



Ministério da  
**Ciência e Tecnologia**



sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.04.11.52-TDI

## **ESTUDO DE EVENTOS DE TRANSFERÊNCIA DE FLUXO UTILIZANDO DADOS DOS SATÉLITES DA MISSÃO THEMIS**

Marcos Vinicius Dias Silveira

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial /  
Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelo Drs. Walter Demetrio  
Gonzalez Alarcon, e Daiki Koga, aprovada em 24 de fevereiro de 2011

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3958FG8>>

INPE  
São José dos Campos  
2011

## **PUBLICADO POR :**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

## **CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):**

### **Presidente:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

### **Membros:**

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr<sup>a</sup> Regina Célia dos Santos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Dr. Ralf Gielow - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr. Wilson Yamaguti - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr. Horácio Hideki Yanasse - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

### **BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

### **REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

### **EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Vivéca Sant'Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
**Ciência e Tecnologia**



sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.04.11.52-TDI

## **ESTUDO DE EVENTOS DE TRANSFERÊNCIA DE FLUXO UTILIZANDO DADOS DOS SATÉLITES DA MISSÃO THEMIS**

Marcos Vinicius Dias Silveira

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial /  
Ciências do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelo Drs. Walter Demetrio  
Gonzalez Alarcon, e Daiki Koga, aprovada em 24 de fevereiro de 2011

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3958FG8>>

INPE  
São José dos Campos  
2011

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Silveira, Marcos Vinicius Dias.  
Si39e      Estudo de eventos de transferência de fluxo utilizando dados dos satélites da Missão THEMIS / Marcos Vinicius Dias Silveira. – São José dos Campos : INPE, 2011.  
xx+72 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2011/02.04.11.52-TDI)

Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial / Ciências do Ambiente Solar-Terrestre) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2011.

Orientadores : Drs. Walter Demetrio Gonzalez, e Daiki Koga .

1. FTE. 2. Reconexão magnética . 3. Física de plasma. 4. Satélites THEMIS. 5. Física da magnetosfera. I.Título.

CDU 550.385

---

Copyright © 2011 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2011 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

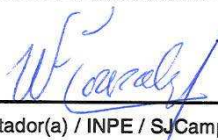
Aprovado (a) pela Banca Examinadora  
em cumprimento ao requisito exigido para  
obtenção do Título de Mestre em  
Geofísica Espacial/Ciências do Ambiente  
Solar-Terrestre

Dr. Alisson Dal Lago



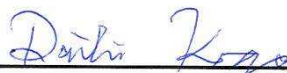
Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Walter Demetrio Gonzalez Alarcon



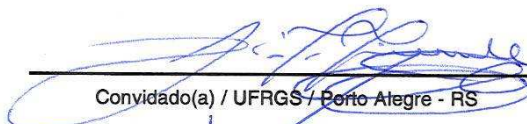
Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Daiki Koga



Orientador(a) / INPE / São José dos Campos - SP

Dr. Luiz Fernando Ziebell



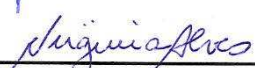
Convidado(a) / UFRGS / Porto Alegre - RS

Dr. José Humberto Andrade Sobral



Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dra. Maria Virgínia Alves



Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Aluno (a): Marcos Vinicius Dias Silveira

São José dos Campos, 24 de fevereiro de 2011



## AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar, quero agradecer a minha família pelo apoio incondicional às escolhas que fiz até o presente momento, principalmente, a meu irmão **Paulo E. Silveira** e minha avó **Thereza Silveira**.

Aos meus orientadores **Dr. Walter D. Gonzalez** e **Dr. Daiki Koga** pela orientação, ensinamentos, paciência e pelo apoio na realização deste trabalho.

Aos meus colegas de sala e grandes amigos **Aline de Lucas**, **Paulo R. Jauer** e **Flavia R. Cardoso** pela amizade, pelas intensas discussões e pelas horas de chimarrão.

Aos colegas de apartamento **Caitano L. da Silva**, **Carlos R. Braga** e **Juliano Moro** pela amizade, pelas horas de estudo durante os primeiros períodos do curso de Mestrado e principalmente pelos momentos de descontração.

Agradeço aos demais **colegas do curso de Geofísica Espacial** do INPE pelo companheirismo e pelas dicas sobre disciplinas do curso. Ao **Dr. Nelson J. Schuch** e os demais **colegas do CRS/INPE**, lugar onde conheci a Geofísica Espacial, pelo apoio nestes anos de amizade.

Agradeço ao contrato NAS5-02099 da NASA e a **V. Angelopoulos** pelo uso dos dados da Missão THEMIS. Especialmente: ao **C. W. Carlson** e **J. P. McFadden** pelo uso dos dados do Instrumento ESA; **K. H. Glassmeier**, **U. Auster** e **W. Baumjohann** pelo uso dos dados do Instrumento FGM, sob a liderança da *Technical University of Braunschweig* e com suporte financeiro do *German Ministry for Economy and Technology* e do *Center for Aviation and Space* (DLR) sob o contrato 50 OC 0302.

Para finalizar, agradeço ao **Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq)** pela aprovação do Projeto 130499/2009-9 e ao **Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE)** que possibilitaram a realização deste trabalho.





## RESUMO

A reconexão magnética é, essencialmente, a reestruturação topológica de um campo magnético causada pela mudança na conectividade de suas linhas de campo. Esta mudança permite a liberação da energia contida no campo magnético, que em muitas situações é a fonte dominante da energia livre no plasma. A ocorrência da reconexão magnética em uma extensa variedade de ambientes de plasma faz com que pesquisas de diferentes ramos da Física contribuam para o entendimento de um processo fundamental do plasma. As estruturas nomeadas como eventos de transferência de fluxo (FTEs) são o resultado direto da reconexão magnética que ocorre na parte diurna da magnetopausa. Acredita-se que estes tubos funcionam como portais de entrada de partículas e conseqüentemente de energia do vento solar na magnetosfera. Os satélites da Missão THEMIS possibilitam o estudo de processos magneto-hidrodinâmicos na região à frente da magnetosfera e suas interações com o vento solar. No presente trabalho, realizou-se um estudo dos mecanismos físicos de formação dos eventos de transferência de fluxo na magnetopausa terrestre através da comparação entre modelos existentes e observações das suas principais assinaturas em dados de satélites. Foram realizados três estudos de casos de estruturas com características de FTEs, onde foram analisados dados do campo magnético e parâmetros de plasma no interior das estruturas. Posteriormente, foi realizada uma comparação com três modelos clássicos que tentam explicar a formação dos FTEs a partir da reconexão magnética.



# STUDY OF FLUX TRANSFER EVENTS USING THEMIS SATELLITES DATA

## ABSTRACT

The magnetic reconnection is essentially a topological magnetic field restructuring process caused by connectivity changes in the magnetic field lines. This change allows the release of the magnetic energy, which is transformed into the dominant source of free energy in plasma. The research of magnetic reconnection process enables us to understand a fundamental plasma process in a large variety of plasma environments. The flux transfer events (FTEs) are a direct result of magnetic reconnection that occurs in the dayside magnetopause. It is believed that these flux tubes act as portals of entry of particles and consequently of the energy of the solar wind/magnetosphere. The THEMIS Mission satellites enables the study of magnetohydrodynamic processes in the dayside magnetosphere and its interactions with the solar wind. In this work we studied physical mechanisms of the formation of flux transfer events on the Earth's magnetopause through comparing three classic models and satellites observations. We carried out three case studies of structures with FTEs' signatures, and the magnetic field and plasma parameters within the structures were analyzed. Subsequently, we did a comparison of those events with classic models in order to explain the formation of FTEs from the magnetic reconnection.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1	9
2.2	10
2.3	11
2.4	13
2.5	14
2.6	15
2.7	16
2.8	17
2.9	19
2.10	21
2.11	24
3.1	26
3.2	28
4.1	33
4.2	35
4.3	36

4.4	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>thb</i> , do dia 17 de junho de 2007, entre 10:41:00 e 10:46:00 UT. . . . .	37
4.5	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>thc</i> , do dia 17 de junho de 2007, entre 10:41:00 e 10:46:00 UT. . . . .	38
4.6	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>thd</i> , do dia 17 de junho de 2007, entre 10:41:00 e 10:46:00 UT. . . . .	39
4.7	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>the</i> , do dia 17 de junho de 2007, entre 10:41:00 e 10:46:00 UT. . . . .	41
4.8	Na Figura (a) estão representadas as posições dos satélites THEMIS no plano $xy$ com $z = 0$ e na figura (b) estão as posições no plano $xz$ com $y = 0$ , em relação à magnetopausa. . . . .	42
4.9	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para cada satélite THEMIS, do dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. . . . .	44
4.10	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>tha</i> , do dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. . . . .	45
4.11	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>thb</i> , do dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. . . . .	46
4.12	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>thc</i> , do dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. . . . .	47
4.13	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>thd</i> , do dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. . . . .	48
4.14	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>the</i> , do dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. . . . .	49
4.15	Na Figura (a) estão representadas as posições dos satélites THEMIS no plano $xy$ com $z = 0$ e na figura (b) estão as posições no plano $xz$ com $y = 0$ , em relação à magnetopausa. . . . .	51

4.16	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para cada satélite THEMIS, do dia 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT. . . . .	53
4.17	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>tha</i> , do dia 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT. . . . .	54
4.18	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>thb</i> , do dia 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT. . . . .	55
4.19	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>thc</i> , do dia 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT. . . . .	57
4.20	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>thd</i> , do dia 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT. . . . .	58
4.21	Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite <i>the</i> , do dia 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT. . . . .	59
5.1	Trajetórias dos satélites THEMIS para os FTEs do dia 17 de junho de 2007. . . . .	62
5.2	Trajetórias dos satélites THEMIS para o FTE do dia 27 de junho de 2007. . . . .	63
5.3	Trajetórias dos satélites THEMIS para o FTE do dia 12 de julho de 2007. . . . .	64





## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
4.1 Posições Médias dos satélites THEMIS para o FTE de 17 de junho de 2007. . . . .	33
4.2 Projeções dos vetores unitários <b>l</b> , <b>m</b> e <b>n</b> no sistema de coordenadas GSM para o FTE de 17 de junho de 2007. . . . .	34
4.3 Posições Médias dos satélites THEMIS para o FTE de 27 de junho de 2007. . . . .	42
4.4 Projeções dos vetores unitários <b>l</b> , <b>m</b> e <b>n</b> no sistema de coordenadas GSM para o FTE de 27 de junho de 2007. . . . .	43
4.5 Posições Médias dos satélites THEMIS para o FTE de 12 de julho de 2007.	50
4.6 Projeções dos vetores unitários <b>l</b> , <b>m</b> e <b>n</b> no sistema de coordenadas GSM para o FTE de 12 de julho de 2007. . . . .	51



## LISTA DE ABREVIATURAS E SIGLAS

ESA	–	<i>Electrostatic Analyzers</i>
FGL	–	<i>Low telemetry</i>
FGM	–	<i>Fluxgate Magnetometers</i>
FGS	–	<i>Spin-resolution</i>
FTE	–	Evento de Transferência de Fluxo
GSM	–	<i>Geocentric Solar-Magnetosferic</i>
IMF	–	Campo Magnético Interplanetário
ISEE	–	<i>International Sun-Earth Explorer</i>
MHD	–	Magneto-hidrodinâmico
MVA	–	Análise de Mínima Variância
$R_E$	–	Raio terrestre
tha	–	Satélite THEMIS-A
thb	–	Satélite THEMIS-B
thc	–	Satélite THEMIS-C
thd	–	Satélite THEMIS-D
the	–	Satélite THEMIS-E
THEMIS	–	<i>Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms</i>
UT	–	Hora Universal
$x_{GSM}$	–	Eixo x na direção Sol-Terra com sentido para o Sol
$y_{GSM}$	–	Eixo y com sentido para oeste, definido por $z_{GSM} \times x_{GSM}$
$z_{GSM}$	–	Eixo z paralelo ao eixo do dipolo magnético da Terra



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO E OBJETIVOS</b> . . . . .	<b>1</b>
1.1 Introdução . . . . .	1
1.2 Objetivos . . . . .	2
<b>2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA</b> . . . . .	<b>3</b>
2.1 Conceitos Básicos Sobre Reconexão Magnética . . . . .	3
2.2 O Modelo de Dungey para a Magnetosfera . . . . .	11
2.3 Eventos de Transferência de Fluxo . . . . .	15
<b>3 METODOLOGIA</b> . . . . .	<b>25</b>
3.1 Missão THEMIS . . . . .	25
3.2 Sistema de Coordenadas Normal à Magnetopausa . . . . .	27
3.2.1 Análise da Mínima Variância . . . . .	27
3.2.2 O Modelo de Shue para a Magnetopausa . . . . .	30
3.3 Tratamento dos Dados e Seleção dos Eventos . . . . .	32
<b>4 RESULTADOS</b> . . . . .	<b>33</b>
4.1 Eventos 1 e 2 . . . . .	33
4.2 Evento 3 . . . . .	42
4.3 Evento 4 . . . . .	50
<b>5 CONCLUSÕES</b> . . . . .	<b>61</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> . . . . .	<b>67</b>



# 1 INTRODUÇÃO E OBJETIVOS

## 1.1 Introdução

O processo de transferência de massa, momentum e energia do vento solar para a magnetosfera é um dos principais tópicos na física da magnetosfera. Fenômenos que ocorrem na fronteira entre o vento solar e a magnetopausa são provavelmente a manifestação dessa transferência. Devido a isso, é de grande importância estudar suas naturezas.

Um destes fenômenos é a reconexão magnética, primeiramente proposta por [Giovannelli \(1947\)](#) para explicar a grande quantidade de energia liberada durante as explosões solares. Quase duas décadas depois, [Dungey \(1961\)](#) aplicou a mesma ideia para explicar a interação entre o campo magnético interplanetário e o campo magnético terrestre, nomeando-a de reconexão no lado diurno. Posteriormente, surgiram os principais modelos de reconexão na magnetopausa em função dos parâmetros do vento solar, por exemplo, [Gonzalez e Mozer \(1974\)](#).

A ocorrência da reconexão magnética em uma extensa variedade de ambientes de plasma faz com que pesquisas de diferentes ramos da Física contribuam para o entendimento de um processo fundamental de plasma. De uma perspectiva teórica, a reconexão é especialmente desafiadora, porque envolve processos lineares e não-lineares em uma topologia magnética inerentemente complexa. As estruturas nomeadas como eventos de transferência de fluxo (FTEs) são o resultado direto da reconexão magnética que ocorre na parte diurna da magnetopausa ([RUSSELL; ELPHIC, 1978](#)). Acredita-se que os FTEs são os portais de entrada de partículas e, consequentemente, de energia do vento solar na magnetosfera.

Os FTEs foram primeiramente relatados por [Russell e Elphic \(1978\)](#) durante as primeiras observações realizadas pelos satélites ISEEs na magnetopausa. Desde então, o fenômeno vem sendo estudado em detalhes em termos de observação da sua estrutura interna para eventos individuais ([FARRUGIA et al., 1988](#); [FEAR et al., 2008](#); [PASCHMANN et al., 1982](#); [SAUNDERS et al., 1984](#); [SIBECK et al., 2008](#); [SONNERUP et al., 1987](#)), em termos estatísticos de ocorrência ([KAWANO; RUSSELL, 1997a](#); [KAWANO; RUSSELL, 1997b](#); [RIJNBEEK et al., 1984](#); [ZHANG et al., 2010](#)) e análises de simulações computacionais ([DING et al., 1986](#); [KUZNETSOVA et al., 2009](#)).

## 1.2 Objetivos

As técnicas usadas para análise da magnetopausa e estruturas, que se encontram na sua vizinhança, através de parâmetros de campo magnético e de plasma são importantes ferramentas para o entendimento de fenômenos físicos recorrentes. O fato da Missão THEMIS ser desenvolvida para estudar o espaço próximo à magnetopausa também é de extrema relevância para o avanço das pesquisas sobre a física de discontinuidades. A opção pelo uso dos dados dos satélites THEMIS deve-se pela conveniência de suas órbitas. Como objetivos gerais do trabalho de mestrado, realizou-se o estudo dos mecanismos físicos de formação dos eventos de transferência de fluxo na magnetopausa terrestre através da comparação entre modelos existentes e observações das suas principais assinaturas em dados de satélites.

Baseado nos objetivos gerais, os objetivos específicos do trabalho de mestrado foram:

- Comparação entre o sistema de coordenadas normal à magnetopausa obtidos pela Análise de Mínima Variância, baseada em Sonnerup e Cahill Jr. (1967) e Sonnerup e Scheible (1998), e pelo Modelo de Shue et al. (1998);
- Identificação FTEs na magnetopausa terrestre através das suas principais assinaturas;
- Análise das medidas de campo magnético ( $B_l$ ,  $B_m$ ,  $B_n$ ), velocidade do plasma ( $v_l$ ,  $v_m$ ,  $v_n$ ), densidade numérica ( $n$ ), temperatura ( $T$ ), pressão de plasma ( $P_{th}$ ) e pressão magnética ( $P_B$ );
- A comparação entre as assinaturas observadas nos dados obtidos pelos satélites THEMIS, e as assinaturas esperadas pelos principais modelos teóricos existentes;
- Estudo dos parâmetros de plasma e campo magnético obtidos pelos satélites THEMIS ao cruzarem as estruturas.



## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

Neste capítulo é realizada uma revisão teórica sobre os principais tópicos que envolvem os FTEs. Inicialmente, na [Seção 2.1](#), são apresentados o conceito de reconexão magnética e os principais conceitos da teoria magneto-hidrodinâmica a partir de suas leis e equações. Na [Seção 2.2](#), o conceito de reconexão magnética é usado para explicar a interação entre o campo magnético interplanetário, o vento solar e o campo magnético terrestre através do modelo de Dungey para a formação da magnetosfera. Esta interação gera a possibilidade da ocorrência do fenômeno conhecido como FTEs, descrito na [Seção 2.3](#), através dos seus principais modelos já propostos.

### 2.1 Conceitos Básicos Sobre Reconexão Magnética

A reconexão magnética é, essencialmente, a reestruturação topológica de um campo magnético causada pela mudança na conectividade de suas linhas de campo<sup>1</sup>. Esta mudança permite a liberação da energia contida no campo magnético, que em muitas situações é a fonte dominante da energia livre no plasma. Embora possam ocorrer outros fenômenos no plasma como, por exemplo, a propagação de instabilidades, a reconexão magnética é, provavelmente, o mais importante para explicar a liberação dinâmica de energia em larga escala (PRIEST; FORBES, 2000). Um exemplo seria a formação de auroras na atmosfera terrestre, consideradas como um resultado direto ou indireto da reconexão na magnetosfera terrestre (PUDOVKIN et al., 1992; ØIEROSET et al., 1997).

Um dos principais objetivos da teoria da reconexão magnética é explicar a sua ocorrência em escalas de tempo suficientemente pequenas, quando comparadas às escalas características do plasma. Para isso, duas aproximações vêm sendo adotadas. A primeira é baseada na teoria cinética de plasma, e a segunda e mais tradicional, o processo de reconexão magnética é descrito no regime magneto-hidrodinâmico (MHD). Uma boa aproximação é considerar que as linhas do campo magnético estão “congeladas” no plasma, acarretando a conservação do fluxo magnético. Neste contexto, a reconexão refere-se à quebra das condições de congelamento do fluxo magnético em uma escala de tempo menor que o tempo de difusão clássico do plasma, baseado nas colisões entre íons e elétrons (ZWEIBEL; YAMADA, 2009; PRIEST; FORBES, 2000).

---

<sup>1</sup>Embora não haja um experimento que prove sua existência, a ideia de linhas de campo magnético facilita a visualização da geometria do campo magnético e é usada para uma melhor compreensão do fenômeno de reconexão magnética.

Na teoria MHD, os processos de conversão e transferência de energia podem ser classificados como ideais ou não-ideais. Um processo ideal pode converter a energia aprisionada no campo magnético em energia cinética sem que ocorra dissipação magnética, enquanto que num processo não-ideal a energia contida no campo magnético é convertida em energia cinética e aquecimento do plasma. A quebra das condições do conceito de fluxo congelado torna o processo não-ideal, como é o caso da reconexão magnética (PRIEST; FORBES, 2000).

Para uma melhor análise da reconexão magnética, é necessário fazer uma revisão das leis e princípios que são os pilares da teoria MHD, considerando os íons e elétrons como constituintes de um único fluido. A teoria MHD é baseada em equações de conservação e de estado, onde os campos elétrico e magnético devem satisfazer às equações de Maxwell.

A primeira das equações MHD de conservação é a equação da continuidade, que garante a conservação da matéria em um plasma clássico.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla \cdot (n \mathbf{u}) = 0, \quad (2.1)$$

onde  $n$  representa a densidade numérica e  $\mathbf{u}$  o vetor velocidade média do fluxo de plasma.

A segunda das equações MHD é a da conservação do momentum, que relaciona a velocidade do elemento de fluido, a densidade e a força eletromagnética que atua sobre o mesmo:

$$\frac{\partial(n m \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (n m \mathbf{u} \mathbf{u}) = -\nabla \cdot \mathcal{P} + \rho \mathbf{E} + \mathbf{j} \times \mathbf{B}, \quad (2.2)$$

onde  $\mathcal{P}$  representa o tensor pressão de plasma,  $\rho$ , a densidade de carga elétrica do plasma,  $m$ , a massa reduzida das partículas e  $\mathbf{E}$ ,  $\mathbf{B}$  e  $\mathbf{j}$  são os vetores campo elétrico, campo magnético e densidade de corrente elétrica, respectivamente.

A equação de conservação de energia,

$$\frac{\partial}{\partial t} \left[ n m \left( \frac{1}{2} u^2 + w \right) + \frac{B^2}{2 \mu_0} \right] = -\nabla \cdot \mathbf{q}, \quad (2.3)$$

onde  $u$  representa o módulo da velocidade média do plasma,  $B$ , o módulo do vetor campo magnético,  $w$  representa uma medida da entalpia do plasma e  $\mathbf{q}$ , o vetor de

fluxo de calor (PARKS, 2004).

O conjunto de equações é complementado com a inserção das equações de Maxwell, devido ao fato do plasma estar imerso em regiões de campos elétricos e magnéticos, além dos campos internos.

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = -\nabla \times \mathbf{E}, \quad (2.4)$$

$$\nabla \times \mathbf{B} = \mu_0 \mathbf{j} + \mu_0 \epsilon_0 \frac{\partial \mathbf{E}}{\partial t}, \quad (2.5)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (2.6)$$

$$\nabla \cdot \mathbf{E} = \frac{1}{\epsilon_0} \rho. \quad (2.7)$$

Em relação às Equações de Maxwell, o conceito de quase neutralidade do plasma requer a não-formação de carga elétrica líquida, portanto  $\rho = e(n_i - n_e) \cong 0$ . Outra simplificação é usada no termo da corrente de deslocamento na equação de Ampère-Maxwell que, em MHD, é usualmente negligenciado por possuir valores menores que os da corrente de condução.

Este conjunto de equações possui o número de variáveis maior do que o número de equações; portanto, é necessário fazer algumas imposições para truncar o número de incógnitas. Estas imposições são introduzidas ao se considerar o sistema no estado adiabático ou isotérmico, por exemplo, através das seguintes equações de estado:

$$\frac{d}{dt}(p n^{-\gamma}) = 0, \text{ caso adiabático} \quad (2.8)$$

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{p}{n} \right) = 0, \text{ caso isotérmico} \quad (2.9)$$

onde  $\gamma$  é o índice adiabático, definido como a razão entre o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante. A Equação 2.8 refere-se ao caso isotérmico, em que  $\gamma = 1$ .

Através da combinação das equações é possível se obter a Lei de Ohm generalizada (BAUMJOHANN; TREUMANN, 1996),

$$\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B} = \eta \mathbf{j} + \frac{1}{n e} \mathbf{j} \times \mathbf{B} - \frac{1}{n e} \nabla \cdot \mathcal{P}_e + \frac{m_e}{n e^2} \frac{\partial \mathbf{j}}{\partial t}, \quad (2.10)$$

onde  $\eta$  representa a resistividade elétrica do plasma, que em MHD é considerada como um escalar,  $\mathcal{P}_e$  é o tensor de pressão anisotrópica dos elétrons,  $m_e$  e  $e$  são, respectivamente, a massa e a carga dos elétrons.

Geralmente, a Equação 2.10 passa por algumas simplificações. Para o caso em que  $\mathbf{j}$  não varia no tempo, tem-se  $\partial \mathbf{j} / \partial t = 0$ . Quando a frequência ciclotrônica dos elétrons ( $\omega_{ce}$ ) é muito menor do que a frequência de colisão entre elétrons e íons ( $\nu_{ie}$ ) o termo de Hall,  $\mathbf{j} \times \mathbf{B}$ , pode ser desconsiderado. Considerando-se a pressão dos elétrons isotrópica,  $\nabla \cdot \mathcal{P}_e = 0$ , a Lei de Ohm generalizada toma a seguinte forma:

$$\mathbf{j} = \sigma (\mathbf{E} + \mathbf{u} \times \mathbf{B}), \quad (2.11)$$

onde  $\sigma = 1/\eta$ . A Equação 2.11 é a forma mais usual para a Lei de Ohm.

A partir das equações de Maxwell e da Lei de Ohm, escrita na forma da Equação 2.11, é possível obter uma equação que caracteriza o comportamento do campo magnético imerso no plasma, que é a chamada equação de indução magnética. O comportamento do campo magnético pode ser descrito a partir da importância relativa dos termos à direita da igualdade,

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}) + \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (2.12)$$

O primeiro termo da equação descreve a convecção do campo magnético junto com o fluxo do plasma, e o segundo termo descreve a difusão do campo no plasma. Para um plasma com condutividade muito alta, quase infinita, pode-se desconsiderar o termo de difusão. Neste caso, o campo magnético permanece congelado no fluxo, ou seja, um dado conjunto de elementos do plasma conectados a uma linha de campo magnético permanecerá conectado a ela em todos os momentos subsequentes. A descrição MHD ideal é válida sob estas condições (LAKHINA, 2000). Desta forma, é

possível reescrever a Equação 2.12 como:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (2.13)$$

A Equação 2.13 implica que a indução magnética contida em um círculo fechado permanece invariável mesmo se cada um dos pontos dentro desta curva se mover com velocidades locais diferentes.

Quando o segundo termo à direita da Equação 2.12 é o dominante, a equação de indução torna-se uma pura equação de difusão, como pode ser visto na Equação 2.14:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B}. \quad (2.14)$$

O coeficiente  $\frac{1}{\mu_0 \sigma}$  é definido como coeficiente de difusão magnética e é inversamente proporcional à condutividade elétrica e à permeabilidade magnética. Portanto, se inicialmente houver um campo magnético preso ao fluido, desde que a condutividade  $\sigma$  do plasma seja finita, ocorrerão dissipações ôhmicas e correntes que são responsáveis pelo decaimento do campo magnético, implicando na conversão da energia contida no campo magnético em energia interna do plasma (PARKS, 2004).

Realizando-se uma análise dimensional na equação de difusão através da substituição da derivada espacial pelo comprimento característico sob o qual o campo magnético varia,  $L_B$ , é possível obter-se a seguinte solução:

$$B = B_0 \exp(\pm t/\tau_d), \quad (2.15)$$

onde  $\tau_d$  é o tempo de difusão magnética, dado por:

$$\tau_d = \mu_0 \sigma L_B^2. \quad (2.16)$$

Se  $\sigma \rightarrow \infty$ , ou quando o comprimento característico for muito grande, o decaimento do campo magnético tornar-se-á extremamente longo e a difusão magnética será um processo ineficiente (BAUMJOHANN; TREUMANN, 1996).

A análise sobre a influência dos termos da equação de indução no comportamento do plasma pode ser realizada dimensionalmente através do número magnético de

Reynolds, definido como a razão entre o termo de convecção e o termo de difusão, expresso por:

$$R_m = \frac{|\nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B})|}{\left| \frac{1}{\mu_0 \sigma} \nabla^2 \mathbf{B} \right|} = \mu_0 \sigma L_B U,$$

onde  $U$  representa o módulo da velocidade perpendicular média do plasma em relação ao campo magnético.

Em casos extremos, quando  $R_m \ll 1$ , o termo dominante é o de difusão podendo-se negligenciar completamente o termo de convecção. Quando  $R_m \gg 1$ , o termo de difusão na equação de indução é o que pode ser inteiramente negligenciado. Neste caso, a convecção é dominante, e o campo magnético move-se congelado ao fluxo do plasma.

Fora dos casos extremos, mesmo que o campo esteja congelado no plasma, poderá haver uma região onde  $L_B$  seja pequeno e faça com que o tempo característico de difusão seja comparável com a escala de tempo que as linhas de campo levam para serem removidas de tal região. A partir daí, o processo de difusão passa a ser importante e o conceito de fluxo congelado torna-se localmente inválido, fenômeno caracterizado por  $R_m \approx 1$ , e as linhas de campo magnético podem ser descritas como que se reconectando dentro da região de difusão (LAKHINA, 2000). É importante enfatizar que, fora da região de difusão, as linhas de campo magnético e o fluxo de plasma permanecem congelados.

A [Figura 2.1](#) ilustra duas linhas de campo magnético rompendo-se e reconectando-se em uma região de difusão. Considerando uma linha de campo congelada no plasma unindo os elementos A-B, o conjunto move-se na direção de outra linha também congelada no plasma e une os elementos C-D. Em  $t_1$ , as linhas de campo, que representam campos magnéticos com direção e sentidos quase antiparalelos, estão se aproximando uma da outra. Em  $t_2$ , as linhas estão em uma região de difusão magnética e o campo não mais está preso ao plasma; nesta região, as linhas tocam-se em um ponto e “rompem-se”. Em  $t_3$ , metade de cada linha de campo que se rompeu na região de difusão se reconecta com a metade da outra; a partir daí, têm-se duas novas linhas de campo congeladas ao fluxo de plasma ligando os elementos de plasma A-D e B-C. Nota-se que, em  $t_3$ , as setas indicam que o fluxo do plasma está deixando a região de difusão em uma direção perpendicular à direção pela qual as linhas se

aproximaram, isto ocorre em virtude da conservação do momentum do fluxo.

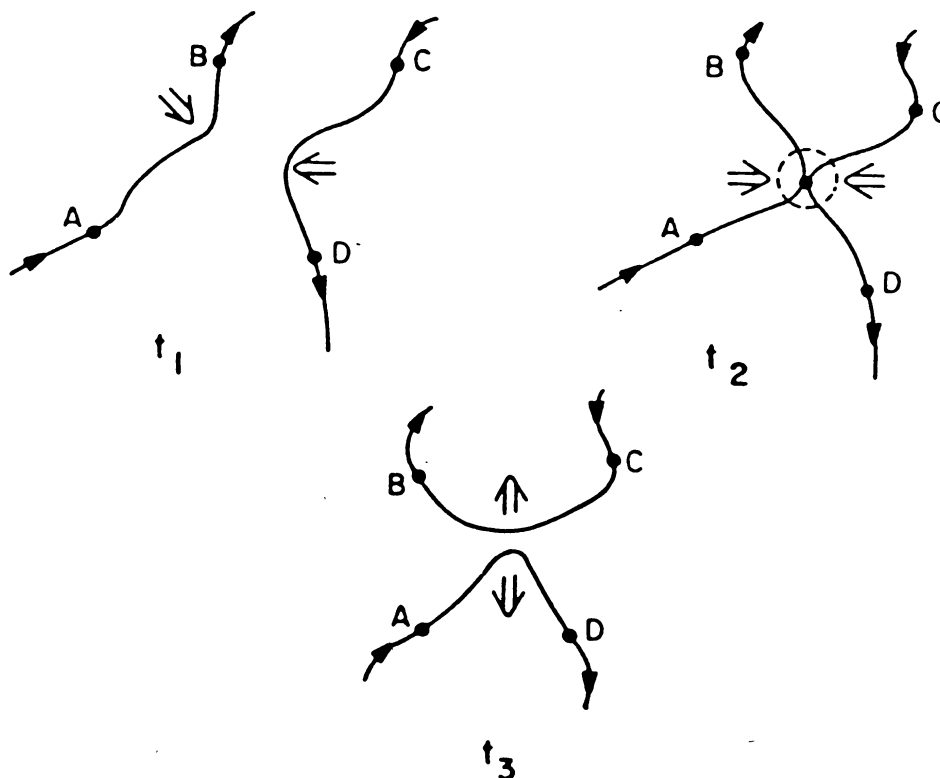


Figura 2.1 - Processo de reconexão magnética em um fluido condutor. No tempo  $t_1$ , o campo magnético representado pela linha que liga os pontos A-B e a linha de campo que liga os pontos C-D aproximam-se com sentidos quase antiparalelos. A direção do movimento das linhas de campo é indicada pelas setas maiores, e a direção do campo, pelas menores. Em  $t_2$ , elas tocam-se em um ponto. Em  $t_3$ , a conexão entre os elementos A-B e C-D é cortada, a reconexão ocorre em uma região localizada onde as duas linhas se tocaram. Formam-se duas novas linhas: uma ligando A-D e a outra ligando B-C. Tais linhas movem-se em direções opostas.

Fonte: Adaptada de [Lakhina \(2000\)](#).

Segundo [Lakhina \(2000\)](#), análises teóricas da reconexão magnética são essencialmente baseadas em duas aproximações. Na primeira, o processo de reconexão é suposto ocorrer continuamente em estado estacionário, processo chamado de reconexão forçada. Na segunda aproximação, a reconexão é tratada como um processo dependente do tempo, este é usualmente referido como uma reconexão espontânea

ou instabilidade *tearing*<sup>2</sup>.

A técnica mais usada nos modelos MHD para reconexão estacionária é basicamente dividir o fluxo em uma região por onde ele converge, em que a condutividade elétrica é considerada infinita, para que a condição de campo congelado seja satisfeita, e a outra onde o fluxo diverge. A região de difusão circunda o local em que a resistividade elétrica não é nula (LAKHINA, 2000).

Historicamente o modelo Sweet-Parker (SP) é o primeiro modelo para reconexão magnética estacionária. Nesse modelo a configuração do sistema é bidimensional e a reconexão magnética é mantida pelo balanço entre o fluxo de plasma que entra na região de difusão de largura  $2\delta$  e o fluxo de plasma que sai ao longo da lâmina de corrente de comprimento  $2L$ , como é mostrado na Figura 2.2.

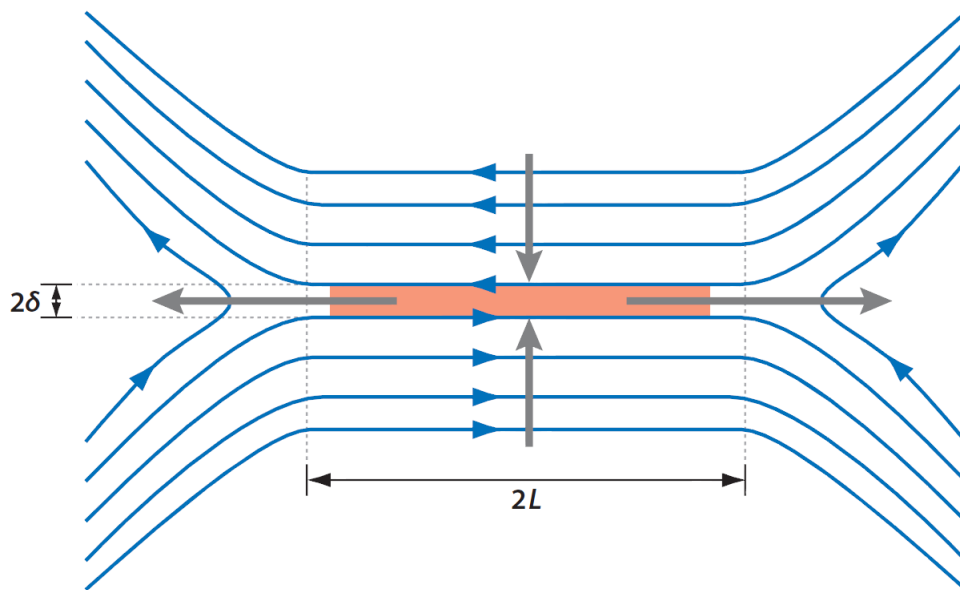


Figura 2.2 - Esquema da geometria do campo magnético no modelo Sweet-Parker para a reconexão magnética. Os campos magnéticos possuem sentidos opostos e encontram-se ao longo de uma lâmina de corrente de comprimento  $2L$  e reconectam-se em uma região de difusão de largura  $2\delta$ .

Fonte: Adaptada de Zweibel e Yamada (2009).

<sup>2</sup>A expressão *tearing* se deve ao formato da instabilidade ser semelhante a uma gota.



O modelo SP é baseado nas conservações da massa, momentum, energia e do fluxo magnético de um plasma ideal, para ambos os lados da região de difusão. O plasma flui em direção à lâmina de corrente em ambos os lados, com velocidade do fluxo convergente, e um fluxo divergente para fora ao longo da lâmina de corrente (ZWEIBEL; YAMADA, 2009).

A ideia básica de reconexão espontânea é considerar uma reconexão a partir da formação de uma linha X em uma lâmina de corrente. A formação de instabilidade no plasma em forma de uma gota é a principal causa para a ocorrência da reconexão. Supondo a existência de uma longa lâmina de corrente, pequenas perturbações no fluxo da corrente forçarão a lâmina de corrente a se comprimir devido à indução de campos magnéticos. O resultado desta instabilidade será a formação de ilhas magnéticas com grandes comprimentos de onda na lâmina de corrente, contendo um grande número de pontos neutros nas regiões em que as linhas de campo magnético se reconectam (TREUMANN; BAUMJOHANN, 1997), como mostra a Figura 2.3. O modelo de reconexão espontânea é usado como um possível mecanismo de geração de eventos de transferência de fluxo e início de subtempestades (LAKHINA, 1992).

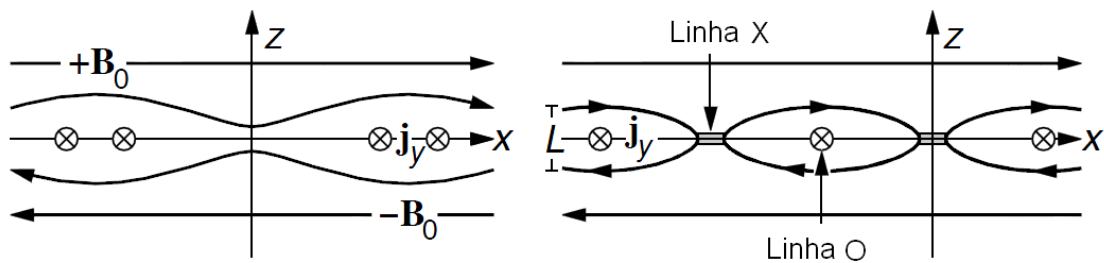


Figura 2.3 - Formação de ilhas magnéticas em uma lâmina de corrente.  
 Fonte: Adaptada de Treumann e Baumjohann (1997).

## 2.2 O Modelo de Dungey para a Magnetosfera

O conceito de magnetosfera foi primeiramente introduzido por Chapman e Ferraro (1931), com a ideia de que o campo magnético da Terra seria confinado em uma cavidade sempre que a Terra fosse impactada por uma nuvem de plasma ejetada do Sol. A explicação seria de que nuvens de plasma seriam produzidas após grandes ex-

plosões solares e, ocasionalmente, atingiriam a Terra provocando um confinamento temporário do campo. A hipótese de que o confinamento do campo seria permanente surgiu após [Parker \(1958\)](#) propor a existência de um vento solar contínuo. No modelo de Chapman e Ferraro, a magnetosfera continha dois pontos magnéticos nulos, produzidos por um fluxo de plasma não-magnetizado em torno do campo magnético que se localizavam nas regiões das cúspides polares.

No modelo de Chapman e Ferraro, o plasma do vento solar era transmitido para a magnetosfera através de região viscosa, formando um sistema de convecção na magnetopausa com circulação na magnetosfera e na ionosfera, em que o plasma das regiões exteriores da magnetosfera era transportado para a região da cauda. Para completar a célula de convecção, o plasma da região interior da magnetosfera deslocava-se no sentido do Sol. Embora esse modelo de circulação concorde com observações, não é eficiente em explicar as transferências de momentum e energia para a magnetosfera ([KIVELSON; RUSSELL, 1995](#)).

Sendo o vento solar composto por um plasma magnetizado, [Dungey \(1961\)](#) propôs um novo modelo para a topologia da magnetosfera com diferenças relevantes em relação ao modelo anterior. No modelo de Dungey também há dois pontos magnéticos nulos, porém estes são formados pela interconexão entre o campo magnético do vento solar e o campo geomagnético. Um dos pontos nulos ocorre no lado diurno da magnetopausa e o outro, no lado noturno. A quantidade de reconexões depende fortemente da orientação norte-sul do campo magnético interplanetário (IMF)<sup>3</sup>.

Na região equatorial diurna o campo magnético da Terra possui orientação para norte. Assim, se a orientação do campo magnético do vento solar for para sul, a geometria torna-se favorável para o tipo de reconexão que gera um novo fluxo aberto ([PRIEST; FORBES, 2000](#)). Quando a orientação do campo magnético interplanetário é para norte, ocorrerá possivelmente reconexão nas regiões das calotas polares, porém este tipo de reconexão apenas reconfigura o fluxo aberto naquela região. O modelo de reconexão proposto por Dungey é esquematizado na [Figura 2.4](#).

O modelo de Dungey para a magnetosfera terrestre tem grande importância na explicação da transferência de energia entre os plasmas do vento solar e o da magnetosfera através da reconexão magnética.

---

<sup>3</sup>Sigla para a expressão inglesa *Interplanetary Magnetic Field*.

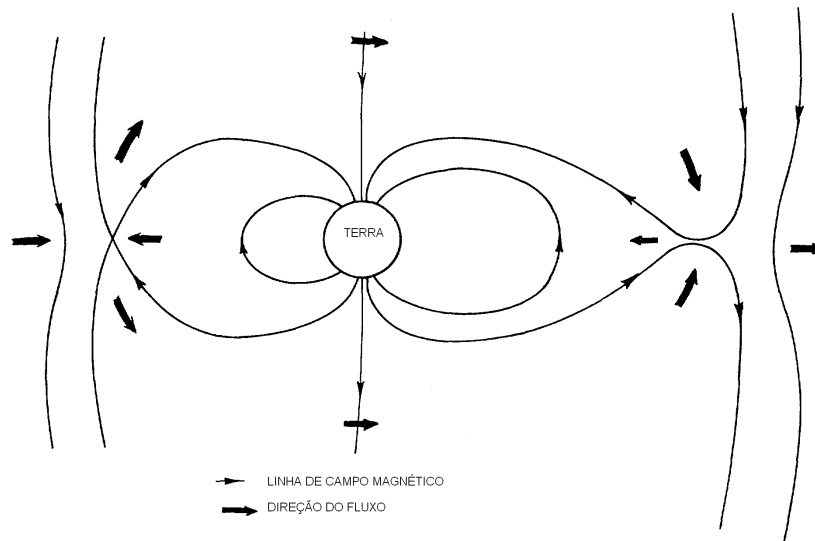


Figura 2.4 - Representação do fluxo do vento solar ao redor da Terra no plano que contém pontos neutros do campo geomagnético ao interagir com o IMF com componente  $B_z < 0$ . As setas, em negrito, indicam a direção do fluxo do plasma no interior da magnetosfera e no meio interplanetário, e as setas sobre as linhas indicam as direções dos campos magnéticos.

Fonte: Adaptada de [Dungey \(1961\)](#).

A teoria para a reconexão magnética estacionária explica a interação na parte diurna da magnetosfera, onde o campo magnético interplanetário está praticamente congelado no fluxo do vento solar. Os tubos de fluxo magnético abertos, formados pela reconexão, exercem uma tensão magnética que acelera o plasma para longe da região de reconexão, forçando os tubos de fluxo a se contraírem sobre a magnetopausa, em direção aos polos magnéticos. Os tubos magnéticos são empurrados para o lado noturno da magnetosfera, formando uma longa cauda com formato cilíndrico.

No lado noturno, os tubos magnéticos fecham-se através de uma nova reconexão magnética espontânea. Este processo forma tubos de fluxo fechados distendidos em um dos lados do lugar da reconexão que se contraem em direção à Terra e, eventualmente, fluem para o lado diurno, onde o processo pode se repetir formando um sistema de convecção na magnetopausa com circulação na magnetosfera e ionosfera. No outro lado, as linhas de campo desconectadas aceleram o plasma da cauda para o vento solar. A característica mais importante na circulação magnetosfera-ionosfera é que sua intensidade é modulada por variações no IMF. Esta dependência que o fluxo tem com relação à direção do IMF é o que distingue o modelo de Dungey de

outras possibilidades e tem sido demonstrada por muitos estudos durante os últimos 30 anos (COWLEY, 1996).

Uma vez considerado o processo de reconexão como o meio através do qual há o acoplamento entre o vento solar e a magnetosfera, é importante se levar em conta os principais processos de dissipação magnetosférica: tempestades e subtempestades magnéticas, bem como a regra básica do dínamo magnetosférico na energização magnetosférica (GONZALEZ et al., 1994). A Figura 2.5 ilustra as principais características envolvidas no acoplamento entre magnetosfera e vento solar.

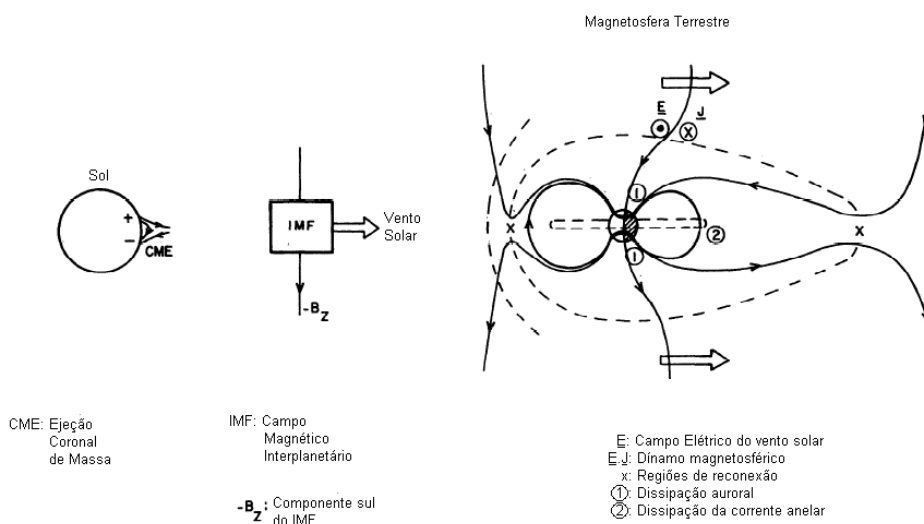


Figura 2.5 - Esquema do acoplamento magnetosfera-vento solar durante o máximo solar, mostrando uma das estruturas solares mais geoféticas, e os efeitos observados na magnetosfera, a partir da ocorrência do processo de reconexão dos campos IMF e geomagnético.

Fonte: Adaptada de Gonzalez et al. (1994).

Evidências da reconexão na magnetosfera diurna foram encontradas por Sonnerup (1971) através da análise de mínima variância dos dados medidos pelo magnetômetro da Explorer 12. Neste trabalho, Sonnerup notou que havia uma componente do campo magnético normal à magnetopausa. Em uma magnetosfera fechada, a componente normal à magnetopausa é zero, porém, em uma magnetosfera aberta, a componente normal à magnetopausa pode ser diferente de zero, exceto no local em

que ocorre um ponto nulo. Embora a reconexão de Dungey no lado diurno tenha sido confirmada por observações de Paschmann et al. (1979), o número de cruzamentos da magnetopausa mostra a reconexão global sendo muito menor do que o esperado, ou seja, a reconexão é raramente estacionária. Russell e Elphic (1978) mostraram que a ocorrência de eventos de reconexão transientes era muito diferente do estado estacionário de Dungey. Estes eventos duravam aproximadamente um minuto e tinham assinaturas de campo magnético que sugeriam que havia algum tipo de bolha ou uma perturbação em forma de tubo e que se movia ao longo da magnetopausa com uma velocidade maior que o fluxo na bainha magnética. Russell e Elphic (1978) interpretaram estes eventos como tubos isolados de fluxo magnético interconectando os campos interplanetário e magnetosférico, chamados de eventos de transferência de fluxo (FTEs).

### 2.3 Eventos de Transferência de Fluxo

Russell e Elphic (1978), através dos primeiros resultados obtidos pelos magnetômetros das ISEE-1 e -2, durante quatro cruzamentos pela magnetopausa, observaram evidências claras de reconexão sempre que o campo da bainha magnética tinha sentido para sul. Entretanto, estas evidências não eram na forma de assinaturas de descontinuidades rotacionais clássicas.

Para a análise, foi determinado um sistema de coordenadas pontual, que possui uma componente normal à magnetopausa, definida como  $n$ . Uma componente  $l$ , projetada no plano perpendicular à direção normal, e uma componente  $m$  definida por  $\mathbf{n} \times \mathbf{l}$ , que completa o conjunto ortogonal, como mostra a Figura 2.6.

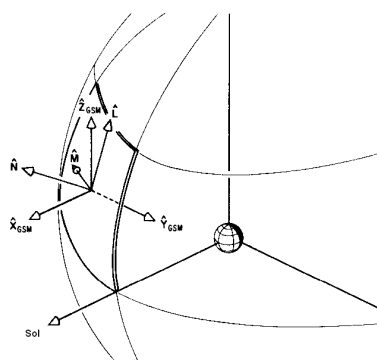


Figura 2.6 - Definição do sistema de coordenadas normal à magnetopausa.  
 Fonte: Adaptada de Elphic e Russell (1979).

Desta forma, foi possível observar simultaneamente diferentes comportamentos das componentes do campo magnético. A componente  $B_m$  em alguns momentos atingiu grandes valores, enquanto que na magnetosfera manteve valores próximos a zero. A componente  $B_n$  apresentou um comportamento peculiar, uma rápida variação entre valores positivos e negativos e, após, retornou a zero. A Figura 2.7 mostra uma situação em que os satélites ISEE-1 e -2 estavam próximos à magnetopausa, quando FTEs foram observados.

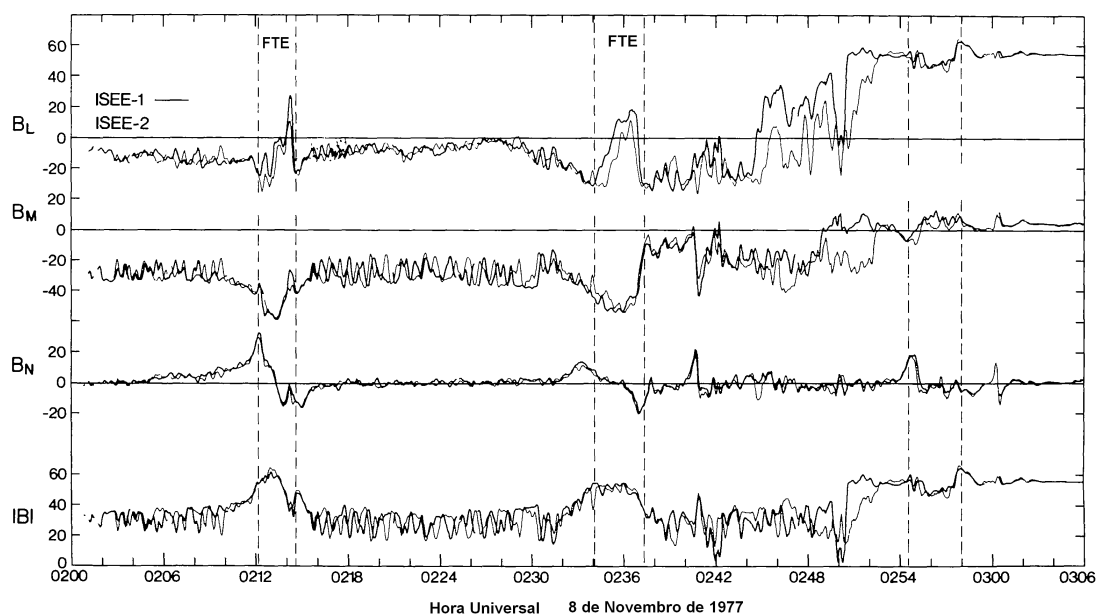


Figura 2.7 - Medidas de campo magnético realizadas por ISEE-1 e -2 no cruzamento da magnetopausa em 8 de novembro de 1977. O sistema de coordenadas adotado é normal à magnetopausa, e as linhas verticais indicam a observação dos FTEs.

Fonte: Adaptada de Russell e Elphic (1978).

A explicação dada para as observações foi que a magnetopausa havia sido submetida a uma reconexão incompleta e o que estava sendo observado eram FTEs. Em algum lugar da região à frente da bainha magnética, um tubo de fluxo magnetosférico se conecta com o campo da bainha. Ao invés de mover-se com as outras linhas de campo na bainha magnética, este tubo de fluxo reconectado tende a se encurtar. O processo de encurtamento puxa as linhas do campo magnetosférico para fora da fronteira e as torce na direção do campo da bainha. O tubo também levanta as linhas de campo da bainha que se sobrepõem às linhas conectadas. Desta maneira,  $B_n$  resulta em valores

maiores bem antes de encontrar um tubo reconectado (RUSSELL; ELPHIC, 1978).

A Figura 2.8 (a) faz um esboço qualitativo do modelo de Russell e Elphic (1978) para um FTE. As linhas de campo da bainha magnética, com direção e sentido indicados pelas setas inclinadas, estão conectadas com as linhas do campo magnetosférico, com direção e sentido indicados pelas setas verticais, em um local fora da borda inferior da figura formando uma espécie de tubo.

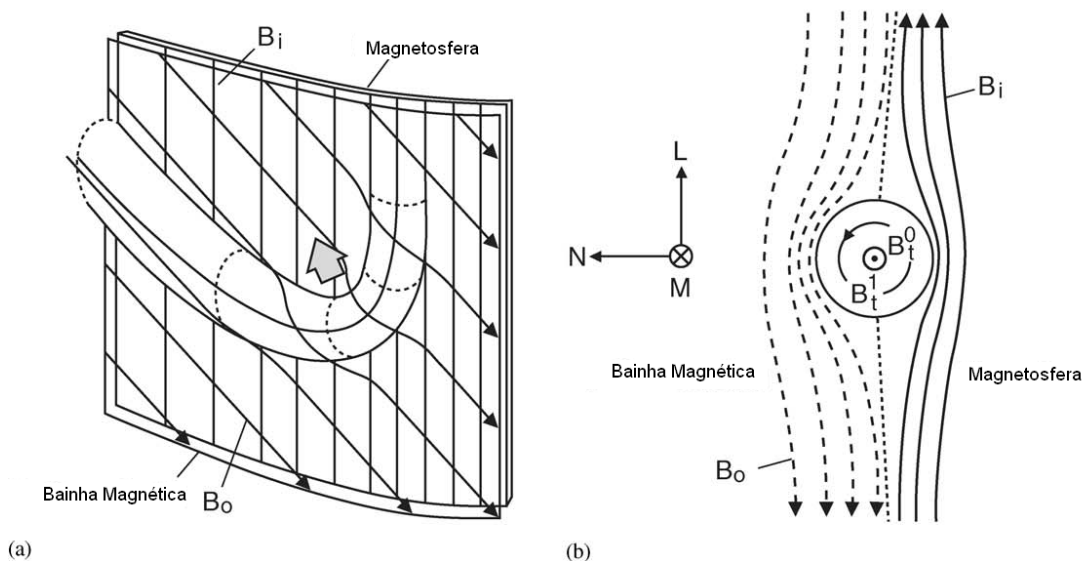


Figura 2.8 - Modelo de Russell e Elphic para os FTEs. (a) Mostra um tubo de fluxo curvado conectando a bainha magnética e a magnetosfera, movendo-se através da superfície. O diagrama indica um único tubo de fluxo movendo-se na direção norte, mas o mesmo deve ocorrer no hemisfério sul, produzindo um par de tubos que se movem em sentidos opostos, simultaneamente. (b) Mostra um corte da seção transversal do tubo de fluxo magnético e a rotação do campo magnético tangencial  $B_t$  que é responsável pela assinatura bipolar do campo. Fonte: Adaptada de Russell e Elphic (1978) e Paschmann et al. (1982).

O tubo de fluxo conectado é carregado pelo fluxo da bainha magnética na direção da seta maior. As linhas do campo da bainha magnética que não estão conectadas às da magnetosfera se dobras sobre o tubo e são varridas para cima pelo seu movimento relativo ao fluxo da bainha magnética. O padrão do campo magnético observado como a fronteira, levou à interpretação representada nos dois esquemas da Figura 2.8. A partir das observações dos FTEs, três modelos foram propostos para explicar as assinaturas observadas por sondas espaciais e satélites.

O modelo inicial proposto por Russell e Elphic (1978) considera um tubo de fluxo com seção transversal praticamente circular; o segundo modelo foi proposto por Lee e Fu (1985) baseado em múltiplas linhas X de reconexão e o terceiro proposto de forma independente por Southwood et al. (1988) e Scholer (1988) baseado em uma única linha de reconexão.

O primeiro modelo proposto por Russell e Elphic (1978) para os FTEs, como já foi mencionado, consiste de dois tubos de fluxos formados em uma região de reconexão espacialmente limitada. Neste modelo, os tubos são estreitos na sua extensão azimutal, têm as seções transversais aproximadamente circulares e definem um feixe de fluxo aberto. Além disso, os tubos são dobrados no ponto em que o fluxo cruza a magnetopausa, formando um “cotovelo”. Longe da região de reconexão, as linhas do fluxo têm a mesma orientação dos campos magnéticos da magnetosfera e da bainha magnética, enquanto que, nas proximidades da região de reconexão, as linhas curvam-se entre as duas orientações dos campos.

Lee e Fu (1985), propuseram um modelo diferente do anterior no qual os tubos de fluxo poderiam ser formados entre múltiplas linhas X de reconexão. Os tubos são formados devido a instabilidade *tearing* que reconecta linhas de campo da bainha magnética às linhas da magnetosfera. A Figura 2.9 apresenta uma visão frontal da magnetopausa, onde há três linhas X de reconexão, indicadas pelas linhas tracejadas, em que o campo IMF possui componentes  $(0, B_{0y}, -B_{0z})$ . Os dois tubos de fluxo formados possuem campo magnético com geometria helicoidal e deslocam-se nas direções dos polos magnéticos devido à tensão magnética.



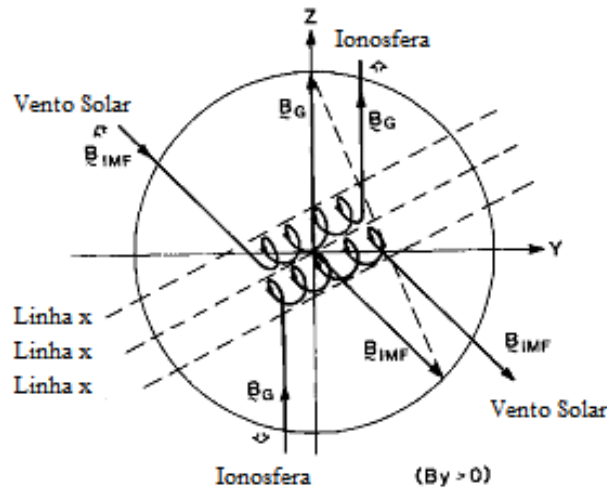


Figura 2.9 - Modelo de Lee e Fu para os FTEs. Visão do lado diurno da magnetosfera com linhas de campo magnético abertas no modelo de múltiplas linhas X sugerido por Lee e Fu (1985) para  $B_y > 0$ .  $B_G$  representa as linhas do campo geomagnético e  $B_{IMF}$  representa as linhas do campo magnético interplanetário. Fonte: Adaptada de Lee e Fu (1985).

Há quatro principais diferenças entre o modelo de Lee e Fu e o de Russell e Elphic (FEAR et al., 2008).

- A linha de fluxo criada no modelo de múltiplas linhas X pode se estender azimuthalmente ao longo da magnetopausa, pois não há nenhuma restrição no modelo para o comprimento da linha X. No modelo do tubo de fluxo curvado, a reconexão é espacialmente desigual, ou seja, se um tubo é formado ao longo de uma linha de reconexão longa, o tubo de fluxo deixa de ter uma seção transversal aproximadamente circular, o campo interno deixa de ser helicoidal e a entrada das linhas de campo abertas não apresentará um comportamento bipolar em  $B_n$ .
- No modelo do tubo de fluxo curvado, todos os fluxos reconectados são mapeados da bainha magnética para a ionosfera através do tubo de fluxo. Entretanto, no modelo de Lee e Fu, apenas uma pequena porção das linhas de campo da bainha magnética é mapeada através do FTE.
- As assinaturas do plasma podem diferir; no modelo de múltiplas linhas X, há linhas de campo abertas fora do tubo de fluxo. Se um satélite observar

as linhas de campo abertas que estão fora do tubo, então as assinaturas do plasma poderão ser observadas fora do FTE, a menos que o modelo de múltiplas linhas X esteja combinado com o modelo de uma única linha X.

- O modelo do tubo de fluxo curvado sempre produz um mesmo número de FTEs, uma vez que eles são gerados aos pares. No modelo de múltiplas linhas X, o número de FTEs gerados depende do número de linhas X formadas por  $N_{FTE} = N_x - 1$ , em que  $N_{FTE}$  é o número de FTEs formado e  $N_x$  é o número de linhas X.

O terceiro modelo construído para explicar como se dá a formação dos FTEs, foi proposto por Southwood et al. (1988) e Scholer (1988) de maneira independente. O modelo, mostrado na Figura 2.10, é baseado na reconexão ao longo de uma única linha X. Neste modelo, a reconexão pode ou não ocorrer antes da criação do FTE. Segundo Southwood et al. (1988), o aquecimento do plasma devido ao processo de reconexão causará o aumento da pressão térmica, formando uma protuberância na fronteira da magnetopausa. Quando a taxa de reconexão diminui, o ângulo formado entre a linha reconectada e a superfície também diminui. Portanto, se a taxa de reconexão aumentar abruptamente e logo após diminuir, uma protuberância ou bolha será formada.

Como esta estrutura se propaga, o núcleo do FTE das linhas de campo reconectadas e o “enrolamento” em torno desta estrutura causam o comportamento bipolar de  $B_n$ . Southwood et al. (1988) também observaram que uma componente do campo magnético pode ser adicionada pela influência de um cisalhamento do campo magnético ou do fluxo do plasma. Scholer (1988) desenvolveu este modelo para explicar o forte crescimento da intensidade do campo magnético frequentemente observado nos núcleos dos FTEs.

Há muitas semelhanças entre o modelo da única linha X e o modelo de Lee e Fu como, por exemplo, a possibilidade de uma grande extensão na componente azimutal, ambos são capazes de reconectar grandes quantidades de fluxo em estruturas coerentes. Em ambos os casos, a extensão limitada das estruturas na direção dos polos é o que fornece a assinatura bipolar de  $B_n$ , enquanto que para o modelo do tubo curvado é a largura finita do feixe de fluxo que faz esse papel (FEAR et al., 2008).

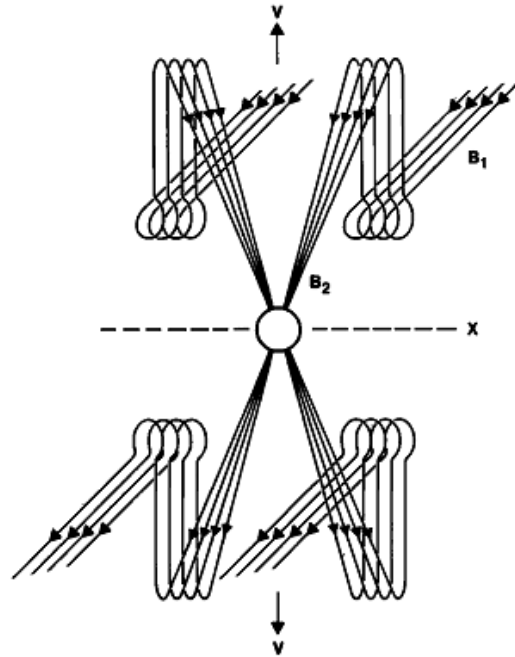


Figura 2.10 - Modelo de Scholer e Soutwood para os FTEs. Visão da magnetopausa na direção do Sol do modelo de reconexão por uma única linha X sugerido por Scholer (1988). A linha tracejada representa a linha de reconexão,  $B_1$  representa as linhas do campo magnético interplanetário e  $B_2$  representa as linhas do campo geomagnético.  
 Fonte: Adaptada de Scholer (1988).

Muitos estudos observacionais têm revelado várias propriedades dos FTEs. Saunders et al. (1984) determinaram que o raio do tubo de um FTE típico é da ordem de um raio terrestre ( $1R_E$ ) no ponto onde o tubo penetra a magnetopausa. A ocorrência de FTEs é fortemente correlacionada com a direção da componente norte-sul do IMF e FTEs observados no hemisfério sul são caracterizados pela assinatura bipolar reversa de  $B_n$ , ou seja,  $B_n$  passa de valores negativos para positivos (-/+ (BERCHEM; RUSSELL, 1984; FEAR et al., 2005; KAWANO et al., 1992; LOCKWOOD, 1991; RIJNBEEK et al., 1982; RIJNBEEK et al., 1984; SOUTHWOOD et al., 1988).

Características importantes são encontradas em Paschmann et al. (1982), como o desequilíbrio na soma da pressão de plasma e da pressão magnética dentro e fora do FTE; a mistura das populações de partículas observada em FTEs na bainha magnética contendo partículas da magnetosfera; e o comportamento inversamente proporcional entre a diminuição da densidade de partículas e o aumento da tempe-

ratura no interior da estrutura.

Fedder et al. (2002) descreveram resultados obtidos com um modelo de simulação MHD numérico. Os parâmetros de plasma de campo magnético apresentam assinaturas na vizinhança do lado diurno da magnetopausa similares às observações de FTEs. As assinaturas aparecem tanto dentro quanto fora da magnetosfera, e propagam-se ao longo da magnetopausa. Características como a variação bipolar de  $B_n$ , aumento de  $B_m$  no núcleo e intensos fluxos aproximadamente alinhados ao campo, observados na componente  $V_l$  da velocidade do fluxo de plasma, se assemelham às assinaturas descritas por pelo modelo de Russell e Elphic (1978).

Ding et al. (1991), também através de simulações computacionais, realizaram um estudo comparativo entre as características de FTEs apresentadas pela reconexão através de uma linha X e de reconexão através de múltiplas linhas X. Como resultados, encontraram que ambos os modelos podem gerar assinaturas de FTEs na região da bainha magnética e na magnetosfera, considerando que os campos possuem a mesma intensidade. As principais diferenças consistem em que a reconexão através de múltiplas linhas X gerou FTEs com o comportamento bipolar de  $B_n$  padrão (+/-) e reverso (-/+), enquanto que, a reconexão baseada em uma linha X apresentou FTEs com  $B_n$  monopolar próximo à região de reconexão e  $B_n$  bipolar com grande assimetria longe da região de reconexão.

Sibeck et al. (2008), comparou resultados de simulações computacionais com observações dos satélites THEMIS para um FTE, onde dois satélites observaram o módulo do campo magnético menos intenso no núcleo do que nas bordas, FTE tipo cratera. Zhang et al. (2010) mostrou evidências que FTEs tipo cratera podem ser estágios iniciais de FTEs típicos e que as características da intensidade do campo dependem da região na qual o satélite cruza o FTE, como mostra a Figura 2.11.

A Figura 2.11 mostra quatro travessias distintas de satélites através de um FTE, que resultam em diferentes observações dos parâmetros de plasma e de campo magnético. Em todas as trajetórias é possível observar o mesmo perfil para a variação bipolar de  $B_n$ , diferentemente do que se percebe nos perfis do módulo do campo  $B_t$ . A trajetória indicada por T1, inicialmente na bainha magnética, passa pelo FTE e retorna à bainha, mostra apenas um pico simétrico no módulo do campo em torno da inversão de  $B_n$ , devido ao campo da bainha magnética ser menos intenso. Na trajetória T2, o satélite observa um pico centrado de  $B_t$  na inversão de  $B_n$ , mas o

pico está entre duas depressões. Fora do FTE o campo tem comportamento típico do campo magnetosférico, com altos valores. Em T3, a magnitude do campo aumenta com o aumento de  $B_n$ , no momento da inversão de  $B_n$  a magnitude torna-se mínima, e logo após aumenta novamente acompanhando a intensificação de  $B_n$ . Por último, a trajetória T4, onde a trajetória resulta em observações similares à T1, porém, o campo tem valores típicos do campo magnetosférico.

A definição de FTE cratera usada por [Zhang et al. \(2010\)](#), consiste em um FTE com variação bipolar na componente  $B_n$  acompanhado de uma queda da intensidade do campo magnético no centro da estrutura. Semelhante ao perfil exibido em T3, diferentemente da definição usada por [Sibeck et al. \(2008\)](#) que se assemelha ao perfil apresentado por T2.

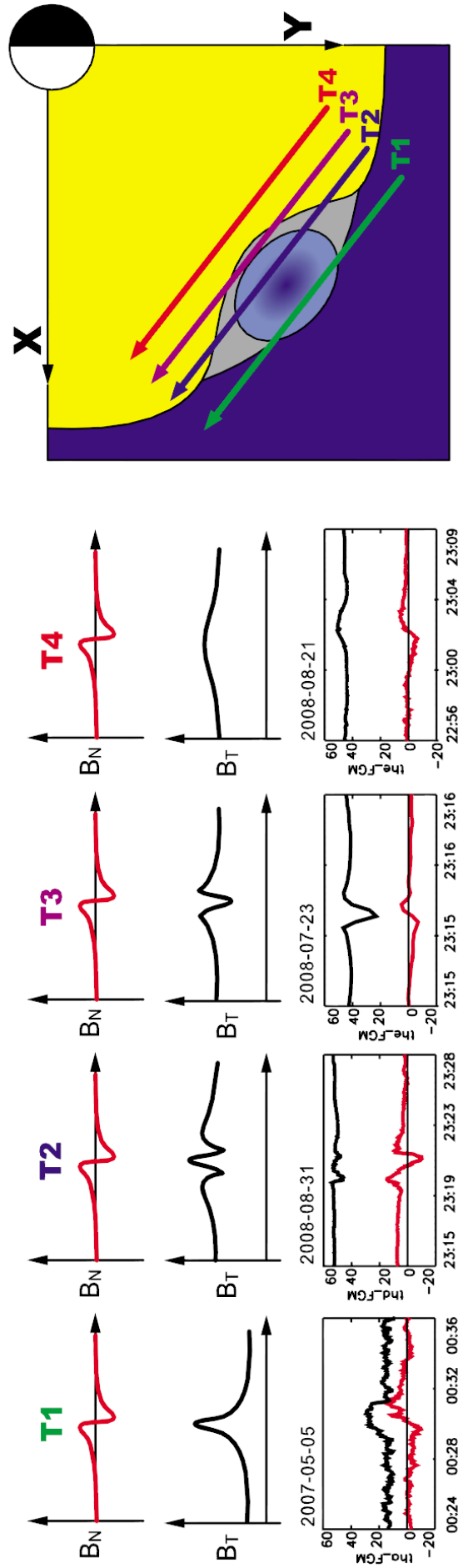


Figura 2.11 - Distintas assinaturas de diferentes trajetórias relativas a um FTE. À esquerda a configuração de camadas de plasma próximas a magnetopausa e quatro trajetórias representadas por T1, T2, T3 e T4. A área da elipse representa a seção transversal do FTE, em cinza está representada a região de campo menos intenso e em azul e amarelo são representadas a bainha magnética e a magnetosfera, respectivamente. À direita estão os perfis de  $B_n$  e  $B_t$  para cada travessia acompanhada de um exemplo de observação realizada pelos satélites THEMIS (*tha* refere-se ao satélite THEMIS-A, *thd* ao satélite THEMIS-B e *the* ao satélite THEMIS-E), com as datas indicadas nos gráficos.  
 Fonte: Adaptada de Zhang et al. (2010).

## 3 METODOLOGIA

### 3.1 Missão THEMIS

Os satélites da Missão THEMIS (*Time History of Events and Macroscale Interactions during Substorms*) da NASA foram lançados em 17 de fevereiro de 2007 para investigar o início e a evolução em larga escala de subtempestades. A missão é composta por cinco microssatélites idênticos, alinhados ao longo da cauda magnética terrestre, para acompanhar o movimento de partículas, do plasma e de ondas na tentativa de resolver ambiguidades espaço-temporais em regiões chave da magnetosfera em uma escala global (ANGELOPOULOS, 2008). Os principais objetivos da missão são (i) estabelecer o instante e a região em que as subtempestades iniciam; (ii) determinar como componentes individuais das subtempestades interagem; (iii) determinar como as subtempestades energizam as auroras e (iv) identificar como os mecanismos de distribuição de correntes locais afetam os fenômenos mais globais das subtempestades.

Além dos objetivos principais, a missão também investiga a variação do fluxo de partículas nos cinturões de radiação e como os processos cinéticos e magneto-hidrodinâmicos na região à frente da magnetosfera modificam sua interação com o vento solar. Em particular, as observações podem ser usadas para determinar as características de fluxos anômalos e cavidades diamagnéticas dentro da região de pré-choque (*foreshock*), a propagação de descontinuidades do vento solar transmitidas através da bainha magnética e para pesquisar as fontes no vento solar de instabilidades na magnetopausa.

Os satélites THEMIS executam órbitas elípticas e alinham-se no apogeu a cada quatro dias. Este apogeu gira lentamente em torno da Terra para cobrir o lado diurno, o amanhecer, a noite e o anoitecer, como mostra a Figura 3.1. Medidas de plasma e de campo magnético e elétrico são realizadas pelos instrumentos a bordo dos satélites THEMIS. Além disso, a missão conta com instrumentos de superfície. Na realização deste trabalho, foram usados os dados obtidos pelos instrumentos *Fluxgate Magnetometers* (FGM) (AUSTER et al., 2008) e do *Electrostatic Analyzers* (ESA) (MCFADDEN et al., 2008). Neste trabalho os satélites THEMIS são diferenciados por letras, por exemplo, o satélite THEMIS-A será mencionado como *tha*, da mesma forma para os satélites *thb*, *thc*, *thd* e *the*.

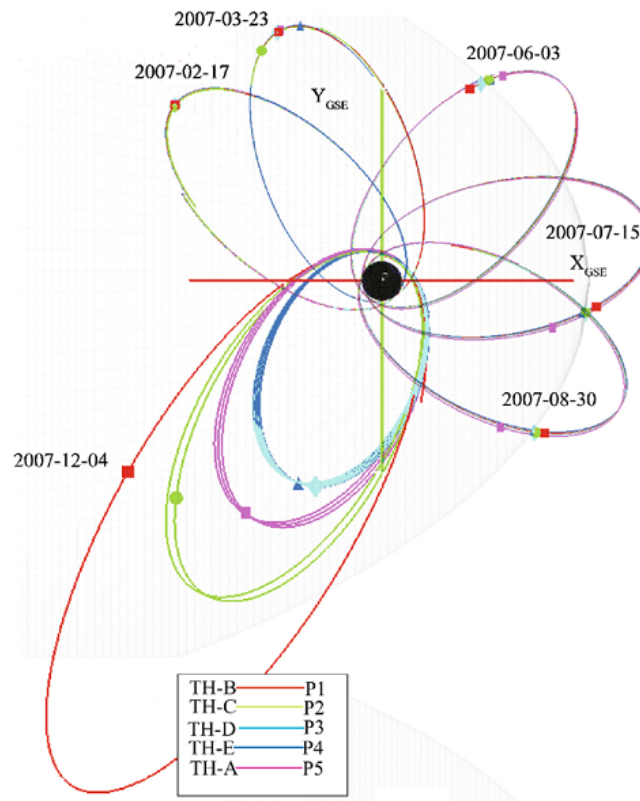


Figura 3.1 - Projeção no plano equatorial das órbitas dos satélites THEMIS no ano de 2007.

Fonte: Adaptada de Angelopoulos (2008).

O magnetômetro FGM realiza medidas de campo magnético de fundo e suas flutuações desde baixas frequências até 64 Hz no espaço próximo à Terra. O FGM é designado especificamente para estudar abruptas reconfigurações da magnetosfera terrestre durante a fase de início das subtempestades. Devido a sua alta sensibilidade, o FGM é capaz de detectar variações no campo magnético com amplitudes de 0,01 nT. A resolução dos dados obtidos pelo FGM é de três segundos no modo FGS (*Spin-resolution*) e de um quarto de segundo no modo FGL (*Low telemetry*). Neste trabalho optou-se pela resolução FGS, devido à disponibilidade dos dados e a resolução ser aproximadamente a mesma do instrumento ESA.

O instrumento ESA é composto por um analisador de elétrons e outro de íons, responsáveis por medidas de parâmetros de plasma na faixa de energia desde poucos eV até 30 keV para elétrons e 25 keV para íons. O ESA realiza medidas de densidade, velocidade, pressão e temperatura, além do fluxo de íons e elétrons.



O ESA possui três opções de resolução para os dados *Reduced*, *Burst* e *Full*. Os dois primeiros possuem alta resolução temporal, aproximadamente três segundos, porém, o segundo possui baixa resolução angular, o terceiro tipo possui baixa resolução temporal. Neste trabalho, foi usada a primeira opção para a resolução.

## 3.2 Sistema de Coordenadas Normal à Magnetopausa

As medidas de campo magnético e velocidade são obtidas no sistema de coordenadas GSM<sup>1</sup>. Desta forma, se fez necessária a mudança de coordenadas para o sistema normal à magnetopausa, introduzido na [Seção 2.3](#). Realizou-se a comparação entre duas formas de determinar a componente normal à magnetopausa: através da técnica de mínima variância baseado em [Sonnerup e Scheible \(1998\)](#) e pela localização da magnetopausa através do modelo de [Shue et al. \(1998\)](#), descritas nas Seções a seguir.

### 3.2.1 Análise da Mínima Variância

O principal propósito da análise da mínima variância (MVA) é encontrar, a partir de dados de um único satélite, uma estimativa para a direção normal para uma camada de corrente uni ou bi-dimensional, frente de onda ou outra camada de transição no plasma ([SONNERUP; SCHEIBLE, 1998](#)). A técnica de MVA foi aplicada pela primeira vez por [Sonnerup e Cahill Jr. \(1967\)](#) em dados obtidos pela Explorer 12 e por [Russell e Elphic \(1978\)](#) na análise de FTEs.

[Sonnerup e Cahill Jr. \(1967\)](#) mostraram que as variações das medidas de campo magnético dentro da lâmina de corrente indicavam a existência de dois tipos fundamentais de estruturas de fronteiras: as descontinuidades tangencial e rotacional. Na descontinuidade tangencial, a componente do campo na direção normal à descontinuidade é nula, enquanto que, na descontinuidade rotacional não, esta última ocorrendo quase que predominantemente durante as tempestades magnéticas, sendo uma evidência da reconexão magnética.

Sendo o divergente do vetor campo magnético nulo, a componente normal de  $\mathbf{B}$  deverá ser contínua através de qualquer superfície de largura infinitesimal. Esta condição pode ser aplicada a uma lâmina de corrente de espessura finita, desde que seu raio de curvatura e o comprimento característicos para mudanças laterais da

---

<sup>1</sup>Sistema *Geocentric Solar-Magnetospheric*, definido com origem no centro da Terra, eixo x na direção Sol-Terra com sentido para o Sol, eixo y com sentido para oeste e eixo z paralelo ao eixo do dipolo magnético da Terra.

estrutura sejam muito maiores que a espessura da lâmina. Assim, pode-se escrever:

$$\mathbf{B}_b \cdot \mathbf{n} = \mathbf{B}_d \cdot \mathbf{n} = \mathbf{B}_a \cdot \mathbf{n}, \quad (3.1)$$

onde  $\mathbf{n}$  é o vetor normal unitário,  $\mathbf{B}_b$  e  $\mathbf{B}_a$  são os vetores do campo em dois pontos opostos fora da lâmina e  $\mathbf{B}_d$  é o vetor que representa o campo no interior da lâmina, como representado na Figura 3.2. A Equação 3.1 mostra que os três vetores de campo magnético possuem uma componente perpendicular à lâmina em comum.

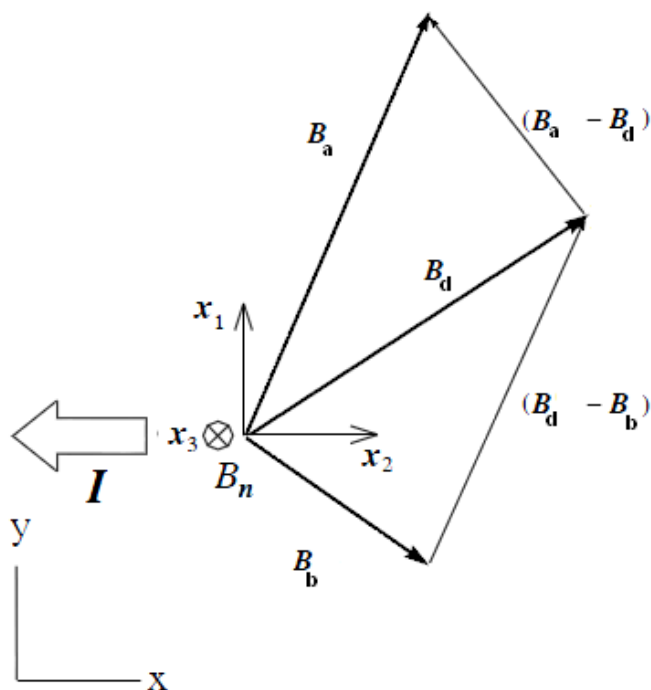


Figura 3.2 - Projeção da bainha magnética no plano  $xy$  para três vetores de  $\mathbf{B}$  medidos durante a travessia do satélite pela lâmina de corrente  $I$ .  $\mathbf{B}_a$  e  $\mathbf{B}_b$  são medidas do campo em ambos os lados da corrente,  $\mathbf{B}_d$  é a medida no interior da lâmina, sendo que cada vetor tem uma componente  $B_n$  que aponta na direção do vetor normal, que na figura está no sentido entrando na página. Os vetores formados por  $\mathbf{B}_a - \mathbf{B}_d$  e  $\mathbf{B}_d - \mathbf{B}_b$  são tangenciais à lâmina.

Fonte: Adaptada de Sonnerup e Scheible (1998).

Portanto, os vetores resultantes de  $\mathbf{B}_a - \mathbf{B}_d$  e de  $\mathbf{B}_d - \mathbf{B}_b$  são tangenciais à lâmina, e o vetor normal pode ser obtido por:

$$\mathbf{n} = \pm \frac{(\mathbf{B}_a - \mathbf{B}_d) \times (\mathbf{B}_d - \mathbf{B}_b)}{|(\mathbf{B}_a - \mathbf{B}_d) \times (\mathbf{B}_d - \mathbf{B}_b)|}. \quad (3.2)$$

A ambiguidade do sinal na Equação 3.2 é desfeita com a escolha de  $\mathbf{n}$  com sentido para fora da magnetosfera.

Em um caso real, para se determinar a medida de  $\mathbf{n}$ , uma longa série de medidas é realizada a fim de aumentar a acurácia na determinação de  $\mathbf{n}$ . Para tanto, equivalentemente à Equação 3.2 precisamos determinar uma direção no espaço na qual o produto individual  $\mathbf{B}^i \cdot \mathbf{n}$  com  $i = 1, 2, 3, \dots, N^2$  tenha a mínima variância. Assim,  $\mathbf{n}$  é determinado pela minimização de,

$$\sigma^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N [(\mathbf{B}^i - \langle \mathbf{B} \rangle) \cdot \mathbf{n}]^2, \quad (3.3)$$

sendo  $\langle \mathbf{B} \rangle$  o valor médio do campo, dado por:

$$\langle \mathbf{B} \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \mathbf{B}^i. \quad (3.4)$$

Aplicando os multiplicadores de Lagrange,  $\lambda$ , na Equação 3.4 obtém-se um conjunto com três equações em função de  $\mathbf{n}$ . Este conjunto de equações pode ser escrito na seguinte forma matricial:

$$\sum_{\beta=1}^3 M_{\alpha,\beta} n_\beta = \lambda n_\alpha. \quad (3.5)$$

A minimização da Equação 3.3 é equivalente a encontrar o menor autovalor da matriz covariante definida por:

---

<sup>2</sup>O índice  $i$  representa a  $i$ -ésima medida de  $\mathbf{B}$ .

$$M_{\alpha\beta} = (\langle B_\alpha B_\beta \rangle - \langle B_\alpha \rangle \langle B_\beta \rangle), \quad (3.6)$$

onde  $\langle B_\alpha \rangle$  e  $\langle B_\beta \rangle$  são as componentes de uma medida individual do vetor campo magnético e  $\alpha, \beta = x, y$  e  $z$ . O vetor normal é o autovetor da matriz definida na Equação 3.6, correspondente ao seu menor autovalor. Equivalentemente, o vetor normal coincide com o menor eixo do elipsoide de variância definido pela Equação 3.3 (SONNERUP; CAHILL JR., 1967).

A Equação 3.2 não é válida quando os vetores  $(\mathbf{B}_a - \mathbf{B}_d)$  e  $(\mathbf{B}_d - \mathbf{B}_b)$  forem colineares, isto é, equivalente aos dois menores autovalores de  $M_{\alpha\beta}$  possuírem valores muito próximos. Neste caso, ocorre a degeneração do elipsoide de variância, e a determinação de  $\mathbf{n}$  torna-se imprecisa. A técnica de MVA é uma ferramenta usada na Física Espacial. Entretanto, os erros estatísticos que aparecem neste método são difíceis de serem estimados por causa da complicada forma da decomposição dos autovalores. Kawano e Higuchi (1995) propuseram o método *bootstrap*, que pode fornecer estimativas de erro superior para a MVA no sentido em que são usadas poucas suposições e erros associados com a variação temporal, efeitos não-lineares entre outros, que são incorporados automaticamente.

Dado um conjunto de dados, o método *bootstrap* consiste em criar um grande número de amostras deste conjunto de forma aleatória e aplicar a MVA para cada uma destas amostras. Desta forma, é criado um conjunto de  $N$  autovetores e de componentes do campo na direção normal. As distribuições dessas quantidades podem ser caracterizadas em termos de médias, variâncias e fatores de assimetria (SONNERUP; SCHEIBLE, 1998).

### 3.2.2 O Modelo de Shue para a Magnetopausa

A outra maneira proposta para determinar a direção normal à magnetopausa é usando o modelo de Shue et al. (1997) e consolidado em Shue et al. (1998). Neste modelo, o tamanho e a forma da magnetopausa podem ser determinados através da pressão dinâmica e estática do vento solar e da pressão magnética da magnetosfera na ausência do acoplamento entre o vento solar e a magnetosfera. Shue et al. (1997) apresentaram uma função (Equação 3.7) que determina a posição da magnetopausa, cuja região da cauda pode ser aberta ou fechada, com

$$r = r_0 \left( \frac{2}{1 + \cos \theta} \right)^\alpha, \quad (3.7)$$

onde  $r_0$  e  $\alpha$  é a distância de equilíbrio e o nível de expansão da cauda, respectivamente. O parâmetro  $r_0$  é a distância na qual é alcançado o equilíbrio entre a pressão dinâmica exercida pelo vento solar e a exercida pelo campo geomagnético na região subsolar. O valor de  $r$  é a distância radial do centro do sistema até um ponto na magnetopausa em função do ângulo  $\theta$ , definido entre a linha Sol-Terra e a direção de  $r$ .

O valor de  $r_0$  é obtido pela expressão:

$$r_0 = \{10, 22 + 1, 29 \tanh [0, 184 (B_z + 8, 14)]\} (D_p)^{-\frac{1}{6,6}}, \quad (3.8)$$

onde  $B_z$  e  $D_p$  representam a componente do campo magnético interplanetário na direção  $z$  no sistema GSM e a pressão dinâmica do vento solar, respectivamente.

O valor de  $\alpha$  é obtido pela expressão:

$$\alpha = (0, 58 - 0, 007 B_z) [1 + 0, 024 \ln(D_p)]. \quad (3.9)$$

O modelo considera a magnetopausa simétrica no plano  $YZ$  e, portanto,  $r$  pode ser decomposto em  $X = r \cos \theta$  e  $R = r \sin \theta$ , onde  $R = \sqrt{Y^2 + Z^2}$ . Os parâmetros  $r$  e  $\alpha$  são funções de  $D_p$  [nPa] e  $B_z$  [nT], e os coeficientes normalizados das funções ajustam a curva aos dados observados (SHUE et al., 1998).

Variando-se  $\theta$  de zero a  $\pi$ , obtém-se uma superfície no plano  $XR$  que é aproximada da forma da magnetopausa. O cálculo de  $\mathbf{n}$  em um dado ponto é feito através do gradiente dessa superfície naquele ponto, obtido por:

$$\mathbf{n} = \frac{\nabla r}{|\nabla r|}. \quad (3.10)$$

### 3.3 Tratamento dos Dados e Seleção dos Eventos

Com o cálculo da direção normal à magnetopausa através dos métodos descritos anteriormente é possível construir o sistema de coordenadas normal à magnetopausa. A direção  $\mathbf{m}$  é obtida pelo produto vetorial  $\mathbf{m} = \frac{\mathbf{n} \times \mathbf{z}_{GSM}}{|\mathbf{n} \times \mathbf{z}_{GSM}|}$  e a direção  $\mathbf{l}$  é obtida pelo produto vetorial  $\mathbf{m} \times \mathbf{n}$ .

Através do *THEMIS Data Analysis Software*, desenvolvido pela Missão THEMIS para análise dos dados, foi analisado o período entre 1 de junho a 31 de julho de 2007. O software auxiliou no carregamento dos dados e no cálculo da componente normal usando o modelo de Shue et al. (1998). O passo seguinte foi identificar os intervalos em que havia candidatos a FTEs. Foram selecionados eventos com amplitude da variação bipolar maior que 10nT para os quais houvessem dados de velocidade, densidade e temperatura média dos íons.

Para os eventos selecionados, investigou-se o instante em que o satélite mais próximo do FTE cruzou a magnetopausa, indicado pela mudança do sentido na componente  $B_t$ . Para este satélite aplicou-se a técnica MVA no intervalo do cruzamento para determinar o vetor normal à magnetopausa naquele instante. Esse vetor foi comparado com o vetor determinado através da localização da magnetopausa.

Também foi realizada análise de parâmetros de plasma como, a temperatura média  $T$ , a densidade numérica  $n$  dos íons e as pressões de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ . A pressão de plasma é calculada a partir de:

$$P_{th} = n k T, \quad (3.11)$$

onde  $n$  é a densidade numérica de íons,  $k$  é a constante de Boltzmann e  $T$ , a temperatura média dos íons.

A pressão magnética pode ser calculada a partir de:

$$P_B = \frac{B_t^2}{2 \mu_0}, \quad (3.12)$$

onde  $B_t$  é o módulo do campo magnético e  $\mu_0$  é a permeabilidade magnética.

## 4 RESULTADOS

### 4.1 Eventos 1 e 2

Em 17 de junho de 2007, entre 10:41:00 e 10:46:00 UT, medidas de campo magnético e de parâmetros de plasma dos satélites THEMIS apresentaram assinaturas de FTEs semelhantes às reportadas por Russell e Elphic (1978). Os satélites localizavam-se no quadrante do anoitecer no hemisfério sul, nas posições indicadas na Tabela 4.1. A Figura 4.1 mostra as posições médias dos satélites em relação à magnetopausa, obtida pelo modelo de Shue et al. (1998). A Figura (a) mostra a projeção da magnetopausa no plano  $xy$ , e a Figura (b) no plano  $xz$ .

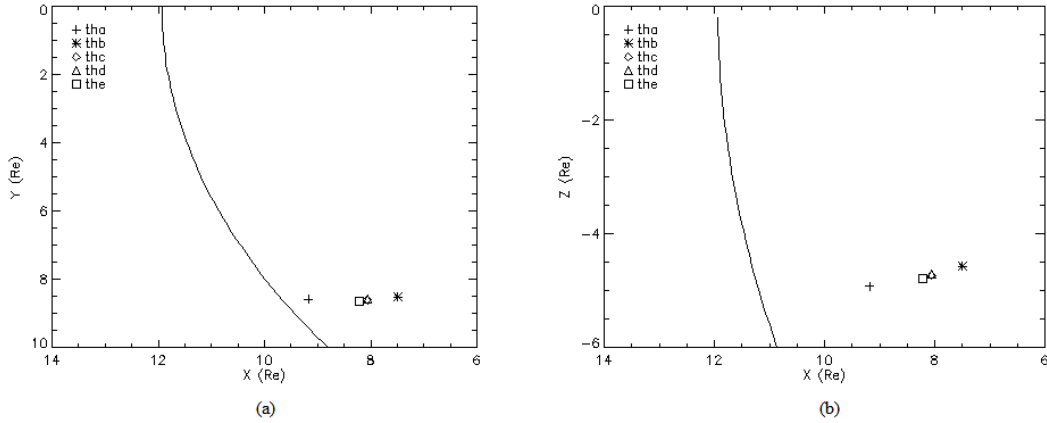


Figura 4.1 - Na Figura (a) estão representadas as posições dos satélites THEMIS no plano  $xy$  com  $z = 0$ , e na figura (b) estão as posições no plano  $xz$  com  $y = 0$ , em relação à magnetopausa, representada pelas linhas contínuas. Nas Figuras os símbolos que representam os satélites  $thc$  e  $thd$  estão sobrepostos.

Tabela 4.1 - Posições Médias dos satélites THEMIS para o FTE de 17 de junho de 2007.

	tha	thb	thc	thd	the
$x (R_E)$	9,175	7,496	8,060	8,055	8,221
$y (R_E)$	8,584	8,522	8,615	8,571	8,654
$z (R_E)$	-4,928	-4,575	-4,737	-4,707	-4,797

Com o auxílio do modelo de [Shue et al. \(1998\)](#), obteve-se o vetor normal à magnetopausa para cada um dos satélites e posteriormente os outros vetores que constituem o sistema de coordenadas **lmn**, descrito na [Seção 3.2](#). A Tabela 4.2, mostra as projeções dos vetores unitários **l**, **m** e **n** no sistema de coordenadas GSM para cada um dos satélite THEMIS.

Tabela 4.2 - Projeções dos vetores unitários **l**, **m** e **n** no sistema de coordenadas GSM para o FTE de 17 de junho de 2007.

Satélite	Projeção de <b>l</b> (x, y, z)	Projeção de <b>m</b> (x, y, z)	Projeção de <b>n</b> (x, y, z)
tha	(0,234; 0,130; 0,963)	(0,485; -0,874; 0,000)	(0,842; 0,467; -0,268)
thb	(0,233; 0,149; 0,960)	(0,538; -0,842; 0,000)	(0,809; 0,517; -0,277)
thc	(0,235; 0,143; 0,961)	(0,522; -0,852; 0,000)	(0,819; 0,500; -0,274)
thd	(0,234; 0,143; 0,961)	(0,521; -0,853; 0,000)	(0,820; 0,500; -0,274)
the	(0,235; 0,142; 0,961)	(0,517; -0,855; 0,000)	(0,822; 0,497; -0,275)

O satélite *tha* cruzou a magnetopausa por volta das 10:31:00 UT, aplicando o método de MVA nos dados de *tha*, no intervalo entre 10:30:00 e 10:32:30 UT, encontrou-se que o ângulo entre o vetor normal obtido através do modelo de Shue e o obtido pelo método de MVA é aproximadamente 9°. De acordo com as posições dos satélites e as medidas do campo magnético realizadas, verificou-se que o satélite *tha* estava mais próximo da magnetopausa do que os demais e o satélite mais distante era *thb*. Sendo que, a maior distância entre os satélites era pouco mais de 1,71  $R_E$ .

A [Figura 4.2](#) apresenta medidas do campo magnético realizadas pelos satélites THEMIS. Os dados de *tha* não mostraram nenhuma assinatura característica dos FTEs. Os satélites *thc*, *thd* e *the* observaram duas variações bipolares na componente  $B_n$  do campo magnético, a primeira por volta de 10:43:30 UT e a segunda 10:44:40 UT, acompanhadas do aumento na intensidade do campo, indicando o cruzamento de dois FTEs pelos satélites, cada com duração de aproximadamente 25 segundos. O satélite *thb*, localizado mais internamente na magnetosfera, observou uma variação de menor amplitude e por um tempo maior, que poderia ou não estar associada com os eventos.



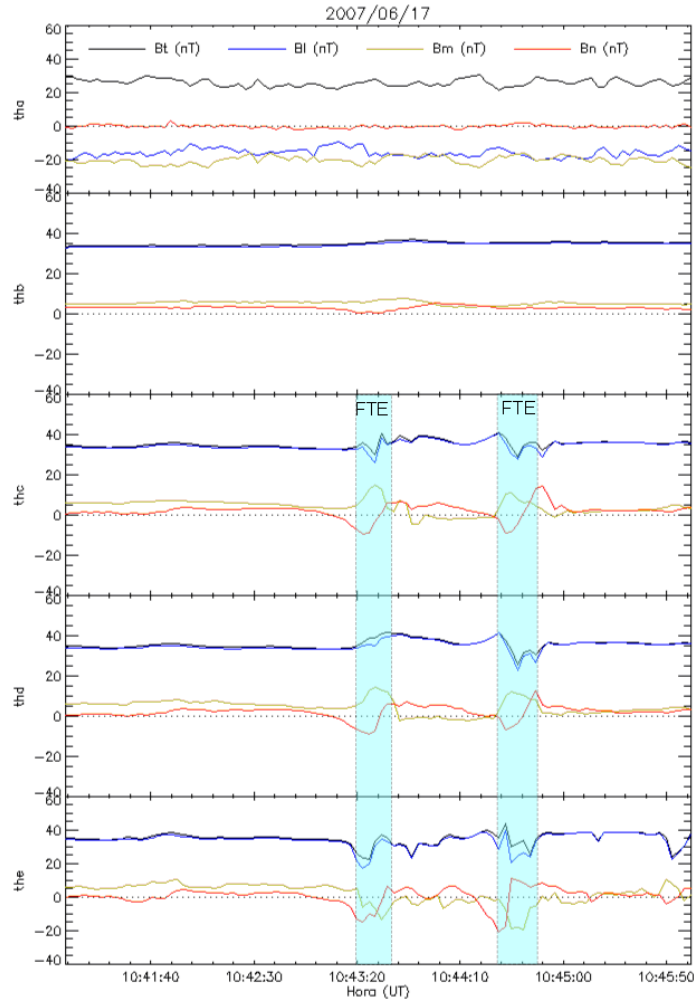


Figura 4.2 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para cada satélite THEMIS, do dia 17 de junho de 2007, entre 10:41:00 e 10:46:00 UT. A linha preta representa o módulo do campo magnético  $B_t$ , a linha azul, a componente  $B_l$ , a linha amarela, a componente  $B_m$  e a linha vermelha, a componente  $B_n$ .

Na Figura 4.3 são apresentados dados de campo magnético  $\mathbf{B}(nT)$ , velocidade de íons  $\mathbf{V}(km/s)$ , pressão de plasma  $P_{th}(nPa)$ , pressão magnética  $P_B(nPa)$ , densidade numérica  $N(cm^{-3})$  e temperatura média dos íons  $T(K)$  obtidos pelo satélite *tha*. Não é observado nenhum indício de estrutura, nos dados de campo magnético ou nos parâmetros de plasma.

O satélite *tha* localizava-se na região da bainha magnética, o que é indicado pela componente  $B_l$  com sentido para sul, a flutuação do campo magnético, os altos valores da densidade de íons e baixos valores de temperatura, diferentemente do que é mostrado na Figura 4.1.

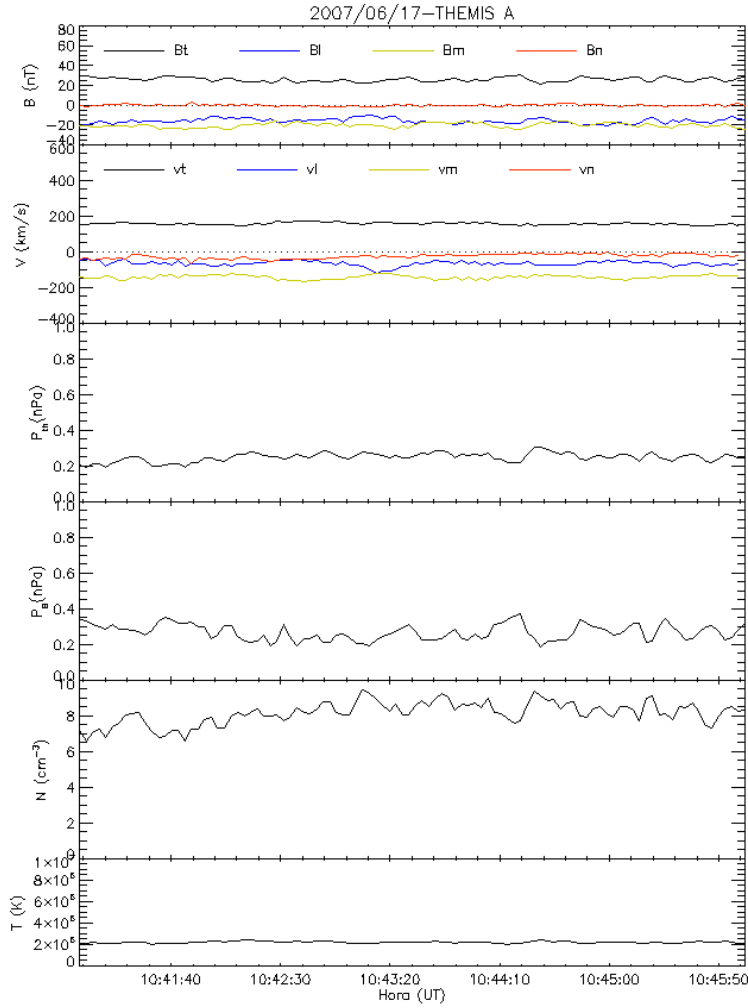


Figura 4.3 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *tha*, do dia 17 de junho de 2007, entre 10:41:00 e 10:46:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ .

A Figura 4.4 mostra os parâmetros obtidos pelo satélite *thb*, o campo magnético apresentou variações suaves no seu módulo e nas componente. Os dados de velocidade mostraram flutuações em todas as componentes e uma inversão do sentido de  $V_n$ , próxima ao instante da variação bipolar de  $B_n$ . A pressão magnética apresentou uma pequena elevação. A densidade de partículas teve dois aumentos abruptos, o primeiro próximo das 10:43:50 UT e o segundo, próximo das 10:45:15 UT, coincidindo com duas quedas nos valores da temperatura.

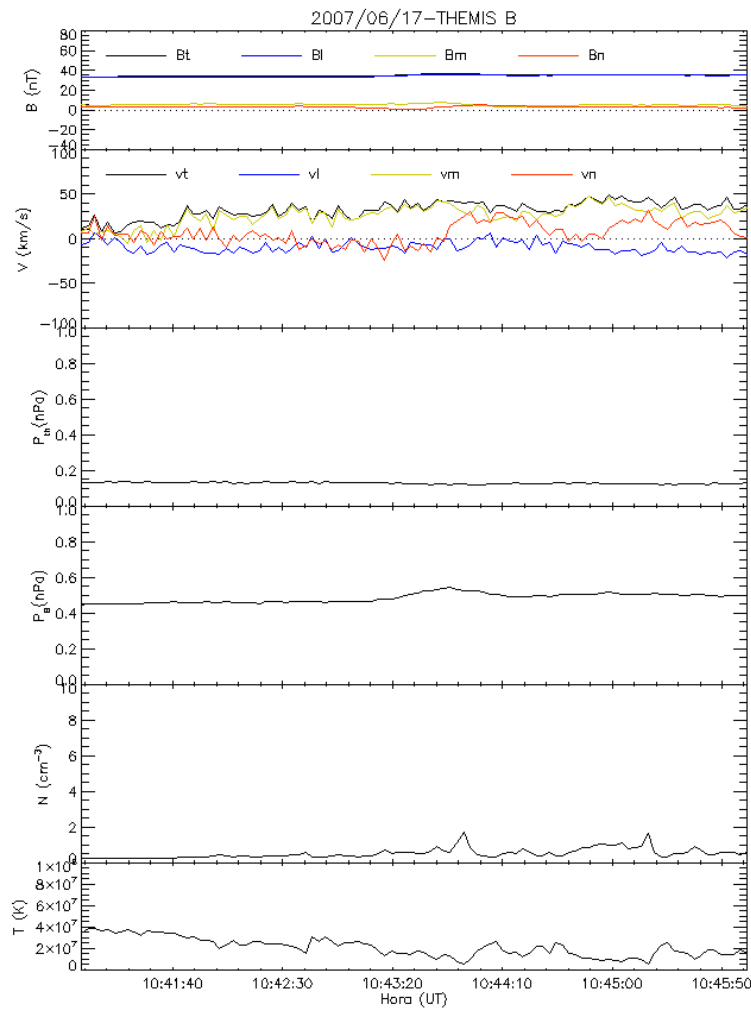


Figura 4.4 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *thb*, do dia 17 de junho de 2007, entre 10:41:00 e 10:46:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ .

A Figura 4.5 mostra os dados observados pelo satélite *thc*, as linhas verticais tracejadas indicam os centros dos FTEs. A componente  $B_n$  apresentou variações bipolares com amplitudes de 18,2 e 22,4nT, respectivamente. Observaram-se decréscimos em  $B_t$  e  $B_l$  nas “bordas” de ambas as estruturas acompanhados de aumentos na componente  $B_m$  no início dos FTEs. Não foram registrados dados da velocidade dos íons. O centro do primeiro FTE coincidiu com o instante da inversão de  $B_n$ , no segundo FTE o pico central da pressão estava um pouco deslocado de  $B_n = 0$ .

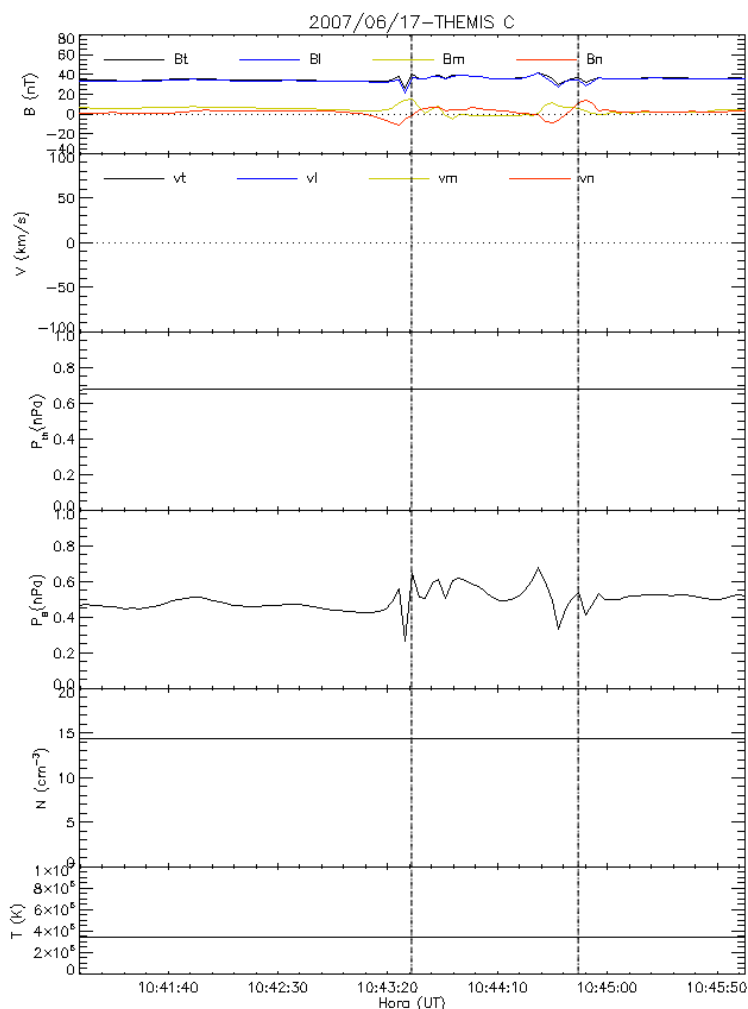


Figura 4.5 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *thc*, do dia 17 de junho de 2007, entre 10:41:00 e 10:46:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ . As linhas verticais tracejadas indicam os centros dos dois FTEs.

A Figura 4.6 se refere às medidas realizadas pelo satélite *thd*; no primeiro evento, o centro do FTE coincidiu com o pico do módulo da velocidade, da pressão de plasma e da densidade de partículas. A componente  $V_m$  apresenta uma intensificação no sentido do anoitecer ( $m < 0$ ), a componente  $V_l$  também apresenta uma intensificação para sul e a componente  $V_n$  tem sua intensidade reduzida. A pressão de plasma e a pressão magnética apresentaram um comportamento diretamente proporcional. A amplitude da variação de  $B_n$  foi 15,9nT.

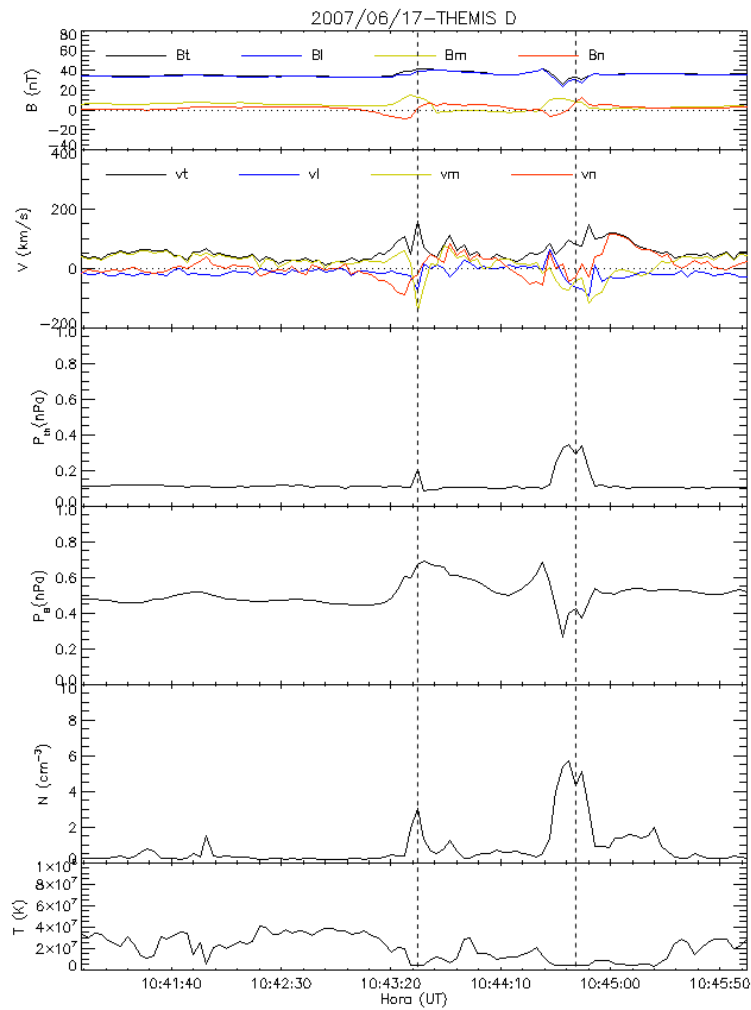


Figura 4.6 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *thd*, do dia 17 de junho de 2007, entre 10:41:00 e 10:46:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ . As linhas verticais tracejadas indicam os centros dos dois FTEs.

No segundo FTE o comportamento do campo magnético se assemelha ao primeiro caso, porém, o seu módulo atingiu valores maiores nas extremidades do FTE e um pico central. A amplitude da variação de  $B_n$  foi 19,7nT. A componente  $B_m$  possuía valores positivos, com o valor máximo no início da estrutura. O pico do módulo da velocidade não coincidiu com a inversão de  $B_n$ . Neste instante,  $V_m$  passou a ter sentido negativo,  $V_l$  tinha sentido para sul e  $V_n$  tinha sentido para o interior da magnetosfera. A pressão de plasma e a pressão magnética apresentaram um comportamento inversamente proporcional, diferentemente do primeiro FTE do mesmo período. Os valores de temperatura eram baixos no centro do FTE. Os dados de temperatura e densidade medidos por *thc* não apresentam variações, o que indica um erro nos dados, o que pode ser comparado nos dados de *thd*, devido à proximidade dos satélites.

A Figura 4.7 mostra os dados obtidos pelo satélite *the*. No primeiro FTE observado por *the*, o módulo do campo magnético apresentou uma diminuição no início e no final da estrutura e um pico central, assim como a componente  $B_l$  do campo. A componente  $B_m$  teve pico com sentido do anoitecer ( $m < 0$ ) no centro do FTE. Tanto a densidade de partículas quanto a pressão de plasma permaneceram com valores elevados por um tempo maior.

A componente  $V_m$  possuía sentido para o anoitecer, permanecendo no mesmo por um tempo maior que o cruzamento da estrutura.  $V_l$  tinha sentido para sul aproximadamente durante o mesmo tempo que  $V_m$ . Características semelhantes puderam ser observadas no segundo FTE. O pico do módulo da velocidade não coincidiu com o centro da estrutura, assim como o pico da densidade e de  $B_m$ . As amplitudes das variações da componente  $B_n$  foram 21,3 e 29,2nT, respectivamente.

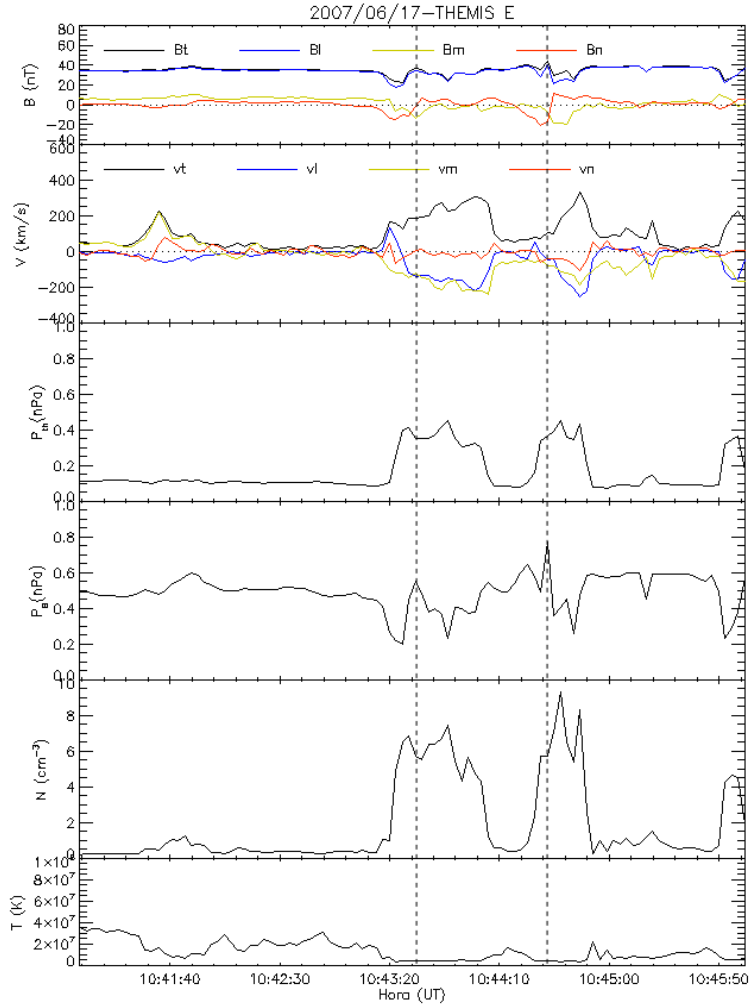


Figura 4.7 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *the*, do dia 17 de junho de 2007, entre 10:41:00 e 10:46:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ . As linhas verticais tracejadas indicam os centros dos dois FTEs.

Sumário das observações dos primeiros dois eventos analisados:

- Os satélites *thc*, *thd* e *the* observaram dois FTEs com polaridade reversa.
- As amplitudes das variações bipolares de  $B_n$  eram maiores que 10nT.
- O módulo da velocidade dos íons aumentou nos FTEs no centro do FTE.

- No primeiro FTE, o comportamento das pressões de plasma e magnética era diretamente proporcional no momento da inversão de  $B_n$ .
- Os dados de temperatura mostraram uma diminuição no interior das estruturas, inversamente proporcional à queda nos valores da densidade.

## 4.2 Evento 3

O terceiro evento analisado ocorreu no dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. Os satélites THEMIS localizavam-se próximos ao ponto subsolar no hemisfério sul, nas posições indicadas na Tabela 4.3. A Figura 4.8 mostra as posições médias dos satélites em relação à magnetopausa, novamente, obtida pelo modelo de Shue et al. (1998). A Figura (a) mostra a projeção da magnetopausa no plano  $xy$  e a Figura (b) mostra a projeção da magnetopausa no plano  $xz$ .

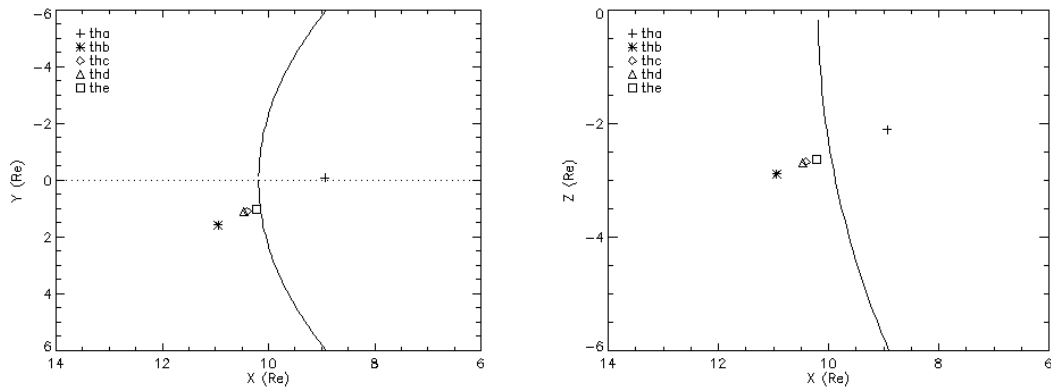


Figura 4.8 - Na Figura (a) estão representadas as posições dos satélites THEMIS no plano  $xy$  com  $z = 0$  e na figura (b) estão as posições no plano  $xz$  com  $y = 0$ , em relação à magnetopausa, representada pelas linhas contínuas.

Tabela 4.3 - Posições Médias dos satélites THEMIS para o FTE de 27 de junho de 2007.

	tha	thb	thc	thd	the
$x (R_E)$	8,937	10,943	10,403	10,464	10,222
$y (R_E)$	-0,094	1,579	1,088	1,095	1,027
$z (R_E)$	-2,100	-2,885	-2,677	-2,681	-2,632



Na Tabela 4.4 estão os valores das projeções dos vetores unitários  $\mathbf{l}$ ,  $\mathbf{m}$  e  $\mathbf{n}$  no sistema de coordenadas GSM para cada um dos satélite THEMIS. A maior distância entre os satélites era de aproximadamente  $2,25 R_E$ , entre *tha* localizado dentro da magnetopausa e *thb* localizado na região da bainha magnética.

Tabela 4.4 - Projeções dos vetores unitários  $\mathbf{l}$ ,  $\mathbf{m}$  e  $\mathbf{n}$  no sistema de coordenadas GSM para o FTE de 27 de junho de 2007.

Satélite	Projeção de $\mathbf{l}$	Projeção de $\mathbf{m}$	Projeção de $\mathbf{n}$
<i>tha</i>	(0,162; -0,0009; 0,986)	(-0,005; -0,999; 0,000)	(0,986; -0,005; -0,162)
<i>thb</i>	(0,178; 0,017; 0,983)	(0,100; -0,994; 0,000)	(0,978; 0,098; -0,179)
<i>thc</i>	(0,175; 0,012; 0,984)	(0,073; -0,997; 0,000)	(0,981; 0,072; -0,175)
<i>thd</i>	(0,174; 0,012; 0,984)	(0,073; -0,997; 0,000)	(0,981; 0,072; -0,175)
<i>the</i>	(0,175; 0,012; 0,984)	(0,070; -0,997; 0,000)	(0,981; 0,069; -0,176)

O satélite *the* cruzou pela magnetopausa perto das 04:52:20 UT, aplicando o método de MVA nos dados de *the*, no intervalo entre 04:51:00 e 04:54:00 UT, encontrou-se que o ângulo entre o vetor normal obtido através do modelo de Shue e o obtido pelo método de MVA é de aproximadamente  $12,5^\circ$ .

A Figura 4.9 mostra as medidas de campo magnético realizadas pelos satélites THEMIS. A variação bipolar de  $B_n$  e o aumento da intensidade do campo, assinaturas típicas dos FTEs, foram observadas pelos satélites *thc*, *thd* e *the*. As amplitudes da variação de  $B_n$  foram aproximadamente: 63,9nT para *thc*, 53,3nT para *thd* e 63,3nT para *the*. O satélite *thc* foi o primeiro a observar a estrutura, por volta de 04:50:30 UT, com a polaridade reversa (-/+).

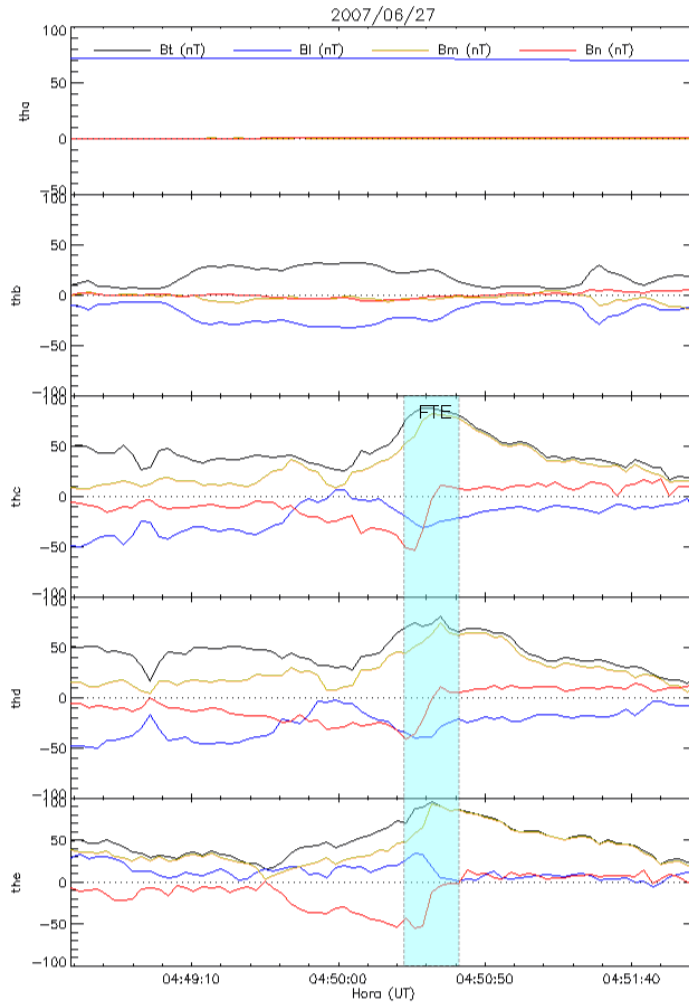


Figura 4.9 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para cada satélite THEMIS, do dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. A linha preta representa o módulo do campo magnético  $B_t$ , a linha azul, a componente  $B_l$ , a linha amarela, a componente  $B_m$  e a linha vermelha, a componente  $B_n$ .

As Figuras 4.10 e 4.11 contêm novamente medidas de campo magnético e parâmetros de plasma. Tanto o satélite *tha*, localizado no interior da magnetosfera, quanto o satélite *thb*, localizado na região da bainha magnética, não registraram nenhuma característica do FTE.

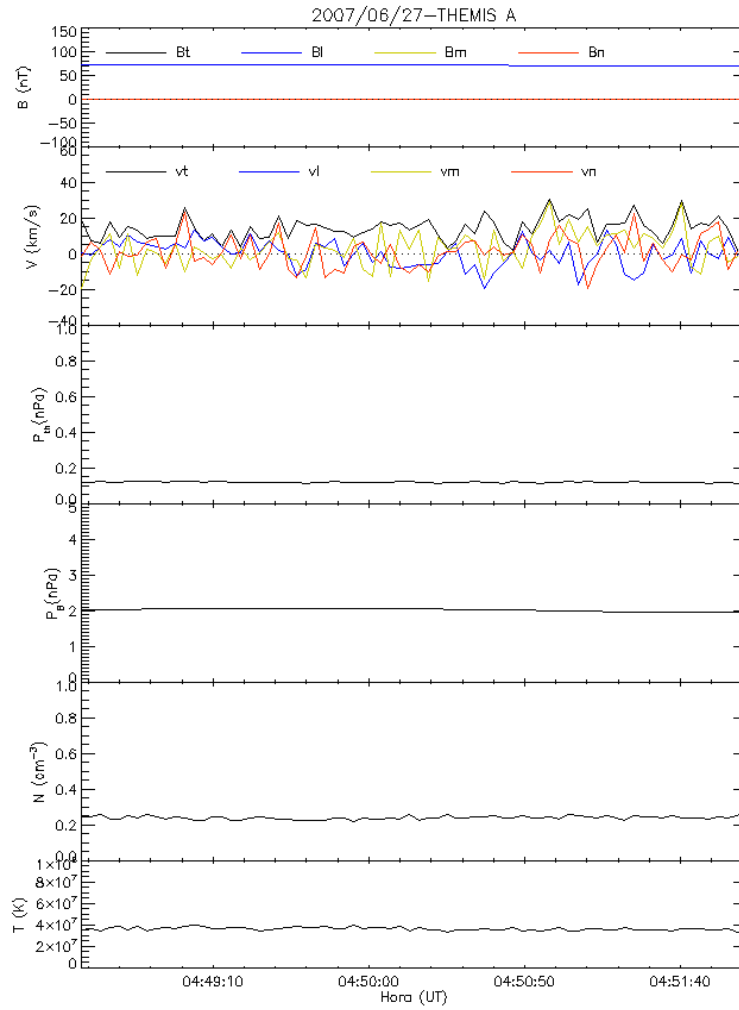


Figura 4.10 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *tha*, do dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ .

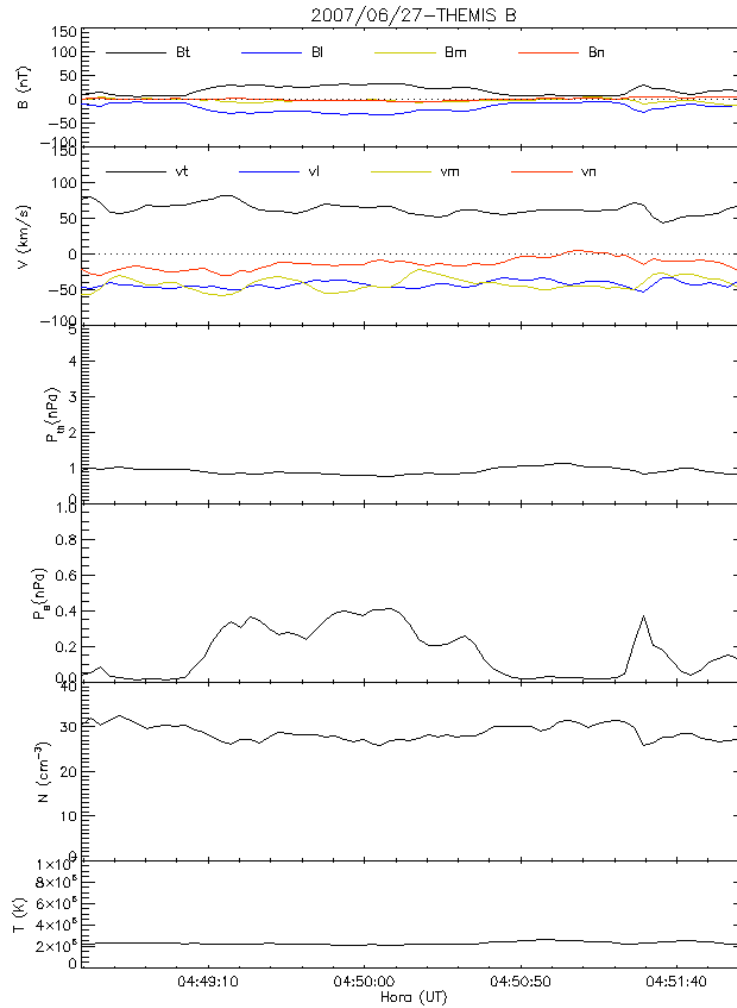


Figura 4.11 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *thb*, do dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ .

A Figura 4.12 apresenta as medidas registradas pelo satélite *thc*, que estava localizado na região da bainha magnética. A componente  $B_n$  do campo magnético apresentou uma variação bipolar reversa (-/+), acompanhada de um aumento na intensidade do campo. A componente  $B_m$  apresentou um aumento no mesmo instante. A velocidade possuía grandes variações durante o período inteiro e nos momentos próximos à inversão da componente normal do campo, teve um acréscimo no seu

módulo. A componente apresentou  $V_m$  com sentido para o anoitecer ( $m < 0$ ) e  $V_l$  sentido para sul.

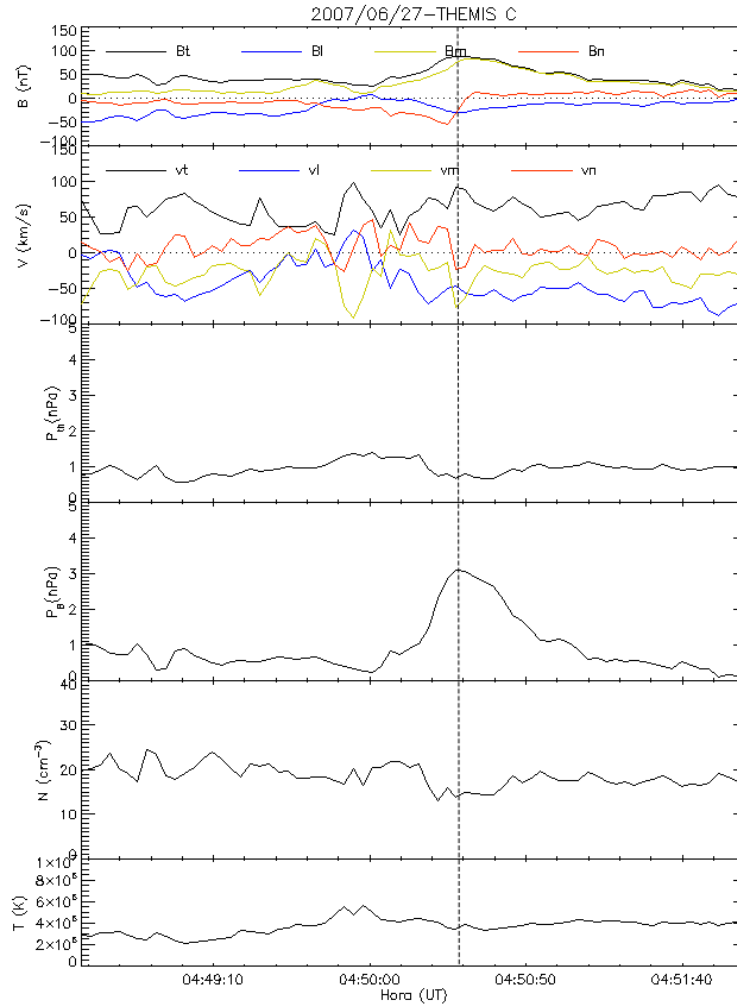


Figura 4.12 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *thc*, do dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ . A linha vertical tracejada indica o centro do FTE.

As pressões magnéticas apresentaram um comportamento inversamente proporcional, com a diminuição da pressão do plasma e o aumento da pressão magnética

da mesma forma que a densidade e a temperatura dos íons.

A Figura 4.13 se refere às medidas realizadas pelo satélite *thd*, que estava localizado na região da bainha magnética. O comportamento do campo magnético e da velocidade dos íons é semelhante ao registrado pelo satélite *thc*. Os comportamentos das pressões de plasma e magnética também são semelhantes, com o aumento da pressão magnética no centro da estrutura.

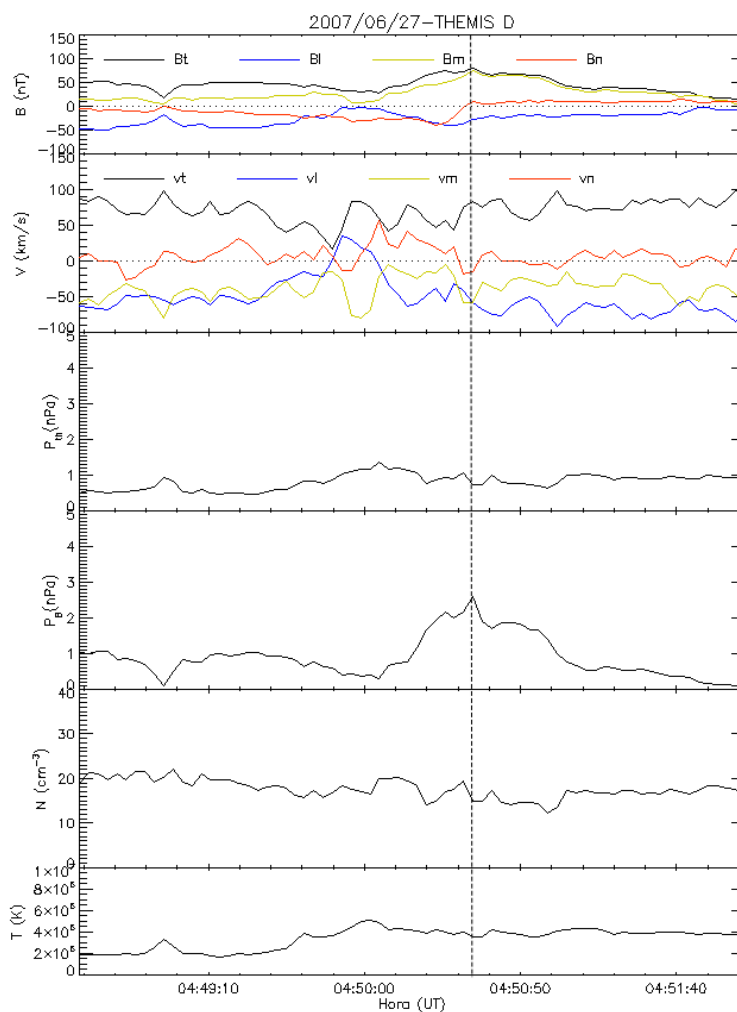


Figura 4.13 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *thd*, do dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ . A linha vertical tracejada indica o centro do FTE.

A Figura 4.14 se refere às medidas realizadas pelo satélite *the*, que estava localizado na magnetosfera. A componente  $B_n$  também foi acompanhada pelo pico na intensidade do campo magnético e um aumento na intensidade de  $B_m$ . A componente  $B_l$  teve uma intensificação com sentido para norte, devido ao fato do satélite estar no interior da magnetosfera.

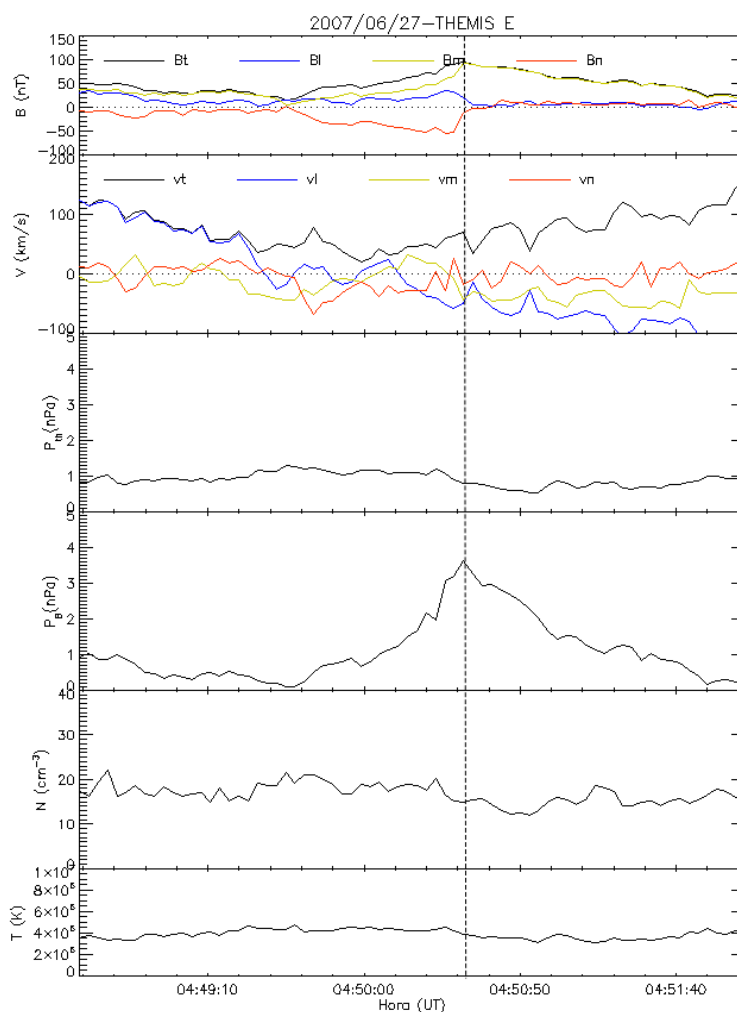


Figura 4.14 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *the*, do dia 27 de junho de 2007, entre 04:48:30 e 04:52:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ . A linha vertical tracejada indica o centro do FTE.

As pressões de plasma e magnética novamente apresentam um comportamento inversamente proporcional, com o decréscimo da pressão de plasma e o acréscimo na pressão magnética. A densidade de partícula apresentou um decréscimo no seu valor enquanto que a temperatura manteve-se praticamente constante.

Sumário das observações do terceiro evento analisado:

- Os satélites *thc*, *thd* e *the* observaram um FTE com polaridade reversa.
- As amplitudes das variações bipolares de  $B_n$  eram maiores que 50nT.
- O módulo da velocidade dos íons aumentou no FTE nos dados obtidos por *thc* e *thd* e diminuiu nos dados obtidos por *the*.
- Os dados de *thc*, *thd* e *the* mostram que as pressões de plasma e magnética tiveram comportamento inversamente proporcional.
- Em geral, a temperatura no interior das estruturas não variou muito.

### 4.3 Evento 4

Em 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT, os satélites THEMIS localizavam-se na parte diurna da magnetosfera, no quadrante do anoitecer do hemisfério sul, nas posições indicadas na Tabela 4.5. A Figura 4.15 mostra as posições médias dos satélites em relação à magnetopausa, obtida através do modelo de Shue et al. (1998). Na Figura (a) as posições são projetadas no plano  $xy$  e na Figura (b) no plano  $xz$ .

Tabela 4.5 - Posições Médias dos satélites THEMIS para o FTE de 12 de julho de 2007.

	tha	thb	thc	thd	the
x ( $R_E$ )	11,132	9,235	9,823	9,847	10,030
y ( $R_E$ )	4,603	5,050	4,982	4,936	4,973
z ( $R_E$ )	-4,635	-4,283	-4,432	-4,412	-4,504



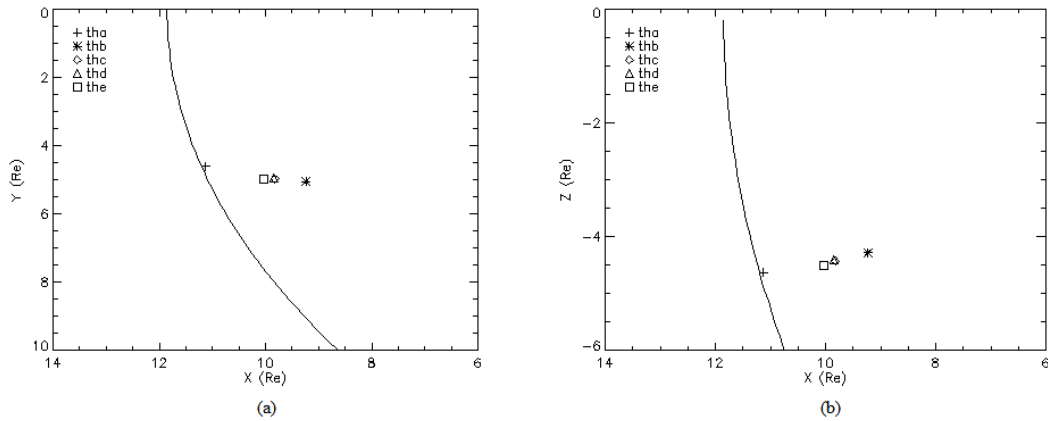


Figura 4.15 - Na Figura (a) estão representadas as posições dos satélites THEMIS no plano  $xy$  com  $z = 0$  e na figura (b) estão as posições no plano  $xz$  com  $y = 0$ , em relação à magnetopausa, representada pelas linhas contínuas.

Com o auxílio do modelo de Shue et al. (1998) obteve-se o vetor normal à superfície para cada um dos satélites e posteriormente os outros vetores que constituem o sistema de coordenadas normal à magnetopausa.

A Tabela 4.6, mostra as projeções dos vetores unitários  $\mathbf{l}$ ,  $\mathbf{m}$  e  $\mathbf{n}$  no sistema de coordenadas GSM para cada satélite THEMIS.

Tabela 4.6 - Projeções dos vetores unitários  $\mathbf{l}$ ,  $\mathbf{m}$  e  $\mathbf{n}$  no sistema de coordenadas GSM para o FTE de 12 de julho de 2007.

Satélite	Projeção de $\mathbf{l}$	Projeção de $\mathbf{m}$	Projeção de $\mathbf{n}$
tha	(0,251; 0,070; 0,965)	(0,268; -0,963; 0,00)	(0,929; 0,259; -0,261)
thb	(0,259; 0,093; 0,961)	(0,338; -0,940; 0,00)	(0,904; 0,325; -0,276)
thc	(0,258; 0,086; 0,962)	(0,318; -0,947; 0,00)	(0,911; 0,306; -0,272)
thd	(0,257; 0,085; 0,962)	(0,315; -0,948; 0,00)	(0,913; 0,303; -0,271)
the	(0,259; 0,085; 0,962)	(0,312; -0,949; 0,00)	(0,913; 0,300; -0,272)

O satélite *thd* cruzou pela magnetopausa perto das 07:02:00 UT, aplicando o método de MVA nos dados de *thd*, no intervalo entre 07:00:00 e 07:03:00 UT, encontrou-se que o vetor normal obtido através do modelo de Shue e o vetor normal obtido pelo método de MVA fazem um ângulo de aproximadamente  $7,2^\circ$ .

A variação bipolar na componente  $B_n$  foi observada nos dados dos satélites *tha*, *thc*, *thd* e *the*, já as medidas de  $B_n$  obtidas por *thb* não apresentaram um comportamento bipolar clássico, como é mostrado na [Figura 4.16](#). De acordo com as posições dos satélites e as medidas do campo magnético realizadas, observa-se que o satélite *tha* estava mais próximo da magnetopausa do que os demais e o satélite mais distante é *thb*. Sendo que a maior distância entre os satélites era pouco mais de  $1,98 R_E$ .

A baixa intensidade do campo magnético total, medido por *tha*, os valores negativos de  $B_l$ , indicam que o campo magnético tinha sentido para sul nessa componente, juntamente com uma maior flutuação das medidas em todas as componentes, mostra que o satélite estava fora da magnetosfera, na região da bainha magnética.

Aproximadamente às 07:03:20 UT a componente  $B_n$  apresentou um comportamento bipolar passando de valores negativos para valores positivos, logo após, retornando a valores próximos a zero.

O satélite *thb*, o mais distante da magnetopausa, observou um campo magnético intenso, em torno de 40nT, com a componente  $B_l$  com sentido para norte e  $B_m$  inicialmente com valores próximos a zero, se intensificando no ponto em que  $B_n$  apresentou um pico negativo. O comportamento bipolar da componente  $B_n$  foi menos acentuado do que os registrados pelos outros satélites.

Os satélites *thc*, *thd* e *the* cruzaram a magnetopausa, indicado pela inversão do sentido da componente  $B_l$  (-/+ ) e observaram uma clara variação bipolar reversa na componente  $B_n$  do campo. Ambas as medidas apresentam um decréscimo na intensidade e na componente  $B_l$  no instante em que  $B_n$  começou a se tornar negativo. A componente  $B_m$ , em *thc* e *thd*, se aproximou de zero no instante em que  $B_n$  atingiu o pico negativo.

O pico na intensidade do campo magnético não é exatamente no mesmo instante que ocorreu a inversão de sentido na componente normal, o mesmo ocorreu para o pico de  $B_l$ . Os valores das amplitudes da variação de  $B_n$  foram: 41,7; 41,5 e 54,8nT, respectivamente.

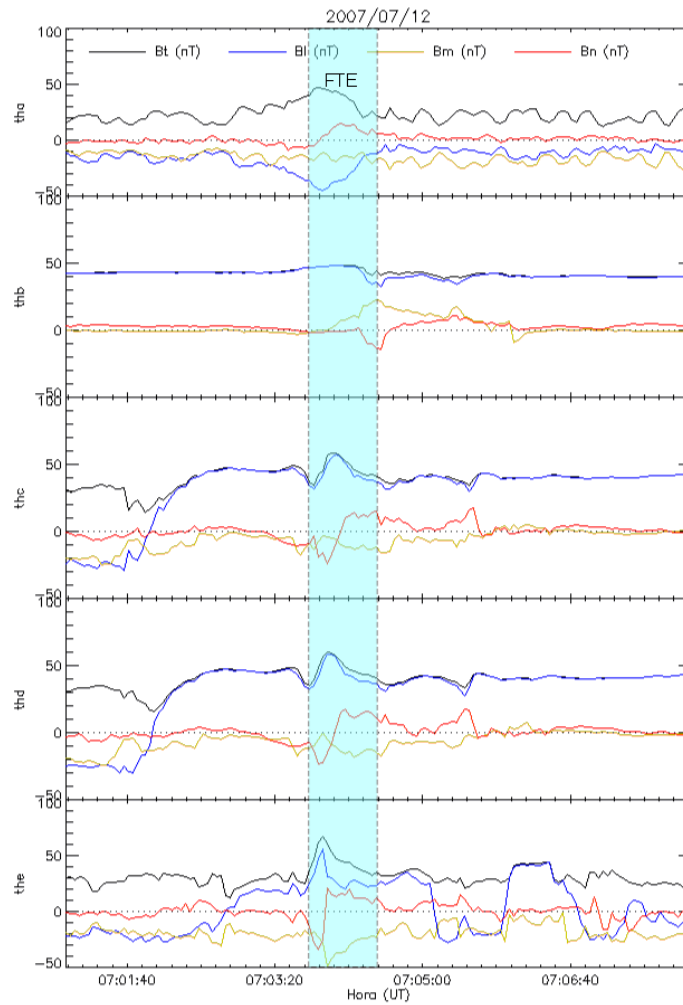


Figura 4.16 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para cada satélite THEMIS, do dia 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT. A linha preta representa o módulo do campo magnético  $B_t$ , a linha azul, a componente  $B_l$ , a linha amarela, a componente  $B_m$  e a linha vermelha, a componente  $B_n$ .

Na Figura 4.17 são apresentados dados de campo magnético e parâmetros de plasma registrados pelo satélite *tha*. A amplitude da variação da componente  $B_n$  de pico a pico foi de aproximadamente 26nT. A intensidade do campo magnético, inicialmente com valores próximos a 10nT, alcançou valores da ordem de 50nT no ponto em que inverte o sentido de  $B_n$ . A componente  $B_l$  atingiu o valor mínimo, aproximadamente

-50nT, no momento da inversão de  $B_n$ , após, retornou aos valores mais próximos de zero. A componente  $B_m$  não apresentou grandes variações no interior da estrutura. No instante que ocorre a inversão de  $B_n$ , também se observa uma mudança de sentido na componente  $V_n$  da velocidade no mesmo instante  $V_m$  se intensificou e  $V_l$  diminuiu. Observa-se uma queda na pressão de plasma e um pico na pressão magnética, também uma queda na densidade numérica das partículas juntamente com um aumento na temperatura média.

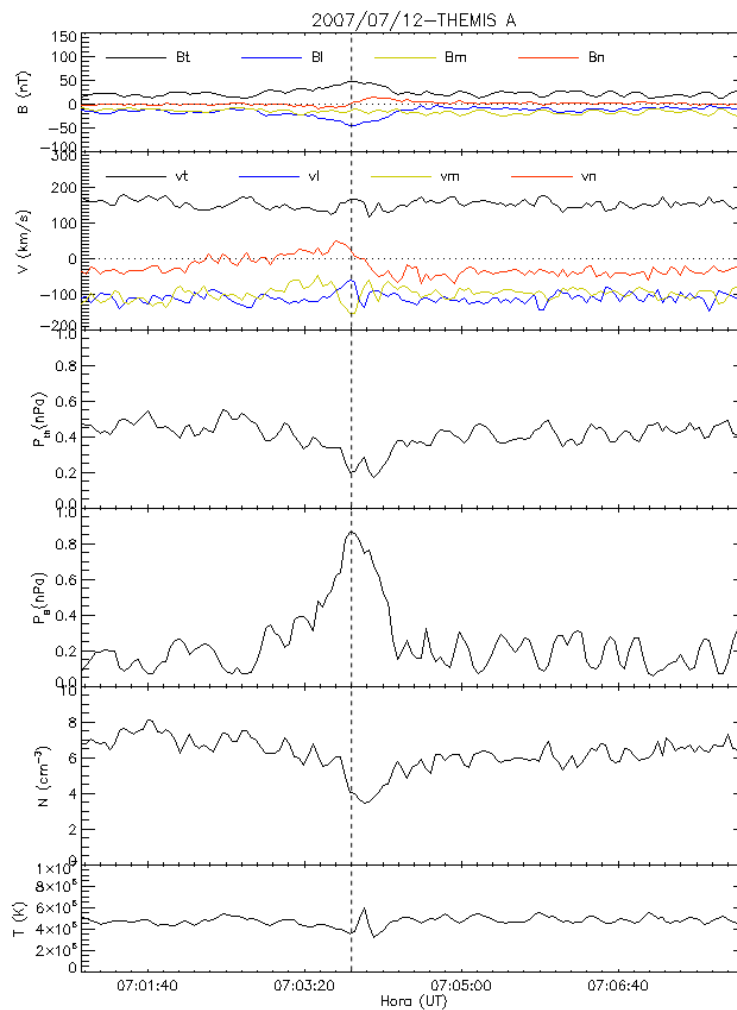


Figura 4.17 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *tha*, do dia 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ .

A Figura 4.18 mostra os parâmetros de campo magnético e plasma obtidos pelo satélite *thb*. Dentro do FTE ocorreram três inversões no sentido de  $V_n$  e uma mudança no sentido da componente  $V_l$ , a componente  $V_m$  se intensificou no sentido de  $m < 0$ . A intensidade do vetor velocidade ( $V_t$ ) aumentou no centro da estrutura. Após a estrutura, a velocidade continuou com um comportamento irregular estabilizando-se após as 07:06:00 UT.

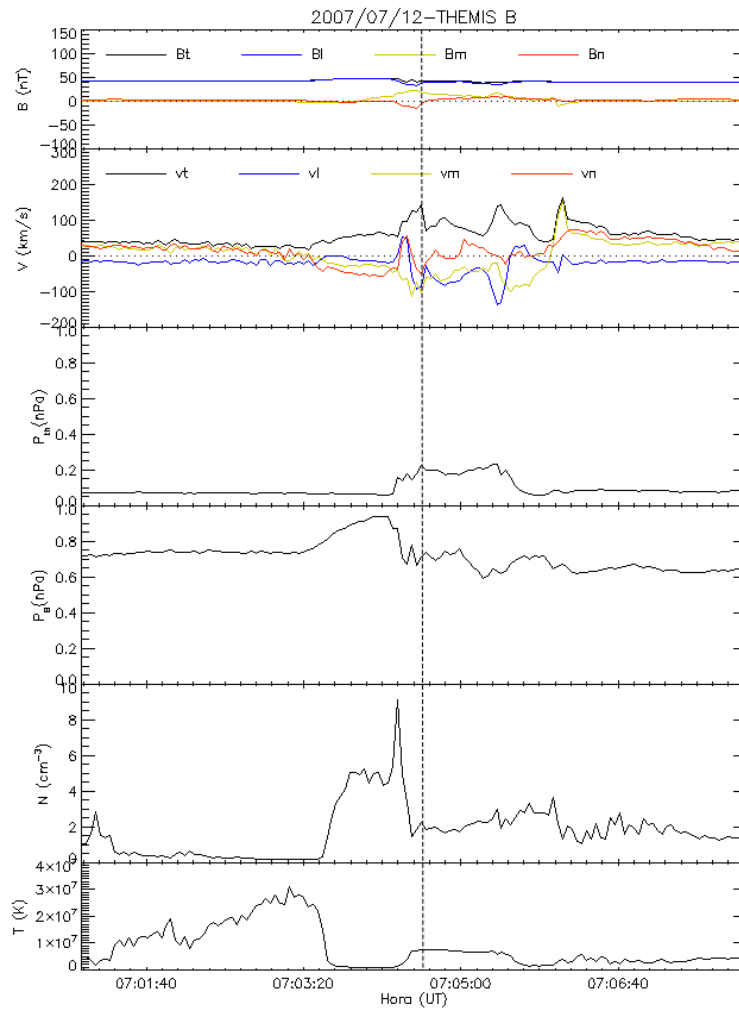


Figura 4.18 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *thb*, do dia 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ .

A pressão de plasma teve um aumento no início da estrutura com o primeiro pico no mesmo instante do pico da velocidade total, e permaneceu elevada instantes após a estrutura. A pressão magnética teve um aumento instantes antes da queda de  $B_n$ , seguida de uma diminuição nos seus valores.

A densidade de partículas aumentou antes da estrutura atingindo um pico no instante em que a pressão de plasma teve seu aumento súbito. A temperatura média diminuiu no interior da estrutura e permaneceu com valores baixos nesse intervalo.

As Figuras 4.19 e 4.20 apresentam as medidas de campo magnético e parâmetros de plasma obtidos pelos satélites *thc* e *thd*, respectivamente. Os comportamentos das grandezas físicas são muito parecidos, provavelmente devido à proximidade dos satélites indicado pela Tabela 4.5.

No interior da estrutura, a velocidade atingiu o valor máximo no início da estrutura, ao mesmo tempo  $B_l$  e  $B_m$  diminuíram. A componente  $V_l$  mudou o sentido de norte para sul, a componente  $V_m$  ficou mais intenso para  $m < 0$  e a componente  $V_n$  teve um aumento na intensidade no sentido para o interior da magnetosfera.

As pressões de plasma e magnética apresentaram um comportamento inversamente proporcional no interior da estrutura, primeiro com um aumento da pressão de plasma, devido ao aumento da densidade de partículas, no mesmo instante da queda da pressão magnética, e posteriormente o aumento da pressão magnética, acarretado pelo pico no módulo do campo magnético.

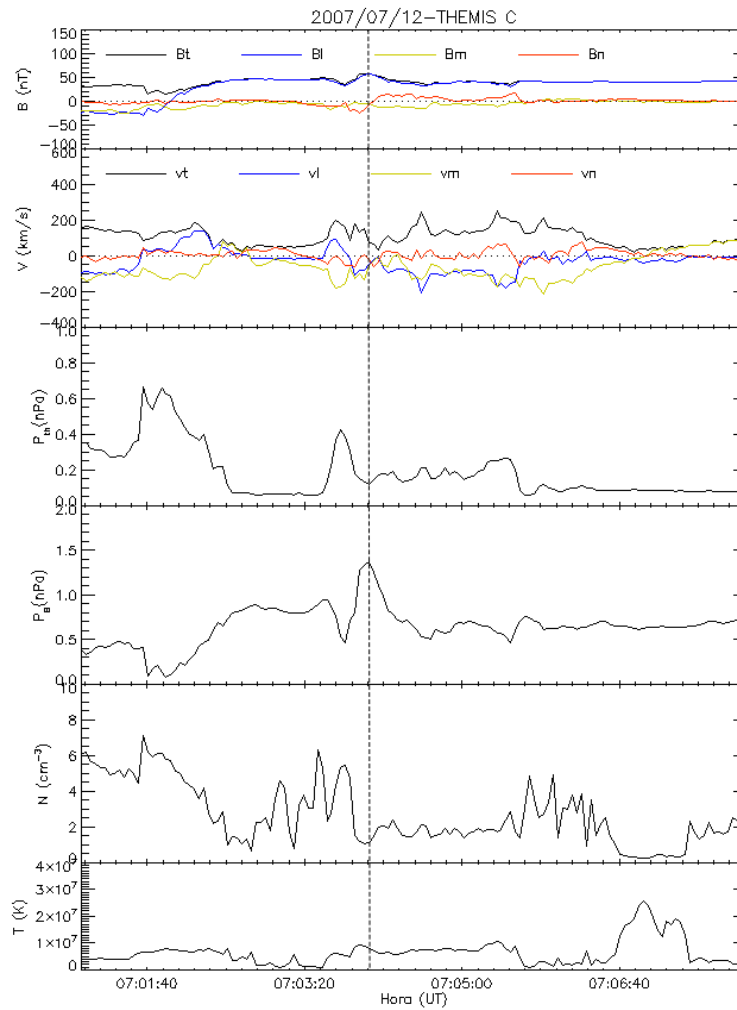


Figura 4.19 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *thc*, do dia 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ .

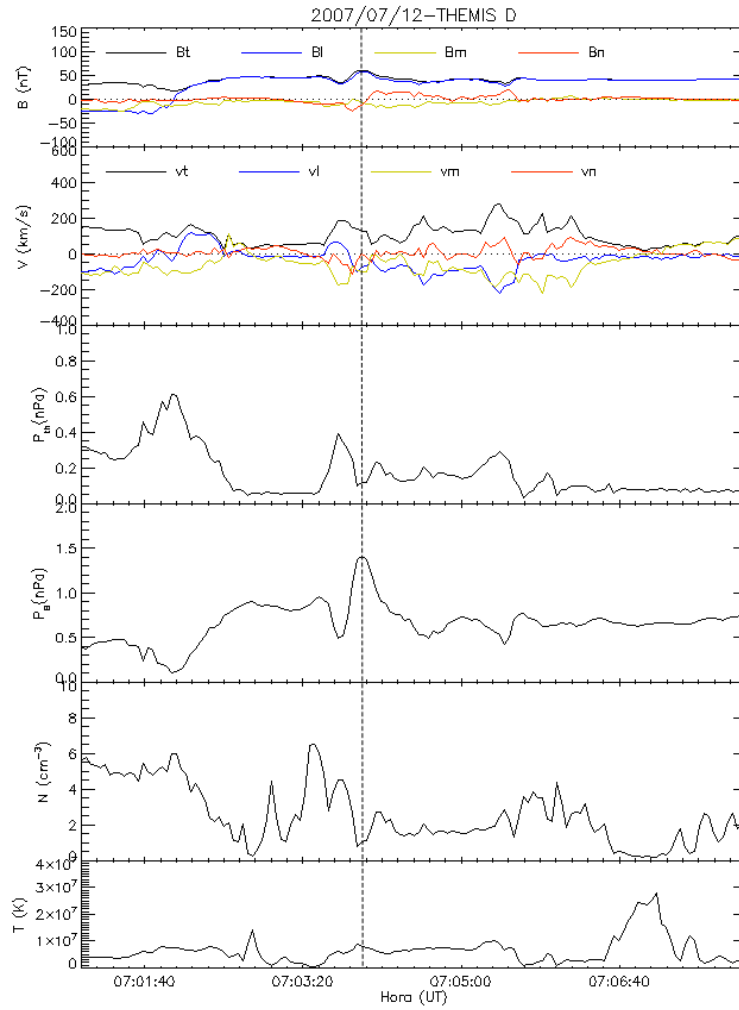


Figura 4.20 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *thd*, do dia 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ .



A Figura 4.21 se refere às medidas realizadas pelo satélite *the*, o satélite cruzou a magnetopausa por volta das 07:02:40 UT, cerca de um minuto depois a variação bipolar de  $B_n$  foi observada. A relação inversamente proporcional da pressões de plasma e magnética também foi observada, com o pico na pressão magnética mais evidente. A proporcionalidade inversa entre a densidade e a temperatura foi mais clara nas medidas realizadas por *the*.

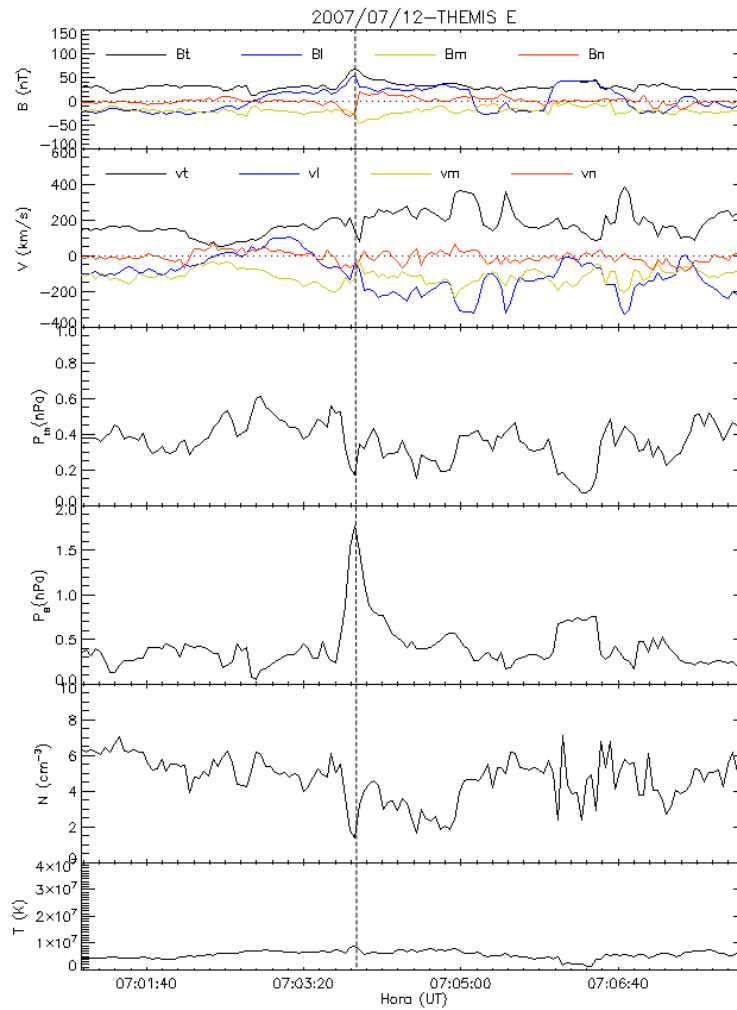


Figura 4.21 - Medidas de campo magnético no sistema de coordenadas normal à magnetopausa, para o satélite *the*, do dia 12 de julho de 2007, entre 07:01:00 e 07:08:00 UT. Do topo para a base são apresentados  $B_t$ ,  $B_l$ ,  $B_m$  e  $B_n$ ,  $V_t$ ,  $V_l$ ,  $V_m$  e  $V_n$  representados pelas linhas coloridas, pressão de plasma  $P_{th}$  e pressão magnética  $P_B$ , densidade numérica  $N$  e temperatura média dos íons  $T$ .

Sumário das observações do último período analisado:

- Todos os satélites THEMIS observaram um FTE com polaridade reversa.
- As amplitudes das variações bipolares de  $B_n$  eram maiores que 20nT.
- No momento da inversão de  $B_n$ , o módulo da velocidade dos íons diminuiu no FTE nos dados obtidos por quase todos os satélites.
- Os dados dos satélites mostraram que as pressões de plasma e magnética tiveram um comportamento inversamente proporcional no momento da inversão de  $B_n$ .
- No momento da inversão de  $B_n$ , a temperatura apresentou um aumento em seus valores.

## 5 CONCLUSÕES

No primeiro período analisado, 17 de junho de 2007, três dos cinco satélites THEMIS observaram assinaturas típicas da passagem de dois FTEs. O modelo de [Shue et al. \(1998\)](#) usado para se obter a posição da magnetopausa indicou que todos os cinco satélites estariam no interior da magnetosfera, enquanto que, as medidas da componente  $B_l$  realizadas por *tha* mostraram que o satélite se encontrava fora da magnetosfera, na região da bainha magnética. O ângulo entre o vetor normal obtido através do modelo de [Shue et al. \(1998\)](#) e a MVA é pequeno, aproximadamente  $9^\circ$ .

A polaridade reversa dos FTEs indica que eram estruturas do hemisfério sul. As assinaturas apresentadas pelos FTEs concordam com as assinaturas propostas pelos modelos de [Russell e Elphic \(1978\)](#) e [Lee e Fu \(1985\)](#). Em comparação com as simulações de [Ding et al. \(1991\)](#), que mostram simetria de  $B_n$  para o modelo de reconexão com múltiplas linhas X e assimetria para o modelo de reconexão através de uma linha X, pode-se dizer que ambos os eventos apresentaram a variação de  $B_n$  praticamente simétrica. O fato do FTE não ter sido observado pelos satélites *tha* e *thb*, que estavam nas extremidades da configuração de satélites, pode indicar que as estruturas tinham o diâmetro da seção transversal menor que a separação máxima dos satélites, aproximadamente  $1,7 R_E$ .

As características do campo magnético dos dois FTEs são semelhantes à órbita T2 ilustrada na [Figura 2.11](#), principalmente no segundo FTE, como mostra a [Figura 4.2](#). Mostrando que os satélites *thc*, *thd* e *the* seguiram a trajetória magnetosfera-FTE-magnetosfera. As supostas trajetórias dos satélites THEMIS são esquematizadas na [Figura 5.1](#); a magnetosfera é representada pela região em azul, a região da bainha magnética em verde e o gradiente de cores no FTE, representado pela elipse, indica a intensidade do campo magnético.

O comportamento do campo magnético concorda tanto com o modelo de [Russell e Elphic \(1978\)](#), quanto com o modelo de [Lee e Fu \(1985\)](#), formando uma espécie de tubo de fluxo que se desloca pela magnetopausa. As medidas de velocidade realizadas pelos satélites *thd* e *the*, apresentam aumentos na velocidades nas componentes  $V_l$  com sentido para sul e  $V_m$  com sentido para o anoitecer, caracterizando um fluxo de íons alinhado ao campo. Somente no primeiro FTE observado por *thd*, o valor máximo da velocidade coincide com o momento da inversão do sentido de  $B_n$ , os demais têm esse pico deslocado.

O aumento da densidade de íons no momento da inversão de  $B_n$ , mesmo com a intensificação do campo magnético, pode estar relacionada ao fato dos FTEs estarem próximos um do outro e exercerem uma compressão mútua, fazendo com que as pressões de plasma e magnética não tenham um comportamento inversamente proporcional no primeiro FTE. No segundo as pressões apresentaram o comportamento inversamente proporcional.

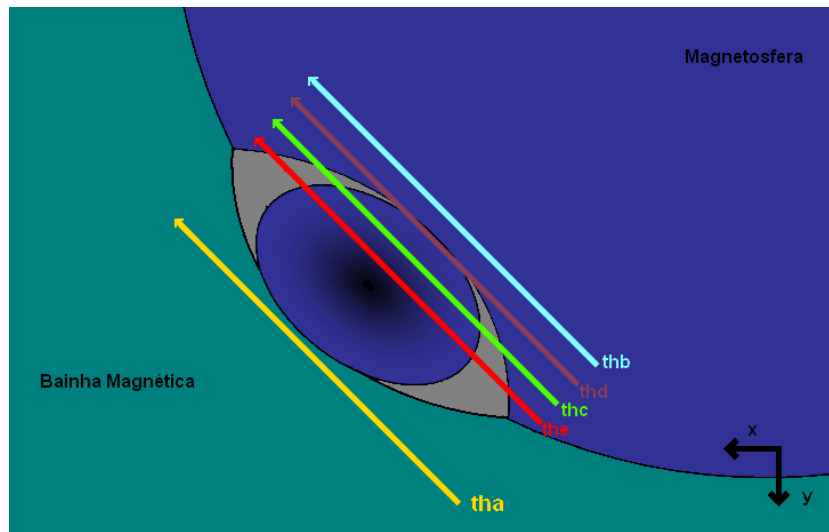


Figura 5.1 - Trajetórias dos satélites THEMIS para os FTEs do dia 17 de junho de 2007. A magnetosfera é representada pela região em azul, a região da bainha magnética em verde e o gradiente de cores no FTE, representado pela elipse, indica a intensidade do campo magnético.

No terceiro evento analisado, no dia 27 de junho de 2007, apenas três satélites observaram características do FTE. A magnetopausa obtida pelo modelo de Shue et al. (1998) indicou que *thb*, *thc* e *thd* estariam fora da magnetosfera, *tha* no interior da magnetosfera e *the* muito próximo da magnetopausa. A componente  $B_t$  indicou que *the* poderia estar dentro da magnetosfera. O ângulo entre os vetores normais obtidos por MVA e Shue et al. (1998) para *thd* é pequeno, aproximadamente  $12,5^\circ$ .

A polaridade reversa do FTE indica uma estrutura no hemisfério sul, propagando-se ao longo da magnetopausa. Os perfis observados para  $B_t$  se assemelham aos obtidos pelas trajetórias T1 para *thc* e *thd* e T2 para *the*, como mostra a Figura 5.2. A variação bipolar de  $B_n$  apresenta uma grande assimetria, sendo o pico negativo mais intenso que o positivo, semelhante ao encontrado por Ding et al. (1991) com o modelo

de reconexão através de uma linha X. Novamente, pode-se dizer que o diâmetro da seção transversal é menor que a separação máxima dos satélites, aproximadamente  $2,25 R_E$ .

Os gráficos de velocidade indicam fluxos de íons alinhados ao campo, com  $V_i$  para sul e  $V_m$  para o anoitecer, e quedas no módulo da velocidade no instante da inversão de  $B_n$ . O comportamento das pressões de plasma e magnética é inversamente proporcional, mais claramente observados por *thc* e *the*.

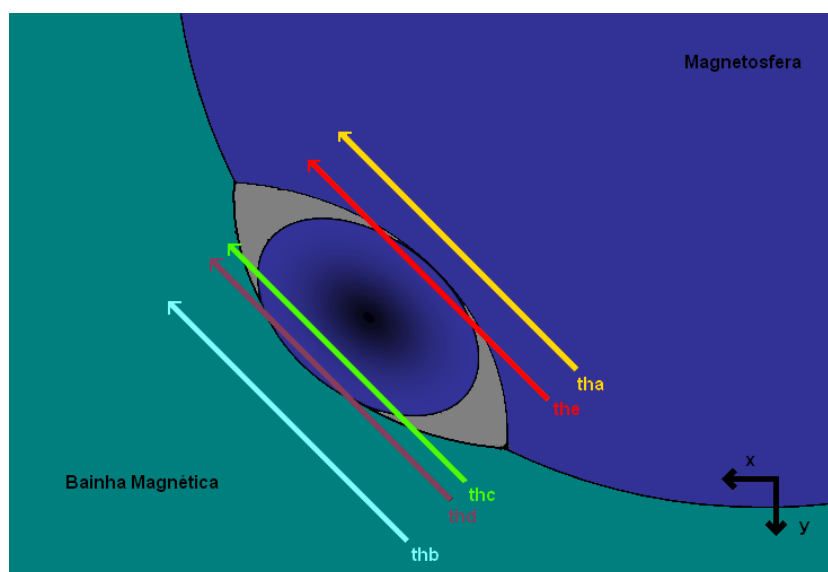


Figura 5.2 - Trajetórias dos satélites THEMIS para o FTE do dia 27 de junho de 2007. A magnetosfera é representada pela região em azul, a região da bainha magnética em verde e o gradiente de cores no FTE, representado pela elipse, indica a intensidade do campo magnético.

No último período apresentado, do dia 12 de julho de 2007, os cinco satélites observaram assinaturas de um FTE. A magnetopausa encontrada com o modelo de Shue et al. (1998) novamente indicou que os satélites estariam no interior da magnetosfera, enquanto que, os valores negativos da componente  $B_i$  mostraram que o satélite estaria fora da magnetosfera. A comparação entre os vetores normais obtidos pela técnica de MVA e através do modelo de Shue et al. (1998) mostraram que a diferença entre eles é pequena, aproximadamente  $7,2^\circ$ .

A polaridade reversa do FTE indica que a estrutura está no hemisfério sul. O comportamento da magnitude do campo observada pelo satélite *tha* é semelhante ao

campo observado pela trajetória T1, enquanto que, os perfis observados pelos demais satélites se assemelham a aqueles observados pela órbita T2, como mostra a Figura 5.3. A simetria da variação de  $B_n$  e o comportamento de  $B_t$  e  $B_l$  também concordam com os modelos de Russell e Elphic (1978) e Lee e Fu (1985). Porém, os baixos valores de  $B_m$  não correspondem aos encontrados nas simulações de Fedder et al. (2002). Como o FTE foi observado por todos os satélites, o diâmetro da seção transversal da estrutura tem tamanho igual ou maior que aproximadamente  $2 R_E$ .

Os gráficos de velocidade mostram a existência de um fluxo de íons alinhado ao campo magnético, com direção de  $V_l$  para sul e  $V_m$  para o anoitecer.

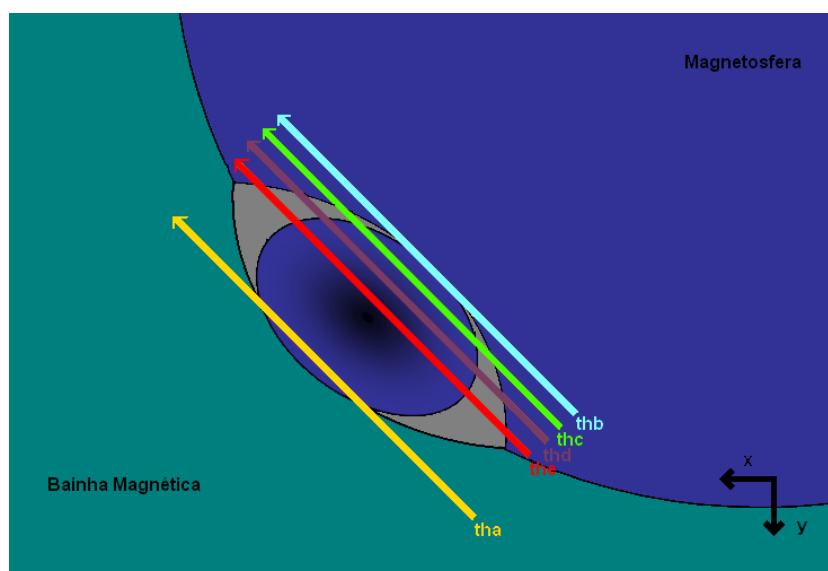


Figura 5.3 - Trajetórias dos satélites THEMIS para o FTE do dia 12 de julho de 2007. A magnetosfera é representada pela região em azul, a região da bainha magnética em verde e o gradiente de cores no FTE, representado pela elipse, indica a intensidade do campo magnético.

Pode-se sintetizar as principais conclusões e considerações sobre estes resultados da seguinte forma:

- A obtenção da posição da magnetopausa através do modelo de Shue et al. (1998) não fornece um bom resultado em condições normais do vento solar. Porém, os vetores normais obtidos através dele são semelhantes aos encontrados com a técnica de MVA aplicada na passagem de um dos satélites pela magnetopausa.

- As assinaturas do campo magnético dos FTEs são intimamente relacionadas com a obtenção dos sistema de coordenadas normal à magnetopausa.
- Os quatro estruturas analisadas são FTEs e apresentam variação bipolar na componente normal ao campo e outras características encontradas na literatura.
- As características dos modelos de [Russell e Elphic \(1978\)](#) e [Lee e Fu \(1985\)](#) são semelhantes quando se realiza apenas a análise da simetria do campo magnético.
- É possível usar os três modelos para explicar as assinaturas do campo magnético, por exemplo, os modelos de [Russell e Elphic \(1978\)](#) e [Lee e Fu \(1985\)](#) explicam o primeiro e o terceiro estudo de caso e o modelo de [Scholer \(1988\)](#) e [Southwood et al. \(1988\)](#) explicaria o segundo caso.
- Os perfis do campo magnético dependem da trajetória do satélite em relação ao FTE.
- Não há um consenso entre as definições do FTE tipo cratera. Por exemplo, no primeiro e no terceiro caso os FTEs podem ser definidos como tipo cratera, segundo a definição de [Sibeck et al. \(2008\)](#) ou como FTE comum, na definição de [Zhang et al. \(2010\)](#), [Figura 2.11](#).

Como trabalhos futuros propõem-se a investigação de outros eventos, a fim de realizar-se estudos estatísticos sobre os FTEs. Segundo [Zhang et al. \(2010\)](#) entre 1 de maio e 31 de outubro de 2007 a missão THEMIS observou 622 FTEs. Deve-se avaliar outras técnicas para determinar o sistema de coordenadas normal à magnetopausa, levando em consideração que o modelo de [Shue et al. \(1998\)](#) foi construído para condições extremas do vento solar, e a técnica de mínima variância é extremamente sensível ao intervalo escolhido.

O uso de simulações similares às de [Ding et al. \(1991\)](#), [Fedder et al. \(2002\)](#) e [Sibeck et al. \(2008\)](#) é de grande importância para a compreensão do comportamento do campo magnético e dos parâmetros de plasma. A técnica de Grad-Shafranov, usada para reconstrução de estruturas como tubos de fluxo, pode ser usada para reconstruir a seção transversal dos FTEs ([SONNERUP; GUO, 1996](#)).





## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ANGELOPOULOS, V. The THEMIS mission. **Space Science Reviews**, v. 141, n. 1-4, p. 5–34, dez. 2008. 25, 26

AUSTER, H. U.; GLASSMEIER, K. H.; MAGNES, W.; AYDOGAR, O.; BAUMJOHANN, W.; CONSTANTINESCU, D.; FISCHER, D.; FORNACON, K. H.; GEORGESCU, E.; HARVEY, P.; HILLENMAIER, O.; KROTH, R.; LUDLAM, M.; NARITA, Y.; NAKAMURA, R.; OKRAFKA, K.; PLASCHKE, F.; RICHTER, I.; SCHWARZL, H.; STOLL, B.; VALAVANOGLU, A.; WIEDEMANN, M. The THEMIS fluxgate magnetometer. **Space Science Reviews**, v. 141, n. 1-4, p. 235–264, dez. 2008. 25

BAUMJOHANN, W.; TREUMANN, R. A. **Basic space plasma physics**. London: Imperial College Press, 1996. 340 p. 6, 7

BERCHEM, J.; RUSSELL, C. T. Flux transfer events on the magnetopause - Spatial distribution and controlling factors. **Journal of Geophysical Research**, v. 89, n. A8, p. 6689–6703, ago. 1984. 21

CHAPMAN, S.; FERRARO, V. C. A. A new theory of magnetic storms. **Journal of Geophysical Research**, v. 36, n. 3, p. 171–186, 1931. 11

COWLEY, S. W. H. A beginner's guide to the Earth's magnetosphere. **Earth Space**, v. 8, n. 7, p. 9–13, 1996. 14

DING, D. Q.; LEE, L. C.; FU, Z. F. Multiple X line reconnection. III - A particle simulation of flux transfer events. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, n. A12, dez. 1986. 1

DING, D. Q.; LEE, L. C.; MA, Z. W. Different FTE signatures generated by the bursty single X line reconnection and the multiple X line reconnection at the dayside magnetopause. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. A1, jan. 1991. 22, 61, 62, 65

DUNGEY, J. W. Interplanetary magnetic field and the auroral zones. **Physical Review Letters**, v. 6, n. 2, p. 47–48, 1961. 1, 12, 13

ELPHIC, R. C.; RUSSELL, C. T. ISEE-1 and 2 magnetometer observations of the magnetopause. In: B. Battrock, J. Mort, G. Haerendel, & J. Ortner (Ed.).

- Magnetospheric Boundary Layers**. Paris: [s.n.], 1979. (ESA Special Publication, v. 148), p. 43–50. [15](#)
- FARRUGIA, C. J.; RIJNBEEK, R. P.; SAUNDERS, M. A.; SOUTHWOOD, D. J.; RODGERS, D. J. A multi-instrument study of flux transfer event structure. **Journal of Geophysical Research**, v. 93, n. A12, dez. 1988. [1](#)
- FEAR, R. C.; FAZAKERLEY, A. N.; OWEN, C. J.; LUCEK, E. A. A survey of flux transfer events observed by Cluster during strongly northward IMF. **Geophysical Research Letters**, v. 32, p. L18105, set. 2005. [21](#)
- FEAR, R. C.; MILAN, S. E.; FAZAKERLEY, A. N.; LUCEK, E. A.; COWLEY, S. W. H.; DANDOURAS, I. The azimuthal extent of three flux transfer events. **Annales Geophysicae**, v. 26, n. 8, p. 2353–2369, ago. 2008. [1](#), [19](#), [20](#)
- FEDDER, J. A.; SLINKER, S. P.; LYON, J. G.; RUSSELL, C. T. Flux transfer events in global numerical simulations of the magnetosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 107, n. A5, maio 2002. [22](#), [64](#), [65](#)
- GIOVANELLI, R. G. Magnetic and electric phenomena in the sun's atmosphere associated with sunspots. **Monthly Notices of the Royal Astronomical Society**, v. 107, n. 4, p. 338–355, 1947. [1](#)
- GONZALEZ, W. D.; JOSELYN, J. A.; KAMIDE, Y.; KROEHL, H. W.; ROSTOKER, G.; TSURUTANI, B. T.; VASYLIUNAS, V. M. What is a geomagnetic storm? **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. A4, p. 5771–5792, abr. 1994. [14](#)
- GONZALEZ, W. D.; MOZER, F. S. A quantitative model for the potential resulting from reconnection with an arbitrary interplanetary magnetic field. **Journal of Geophysical Research**, v. 79, n. 28, p. 4186–4194, oct 1974. [1](#)
- KAWANO, H.; HIGUCHI, T. The bootstrap method in space physics: Error estimation for the minimum variance analysis. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 3, p. 307–310, fev. 1995. [30](#)
- KAWANO, H.; KOKUBUN, S.; TAKAHASHI, K. Survey of transient magnetic field events in the dayside magnetosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. A7, jul. 1992. [21](#)

KAWANO, H.; RUSSELL, C. T. Cause of postterminator flux transfer events. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A12, dez. 1997. 1

\_\_\_\_\_. Survey of flux transfer events observed with the ISEE 1 spacecraft: Dependence on the interplanetary magnetic field. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A6, jun. 1997. 1

KIVELSON, M. G.; RUSSELL, C. T. **Introduction to Space Physics**. New York: Cambridge University Press, 1995. 862 p. ISBN 0-521-45714-9. 12

KUZNETSOVA, M. M.; SIBECK, D. G.; HESSE, M.; WANG, Y.; RASTAETTER, L.; TOTH, G.; RIDLEY, A. Cavities of weak magnetic field strength in the wake of FTEs: Results from global magnetospheric MHD simulations. **Geophysical Research Letters**, v. 36, p. L10104, maio 2009. 1

LAKHINA, G. S. A kinetic theory of driven reconnection in the Earth's magnetotail. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. A3, mar. 1992. 11

\_\_\_\_\_. Magnetic reconnection. **Bulletin of the Astronomical Society of India**, v. 28, p. 593–646, dez. 2000. 6, 8, 9, 10

LEE, L. C.; FU, Z. F. A theory of magnetic flux transfer at the Earth's magnetopause. **Geophysical Research Letters**, v. 12, n. 2, fev. 1985. 18, 19, 61, 64, 65

LOCKWOOD, M. Flux transfer events at the dayside magnetopause - Transient reconnection or magnetosheath dynamic pressure pulses? **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. A4, abr. 1991. 21

MCFADDEN, J. P.; CARLSON, C. W.; LARSON, D.; LUDLAM, M.; ABIAD, R.; ELLIOTT, B.; TURIN, P.; MARCKWORDT, M.; ANGELOPOULOS, V. The THEMIS ESA plasma instrument and in-flight calibration. **Space Science Reviews**, v. 141, n. 1-4, dez. 2008. 25

ØIEROSET, M.; SANDHOLT, P. E.; DENIG, W. F.; COWLEY, S. W. H. Northward interplanetary magnetic field cusp aurora and high-latitude magnetopause reconnection. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A6, jun. 1997. 3

PARKER, E. N. Dynamics of the interplanetary gas and magnetic fields. **Astrophysical Journal**, v. 128, p. 664–676, 1958. 12

PARKS, G. K. **Physics of space plasmas: an introduction**. Boulder, Colorado: Westview Press, 2004. ISBN 0-8133-4129-9. 5, 7

PASCHMANN, G.; HAERENDEL, G.; PAPAMASTORAKIS, I.; SCKOPKE, N.; BAME, S. J.; GOSLING, J. T.; RUSSELL, C. T. Plasma and magnetic field characteristics of magnetic flux transfer events. **Journal of Geophysical Research**, v. 87, n. A4, p. 2159–2168, abr. 1982. 1, 17, 21

PASCHMANN, G.; PAPAMASTORAKIS, I.; SCKOPKE, N.; HAERENDEL, G.; SONNERUP, B. U. O.; BAME, S. J.; ASBRIDGE, J. R.; GOSLING, J. T.; RUSSELL, C. T.; ELPHIC, R. C. Plasma acceleration at the Earth's magnetopause - Evidence for reconnection. **Nature**, v. 282, p. 243–246, nov. 1979. 15

PRIEST, E.; FORBES, T. **Magnetic Reconnection: MHD theory and applications**. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. 3, 4, 12

PUDOVKIN, M. I.; ZAITSEVA, S. A.; SANDHOLT, P. E.; EGELAND, A. Dynamics of aurorae in the cusp region and characteristics of magnetic reconnection at the magnetopause. **Planetary and Space Science**, v. 40, n. 6, p. 879–887, jun. 1992. 3

RIJNBEEK, R. P.; COWLEY, S. W. H.; SOUTHWOOD, D. J.; RUSSELL, C. T. Observations of reverse polarity flux transfer events at the Earth's dayside magnetopause. **Nature**, v. 300, p. 23–26, nov. 1982. 21

\_\_\_\_\_. A survey of dayside flux transfer events observed by ISEE 1 and 2 magnetometers. **Journal of Geophysical Research**, v. 89, n. A2, p. 786–800, fev. 1984. 1, 21

RUSSELL, C. T.; ELPHIC, R. C. Initial ISEE magnetometer results - Magnetopause observations. **Space Science Reviews**, v. 22, p. 681–715, dez. 1978. 1, 15, 16, 17, 18, 22, 27, 33, 61, 64, 65

SAUNDERS, M. A.; RUSSELL, C. T.; SCKOPKE, N. A Dual-satellite study of the spatial properties of FTEs. In: E. W. Hones Jr. (Ed.). **Magnetic Reconnection in Space and Laboratory Plasmas**. Washington, D.C.: AGU, 1984. p. 145–152. 1, 21

SCHOLER, M. Magnetic flux transfer at the magnetopause based on single X line bursty reconnection. **Geophysical Research Letters**, v. 15, n. 4, p. 291–294, abr. 1988. 18, 20, 21, 65

SHUE, J.-H.; CHAO, J. K.; FU, H. C.; RUSSELL, C. T.; SONG, P.; KHURANA, K. K.; SINGER, H. J. A new functional form to study the solar wind control of the magnetopause size and shape. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A5, p. 9497–9512, maio 1997. 30

SHUE, J.-H.; SONG, P.; RUSSELL, C. T.; STEINBERG, J. T.; CHAO, J. K.; ZASTENKER, G.; VAISBERG, O. L.; KOKUBUN, S.; SINGER, H. J.; DETMAN, T. R.; KAWANO, H. Magnetopause location under extreme solar wind conditions. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, n. A8, p. 17691–17700, ago. 1998. 2, 27, 30, 31, 32, 33, 34, 42, 50, 51, 61, 62, 63, 64, 65

SIBECK, D. G.; KUZNETSOVA, M.; ANGELOPOULOS, V.; GLASSMEIER, K.; MCFADDEN, J. P. Crater FTEs: Simulation results and THEMIS observations. **Geophysical Research Letters**, v. 35, p. L17S06, maio 2008. 1, 22, 23, 65

SONNERUP, B. U. Ö. Magnetopause structure during the magnetic storm of September 24, 1961. **Journal of Geophysical Research**, v. 76, n. 28, p. 6717–6735, 1971. 14

SONNERUP, B. U. Ö.; CAHILL JR., L. J. Magnetopause Structure and Attitude from Explorer 12 Observations. **Journal of Geophysical Research**, v. 72, n. 1, p. 171–183, jan 1967. 2, 27, 30

SONNERUP, B. U. Ö.; GUO, M. Magnetopause transects. **Geophysical Research Letters**, v. 23, n. 25, p. 3679–3682, 1996. 65

SONNERUP, B. U. Ö.; PAPAMASTORAKIS, I.; PASCHMANN, G.; LUEHR, H. Magnetopause properties from AMPTE/IRM observations of the convection electric field - Method development. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, n. A11, p. 12137–12159, nov 1987. 1

SONNERUP, B. U. Ö.; SCHEIBLE, M. Minimum and maximum variance analysis. In: PASCHMANN, G.; DALY, P. W. (Ed.). **Analysis methods for multi-Spacecraft data**. Bern, Switzerland: The International Space Science Institute, 1998. v. 1, p. 185–220. 2, 27, 28, 30

SOUTHWOOD, D. J.; FARRUGIA, C. J.; SAUNDERS, M. A. What are flux transfer events? **Planetary and Space Science**, v. 36, p. 503–508, maio 1988. 18, 20, 21, 65

TREUMANN, R. A.; BAUMJOHANN, W. **Advanced space plasma physics**. London: Imperial College Press, 1997. 392 p. 11

ZHANG, H.; KIVELSON, M. G.; KHURANA, K. K.; MCFADDEN, J.; WALKER, R. J.; ANGELOPOULOS, V.; WEYGAND, J. M.; PHAN, T.; LARSON, D.; GLASSMEIER, K. H.; AUSTER, H. U. Evidence that crater flux transfer events are initial stages of typical flux transfer events. **Journal of Geophysical Research**, v. 115, p. A08229, ago. 2010. 1, 22, 23, 24, 65

ZWEIBEL, E. G.; YAMADA, M. Magnetic reconnection in astrophysical and laboratory plasmas. **Annual Review of Astronomy and Astrophysics**, v. 47, p. 291–332, set. 2009. 3, 10, 11