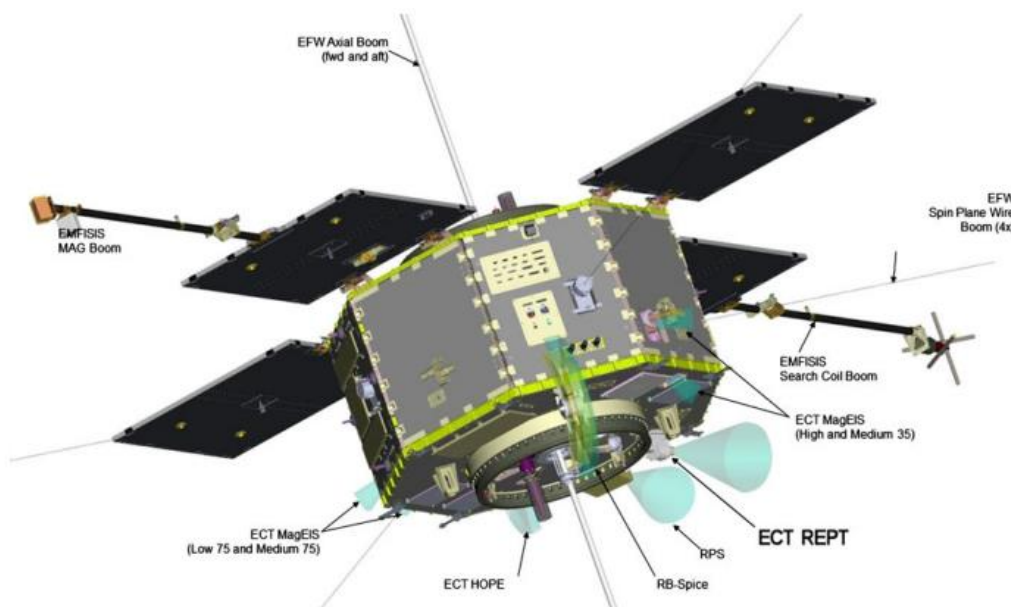
Na lista de Richardson e Cane foram encontradas informações sobre ICMEs (no link <https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>). A página compila dados de ICMEs desde o ano de 1996 (CANE; RICHARDSON, 2003; RICHARDSON; CANE, 2010). Também foram consultadas as tabelas do *Database of Notifications, Knowledge, Information* (DONKI), disponíveis no link <https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/DONKI/> para verificar informações sobre HSSs.

Na construção dos gráficos foram utilizados dados de dois satélites: Van Allen Probes e ACE. Os dados desses satélites estão disponíveis na página *Coordinated Analysis Web* (CDAWeb), no link: <https://cdaweb.gsfc.nasa.gov>. Na próxima sessão, estão descritos os instrumentos utilizados nos satélites Van Allen Probes e ACE.

4.1.1 Van Allen Probes

Como já mencionado, foram usados dados coletados pelas sondas Van Allen, inicialmente chamadas de *Radiation Belt Storm Probes* (RBSP), da missão da NASA Van Allen Probes (2012 - 2019). O principal objetivo da missão foi inferir medidas dos campos magnético e elétrico, de elétrons e íons energéticos e a densidade do plasma a partir de duas posições radialmente separadas na magnetosfera, sob diferentes condições do vento solar. Processos transientes, como os choques interplanetários também foram continuamente monitorados (BAKER et al., 2013), a Figura 4.1 explicita um esquema da Sonda Van Allen, bem como a localização de seus instrumentos.

Figura 4.1 - Sonda Van Allen Probe e a localização de seus instrumentos.



Fonte: Baker et al. (2013).

Os instrumentos utilizados para analisar os eventos nesta pesquisa fizeram parte do *Energetic Particle, Composition, and Thermal Plasma Suite* (ECT), cujo pesquisador principal é o Dr. Harlan Spence, da Universidade de Nova Hampshire (SPENCE et al., 2013). Os instrumentos que constituem o ECT foram

selecionados para compor a sonda para fornecer medidas sobre as partículas dos cinturões de radiação (BAKER et al, 2012).

Dentre os instrumentos do ECT encontra-se o *Relativistic Electron Proton Telescope* (REPT), cujo pesquisador responsável foi o Dr. Daniel Baker, da Universidade de Colorado em Boulder. O REPT é um sistema de sensores que coletou dados sobre elétrons e prótons de energias a partir de 1.8 MeV (SPENCE et al, 2013). O principal objetivo deste instrumento foi realizar medidas para aprimorar o entendimento acerca dos processos de perda e aceleração de partículas nos cinturões de radiação (BAKER et a, 2012).

Outro instrumento utilizado no presente estudo foi o *Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science* (EMFISIS) presente também na Van Allens Probes, sendo o Dr. Craig Kletzing da Universidade de Iowa o pesquisador principal. O principal objetivo do EMFISIS foi produzir medidas sobre o campo magnético e ondas presentes na magnetosfera, também a fim de contribuir com o entendimento sobre mecanismos de perda, aceleração e transporte de partículas nos cinturões de radiação (KLETZING et al., 2013).

4.1.2 Advanced Composition Explorer (ACE)

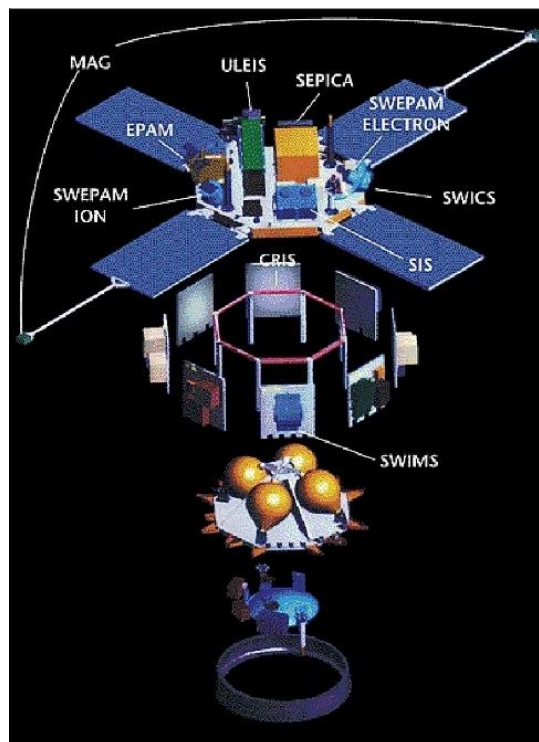
Além das sondas RBSP, foram utilizados dados obtidos pelo satélite *Advanced Composition Explorer* (ACE) na produção de gráficos sobre as condições do vento solar. O ACE foi lançado em 25 de agosto de 1997 com o propósito de fazer medidas no meio interplanetário e, conseqüentemente, auxiliar na previsão do clima espacial (STONE et al., 1998). O ACE faz suas medidas a partir do ponto Lagrangeano L1 através nove instrumentos.

O instrumento *Solar Wind Electron, Proton, e Alpha Monitor* (SWEPAM) possui dois sensores com resoluções diferentes, um para inferir medidas de elétrons e outro de íons. Esses sensores medem densidade, velocidade, temperatura, entre outros parâmetros do vento solar (MCCOMAS et al., 1998).

O *Electron, Proton, e Alpha-Particle Monitor* (EPAM) é composto por cinco telescópios de aberturas diferentes com o objetivo de medir elétrons com energias de 30 KeV a 350 KeV e íons de 50 KeV a 5 MeV (GOLD et al., 1998).

Já o *Magnetic Field Experiment* (MAG) mede continuamente o IMF com o objetivo de gerar interpretações sobre as funções de distribuições de partículas, inferir a região fonte de partículas energéticas através da extrapolação da medida do IMF local, determinar o trajeto de raios cósmicos intergaláticos e analisar as fontes locais de aceleração de partículas (SMITH et al., 1998). A Figura 4.2 explicita os instrumentos que compõem o satélite ACE, bem como a localização de cada um deles.

Figura 4.2 - Localização dos instrumentos do satélite ACE.



Fonte: STONE et al. (1998).

4.2 Metodologia

Os primeiros estudos sobre choques interplanetários ressaltavam que a quantidade de partículas afetadas e a intensidade da energização dependiam principalmente da velocidade do vento solar e do ângulo de incidência entre a normal da frente de choque e do campo magnético do lado *upstream*, denominado θ_{Bn} do choque (KENNEL et al., 1985). Nesse contexto, nas pesquisas que estudam a aceleração de partículas na parte interna da heliosfera

são destacadas algumas propriedades dos choques não-colisionais que possivelmente tem relação com os processos de energização de partículas, sendo elas: o número de Mach, a geometria do choque, a compressão, entre outras (KOULOUMVAKOS et al., 2019). Além disso, diversos autores apontam o efeito da criticidade do choque na aceleração de partículas (MANN et al., 2003; WILSON, 2018; HANSON et al., 2020). Algumas observações também mostram o papel que as ondas de choque supercríticas desempenham na geração de ondas ULF no *bow shock* da magnetosfera (KAJDIČ et al., 2017).

Desta forma, a fim de cumprir os objetivos propostos no trabalho, a metodologia adotada para a escolha dos choques interplanetários a serem estudados considerou o número de Mach rápido (ou *fast Mach number*, M_f) e o beta de plasma (β) para selecionar ondas de choque interplanetárias supercríticas.

Como já mencionado, para consultar as datas dos choques interplanetários e as suas principais características foi utilizada a página de dados do Centro para Astrofísicos (CfA), mantida por Michael L. Stevens e Justin C. Kasper, utilizando o método *Mixed Modes* (ABRAHAM-SHRAUNER; YUN, 1976). O período selecionado para a investigação dos choques foi de outubro de 2012 a junho de 2019, uma vez que ao longo desses anos as sondas Van Allen estiveram em atividade e coletaram dados na região dos cinturões de radiação. Durante esse período, o CfA registrou um total de 118 choques interplanetários. Destes choques, foram observadas e compiladas em uma tabela as seguintes características: a direção do choque (*forward* ou *reverse*), o horário do choque, a sua obliquidade (quase-perpendicular ou quase-paralelo), criticidade (número de Mach rápido) e parâmetro β .

A partir da tabela de choques interplanetários construída, os choques foram categorizados de acordo com a classificação de Burgess *et al* (2016):

- Quase-perpendicular ($\theta_{Bn} \geq 45^\circ$) ou quase-paralelo ($\theta_{Bn} < 45^\circ$);
- Número de Mach do modo rápido baixo ($M_f \leq 2,5$) ou alto ($M_f > 2,5$);
- Beta de plasma baixo ($\beta \leq 1$) ou alto ($\beta > 1$)

Com base nessa classificação, foram identificados 26 choques que atendiam ao critério de criticidade: $M_f > 2,5$ e $\beta < 1$. Para esses choques supercríticos, foram verificadas as condições do vento solar e da magnetosfera terrestre após a passagem do choque. Em resumo, os pontos chaves da metodologia podem ser resumidos nos seguintes itens:

- Seleção de um método de cálculo da normal de frente de choque, do qual derivam os parâmetros θ_{Bn} e M_f ;
- Os parâmetros das ondas de choque interplanetárias ocorridas na era Van Allen Probes foram compilados em uma tabela a fim de facilitar a consulta dos dados durante a pesquisa e a categorização dos eventos;
- As ondas de choque interplanetárias registradas durante a era Van Allen Probes foram classificadas quanto à sua obliquidade (θ_{Bn}), velocidade (M_f) e compressibilidade (β);
- Foi documentado qual porcentagem dos choques é categorizado como: quase-paralelo ($\theta_{Bn} < 45^\circ$) ou quase-perpendicular ($\theta_{Bn} > 45^\circ$), beta de plasma baixo ($\beta < 1$) ou alto ($\beta > 1$), número de Mach alto ($M_f > 2,5$) ou baixo ($M_f < 2,5$), choque supercrítico ($\beta < 1$ e $M_f > 2,5$), choque frontal ou reverso (*fast forward* e *fast reverse*);
- Procurou-se ainda identificar a estrutura geradora do choque através de consultas na página desenvolvida pelos pesquisadores Ian Richardson e Hilary Cane, que lista as CMEs a partir do ano de 1996. (<https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>).
- Outra página utilizada, desta vez para identificar HSSs, foi a *Space Weather Database Of Notifications, Knowledge, Information* (DONKI), organizada por Anna Chulaki e Masha Kuznetsova, disponível no link <https://kauai.ccmc.gsfc.nasa.gov/DONKI/search/>.
- Foram produzidos gráficos do fluxo de elétrons relativísticos do cinturão de radiação externo e da potência espectral da onda ULF na magnetosfera para todos os choques registrados no período;

- Para as datas dos choques supercríticos, também foram gerados gráficos sobre os parâmetros do vento solar e dos modos de polarização compressional e poloidal das ondas ULF;
- Dentre o conjunto de ondas de choque interplanetárias supercríticas, foram selecionados 5 choques quase paralelos e 5 quase perpendiculares para fazer estudos de caso;
- Nos estudos de caso, foram avaliadas as condições no meio interplanetário pré e pós choque e a concomitância na variação destes parâmetros com a variabilidade no fluxo de elétrons relativísticos (1,8 a 3,4 MeV) no cinturão de radiação externo. Além disso, foram observadas a densidade de potência espectral das componentes B_{\parallel} e B_{\perp} do campo magnético e a componente E_{ϕ} na faixa de frequências das ondas ULF em conjunto com a variabilidade no fluxo de elétrons;
- Foram identificadas as principais componentes dos campos magnético e elétrico acopladas após a ocorrência da onda de choque e em quais frequências a densidade de potência foi maior;
- Não obstante, foram inspecionados os gráficos da densidade do espaço de fase dos elétrons para identificação da difusão radial para dentro ou para fora gerada pelas ondas ULF;
- Por fim, foi avaliado se a obliquidade da onda de choque afetou as respostas na atividade de ondas ULF na magnetosfera e na variabilidade no fluxo de elétrons relativísticos do cinturão de radiação externo e se as ondas ULF tiveram ou não um papel determinante nessa variabilidade.

5 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Nesta seção estão explicitados os resultados e as discussões, organizados como segue. Na primeira Subseção (5.1) são expostos os resultados referentes às ondas de choque registradas durante a era Van Allen Probes e as categorizações de cada uma delas. Além disso, especifica-se quais foram os eventos selecionados para compor os estudos de caso. A segunda Subseção (5.2) trata das análises e discussões de cada um dos estudos de caso. A terceira e última Subseção (5.3) traz os resultados referentes às análises dos perfis de densidade do espaço de fase do fluxo de elétrons relativísticos do cinturão de radiação externo por L^* .

5.1 Ondas de choque interplanetárias na era Van Allen Probes

Nas tabelas do CfA (https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/) estão registrados 118 choques interplanetários entre outubro de 2012 a junho de 2019, período de atividade das sondas Van Allen, conforme consta na Tabela 5.1. A Tabela 5.1 apresenta quantos choques foram registrados em cada ano da era Van Allen Probes. e quantos choques por ano classificam-se como:

- quase-paralelos ($\theta_{Bn} < 45^\circ$)
- quase-perpendiculares ($\theta_{Bn} > 45^\circ$)
- beta de plasma baixo ($\beta < 1$)
- beta de plasma alto ($\beta > 1$)
- número de Mach inferior ao número de Mach crítico ($M < 2,5$);
- número de Mach superior ao número de Mach crítico ($M > 2,5$);
- quantidade de choques supercríticos ocorridos no período.

Existem diversos métodos de cálculo dos parâmetros θ_{Bn} e o M_f . Conforme discutido nos capítulos anteriores, o método *Mixed Modes* (ABRAHAM-SHRAUNER; YUN, 1976) foi o escolhido para fazer a seleção dos eventos.

Tabela 5.1 – Quantidade de choques interplanetários por ano registrados durante a era Van Allen Probes. A tabela também mostra quantos choques, por ano, foram categorizados como quase-paralelo, quase-perpendicular, β baixo, β alto, M_f baixo, M_f alto e quantos desses podem ser considerados supercríticos. Os dados foram obtidos na página CfA (https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/).

	2012 ¹	2013	2014 ²	2015	2016	2017	2018	2019 ³	TOTAL
Nº de choques	8	37	17	25	6	12	10	3	118
$\theta_{Bn} < 45^\circ$	1	8	2	8	2	5	2	1	29
$\theta_{Bn} > 45^\circ$	7	29	14	17	4	7	8	2	88
$\beta < 1$	8	28	15	19	6	11	10	3	100
$\beta > 1$	0	9	1	6	0	1	0	0	17
$M_f < 2,5$	6	27	11	19	4	10	8	2	87
$M_f > 2,5$	2	10	5	6	2	2	2	1	30
Supercríticos	2	9	4	4	2	2	2	1	26

¹De outubro a dezembro

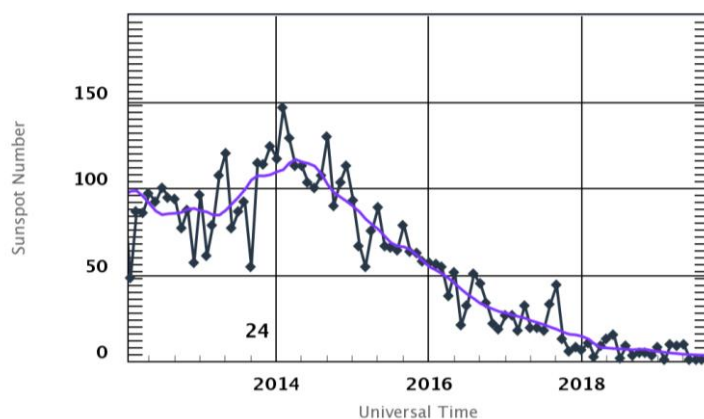
²Para um dos choques não há dados

³De janeiro a junho

Fonte: Produção da autora.

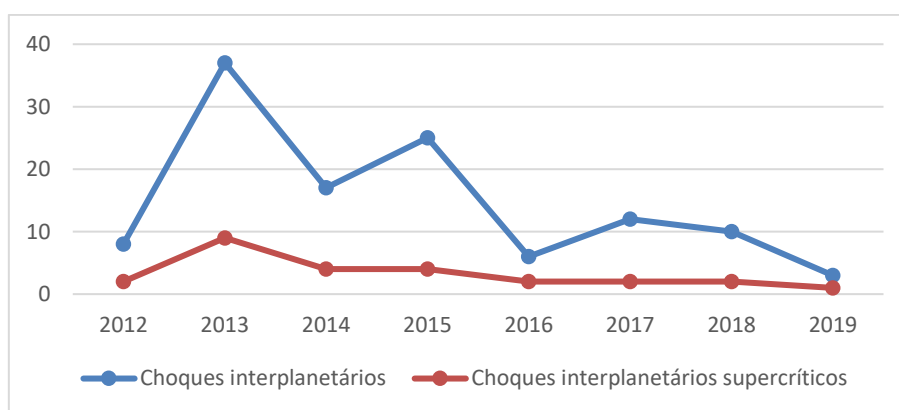
Cerca de 31,35% das ondas de choque interplanetárias registradas no período analisado ocorreram no ano de 2013, que coincide com o pico de atividade solar no ciclo de número 24, apontado como um dos ciclos com menor incidência de manchas solares do último século (NANDY, 2021). Nos demais anos, a quantidade de choques interplanetários reduz significativamente. No total, ocorreram 118 ondas de choque interplanetárias entre outubro de 2012 a junho de 2019. Ao comparar os gráficos das Figuras 5.1 e 5.2 é possível perceber que a quantidade de choques interplanetários e choques interplanetários supercríticos decresce juntamente com o número médio mensal de manchas solares, que indica a fase de declínio do ciclo solar.

Figura 5.1 - Número médio de manchas solares por mês (pontos) e média ponderada em 13 meses (curva roxa) em função do tempo, entre 2012 a 2019. O gráfico foi produzido com uso da plataforma Solar cycle progression NOAA, disponível no link (<https://www.swpc.noaa.gov/products/solar-cycle-progression>).



Fonte: Produção da autora.

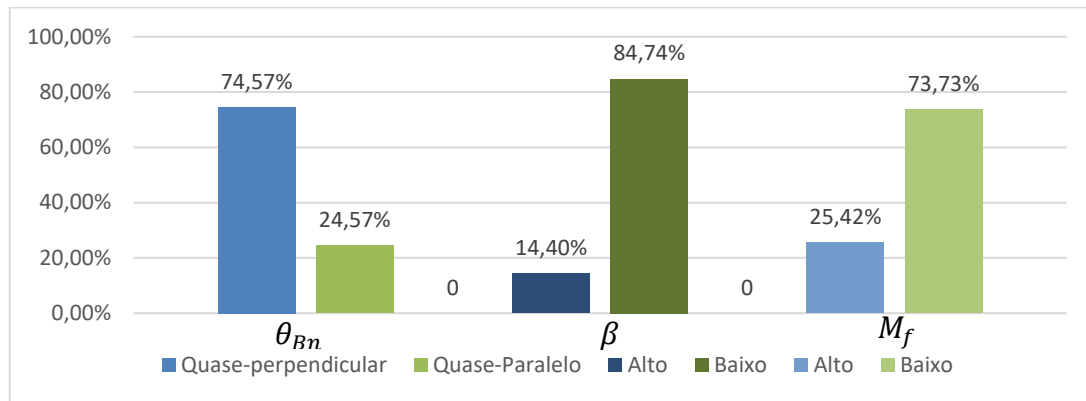
Figura 5.2 - Quantidade total de ondas de choque interplanetárias (curva azul) e de choques supercríticos (curva laranja) por ano, de outubro de 2012 a junho de 2019. Os dados são provenientes da página CfA (https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/).



Fonte: Produção da autora.

A Figura 5.3 traz um gráfico com o percentual de choques interplanetários classificados como quase-perpendiculares ou quase-paralelos, beta de plasma alto ou baixo e número de Mach do modo rápido alto ou baixo. Observa-se que 74,57% dos choques se classifica como quase-perpendiculares, 84,74% baixo beta de plasma e 73,73% baixo número de Mach.

Figura 5.3 - Distribuição dos choques registrados durante o período de atividade das sondas Van Allen nas classificações por θ_{Bn} (quase-paralelo $\theta_{Bn} < 45^\circ$ e quase-perpendicular $\theta_{Bn} > 45^\circ$), beta de plasma (alto > 1 e baixo < 1) e por número de Mach (alto $> 2,5$ e baixo $< 2,5$). Os dados foram consultados na página CfA disponíveis no link https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/.



Fonte: Produção da autora.

Ao considerar como supercríticos os choques que apresentam $\beta < 1$ e $M_f > 2,5$, foram identificados 26 choques supercríticos, o que corresponde a 22,03% do total de choques interplanetários registrados na era Van Allen Probes. A maior parte dos choques supercríticos pode ser categorizada como quase-perpendiculares (65,38%). Na Tabela 5.2 encontram-se as datas dos choques supercríticos identificados com dados do satélite Wind e consultados na base de dados CfA:

Tabela 5.2 - Datas dos choques Supercríticos organizados por ano. Dados fornecidos pela base de dados CfA (https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/).

2012	2013	2014	2015	2016	2017	2018	2019
31/10	17/03	07/01	17/03	19/07	27/05	15/02	26/05
23/11	13/04	07/02	20/09	12/10	06/09	19/04	
	19/05	27/02	19/12				
	24/05	07/06	31/12				
	31/05						
	27/06						
	09/07						
	02/10						
	13/12						

Fonte: Produção da autora.

Dentre o conjunto das 26 ondas de choque interplanetárias supercríticas, foram selecionados 10 eventos, sendo 5 quase-paralelos e 5 quase-perpendiculares, para os estudos de caso encontrados na próxima seção.

5.2 Ondas de choque interplanetárias supercríticas quase-paralelas e quase-perpendiculares

Para comparar as repostas observadas na magnetosfera diante de ondas de choque interplanetárias supercríticas com diferentes ângulos de incidência foram selecionados 10 eventos, 5 quase-perpendiculares e 5 quase-paralelos. As datas escolhidas estão listadas na Tabela 5.3 e os critérios de seleção estão explicados mais adiante.

Tabela 5.3 - Datas e parâmetros das ondas de choques supercríticas selecionados para fazer estudos de caso. Os parâmetros dos choques são provenientes da base de dados CfA (https://lweb.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/) e as datas das ICMEs foram consultadas nas tabelas de Ian Richardson e Hilary Cane (CANE, RICHARDSON, 2003) (<https://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>).

Data	Horário (UT)	Estrutura do vento solar	β	M_f	θ_{Bn}
17/03/2013	05:21	ICME	0.56 ± 0.48	5.95 ± 0.36	36.1 ± 6.1
13/04/2013	22:13	ICME	0.47 ± 0.52	3.87 ± 0.10	34.3 ± 6.5
24/05/2013	17:26	Não consta	0.63 ± 0.53	2.55 ± 0.18	85.4 ± 11.2
31/05/2013	15:11	HSS	0.20 ± 0.22	3.56 ± 0.10	88.4 ± 0.8
02/10/2013	01:15	ICME	0.92 ± 0.92	4.12 ± 0.23	9.3 ± 3.7
27/02/2014	15:50	Não consta	0.55 ± 0.57	3.26 ± 0.07	76.4 ± 4.1
20/09/2015	05:23	ICME	0.42 ± 0.48	2.92 ± 0.52	80.7 ± 2.5
19/12/2015	15:35	ICME	0.36 ± 0.35	2.77 ± 0.36	56.8 ± 5.1
31/12/2015	00:17	ICME	0.32 ± 0.21	3.51 ± 0.25	44.0 ± 6.3
06/09/2017	23:02	ICME	0.27 ± 0.15	4.01 ± 0.47	43.0 ± 18.2

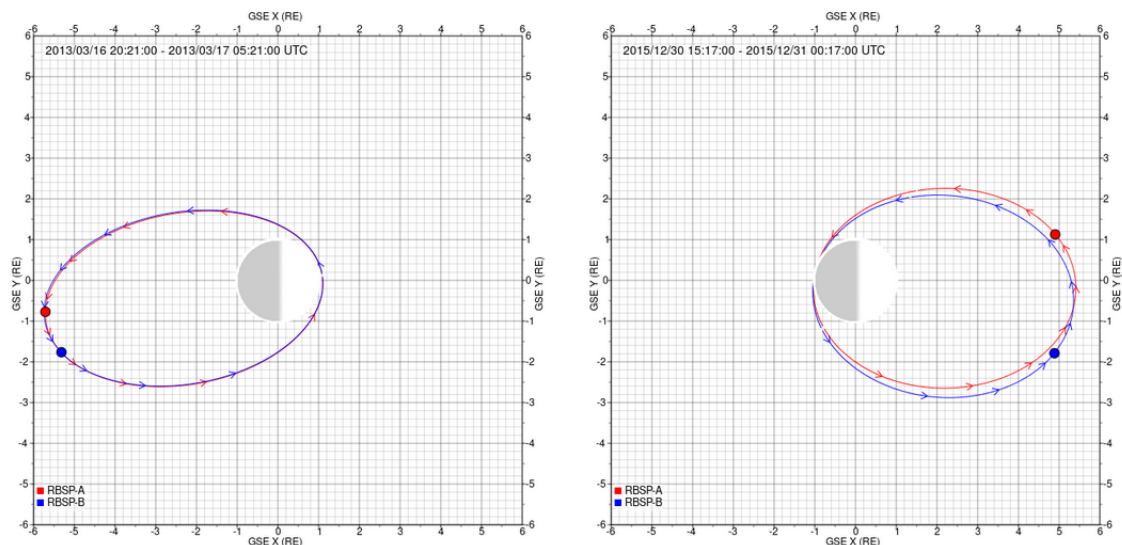
Fonte: Produção da autora.

Os parâmetros data, horário, β , M_f e θ_{Bn} da Tabela 5.3 foram consultadas na base de dados do CfA, já referida anteriormente. O horário de ocorrência da onda de choque listado pela base de dados foi medido pelo satélite Wind no ponto Lagrangeano L1. As informações sobre as ICMEs são provenientes das tabelas de Richardson e Cane (2003) e sobre o HSS da base de dados DONKI. Algumas ondas de choque interplanetárias não possuíam uma estrutura do vento solar associada nas bases de dados. Os parâmetros dos demais choques supercríticos podem ser encontrados no material complementar (Apêndice A).

Ondas ULF são um fenômeno que ocorrem globalmente na magnetosfera, mas a atividade destas ondas magnetohidrodinâmicas será discutida em regiões restritas às orbitas das sondas Van Allen. Além disso, o conjunto de ondas de choques supercríticas a serem analisadas nesta sessão foi escolhido usando como critério a posição da sonda Van Allen B, pois foram priorizados os eventos

em que a sonda estava posicionada no apogeu da órbita no horário de ocorrência da onda de choque, independentemente do setor da magnetosfera, conforme mostra a Figura 5.4 para o exemplo do setor diurno e noturno (lembrando que existem também os setores amanhecer e anoitecer).

Figura 5.4 - Posição preferencial das sondas Van Allen Probes adotada na seleção dos eventos apresentado no plano X, Y, no sistema de coordenadas GSE, com os eixos X e Y em unidades de Raios Terrestres (RE). As elipses são órbitas descritas pelas sondas Van Allen e os pontos indicam a posição das sondas na data e horário contido no cabeçalho das imagens. Cada elipse indica uma órbita de cada sonda. Em ambos os painéis as sondas encontram-se próximas ao apogeu de sua órbita, mas em setores diferentes da magnetosfera. No painel da esquerda, as sondas encontram-se no setor noturno próximas à meia noite. No painel da direita, as sondas encontram-se no setor diurno da magnetosfera próximas às 12 UT. Os gráficos foram produzidos na plataforma Van Allen Probes Science Gateway (<https://rbspgateway.jhuapl.edu/>).



Fonte: Produção da autora.

Para os eventos apresentados na Tabela 5.3, foram feitos os gráficos de fluxo de elétrons, parâmetros do vento solar, posição da magnetopausa e densidade de potência espectral dos campos magnético e elétrico. O horário da onda de choque foi demarcado nos gráficos com uma linha cinza vertical. Esses resultados estão apresentados nas Figuras 5.5 até 5.24. O período de tempo utilizado para gerar os gráficos contempla as condições do meio interplanetário e da magnetosfera prévias a onda de choque interplanetária até cerca de 24h

após a chegada da onda de choque na magnetosfera, mas o enfoque das análises será no período de tempo ligeiramente após a ocorrência da onda de choque interplanetária. Os eventos foram analisados considerando:

- a estrutura do vento solar que o gerou;
- a obliquidade do choque;
- a posição das magnetopausa;
- a posição da sonda Van Allen;
- o fluxo de elétrons relativísticos do cinturão de radiação externo;
- condições do meio interplanetário;
- a densidade de potência espectral da onda ULF na magnetosfera;
- a densidade de potência espectral dos modos compressional e poloidal
- a densidade do espaço de fase dos elétrons relativísticos do cinturão de radiação externo.

As informações sobre as ondas de choque interplanetárias são provenientes da base de dados CfA (https://web.cfa.harvard.edu/shocks/wi_data/). Os dados sobre as CMES são das tabelas de Richardson e Cane (<http://izw1.caltech.edu/ACE/ASC/DATA/level3/icmetable2.htm>).

Nas Figuras 5.5, 5.7, 5.9, 5.11, 5.13, 5.15, 5.17, 5.19, 5.21, 5.23 os painéis (a) e (b) utilizam dados das sondas Van Allen, obtidos pelo instrumento REPT. O painel (a) é o fluxo de elétrons de 2,1 MeV interpolado, em função do L^* (eixo y) e do tempo (eixo x), no qual as cores mais aproximadas ao vermelho evidenciam fluxo de elétrons maior como indica o colorbar. O painel (b) representa o fluxo de elétrons (eixo y) de energias entre 1,8 a 3,4 MeV, para um L^* fixo de $5 R_E$, em função do tempo (eixo x), sendo que cada ponto indica uma medida feita pelo instrumento conectados por linhas. Esses gráficos mostram a variabilidade do fluxo de elétrons relativísticos no cinturão de radiação externo. Quando o fluxo de elétrons reduz por um fator maior ou igual a 4 em um período de um dia ou menos é chamado de *dropout* (BOYNTON; MOURENAS; BALIKHIN, 2016). Já quando o fluxo aumenta em mais de uma ordem de grandeza é chamado

enhancement. Os painéis (c) a (g) usam dados do ACE obtidos no ponto Lagrangiano L_1 e mostram as condições do meio interplanetário e o momento da ocorrência de ondas de choque através do aumento da velocidade e da densidade do vento solar, bem como da compressão do IMF (BURLAGA, 1995). O painel (c) é a velocidade do vento solar (V_p). O painel (d) é a densidade do vento solar (N_p). O painel (e) contém as componentes B_x e B_y do IMF. O painel (f) é intensidade total do IMF B_t e a componente B_z . O painel (g) é a posição da magnetopausa em R_E em função do tempo, calculada através do método de Shue (SHUE et al., 1998). A compressão da magnetosfera normalmente está associada com as condições do vento solar e pode contribuir com a aceleração e transporte de partículas no cinturão de radiação externo (YU; KOLLER; MORLEY, 2013). Assim, o fluxo de elétrons no cinturão de radiação externo pode ser reduzido devido a compressão da magnetopausa em $L \leq 7 R_E$ (*magnetopause shadowing*), no qual as partículas que antes estavam aprisionadas são perdidas para o meio interplanetário (MATSUMURA et al., 2011).

As Figuras 5.6, 5.8, 5.10, 5.12, 5.14, 5.16, 5.18, 5.20, 5.22, 5.24 foram produzidas com dados das sondas Van Allen e permitem analisar o fluxo de elétrons do cinturão de radiação externo e a atividade de ondas ULF na magnetosfera. Também nessas figuras, o horário do choque é indicado por uma linha cinza vertical. As figuras mencionadas permitem verificar a ocorrência de ondas ULF no momento do choque concomitante com a variabilidade do fluxo de elétrons e são ponto de partida para analisar o papel que as ondas ULF podem ter desempenhado na variação do fluxo. O painel (i) apresenta o fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV e usa dados do instrumento REPT. Os espectrogramas dos painéis (ii), (iii) e (iv) foram obtidos através de transformadas de Fourier e referem-se a flutuações nas componentes B_x e B_z do campo magnético e E_θ do campo elétrico na faixa de frequência das ondas ULF (0 a 8 mHz). As cores mais aproximadas ao vermelho indicam densidade de potência maior, conforme indica o colorbar. A componente E_θ foi calculada a partir das medidas cartesianas do campo elétrico $E(E_x, E_y, E_z)$ no sistema de coordenadas SM, sendo que foram feitas conversões para coordenadas cilíndricas, obtendo o E_θ . Os painéis (ii) e

(iii) apresentam os resultados provenientes dos dados do instrumento EMFISIS e o painel (iv) do instrumento EFW, ambos a bordo das sondas Van Allen.

5.2.1 Ondas de choque supercríticas quase-paralelas

Esta sessão apresenta os gráficos do fluxo de elétrons relativísticos, condições do meio interplanetário, posição da magnetopausa e modos de polarização da onda ULF para ondas de choque interplanetárias supercríticas cujos ângulos de incidência foram $\theta_{Bn} \leq 45^\circ$.

5.2.1.1 17 de março de 2013

No dia 17 de março de 2013 uma ICME atingiu a magnetosfera da Terra, precedida por uma onda de choque interplanetária registrada às 5:21 UT no ponto Lagrangeano 1. Na Figura 5.5, é possível observar que a variabilidade de elétrons relativísticos no cinturão de radiação externo (painéis a, b) com as condições do meio interplanetário (painéis c, d, e, f) e também com a posição da magnetopausa (painel g).

No horário do choque, a sonda Van Allen B estava localizada em $L^* = 5$ e MLT = 02:00 UT. Verifica-se que há diminuição no fluxo de elétrons a partir do horário de registro da onda de choque no painel (a), que atinge todos os L^* do cinturão externo. No painel (b), o fluxo de elétrons (1,8 a 3,4 MeV) em $L^* = 5 R_E$ reduz em mais de uma ordem de grandeza a partir do horário da onda de choque. O fluxo de elétrons reduz gradativamente até às 13:00 UT, quando atinge o valor mínimo, e em seguida volta a aumentar. O fluxo de elétrons reduz (*dropout*) em mais de uma ordem de grandeza em menos de 8h após o horário do choque nestes dois primeiros painéis.

Os painéis (c) a (f) refletem como as condições do meio interplanetário foram alteradas a partir da passagem da onda de choque. Nestes gráficos há descontinuidades nas séries temporais às 05:21 UT, que indicam o momento da ocorrência da onda de choque interplanetária em L1. A velocidade V_p e a densidade de prótons N_p aumentam após a passagem da onda de choque. Nos painéis (e) e (f) a intensidade do IMF aumenta e a orientação da componente B_z está a maior parte das primeiras horas após o choque orientada para o sul com

algumas incursões para o norte, com intensidade entre aproximadamente +20 a -20 nT. A componente B_z orientada para o sul é um dos fatores que contribui para que seja observada densa potência espectral da onda ULF (BENTLEY et al., 2018).

No painel (g) observa-se que a altura da magnetopausa, obtida a partir do modelo de Shue (1998), é comprimida simultaneamente à chegada do choque à magnetosfera, a qual atinge de 12 para 8 R_E . Cerca de 2h30 após o horário do choque, a magnetopausa atinge a máxima compressão em 6 R_E . Desta forma, é possível inferir que pode ter ocorrido o mecanismo de *magnetopause shadowing* em combinação com outros mecanismos para causar o *dropout* observado.

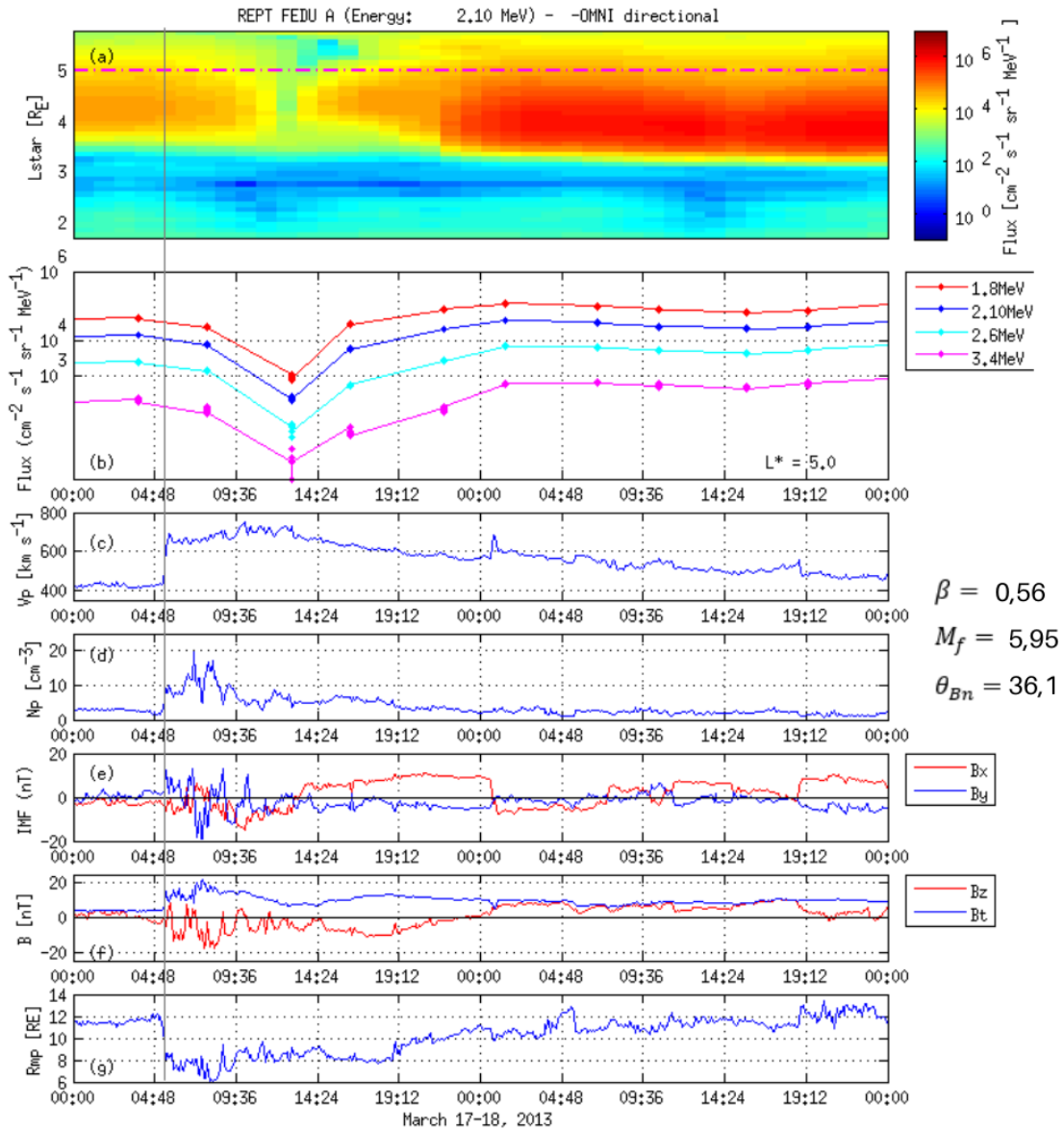
A Figura 5.6 mostra a potência espectral do campo magnético (painéis ii e iv) e elétrico (painel iii) para detecção da atividade de ondas ULF no cinturão de radiação externo durante a variabilidade do fluxo de elétrons de alta energia (painel i). No painel (i), observa-se que o fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV reduziu, conforme constatado na análise na Figura 5.5. Ao comparar a redução no fluxo de elétrons a partir do momento do choque com a densidade de potência espectral nos painéis (ii), (iii) e (iv), verifica-se que houve atividade de ondas ULF concomitante com a perda de elétrons no cinturão externo.

No horário do choque, há aumento na densidade de potência nos painéis (ii), (iii) e (iv) da Figura 5.6 em $L^* = 5$ e MLT = 02:00 UT. No painel (ii), a potência espectral do campo magnético (componente x) apresenta grande densidade entre 0 a 8 mHz. No painel (iii), que se refere ao modo compressional, a densidade de potência espectral do campo magnético (componente paralela) está concentrada em frequências abaixo de 4 mHz. No painel (iv), que mostra a densidade de potência espectral do campo elétrico azimutal (modo poloidal), a amplitude de frequências é maior, apesar de não ser tão densa quanto no modo compressional. Ressalta-se ainda que este período apresenta muita falha nos dados do campo elétrico azimutal. A maior densidade de potência espectral do campo magnético nos painéis (ii) e (iv) ocorre concomitantemente com o *dropout* observado nos painéis do fluxo de elétrons próximo às 12:00 UT, quando a sonda Van Allen B estava localizada em MLT = 23:00 UT e L-shell = 5 R_E . No horário

em que o fluxo de elétrons é menor, no painel (ii), o maior valor da densidade de potência espectral mantém-se em frequências até 8 mHz. No painel (iii) que corresponde ao modo compressional, a potência espectral do campo magnético ainda apresenta maior densidade em frequências abaixo de 4 mHz.

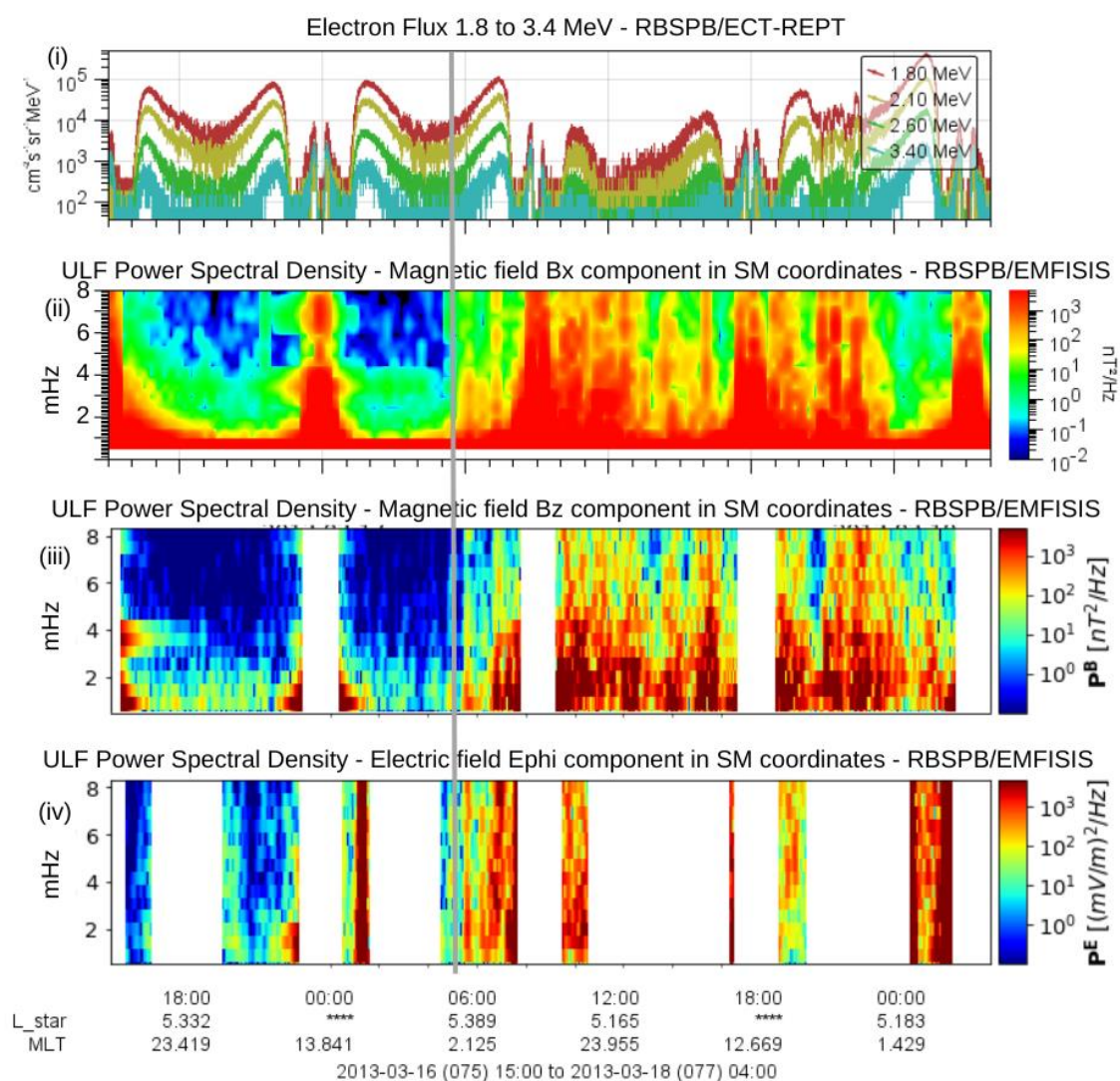
A forte compressão da magnetopausa, atingindo $6 R_E$, sugere que o mecanismo de *magnetopause shadowing* contribuiu com a perda de elétrons na borda do cinturão externo de radiação (ALVES et al., 2016; DA SILVA et al., 2021a; TURNER et al., 2012). Por outro lado, a potência espectral do campo elétrico azimutal (densidade de potência distribuída em todo o intervalo de frequências), do campo magnético paralelo e da componente x do campo magnético sugere que o mecanismo de difusão radial para fora, dirigida por ondas ULF, pode ter contribuído com a perda de elétrons em combinação com o mecanismo de *magnetopause shadowing* (DA SILVA et al., 2021a; TURNER et al., 2012). A difusão radial para dentro, dirigida por ondas ULF, pode ter contribuído para o aumento de fluxo de elétrons de alta energia observados no cinturão de radiação externo após às 13:00 UT, quando o fluxo de elétrons começa a ser restabelecido (DA SILVA et al., 2019, 2021b).

Figura 5.5 – A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em R_E . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário.



Fonte: Produção da autora.

Figura 5.6 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária.



Fonte: Produção da autora.

5.2.1.2 13 de abril de 2013

Em 13 de abril de 2013 há registro de uma onda de choque interplanetária às 22:13 UT associada a uma CME. A Figura 5.7 permite analisar a variabilidade do fluxo de elétrons no cinturão de radiação externo (painéis a, b) e sua

concomitância com as condições do meio interplanetário (painéis c - f), incluindo a compressão da magnetosfera (painel g), pré e pós choque. No momento da ocorrência do choque, a sonda Van Allen B estava na posição $L^* = 4 R_E$ e MLT = 21:00 UT. Os painéis (a) e (b) mostram uma leve redução no fluxo de elétrons, menor que uma ordem de grandeza, a partir de cerca de 2h após o horário do choque. No painel (a), observa-se que a redução ocorreu em L^* mais externos, a partir de $5 R_E$. O fluxo de elétrons atinge o menor valor por volta de 12:00 UT e a partir de $L^* = 5 R_E$, sem conseguir repopular no período analisado.

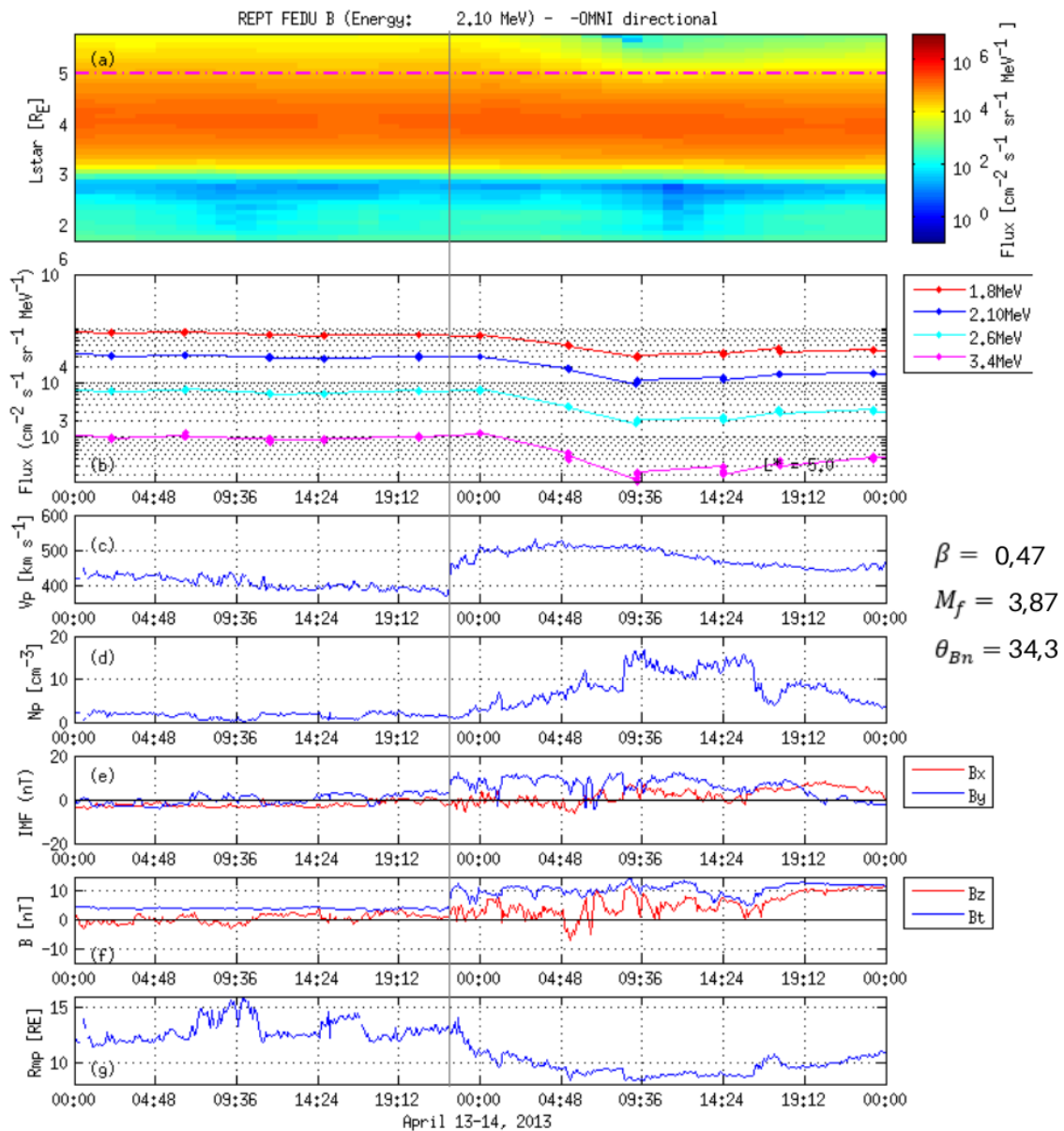
O painel (c), mostra que a velocidade V_p cresce abruptamente com a ocorrência do choque e atinge mais de 500 km.s^{-1} . No painel (d), a densidade N_p cresce gradativamente a partir do momento do choque. No painel (e) há aumento na intensidade do IMF, especialmente na componente B_y . No painel (f) também se verifica aumento na componente B_z e na componente total (B_t) do IMF. A componente B_z do IMF apresenta-se majoritariamente orientada para o norte do momento do choque até às 4:48 UT, em seguida orienta-se para o sul, horário em que o fluxo de elétrons nos painéis (a) e (b) decresce mais significativamente. No painel (g) a magnetopausa foi comprimida gradativamente. Inicialmente estava localizada em $14 R_E$ e atinge até $8 R_E$ no horário em que o fluxo de elétrons dos painéis (a) e (b) tem seu valor mínimo.

A Figura 5.8 apresenta o fluxo de elétrons (painel i) e a densidade de potência espectral do campo elétrico (painel iv) e magnético (painéis ii, iii) na faixa de frequência das ondas ULF. Na segunda e terceira órbitas, a partir do horário do choque, observa-se leves decréscimos no fluxo de elétrons no painel (i) de menos de uma ordem de grandeza. Nos painéis (ii) a (iv) se verifica que a atividade de ondas ULF tem aumento a partir do horário do choque, sendo mais significativa na terceira órbita da sonda van Allen B. Analisando os painéis (ii) a (iv) durante a primeira órbita, observa-se que o painel (iv) apresenta densidade espectral do campo magnético (componente x) maior em 5 mHz. No painel (iii) a densidade espectral do campo magnético (componente paralela) aumenta em toda a faixa de frequência, com maior destaque em frequências até 3 mHz. O painel (iv) mostra que a densidade espectral do campo elétrico (componente

azimutal) é mais significativa em 2 e em 5 mHz e que a densidade é menor do que a observada no painel (ii). Analisando a segunda órbita, observa-se que o fluxo de elétrons é mínimo, e concomitante ao aumento da atividade de ondas ULF, a partir das 10:00 UT do dia 14/03/2014, quando a sonda Van Allen B estava localizada em $L^* = 5 R_E$ e $MLT = 23:00$ UT. No painel (ii), densidade espectral do campo magnético atinge frequências de 0 a 8 mHz, com maior potência em frequências abaixo de 7 mHz. No painel (iii) a potência espectral do campo magnético abrange todo o intervalo de frequências, com densidade maior em frequências até 4 mHz. No painel (iv) a densidade de potência espectral do campo elétrico é maior, alcançando entre 2 e 6 mHz. Na quarta órbita da sonda Van Allen B, a densidade de potência nos painéis (ii) – (iv) diminui em comparação com as duas órbitas anteriores.

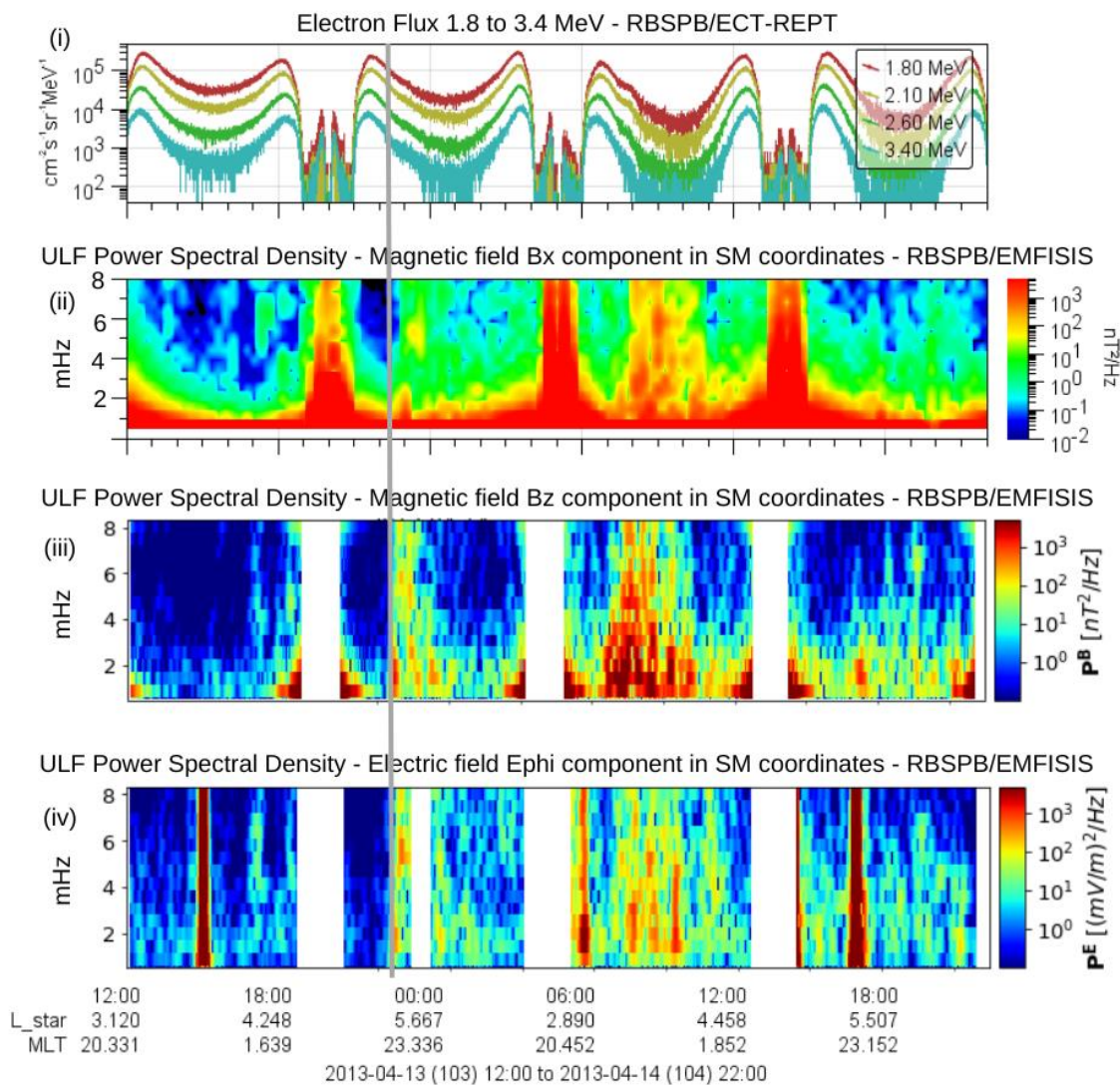
A compressão da altura da magnetopausa pelo vento solar em L^* até $7 R_E$ pode gerar perdas na borda do cinturão de radiação externo (YU; KOLLER; MORLEY, 2013). Neste evento, a compressão da magnetopausa até $8 R_E$ indica que a mesma não atinge o cinturão de radiação externo, isto sugere que a perda na densidade de fluxo de elétrons em $L^* > 5 R_E$ provavelmente não ocorreu diretamente devido ao mecanismo *magnetopause shadowing*. Em todo o período analisado, a partir da chegada da onda de choque, observa-se que houve aumento na densidade de potência espectral da componente poloidal do campo elétrico E_ϕ e, principalmente, nas componentes paralela B_\parallel e B_x do campo magnético. Isso pode sugerir que as ondas ULF podem ter participado do processo de perdas do cinturão de radiação externo através da difusão radial para fora (SANDHU et al., 2021a; SHPRITS et al., 2006).

Figura 5.7 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em R_E . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário.



Fonte: Produção da autora.

Figura 5.8 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária.



Fonte: Produção da autora.

5.2.1.3 02 de outubro de 2013

Às 01:15 UT do dia 02 de outubro de 2013 houve uma onda de choque interplanetária seguida por uma CME. Na Figura 5.9, se verifica que houve perdas no fluxo de elétrons relativísticos no cinturão de radiação externo e é

possível comparar o período de variabilidade com as condições do meio interplanetário. No horário do choque, a sonda Van Allen B estava localizada em $L^* = 3 R_E$ e $MLT = 15$ UT. Nos painéis (a) e (b) há *dropout* no fluxo de elétrons relativísticos, a partir do horário de chegada da onda de choque até cerca de 9h depois. No painel (a), a densidade do fluxo de elétrons é reduzida a partir de $4 R_E$.

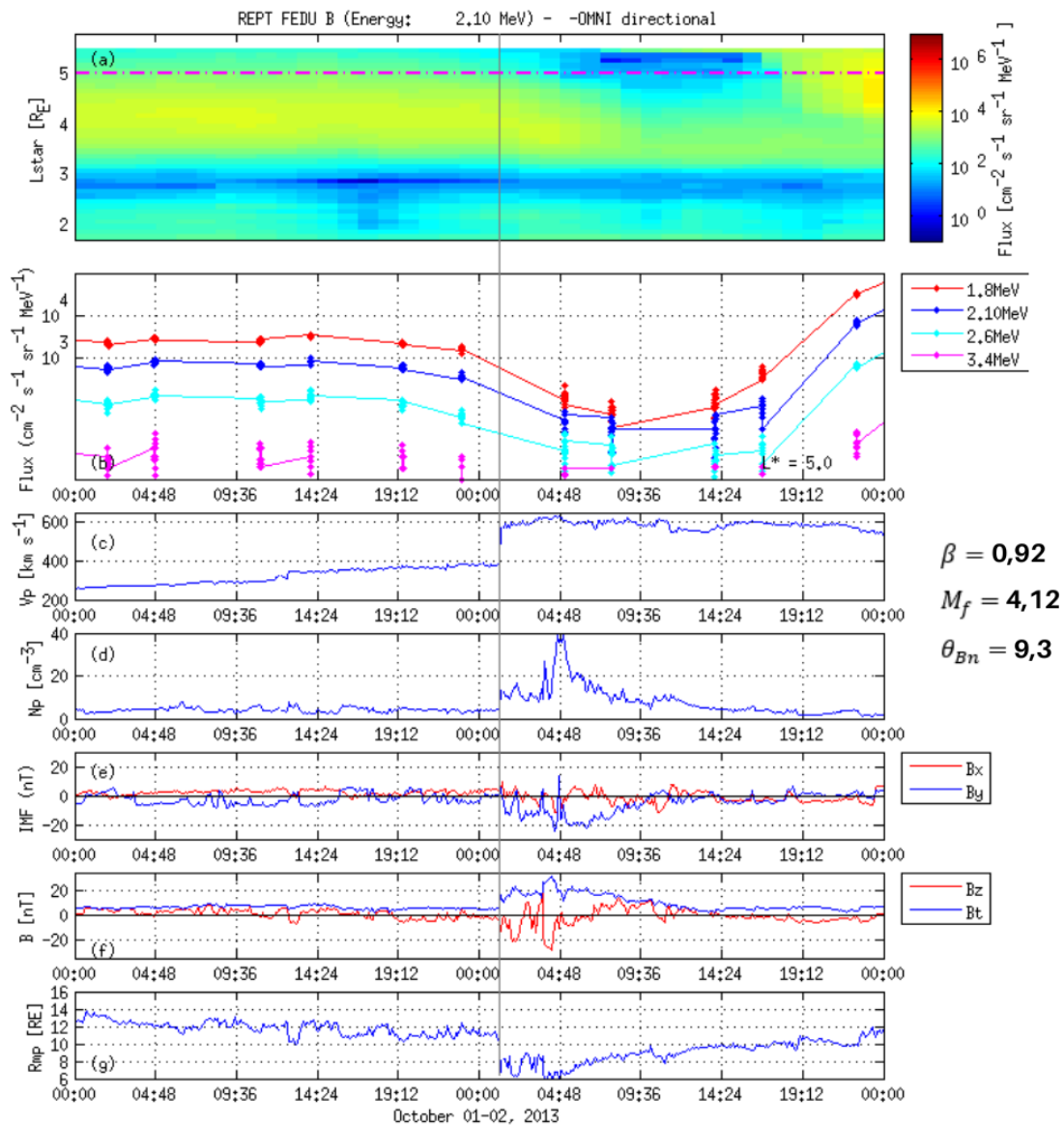
Nos painéis (c) a (f) da Figura 5.9 há descontinuidades nas séries temporais que caracterizam o momento da ocorrência da onda de choque às 01:15 UT. Nos painéis (c) e (d) a velocidade V_p e a densidade N_p aumentam de intensidade no horário do choque. No painel (e) as componentes B_x e B_y do IMF aumentam de intensidade, principalmente a componente B_y que atinge até -20 nT. O aumento da intensidade do campo magnético concomitante com aumento na densidade indica que o plasma foi comprimido com a passagem do choque. No painel (f), o IMF também aumenta de intensidade nas componentes total (B_t) e B_z , sendo que a componente B_z apresenta-se majoritariamente orientada para o sul nas primeiras 6h após a ocorrência da onda de choque. No painel (g), a magnetopausa é comprimida de 12 para $7 R_E$ no horário do choque e nas 2h subsequentes atinge até $6 R_E$.

Na Figura 5.10, observa-se que no horário do choque há aumento na densidade de potência espectral, mostrado nos painéis (ii) a (iv). No painel (ii), a densidade de potência é bem distribuída no intervalo de frequências (0 a 8 mHz). No painel (iii), que se refere ao modo compressional, a densidade de potência é maior em frequências até 5 mHz. No painel (iv), onde se observa o modo poloidal, a densidade de potência em geral é menor do que no painel (ii) e é maior entre 2 a 6 mHz. Na terceira órbita da sonda, que corresponde ao período em que o fluxo de elétrons estava em seu valor mínimo, a atividade de ondas ULF é menor do que em comparação com a segunda órbita. No painel (i) o fluxo tem seu valor mínimo próximo às 12:00 UT, quando a sonda Van Allen B estava localizada em $L^* = 5 R_E$ e $MLT = 17$ UT. No painel (ii), a densidade de potência espectral reduz bastante em comparação com a segunda órbita da sonda. No painel (iii), a densidade de potência espectral do modo compressional tem maior densidade

em frequências até 3 mHz até às 12:00 UT. No painel (iv) não é possível fazer a análise nesse horário pois há saturação na figura, o que impede de fazer adequadamente a inspeção visual. Na quarta órbita, o fluxo de elétrons começa a ser restabelecido no painel (i) e a densidade de potência espectral nos painéis (ii) a (iv) volta a aumentar, ambas com maior densidade até 4 mHz.

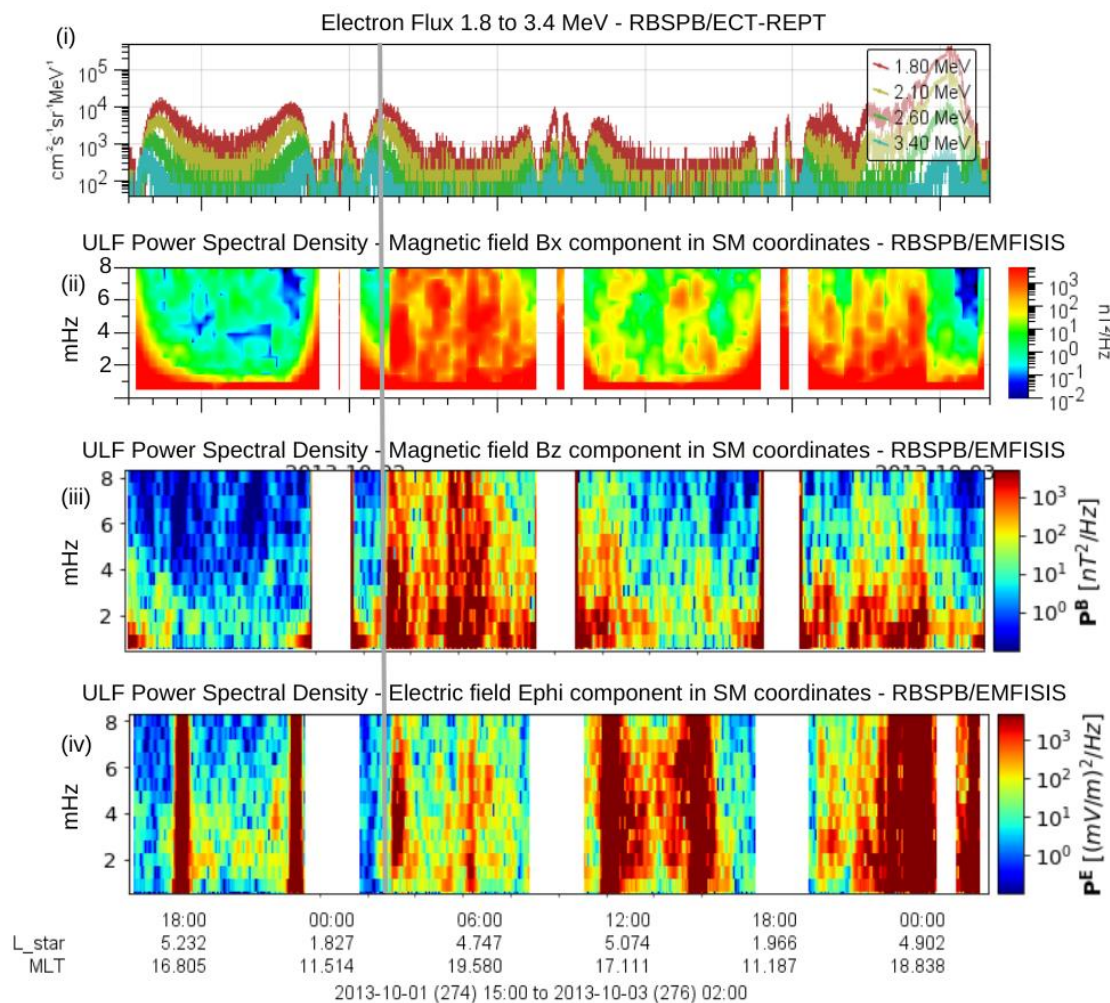
Nesse evento, devido a compressão da magnetopausa ter atingido até $6 R_E$, é possível inferir que o mecanismo de *magnetopause shadowing* participou no processo de perdas na densidade do fluxo de elétrons relativísticos no cinturão de radiação externo (ALVES et al., 2016; DA SILVA et al., 2021a; MATSUMURA et al., 2011). A partir do horário de ocorrência da onda de choque interplanetária verifica-se aumento na densidade de potência espectral nas componentes B_{\parallel} , B_x e E_{ϕ} dos campos magnético e elétrico no intervalo de frequências das ondas ULF (0 a 8 mHz). Isso pode indicar que o mecanismo de difusão radial para fora gerado por ondas ULF também pode ter contribuído para ocasionar perdas na população de elétrons do cinturão externo (OZEKE et al., 2017). A partir das 19:00 UT, quando o fluxo de elétrons começa a aumentar, ocorre aumento na densidade de potência espectral nas componentes do campo magnético e elétrico. Essa pode ser uma indicação de que o mecanismo de difusão radial para dentro dirigido por ondas ULF participou no processo de repopulação do cinturão de radiação externo (O'BRIEN et al., 2003; SHPRITS et al., 2008).

Figura 5.9 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em R_E . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário.



Fonte: Produção da autora.

Figura 5.10 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária.



Fonte: Produção da autora.

5.2.1.4 31 de dezembro de 2015

Em 31 de dezembro de 2015 há registro de uma onda de choque interplanetária às 00:17 UT que precede uma CME. No horário da onda de choque a sonda Van Allen B estava localizada em $L^* = 5 R_E$ e MLT = 9:00 UT. Nos painéis (a) e (b) da Figura 5.11 ocorre *dropout* no fluxo de elétrons relativísticos a partir as 06:00

UT e atinge o menor fluxo em torno das 19:00 UT. No painel (a), a redução é percebida a partir de $4,5 R_E$.

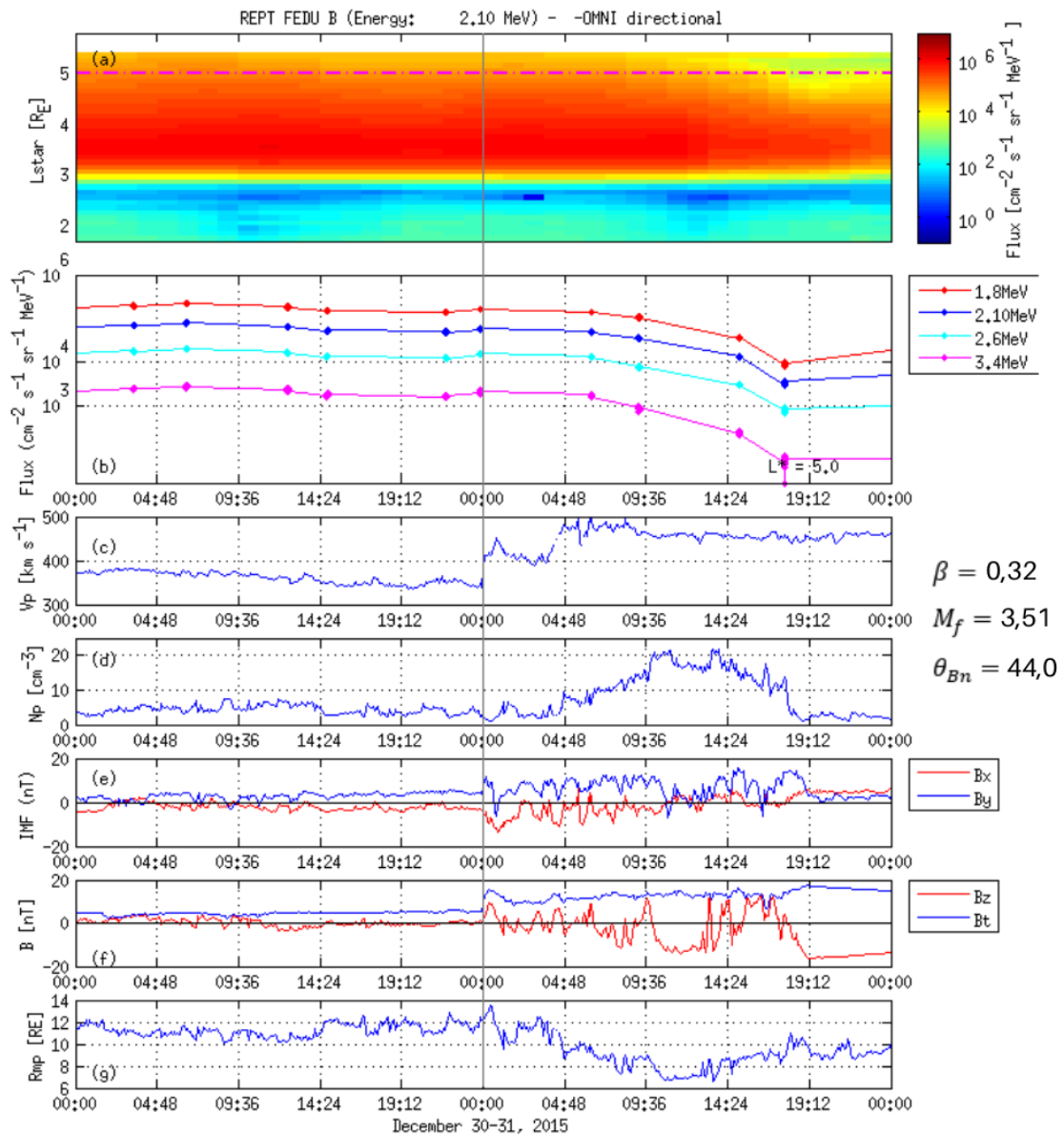
Com a passagem da onda de choque interplanetária, no painel (c) a velocidade V_p aumenta em um curto intervalo de tempo. No painel (d) a densidade N_p aumenta gradativamente após o horário do choque. Nos painéis (e) e (f) há compressão do plasma do vento solar, com aumento na componente total B_t e a componente B_z oscila entre valores positivos e negativos até cerca de 19h após o choque, orientando-se então para valores negativos e permanecendo nessa orientação até o horário em que o fluxo de elétrons é mínimo nos painéis (a) e (b). No painel (g), a posição da magnetopausa passa de $12 R_E$ a $14 R_E$ no momento do choque. Nas duas horas seguintes, passa a ser mais comprimida e atinge cerca de $7 R_E$ em torno de 10h após o choque. No entanto, no momento em que o fluxo de elétrons é menor nos painéis (a) e (b), a magnetopausa está em cerca de $9 R_E$.

Na Figura 5.12, verifica-se que há atividade de ondas ULF no horário do choque nos painéis (ii) a (iv) concomitante com a variabilidade no fluxo de elétrons relativísticos do painel (i). No horário do choque, o fluxo reduz em menos de uma ordem de grandeza no painel (i). Neste horário, a densidade de potência espectral no painel (ii) é maior até 4 mHz. A densidade de potência no modo compressional no painel (iii) aumenta e apresenta intensidade maior em frequências até 3 mHz. No painel (iv), a densidade aumenta em todo o intervalo de frequências com intensidade maior também até 3 mHz.

A atividade de ondas ULF nos painéis (ii) a (iv) persiste na terceira órbita do satélite, até a quarta órbita quando a densidade do fluxo de elétrons relativísticos é mínima. Na terceira órbita da sonda Van Allen B o fluxo de elétrons apresenta-se com a menor densidade no painel (i), por volta das 19:00 UT. Neste horário, a sonda está localizada em $L^* = 5 R_E$ e em $MLT = 10$ UT. No painel (ii) ocorre atividade de onda ULF com densidade de potência espectral em frequências de 0 a 20 mHz. A densidade maior está em frequências abaixo de 5 mHz. A densidade de potência espectral maior ocorre em frequências até 6 mHz, no painel (iii). No painel (iv), a densidade é maior entre 4 e 6 mHz.

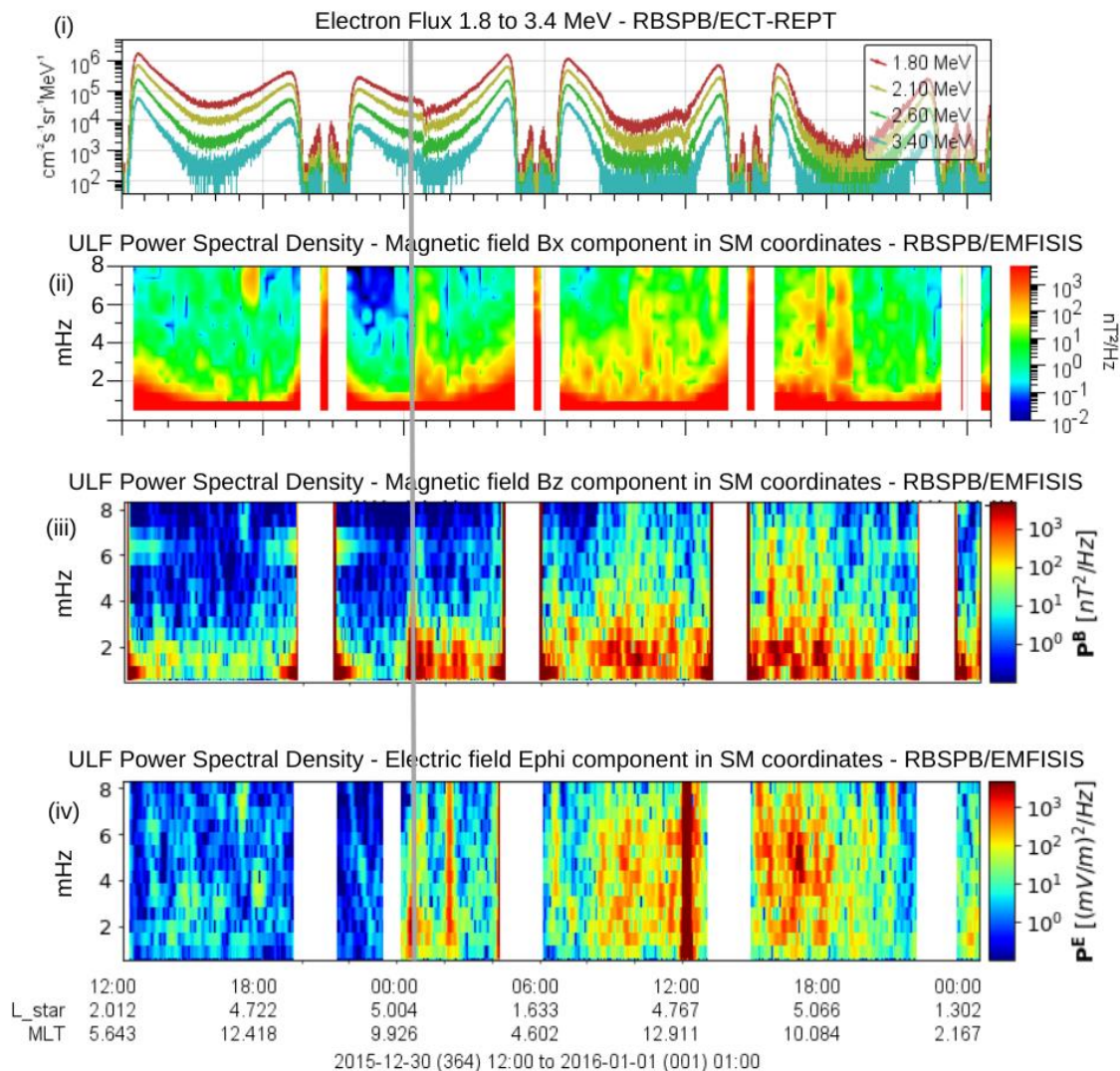
Nesse evento, a densidade do fluxo de elétrons no horário em que a altura da magnetopausa estava localizada em $7 R_E$ apresentou perda de elétrons relativísticos, configurando-se como *dropout*. Isto sugere que o mecanismo de *magnetopause shadowing* em combinação com outros mecanismos podem ter contribuído para a variabilidade observada no fluxo de elétrons (MATSUMURA et al., 2011; YU; KOLLER; MORLEY, 2013). No horário em que a densidade do fluxo de elétrons atinge o menor valor, a magnetopausa estava localizada em $9 R_E$, aproximadamente 17 horas depois do choque, sugerindo assim que o *dropout* foi consideravelmente lento. Por outro lado, como houve atividade de ondas ULF no período analisado a partir do horário de ocorrência da onda de choque, estas também podem ter contribuído para que o fluxo de elétrons relativísticos reduzisse através da difusão radial para fora (TURNER; UKHORSKIY, 2020).

Figura 5.11 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em R_E . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário.



Fonte: Produção da autora.

Figura 5.12 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária.



Fonte: Produção da autora.

5.2.1.5 06 de setembro de 2017

A onda de choque do dia 06 de setembro de 2017 foi gerada por uma CME e registrada às 23:02 UT. No horário do choque, a sonda Van Allen B estava localizada em $L^* = 5 R_E$ e $MLT = 12$ UT. Na Figura 5.13, do momento do choque

até cerca de 2h após, no painel (a) há um leve aumento no fluxo de elétrons em $L^* = 4,5 R_E$. No painel (b), o fluxo aumenta em menos de uma ordem de grandeza para elétrons de energias entre 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$. Após este horário, o fluxo de elétrons decresce nos painéis (a) e (b). No painel (a) a redução ocorre acima de $5 R_E$.

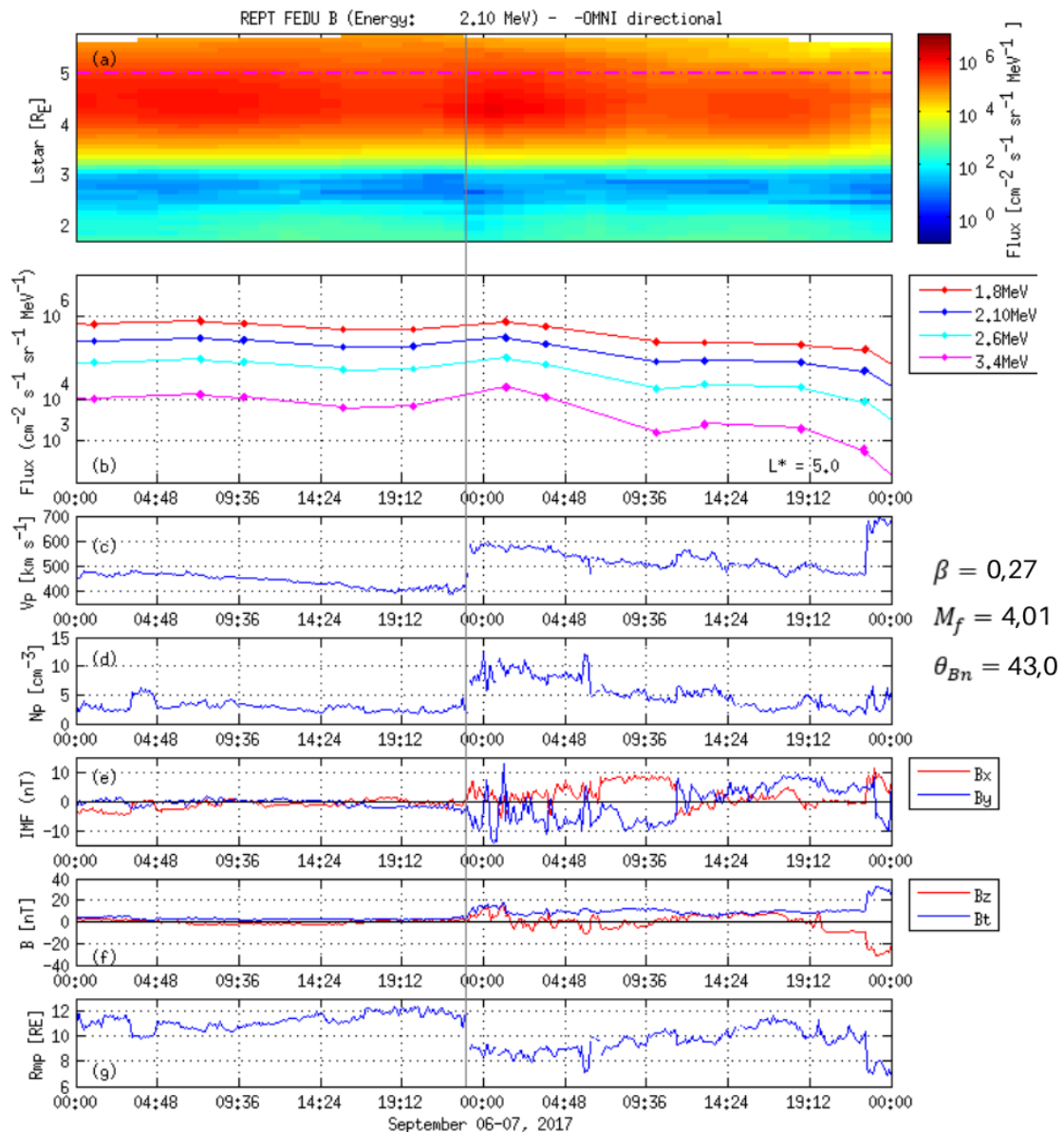
Os painéis (c) a (f) mostram os parâmetros do vento solar antes e depois da onda de choque interplanetária. Nos painéis (c) e (d), há descontinuidades nas séries temporais da velocidade V_p e da densidade N_p com aumento de intensidade no momento da passagem da onda de choque. Nos painéis (e) e (f) o campo magnético oscila significativamente e há aumento na intensidade total B_t do IMF. No painel (g), a magnetopausa foi comprimida rapidamente de 12 a $8 R_E$.

Na Figura 5.14, é possível comparar o fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV do painel (i) com a atividade de ondas ULF dos painéis (ii) a (iv). No painel (i) o fluxo tem pouca variabilidade entre a primeira, segunda e terceira órbita da sonda. Na quarta órbita o fluxo decresce e atinge o valor mínimo em torno das 18:00 UT, quando a sonda estava localizada em $L^* = 5 R_E$ e MLT = 12 UT. No painel (ii) ocorre aumento na densidade de potência, com intensidade maior até 5 mHz no horário do choque. Na segunda órbita, a densidade de potência do painel (ii) é mais intensa entre 10 a 15 mHz. Na quarta órbita, a densidade de potência no painel (ii) reduz. No painel (iii), no horário do choque, há aumento na densidade de potência espectral da onda ULF no modo compressional, com pico de densidade em frequências até 4 mHz. Na terceira órbita da sonda, a densidade de potência espectral no painel (iii) ainda se concentra até 4 mHz e na quarta órbita a densidade diminui significativamente. No painel (iv) não é possível fazer a análise no horário do choque pois há um período com saturação seguido por um *gap*. Na terceira órbita, no painel (iv) a densidade de potência espectral é maior entre 4 a 6 mHz. Na quarta órbita a densidade é bem distribuída no intervalo de frequências.

Devido a magnetopausa atingir altura de até $8 R_E$, pode-se inferir que o mecanismo de *magnetopause shadowing* não contribuiu diretamente com o processo de perda de elétrons observado na borda do cinturão de radiação

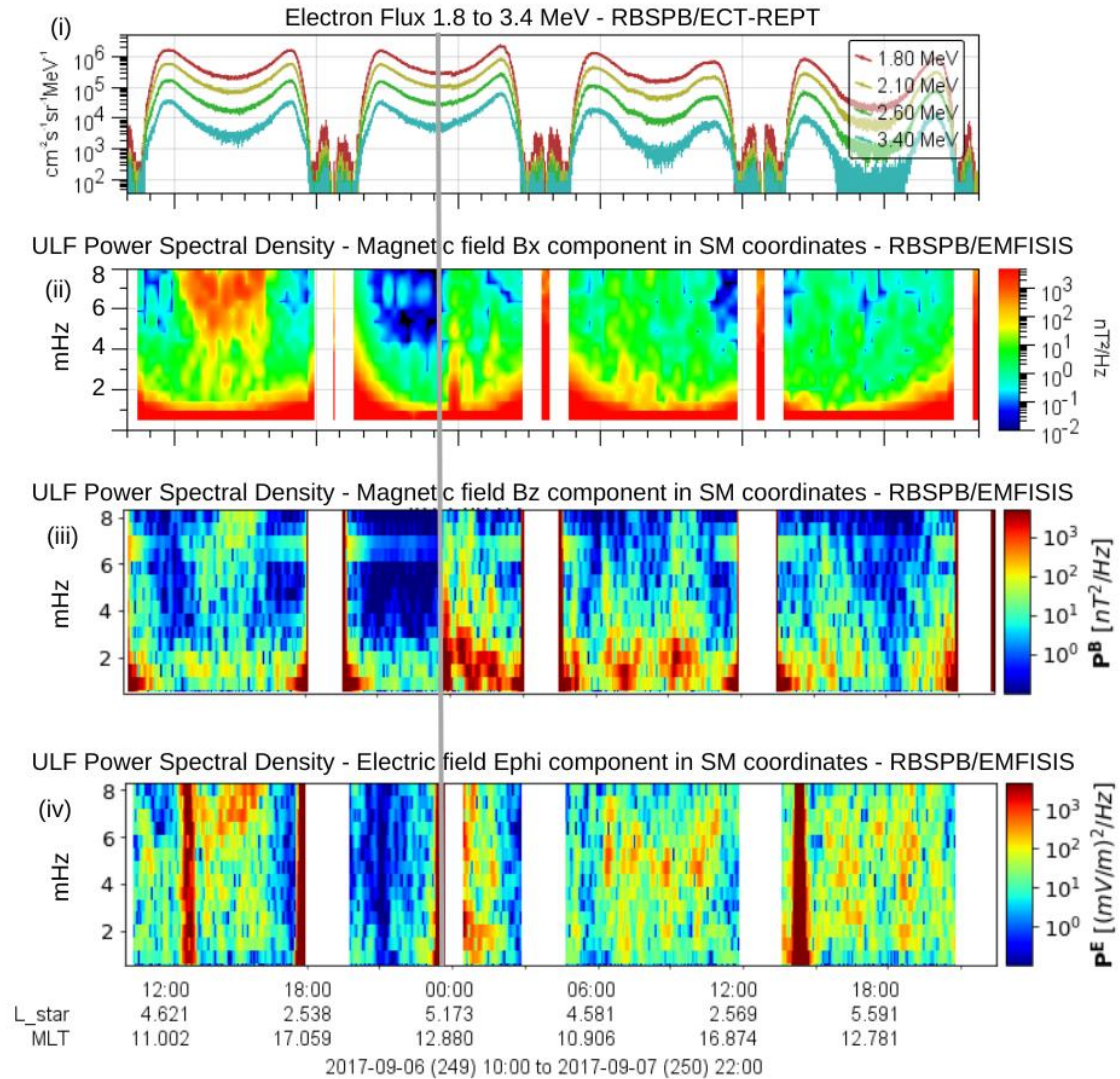
externo, pois a compressão da magnetopausa pelo vento solar provavelmente não foi forte o suficiente para causar as perdas observadas em $L \sim 5 R_E$ (LI, 1997). Em relação às ondas ULF, observou-se aumento na densidade de potência espectral nas componentes B_{\parallel} e B_x do campo magnético e E_{ϕ} do campo elétrico. Sendo assim, as ondas ULF podem ter contribuído no processo de leve variabilidade observado no cinturão de radiação externo (ALVES et al., 2016; LOTO'ANIU et al., 2010).

Figura 5.13 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em R_E . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário.



Fonte: Produção da autora.

Figura 5.14 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária.



Fonte: Produção da autora.

5.2.2 Ondas de choque supercríticas quase-perpendiculares

Nesta seção estão as análises das ondas de choque interplanetárias supercríticas cujos ângulos de incidência foram $\theta_{Bn} > 45^\circ$ e, portanto, classificam-se como quase-perpendiculares.

5.2.2.1 24 de maio de 2013

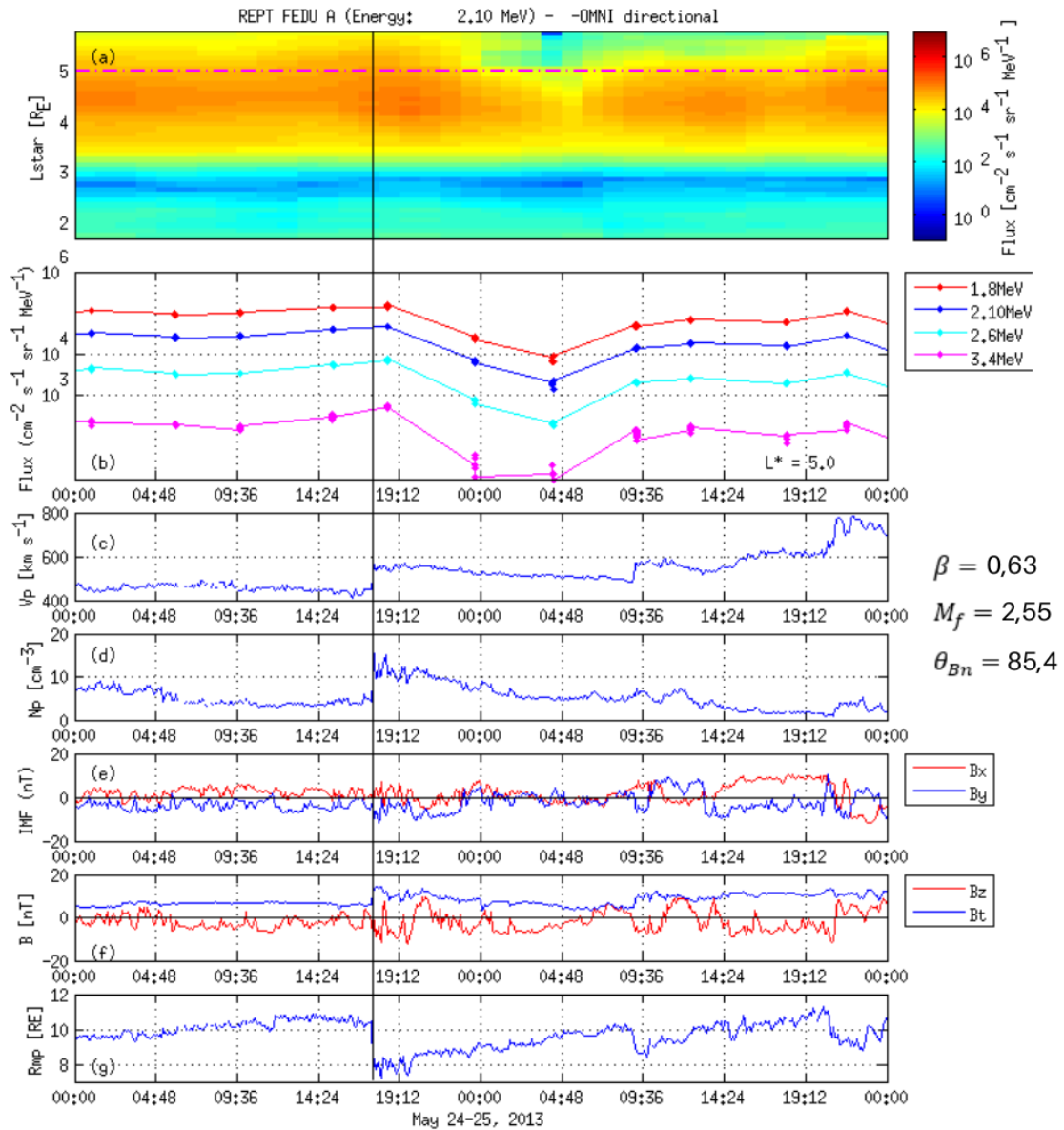
No dia 24 de maio de 2013 às 17:26 UT uma onda de choque interplanetária atingiu a magnetosfera da Terra. Não há registro de ICME nas tabelas do Caltech para esta data. No horário do choque, a sonda Van Allen B está em MLT= 0 UT e L-shell= $4 R_E$. Na Figura 5.15, nos painéis (a) e (b) houve um ligeiro aumento no fluxo de elétrons no horário do choque. No painel (b) o aumento é verificado para elétrons de 2,1 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$. No painel (a) o fluxo de elétrons começa a diminuir cerca de 5h após o horário do choque e o *dropout* acontece para L^* acima de $4 R_E$, mais acentuada a partir de $5 R_E$. A repopulação do cinturão de radiação externo inicia cerca de 12 horas após a passagem do choque (após às ~ 05:00 UT) em $L^* = 4 R_E$ e depois em L^* maiores. No painel (b) o fluxo decresce e as perdas mais significativas são para elétrons com 3,4 MeV. O fluxo de elétrons reduz em mais de uma ordem de grandeza em menos de 11h após a chegada da onda de choque na magnetosfera. No horário em que o fluxo de elétrons é mínimo, por volta das 04:00 UT, a sonda Van Allen B está em MLT = 3 UT e L-shell = $4 R_E$.

No horário do choque, às 17:26 UT, o plasma do meio interplanetário passa por alterações verificadas nos painéis de (c) a (f). Nos painéis (c) e (d), a velocidade e a densidade de prótons do vento solar aumentam. Nos painéis (e) e (f) há compressão do plasma verificado através da oscilação do campo magnético, com aumento na intensidade do campo magnético total B_t . No painel (g), a magnetopausa foi comprimida de 11 a $7 R_E$.

No horário de chegada da onda de choque, verifica-se aumento na potência espectral das ondas ULF na Figura 5.16 painéis (ii), (iii) e (iv), sendo que a densidade é maior nos três painéis em frequências até 3 mHz e o modo predominante é o compressional. Concomitante ao decréscimo no fluxo de elétrons observado no painel (i) a partir das 23:00 UT do dia 24 de maio, há aumento na densidade de potência espectral nos painéis (ii) e (iii). No painel (iv), há *gaps* no gráfico que impossibilitam a análise neste horário. Nos painéis (ii) e (iii) a densidade de potência espectral é maior em frequências até 4 mHz.

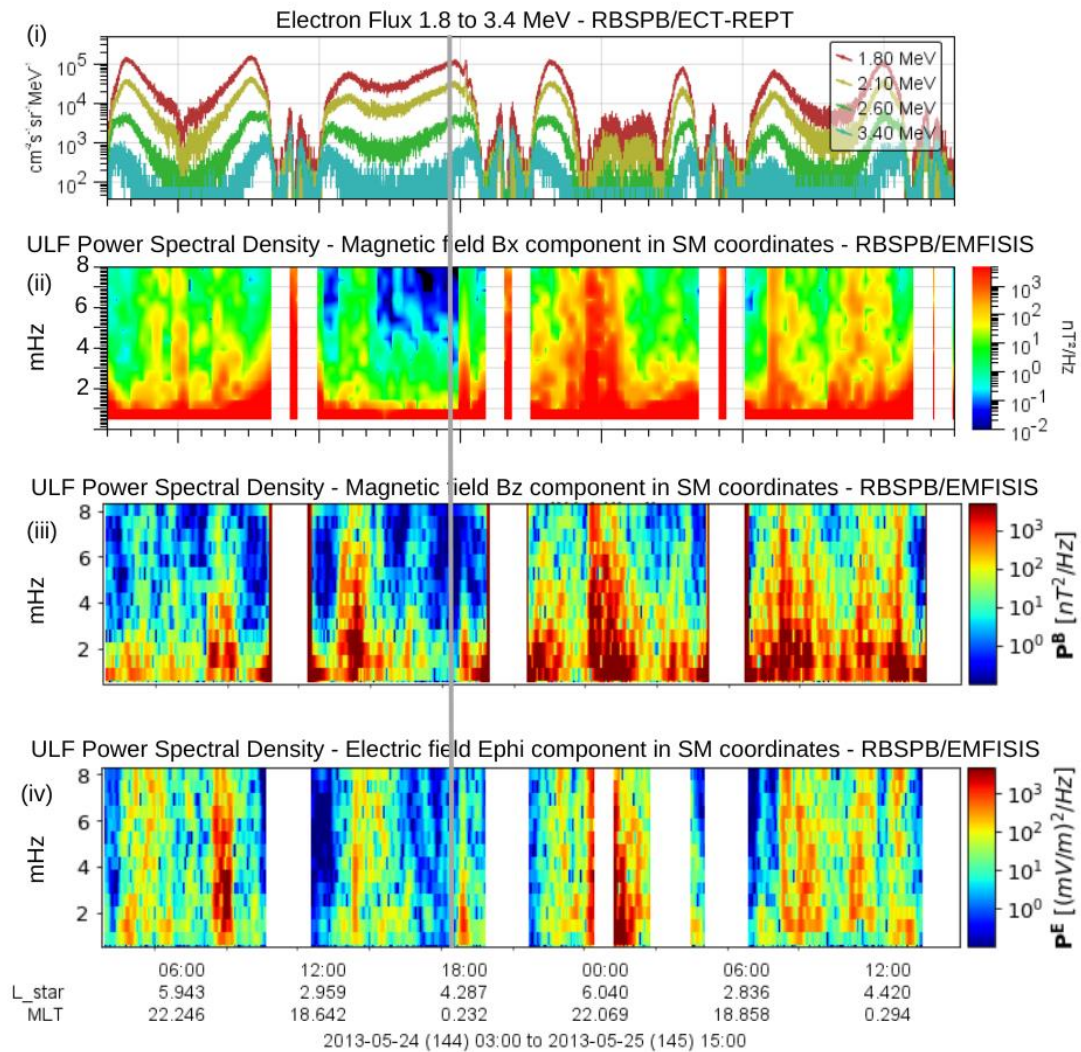
Em um primeiro momento (cerca de 2h após a chegada da onda de choque) observa-se aumento no fluxo de elétrons concomitante com aumento na atividade de ondas ULF, que pode sugerir ocorrência de difusão radial para dentro (REEVES et al., 2003; SANDHU et al., 2021a). No momento do choque, a altura da magnetopausa foi comprimida até cerca de $7 R_E$. Não obstante, houve atividade de ondas ULF em todo o período analisado, em ambos os modos, compressional e poloidal. Sendo assim, o *magnetopause shadowing* (ALVES et al., 2016; LI, 1997) associado ao mecanismo de difusão radial dirigida por ondas ULF podem ter contribuído para a perda no fluxo de elétrons (SU et al., 2015; TURNER; UKHORSKIY, 2020) verificada nos painéis (a) e (b), que apresentaram *dropout* após as 2h subsequentes ao choque interplanetário.

Figura 5.15 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em R_E . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário.



Fonte: Produção da autora.

Figura 5.16 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária.



Fonte: Produção da autora.

5.2.2.2 31 de maio de 2013

Às 15:11 UT do dia 31 de maio de 2013 a magnetosfera da Terra foi atingida por uma onda de choque interplanetária. Neste evento há registro de ICME nas tabelas do Caltech. No painel (a) da Figura 5.17 há redução no fluxo de elétrons

primeiramente em L^* acima de $5 R_E$ e depois em L^* menores, até $4 R_E$. O fluxo de elétrons atinge seu valor mínimo por volta das 02:30 UT do dia 01 de junho de 2013, quando a sonda Van Allen B encontra-se em $MLT = 19$ UT e L -shell = $5 R_E$. No painel (b) também se verifica *dropout* para elétrons entre 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$. Por volta das 09:00 UT o cinturão de radiação externo inicia a repopulação em L^* mais internos ($3,5 \sim 4,5 R_E$).

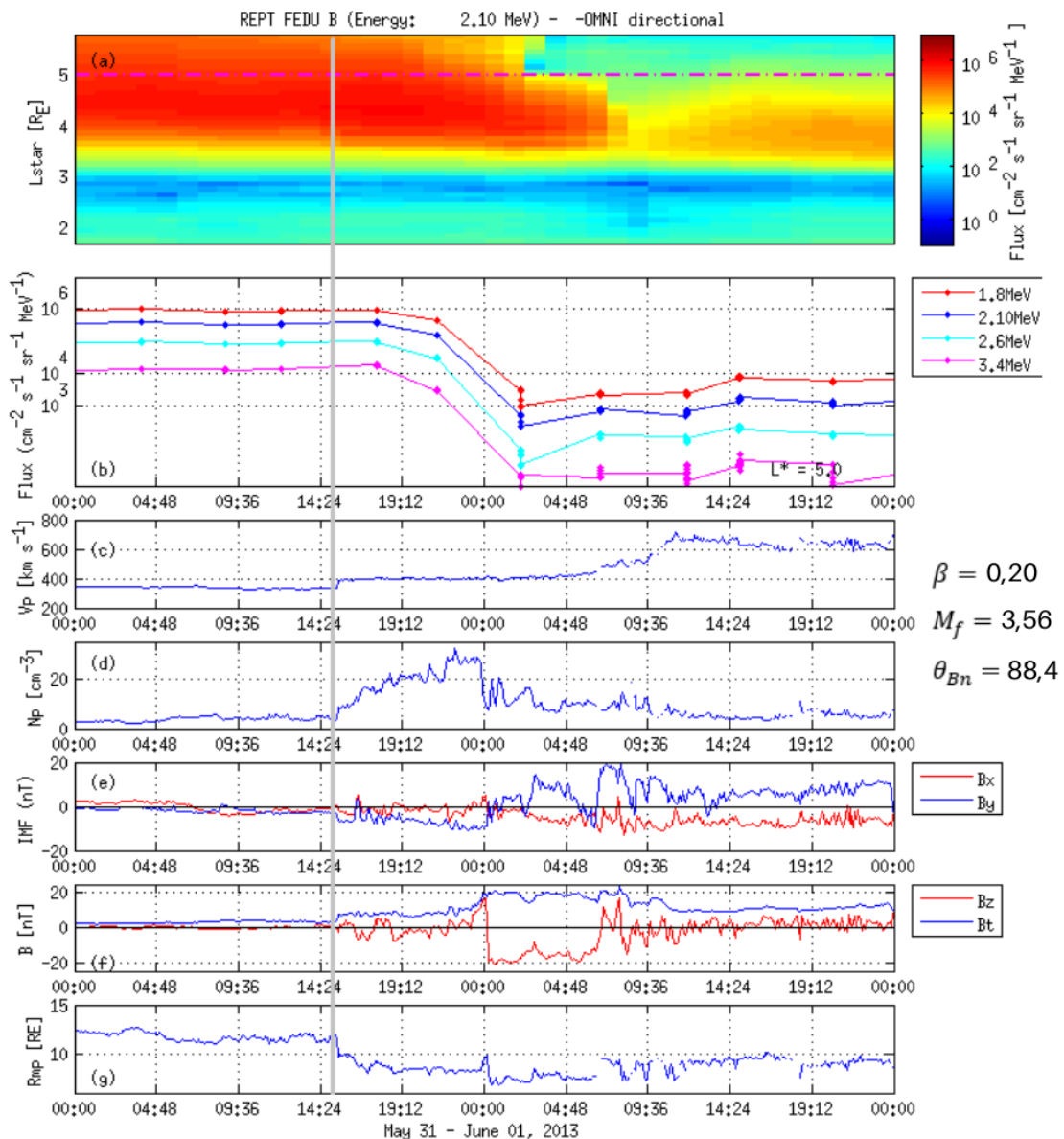
A velocidade e a densidade do vento solar nos painéis (c) e (d), respectivamente, aumentam com a ocorrência do choque interplanetário. Nos painéis (e) e (f), a intensidade do IMF aumenta. No painel (g), a magnetopausa foi comprimida de 12 à $9 R_E$ em um intervalo de tempo de aproximadamente 3h.

Na Figura 5.18, no painel (i) o fluxo de elétrons diminui significativamente cerca de 4h após o choque e mostra perdas ainda mais significativas na terceira e quarta órbitas da sonda. Na segunda órbita da sonda, após a chegada do choque, nos painéis (ii) a (iv) há aumento na densidade de potência espectral da onda ULF no horário do choque e a densidade de potência espectral é maior abaixo de 3 mHz. No período em que o fluxo de elétrons é mínimo, na terceira órbita, a densidade de potência espectral abrange todo o intervalo de frequências dos painéis (ii), (iii) e (iv) e é maior em frequências até 6 mHz. Na quarta órbita, a densidade de potência reduz nos painéis (ii) e (iv), no painel (iii) que corresponde ao modo compressional ainda é bastante intensa.

A difusão radial para fora é um mecanismo que pode gerar *dropouts* na densidade do fluxo no cinturão de radiação externo em L^* até $4 R_E$ em condições de tempestades geomagnéticas (SHPRITS et al., 2006). Neste caso é possível inferir que o *magnetopause shadowing* provavelmente não teve participação direta no processo de perda de elétrons do cinturão de radiação externo, pois a magnetopausa foi comprimida apenas até cerca de $9 R_E$ (LI, 1997). As ondas ULF, por sua vez, podem ter contribuído com o processo de perdas através do mecanismo de difusão radial para fora, visto que houve aumento na densidade da potência espectral nas componentes dos campos magnético e elétrico no período em que foi feita a análise (DA SILVA et al., 2021a; LOTO'ANIU et al., 2010). É importante destacar que esse evento apresentou um *dropout* de

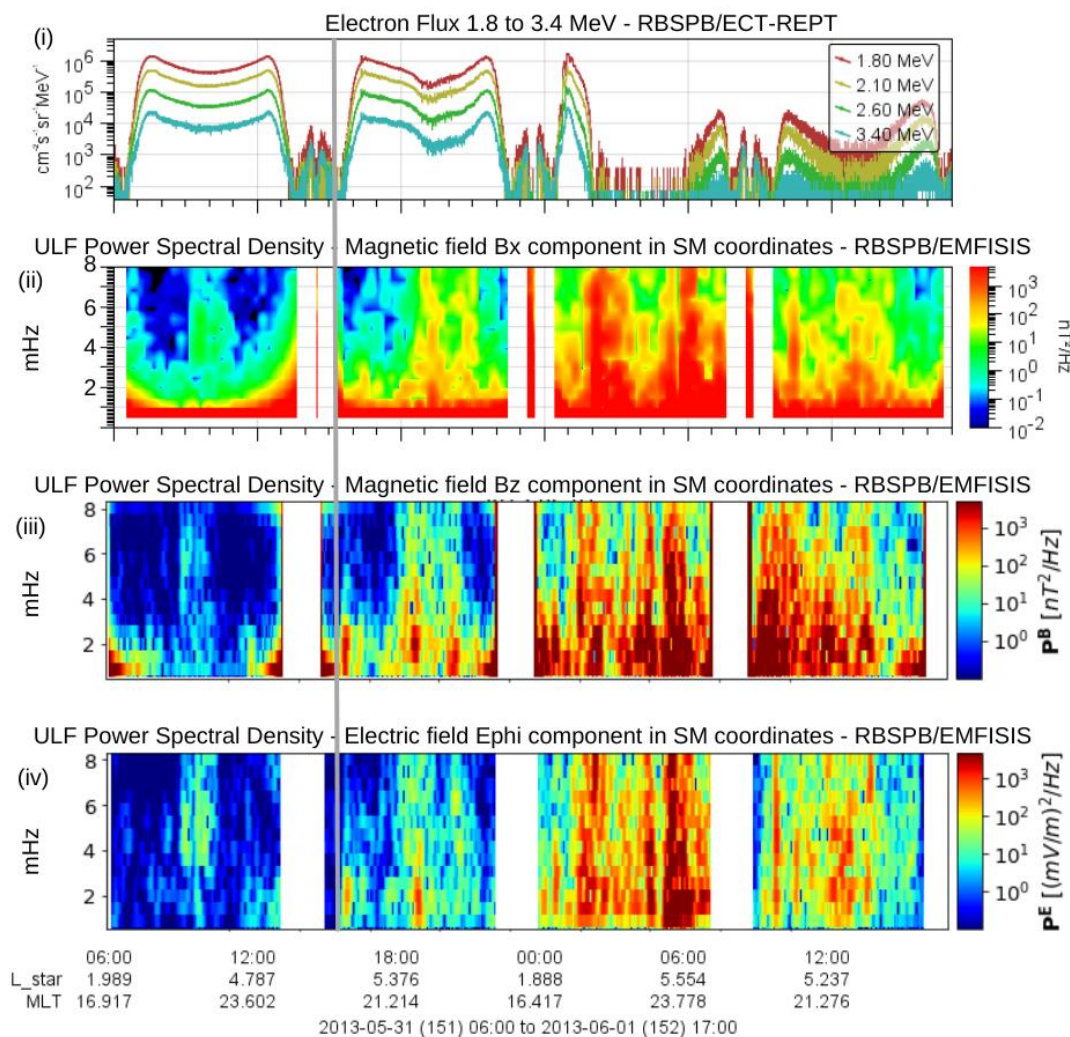
aproximadamente duas ordens de grandeza. A confirmação dos mecanismos envolvidos neste *dropout* pode ser feita através de outras técnicas, como análise dos perfis de densidade do espaço de fase, apresentado na Seção 5.2.3. Além disso, a atividade de ondas ULF também pode ter contribuído com a fase de repopulação no cinturão de radiação externo através do mecanismo de difusão radial para dentro, visto que há densidade de potência espectral nas três componentes do campo magnético e elétrico no período analisado (DA SILVA et al., 2019; O'BRIEN et al., 2003).

Figura 5.17 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em R_E . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário.



Fonte: Produção da autora.

Figura 5.18 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária.



Fonte: Produção da autora.

5.2.2.3 27 de fevereiro de 2014

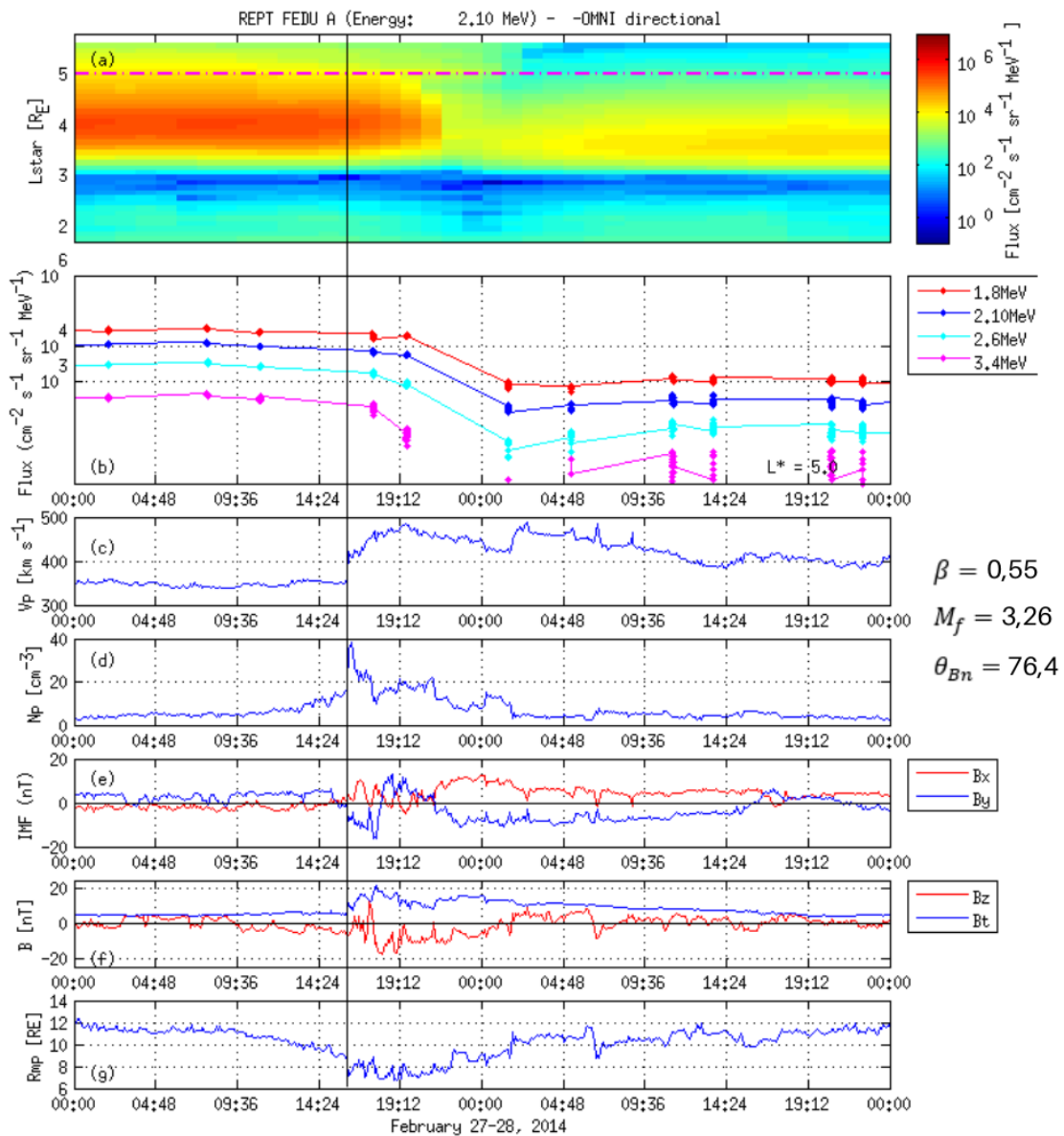
No dia 27 de fevereiro de 2014 ocorreu uma onda de choque interplanetária às 15:50 UT. Nas tabelas do Caltech não houve registro de ICME para esta data. No horário do choque a sonda Van Allen B encontra-se em $MLT = 9$ UT e $L^* = 4 R_E$. Nos painéis (a) e (b) da Figura 5.19 o fluxo de elétrons reduz em mais de

uma ordem de grandeza, até $3,5 R_E$ no painel (a). Nos painéis (c) e (d) a velocidade V_p e a densidade N_p aumentam. Nos painéis (e) e (f) se verifica aumento na intensidade do campo magnético interplanetário. No painel (g), a magnetopausa foi comprimida de 9 para $7 R_E$.

Na Figura 5.20, a partir do horário do choque há redução no fluxo de elétrons relativísticos no painel (i). No painel (ii), a densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético é maior na segunda e quarta órbitas. Na segunda órbita o pico de densidade ocorre em 9 mHz e na quarta órbita em 12 mHz. No painel (iii), a densidade de potência espectral do modo compressional aumenta, com intensidade maior em frequências até 4 mHz. A densidade de potência diminui na terceira e quarta órbita e mantém-se mais intensa até 3 mHz. No painel (iv) há saturação no gráfico no momento do choque que prejudica a análise do modo poloidal nesse horário. Na segunda e terceira órbita, a densidade de potência espectral do modo poloidal é mais intensa entre 1 e 4 mHz.

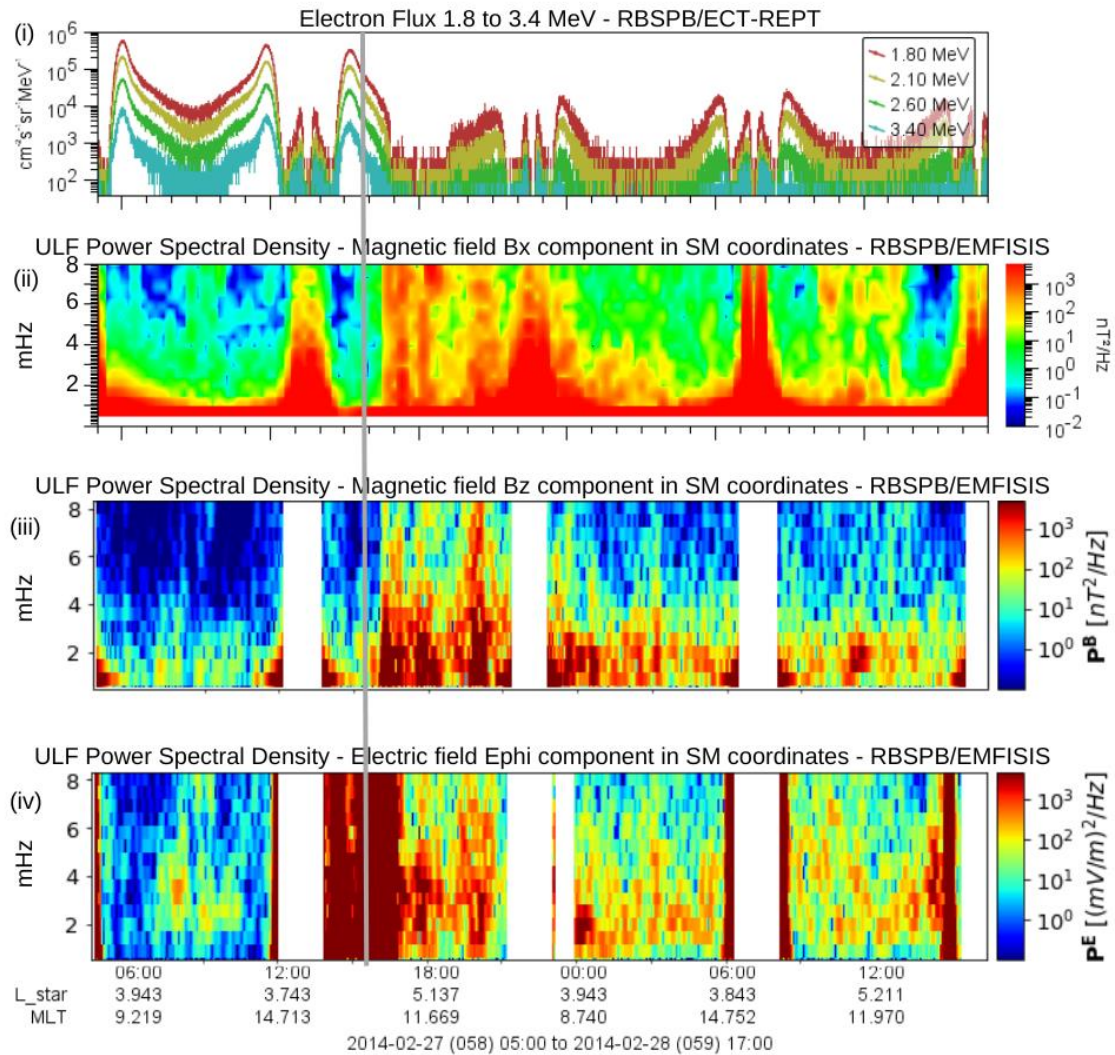
O *dropout* na densidade do fluxo de elétrons relativísticos em L^* mais internos, até $\sim 3,5 R_E$, pode ser um indicativo de que vários mecanismos podem ter contribuído no processo de perda, incluído difusão radial para fora (SHPRITS et al., 2006) e *pitch angle scattering* por ondas chorus e *electromagnetic ion cyclotron* (EMIC) (DA SILVA et al., 2021a), estes últimos não são mecanismos físicos de estudo na presente dissertação. A altura da magnetopausa em $7 R_E$ indica que a perda de elétrons no cinturão de radiação externo também pode ter ocorrido devido ao *magnetopause shadowing* (ALVES et al., 2016; TURNER et al., 2012; ZHANG et al., 2016). A potência espectral das ondas ULF em todas as componentes analisadas sugere que o mecanismo de difusão radial para fora contribuiu para tal perda (TURNER; UKHORSKIY, 2020).

Figura 5.19 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em R_E . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário.



Fonte: Produção da autora.

Figura 5.20 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária.



Fonte: Produção da autora.

5.2.2.4 20 de setembro de 2015

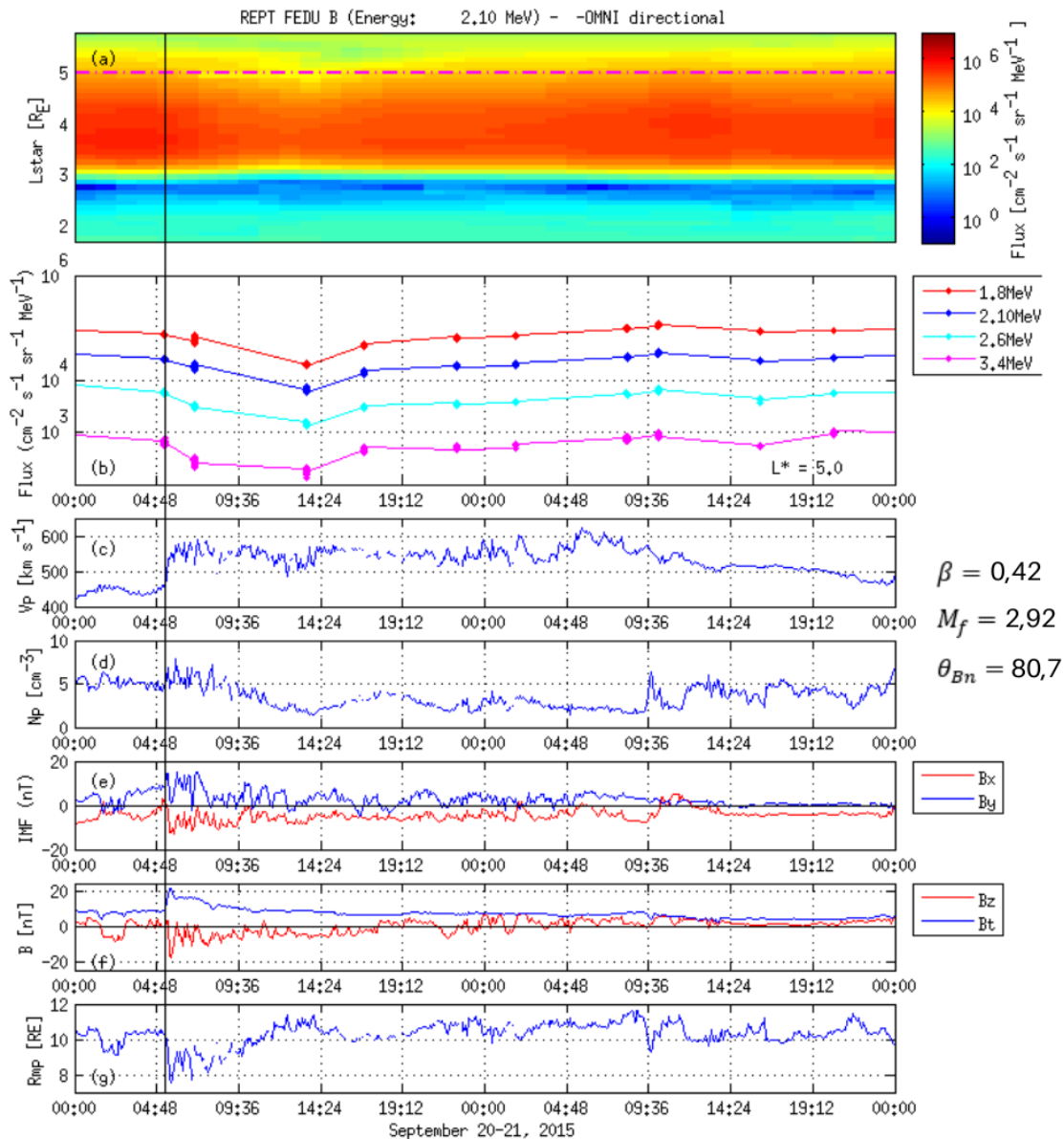
Em 20 de setembro de 2015 há registro de uma onda de choque interplanetária às 05:23 UT seguida por uma ICME. No horário do choque a sonda Van Allen B encontra-se em $L^* = 5 R_E$ e MLT = 15 UT. No painel (a) da Figura 5.21 observa-

se leve redução no fluxo de elétrons relativísticos acima de $4,5 R_E$. O fluxo atinge o valor mínimo por volta das 14h UT, quando a sonda Van Allen B estava localizada em $MLT = 14$ UT e $L^* = 4 R_E$. No painel (b), o fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$ reduz. Nos painéis (c) e (d), no momento da ocorrência da onda de choque interplanetária é perceptível aumento na velocidade V_p e na densidade N_p . Nos painéis (e) e (f) mostram aumento na intensidade do IMF com a passagem da onda de choque. No painel (g), a magnetopausa foi comprimida de 11 a quase $7 R_E$, sugerindo que o mecanismo de *magnetopause shadowing* pode ter contribuído para a perda de partículas na borda do cinturão externo de radiação.

A variação no fluxo de elétrons nos painéis (a) e (b) da Figura 5.21 também pode ser observada no painel (i) da Figura 5.22, juntamente com a atividade de ondas ULF na magnetosfera nos painéis (ii) a (iv), onde, concomitante com a chegada do choque, verifica-se aumento na densidade de potência espectral nas componentes dos campos magnético e elétrico. No painel (iii) a densidade mostra-se maior abaixo de 3 mHz, enquanto no painel (iv) a densidade é mais bem distribuída no intervalo de frequências (0 a 8 mHz). No painel (ii), a densidade de potência também aumenta, entre 0 a 8 mHz. A densidade de potência espectral diminui nas órbitas subsequentes nos painéis (ii) a (iv). No horário em que o fluxo é mínimo, por volta das 14:00 UT na terceira órbita da sonda Van Allen B, o painel (ii) apresenta atividade de ondas ULF com densidade de potência espectral em frequências de 0 a 5 mHz. No painel (iii) a densidade de potência está concentrada abaixo de 3 mHz. No painel (iv), a densidade de potência é maior em frequências até 6 mHz.

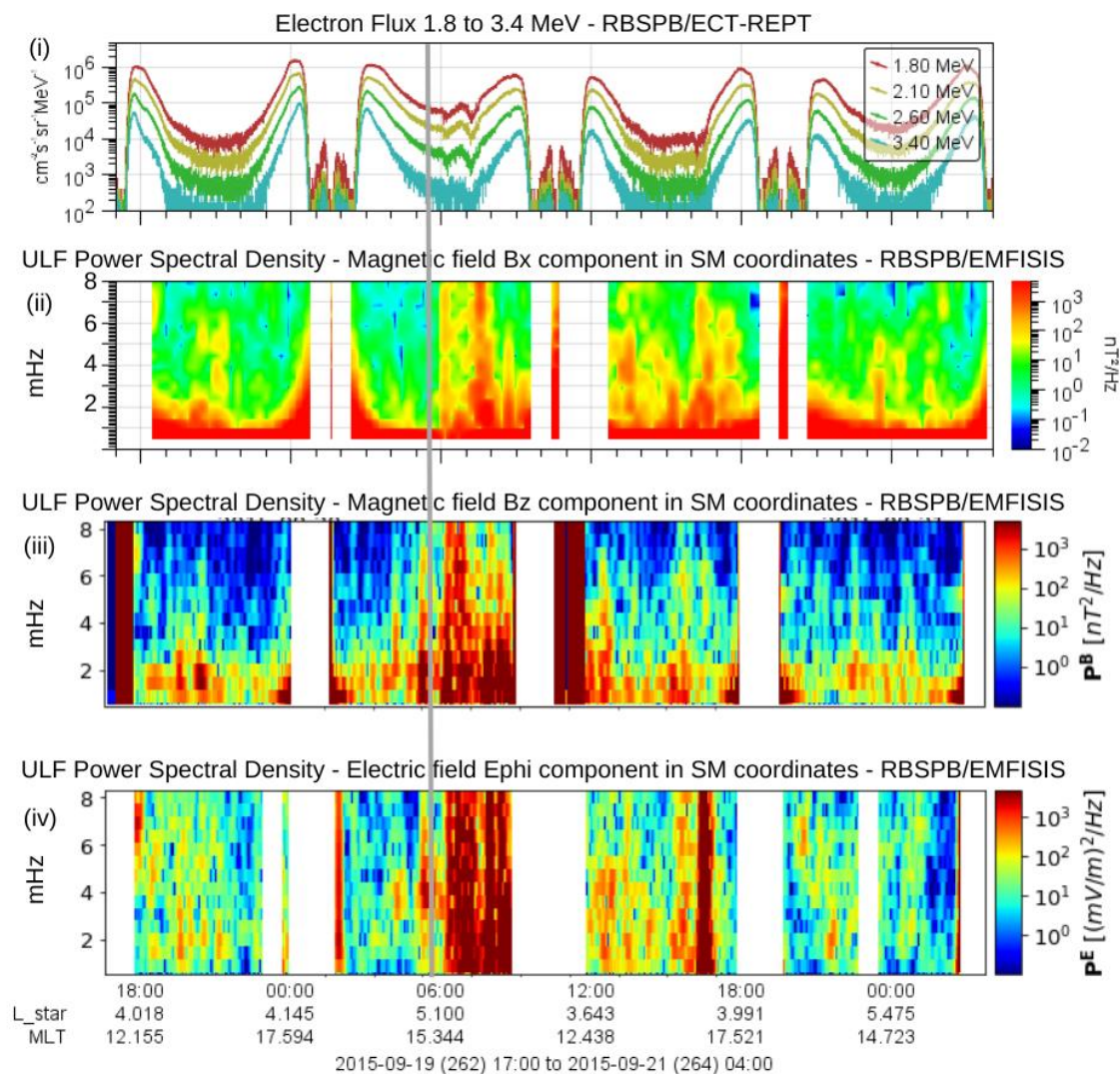
Além do mecanismo de *magnetopause shadowing*, já sugerido como um dos possíveis causadores da perda de partículas observada no cinturão de radiação externo devido a compressão da magnetopausa ter atingido até $7 R_E$ (ALVES et al., 2016; MATSUMURA et al., 2011), a difusão radial para fora dirigida por ondas ULF também pode ter contribuído para intensificar o processo de perdas no cinturão, já que se observa aumento na atividade de ondas ULF a partir da chegada da onda de choque (SILVA et al., 2022; TURNER; UKHORSKIY, 2020).

Figura 5.21 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em R_E . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário.



Fonte: Produção da autora.

Figura 5.22 – A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária.



Fonte: Produção da autora.

5.2.2.5 19 de dezembro de 2015

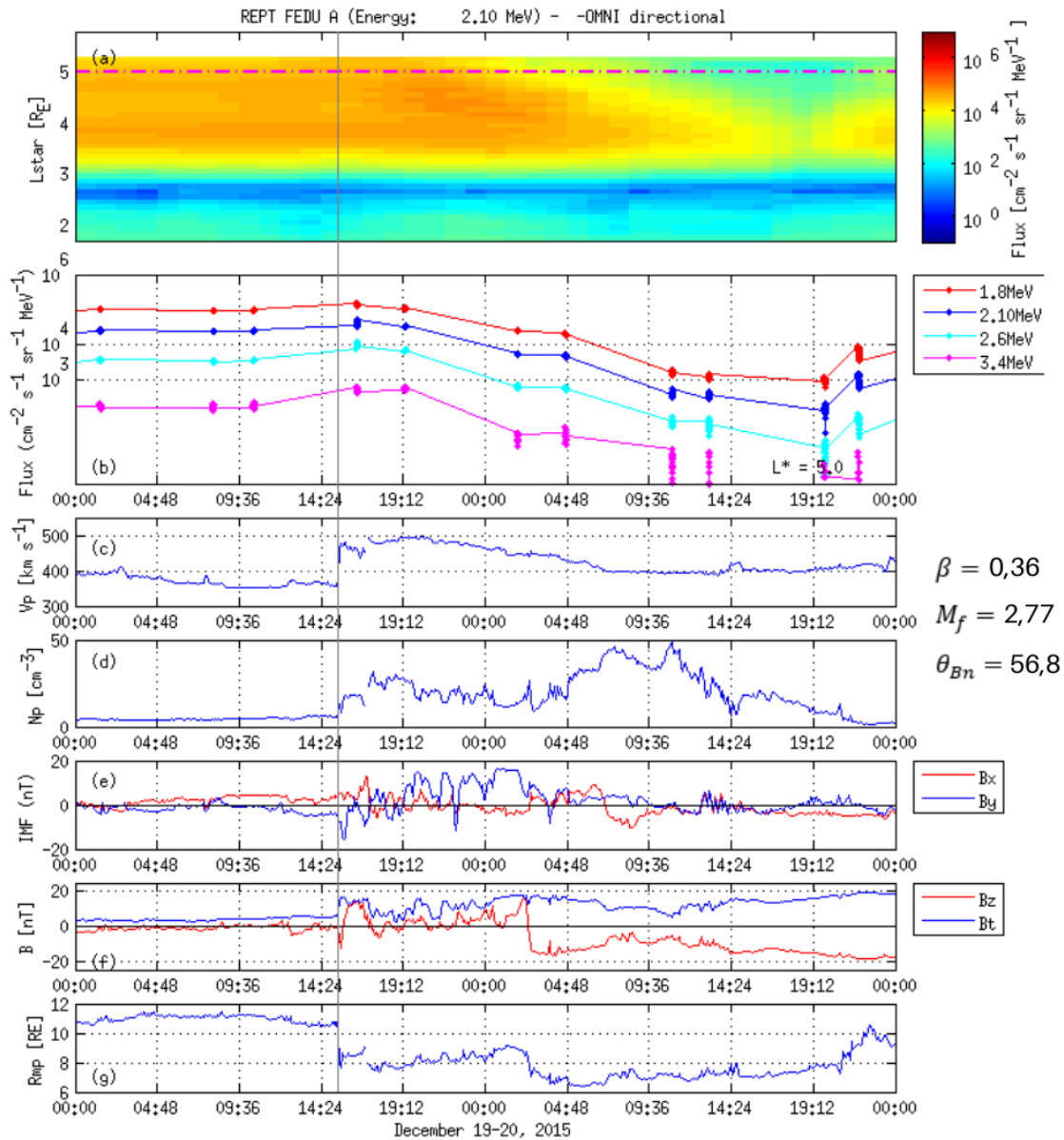
No dia 19 de dezembro de 2015 a magnetosfera da Terra foi atingida por uma onda de choque interplanetária às 15:35 UT, seguida por uma ICME. No horário do choque a sonda Van Allen B estava localizada em $L^* = 4 R_E$ e MLT = 9 UT.

No painel (a) da Figura 5.23 verifica-se a ocorrência de um *dropout* que inicia em $L^* = 5 R_E$ e depois atinge até $3,5 R_E$. O fluxo de elétrons atinge o menor valor no dia seguinte, por volta das 19 UT. No painel (b) o fluxo de elétrons de 3,4 e 2,6 MeV aumenta até cerca de 1h após a ocorrência da onda. Nas horas subsequentes, o fluxo de elétrons de 1,8 a 3,6 MeV decresce. Nos painéis (c) e (d) há aumento da velocidade V_p e da densidade N_p . Nos painéis (e) e (f) o campo magnético aumenta de intensidade. No painel (g), a magnetopausa foi comprimida de 11 a $8 R_E$.

No painel (i) da Figura 5.24 o fluxo de elétrons decresce após o horário de chegada da onda de choque. A potência espectral da onda ULF no painel (ii) aumenta no horário do choque, sendo que a densidade maior ocorre em frequências até 7 mHz. Na terceira e quarta órbitas a densidade de potência é menor, comparada a anterior, ainda concentrada em frequências menores, até 4 mHz. No painel (iii) a densidade de potência espectral do modo compressional aumenta a partir do horário do choque. Na segunda órbita a potência é mais densa até 4 mHz. Na terceira e quarta órbitas a densidade de potência atinge frequências um pouco mais altas, até 6 mH. No painel (iv), a densidade de potência espectral do modo poloidal aumenta no horário do choque em todo o intervalo de frequências. Na terceira e quarta órbitas há períodos em que houve saturação no gráfico que devem ser excluídos das análises. Exceto os períodos de saturação, na terceira e quarta órbitas a potência teve densidade distribuída no intervalo de frequências (0 a 8 mHz).

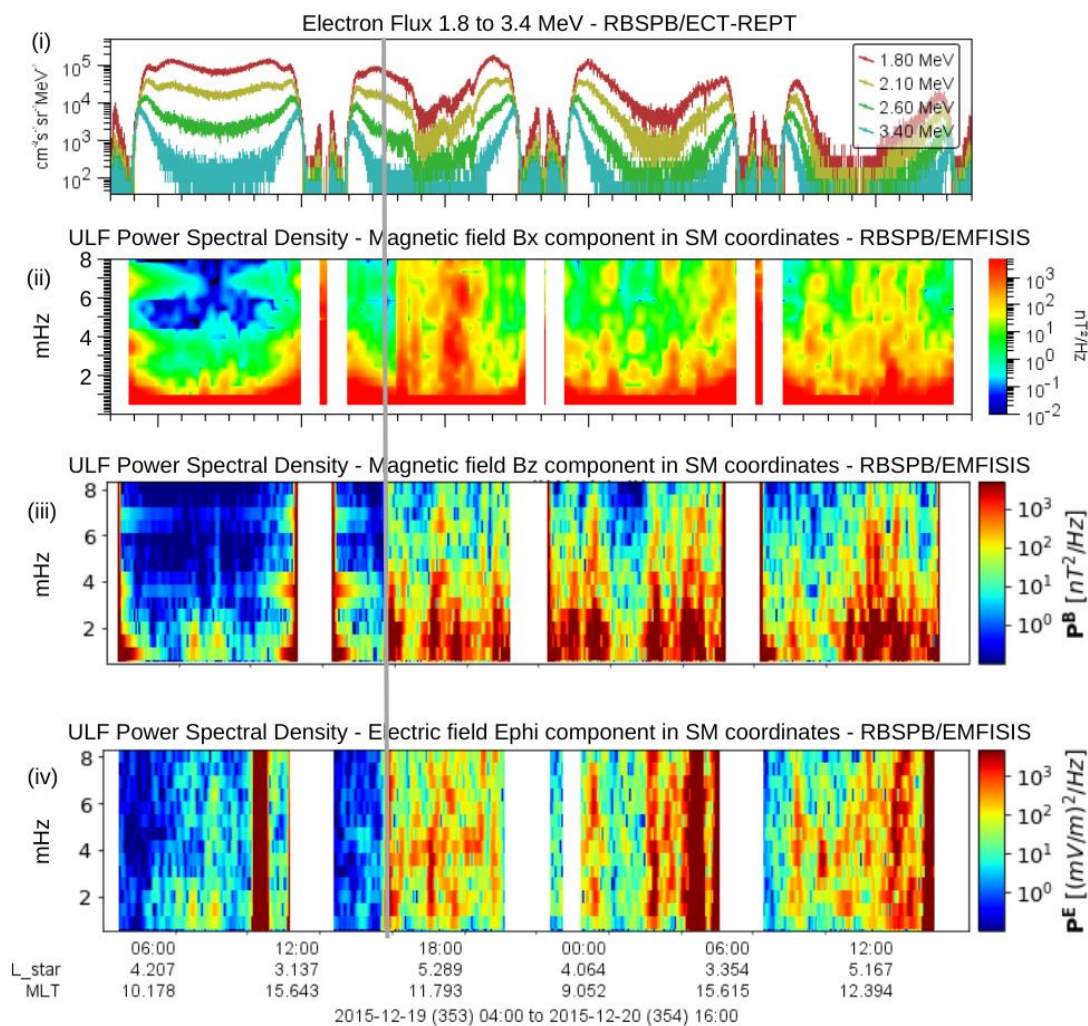
Como a altura da magnetopausa atingiu até $8 R_E$, é possível inferir que o magnetopause shadowing provavelmente não contribuiu diretamente com as perdas observadas no cinturão de radiação externo. Por outro lado, pode ter ocorrido difusão radial para fora dirigida por ondas ULF, já que houve aumento na densidade de potência espectral nas componentes campo magnético e do campo elétrico (THORNE, 2010).

Figura 5.23 - A partir do topo: (a) Densidade do fluxo de elétrons de 2.10 MeV em função do L^* (eixo y) e tempo (eixo x); (b) Densidade do fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV em $L^* = 5 R_E$; (c) Velocidade do vento solar; (d) Densidade de prótons do vento solar; (e) Componentes B_x e B_y do IMF; (f) Componente B_z e intensidade total B_t do IMF; (g) Posição da magnetopausa em R_E . Os painéis (a) e (b) usam dados do instrumento REPT a bordo da sonda Van Allen Probes B. Os painéis (c), (d), (e) e (f) usam dados do satélite ACE obtidos no ponto Lagrangeano L1. O painel (g) usa dados da sonda Van Allen e é calculado com o método de Shue (1998). A linha vertical cinza indica o momento de ocorrência do choque interplanetário.



Fonte: Produção da autora.

Figura 5.24 - A partir do topo: (i) Fluxo de elétrons de 1,8 a 3,4 MeV (eixo y) por L^* e pelo tempo (eixo x); (ii) Densidade de potência espectral da componente B_x do campo magnético; (iii) Densidade de potência espectral da componente paralela do campo magnético; (iv) Densidade de potência espectral da componente azimutal do campo elétrico. Dados obtidos com os instrumentos REPT (painel i) e EMFISIS (painéis ii, iii e iv) a bordo da sonda Van Allen Probes B. A linha cinza tracejada vertical indica o momento de ocorrência da onda de choque interplanetária.



Fonte: Produção da autora.

Em termos gerais, comparando os resultados observados em relação a densidade de potência espectral nas componentes B_{\parallel} (modo compressional) e B_x do campo magnético e na componente E_{ϕ} do campo elétrico em diferentes setores da magnetosfera na região do cinturão de radiação externo, percebe-se que nas três componentes houve aumento após a chegada da onda de choque

na faixa de frequências de 0 a 8 mHz nas componentes B_{\parallel} e E_{ϕ} e de 0 a 20 mHz na componente B_x , o que corresponde as pulsações magnéticas P_C5 e P_C6 . Dos 10 eventos, na inspeção visual, em 9 deles o modo que apresentou maior densidade de potência foi o compressional, salvo o evento do dia 20/09/2015 em que a densidade no modo poloidal foi visivelmente maior nas primeiras horas após a chegada da onda de choque.

A maior densidade de potência no modo compressional ficou, em geral, concentrada em frequências até 4 mHz nos choques quase-paralelos e quase-perpendiculares. No modo poloidal, a densidade de potência geralmente abrangeu um intervalo maior de frequências, (0 a 8 mHz), com densidade maior até 6 mHz. Na componente B_x do campo magnético, a densidade de potência espectral aumentou entre 0 e 20 mHz na maior parte dos eventos, sendo que a densidade de potência foi maior até 15mHz. Não houve diferenças visíveis na densidade de potência por frequência entre os choques quase paralelos e quase-perpendiculares.

Em relação a variabilidade no fluxo de elétrons relativísticos no cinturão de radiação externo, nos dez estudos de caso houve variabilidade na densidade do fluxo de elétrons relativísticos no cinturão. Em oito deles foi verificado *dropout*, redução no fluxo em mais de uma ordem de grandeza, sendo quatro deles quase-paralelos e quatro quase-perpendiculares. Nos eventos quase-paralelos, em quatro eventos ocorreu redução no fluxo na borda do cinturão externo ($4,5 \sim 5 R_E$). Somente o evento do dia 17/03/2013 atingiu L^* mais internos, até $3,5 R_E$. Nos eventos quase-perpendiculares, a redução no fluxo ocorreu em três eventos até a parte mais interna do cinturão de radiação externo ($3,5 \sim 4 R_E$) e em dois deles na borda externa do cinturão ($4,5 \sim 5 R_E$). Em três dos dez eventos a altura da magnetopausa atingiu apenas até $8 R_E$, sendo dois quase-paralelos e um quase-perpendicular. Nos demais, em que a altura da magnetopausa esteve abaixo de $8 R_E$, possivelmente o *magnetopause shadowing* participou de forma direta na redução da densidade do fluxo de elétrons.

5.2.3 Análise da densidade do espaço de fase dos elétrons

Os resultados discutidos nas seções anteriores sugerem que o mecanismo de difusão radial (para dentro e/ou para fora) dirigido por ondas ULF pode ter sido um dos responsáveis pela variabilidade do fluxo de elétrons de alta energia no cinturão externo de radiação. Contudo, mecanismos como, *magnetopause shadowing*, causados devido fortes compressões na magnetopausa e *pitch angle scattering* dirigidos por ondas Chorus ou EMIC podem também ter influenciado tais variabilidades no cinturão externo de Van Allen. Portanto, analisar a densidade do espaço de fase passa a ser crucial para a identificação do papel das ondas ULF na variação de fluxo de elétrons de alta energia no cinturão externo de radiação, especificamente sob a influência das ondas de choque quase-paralelas e quase-perpendiculares em estudo.

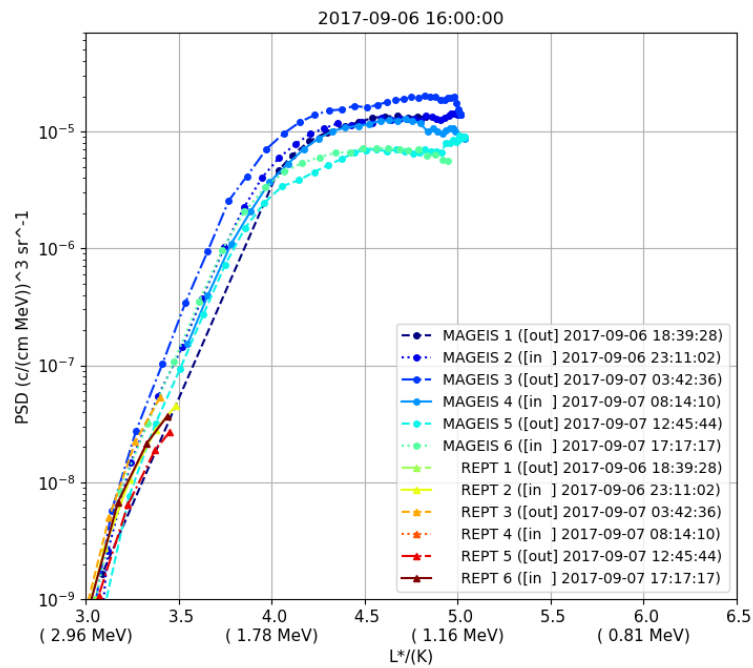
As Figuras 5.25 e 5.26 apresentam o gradiente de densidade do espaço de fase dos elétrons (PhSD, do inglês *Phase Space Density*) em função de L^* , que foi calculado a partir do modelo de campo magnético (TS04) (TSYGANENKO; SITNOV, 2005) considerando o primeiro ($\mu = 1000$ MeV/G) e o segundo ($K = 0.0416$ G^{1/2}RE) invariantes adiabáticos, obtidos em Van Allen Science Gateway (<https://rbspgateway.jhuapl.edu/psd>). Os valores de μ e K foram utilizados para otimizar a cobertura de L^* para *pitch angles* de aproximadamente $70^\circ - 90^\circ$ devido ao interesse de identificação de mecanismos dinâmicos causadores de *dropouts* e *enhancements* associados a difusão radial (DA SILVA et al., 2019, 2021a). Os dez eventos foram analisados, e nesta seção são apresentados apenas dois eventos, sendo um quase-paralelo e um quase-perpendicular, que apresentaram claramente a presença do mecanismo de difusão radial. Os perfis de PhSD dos outros eventos são apresentados no Apêndice B, sendo sete deles sem mostrar claramente a presença de difusão radial. As Figuras 5.25 e 5.26 apresentam os perfis radiais da evolução temporal do PhSD *inbound* e *outbound* da órbita da Van Allen probe B, e correspondem aos choques interplanetários ocorridos em 6 de setembro de 2017 e 20 de setembro de 2015, respectivamente. Esses choques são quase-paralelo e quase perpendicular, respectivamente.

A evolução temporal dos perfis de PhSD na Figura 5.25 mostra que entre às 23:11 UT do dia 06/09 (horário de ocorrência do choque) e às 03:42 UT do dia 07/09 (órbita seguinte à chegada do choque) a densidade do fluxo de elétrons relativísticos aumentou levemente entre 3,5 a 5 R_E . Nos demais horários, a densidade do fluxo de elétrons diminuiu também levemente para vários L^* . Essa variabilidade foi observada previamente neste evento nos painéis do fluxo de elétrons das Figuras 5.13 e 5.14. Como o gradiente aumenta e reduz em um intervalo de L^* e não de maneira localizada, isto indica que ocorreu difusão radial primeiramente para dentro e em seguida para fora, gerada por ondas ULF (TURNER; UKHORSKIY, 2020; REEVES et al., 2013).

Na Figura 5.26, comparando a evolução temporal dos perfis das duas primeiras órbitas após a ocorrência da onda de choque, em 20/09/2015 às 06:04 UT e às 10:35 UT, verifica-se redução no gradiente da densidade do espaço de fase dos elétrons no cinturão de radiação externo. A variabilidade observada na Figura 5.26 também foi observada nos painéis do fluxo de elétrons nas Figuras 5.21 e 5.22. Essa redução ocorre entre 3 e 5 R_E , sendo assim, como a variabilidade ocorre em um intervalo grande de L^* , é possível inferir que as ondas ULF contribuíram para o processo de perda no cinturão de radiação externo através do mecanismo de difusão radial para fora (TURNER; UKHORSKIY, 2020; REEVES et al., 2013).

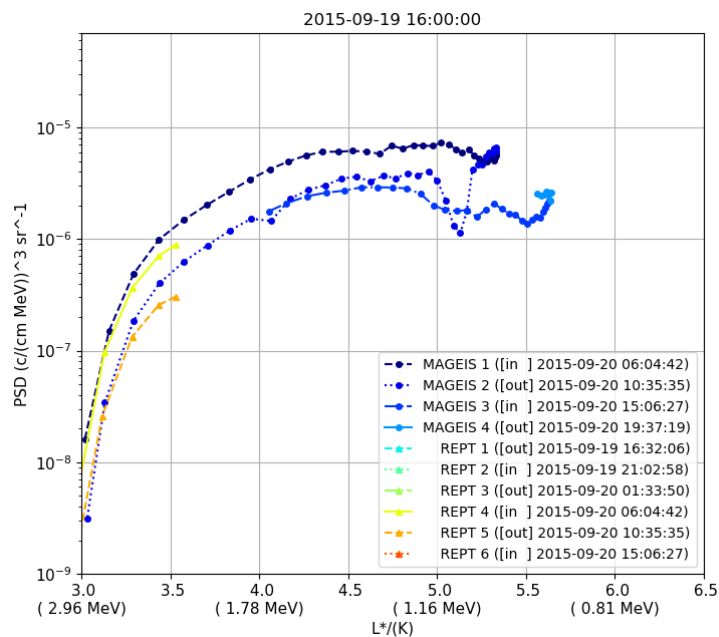
Cabe ressaltar que em ambos os casos não foi observado *dropout* e *enhancement* de mais de uma ordem de grandeza, mas sim uma leve variabilidade no fluxo de elétrons do cinturão externo. Pode-se assumir que nos eventos em que houve grande perda ou aumento no fluxo de elétrons do cinturão, outros mecanismos contribuíram mais do que as ondas ULF observadas nas densidades de potência espectral dos campos magnético e elétrico.

Figura 5.25 - Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, *inbound* e *outbound* da órbita da Van Allen probe B.



Fonte: Produção da autora.

Figura 5.26 - Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, *inbound* e *outbound* da órbita da Van Allen probe B.



Fonte: Produção da autora.

6 CONCLUSÕES

No presente trabalho, foi feito o estudo da atividade de ondas ULF na magnetosfera interna decorrente de uma categoria específica de onda de choque e do ângulo de incidência.

Com essa abordagem, foram realizadas análises de dez casos de variabilidade de fluxo de elétrons no cinturão de radiação externo devido à ocorrência de choques supercríticos, considerando a distribuição de potência de ondas ULF por frequência os modos de polarização e a localização das ondas na magnetosfera interna a fim de inferir se a difusão radial dirigida por ondas ULF gerou ou não variabilidade no fluxo de elétrons relativísticos do cinturão de radiação externo em decorrência a ondas de choque interplanetárias supercríticas.

Nos dez casos analisados, pode-se perceber que as ondas de choque interplanetárias supercríticas foram eficientes em gerar ondas ULF em diferentes setores magnetosfera interna, na região do cinturão de radiação externo ($L^* = 3,5 \sim 6 R_E$), de modo que não foi observado uma localização preferencial na magnetosfera. O modo mais acoplado é o compressional, em frequências até 4 mHz. Inferiu-se também que a obliquidade da estrutura parece não ter gerado diferenças na densidade de potência espectral por frequência nos campos magnético e elétrico e nem no acoplamento dos modos poloidal e compressional. Contudo, nos eventos em que houve ondas de choque interplanetárias quase-perpendiculares a redução no fluxo de elétrons atingiu L^* mais internos.

Com relação à análise da variabilidade do fluxo de elétrons em decorrências da interação com as ondas ULF, verificou-se que dos dez eventos analisados, apenas três deles mostraram com clareza uma modificação na densidade do espaço de fase dos elétrons gerados por ondas ULF, isso porque nesses três casos a variabilidade dessa densidade foram verificadas em várias L^* . Nestes três eventos, o fluxo variou em menos de uma ordem de grandeza simultaneamente em vários L^* mais externos. Os outros sete eventos, apesar de também evidenciarem uma variabilidade no fluxo de elétrons, apresentam essa variabilidade apenas em L^* localizados. Isso significa que os processos que

geraram esse gradiente de elétrons nesses sete casos atuaram de forma localizada, tais como os gerados pelas ondas EMIC ou chorus (DA SILVA et al., 2021a).

Conforme aponta Reeves et al. (2013), as ondas ULF podem ocorrer de forma global na magnetosfera, dessa forma, elas gerariam variabilidade em uma região ampla, compreendendo vários L^* . Assim, pode-se inferir, a partir dos estudos de caso analisados, que apesar dessas ondas ULF serem geradas logo após o choque, elas não foram eficientes para acelerar ou reduzir o fluxo de elétrons no cinturão de radiação externo. Os trabalhos de Da Silva et al., 2019 demonstraram variabilidade gerada por aceleração local em decorrência de outras ondas MHD. Cabe ressaltar ainda que a variabilidade no fluxo de elétrons do cinturão de radiação externo está sujeita a uma série de processos que podem gerar aceleração ou perdas, originados por estruturas do vento solar, pela orientação e intensidade do IMF, pela compressão da magnetopausa, entre outros (FRIEDEL; REEVES; OBARA, 2002). Esses fenômenos competem entre si e o fluxo observado é resultado do balanço entre a aceleração e as perdas geradas pela predominância de alguns desses mecanismos.

Ondas de choque interplanetárias supercríticas podem participar dos processos que geram variabilidade no cinturão de radiação externo, inclusive através da difusão radial dirigida por ondas ULF. Entretanto, na maior parte dos eventos analisados neste trabalho outros mecanismos parecem ter prevalecido, gerando variabilidade mais significativa e em L^* mais internos, em comparação com a difusão radial gerada por ondas ULF.

Ondas de choque interplanetárias supercríticas podem participar indiretamente dos processos que geram variabilidade no cinturão de radiação externo, principalmente devido a sua possível contribuição nos mecanismos geradores de ondas Magnetosféricas, como as ondas ULF, que podem causar difusão radial e violar o terceiro invariante adiabático. Entretanto, na maior parte dos eventos analisados neste trabalho outros mecanismos parecem ter prevalecido, gerando variabilidade mais significativa e em L^* mais internos, em comparação com a difusão radial gerada por ondas ULF.

Ressalta-se por fim, que o presente trabalho buscou, a partir de estudos de caso, melhorar a compreensão acerca dos processos de aceleração e perda de elétrons na dinâmica do cinturão de Van Allen, visando contribuir com a previsão do Clima Espacial e mitigar os efeitos gerados pelas partículas do cinturão externo de radiação no ambiente espacial. O trabalho foi inovador quanto ao método de seleção e análise dos eventos, no sentido de analisar impactos de ondas de choque interplanetárias supercríticas de diferentes obliquidades no fluxo de elétrons relativísticos através da difusão radial dirigida por ondas ULF.

6.1 Sugestões de trabalhos futuros

- Estender a análise a mais eventos a fim de investigar a correlação entre ondas de choque interplanetárias e outras ondas magnetosféricas, como as Chorus.
- Trabalhar com outros métodos de análise que permitam delinear de forma mais geral os impactos na magnetosfera interna gerados pelos demais choques interplanetários registrados no período.
- Averiguar se a criticidade da onda de choque é determinante ou não na geração de ondas ULF e consequente variabilidade no fluxo de elétrons.
- Analisar também ondas de choque interplanetárias que não sejam supercríticas.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABRAHAM-SHRAUNER, B. Determination of magnetohydrodynamic shock normal. **Journal of Geophysical Research**, v. 77, n. 4, p. 736-739, 1972.

ABRAHAM-SHRAUNER, B.; YUN, S. H. Interplanetary shocks seen by ames plasma probe on pioneer 6 and 7. **Journal of Geophysical Research**, v. 81, n. 13, p. 2097–2102, 1976.

Albert, J. M. Analysis of quasi-linear diffusion coefficients. **Journal of Geophysical Research**, v.104, n.2429, 1999.

ALVES, L. R. et al. Outer radiation belt dropout dynamics following the arrival of two interplanetary coronal mass ejections. **Geophysical Research Letters**, v. 43, n. 3, p. 978–987, 2016.

ALVES, L. R. et al. The Role of Solar Wind Structures in the Generation of ULF Waves in the Inner Magnetosphere. **Solar Physics**, v. 292, n. 7, 1 jul. 2017.

ANDERSON, B. L. An overview of spacecraft observations of 10 s to 600 s period magnetic pulsations in the Earth's magnetosphere. In: ENGBRETSON, M. J.; TAKAHASHI, K.; SCHOLER, M. (Ed). **Solar wind source of magnetospheric ultra-low-frequency waves**. [S.l.]: AGU, 1994. p.25-43.

ARTEMYEV, A. V. et al. Nonlinear electron acceleration by oblique whistler waves: landau resonance vs. cyclotron resonance. **Physics of Plasmas**, v. 20, n. 12, p. 122901, 2013.

AXFORD, W. I. The interaction between the solar wind and the earth's magnetosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 67, p. 3791-3796, 1962.

AXFORD, W. I.; MCKENZIE, J. F. The origin of high-speed solar wind streams. In: _____. **Solar wind seven**. Lindau: Elsevier, 1992. p. 1–5.

BAKER, D. N. et al. Space weather effects in the Earth's radiation belts. In: _____. **Space science reviews**. Netherlands: Springer, 2018.

BAKER, D. N. et al. The Relativistic Electron-Proton Telescope (REPT) instrument on board the Radiation Belt Storm Probes (RBSP) spacecraft: characterization of earth's radiation belt high-energy particle populations. **Space Science Reviews**, 2013.

BAKER, D. N. Wave–particle interaction effects in the Van Allen belts. **Earth, Planets and Space**, v. 73, n. 1, 2021.

BAKER, D. N. *et al.* The Relativistic Electron-Proton Telescope (REPT) Instrument on Board the Radiation Belt Storm Probes (RBSP) Spacecraft: characterization of earth's radiation belt high-energy particle populations. **Space Science Reviews**, v. 179, n. 1/4, p. 337-381, 2012.

BAKER, D. N.; KANEKAL, S. G. Solar cycle changes, geomagnetic variations, and energetic particle properties in the inner magnetosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 70, n. 2/4, p. 195–206, 2008.

BAKER, D. N. et al. Low-altitude measurements of 2–6 MeV electron trapping lifetimes at $1.5 \leq L \leq 2.5$. **Geophysical Research Letters**, v. 34, n. 20, 2007.

BAKER, D. Geomagnetic field sources: from Earth's core to the Sun. In: MANDEA, M. et al. (Ed.). **Geomagnetism, aeronomy and space weather: a journey from the earth's core to the sun**. Cambridge: Cambridge University Press, 2020. p. 209-217.

BIERMANN, L.; BROSIOWSKI, B.; SCHMIDT, H. U. The interaction of the solar wind with a comet. **Solar Physics**, v. 1, n. 2, p. 254-284, 1967.

BITTENCOURT, J. A. **Fundamentals of plasma physics**. 3. ed. New York: Springer, 2004.

BORODKOVA, N. L. et al. Fine structure of interplanetary shock front: results from BMSW experiment with high time resolution. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v.124, p.8191–8207, 2019.

BOTHMER, V.; ZHUKOV, A. The Sun as the prime source of space weather. In: _____. **Springer praxis books**. Berlin: Springer, 2007. p. 31-102.

BOYNTON, R. J.; MOURENAS, D.; BALIKHIN, M. A. Electron flux dropouts at geostationary earth orbit: occurrences, magnitudes, and main driving factors. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 121, n. 9, p. 8448–8461, 2016.

BRAUTIGAM, D.; ALBERT, J. Radial diffusion analysis of outer radiation belt electrons during the october 9, 1990, magnetic storm. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 105, n. A1, p. 291–309, 2000.

CAMPBELL, W. H. **Introduction to geomagnetic fields**. 2. ed. Cambridge: Cambridge University Press, 2003.

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.

COLBURN, D. S.; C. P. SONETT. Discontinuities in the solar wind. **Space Sciences**, v. 5, p.439 – 506, 1966.

DA SILVA, L. A. et al. Contribution of ULF wave activity to the global recovery of the outer radiation belt during the passage of a high-speed solar wind stream observed in September 2014. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 124, n. 3, p. 1660–1678, 2019.

DA SILVA, L. A. et al. Dynamic mechanisms associated with high-energy electron flux dropout in the Earth's outer radiation belt under the influence of a coronal mass ejection sheath region. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 126, n. 1, 2021a.

DA SILVA, L. A. *et al.* High-energy electron flux enhancement pattern in the outer radiation belt in response to the Alfvénic fluctuations within high-speed solar wind stream: a statistical analysis. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 126, n. 8, p. 1-20, 2021b.

ECHER, E.; ALVES, M.V.; GONZALEZ, W.D. Ondas de choque não colisionais no espaço interplanetário. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, v. 28, n. 1, p. 51-66, 2006.

ECHER, E.; GONZALEZ, W. D. Geoeffectiveness of interplanetary shocks, magnetic clouds sector boundary crossings and their combined occurrence.

Geophysical Research Letters, v. 31, n. 9, 2004.

ECHER, E. et al. Interplanetary shock parameters during solar activity maximum (2000) and minimum (1995-1996). **Brazilian Journal of Physics**, v. 33, n. 1, p. 115-122, 2003.

EDMISTON, J. P.; KENNEL, C. F. A parametric survey of the first critical Mach number for a fast MHD shock. **Journal of Plasma Physics**, v. 32, n. 3, p. 429, 1984. Doi:10.1017/s002237780000218x.

ELKINGTON, S. R. A review of ULF interactions with radiation belt electrons. In: TAKAHASHI, K. et al. (Ed.). **Magnetospheric Ulf waves: synthesis and new directions**. [S.l.]: AGU, 2006. p. 177-193. Doi:10.1029/169gm12.

ESPARZA, J. A. G.; BALOGH, A. The θB_n problem: determination of local magnetic parameters of interplanetary shocks from in situ imf data. **Geofísica Internacional**, v. 40, n. 1, p. 53-63, 2001.

FARRIS, M. H.; RUSSELL, C. T.; THOMSEN, M. F. Magnetic structure of the low beta, quasi-perpendicular shock. **Journal Of Geophysical Research**, v. 98, n. 9, p. 285-284, 1993.

FEI, Y. et al. Radial diffusion and MHD particle simulations of relativistic electron transport by ULF waves in the September 1998 storm. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 111, n. A12, 2006.

FRIEDEL, R. H. W *et al.* Relativistic electron dynamics in the inner magnetosphere: a review. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, p. 265-282, 2002.

GIACALONE, J. Diffusive shock acceleration of high-energy charged particles at fast interplanetary shocks: a parameter survey. **Astrophysical Journal**, v. 799, n. 1, 2015.

GLAUERT, S. A.; HORNE, R. B. Calculation of pitch angle and energy diffusion coefficients with the PADIE code. **Journal of Geophysical Research**, v.110, A04206, 2005. Doi:10.1029/2004JA010851.

GOLD, R. et al. Electron, proton, and alpha monitor on the advanced composition explorer spacecraft. **Space Science Reviews**, v. 1, n. 86, p. 541-562, 1998.

GONZALEZ, W. D. et al. What is a geomagnetic storm? **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. A4, p. 5771, 1994.

GRANDIN, M.; AIKIO, A. T.; KOZLOVSKY, A. Properties and geoeffectiveness of solar wind high-speed streams and stream interaction regions during solar cycles 23 and 24. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 124, n. 6, p. 3871–3892, 2019.

HAJRA, R. et al. Relativistic electron acceleration during high-intensity, long-duration, continuous AE activity (HILDCAA) events: solar cycle phase dependences, **Geophysical Research Letters**, v. 41, p. 1876– 1881, 2014. Doi:10.1002/2014GL059383.

HANSON, E. L. M. et al. Shock drift acceleration of ions in an interplanetary shock observed by MMS. **The Astrophysical Journal**, v. 891, n. 1, p. 1-8, 2020. Doi: 10.3847/2041-8213/ab7761.

HARTINGER, M. D. et al. ULF wave modeling, effects, and applications: accomplishments, recent advances, and future. **Frontiers in Astronomy and Space Sciences**, v. 9, 2022.

HARTLEY, D. P.; DENTON, M. H. Solving the radiation belt riddle. **Astronomy & Geophysics**, v. 55, n. 6, p. 6.17-6.20, 2014. Doi: 10.1093/astrogeo/atu247.

HORNE, R. B. et al. Evolution of energetic electron pitch angle distributions during storm time electron acceleration to megaelectronvolt energies. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A1, 2003.

HORNE, R. B. et al. Space weather impacts on satellites and forecasting the Earth's electron radiation belts with SPACECAST. **Space Weather**, v. 11, n. 4, p. 169-186, 2013. Doi: 10.1002/swe.20023.

HUGHES, W. J. Magnetospheric ULF waves: a tutorial with a historical perspective. In: ENGBRETSON, M. J.; TAKAHASHI, K.; SCHOLER, M. (Ed.). **Solar wind source of magnetospheric ultra-low-frequency waves**. [S.I.]: AGU, 1994. p.1-11. Doi: 10.1029/GM081p0001.

JACOBS, J. A. et al. Classification of geomagnetic micropulsations. **Journal of Geophysical Research**, v. 69, n. 1, p. 180-181, 1964. Doi: 10.1029/jz069i001p00180.

KAJDIČ, P. et al. Traveling foreshocks and transient foreshock phenomena. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 122, n. 9, p. 9148–9168, 2017.

KAMIDE, Y.; CHIAN, A. C.-L. **Handbook of the solar-terrestrial environment**. Berlin: Springer, 2007.

Kellogg, P. J. Flow of plasma around the Earth. **Journal of Geophysical Research**, v. 67, p. 3805- 3811, 1962.

KENNEL, C. F.; ENGELMANN, F. Velocity space diffusion from weak plasma turbulence in a magnetic field. **Physics of Fluids**, v. 9, e 2377, 1966.

KENNEL, C. F.; PETSCHKEK, H. E. Limit on stably trapped particle fluxes. **Journal of Geophysical Research**, v. 71, n.1, 1966.

KENNEL, C. F.; EDMISTON, J. P.; HADA, T. A quarter century of collisionless shock research. In: STONE, R. G.; TSURUTANI, B. T. (Ed.). **Collisionless shocks in the heliosphere: a tutorial review**. [S.L.]: AGU, 2013. p. 1-36. Doi: 10.1029/gm034p0001.

KILPUA, E.; KOSKINEN, H. E. J.; PULKKINEN, T. I. Coronal mass ejections and their sheath regions in interplanetary space. **Living Reviews in Solar Physics**, v. 14, n. 1, 2017.

KIRCHOFF, V. W. J. H. **Introdução à geofísica espacial**. São Paulo: Nova Stella, 1991.

KIVELSON, M. G.; RUSSEL, C. T. **Introduction to space physics**.

Cambridge: Cambridge University Press, 1995.

KLETZING, C. A. et al. The Electric and Magnetic Field Instrument Suite and Integrated Science (EMFISIS) on RBSP. **Space Science Reviews**, v. 179, n. 1-4, p. 127-181, 2013. Doi: 10.1007/s11214-013-9993-6.

KOULOUMVAKOS, A. et al. Connecting the properties of coronal shock waves with those of solar energetic particles. **The Astrophysical Journal**, v. 876, n. 1, p. 1-18, 2019.

KOVAL, A.; SZABO, A. Modified “Rankine-Hugoniot” shock fitting technique: simultaneous solution for shock normal and speed. **Journal of Geophysical Research**, v. 113, n. 1, p. 1-9, 2008.

KUWASHIMA, M.; FUJITA, S. Characteristics of the magnetohydrodynamic waves observed in the Earth's magnetosphere and on the ground. In: WAITE, J. H.; BURCH, J. L.; MOORE, R. L. (Ed.). **Solar system plasma physics**. Washington: AGU, 1989. p. 197-219.

LI, X. Multisatellite observations of the outer zone electron variation during the November 3-4, 1993, magnetic storm. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 102, n. A7, p. 14123–14140, 1997.

LOTO'ANIU, T. M. *et al.* Relativistic electron loss due to ultralow frequency waves and enhanced outward radial diffusion. **Journal Of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. 12, 2010. Doi: 10.1029/2010ja015755.

Lyons, L. R. General relations for resonant particle diffusion in pitch angle and energy. **Journal of Plasma Physics**, v. 12, n. 1, p. 45, 1974. Doi: 10.1017/s0022377800024910.

MANN, G. et al. Formation and development of shock waves in the solar corona and the near-Sun interplanetary space. **Astronomy & Astrophysics**, v. 400, n. 1, p. 329-336, 2003. Doi: 10.1051/0004-6361:20021593.

MANN, I. R.; O'BRIEN, T. P.; MILLING, D. K. Correlations between ULF wave power, solar wind speed, and relativistic electron flux in the magnetosphere: solar cycle dependence. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, n. 2, p. 187–198, 2004.

MANN, U. Ultra-low frequency wave dynamics. In: MANDEA, M. et al. (Ed.). **Geomagnetism, aeronomy and space weather: a journey from the earth's core to the sun**. Cambridge: Cambridge University Press, 2020. p. 209-217.

MARCHAUDON, A. new insights in far-space measurements: large-scale structures and processes in the solar wind and terrestrial magnetosphere. In: MANDEA, M. et al. (Ed.). **Geomagnetism, aeronomy and space weather: a journey from the earth's core to the sun**. Cambridge: Cambridge University Press, 2020. p. 98-111.

MARCHEZI, J. P. et al. Electron flux variability and ultra-low frequency wave activity in the outer radiation belt under the influence of interplanetary coronal mass ejections and high-speed solar wind streams: a statistical analysis from the Van Allen Probes Era. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 127, n. 8, 2022.

MATSUMURA, C. et al. Outer radiation belt boundary location relative to the magnetopause: Implications for magnetopause shadowing. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. 6, 2011.

MCCOMAS, D.J. et al. Solar Wind Electron Proton Alpha Monitor (SWEPAM) for the advanced composition explorer. **Space Science Reviews**, v. 86, n. 1/4, p. 563-612, 1998. Doi: 10.1023/a:1005040232597.

MURPHY, K. R. *et al.* On the dependence of storm time ULF wave power on magnetopause location: impacts for ulf wave radial diffusion. **Geophysical Research Letters**, v. 42, n. 22, p. 9676-9684, 2015. Doi: 10.1002/2015gl066592.

- NANDY, D. Progress in solar cycle predictions: sunspot cycles 24-25 in perspective. **Solar Physics**, v. 296, n. 3, p. 1-27, 2021. Doi: 10.1007/s11207-021-01797-2.
- O'BRIEN, T. P. et al. Energization of relativistic electrons in the presence of ULF power and MeV microbursts: evidence for dual ULF and VLF acceleration. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A8, 2003.
- OLIFER, L. et al. On the relative strength of electric and magnetic ULF wave radial diffusion during the March 2015 geomagnetic storm. **Journal Of Geophysical Research: Space Physics**, v. 124, n. 4, p. 2569-2587, 2019. Doi: 10.1029/2018ja026348.
- OLIVEIRA, D. M. et al. Interplanetary shock impact angles control magnetospheric ULF wave activity: wave amplitude, frequency, and power spectra. **Geophysical Research Letters**, v. 47, n. 24, 2020.
- OZEKE, L. G. et al. Ultra-relativistic radiation belt extinction and ULF wave radial diffusion: Modeling the September 2014 extended dropout event. **Geophysical Research Letters**, v. 44, n. 6, p. 2624–2633, 2017.
- OZEKE, L. G. et al. ULF wave derived radiation belt radial diffusion coefficients. **Journal of Geophysical Research**, v. 117, A04222, 2012. Doi:10.1029/2011JA017463.
- PARAL, J. et al. Magnetohydrodynamic modeling of three Van Allen Probes storms in 2012 and 2013. **Annales Geophysicae**, v. 33, n. 8, p. 1037–1050, 2015.
- PARKER, E. N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. **The Astrophysical Journal**, v. 128, n. 664, p. 664, 1958. Doi: 10.1086/146579.
- PARKS, G. K. **Physics of space plasma: an introduction**. 2.ed. Boulder: Westview Press, 2004.
- PILIPENKO, V. A. ULF waves on the ground and in space. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 52, n. 12, p. 1193-1209, 1990. Doi: 10.1016/0021-9169(90)90087-4.

PIZZO, V. J. Interplanetary shocks on the large scale: a retrospective on the last decade's theoretical efforts. In: TSURUTANI, B. T.; STONE R. G. (Ed.). **Collisionless shocks in the heliosphere: reviews of current research.** [S.L.]: AGU, 1985. p. 51-68. Doi: 10.1029/gm035p0051.

POULTER, W. A. M; POULTER, E M. ULF waves: their relationship to the structure of the earth's magnetosphere. **Reports on Progress Physics**, v. 55, n. 1, p. 533-598, 1992.

PRIEST, E. R.; FORBES, T. G. The magnetic nature of solar flares. **Astronomy and Astrophysics Review**, v. 10, n. 4, p. 313–377, 2002.

REEVES, G. D. et al. Acceleration and loss of relativistic electrons during geomagnetic storms. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n. 10, 2003.

REEVES, G. D. et al. Electron acceleration in the heart of the Van Allen radiation belts. **Science**, v. 341, n. 6149, p. 991-994, 2013. Doi: 10.1126/science.1237743.

Richardson, I. G. Solar wind stream interaction regions throughout the heliosphere. **Living Reviews in Solar Physics**, v.15, n. 1, 2018. Doi: 10.1007/s41116-017-0011-z10.1029/2019SW002437.

RICHARDSON, I. G.; CANE, H. V. Near-earth interplanetary coronal mass ejections during solar cycle 23 (1996 - 2009): catalog and summary of properties. **Solar Physics**, v. 264, n. 1, p. 189–237, 2010.

SAITO, T. Geomagnetic pulsations. **Space Science Reviews**, v. 10, n. 3, p. 319–412, 1969.

SANDHU, J. K. et al. The roles of the magnetopause and plasmapause in storm-time ULF wave power enhancements. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 126, n. 7, 2021b.

SANDHU, J. K. et al. ULF wave driven radial diffusion during geomagnetic storms: a statistical analysis of Van Allen probes observations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 126, n. 4, 2021a.

SHPRITS, Y. Y. et al. Review of modeling of losses and sources of relativistic electrons in the outer radiation belt II: local acceleration and loss. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 70, n. 14, p. 1694–1713, 2008.

SHPRITS, Y. Y. et al. Outward radial diffusion driven by losses at magnetopause. **Journal Of Geophysical Research**, v. 111, n. 11, p. 1-7, 2006. Doi: 10.1029/2006ja011657.

SHUE, J.-H. et al. Magnetopause location under extreme solar wind conditions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 103, n. A8, p. 17691–17700, 1998.

SIBECK, D. G. Transient quasi-periodic (5 - 15 min) events in the outer magnetosphere. In: ENGBRETSON, M. J.; TAKAHASHI, K.; SCHOLER, M. (Ed.) **Solar wind source of magnetospheric ultra-low-frequency waves**. [S.I.]: AGU, 1994. p.173 – 182 Doi: 10.1029/GM081p0173.

SILVA, G. B. D. et al. Modeling radiation belt electron dropouts during moderate geomagnetic storms using radial diffusion coefficients estimated with global MHD simulations. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 127, n. 9, 2022.

SMITH, C.W. et al. The ACE magnetic fields experiment. **Space Science Reviews**, v. 86, n. 1/4, p. 613-632, 1998. Doi: 10.1023/a:1005092216668.

SOUZA, V. M. et al. Acceleration of radiation belt electrons and the role of the average interplanetary magnetic field Bz component in high-speed streams. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 122, n. 10, p. 10,084-10,101, 2017.

SPENCE, H. E. *et al.* Science goals and overview of the Radiation Belt Storm Probes (RBSP) Energetic Particle, Composition, and Thermal Plasma (ECT) suite on NASA's Van Allen Probes mission. **Space Science Reviews**, v. 179, n. 1-4, p. 311-336, 2013. Doi: 10.1007/s11214-013-0007-5.

STONE, E. C. *et al.* The advanced composition explorer. **Space Science Reviews**, v. 86, n. 1/4, p. 1-22, 1998. Doi: 10.1023/a:1005082526237.

- SU, Z. et al. Ultra-low-frequency wave-driven diffusion of radiation belt relativistic electrons. **Nature Communications**, v. 6, 2015.
- THORNE, R. M. Radiation belt dynamics: the importance of wave-particle interactions. **Geophysical Research Letters**, v. 37, n. 22, p. 1-7, 2010. Doi: 10.1029/2010gl044990.
- TSURUTANI, B. T.; GONZALEZ, W. D. The cause of high-intensity long-duration continuous AE activity (HILDCAAs): interplanetary Alfvén wave trains, Planet. **Space Sciences**, v. 35, p. 405-412, 1987.
- TSURUTANI, B. T. et al. Corotating solar wind streams and recurrent geomagnetic activity: a review. **Journal Of Geophysical Research**, v. 111, n. 7, p. 148-227, 2006. Doi: 10.1029/2005ja011273.
- TSURUTANI, B. *et al.* Large amplitude IMF fluctuations in corotating interaction regions: ulysses at midlatitudes. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 23, p. 3397-3400, 1995.
- TSYGANENKO, N. A.; SITNOV, M. I. Modeling the dynamics of the inner magnetosphere during strong geomagnetic storms. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 110, n. A3, 2005.
- TURNER, D. L. et al. Explaining sudden losses of outer radiation belt electrons during geomagnetic storms. **Nature Physics**, v. 8, n. 3, p. 208–212, 2012.
- TURNER, D. L.; UKHORSKIY, A. Y. Outer radiation belt losses by magnetopause incursions and outward radial transport: new insight and outstanding questions from the Van Allen Probes era. In: JAYNES, A. N.; USANOVA, M. E. (Ed.). **The dynamic loss of Earth's radiation belts: from loss in the magnetosphere to particle precipitation in the atmosphere**. [S.l.]: Elsevier, 2020. p. 1–28.
- VILLANTE, U. Ultra-low frequency waves in the magnetosphere. In: KAMIDE, Y.; CHIAN, A. C.-L. (Ed.). **Handbook of the solar-terrestrial environment**. Berlin: Springer, 2007. p. 398-422.

- WALT, M. Radial diffusion of trapped particles and some of its consequences. **Reviews of Geophysics**, v. 9, n. 1, p. 11, 1971. Doi: 10.1029/rg009i001p00011.
- WAYNE, K.; WALTER, H. Driving the plasma sheet. In; _____ (Ed.). **Earth's magnetosphere**. 2.ed. [S.l.]: Academic Press, 2021. p. 437-502. Doi: 10.1016/B978-0-12-818160-7.00010-7.
- WILSON, L. B. et al. Revisiting the structure of low-Mach number, low-beta, quasi-perpendicular shocks. **Journal of Geophysical Research Space Physics**, v. 122, p. 9115– 9133, 2017. Doi:10.1002/2017JA024352.
- WILSON, L. B. et al. Large-amplitude electrostatic waves observed at a supercritical interplanetary shock. **Journal Of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. 12, p. 1-14, 2010. Doi: 10.1029/2010ja015332.
- WILSON, L. B. et al. Revisiting the structure of low-Mach number, low-beta, quasi-perpendicular shocks. **Journal Of Geophysical Research: Space Physics**, v. 122, n. 9, p. 9115-9133, 2017. Doi: 10.1002/2017ja024352.
- WILSON, L. B. **Resolving the microphysics of collisionless shock waves**. Greenbelt: [s.n.], 2018.
- YU, Y.; KOLLER, J.; MORLEY, S. K. Quantifying the effect of magnetopause shadowing on electron radiation belt dropouts. **Annales Geophysicae**, v. 31, n. 11, p. 1929–1939, 2013.
- ZHANG, X. J. et al. Physical mechanism causing rapid changes in ultrarelativistic electron pitch angle distributions right after a shock arrival: evaluation of an electron dropout event. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 121, n. 9, p. 8300–8316, 2016.
- ZHANG, X. Y. et al. ULF waves excited by negative/positive solar wind dynamic pressure impulses at geosynchronous orbit. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. 10, 2010.
- ZONG, Q. G.; HAO, Y. Q.; WANG, Y. F. Ultra-low frequency waves impact on radiation belt energetic particles. **Science in China, Series E: Technological Sciences**, v. 52, n. 12, p. 3698–3708, 2009.

**APÊNDICE A – PARÂMETROS DAS ONDAS DE CHOQUE
INTERPLANETÁRIAS SUPERCRÍTICAS OCORRIDAS NA ERA VAN ALLEN
PROBES**

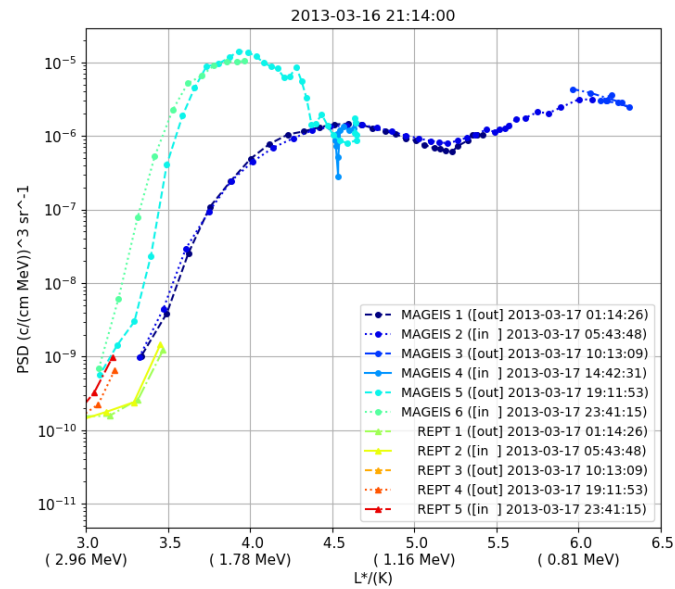
Tabela A.1 – Parâmetros das 26 ondas de choque interplanetárias supercríticas ocorridas na era Van Allen Probes, de outubro de 2012 a junho de 2019.

Data	Horário	Estrutura do vento solar	β	M_f	θ_{Bn}
31/10/2012	14:28		0.94 ± 0.94	2.56 ± 0.11	85.1 ± 1.8
23/11/2012	20:51		0.24 ± 0.25	3.37 ± 0.46	78.1 ± 4.0
17/03/2013	05:21	CME	0.56 ± 0.48	5.95 ± 0.36	36.1 ± 6.1
13/04/2013	22:13	CME	0.47 ± 0.52	3.87 ± 0.10	34.3 ± 6.5
19/05/2013	22:31		0.51 ± 0.57	3.09 ± 0.14	40.8 ± 2.4
24/05/2013	17:26		0.63 ± 0.53	2.55 ± 0.18	85.4 ± 11.2
31/05/2013	15:11		0.20 ± 0.22	3.56 ± 0.10	88.4 ± 0.8
27/06/2013	13:51	CME	0.47 ± 0.46	2.50 ± 0.06	71.9 ± 4.7
09/07/2013	20:11		0.05 ± 0.05	2.92 ± 0.26	81.5 ± 0.7
02/10/2013	01:15	CME	0.92 ± 0.92	4.12 ± 0.23	9.3 ± 3.7
13/12/2013	12:32		0.91 ± 0.90	2.70 ± 0.10	53.3 ± 4.4
07/01/2014	14:34		0.89 ± 1.00	2.88 ± 0.29	67.7 ± 8.0
07/02/2014	16:16	CME	0.10 ± 0.10	3.02 ± 0.33	81.9 ± 6.0
27/02/2014	15:50		0.55 ± 0.57	3.26 ± 0.07	76.4 ± 4.1
07/06/2014	16:11	CME	0.34 ± 0.34	3.02 ± 0.20	69.4 ± 6.1
17/03/2015	04:00	CME	0.24 ± 0.23	3.22 ± 0.12	59.7 ± 3.0
20/09/2015	05:23	CME	0.42 ± 0.48	2.92 ± 0.52	80.7 ± 2.5
19/12/2015	15:38	CME	0.36 ± 0.35	2.77 ± 0.36	56.8 ± 5.1
31/12/2015	00:17	CME	0.32 ± 0.21	3.51 ± 0.25	44.0 ± 6.3
19/07/2016	23:02	CME	0.53 ± 0.55	5.86 ± 0.34	73.1 ± 7.5
12/10/2016	21:15	CME	0.42 ± 0.42	2.86 ± 0.21	22.5 ± 7.4
27/05/2017	14:41	CME	0.47 ± 0.48	3.13 ± 0.38	77.5 ± 2.5
06/09/2017	23:02	CME	0.27 ± 0.15	4.01 ± 0.47	43.0 ± 18.2
15/02/2018	07:54		0.42 ± 0.44	2.78 ± 0.04	78.9 ± 0.5
19/04/2018	23:46	HSS	0.94 ± 0.95	3.35 ± 0.06	55.1 ± 3.6
26/05/2019	21:30	CME	0.59 ± 0.69	3.06 ± 0.25	17.5 ± 4.0

Fonte: Center for Astrophysics (2023).

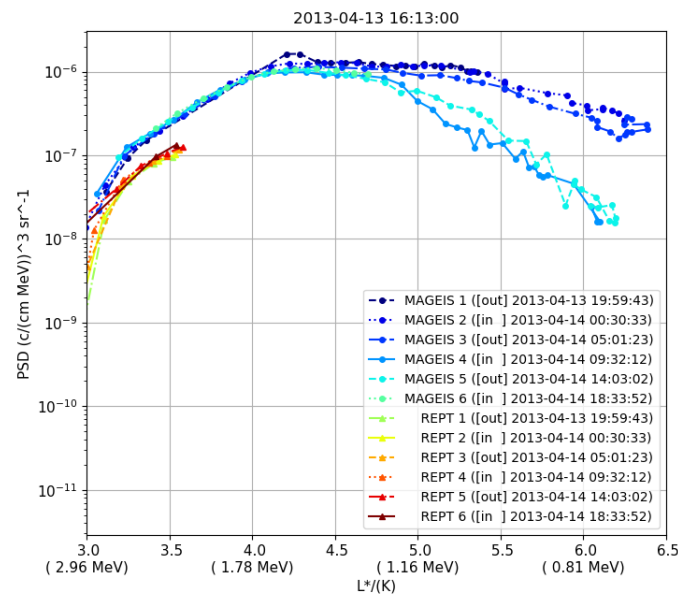
APÊNDICE B – GRÁFICOS DO PHSD

Figura B.1 - Evento do dia 17 de março de 2013. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, inbound e outbound da órbita da Van Allen probe B.



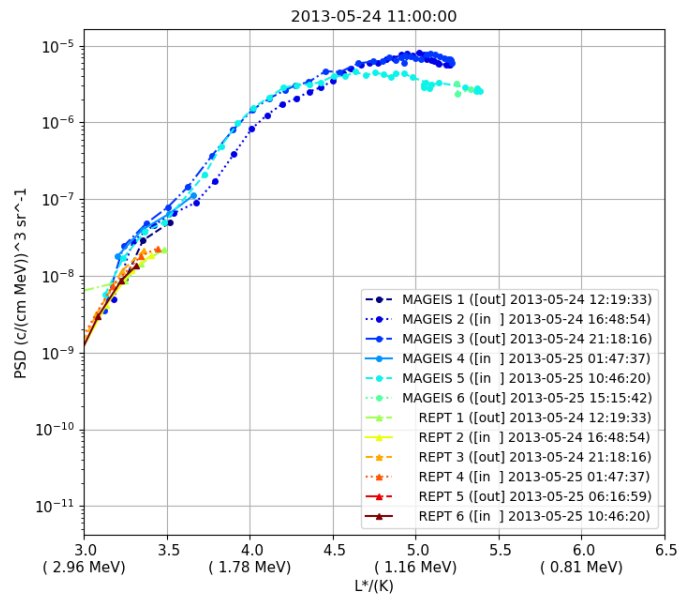
Fonte: Produção da autora.

Figura B.2 – Evento do dia 13 de abril de 2013. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, inbound e outbound da órbita da Van Allen probe B.



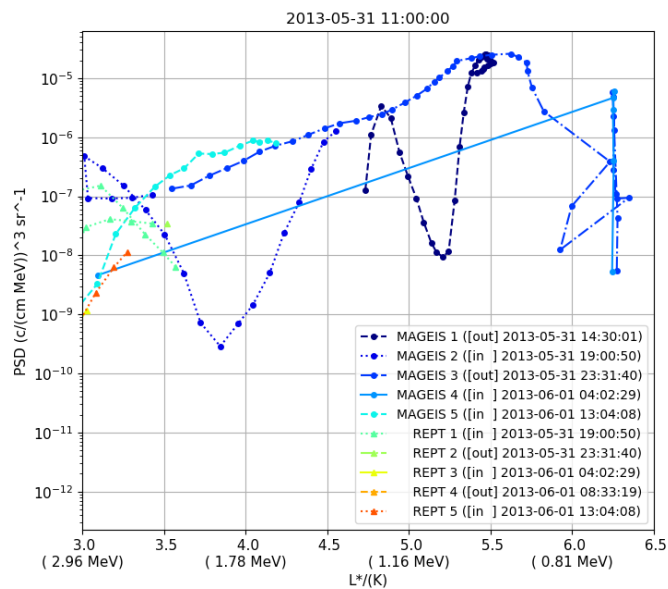
Fonte: Produção da autora.

Figura B.3 – Evento do dia 24 de maio de 2013. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, inbound e outbound da órbita da Van Allen probe B.



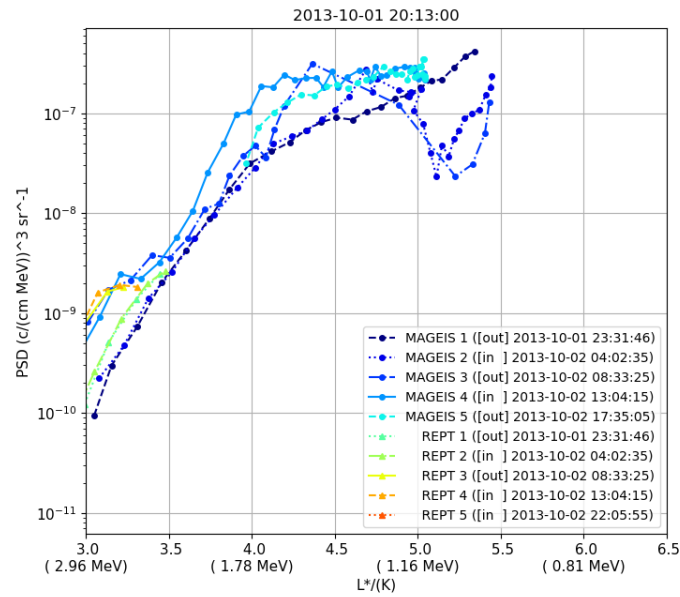
Fonte: Produção da autora.

Figura B.4 – Evento do dia 31 de maio de 2013. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, inbound e outbound da órbita da Van Allen probe B.



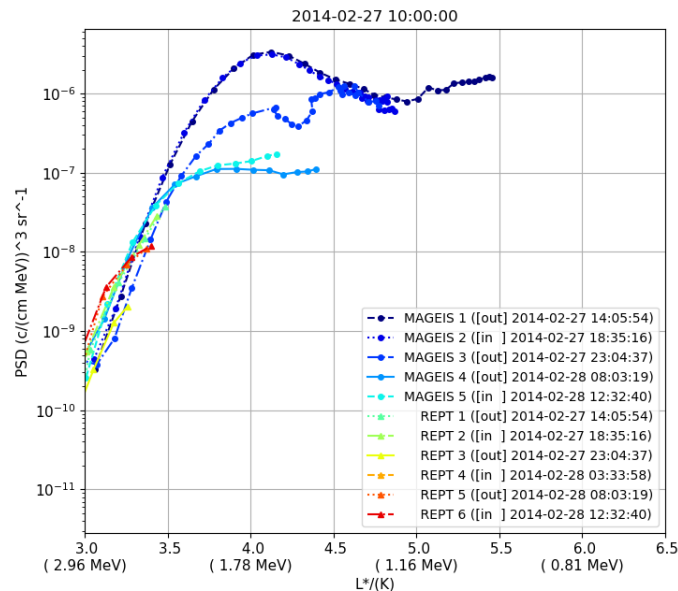
Fonte: Produção da autora.

Figura B.5 – Evento do dia 02 de outubro de 2013. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, inbound e outbound da órbita da Van Allen probe B.



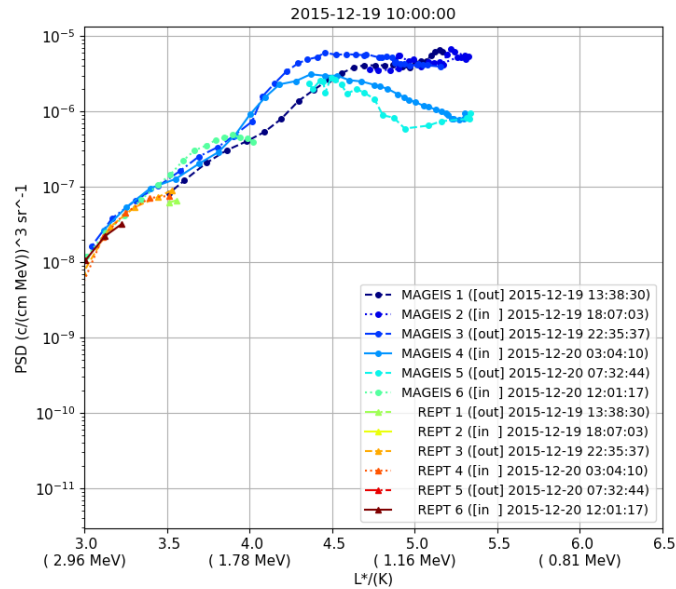
Fonte: Produção da autora.

Figura B.6 – Evento do dia 27 de fevereiro de 2014. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, inbound e outbound da órbita da Van Allen probe B.



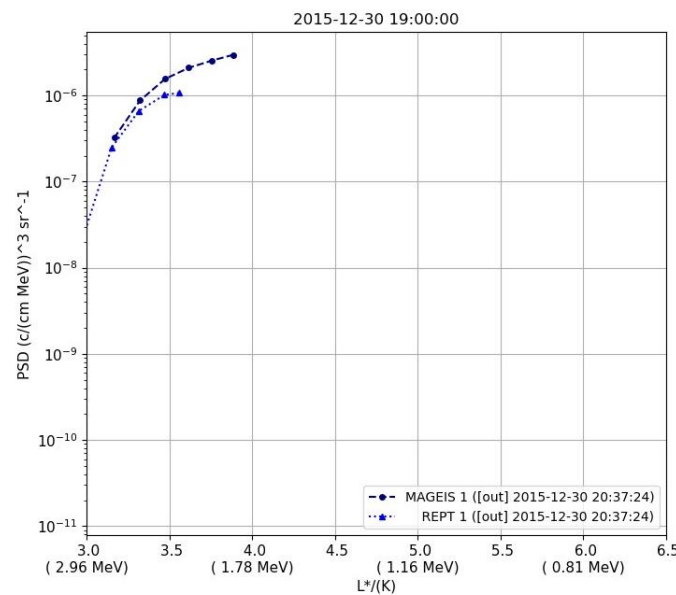
Fonte: Produção da autora.

Figura B.7 – Evento do dia 19 de dezembro de 2015. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, inbound e outbound da órbita da Van Allen probe B.



Fonte: Produção da autora.

Figura B.8 – Evento do dia 31 de dezembro de 2015. Para essa data não foi possível fazer o gráfico. A plataforma Gateway gera perfis apenas para um dia antes e dois dias depois a data do evento. Evolução temporal dos perfis radiais da densidade do espaço de fase considerando a primeira (μ) e segunda (K) invariantes fixas, inbound e outbound da órbita da Van Allen probe B.



Fonte: Produção da autora.