



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/11.13.11.46-TDI

ESTUDO DE DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES DE MÉDIA ESCALA NO HEMISFÉRIO SUL UTILIZANDO TÉCNICAS ÓTICAS, DE RÁDIO E SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

Cristiano Sarzi Machado

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas, orientada pelos Drs. Alexandre Alvares Pimenta, e Nelson Jorge Schuch, aprovada em 27 de novembro de 2017.

URL do documento original:

[<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3Q2E9QS>](http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3Q2E9QS)

INPE
São José dos Campos
2017

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GBDIR)

Serviço de Informação e Documentação (SESID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

E-mail: pubtc@inpe.br

**COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO
DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):****Presidente:**

Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação (CPG)

Membros:

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (COCST)

Dr. André de Castro Milone - Coordenação-Geral de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CGCEA)

Dra. Carina de Barros Melo - Coordenação de Laboratórios Associados (COCTE)

Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação-Geral de Engenharia e Tecnologia Espacial (CGETE)

Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação-Geral de Observação da Terra (CGOBT)

Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CGCPT)

Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

BIBLIOTECA DIGITAL:

Dr. Gerald Jean Francis Banon

Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:

Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

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

EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:

Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SESID)

André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SESID)



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA, TECNOLOGIA, INOVAÇÕES E COMUNICAÇÕES
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/11.13.11.46-TDI

ESTUDO DE DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES DE MÉDIA ESCALA NO HEMISFÉRIO SUL UTILIZANDO TÉCNICAS ÓTICAS, DE RÁDIO E SIMULAÇÕES NUMÉRICAS

Cristiano Sarzi Machado

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas, orientada pelos Drs. Alexandre Alvares Pimenta, e Nelson Jorge Schuch, aprovada em 27 de novembro de 2017.

URL do documento original:

[<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3Q2E9QS>](http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3Q2E9QS)

INPE
São José dos Campos
2017

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Machado, Cristiano Sarzi.

M131e Estudo de distúrbios ionosféricos propagantes de média escala no hemisfério sul utilizando técnicas óticas, de rádio e simulações numéricas / Cristiano Sarzi Machado. – São José dos Campos : INPE, 2017.

xxiv + 188 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/11.13.11.46-TDI)

Tese (Doutorado em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2017.

Orientadores : Drs. Alexandre Alvares Pimenta, e Nelson Jorge Schuch.

1. Ionosfera terrestre. 2. Distúrbios ionosféricos propagantes de média escala. 3. Ondas de gravidade-acústica. 4. Emissão do OI 630,0 nm. 5. Instabilidade Perkins. I.Título.

CDU 551.510.535(8)



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](#).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](#).

Aluno (a): **Cristiano Sarzi Machado**

Título: "ESTUDO DE DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES DE MÉDIA ESCALA NO HEMISFÉRIO SUL UTILIZANDO TÉCNICAS ÓTICAS, DE RÁDIO E SIMULAÇÕES NUMÉRICAS".

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de **Doutor(a)** em
Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas

Dr. Eurico Rodrigues de Paula



Presidente / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Alexandre Alvares Pimenta



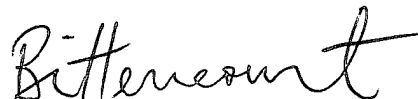
Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Nelson Jorge Schuch



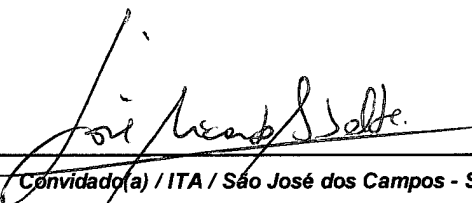
Orientador(a) / INPE / Santa Maria - RS

Dr. José Augusto Bittencourt



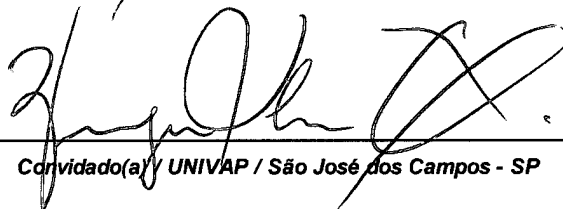
Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Dr. José Ricardo Abalde Guede



Convidado(a) / ITA / São José dos Campos - SP

Dra. Virginia Klausner de Oliveira



Convidado(a) / UNIVAP / São José dos Campos - SP

Este trabalho foi aprovado por:

() maioria simples

☒ unanimidade

Self - Pity

I never saw a wild thing
sorry for itself.

A small bird will drop frozen dead from a bough
without ever having felt sorry for itself.

David Herbert Lawrence

Hino dos Aviadores

Vamos, filhos altivos dos ares
Nosso voo ousado alçar
Sobre campos, cidades e mares,
Vamos nuvens e céus enfrentar.

D'astro-rei desafiamos os cimos
Bandeirantes audazes do azul
Às estrelas, de noite, subimos
Para orar ao Cruzeiro do Sul.

Contato! Companheiros!
Ao vento, sobranceiros,
Lancemos o roncar
Da hélice a girar.

Mas se explode o corisco no espaço
Ou a metralha, na guerra, rugir,
Cavaleiro do século do aço
Não nos faz o perigo fugir.

Não importa a tocaia da morte
Pois que a pátria, dos céus no altar,
Sempre erguemos de ânimo forte
Do holocausto da vida, a voar.

Contato! Companheiros!
Ao vento, sobranceiros,
Lancemos o roncar
Da hélice a girar.

Composição: Cap. Armando Serra de Menezes
Música: Ten. João Nascimento

AGRADECIMENTOS

Agradeço aos meus orientadores, Dr. Alexandre Alvares Pimenta e Dr. Nelson Jorge Schuch, pela confiança, ensinamentos e dedicação dispensados na orientação desta Tese de Doutorado. Agradeço especialmente ao Dr. Nelson Jorge Schuch pelos princípios, exemplos e filosofias compartilhados. Ao Dr. Esfhan Alam Kherani, agradeço pelo auxílio com as simulações, discussões e boa vontade para ensinar e ajudar. Aos membros da Banca Examinadora, por avaliarem e contribuírem para o aprimoramento deste trabalho de pesquisa. Ao Dr. Michael Mendillo e Dr. Mike Taylor, pela doação ao INPE dos sistemas de imageamento *all-sky* que geraram parte dos dados utilizados no estudo. À Dra. Inez Staciarini Batista, pela concessão dos dados da digissonda de Cachoeira Paulista. Ao Dr. Lourivaldo Mota Lima, pelo auxílio e discussões na aplicação das *wavelets* de Morlet. Ao Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos - CPTEC/INPE, pelo fornecimento de dados obtidos pelo satélite GOES 12.

Agradeço ao Conselho de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), pela concessão da Bolsa de Pesquisa e ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais e seus funcionários, por proverem a estrutura física e humana que permitiu a realização desta Tese. Sobremaneira, agradeço ao cidadão Brasileiro, que através do pagamento de impostos, financia a pesquisa científica no País.

Sou grato aos meus amigos, pelo companheirismo e incentivo. De modo especial, agradeço o Lucas Mattos Lopes, Osvaldo Lopes Neto, Christiane Mattos Lopes, e Gabriel Mattos Lopes. Obrigado por tudo que fizeram por mim. Aos meus amigos Leonardo Zavareze da Costa, Valdivia Zavareze da Costa, Nei Paulo da Costa, Jéssica Zavareze da Costa e Willian Rigon Silva, agradeço pela bela amizade e apoio.

Por fim, agradeço a minha família, pelo amor, compreensão, suporte e carinho que irrestritamente recebi e que me foram indispensáveis no cumprimento dessa missão.

RESUMO

Utilizando imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidas entre 1990 e 2011 por imageadores instalados em Cachoeira Paulista (22,7°S; 45,0 °O; ângulo DIP = -37,6°) e São Martinho da Serra (29,4°S; 53,8°O, ângulo DIP = -37,3°), foram catalogados *MSTIDs* (*Medium Scale Traveling Ionospheric Disturbances*) que se propagam para Noroeste, cuja origem está relacionada ao processo de instabilidade de plasma Perkins em médias latitudes. Para avaliar a extensão da frente de onda dos *MSTIDs*, foi analisado o comportamento dos parâmetros foF2, h'F e hmF2, obtidos pelas digissondas de Porto Stanley (51,6 °S; 57,9 °O; ângulo DIP = -49,8°), Ascensão (07,95 °S; 14,4 °O; ângulo DIP = -43,4°) e Cachoeira Paulista (22,7°S; 45,0 °O; ângulo DIP = -37,6°). O tipo de espalhamento na região F do sinal nos ionogramas também foi verificado. Foram observados 5 casos com ocorrência simultânea, todos em períodos geomagneticamente calmos ($K_p < 3$), indicando que a frente de onda dos *MSTIDs* pode se estender por mais de 6250 km no hemisfério Sul. A partir da Teoria Magnetohidrodinâmica, foi calculado o índice de absorção para dois casos de *MSTIDs* em períodos distintos do ciclo solar (atividade solar máxima e mínima). Os resultados mostraram que a distância de propagação depende da concentração eletrônica do plasma da região F, sendo menores durante o período de máxima atividade solar. Simulações numéricas foram conduzidas para avaliar o papel da Anomalia Magnética da América do Sul (AMAS) na geração de ondas de gravidade-acústicas. Os resultados mostram que o efeito Joule causado pelo acréscimo da corrente na região E, devido à precipitação de partículas na AMAS é capaz de gerar ondas de gravidade-acústica, que podem atuar como gatilho da instabilidade Perkins em médias latitudes.

Palavras chave: ionosfera terrestre. Distúrbios Ionosféricos Propagantes de Média Escala. Ondas de gravidade-acústica. Emissão do OI 630,0 nm. Instabilidade Perkins.

STUDY OF MEDIUM SCALE TRAVELING IONOSPHERIC DISTURBANCES IN THE SOUTHERN HEMISPHERE USING OPTICAL TECHNIQUES, RADIO TECHNIQUES AND NUMERICAL SIMULATIONS

ABSTRACT

Using OI 630.0 nm *all-sky* images, obtained between 1990 and 2011 by ground-based imaging systems installed at Cachoeira Paulista (22.7° S, 45.0° W, DIP angle - 37.6°) and Sao Martinho da Serra (29.4° S, 53.8° W, DIP angle = -37.3°) were detected a set of *MSTIDs* cases that propagates Northwestward, indicating that they are related to Perkins instability at mid-latitudes. In order to verify the wave front extension of the *MSTIDs*, digisonde data (foF2, h'F e hmF2 parameters) from Porto Stanley (51.6 ° S, 57.9 °O, DIP angle = -49.8 °), Ascension (07 , 95 ° S, 14.4 ° C, DIP angle = -43.4 °) and Cachoeira Paulista (22.7 ° S, 45.0 ° C, DIP angle = -37.6 °) were analyzed. The *spread F* type was also considered. Five cases with simultaneous occurrence were found, in geomagnetically quiet periods ($K_p < 3$), indicating that the wave front can extend for more than 6250 km in the Southern Hemisphere. Using the magnetohydrodynamic theory, the absorption index of *MSTID* were calculated under different solar activity (solar minimum and solar maximum). The results showed that the *MSTID* propagation depends on the electronic concentration of the F region plasma. The propagation distance is smaller during solar maximum. Numerical simulations were conducted to evaluate the role of the South America Magnetic Anomaly (SAMA) in the generation of acoustic-gravity waves. The results show that the Joule effect caused by the enhancement of the E region current, due to the particles precipitation in the SAMA should generate acoustic-gravity waves, which can act as a trigger of Perkins instability at mid-latitudes.

Keywords: Earth's ionosphere. Medium Scale Traveling Ionospheric Disturbances. Acoustic-gravity waves. OI 630.0 nm emission. Perkins instability.

LISTA DE FIGURAS

Figura 2.1: Valores típicos da condutividade ionosférica para médias latitudes. Os valores de σ_P e σ_H sofrem mudança de escala (valores multiplicados por 10^6).	14
Figura 2.2: Sistema de coordenadas utilizado por Perkins.	19
Figura 2.3: Representação do modelo de Perkins.	22
Figura 2.4: Orientação do vetor de onda $\vec{k}$ e do vetor campo elétrico efetivo $\vec{E}_0$. ..	24
Figura 2.5: Simulações feitas por Kelley <i>et al.</i> (2003) para três diferentes valores de U_s , supondo $E_e = 0$	26
Figura 2.6: Taxa de crescimento da instabilidade Perkins para o mínimo/máximo solar.	27
Figura 2.7: Regiões possíveis para o desenvolvimento da instabilidade Perkins no hemisfério Norte, considerando um campo elétrico efetivo no quadrante SE (painel direito) e NE (painel esquerdo).	29
Figura 2.8: Estrutura polarizada de uma banda escura (com baixa condutividade Pedersen integrada Σ_p).	30
Figura 2.9: Estrutura de baixa condutividade Pedersen integrada Σ_p que ocasiona o surgimento de um campo elétrico de polarização $\vec{E}_1$ para manter a continuidade da corrente.	31
Figura 2.10: Observação simultânea de <i>MSTIDs</i> em pontos geomagneticamente conjugados - Shigaraki (34,8°N; 136,1°E), Japão e Renner Springs (18,3°S; 133,8°E), Austrália - na noite de 28/05/2003.	34
Figura 2.11: No painel esquerdo, o círculo cinza indica o campo de visão dos imageadores e os pontos vermelhos indicam os pontos geomagneticamente conjugados das estações e do campo de visão de cada imageador. No painel direito superior, o <i>MSTID</i> observado em Arecibo (imagens linearizadas). No painel direito inferior, o evento observado em São Martinho da Serra, ambos para a noite de 26-27/12/2011 (imagens linearizadas).	35
Figura 2.12: Estatísticas de observação (A) e ocorrência (B) dos <i>MSTIDs</i> observados em Cachoeira Paulista através da emissão OI 630,0 nm, em função dos meses do ano e atividade solar.	37

Figura 2.13: Observação simultânea de <i>MSTID</i> durante a noite de 22/05/1998 no setor Japonês. O painel esquerdo mostra um mapa bidimensional de dTEC para as 23:20 LT. O painel direito mostra um mosaico de imagens <i>all-sky</i> obtidas entre 23:17 LT e 23:21 LT.	40
Figura 2.14: Comparação entre a emissão OI 630,0 nm (painel esquerdo) e a condutividade Pedersen (painel direito) para a noite de 20-21/02/1999 em Arecibo (18,47°N; 66,72°O).	42
Figura 2.15: <i>MSTIDs</i> detectados na emissão OI 630,0 nm em El Leoncito (31,8°S; 69,3°O) em 19/12/2003. As estruturas tem alinhamento Nordeste-Sudoeste e se propagam para Noroeste.....	44
Figura 2.16: Exemplo de <i>MSTID</i> detectado no hemisfério Norte. As estruturas tem alinhamento Noroeste-Sudeste e se propagam para Sudoeste.	44
Figura 2.17: Contribuição do vento neutro para $\gamma_{\max}$ em função do tempo local e dos dias do ano para Haleakala (painel superior) e seu ponto geomagneticamente conjugado (painel inferior) para o ano de 2009.	45
Figura 2.18: Interpretação inicial dada por Bowman (1981) para o <i>spread F</i> devido aos <i>MSTIDs</i> (painel a) e <i>LSTIDs</i> (painel b). O painel c mostra dados reais da progressão de um <i>LSTID</i> sobre a ionosfera.	48
Figura 2.19: Mapa de contorno da intensidade total do campo geomagnético calculada pelo <i>WMM</i> para o ano de 2015..	51
Figura 2.20: Representação da deriva do centro da AMAS (painel a) e variação da intensidade total (painel b) durante o último século.....	52
Figura 2.21: Fluxo de prótons com energia entre 800 KeV e 2500 KeV na região da AMAS medido no período entre 31/05/2000 e 08/06/2000.	53
Figura 2.22: Contagem de fótons (427,8 nm) registrados pelo fotômetro a bordo do satélite F16-DMSP no dia 04/09/2008.	55
Figura 3.1: Mapa contendo as isolinhas de inclinação magnética gerado pelo <i>World Magnetic Model</i> - <i>WMM</i> . Sobre o mapa foram projetadas as localizações dos instrumentos que forneceram dados para o estudo: Porto Stanley (PS), São Martinho da Serra (SMS), Cachoeira Paulista (CP) e Ilha de Ascensão (ASC).	58
Figura 3.2: Representação esquemática simplificada de um imageador <i>all-sky</i> com CCD (painel esquerdo). Imageador <i>all-sky</i> instalado no Observatório Espacial do Sul (painel direito).....	64

Figura 3.3: Ionograma obtido na noite de 09/02/2010 pela digissonda de Cachoeira Paulista. Os parâmetros h'F e foF2 estão indicados na figura.....	70
Figura 3.4: Janelas de amostragem no plano tempo-frequência para as transformadas de Fourier (TF), transformada de Fourier janelada (TFJ) e transformada <i>wavelet</i> (TW).....	72
Figura 3.5: Parte real da função <i>wavelet</i> de Morlet.	74
Figura 3.6: Painel superior: primeira divisão da série temporal em metades, representando a primeira decomposição. Painel inferior: divisão de cada metade em mais duas metades, representando a segunda decomposição.....	75
Figura 3.7: Representação simplificada de um periodograma <i>wavelet</i>	76
Figura 3.8: (a) soma de três funções seno com amplitudes e frequências diferentes (1 MHz, 5 MHz e 10MHz). (b) periodograma com os resultados da transformada <i>wavelet</i>	77
Figura 4.1: Sequência de imagens <i>all-sky</i> da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 13-14/07/1999, mostrando a passagem do <i>MSTID</i> sobre Cachoeira Paulista.....	83
Figura 4.2: Variação temporal dos parâmetros h'F e hmF2 durante a noite de 13-14/07/1999.....	85
Figura 4.3: Exemplo de uma noite sem ocorrência de <i>MSTID</i> sobre o zênite da digissonda de Cachoeira Paulista.....	86
Figura 4.4: Espectros obtidos com a aplicação da <i>wavelet</i> de Morlet aos dados de hmF2 da noite de 13-14/07/1999.....	87
Figura 4.5: Variação temporal dos parâmetros foF2 (curva azul), h'F (curva preta) e hmF2 (curva vermelha) para a noite de 13-14/07/1999 para Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP)..	89
Figura 4.6: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 13-14/07/1999 em Ascensão, mostrando <i>spread F</i> do tipo frequência entre 01:00 UT e 03:00 UT.....	91
Figura 4.7: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 13-14/07/1999 em Ascensão, mostrando <i>spread F</i> do tipo frequência entre 03:15 UT e 05:30 UT.....	91
Figura 4.8: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 13-14/07/1999 em Porto Stanley, mostrando fraco <i>spread F</i> das 21:15 UT às 22:00 UT e às 01:59 UT.	92
Figura 4.9.: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 13-14/07/1999 em Cachoeira Paulista, mostrando <i>spread F</i> das 01:45 UT às 02:00 UT, às 02:30 UT, das 03:00 UT às 03:30 UT e às 04:15 UT.....	92

Figura 4.10: Sequência de imagens <i>all-sky</i> da emissão OI 630,0 nm mostrando o <i>MSTID</i> na noite de 02-03/07/2005 sobre o campo de visão do imageador de Cachoeira Paulista..	93
Figura 4.11: Variação temporal dos parâmetros h'F e hmF2 entre 19:00 UT do dia 02/7/2005 e 09:00 UT do dia 03/07/2005..	95
Figura 4.12: Espectros obtidos com a aplicação da <i>wavelet</i> de Morlet aos dados de hmF2 da noite de 02-03/07/2005..	96
Figura 4.13: Variação temporal dos parâmetros foF2 (curva azul), h'F (curva preta) e hmF2 (curva vermelha) para a noite de 02-03/07/2005 para Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP).	97
Figura 4.14: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 02-03/07/2005 em Ascensão, mostrando <i>spread F</i> do tipo frequência às 22:45 UT (fraco) e das 00:30 UT às 01:30 UT.	99
Figura 4.15: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 02-03/07/2005 em Porto Stanley, mostrando <i>spread F</i> das 22:00 às 22:30 UT, das 00:00 UT às 01:00 UT, das 02:30 UT às 03:00 UT e das 04:29 UT às 06:00 UT.	99
Figura 4.16: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 02-03/07/2005 em Cachoeira Paulista, mostrando <i>spread F</i> das 01:45 UT às 02:15 UT, às 02:45 UT, das 05:00 UT às 05:15 UT, das 06:15 UT às 06:30 UT.	100
Figura 4.17: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 02-03/07/2005 em Cachoeira Paulista, mostrando <i>spread F</i> fraco das 07:15 UT às 08:45 UT.	100
Figura 4.18: Sequência de imagens <i>all-sky</i> da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 16-17/07/1999 pelo imageador de Cachoeira Paulista.	101
Figura 4.19: Variação temporal de h'F e hmF2 entre 19:00 UT do dia 16/07/1999 e 09:00 UT do dia 17/07/1999.	102
Figura 4.20: Espectros obtidos com a aplicação da <i>wavelet</i> de Morlet aos dados de hmF2 da noite de 16-17/07/1999.	103
Figura 4.21: Variação temporal dos parâmetros foF2 (curva azul), h'F (curva preta) e hmF2 (curva vermelha) para a noite de 16-17/07/1999 para Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP).	105
Figura 4.22: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 16-17/07/1999 em Ascensão, mostrando <i>spread F</i> das 01:30 UT às 01:45 UT(espalhamento fraco no	

intervalo), das 02:15 UT às 02:45 UT, das 03:15 UT às 03:30 UT e das 04:00 UT às 04:30 UT..	107
Figura 4.23: Continuação da sequência de ionogramas obtidos na noite de 16-17/07/1999 em Ascensão, mostrando <i>spread</i> F entre as 04:45 UT e as 07:00 UT.	107
Figura 4.24: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 16-17/07/1999 em Porto Stanley, mostrando <i>spread</i> F das 22:00 UT às 23:00 UT e espalhamento fraco, das 01:30 UT às 01:59 UT.	108
Figura 4.25: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 16-17/07/1999 em Cachoeira Paulista, mostrando <i>spread</i> F das 03:45 UT às 04:30 UT e das 07:00 UT às 07:30 UT	108
Figura 4.26: Sequência de imagens <i>all-sky</i> da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 08-09/02/2010 pelo imageador de Cachoeira Paulista.	109
Figura 4.27: Variação temporal de h'F e hmF2 entre 19:00 UT do dia 08/02/2010 e 09:00 UT do dia 09/02/2010..	110
Figura 4.28: Espectros obtidos com a aplicação da <i>wavelet</i> de Morlet aos dados de hmF2 da noite de 08-09/02/2010.	112
Figura 4.29: Variação temporal dos parâmetros foF2 (curva azul), h'F (curva preta) e hmF2 (curva vermelha) para a noite de 08-09/02/2010 para Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP).	113
Figura 4.30: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 08-09/02/2010 em Ascensão, mostrando <i>spread</i> F fraco das 23:15 UT às 23:30 UT.	115
Figura 4.31: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 08-09/02/2010 em Porto Stanley, mostrando <i>spread</i> F fraco das 01:30 UT às 02:00 UT e a partir das 02:30 UT, um <i>spread</i> F intenso até as 06:59 UT.	115
Figura 4.32: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 08-09/02/2010 em Cachoeira Paulista, mostrando <i>spread</i> F intenso do tipo frequência das 03:15 UT às 05:00 UT.	116
Figura 4.33: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 08-09/02/2010 em Cachoeira Paulista, mostrando <i>spread</i> F intenso das 05:15 UT às 07:00 UT. O <i>spread</i> F é tipo frequência, com exceção das 05:15 UT às 05:45 UT, onde o espalhamento parece ser do tipo <i>range</i> (espalhamento em altura).	116
Figura 4.34: Sequência de imagens <i>all-sky</i> da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 26-27/12/2011 pelo imageador de São Martinho da Serra.	117

Figura 4.35: Variação temporal de $h'F$ e $hmF2$ entre 19:00 UT do dia 26/12/2011 e 09:00 UT do dia 27/12/2011.	118
Figura 4.36: Espectros obtidos com a aplicação da <i>wavelet</i> de Morlet aos dados de $hmF2$ da noite de 26-27/12/2011.	119
Figura 4.37: Variação temporal dos parâmetros $foF2$ (curva azul), $h'F$ (curva preta) e $hmF2$ (curva vermelha) para a noite de 08-09/02/2010 para Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP)..	121
Figura 4.38: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 26-27-12/2011 em Ascensão, mostrando intenso <i>spread F</i> entre as 02:45 UT e as 04:45 UT.	123
Figura 4.39: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 26-27-12/2011 em Ascensão, mostrando <i>spread F</i> entre as 05:00 UT e as 07:00 UT. Ocorre espalhamento em altura (tipo <i>range</i>) até as 05:30 UT.	123
Figura 4.40: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 26-27-12/2011 em Porto Stanley, mostrando fraco <i>spread F</i> entre as 21:00 UT e as 23:00 UT e das 07:00 UT às 08:30 UT.	124
Figura 4.41: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 26-27-12/2011 em Cachoeira Paulista, mostrando <i>spread F</i> tipo <i>range</i> entre as 00:30 UT e 04:30 UT.	125
Figura 4.42: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 26-27-12/2011 em Cachoeira Paulista, mostrando <i>spread F</i> entre as 05:00 UT e 08:30 UT. O espalhamento em altura predomina até as 06:00 UT. A partir das 06:30, ocorre espalhamento em frequência.	125
Figura 4.43: Representação esquemática de superfícies ondulatórias isoiónicas que levam ao <i>spread F</i>	130
Figura 4.44: Sequências de imagens linearizadas da emissão OI 630,0 nm mostrando a propagação de um <i>MSTID</i> (banda escura no centro da imagem) até latitudes próximas ao Equador magnético, representado pela linha contínua.	131
Figura 4.45: Sequência de mapas bidimensionais de dTEC com intervalos de 20 minutos para a noite de 20/07/2006, mostrando a propagação de um <i>MSTID</i> para Sudoeste.	133
Figura 4.46: Mapa de dTEC obtido na noite de 17/08/2008, as 22:40 UT, mostrando um <i>MSTID</i> se propagando para Sudoeste no setor Europeu.	134

Figura 4.47: Simulações numéricas que mostram a filtragem azimutal das perturbações.....	136
Figura 4.48: Sequência de imagens <i>all-sky</i> da emissão OI 630, 0 nm obtidas na noite de 5-6/06/2000 (atividade solar máxima) em Cachoeira Paulista, mostrando um <i>MSTID</i> que permanece quase estacionário no campo de visão do imageador.....	141
Figura 4.49: Sequência de imagens <i>all-sky</i> da emissão OI 630, 0 nm obtidas na noite de 4/09/2008 (atividade solar mínima) em Cachoeira Paulista, mostrando a propagação do <i>MSTID</i>	142
Figura 4.50: Resultados do modelo MSIS - 00 para as noites de 5-6/06/2000 e 4-5/09/2008..	143
Figura 4.51: Frequência de ocorrência dos <i>MSTIDs</i> em função do ciclo solar.....	146
Figura 5.1: Propagação de uma onda de gravidade-acústica.	148
Figura 5.2: Regimes de propagação das ondas de gravidade-acústica em termos da frequência angular da onda ω e do número de onda horizontal k_x	150
Figura 5.3: Fluxo de prótons com energia > 16 MeV na região da AMAS no período de 20 de Março de 2003 a 20 Junho de 2003.	153
Figura 5.4: Contagem de fótons da emissão 427,8 nm do N_2^+ na região da AMAS.	153
Figura 5.5: Perfil de temperatura e densidade atmosférica para o período de inverno e baixa atividade solar.	159
Figura 5.6: Amplitude da componente radial W_r do vento associado às ondas de gravidade-acústica, em $t = 1000$ s e $t = 6000$ s. A perturbação foi centrada em Cachoeira Paulista, em uma altitude de 105 km (região E).	160
Figura 5.7: Amplitude da componente radial W_r do vento associado às ondas de gravidade-acústica, em $t = 1000$ s e $t = 6000$ s. A perturbação foi centrada em Cachoeira Paulista, em uma altitude de 105 km (região E). A amplitude do forçante térmico foi aumentada em uma ordem de grandeza.	162
Figura 5.8: Amplitude da componente radial W_r do vento associado às ondas de gravidade-acústica, em $t = 1000$ s e $t = 6000$ s. A perturbação foi centrada em uma região mais ao Sul do setor Brasileiro, na altitude de 10 km.	164
Figura 5.9: Dois forçantes simultâneos de geração de ondas de gravidade-acústica. Um forçante a partir de convecção troposférica e outro a partir da AMAS. A	

amplitude da componente radial W_r do vento associado às ondas de gravidade-acústica é mostrada para $t = 1000$ s e $t = 6000$ s.	166
Figura 5.10: Corte na altitude de 220 km (região de emissão do OI 630,0 nm), mostrando a amplitude de W_r . O quadrado representa o campo de visão do imageador em Cachoeira Paulista.	167
Figura 5.11: Atividade convectiva noturna sobre a América do Sul durante o mês de Junho de 2012.	169
Figura 5.12: Contornos iso-potenciais evidenciando a evolução temporal do potencial elétrico a uma altitude de 220 km	172

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 - Características dos Distúrbios Ionosféricos Propagantes de Larga Escala (<i>LSTIDs</i>) e de Média Escala (<i>MSTIDs</i>).....	16
Tabela 3.1 - Lista de imageadores que forneceram os dados do estudo.....	65
Tabela 4.1 - Lista de <i>MSTIDs</i> observados	82
Tabela 4.2 - Comportamento dos parâmetros das digisondas de Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP) durante as elevações da região F na noite de 13-14/07/1999	90
Tabela 4.3 - Comportamento dos parâmetros das digisondas de Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP) durante as elevações da região F na noite de 02-03/07/2005	98
Tabela 4.4 - Comportamento dos parâmetros das digisondas de Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP) durante a elevação da região F na noite de 16-17/07/1999	106
Tabela 4.5 - Comportamento dos parâmetros das digisondas de Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP) durante a elevação da região F na noite de 08-09/02/2010	114
Tabela 4.6 - Comportamento dos parâmetros das digisondas de Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP) durante a elevação da região F na noite de 26-27/12/2011	122
Tabela 4.7 - Valores de ν_{in} , G e D para a noite de 5-6/06/2000	144
Tabela 4.8 - Valores de ν_{in} , G e D para a noite de 4-5/09/2008	145

SUMÁRIO

1 INTRODUÇÃO	1
1.1 Objetivos.....	5
1.2 Estrutura da Tese de Doutorado	7
2 DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES	9
2.1 Dinâmica da ionosfera.....	9
2.2 Condutividade na ionosfera.....	11
2.3 Distúrbios Ionosféricos Propagantes - aspectos gerais.....	15
2.4 Instabilidade Perkins.....	17
2.5 Sobre a baixa taxa de crescimento da instabilidade Perkins.....	27
2.6 Sobre a correta direção de propagação da instabilidade Perkins.....	29
2.7 Acoplamento entre as regiões E e F da ionosfera.....	31
2.8 Acoplamento inter-hemisférico	33
2.9 Variabilidade dos <i>MSTIDs</i> noturnos.....	36
2.10 Observação dos <i>MSTIDs</i> noturnos.....	38
2.10.1 Observação através do imageamento ótico.....	40
2.10.2 Observação através de técnicas de radiofrequência.....	48
2.11 Precipitação de partículas na região da Anomalia Magnética da América do Sul	51
3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA.....	57
3.1 A emissão OI 630,0 nm.....	59
3.1.1 - O processo de recombinação dissociativa.....	59
3.1.2 - A taxa de emissão volumétrica integrada da emissão OI 630,0 nm.....	61
3.1.3 O Imageador <i>all-sky</i>	63
3.2 A digissonda.....	65
3.2.1 A transformada <i>wavelet</i>	70
3.2.2 A <i>wavelet</i> de Morlet.....	73
3.2.3 Construção do periodograma	74
3.3 Metodologia de escolha dos casos de <i>MSTIDs</i>	77
4 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÃO	79
4.1.1 Noite de 13-14/07/1999	82
4.1.2 Noite de 02-03/07/2005	93
4.1.3 Noite de 16-17/07/1999	101

4.1.4 Noite de 08-09/02/2010	109
4.1.5 Noite de 26-27/12/2011	117
4.1.6 Discussão dos resultados.....	126
4.2 Cálculo do Índice de Absorção dos <i>MSTIDs</i> a partir da Teoria Magnetohidrodinâmica	137
4.2.1 Absorção magnetohidrodinâmica dos <i>MSTIDs</i>	137
4.2.2 Cálculo do índice de absorção	140
5 SIMULAÇÕES NUMÉRICAS PARA GERAÇÃO DE ONDAS DE GRAVIDADE- ACÚSTICA/MSTIDS NA REGIÃO DA ANOMALIA MAGNÉTICA DA AMÉRICA DO SUL (AMAS).....	147
5.1 Ondas de gravidade-acústica	147
5.2 Simulações numéricas	152
5.2.1 Simulação numérica 01	158
5.2.2 Simulação numérica 02	161
5.2.3 Simulação numérica 03	163
5.2.4 Simulação numérica 04	165
5.3 Discussão dos resultados.....	167
5.4 Simulação numérica 05 (resultado preliminar).....	170
6 CONCLUSÕES	173
6.1 Avaliação da extensão da frente de onda dos <i>MSTIDs</i>	173
6.2 Cálculo do Índice de Absorção dos <i>MSTIDs</i>	174
6.3 Simulações numéricas	175
6.4 Recomendações para trabalhos futuros	176
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	177

1 INTRODUÇÃO

A ionosfera é a região da atmosfera terrestre constituída por um plasma fracamente ionizado permeado por um campo elétrico e um campo magnético. Localizada entre aproximadamente 60 e 1000 km, a densidade de partículas ionizadas é muito menor que a densidade de partículas neutras, sendo que no pico da região F essa relação é estimada em 1:1000. Macroscopicamente, o meio ionosférico é eletricamente neutro, condição essencial para que um gás ionizado possa ser classificado como plasma. A formação da ionosfera ocorre pela interação dos átomos e moléculas neutras com fontes ionizantes solares e cósmicas. A radiação solar promove a ionização através de processos como a fotoionização e a recombinação radiativa e dissociativa. Partículas de alta energia também podem penetrar na atmosfera e ionizar os constituintes através de colisões (RISHBETH; GARRIOTT, 1969; KELLEY, 2009).

A região F noturna apresenta o pico de concentração iônica em aproximadamente 350 km, onde a difusão é um importante processo de transporte, determinando a distribuição da densidade eletrônica local, pois a frequência de colisão entre íons e partículas neutras é baixa. Além deste processo, as derivas ao longo e perpendiculares às linhas de campo são mecanismos de transporte importantes. A ação de campos elétricos e do campo geomagnético faz com que as partículas ionizadas adquiram movimentos perpendiculares às linhas de campo geomagnético, originando derivas eletromagnéticas na ionosfera. Assim, o transporte de plasma na direção perpendicular ao campo geomagnético é controlado pela deriva $\vec{E} \times \vec{B}$.

A baixa frequência de colisão entre íons e partículas neutras na região F, resulta em um plasma magnetizado pelo campo $\vec{B}$, isto é, elétrons e íons podem se mover facilmente ao longo das linhas de campo geomagnético, enquanto os movimentos através das linhas de campo $\vec{B}$ são principalmente causados por derivas. Nesta região, a condutividade Pedersen ou transversal (condutividade na direção perpendicular a $\vec{B}$ e paralela a $\vec{E}$), embora pequena, provoca fluxo de corrente através da linha de campo geomagnético. A condutividade Hall (condutividade na

direção perpendicular a $\vec{B}$ e a $\vec{E}$) é desprezível. Ventos neutros e a gravidade são importantes fatores na geração de correntes transversas.

O acoplamento da atmosfera terrestre com a ionosfera ocorre na região da termosfera através do arraste iônico, definido como a força por unidade de volume exercida sobre as partículas neutras devido a interações colisionais entre as mesmas e o plasma ionosférico. A termosfera, localizada entre aproximadamente 90 e 800 km, é uma região caracterizada por alta temperatura e baixa densidade. A temperatura na termosfera aumenta assintoticamente com a altura até atingir um valor constante entre 1000 K e 2000 K, dependendo da atividade solar. O Oxigênio atômico é o constituinte majoritário na termosfera e o alto gradiente de temperatura é causado pela absorção pelo Oxigênio atômico da radiação solar ultravioleta e no extremo ultravioleta.

A circulação geral da termosfera depende das marés atmosféricas, ondas de gravidade e ventos neutros. Os ventos neutros termosféricos são responsáveis pelo transporte de partículas ionizadas da região F na direção das linhas de campo geomagnético. O movimento das partículas carregadas gera correntes elétricas e dependendo da inclinação das linhas de campo geomagnético, pode ter uma componente vertical. Esse deslocamento vertical afeta a concentração iônica e eletrônica, já que os coeficientes de perda da ionização são dependentes da altitude. Na região F, os ventos neutros são resultado de gradientes de pressão horizontais gerados pelo aquecimento solar diferencial da termosfera (RISHBETH, 2002).

A ionosfera é essencial para o funcionamento dos sistemas de comunicação por radiofrequência. Por ser ionizada, influencia na propagação de ondas de rádio e também é capaz de refleti-las, contribuindo para transmissão dessas ondas a grandes distâncias. Os Sistemas de Navegação Global por Satélite (*Global Navigation Satellite System - GNSS*) são afetados pelos distúrbios e irregularidades do plasma ionosférico, que podem provocar erros nas medidas de posicionamento.

Os distúrbios ionosféricos propagantes (*Traveling Ionospheric Disturbances - TIDs*) são perturbações que ocorrem na região ionosférica, interpretadas como flutuações

na densidade do plasma que se propagam em amplo intervalo de velocidades e frequências (HUNSUCKER, 1982; KELLEY, 2009; KELLEY, 2011).

Os *TIDs* podem ser considerados como manifestações da propagação de ondas de gravidade na ionosfera e sua direção de propagação e demais características dependem da fonte de geração das ondas. Em geral, as fontes são troposféricas como ondas orográficas, tempestades convectivas e tsunamis. Há também fontes relacionadas a fenômenos na atmosfera superior, como precipitação de partículas em médias latitudes. O aquecimento Joule produzido pela intensa precipitação de partículas nas regiões aurorais e sub-aurorais durante as tempestades geomagnéticas é uma fonte importante de *TIDs* (HINES, 1960; FRANCIS, 1975; HUNSUCKER, 1982; HERNANDEZ-PAJARES *et al.*, 2006, VADAS *et al.*, 2014).

O presente estudo trata especificamente de *TIDs* noturnos de média escala (*MSTIDs* - *Medium Scale Traveling Ionospheric Disturbances*) que se propagam para Noroeste no hemisfério Sul e cuja frente de onda está alinhada no sentido Nordeste - Sudoeste (hemisfério Sul). A origem desse caso particular de *TID* está provavelmente relacionada a processos de instabilidade de plasma geradas em médias latitudes pelo mecanismo da instabilidade Perkins. Nesse caso, as ondas de gravidade atuam como um mecanismo de disparo e/ou amplificação da instabilidade Perkins na ionosfera (FUKAO *et al.*, 1991; KELLEY E FUKAO, 1991; MILLER, 1996; KELLEY E MILLER, 1997; PIMENTA *et al.*, 2008a; AMORIM, 2010).

Esses casos particulares de *MSTIDs* noturnos produzem *spread F* (espalhamento da região F), possuem comprimento de onda da ordem de 100 - 500 km, períodos de 30 minutos a algumas horas e se propagam com velocidades variando de 50 a 250 m/s (GARCIA *et al.*, 2000a; PIMENTA *et al.* 2008a, Kelley, 2011). São comumente observados na emissão OI 630,0 nm $O(^1D)$ em baixas e médias latitudes durante períodos geomagneticamente calmos ($Kp \leq 3$) e especialmente durante baixo fluxo solar (MENDILLO *et al.*, 1997; GARCIA *et al.*, 2000a; SHIOKAWA *et al.*, 2003; PIMENTA *et al.*, 2008b, MARTINIS *et al.*, 2010, AMORIM *et al.* 2011). No imageador *all-sky*, a assinatura ótica dos *MSTIDs* é constituída por bandas de depleção da emissão OI 630,0 nm, alternadas por regiões de maior intensidade da

emissão. Essas estruturas são conhecidas como bandas escuras ou bandas termosféricas e se propagam tipicamente na direção Sudeste para Noroeste no hemisfério Sul e de Nordeste para Sudoeste no hemisfério Norte. Como a intensidade da emissão OI 630,0 nm é dependente da densidade eletrônica e dos movimentos verticais da região F, a emissão varia conforme o plasma da região F executa movimentos de subida ou descida, associados à propagação dos *MSTIDs* na ionosfera. Os *MSTIDs* noturnos podem causar cintilação (variação na amplitude e fase) nos sinais do GNSS, o que introduz erros significativos nas medidas de posicionamento e podem causar uma degradação drástica na performance de navegação aérea (CHEN *et al.*, 2003; CHEN *et al.*, 2011).

Experimentos de radar verificaram que os *MSTIDs* são estruturas polarizadas, com campo elétricos da ordem de 5 mV/m (BEHNKE, 1979; SAITO *et al.*, 1995; KELLEY *et al.*, 2000; SHIOKAWA *et al.*, 2003). As estruturas de *MSTIDs* foram descobertas por Behnke (1979), que inicialmente as associou com aumentos na altitude da densidade eletrônica do pico da região F. O autor sugeriu que a instabilidade Perkins (PERKINS, 1973) poderia ser responsável por essa variação.

A instabilidade Perkins surge sob determinadas condições. É necessário que a região F noturna esteja sendo sustentada ao longo de linhas de campo geomagnético (inclinadas) por uma combinação de derivas $\vec{E} \times \vec{B}$ e ventos neutros, contra a ação da gravidade. Tais condições são satisfeitas em médias latitudes. A taxa de crescimento teórica da instabilidade Perkins é muito baixa, levando à necessidade da existência de algum mecanismo externo, como uma onda de gravidade, para produzir o desenvolvimento do *MSTID* (KELLEY; FUKAO, 1991; MILLER, 1996; KELLEY; MILLER, 1997). Embora a instabilidade Perkins preveja corretamente o alinhamento de *MSTIDs* em relação ao campo geomagnético, a direção de propagação está incorretamente prevista. O trabalho de Kelley e Makela (2001) propôs a existência de um campo elétrico de polarização interno às bandas, que faz com que as estruturas geradas pela instabilidade de Perkins se propaguem em concordância com a direção observada.

Atualmente, os *MSTIDs* noturnos são usualmente estudados através do imageamento da emissão OI 630,0 nm (GARCIA *et al.*, 2000a,b; SHIOKAWA *et al.*, 2003; PIMENTA *et al.*, 2008a, MARTINIS *et al.*, 2010, AMORIM *et al.*, 2011) e por mapas de perturbações no conteúdo eletrônico total (TEC), obtidos a partir de redes de receptores de GPS (SAITO *et al.*, 2001; TSUGAWA *et al.*, 2007; OGAWA *et al.*, 2009). Ambas as técnicas permitem a observação da dinâmica espaço - temporal das estruturas.

As bandas escuras observadas nas imagens da emissão OI 630,0 nm são regiões de baixa condutividade Pedersen, baixo potencial elétrico e baixo conteúdo eletrônico total. Portanto, essas imagens podem ser usadas como indicativo da condutividade Pedersen (MAKELA; KELLEY, 2003). Por serem regiões de baixa condutividade, as bandas escuras estão sujeitas ao desenvolvimento de um campo elétrico de polarização interna (KELLEY *et al.*, 2000).

O campo elétrico de polarização se mapeia ao longo das linhas do campo magnético, o que explica a ocorrência de *MSTIDs* simultâneas em pontos geomagneticamente conjugados, como os casos observados sobre Sata, Japão e Darwin, Austrália (OTSUKA *et al.*, 2004) e entre São Martinho da Serra, RS, Brasil e Ramey, Porto Rico (STEFANELLO *et al.*, 2015).

Todos os eventos de *MSTIDs* noturnos relatados neste estudo foram observados em períodos geomagneticamente calmos, ressaltando o fato de não terem sido geradas por perturbações em regiões aurorais relacionadas a tempestades geomagnéticas.

1.1 Objetivos

A Tese de Doutorado possui os seguintes objetivos:

- a)** Avaliar a extensão Nordeste - Sudoeste das frentes de onda dos *MSTIDs* gerados em baixas e médias latitudes e que se propagam para Noroeste. Tal extensão ainda não está bem determinada, em razão das limitações de alcance espacial das técnicas de detecção.

Para cumprir o objetivo, foram empregadas imagens da emissão OI 630,0 nm obtidas por imageadores *all-sky* instalados em Cachoeira Paulista (22,7°S; 45°O, ângulo DIP = -37,6°) e no Observatório Espacial do Sul (29,4°S; 53,8°O, ângulo DIP = -37,3°) em São Martinho da Serra, RS. Adicionalmente, foram utilizados dados de três digissondas: Porto Stanley (51,6 °S; 57,9°O, ângulo DIP = -49,8°), Ilha de Ascensão (07,95°S; 14,4 °O, ângulo DIP = -43,4°) e Cachoeira Paulista (22,7°S; 45°O, ângulo DIP = -37,6°). Porto Stanley e a Ilha de Ascensão estão separados por uma distância de aproximadamente 6250 km.

Os parâmetros ionosféricos utilizados para este estudo foram o h'F, hmF2 e foF2, obtidos a partir da redução de dados de ionogramas brutos. A partir dos ionogramas, foram avaliadas a ocorrência e o tipo de *spread F*. Tais informações permitem avaliar o comportamento da ionosfera e determinar se a ionosfera sobre cada sítio de observação foi afetada pelo *MSTID* detectado em Cachoeira Paulista ou São Martinho da Serra.

- b)** Averiguar os efeitos da ionização na propagação dos *MSTIDs* na ionosfera noturna para dois eventos observados em fases opostas do ciclo solar: atividade solar máxima (ano 2000) e atividade solar mínima (ano 2008).

Considerando a Teoria Magnetohidrodinâmica (GERSHMAN E GRIGOR'YEV, 1965; PIMENTA *et al.*, 2008a), foram calculados os coeficientes de absorção de dois *MSTIDS* e estimada a distância de propagação das ondas para cada caso.

- c)** Utilizando simulações numéricas, estudar a geração de ondas de gravidade por precipitação de partículas na região da Anomalia Magnética da América do Sul (AMAS), onde o valor do campo geomagnético é o mais fraco da superfície da Terra e o cinturão de Van Allen tem sua máxima aproximação com a superfície. A precipitação de partículas energéticas na região da AMAS aumenta a condutividade e o campo elétrico na região E, causando

aquecimento Joule (BURKE *et al.*, 2004). A intenção desta seção do estudo é averiguar se este aquecimento é suficiente para gerar ondas de gravidade - acústicas na região E (em torno de 105 km), que se propaguem para região F, gerando *MSTIDs*. A abordagem deste aspecto é inédita no setor Brasileiro. Foram desenvolvidas simulações numéricas a partir de um código que simula o desenvolvimento espaço-temporal da amplitude do vento $\vec{W}$, associado às ondas de gravidade-acústica. Para analisar a influência da AMAS, foram consideradas duas perturbações Gaussianas: uma de origem térmica na região E (105 km), devido à precipitação de partículas e outra numa altitude de 10 km devido à convecção troposférica. O código utilizado na Tese foi adaptado de Kherani *et al.* (2012) e Kherani *et al* (2016).

1.2 Estrutura da Tese de Doutorado

Em conformidade com os propósitos descritos, a Tese de Doutorado se estrutura da seguinte forma:

O Capítulo 2 apresenta uma breve revisão sobre conceitos que se relacionam ao fenômeno estudado, como a condutividade e a dinâmica da ionosfera. São abordados os Distúrbios Ionosféricos Propagantes, sua classificação e características fundamentais. Uma revisão dos trabalhos publicados sobre o tema e o modelo da instabilidade Perkins são discutidos. A precipitação de partículas na região da AMAS e sua influência na intensificação local das correntes da região E são tópicos abordados.

O Capítulo 3 contém a descrição da instrumentação e metodologia utilizadas na Tese. É abordado o funcionamento do imageador *all-sky*, a emissão OI 630,0 nm, a digissonda e os parâmetros ionosféricos de interesse do estudo. A transformada *wavelet* e as funções analisadoras de Morlet, aplicadas para verificar periodicidades nos dados de hmF2, são discutidas.

O Capítulo 4 apresenta os resultados experimentais que indicam que os *MSTIDs* observados apresentam uma extensão da frente de onda maior que 6250 km, a

distância que separa Porto Stanley e a Ilha de Ascensão. Os casos observados são apresentados e discutidos. São apresentados os cálculos dos coeficientes de absorção magnetohidrodinâmica e distância de propagação dos *MSTIDs* na região F da ionosfera para um evento observado durante atividade solar máxima e outro durante atividade solar mínima.

O Capítulo 5 apresenta os resultados e discussões a respeito das simulações numéricas desenvolvidas para estudar a geração de ondas de gravidade-acústica na região da AMAS a partir da precipitação de partículas. O formalismo matemático do modelo numérico utilizado é descrito.

O Capítulo 6 traz um sumário dos resultados obtidos e as conclusões da Tese, além de sugestões para trabalhos futuros.

2 DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES

Para contextualizar os assuntos abordados, previamente é feita uma breve revisão sobre conceitos da Física da ionosfera. São amplamente discutidos os Distúrbios Ionosféricos Propagantes, seu mecanismo de geração e os principais resultados publicados sobre o tema. São expostos aspectos específicos sobre a região da Anomalia Magnética da América do Sul, como a precipitação de partículas energéticas e a contribuição da precipitação para a intensificação da condutividade na região E, gerando acréscimo local da corrente e do efeito Joule.

2.1 Dinâmica da ionosfera

Os processos físicos e químicos governam o plasma ambiente na ionosfera, sendo responsáveis pela produção e perda de ionização e pelo transporte do plasma ionosférico na direção perpendicular e ao longo do campo geomagnético. As regiões E e F da ionosfera são caracterizadas por dinâmicas devido à força da gravidade, pressão, forças elétrica e magnética e forças colisionais geradas por colisões de íons e elétrons com partículas neutras (CHIAN; REUSCH, 1979).

As forças colisionais são caracterizadas pela razão $\kappa = \frac{\Omega}{\nu}$. O valor de κ representa a mobilidade por unidade de carga e relaciona a girofrequência do elétron e do íon Ω ($\Omega = \frac{Bq_{i,e}}{m}$) com ν , a frequência de colisão das partículas. As regiões E e F podem ser classificadas com base em κ_i e κ_e . Na região E, $\kappa_i \ll 1$ e $\kappa_e \gg 1$. Na região F, $\kappa_i \geq 1$ e $\kappa_e \gg 1$. A natureza diferente do κ_i é responsável pela natureza distinta das dinâmicas nas regiões E e F.

A região F da ionosfera pode ser dividida em duas outras regiões, F1 e F2. A região F1 é formada pela ionização do Oxigênio atômico pela radiação no comprimento de onda do extremo ultravioleta - EUV, produzindo elétrons livres e íons, sendo o íon O^+ majoritário. Durante a noite, na ausência do processo de fotoionização a região F1 desaparece. A região F2 também é composta de elétrons livres e íons O^+ . Sua

formação depende da radiação solar no EUV e do processo de difusão. A concentração eletrônica é dependente da atividade solar. Durante a noite, sua concentração eletrônica diminui, mas a camada é mantida devido à baixa taxa de recombinação de íons - partículas neutras e devido à ação do vento neutro meridional.

A equação da continuidade expressa os efeitos dos processos físico-químicos e processos de transporte que alteram a densidade eletrônica e iônica. Escrita separadamente para íons e elétrons tem-se:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \vec{v}_i) = P_i - L_i \quad (2.1)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{v}_e) = P_e - L_e \quad (2.2)$$

onde n_e e n_i representam a densidade dos elétrons e íons, respectivamente; $\vec{v}_e / \vec{v}_i$ representam a velocidade dos elétrons/íons; P e L representam os termos de produção e perda. Na região F noturna, o termo de transporte torna - se dominante, fazendo com que a produção e perda se tornem desprezíveis:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n_i \vec{v}_i) = 0 \quad (2.3)$$

$$\frac{\partial n_e}{\partial t} + \nabla \cdot (n_e \vec{v}_e) = 0 \quad (2.4)$$

As Equações 2.3 e 2.4 expressam a conservação da densidade de carga na ionosfera.

As equações de movimento do plasma ionosférico expressam a conservação de *momentum*. Considerando separadamente íons e elétrons, podem ser escritas como:

$$m_i \left(\frac{d\vec{v}_i}{dt} \right) = m_i \vec{g} - \frac{1}{n_i} \nabla p_i + q_i (\vec{E} + \vec{v}_i \times \vec{B}) - m_i \nu_{in} (\vec{v}_i - \vec{U}) - m \eta \vec{\nabla}^2 \vec{v}_i \quad (2.5)$$

$$m_e \left(\frac{d\vec{v}_e}{dt} \right) = m_e \vec{g} - \frac{1}{n_e} \nabla p_e + q_e (\vec{E} + \vec{v}_e \times \vec{B}) - m_e \nu_{en} (\vec{v}_e - \vec{U}) - m \eta \vec{\nabla}^2 \vec{v}_e \quad (2.6)$$

Nas Equações 2.5 e 2.6, os subscritos e , i e n se referem respectivamente aos elétrons, íons e partículas neutras; m é a massa; p é a pressão; n é a densidade numérica; $\vec{g}$ representa a aceleração da gravidade; $\vec{U}$ representa a velocidade do vento neutro; ν é a frequência de colisão; $\vec{v}$ é a velocidade; q é a carga elétrica; $\vec{E}$ é o campo elétrico e $\vec{B}$ é o campo geomagnético e η é o coeficiente de viscosidade dinâmica. As equações de movimento consideram que a frequência de colisão entre as partículas é suficientemente alta que elétrons e íons podem ser tratados como fluidos. Isso implica no cancelamento das velocidades térmicas aleatórias de íons e elétrons. Considerando o movimento de larga escala na ionosfera, a soma dos *momentum* (gerados pelas forças elétrica e magnética, forças devido à pressão, arraste iônico, viscosidade e gravidade) deve ser nulos para íons e elétrons (RISHBETH; GARRIOT, 1969).

A neutralidade de cargas ($n_i = n_e$) é uma condição intrínseca ao plasma na ionosfera, sendo expressa pela condição de divergência nula:

$$\nabla \cdot \vec{J} = 0 \quad (2.7)$$

Na Equação 2.7, $\vec{J}$ é a densidade de corrente. Essa condição é importante para o surgimento do campo elétrico de polarização dos *MSTIDs*, que surge na intenção de manter a neutralidade de cargas no interior da estrutura.

2.2 Condutividade na ionosfera

As regiões E e F da ionosfera noturna possuem uma concentração significativa de íons e elétrons livres. Como consequência da alta condutividade, correntes elétricas

podem surgir na ionosfera devido a diversos processos físicos. A condutividade do meio ionosférico influencia o desenvolvimento dos campos elétricos e de correntes. Ela depende de fatores como nível de atividade solar, tempo local e localização espacial. Entretanto, a análise das correntes não é tão simples, já que a colisão entre partículas neutras e ionizadas e a existência do campo geomagnético também influenciam nas mesmas. Na atmosfera superior, a condutividade depende da concentração eletrônica e da relação entre a frequência de colisão e girofrequência para íons e elétrons.

A condutividade ionosférica pode ser classificada em termos de suas componentes em relação ao campo elétrico e magnético. A condutividade paralela ou direta (σ_0) é na direção paralela ao vetor campo magnético. A condutividade Pedersen (σ_p) é na direção perpendicular ao vetor campo magnético e paralela ao vetor campo elétrico. A condutividade Hall (σ_H) é na direção perpendicular ao vetor campo magnético e ao vetor campo elétrico.

Considerando a ação do campo elétrico $\vec{E}$ e dos ventos neutros $\vec{U}$, é possível definir a velocidade de íons e elétrons e a densidade de corrente do plasma ionosférico por:

$$\vec{V} = \mu \cdot \vec{F} \quad (2.8)$$

E

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{F} \quad (2.9)$$

Nas Equações 2.8 e 2.9, $\vec{F} = \vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}$; μ e σ são, respectivamente, o tensor mobilidade e condutividade, dados por:

$$\mu = \begin{pmatrix} \mu_p & -\mu_H & 0 \\ \mu_H & \mu_p & 0 \\ 0 & 0 & \mu_0 \end{pmatrix} \quad (2.10)$$

$$\sigma = \begin{pmatrix} \sigma_p & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_p & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{pmatrix} \quad (2.11)$$

Na Expressão 2.10, μ_p , μ_H e μ_0 são, respectivamente, as mobilidades Pedersen, Hall e paralela. As componentes da mobilidade e da condutividade são expressas por:

$$\mu_p = \frac{\kappa}{B(1+\kappa^2)} \quad (2.12)$$

$$\mu_H = \kappa\mu_p \quad (2.13)$$

$$\mu_0 = (1+\kappa^2)\mu_p \quad (2.14)$$

$$\sigma_p = \frac{ne}{B} \left(\frac{\kappa_i}{1+\kappa_i^2} - \frac{\kappa_e}{1+\kappa_e^2} \right) \quad (2.15)$$

$$\sigma_H = \frac{ne}{B} \left(\frac{\kappa_e}{1+\kappa_e^2} - \frac{\kappa_i}{1+\kappa_i^2} \right) \quad (2.16)$$

$$\sigma_0 = \frac{ne}{B} (\kappa_i - \kappa_e) \quad (2.17)$$

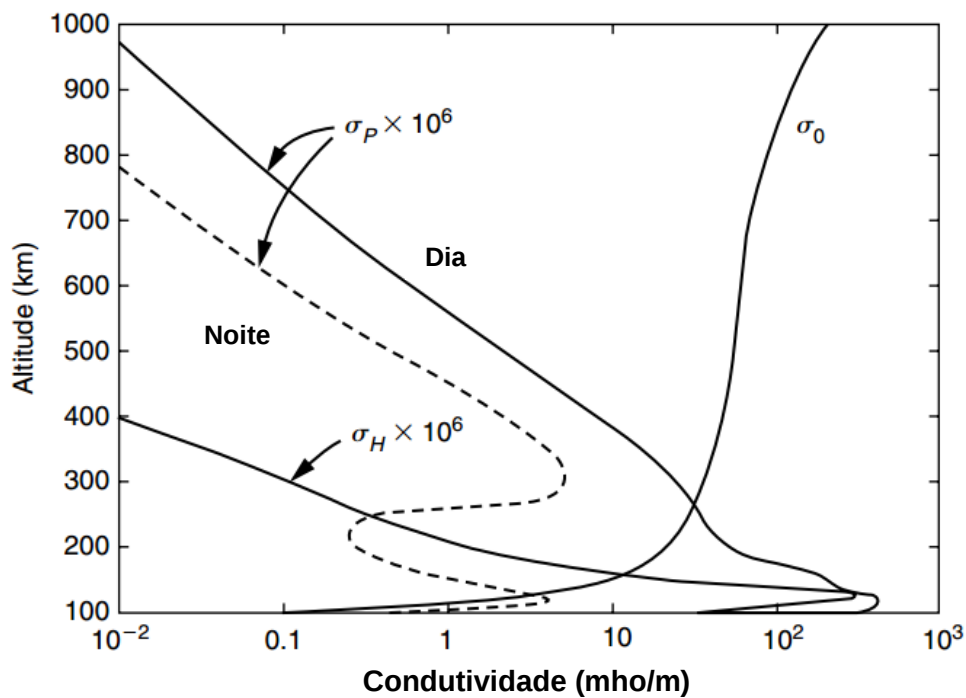
Nas Equações 2.12 a 2.17, $\kappa = \frac{\Omega}{\nu}$; $n = n_i = n_e$ é a densidade do plasma na ionosfera; e é a carga do elétron.

A relação entre as condutividades Pedersen e Hall é conhecida como condutividade Cowling σ_C , dada por:

$$\sigma_C = \sigma_p + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_p} \quad (2.18)$$

De acordo com a Equação 2.18, a condutividade Cowling é função das condutividades locais Pedersen e Hall. A variação em altitude das três componentes da condutividade ionosférica (σ_0 , σ_p , σ_H) é apresentada na Figura 2.1.

Figura 2.1: Valores típicos da condutividade ionosférica para médias latitudes. Os valores de σ_p e σ_H sofrem mudança de escala (valores multiplicados por 10^6).



Fonte: Adaptada de Kelley (2009).

De acordo com a Figura 2.1, o pico da condutividade Pedersen está localizado em torno de 140 km (região E). Já o pico da condutividade Hall localiza-se em torno de 120 km (região E). Abaixo e acima desses valores, a condutividade é rapidamente reduzida. Acima de algumas centenas de quilômetros, a condutividade paralela se torna aproximadamente independente da altitude. Ela aumenta com a altitude em razão do decréscimo da frequência de colisão dos íons e elétrons com as partículas neutras. A condutividade Hall decai rapidamente e tem sua importância apenas nas regiões D e E. O pico da condutividade Cowling localiza-se próximo a 105 km de altura, na região E.

De maneira geral, o movimento de partículas carregadas na direção perpendicular ao campo magnético depende da razão entre a frequência de colisão ν e a girofrequência Ω . Se $\nu \gg \Omega$, as colisões irão impedir as partículas de girar e as mesmas vão se mover na direção do campo elétrico, formando uma corrente Pedersen. Caso $\nu \ll \Omega$, as partículas carregadas irão derivar em uma direção perpendicular ao campo elétrico.

2.3 Distúrbios Ionosféricos Propagantes - aspectos gerais

Os Distúrbios Ionosféricos Propagantes (*Traveling Ionospheric Disturbances* - *TIDs*) são flutuações na densidade do plasma em forma de onda (ou de banda única - sóliton) que se propagam em uma variada escala de dimensões, períodos e frequências. Através da propagação da onda pode haver o transporte de *momentum* e energia capazes de alterar os campos como: temperatura, pressão e densidade da atmosfera (FRITTS; ALEXANDER, 2003).

Os primeiros trabalhos publicados sobre *TIDs* foram os de Hines (1960; 1965) e de Hooke (1968), onde foram estabelecidas as primeiras bases matemáticas para descrição do fenômeno. Os autores argumentaram que os *TIDs* seriam causados por ondas de gravidade na termosfera. Francis (1973) descreve o fenômeno como manifestações ionosféricas de ondas de gravidade, onde a ionosfera exerce um papel de traçador passivo, expondo os movimentos da atmosfera terrestre. No setor Brasileiro, Abdu (1994) associou a passagem do fenômeno à propagação de ondas de gravidade na ionosfera, utilizando dados de VHF do satélite OTS - 2 para detectar os *TIDs*.

De acordo com Hunsucker (1982), os *TIDs* são classificados em duas categorias, baseado em seus comprimentos de onda horizontal, períodos, velocidades de propagação e origem: Distúrbio Ionosférico Propagante de Larga Escala (*Large scale Traveling Ionospheric Disturbances* - *LSTIDs*) e Distúrbio ionosférico Propagante de Média Escala (*Medium Scale Traveling Ionospheric Disturbances* - *MSTIDs*).

Os *LSTIDs* possuem períodos superiores a 60 minutos, velocidades de propagação entre 300 e 1000 m/s. Seu comprimento de onda λ é superior a 1000 km e sua direção de propagação é do polo para o Equador. O fenômeno tem sua origem em altas latitudes e seu surgimento está relacionado a tempestades geomagnéticas nas regiões polares, que aquecem a termosfera por efeito Joule. O aquecimento da atmosfera provoca transferência de energia para latitudes menores na forma de ondas termosféricas (HOCKE; SCHLEGEL, 1996).

Os *MSTIDs* apresentam períodos que variam desde 15 minutos até poucas horas, velocidade de propagação entre 100 e 300 m/s e comprimento de onda λ menor que 1000 km. Propagam-se majoritariamente na direção Sudeste para Noroeste no hemisfério Sul e de Nordeste para Sudoeste no hemisfério Norte e não possuem relação com distúrbios geomagnéticos.

Um sumário das características dos Distúrbios Ionosféricos Propagantes é apresentado na Tabela 2.1.

Tabela 2.1: Características dos Distúrbios Ionosféricos Propagantes de Larga Escala (*LSTIDs*) e de Média Escala (*MSTIDs*).

Distúrbio	Período	$\lambda(Km)$	Velocidade (m/s)	Região de Origem	Direção de Propagação
<i>LSTIDs</i>	> 60 min.	> 1000	300 - 1000	Altas latitudes	Dos polos para Equador
<i>MSTIDs</i>	15 min. a poucas horas	< 1000	100 - 300	Altas/Médias latitudes	SE para NO (hemisfério Sul) / NE para SO (hemisfério Norte)

SE = Sudeste; NO = Noroeste; NE = Nordeste; SO = Sudoeste.

Os eventos observados podem não se enquadrar totalmente nas características de cada classe de distúrbio. Por exemplo, no trabalho de Pimenta *et al.* (2008a), foi relatada a observação no setor Brasileiro de bandas escuras (*Dark Band Structure* -

DBS) com comprimento de onda acima de 3000 km e períodos superiores a 4 horas. O evento não esteve relacionado à precipitação de partículas na região auroral.

De modo geral, os *MSTIDs* ocorrem tanto durante o dia quanto à noite. A direção de propagação dos *MSTIDs* diurnos é principalmente para o Equador, sendo causados pela propagação de ondas de gravidade na ionosfera. Para os nossos casos estudados, os *MSTIDs* noturnos relacionam-se a processos de instabilidades eletrodinâmicas em médias latitudes explicado por Perkins (1973) e possivelmente associadas a ondas de gravidade atuando como gatilho da instabilidade. Há também os *MSTIDs* que ocorrem nos terminadores solares, subdivididos em amanhecer (05:00 - 07:00 TL) e anoitecer (17:00 - 20:00 TL). Normalmente ocorrem no verão (KOTAKE *et al.*, 2007; OTSUKA *et al.*, 2011). Estudos, observações e discussões de *TIDs* observados no período diurno no setor Brasileiro podem ser encontrados nos trabalhos de Macdougall *et al.* (2011) e Jonah *et al.* (2016).

Uma das seções deste estudo pretende investigar a extensão da frente de onda dos *MSTIDs* noturnos produzidos por instabilidade Perkins em médias latitudes. A Seção 2.4 traz uma revisão da teoria linear da instabilidade Perkins e as contribuições de trabalhos que aprimoraram a teoria e auxiliaram na compreensão do mecanismo de geração e propagação dos *MSTIDs*.

2.4 Instabilidade Perkins

Os *MSTIDs* noturnos, que se propagam de Sudeste para Noroeste no hemisfério Sul e produzem *spread F* nos sinais de ionosondas, estão relacionados a instabilidades do plasma de médias latitudes, sendo previstos teoricamente pelo trabalho de Perkins (1973). Em médias latitudes, a região F da ionosfera noturna é dinamicamente estável, pois a deriva $\vec{E} \times \vec{B}$ para cima devido ao campo elétrico para Leste e/ou o vento neutro soprando para o Equador sustenta o plasma da região F, impedindo sua descida (por ação da gravidade) e consequente recombinação. No entanto, sob certas condições do campo elétrico e/ou ventos neutros, as perturbações na condutividade ionosférica podem permitir a formação de campos

elétricos de polarização, gerando uma instabilidade que leva ao desenvolvimento de *MSTIDs* (KELLEY *et al.*, 2003)

Irregularidades ionosféricas como as bolhas de plasma, que geram o *spread-F* em baixas latitudes, podem ser explicadas pelo mecanismo de instabilidade *Rayleigh - Taylor*. Suas estruturas tendem a se alinhar ao longo dos meridianos magnéticos. Em contraste com essa classe de irregularidades, os *MSTIDs* possuem uma frente de onda que se propaga com um determinado ângulo de inclinação em relação as linhas de campo magnético. Um dos resultados mais importantes previstos pela teoria de Perkins é a inclinação entre o eixo longitudinal dos *MSTIDs* e o meridiano magnético. Este valor é de $22,5^\circ$, sendo observado experimentalmente.

Os princípios fundamentais assumidos por Perkins (1973) para região F noturna são listados (ZHOU, 2004):

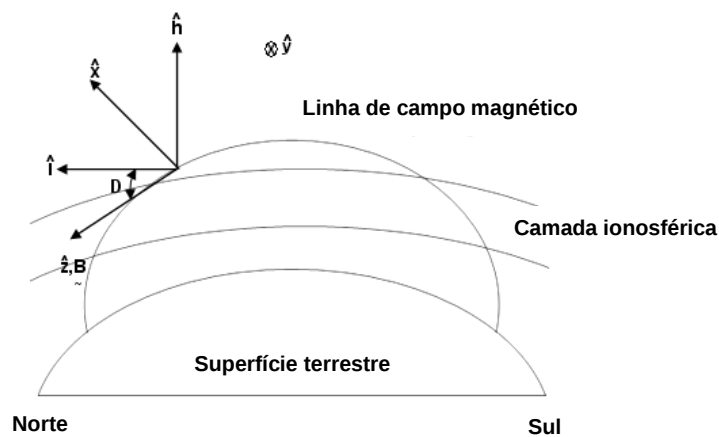
- (1) O Campo Magnético $\vec{B}$ é uniforme e forma um ângulo de inclinação D com a direção horizontal;
- (2) A gravidade desloca o plasma para baixo ao longo das linhas de campo geomagnético e cria correntes na direção $\vec{g} \times \vec{B}$ (para o Leste);
- (3) A atmosfera é formada por uma única espécie horizontalmente estratificada e distribuída em altitude de acordo com uma altura de escala H_n ;
- (4) Campos elétricos e ventos neutros originam correntes Pedersen que, através de forças $\vec{j} \times \vec{B}$, podem sustentar a ionosfera;
- (5) Recombinação e arraste iônico são desprezados, pois a recombinação é um processo lento e o processo de instabilidade ocorre mais rápido que a escala de tempo da região F noturna. Além disso, o arraste iônico não é tão relevante no período noturno;
- (6) O plasma está em uma altura tal que $\Omega_i = \frac{Bq_i}{m} \gg \nu_{in}$ e as únicas correntes importantes são as correntes Pedersen;

(7) A contribuição da região E para a condutividade ionosférica é desconsiderada;

(8) Íons e elétrons são isotérmicos.

O sistema de coordenadas adotado por Perkins é mostrado na Figura 2.2. O plano saindo da folha está no sentido Leste - Oeste no hemisfério Norte, sendo que o sentido Leste está para dentro da folha. Os vetores unitários $\hat{l}$ e $\hat{h}$ estão na direção horizontal e vertical, respectivamente. Os vetores unitários $\hat{z}$ e $\hat{x}$ são, respectivamente, paralelo e perpendicular ao campo magnético $\vec{B}$, que forma um ângulo D com a horizontal.

Figura 2.2: Sistema de coordenadas utilizado por Perkins.



Fonte: Adaptada de Perkins (1973).

O formalismo matemático do modelo de Perkins é baseado em um conjunto de três equações diferenciais parciais que descrevem a evolução espaço - temporal do potencial elétrico ϕ , da condutividade Pedersen integrada Σ_p e do conteúdo eletrônico total N ao longo da linha de campo $\vec{B}$. A dedução das equações de Perkins parte das equações da continuidade e do movimento de íons, considerando a velocidade do vento neutro igual a zero e $\nabla \cdot \vec{J} = 0$ (o fluxo de corrente alinhado ao campo $\vec{B}$ é zero, ou seja, não há corrente entrando ou saindo do tubo de fluxo). As

equações são escritas no sistema de coordenadas adotado por Perkins. A equação do movimento de íons pode ser escrita da seguinte forma:

$$-2T\nabla n + ne\left(\frac{\vec{v}_i \times \vec{B}}{c}\right) - ne\nabla\phi + nM\vec{g} - Mn\vec{v}_i v_{in} = 0 \quad (2.19)$$

Na Equação 2.19, T é a temperatura; $\vec{g}$ é a aceleração da gravidade; M é a massa iônica; $\vec{B}$ representa o campo geomagnético; e representa a carga do elétron; c a velocidade da luz; n a densidade do plasma; $\vec{v}_i$ a velocidade iônica; ϕ representa o potencial elétrico; v_{in} a frequência de colisão íon - partícula neutra.

A equação da continuidade para íons é dada pela Equação 2.3, repetida a seguir:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} + \nabla \cdot (n\vec{v}_i) = 0 \quad (2.20)$$

Após desenvolvimento matemático relativamente extenso - maiores detalhes podem ser encontrados em Perkins (1973) e Zhou (2004) - é possível chegar nas seguintes equações de Perkins que governam, respectivamente, a evolução espaço-temporal do potencial elétrico ϕ , do conteúdo eletrônico total N e da condutividade Pedersen Σ_p :

$$\frac{ge \cos D}{\Omega_i} \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{2T}{e} \nabla_{\perp}^2 \Sigma_p - \nabla_{\perp} \cdot (\Sigma_p \nabla_{\perp} \phi) - \cos D \left(\frac{2T}{eH_n} + \frac{Mg}{e} \right) \frac{\partial \Sigma_p}{\partial x} = 0 \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} + (\nabla_{\perp} N) \cdot \left(-\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} \right) + \frac{g \cos D}{\Omega_i} \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial \Sigma_p}{\partial t} + \nabla_{\perp} \Sigma_p \cdot \left(-\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) - \Sigma_p \left(\frac{c \cos D}{BH_n} \frac{\partial \phi}{\partial y} \right) - \frac{ecg \sin^2 D}{\Omega_i BH_n} N = 0 \quad (2.23)$$

No conjunto de Equações 2.21, 2.22 e 2.23, g representa o módulo da aceleração da gravidade; D a inclinação magnética (*dip angle*); $N(x, y) = \int ndz$ representa o conteúdo integrado de plasma de um tubo de fluxo magnético; $\Omega_i = \frac{q_i B}{m}$ a girofrequência dos íons; $\nabla_{\perp}$ denota o operador gradiente nas duas dimensões perpendiculares a $\vec{B}$; $\Sigma_p(x, y) = \int \frac{nv_{in}ec}{\Omega B} dz$ representa a condutividade Pedersen integrada à linha de campo geomagnético; H_n a altura de escala dos constituintes neutros da atmosfera; B o módulo do campo geomagnético; $\vec{g}_{\perp}$ representa a componente da aceleração da gravidade perpendicular a $\vec{B}$. As variáveis $N(x, y) = \int ndz$ e $\Sigma_p(x, y) = \int \frac{nv_{in}ec}{\Omega B} dz$ integradas às linhas de campo $\vec{B}$ foram introduzidas ao longo dos cálculos.

Segundo Perkins (1973), o equilíbrio da região F noturna ocorre quando o plasma é sustentado por um vento neutro soprando para o Equador (para Sul, no hemisfério Norte) ou, equivalentemente, por um campo elétrico para Leste, contra a ação da força da gravidade. A situação de equilíbrio de Perkins é representada pelas seguintes equações:

$$\left[\frac{E_e}{B} \cos D + U_s \sin D \right] \cos D = \left(\frac{g}{\langle v_{in} \rangle} \right) \sin^2 D \quad (2.24)$$

$$\frac{E_e}{B} \cos D = \frac{g}{v_{in}} \sin^2 D \quad (2.25)$$

$$U_s = \frac{g}{v_{in}} \tan D \quad (2.26)$$

A Equação 2.24 é a condição de equilíbrio vertical, considerando a ação do vento neutro e campo elétrico. A Equação 2.25 representa o equilíbrio por ação do campo elétrico (vento neutro nulo) e a Equação 2.26 representa o equilíbrio por ação do

vento neutro (campo elétrico nulo); E_e representa o campo elétrico zonal (para Leste); U_s representa o componente do vento para Sul no hemisfério Norte; D representa o ângulo de inclinação magnética; g representa a aceleração da gravidade; B é o módulo do campo geomagnético e ν_{in} é a frequência de colisão entre íons e partículas neutras e $\langle \nu_{in} \rangle = \frac{\int n(z)\nu_{in}(z)dz}{\int n(z)dz} = \frac{\int n(z)\nu_{in}(z)dz}{N}$ é a frequência de colisão ponderada pela densidade do plasma. A integral é calculada ao longo da linha de campo magnético.

No estado de equilíbrio estável, se a ionosfera for deslocada para cima, ν_{in} diminui e a gravidade empurra a camada para baixo. Caso seja deslocada para baixo, a ação do vento neutro e/ou do campo elétrico faz com que a camada se desloque para cima, de volta à altura de equilíbrio.

O grande avanço do modelo de Perkins foi integrar o conteúdo eletrônico total e a condutividade Pedersen ao longo das linhas de campo $\vec{B}$, a partir das variáveis $N(x, y) = \int n dz$ e $\Sigma_p(x, y) = \int \frac{n\nu_{in}eC}{\Omega B} dz$. Esse tratamento é conhecido como modelo ionosférico integrado em linha de campo, também conhecido como modelo da bola de Ping-Pong (KELLEY *et al.*, 2003). O modelo é ilustrado na Figura 2.3.

Figura 2.3: Representação do modelo de Perkins.



Fonte: Adaptada de Kelley *et al.* (2003).

A Figura 2.3 ilustra o modelo da sustentação da região F da ionosfera em médias latitudes por um vento neutro em direção ao Equador, contra a ação da gravidade.

Esta é uma das situações de equilíbrio previstas por Perkins (a outra corresponde à ação do campo elétrico para Leste). O cenário pode ser representado analogamente por uma bola de tênis de mesa (plasma), sustentada sobre um plano inclinado (campo magnético), devido ao fluxo de ar produzido por um secador (vento neutro) (KELLEY *et al.*, 2003).

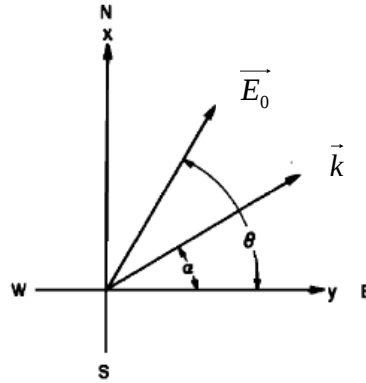
De acordo com Perkins (1973), duas condições devem ser cumpridas simultaneamente para a instabilidade do plasma se desenvolver:

$$(1) E_e + U_s B > 0$$

(2) O vetor de onda $\vec{k}$ (da onda formada pela instabilidade Perkins) deve formar um ângulo com a direção Leste entre 0° e θ (conforme ilustrado na Figura 2.4), onde $\theta = \arctg \left[\frac{U_e B - E_s}{E_e + U_s B \sin D} \right]$.

O campo elétrico efetivo é dado por $\vec{E}_0 = \vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}$, onde $\vec{E}$ é o campo elétrico; $\vec{U}$ é o vento neutro e $\vec{B}$ é o campo magnético. E_s representa o componente do campo elétrico para o Sul; E_e é o componente do campo elétrico para o Leste; U_s representa o componente do vento para o Sul (em direção ao Equador, no hemisfério Norte) e U_e representa o componente do vento para Leste.

Figura 2.4: Orientação do vetor de onda $\vec{k}$ e do vetor campo elétrico efetivo $\vec{E}_0$.



Fonte: Adaptada de Perkins (1973).

Cumprindo as condições (1) e (2), o modelo de Perkins prevê que a ionosfera apresente movimentos oscilatórios verticais, alternando regiões de baixa densidade de plasma (ascendentes) e regiões de altas densidades (descendentes). Essa perturbação tem uma taxa de crescimento linear dada por (PERKINS, 1973):

$$\gamma = \frac{g \sin^2(D) \sin^2(\theta / 2)}{H_n \nu_{in} \cos(\theta)} \quad (2.27)$$

Na Equação 2.27, H_n representa a altura de escala dos constituintes neutros da atmosfera; ν_{in} representa a frequência de colisão entre íons e partículas neutras e $\frac{\theta}{2}$ representa o ângulo em que a taxa de crescimento da instabilidade é mais elevada (o vetor de onda mais instável faz um ângulo de $\frac{\theta}{2}$ com o eixo y para Leste). De acordo com a Equação 2.26, a taxa de crescimento da instabilidade é inversamente proporcional à frequência de colisão entre íons e partículas neutras. Durante o período de máxima atividade solar, o termo de colisão entre íons e partículas neutras é maior, uma vez que a ionização também é maior.

De acordo com o trabalho de Kelley *et al.* (2003), após a instabilidade ocorrer, o movimento da ionosfera em busca da altura de equilíbrio ocorre de forma gradual, e seu movimento vertical é governado pelas seguintes equações:

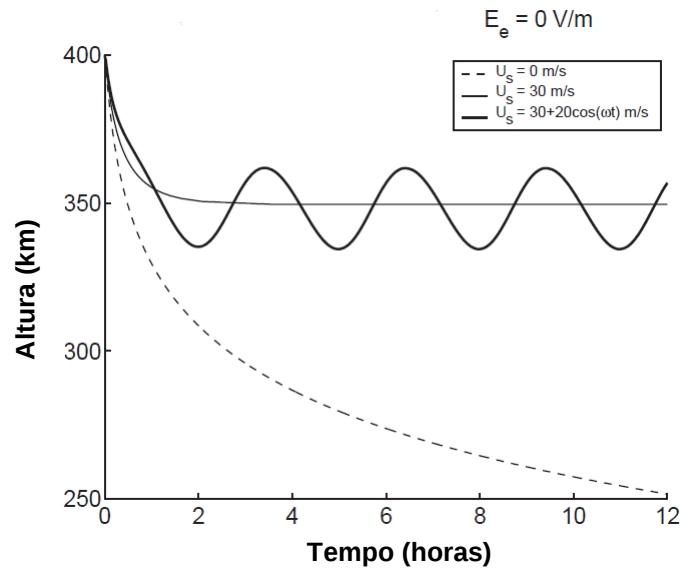
$$V_z = U_s \cos(D) \sin(D) + \frac{E_e}{B} \cos(D) - \left(\frac{g}{\langle v_{in} \rangle} \right) \sin^2(D) \quad (2.28)$$

$$h(t) = h_0 + \int_0^t V_z d\tau \quad (2.29)$$

Nas Equações 2.28 e 2.29, V_z é a velocidade vertical do plasma e $h(t)$ é a altura.

Considerando U_s e E_e independentes da altitude, devido, respectivamente, à alta viscosidade da termosfera e da alta condutividade paralela ao campo magnético na região F, os autores resolveram as Equações (2.27) e (2.28) para três diferentes condições. Na primeira, fizeram $E_e = U_s = 0$. Como resultado, a ionosfera decai devido à ação da gravidade a uma taxa de decaimento inversamente proporcional a $\langle v_{in} \rangle$, levando ao desaparecimento do plasma por efeitos de recombinação. Nas demais condições, os movimentos verticais da ionosfera são modulados pelo comportamento do vento. No segundo caso, é adicionado um vento para o Sul com velocidade constante de $U_s = 30$ m/s. Essa condição resulta no decaimento da ionosfera até certa altura, onde é alcançado o equilíbrio. No terceiro caso, considerou-se um vento dependente do tempo com velocidade $U_s = 30 + 20 \cos(\omega t)$ m/s, responsável por produzir uma ionosfera cuja altura varia com a frequência ω em torno de uma altura de equilíbrio causada por velocidade constante de $U_s = 30$ m/s. As três situações descritas são mostradas na Figura 2.5.

Figura 2.5: Simulações feitas por Kelley *et al.* (2003) para três diferentes valores de U_s , supondo $E_e = 0$.

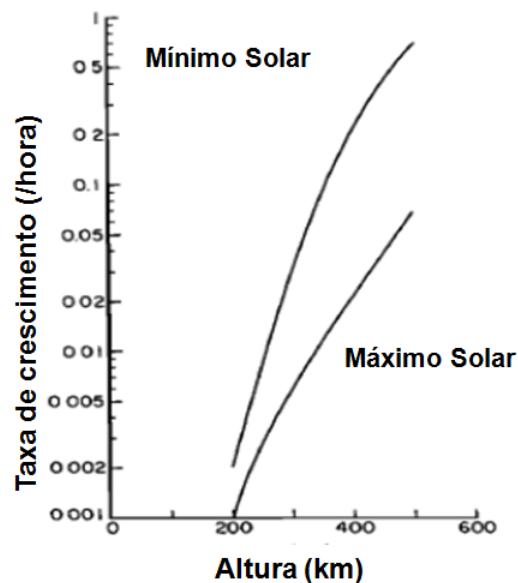


Fonte: Adaptada de Kelley *et al.* (2003).

Kelley e Fukao (1991) relataram que os dados obtidos com radar de Arecibo ($18,3^\circ\text{N}$; $66,7^\circ\text{O}$) evidenciavam a tendência do plasma ionosférico ser movido para baixo sob ação de forças gravitacionais, enquanto a ação de campos elétricos para Leste e ventos neutros soprando para o Equador moviam-no para cima, resultando em num movimento vertical da ionosfera para cima e para baixo. Para determinados valores de $\vec{U}_s$ e de $\vec{E}_e$, a ionosfera se ajusta em altura até que a frequência de colisão entre íons e partículas neutras seja tal que o movimento do plasma para baixo devido à ação da força da gravidade seja balanceado pelo campo elétrico para Leste ou pelo vento neutro para Equador.

Adicionalmente, o trabalho de Kelley e Fukao (1991) calculou a taxa de crescimento γ em função da altura para um período de atividade solar máxima e atividade solar mínima, considerando $\theta = D = 45^\circ$ e $H_n = 80$ km. A Figura 2.6 apresenta os resultados da taxa de crescimento para os diferentes períodos de atividade solar.

Figura 2.6: Taxa de crescimento da instabilidade Perkins para o mínimo/máximo solar.



Fonte: Adaptada de Kelley e Fukao (1991)

Apesar dos acertos teóricos de Perkins (1973), evidenciados pelos resultados experimentais, a Teoria apresentou duas discrepâncias: a baixa taxa de crescimento da instabilidade ($\sim 10^{-4} s^{-1}$) e a direção de propagação das estruturas geradas. As Seções 2.5 e 2.6 abordam os trabalhos publicados posteriormente ao trabalho de Perkins e que solucionam as inconformidades da teoria.

2.5 Sobre a baixa taxa de crescimento da instabilidade Perkins

A baixa taxa de crescimento prevista teoricamente conduziu alguns autores a considerarem que a instabilidade seja gerada por uma perturbação inicial associada a ondas de gravidade (KELLEY; FUKAO, 1991; FUKAO *et al.*, 1991; HUANG *et al.*, 1994; MILLER, 1996; 1997).

O trabalho de Huang *et al.* (1994) propôs que as ondas de gravidade têm uma importante influência na geração das instabilidades de plasma. Eles mostraram que quando a velocidade de fase das ondas de gravidade é da mesma ordem da velocidade de deriva do plasma (ressonância espacial), as ondas de gravidade

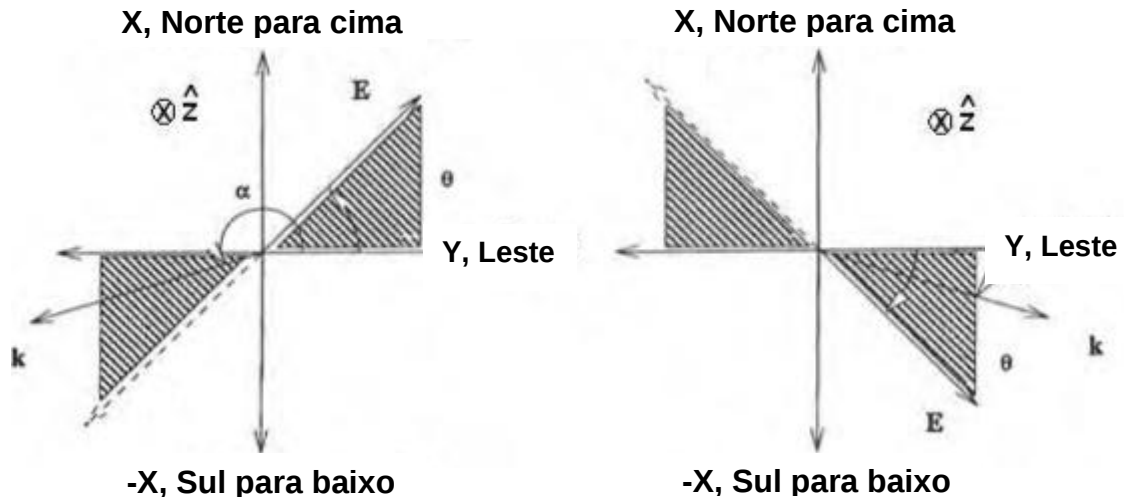
podem induzir distúrbios ionosféricos de grande amplitude através do mecanismo de Perkins.

Miller (1996) acrescentou nas equações do modelo de Perkins o efeito das ondas de gravidade, desenvolvendo um modelo de interação entre as ondas de gravidade e a instabilidade eletrodinâmica de plasma. O estudo concluiu que as ondas de gravidade podem afetar a instabilidade do plasma através da indução de campos elétricos polarizados e também pela variação na condutividade Pedersen integrada. O trabalho apresentou imagens da emissão OI 630,0 nm sobre Arecibo mostrando estruturas de bandas escuras alinhadas de Noroeste a Sudeste se desenvolvendo a partir de uma perturbação inicial gerada por uma onda de gravidade.

Miller (1997) desenvolveu um modelo analítico para analisar a resposta da ionosfera frente às perturbações de condutividade e campo elétrico causadas pela propagação de ondas de gravidade. Os resultados apontaram que as perturbações de campo elétrico e condutividade são imediatamente acopladas devido à eletrodinâmica ionosférica. O acoplamento é azimutalmente dependente, de maneira que em determinadas direções, as perturbações dos dois parâmetros se reforçam, resultando no crescimento da instabilidade. Já em outras direções, o distúrbio é amortecido. Dessa forma, o desenvolvimento da instabilidade depende de taxa de crescimento γ e da direção de propagação da onda de gravidade (KELLEY; MILLER, 1997, HUANG *et. al* 1994).

As regiões onde a instabilidade pode se desenvolver, ou seja, as regiões onde o vetor de onda é linearmente instável, quando o campo elétrico efetivo $\vec{E}_0$ está no quadrante Nordeste e no quadrante Sudeste no hemisfério Norte são apresentadas na Figura 2.7. A condição de instabilidade só é satisfeita quando $\vec{k}$ encontra-se entre o campo elétrico efetivo $\vec{E}_0$ e a direção Leste-Oeste, representado pelas regiões tracejadas. Entretanto somente os vetores de onda com $\sin\alpha < 0$, cujo componente k_x é negativo, são potencialmente ressonantes com ondas de gravidade (HUANG *et. al* 1994). As duas situações possíveis que resultam em k_x negativo são mostradas na Figura 2.7.

Figura 2.7: Regiões possíveis para o desenvolvimento da instabilidade Perkins no hemisfério Norte, considerando um campo elétrico efetivo no quadrante SE (painel direito) e NE (painel esquerdo).



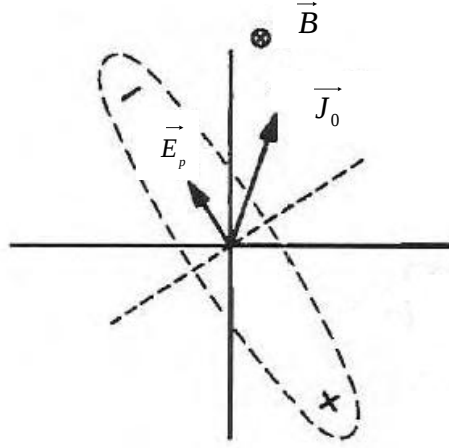
Fonte: Adaptada de Huang *et al.* (1994).

2.6 Sobre a correta direção de propagação da instabilidade Perkins

Com relação à direção de propagação, o modelo de Perkins prevê que as estruturas se desloquem para Nordeste no hemisfério Norte e para Sudeste no hemisfério Sul, o que contraria as observações experimentais: Sudoeste para o hemisfério Norte e Noroeste para o hemisfério Sul. Kelley e Makela (2001) propuseram a existência de polarização das bandas escuras na direção paralela ao seu eixo longitudinal, conforme mostra a Figura 2.8. Os campos elétricos de polarização favorecem a correta propagação das estruturas.

Previamente, o trabalho de Kelley *et al.* (2000) apresentou medidas de radar de espalhamento incoerente conjuntamente com imagens da emissão OI 630,0 nm obtidas em Arecibo. Os resultados já haviam apontado para a existência de um campo elétrico de polarização interior à depleção de aeroluminescência.

Figura 2.8: Estrutura polarizada de uma banda escura (com baixa condutividade Pedersen integrada Σ_p). O deslocamento da estrutura para Sudoeste é causado pela ação de $\vec{E}_p \times \vec{B}$.

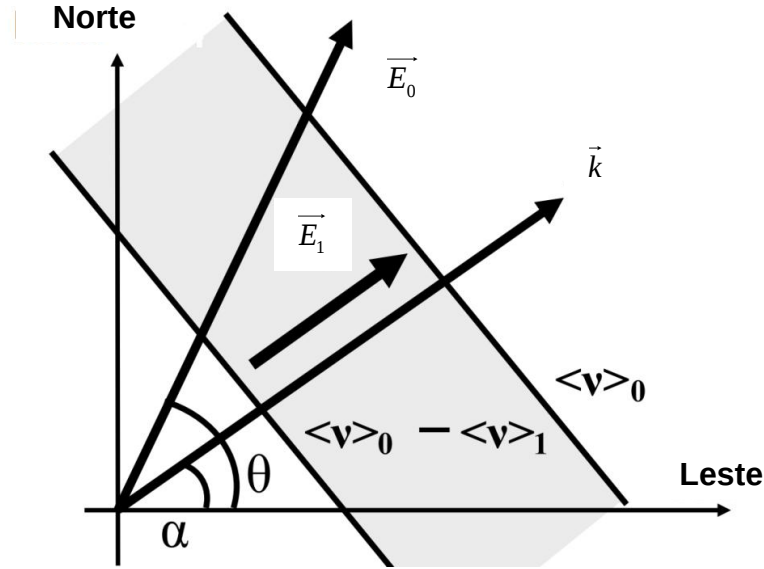


Fonte: Adaptada de Kelley e Makela (2001).

Segundo Kelley e Makela (2001), o campo elétrico resultante (devido à região de baixa condutividade Pedersen integrada Σ_p interna à estrutura) é direcionado ao Noroeste, causando o movimento observado para o Sudoeste (no hemisfério Norte). Na Figura 2.8, $\vec{J}_0$ é a corrente integrada à linha de campo; $\vec{E}_p$ representa o campo elétrico de polarização e $\vec{B}$ é o vetor campo magnético. O movimento para Sudoeste é causado pela ação de $\vec{E}_p \times \vec{B}$.

Considerando o campo elétrico efetivo é $\vec{E}_0 = \vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}$, o campo elétrico $\vec{E}$, gerado pelo dínamo da região F, é antiparalelo e possui módulo menor que $\vec{U} \times \vec{B}$. Então, a direção de $\vec{E}_0$ se aproxima de $\vec{U} \times \vec{B}$. Considerando que $\vec{U}$ sopra para Sudeste durante a noite (hemisfério Norte), então $\vec{E}_0$ tem a direção Nordeste (MAKELA E OTSUKA, 2012). A Figura 2.9 mostra o campo elétrico de polarização que surge devido à baixa condutividade Pedersen Σ_p interior a uma estrutura de *MSTID* para manter a continuidade da corrente.

Figura 2.9: Estrutura de baixa condutividade Pedersen integrada Σ_p que ocasiona o surgimento de um campo elétrico de polarização $\vec{E}_1$ para manter a continuidade da corrente.



Fonte: Adaptada de Makela e Otsuka (2012).

Seguindo a abordagem de Makela e Otsuka (2012), a componente Leste de $\vec{E}_1$ é responsável por elevar o plasma para altitudes mais altas, com velocidade $V_z = \left(\frac{E_1 \cos \alpha}{B} \right) \cos D$. A velocidade descendente é determinada por $V_{-z} = \left(\frac{g}{\langle v \rangle_0 - \langle v \rangle_1} \right) \sin^2 D$, onde $\langle v \rangle_0$ e $\langle v \rangle_1$ representam o valor de fundo e a perturbação em $\langle v_{in} \rangle$; α é o ângulo entre a direção Leste e o vetor de onda $\vec{k}$; θ é o ângulo entre o campo elétrico efetivo e a direção Leste. A taxa de crescimento pode ser representada por $\gamma = \frac{cE_0 \cos D}{BH_n} \sin(\theta - \alpha) \sin \alpha$ (HAMZA, 1999).

2.7 Acoplamento entre as regiões E e F da ionosfera

Alguns autores propuseram que a resolução das duas discrepâncias estaria relacionada ao acoplamento eletrodinâmico entre as regiões E e F. O processo de

polarização Hall que ocorre no eletrojato equatorial, atua também na camada esporádica (E_s) em latitudes médias. A polarização Hall é capaz de produzir um campo elétrico intenso que se mapeia da região E para região F, através das linhas de campo magnético. O campo elétrico mapeado poderia aumentar o valor do campo elétrico de polarização na região F, auxiliando na propagação dos *MSTIDs* na direção observada, isto é, de Sudeste para Noroeste no hemisfério Sul e de Nordeste para Sudoeste no hemisfério Norte. A taxa de crescimento da instabilidade seria dependente do alinhamento azimutal da frente de onda, sendo máxima quando a frente de onda é alinhada na direção Noroeste - Sudeste (hemisfério Norte) e Nordeste - Sudoeste (hemisfério Sul) (COSGROVE; TSUNODA, 2002; COSGROVE; TSUNODA, 2003; KELLEY *et al.* 2003; COSGROVE *et al.* 2004).

Os processos eletrodinâmicos típicos da região E, como a geração de camadas esporádicas E_s , ecos quase periódicos e instabilidades no campo elétrico da camada E_s apresentam um pico de ocorrência durante os meses de verão no hemisfério Norte (HALDOUPIS *et al.*, 2003; ARRAS *et al.*, 2008). Entretanto, a taxa de ocorrência de *MSTIDs* noturnos é maior durante os meses de inverno no caso do setor Brasileiro (PIMENTA *et al.*, 2008b; AMORIM *et al.*, 2011) e Caribe (MARTINIS *et al.*, 2010). Martinis *et al.* (2010), em um estudo envolvendo 5 anos de dados de imageador *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidos em Arecibo (18,3 °N; 66,7°O), observaram que os *MSTIDs* noturnos possuem uma alta taxa de ocorrência durante o inverno. Segundo os autores, o mecanismo de acoplamento entre as regiões E e F não é suficiente para explicar os resultados observados. Ainda, segundo os autores, o acoplamento inter-hemisférios dos tubos de fluxo magnético é um mecanismo mais relevante para explicar a ocorrência dos *MSTIDs* noturnos em Arecibo. O campo elétrico gerado do hemisfério Sul durante o verão se mapearia ao longo das linhas de campo magnético para o hemisfério Norte, afetando o campo elétrico da região F sobre Arecibo e favorecendo a geração dos *MSTIDs*.

2.8 Acoplamento inter-hemisférico

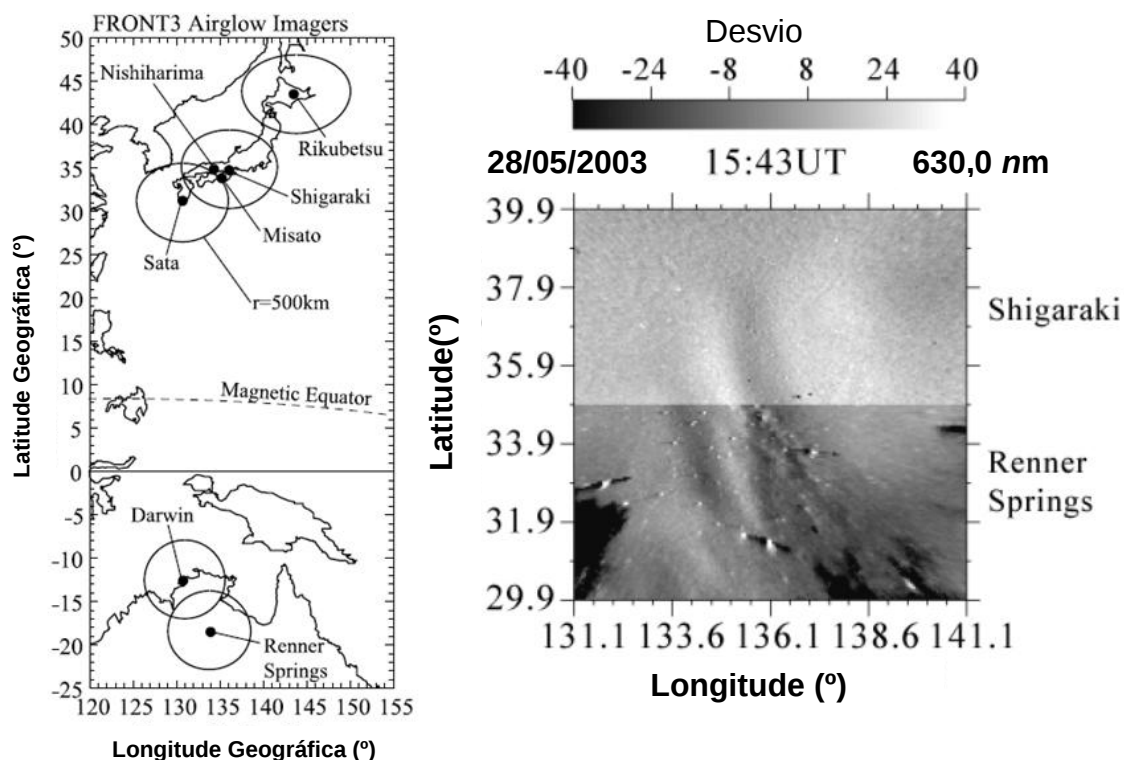
Os *MSTIDs* noturnos gerados pela instabilidade Perkins podem ocorrer simultaneamente em ambos os hemisférios em pontos geomagneticamente conjugados, devido ao acoplamento pelos tubos de fluxo magnético.

O trabalho de Saito *et al.* (1995) mostrou que flutuações no campo elétrico associadas a *MSTIDs* noturnos ocorrem simultaneamente em ambos os hemisférios. Com o objetivo de investigar o papel dos campos elétricos de polarização na geração de *MSTIDs*, Otsuka *et al.* (2004) conduziu observações óticas em pontos geomagneticamente conjugados: Darwin (12,4°S; 131,0°E) Austrália e Sata (31.0°N, 130,7°E), Japão. Os autores observaram *MSTIDs* com estruturas similares nas imagens *all-sky* do OI 630,0 nm e concluíram que o campo elétrico de polarização desempenha um papel preponderante na geração dos *MSTIDs*.

Shiokawa *et al.* (2005) realizaram observações da emissão OI 630, 0 nm em pontos geomagneticamente conjugados no Japão e na Austrália. Foram observadas estruturas semelhantes de *MSTIDs* em ambos os hemisférios como, por exemplo, na noite de 01/06/2003, conforme mostra a Figura 2.10. Segundo os autores, o resultado sugere que o campo elétrico de polarização interno à estrutura desempenha papel essencial na geração de *MSTIDs*. O campo elétrico de polarização se mapeia ao longo de B e move o plasma da região F para cima e para baixo por meio das derivas $\vec{E} \times \vec{B}$, causando perturbações na densidade de plasma e estruturas espelhadas com relação ao Equador Magnético.

Martinis *et al.* (2010; 2011), analisando dados da emissão OI 630,0 nm obtidos por um imageador instalado em Arecibo, sugeriram que a alta taxa de ocorrência de *MSTIDs* em ambos os solstícios no hemisfério Norte deve ser atribuída ao acoplamento inter-hemisférico dos tubos de fluxo de plasma. Os trabalhos pontuaram que o campo elétrico de polarização deve se mapear ao longo das linhas de campo magnético, afetando a ionosfera em pontos geomagneticamente conjugados e gerando *MSTIDs*.

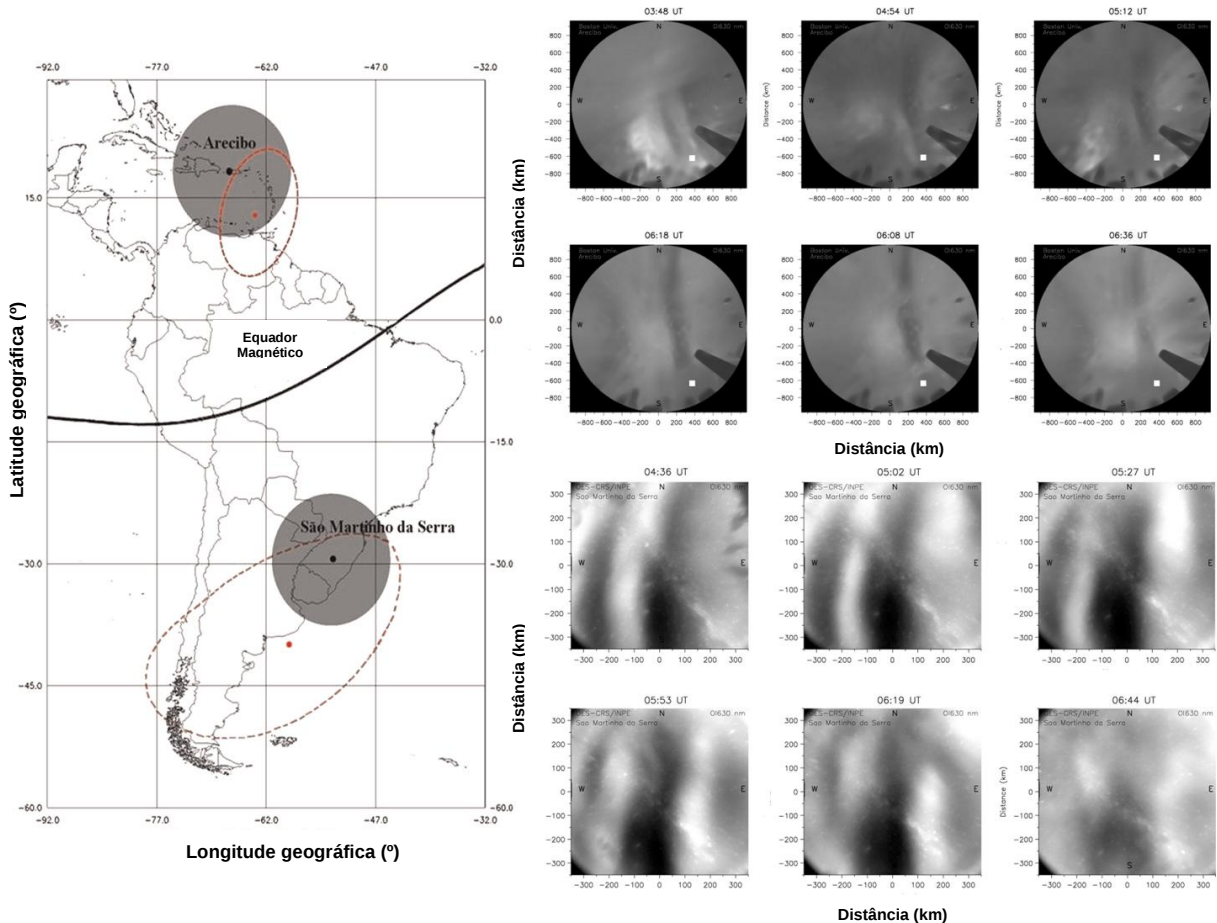
Figura 2.10: Observação simultânea de *MSTIDs* em pontos geomagneticamente conjugados - Shigaraki (34,8°N; 136,1°E), Japão e Renner Springs (18,3°S; 133,8°E), Austrália - na noite de 28/05/2003. A escala de cores em cada conjunto de imagens representa a porcentagem de desvio (da emissão OI 630,0 nm) do valor médio horário.



Fonte: Adaptada de Shiokawa *et al.* (2005).

Recentmente, no setor Brasileiro, Stefanello *et al.* (2015) mostrou um caso de ocorrência de *MSTIDs* em pontos geomagneticamente conjugados: São Martinho da Serra (29,4°S; 53,8°O), RS, Brasil e Arecibo (18,47°N; 66,72°O), conforme mostra a Figura 2.11.

Figura 2.11: No painel esquerdo, o círculo cinza indica o campo de visão dos imageadores e os pontos vermelhos indicam os pontos geomagneticamente conjugados das estações e do campo de visão de cada imageador. No painel direito superior, o *MSTID* observado em Arecibo (imagens linearizadas). No painel direito inferior, o evento observado em São Martinho da Serra, ambos para a noite de 26-27/12/2011 (imagens linearizadas).



Fonte: Adaptada de Stefanello *et al.* (2015).

Os autores propuseram que o *MSTID* observado em São Martinho da Serra foi gerado por um acoplamento entre ondas de gravidade e a instabilidade Perkins em médias latitudes. À medida que o *MSTID* se propaga para região da Anomalia Magnética da América do Sul, o campo elétrico de polarização é amplificado e se mapeia ao longo das linhas de campo magnético, produzindo o *MSTID* observado em Arecibo.

2.9 Variabilidade dos *MSTIDs* noturnos

Vários trabalhos demonstram que os *MSTIDs* noturnos apresentam variação sazonal. Observações óticas no setor Japonês mostraram um pico de ocorrência de *MSTIDs* no verão (SHIOKAWA *et al.*, 2003). O trabalho de Martinis *et al.* (2010) com dados da emissão OI 630,0 nm obtidos em Arecibo entre 2002 e 2007, apontou um padrão semi-anual com pico de ocorrência em ambos os solstícios. Segundo os autores, a alta ocorrência durante o inverno local é explicado via acoplamento das regiões E e F e acoplamento inter-hemisférico, já que durante os meses de Dezembro e Janeiro, a ocorrência de estruturas esporádicas na região E é maior. Essas estruturas se mapeariam para favorecer o surgimento de *MSTIDs* no hemisfério Norte.

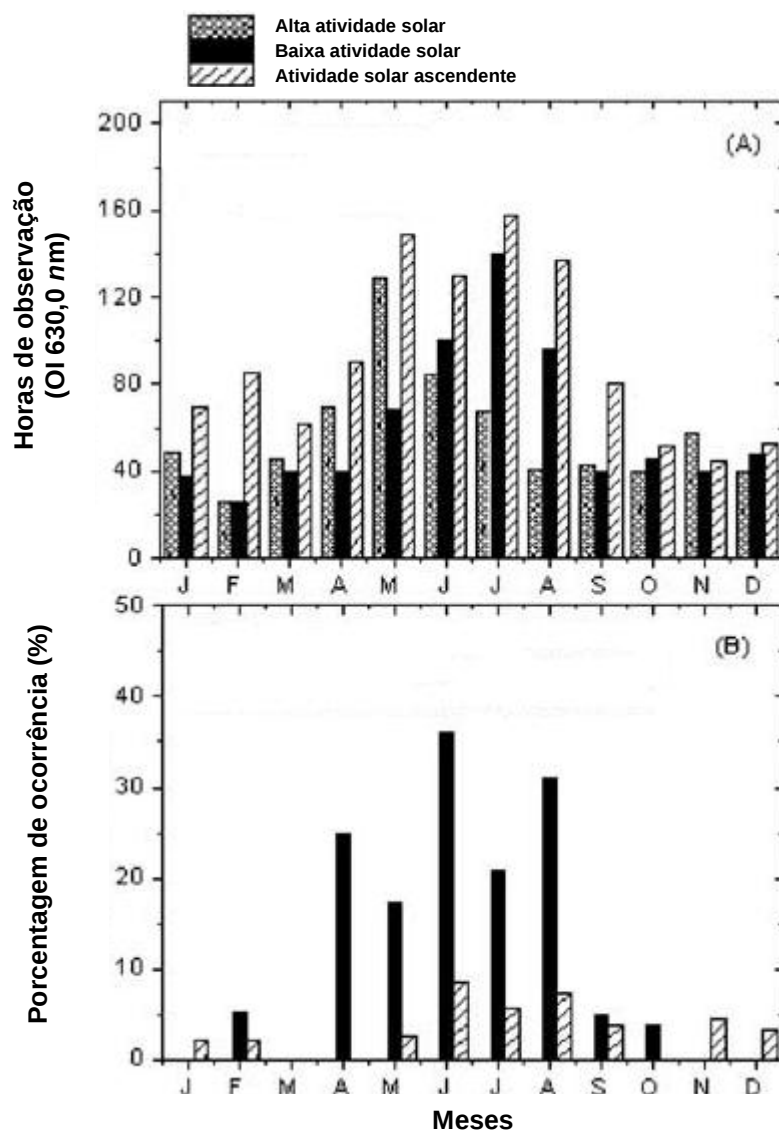
Park *et al.* (2015), utilizando dados de satélite que mede perturbações no campo geomagnético em médias latitudes devido à ocorrência de *MSTIDs*, mostrou picos de ocorrência do distúrbio durante períodos de solstício (padrão semi-anual de ocorrência) para diferentes setores longitudinais. Para o setor Brasileiro, a taxa de ocorrência é muito baixa nos meses de verão, sendo maior no mês de Junho. Shiokawa *et al.* (2003) traz uma explicação para uma maior ocorrência nos meses de inverno. Os autores sugerem que durante o inverno local, o vento mesosférico não é tão capaz de filtrar a propagação vertical de ondas de gravidade, que atuam como mecanismo de disparo da instabilidade Perkins em médias latitudes.

Otsuka *et al.* (2013), utilizando mapas de conteúdo eletrônico total (TEC) obtidos em 2008 a partir de uma extensa rede de receptores de GPS na Europa, obteve resultados que mostraram um pico de ocorrência durante os meses de inverno, com um pico menor no verão do continente europeu.

No setor Brasileiro, os resultados de Pimenta *et al.* (2008b), Candido *et al.* (2008) e Amorim *et al.* (2011) indicam uma taxa de ocorrência maior dos *MSTIDs* noturnos entre abril e agosto, centrada nos meses de inverno, conforme mostra a Figura 2.12. Recentemente, Figueiredo (2017) utilizando um banco de imagens entre Junho de

2013 e Dezembro de 2015, obteve resultados similares aos demais, quanto à variação sazonal dos *MSTIDs* noturnos.

Figura 2.12: Estatísticas de observação (A) e ocorrência (B) dos *MSTIDs* observados em Cachoeira Paulista através da emissão OI 630,0 nm, em função dos meses do ano e atividade solar.



Fonte: Adaptada de Pimenta *et al.* (2008b).

A atividade solar também influencia na frequência de ocorrência dos *MSTIDs* noturnos. Os trabalhos de Pimenta *et al.* (2008b) e Candido *et al.* (2008), utilizando dados de imageador na linha de emissão OI 630,0 nm, mostraram que a frequência

de ocorrência do fenômeno é maior durante a atividade solar mínima, conforme apresenta a Figura 2.12. Amorim *et al.* (2011) analisaram 10 anos de imagens do OI 630,0 nm obtidos em Cachoeira Paulista. De acordo com o estudo, a frequência de ocorrência do fenômeno é maior durante o período de atividade solar mínima, seguida pelo período de atividade solar descendente e ascendente. No período de máxima atividade solar não foram registrados eventos de *MSTIDs* em ambos os trabalhos.

Pimenta *et al.* (2008b) e Amorim *et al.* (2011) argumentaram que o resultado é consequência da maior taxa de crescimento da instabilidade durante períodos de atividade solar mínima, quando a ionização e a frequência de colisão entre íons e partículas neutras são menores, conforme mostra a Equação 2.26. Durante o período de atividade solar alta, a frequência de colisão íon-neutro e a ionização são maiores, dificultando a formação das estruturas.

Martinis *et al.* (2010) observaram que a taxa de ocorrência dos *MSTIDs* é anti-correlacionada com a atividade solar. Segundo os autores, o resultado pode ser explicado pela taxa de crescimento da instabilidade Perkins, que é inversamente proporcional à densidade de partículas neutras. A contração da termosfera durante os anos de mínimo solar resulta em taxas de colisões íon-neutro menores na região F em médias latitudes.

Duly *et al.* (2013) apresentou uma estatística de ocorrência de *MSTIDs* para Haleakala (20,7°N; 203,7°O) - Havaí e Cerro Tololo (30,1°S; 289,1 °O) - Chile, analisando imagens do OI 630,0 nm. Para ambos os sítios, os resultados mostraram que a taxa de ocorrência é inversamente proporcional ao índice F 10.7, devido à taxa de crescimento da instabilidade Perkins ser inversamente proporcional à ν_{in} .

2.10 Observação dos *MSTIDs* noturnos

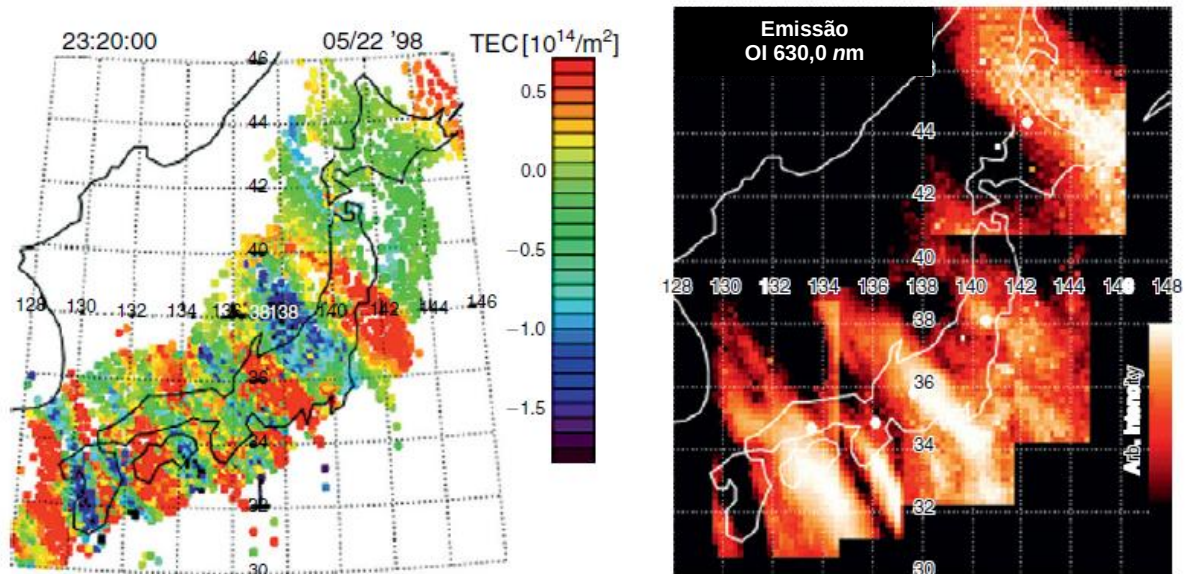
Na década de 1950 surgiram os primeiros trabalhos publicados sobre *MSTIDs*, a partir da observação do espalhamento dos sinais de rádio observado nos ionogramas (*spread F*) obtidos a partir de instrumentos situados em regiões de

médias latitudes. Um sinal evidente associado ao fenômeno era a subida da região F noturna e as depleções na densidade eletrônica associadas ao espalhamento. Nas décadas seguintes, o estudo do fenômeno se estendeu a diversas técnicas, utilizando digissondas, radares de espalhamento, satélites, medidas de absorção de ondas de rádio e imageamento ótico. A observação a partir de cada técnica resulta em uma determinada assinatura característica do fenômeno, que propicia a determinação de parâmetros e propriedades associados à estrutura ondulatória dos *MSTIDs*, como comprimento de onda, velocidade de fase e direção de propagação (BOWMAN, 2001).

Os *TIDs* são regularmente estudados através de várias técnicas de observação, utilizando equipamentos como radar de espalhamento incoerente (BEHNKE, 1979; KIRCHENGAST *et al.*, 1996), satélites (EVANS *et al.*, 1983; JACOBSON *et al.*, 1995), ionossondas (MORGAN *et al.*, 1978; BOWMAN, 1981; ABDU *et al.*, 1982; BOWMAN, 1993; Imageadores *all-sky* (MENDILLO *et al.*, 1997; PIMENTA *et al.*, 2008; AMORIM *et al.*, 2011, MARTINIS *et al.* 2010; STEFANELLO *et al.*, 2015) e receptores GNSS (SAITO *et al.*, 1998).

O desenvolvimento do GNSS permitiu a investigação dos *MSTIDs* através de mapas bidimensionais do conteúdo eletrônico total perturbado (dTEC), que permitem o estudo das propriedades morfológicas do fenômeno em maior escala espacial. O trabalho de Saito *et al.* (1998) foi o primeiro a utilizar mapas bidimensionais de dTEC para estudar *TIDs* no Japão. A Figura 2.13 mostra um *MSTID* observado em imagens do OI 630,0 nm e por meio de mapas bidimensionais de dTEC.

Figura 2.13: Observação simultânea de *MSTID* durante a noite de 22/05/1998 no setor Japonês. O painel esquerdo mostra um mapa bidimensional de dTEC para as 23:20 LT. O painel direito mostra um mosaico de imagens *all-sky* obtidas entre 23:17 LT e 23:21 LT.



Fonte: Adaptada de Saito *et al.* (2001).

2.10.1 Observação através do imageamento ótico

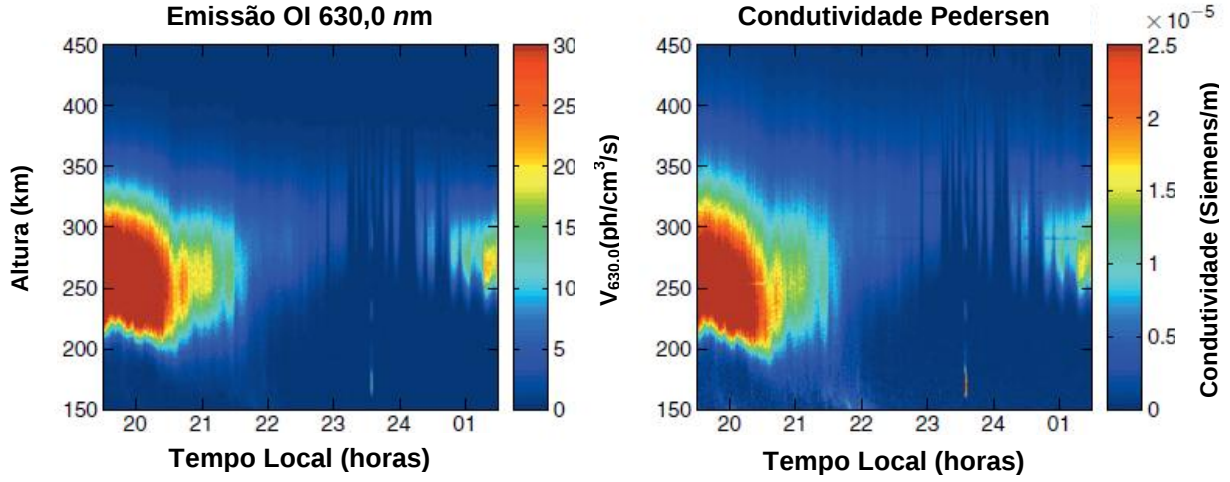
O imageamento ótico da emissão OI 630,0 nm é uma técnica bastante utilizada no estudo das características morfológicas e dinâmicas dos *MSTIDs* noturnos (MENDILLO *et al.*, 1997; GARCIA *et al.*, 2000a,b; PIMENTA *et al.*, 2008a; MARTINIS *et al.*, 2010; AMORIM, 2011, STEFANELLO *et al.*, 2015). A assinatura ótica dos *MSTIDs* em imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm consiste na ocorrência de bandas de depleção da emissão, por vezes alternadas por regiões mais claras, onde a intensidade da emissão é maior. Essa característica visual é causada pelo movimento vertical da camada F, uma vez que a intensidade da emissão OI 630,0 nm é proporcional à densidade eletrônica e aos movimentos verticais da camada. Esses casos particulares de *MSTIDs* são descritos também como bandas termosféricas ou bandas escuras (Pimenta *et al.* 2008a).

A emissão OI 630,0 nm é representativa da condutividade Pedersen integrada ao longo das linhas de campo Σ_p . Nas imagens *all-sky*, o plasma da região F que se eleva corresponde a uma zona de baixo valor de Σ_p e a uma depleção na emissão do OI 630,0 nm. A região de depleção na intensidade de luminescência corresponde a uma depleção na densidade do plasma ionosférico (KELLEY *et al.* 2000; MAKELA; KELLEY, 2003). A Figura 2.14 apresenta valores de Σ_p obtidos com radar de espalhamento e o fluxo volumétrico de fótons da emissão OI 630,0 nm em Arecibo (18,47°N; 66,72°O).

O estudo de Mendillo *et al.* (1997) apresentou os primeiros resultados sobre a observação dos *MSTIDs* através do imageamento ótico da emissão OI 630,0 nm. Utilizando dados obtidos em Arecibo (18,47°N; 66,72°O), foram observadas estruturas oscilatórias se propagando para Sudoeste, com velocidade de fase de aproximadamente 100 m/s e comprimento de onda da ordem de 500 km.

Taylor *et al.* (1998) relataram a ocorrência de bandas escuras nas imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm sobre o setor Japonês. As estruturas se propagavam para Sudoeste com velocidades de 100 m/s e foram associadas à ocorrência de *TIDs* na ionosfera.

Figura 2.14: Comparação entre a emissão OI 630,0 nm (painel esquerdo) e a condutividade Pedersen (painel direito) para a noite de 20-21/02/1999 em Arecibo (18,47°N; 66,72°O).



Fonte: Adaptada de Kelley *et al.* (2000).

Garcia *et al.* (2000a) realizou um estudo estatístico de ocorrência de *MSTIDs* utilizando imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidas a partir da estação de Arecibo (18,47°N; 66,72°O) em períodos geomagneticamente calmos. As estruturas se propagaram predominantemente para Sudoeste, com velocidade de fase entre 50 e 170 m/s e comprimento de onda horizontal entre 50 e 500 km. A partir das equações da teoria linear da instabilidade Perkins, os autores deduziram a máxima taxa de crescimento da instabilidade na presença do campo elétrico efetivo $\vec{E}_0 = \vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}$ e um vento neutro com componentes meridional e zonal $\vec{U} = \vec{U}_s + \vec{U}_E$. A máxima taxa de crescimento da instabilidade Perkins pode ser escrita como:

$$\gamma_{\max} = \frac{1}{2H_n} \left[\frac{E_0 \cos I}{B} + U_e \sin D \cos I \sin I \right] + \frac{1}{2H_n} [(U_e \cos D + U_s \sin D) \cos I + U_s \cos D \cos I \sin I] \quad (2.30)$$

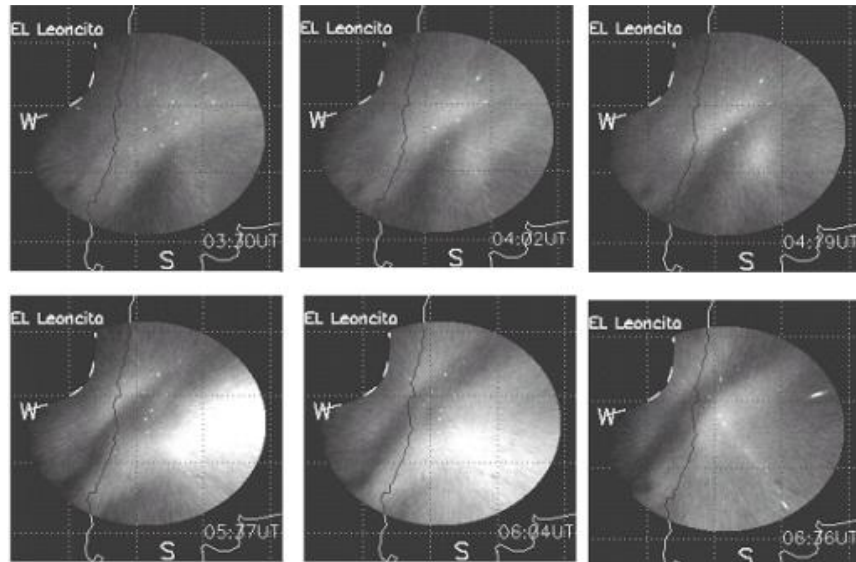
Na Equação 2.30, H_n é a altura de escala da atmosfera terrestre; I é a inclinação magnética; D é a declinação magnética; U_e é a componente zonal do vento neutro (positiva para Leste) e U_s é a componente meridional do vento neutro (positiva para direção Norte).

Shiokawa *et al.* (2003) investigaram características dos *MSTIDs* utilizando imagens do OI 630,0 nm obtidas em duas estações localizadas em médias latitudes do setor japonês: Rikubetsu (43,5°N;143,8°E) e Shigaraki (34,8°N;136,1°E). A grande maioria dos *MSTIDs* observados propagou-se para Sudoeste, em acordo com a previsão do modelo de Perkins para o hemisfério Norte. Os comprimentos de onda das estruturas estão entre 100 e 300 km, velocidade de propagação entre 50 e 120 m/s e períodos entre 0,5 h e 1,5 h.

Martinis *et al.* (2006) analisaram um caso de ocorrência de *MSTID* observado com um imageador *all-sky* instalado em baixas latitudes, na estação de *El Leoncito* na Argentina (31,8°S; 69,3°O). Os resultados mostraram o alinhamento da estrutura de Sudoeste para Nordeste, se propagando para Noroeste, conforme mostra a Figura 2.15.

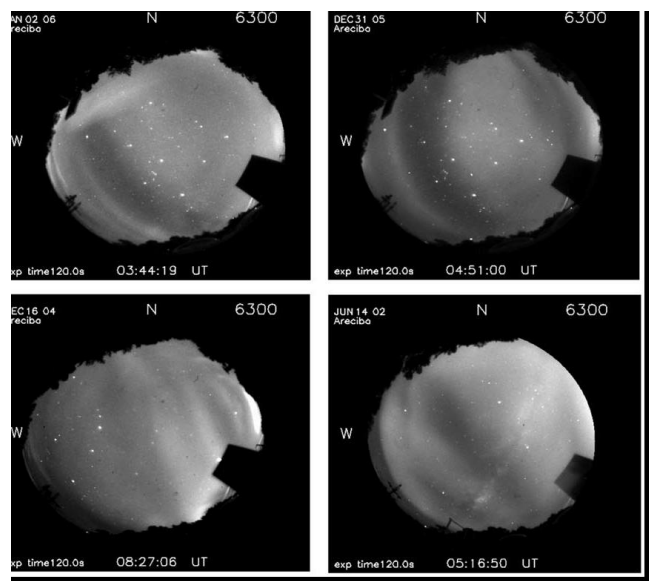
Martinis *et al.* (2010) utilizaram imagens do OI 630,0 nm obtidos entre 2002 a 2007 em Arecibo (18,47°N; 66,72°O). O estudo constatou um padrão semi-anual de ocorrência dos *MSTIDs*, sendo a maior ocorrência durante os solstícios. Os autores reportaram que a frequência de ocorrência é anticorrelacionada com a atividade solar. Um exemplo de evento detectado pode ser visto na Figura 2.16.

Figura 2.15: *MSTIDs* detectados na emissão OI 630,0 nm em El Leoncito (31,8°S; 69,3°O) em 19/12/2003. As estruturas tem alinhamento Nordeste-Sudoeste e se propagam para Noroeste.



Fonte: Martinis *et al.* (2006).

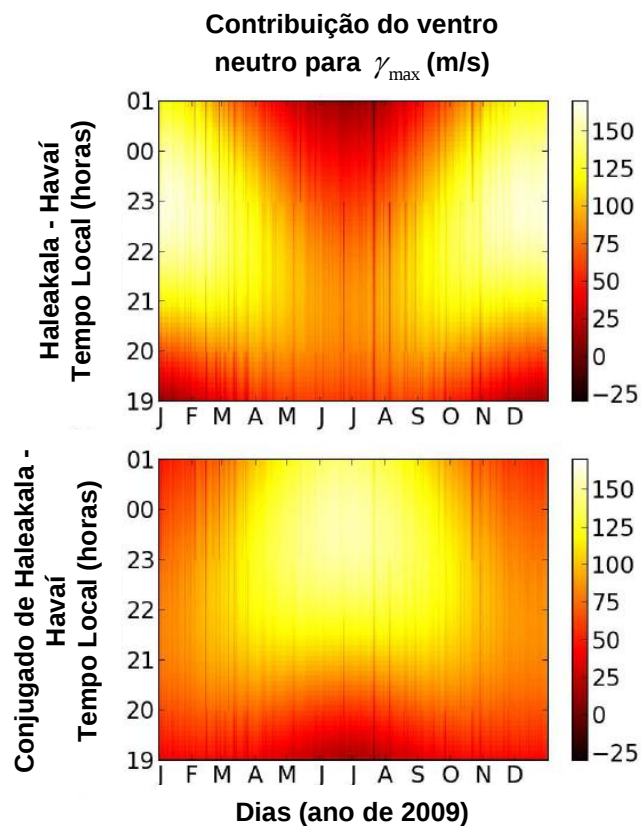
Figura 2.16: Exemplo de *MSTID* detectado no hemisfério Norte. As estruturas tem alinhamento Noroeste-Sudeste e se propagam para Sudoeste.



Fonte: Martinis *et al.* (2010).

Duly *et al.* (2013) apresentaram uma climatologia de *MSTIDs* a partir de imagens *all-sky* do OI 630,0 nm obtidas em duas estações: Haleakala - Havaí (20,7°N; 203,7°O) e Cerro Tololo - Chile (30,1°S; 289,1 °O). As observações ocorreram de 2006 a 2012 e mostram um pico de ocorrência nos meses de Dezembro e Junho (solstícios) para ambos as estações. Os autores calcularam a máxima taxa de crescimento para instabilidade Perkins dada pela Equação 2.30, considerando apenas a contribuição do vento neutro. Os cálculos foram feitos para Haleakala e seu ponto geomagneticamente conjugado para todos os anos do estudo. Os resultados obtidos foram similares aos apresentados na Figura 2.17, que diz respeito ao ano de 2009. Os valores de U_s e U_e foram obtidos do modelo HWM93 e os valores de inclinação e declinação foram calculados pelo modelo IGRF (FINLAY *et al.*, 2010).

Figura 2.17: Contribuição do vento neutro para $\gamma_{\max}$ em função do tempo local e dos dias do ano para Haleakala (painel superior) e seu ponto geomagneticamente conjugado (painel inferior) para o ano de 2009.



Fonte: Adaptada de Duly *et al.* (2013).

Segundo os autores, os resultados apresentados na Figura 2.17 são suficientes para explicar as variações sazonais dos casos de *MSTIDs* noturnos observados. No caso de Haleakala - hemisfério Norte, o pico de ocorrência no solstício de Dezembro e se deve aos fortes ventos neutros que contribuíram para a taxa de crescimento da instabilidade. O pico no solstício de Junho foi atribuído ao desenvolvimento de *MSTIDs* em pontos geomagneticamente conjugados no hemisfério Sul, que posteriormente se mapearam para o hemisfério Norte.

Narayanan *et al.* (2014) realizaram observações do OI 630,0 nm em Yonaguni (24,5°N; 123,0°E), no Japão. Os *MSTIDs* observados propagaram-se predominantemente para Sudoeste com velocidades entre 30 e 120 m/s, períodos entre 0,5 h e 1,5 h e comprimentos de onda horizontal da ordem de 100 a 400 km. A taxa de ocorrência está anticorrelacionada ao ciclo solar.

No setor Brasileiro, o primeiro relato de observações de *TIDs* por imageadores *all-sky* foi feito por Sobral *et al.* (2001), em Cachoeira Paulista. Os autores reportaram a presença de estruturas ondulatórias próximo do terminador solar nas imagens da emissão OI 630,0 nm. Pimenta *et al.* (2008a) e Pimenta *et al.* (2008b) foram os pioneiros no estudo de *MSTIDs* noturnos relacionados à produção de *Spread-F* nos sinais de ionossondas. Utilizando imagens *all-sky* do OI 630,0 nm, Pimenta *et al.* (2008a) relataram casos de *MSTIDs* com alinhamento Nordeste-Sudoeste, se propagando para Noroeste com velocidades entre 50 e 200 m/s. As estruturas dos *MSTIDs* observadas nas imagens da aeroluminescência foram chamadas de bandas escuras e sua origem foi atribuída à instabilidade Perkins em médias latitudes.

Pimenta *et al.* (2008b) procederam uma análise estatística e morfológica de *MSTIDs* em Cachoeira Paulista, utilizando pouco mais de 5 anos de dados do imageador *all-sky* (emissão OI 630,0 nm). Os resultados demonstram pico de ocorrência nos meses em torno do inverno (Abril à Agosto) e apenas durante o período de atividade solar baixa e ascendente, conforme mostra a Figura 2.12. As estruturas se propagam prioritariamente para Noroeste (entre 280° e 320°) com velocidades de propagação entre 50 e 200 m/s. Os autores conjecturaram que a instabilidade Perkins em médias latitudes está relacionada à formação das bandas escuras.

Candido *et al.* (2008) adicionaram mais 15 meses ao banco de dados utilizado no estudo de Pimenta *et al.* (2008b), perfazendo um total de 7 anos de dados e 28 casos de *MSTID* para análise. Seus resultados mostraram-se similares ao de Pimenta *et al.* (2008b). Todos os casos analisados foram observados durante noites geomagneticamente calmas.

Amorim *et al.* (2011) estenderam o banco de dados utilizados por Pimenta *et al.* (2008b) e Candido *et al.* (2008) para um total de 10,5 anos de imagens *all-sky* obtidas em Cachoeira Paulista, entre os anos de 1990 e 2008. Foi realizado um estudo estatístico de ocorrência de *MSTIDs* a fim de determinar a variabilidade sazonal e em função do ciclo solar do fenômeno no setor Brasileiro. Os resultados mostraram uma frequência de ocorrência maior durante o período de atividade solar mínima, seguida pelo período de atividade solar descendente e ascendente. No período de máxima atividade solar não foi registrada ocorrência de *MSTID*. A variação sazonal aponta maior ocorrência de *MSTIDs* durante os meses em torno do inverno, o que, segundo o estudo, indica a possibilidade de que o mecanismo de geração das bandas escuras possa ser afetado por efeitos da baixa e média atmosfera.

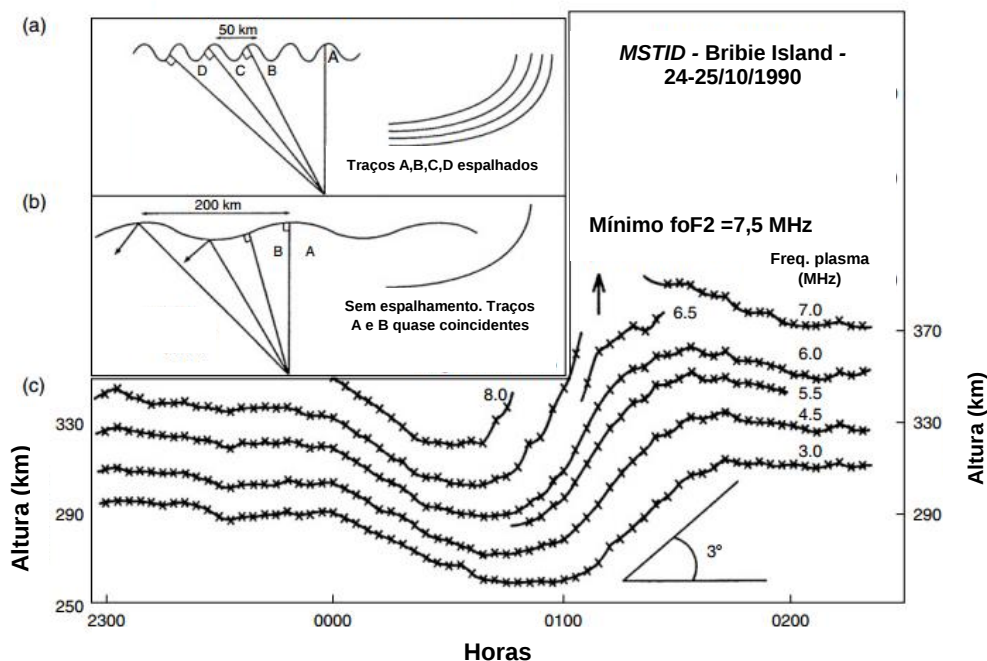
Recentemente, Figueiredo (2017) apresentou um levantamento da ocorrência de *MSTIDs* sobre Cachoeira Paulista através de um banco de imagens da emissão OI 630,0 nm obtidas entre Junho de 2013 e Dezembro de 2015. Foram observados 10 *MSTIDs* propagando-se para o quadrante Oeste-Noroeste, ocorrendo entre as 22:00 e 03:00 LT. A ocorrência do evento representou 1,46% do total de horas de observação com céu limpo. A velocidade de fase horizontal média dos eventos observados foi de $115,64 \pm 34,48$ m/s. A maioria dos casos ocorreu de Junho à Outubro, nos meses de inverno e início da primavera. Os resultados de Figueiredo (2017) concordam com Pimenta *et al.* (2008a), Pimenta *et al.* (2008b), Candido *et al.* (2008) e Amorim *et al.* (2011), quanto à direção de propagação, velocidade de fase e variabilidade dos *MSTIDs*.

2.10.2 Observação através de técnicas de radiofrequência

A sondagem da camada ionosférica através da técnica de radiofrequência é frequentemente empregada no estudo dos *MSTIDs* noturnos. Diversos autores reportaram eventos de *MSTIDs* associados ao *spread F* (BOWMAN, 1981; ABDU *et al.*, 1982; BOWMAN (1991); SHIOKAWA *et al.*, 2003, PIMENTA *et al.* (2008a); CANDIDO, *et al.* 2008, AMORIM *et al.*, 2011, STEFANELLO *et al.*, 2015)

Bowman (1981) mostrou que o *spread F* em médias latitudes registrado em ionogramas estavam relacionados à modulação em altitude da densidade eletrônica da região F devido à ação de ondas de gravidade. A Figura 2.18 mostra a interpretação de observações de *MSTIDs* e *LSTIDs* por meio de ionossondas. De acordo com a interpretação de Bowman (1981), a ocorrência do *spread F* depende do comprimento de onda da oscilação.

Figura 2.18: Interpretação inicial dada por Bowman (1981) para o *spread F* devido aos *MSTIDs* (painel a) e *LSTIDs* (painel b). O painel c mostra dados reais da progressão de um *LSTID* sobre a ionosfera.



Fonte: Adaptada de Bowman (1981).

Os *MSTIDs* são uma importante fonte de *spread F* em médias latitudes, uma vez que as oscilações da ordem do tamanho do feixe da ionossonda produzem múltiplas reflexões na mesma frequência e, portanto, um espalhamento (*spread F*) no traço da ionossonda (BOWMAN, 1990).

O termo *spread F* se relaciona à aparência dos ionogramas, que exibem traços difusos na região F. Os traços difusos são classificados como: espalhamento em altura (*range spread F*); espalhamento em frequência (*frequency spread F*); e espalhamento misto. O espalhamento em altura relaciona-se a irregularidades que se estendem desde a base até o topo da região F, como as bolhas de plasma. Nesse caso, os ionogramas apresentam múltiplos ecos em todas as frequências. O espalhamento em frequência é atribuído a irregularidades que ocorrem na base da região F. Neste caso, os ionogramas apresentam múltiplos ecos em frequências mais altas. O *spread F* registrado nos ionogramas durante a ocorrência dos *MSTIDs* é predominantemente do tipo frequência.

Os primeiros trabalhos publicados sobre *MSTIDs* na década de 1950 relataram o espalhamento dos sinais de rádio observado nos ionogramas obtidos a partir de instrumentos situados em regiões de médias latitudes. A partir dos dados de espalhamento associados aos *MSTIDs*, foi observada uma relação inversa entre a taxa de ocorrência dos eventos e o nível de atividade solar (Mc NICOLL; WEBSTER, 1956; BOWMAN, 2001). Bowman (1990) verificou que a passagem de *MSTIDs* provoca variações em $h'F$ próximos a 50 km. Para o caso de *LSTIDs*, a variação é superior a 100 km.

Os trabalhos de Bowman (1991; 1992), por meio de medidas em baixas e médias latitudes dos setores Japonês e Australiano, reportaram uma variabilidade anual anuais do *spread-F* associados a *MSTIDs*, com pico de ocorrência no período do solstício de Junho. De acordo com os autores, durante a ocorrência de *MSTIDs* observadas em médias latitudes, foi observado um decréscimo da frequência crítica de plasma (parâmetro $foF2$), associado a uma elevação da camada, evidenciada pela variação do parâmetro $h'F$. Em alguns casos, esta elevação era precedida por uma pequena descida.

Bowman (1993) estudou a natureza do *spread* F equatorial e de médias latitudes, verificando que ambos são semelhantes. Enquanto o espalhamento em altura está associado à reflexão dos pulsos da ionossonda por superfícies isoiónicas que apresentam alguma inclinação com a horizontal, o espalhamento em frequência está associado a gradientes horizontais na densidade máxima do plasma ionosférico. O *spread* F equatorial causado por uma bolha de plasma mostrou ser mais forte, segundo o autor, devido à variedade de escalas dimensionais e de densidade internas a bolha.

Shiokawa *et al.* (2003) apresentou um estudo estatístico de ocorrência de *spread* F relacionado aos *MSTIDs*, mostrando que apenas 10 a 15% das observações óticas do *MSTIDs* estão associadas ao *spread* F.

Pimenta *et al.* (2008a) reportaram um *MSTID* observado simultaneamente pelo imageador *all-sky* (emissão OI 630,0 nm) e pela digissonda instalada em Cachoeira Paulista, na noite de 18-19 de Julho de 1998. Os autores relataram aumento abrupto na altura da base ($h'F$) e do pico da região F ($hmF2$), em conjunto com uma redução da densidade eletrônica de plasma ($foF2$) durante a passagem do *MSTID* pelo zênite de Cachoeira Paulista.

Candido (2008) analisou o comportamento dos parâmetros $h'F$ e $foF2$ em quatro casos de *MSTIDs* observados em Cachoeira Paulista, relatando que, durante a propagação do evento sobre Cachoeira Paulista, foi verificado um decréscimo da frequência crítica de plasma ($foF2$), associado a uma elevação da base da camada F ($h'F$). Os valores de $\Delta h'F$ não ultrapassaram 70 km e os valores de $\Delta foF2$ variaram entre 1,0 e 2,5 MHz. Durante a passagem dos *MSTIDs* foi verificada a ocorrência de *spread* F do tipo frequência nos ionogramas.

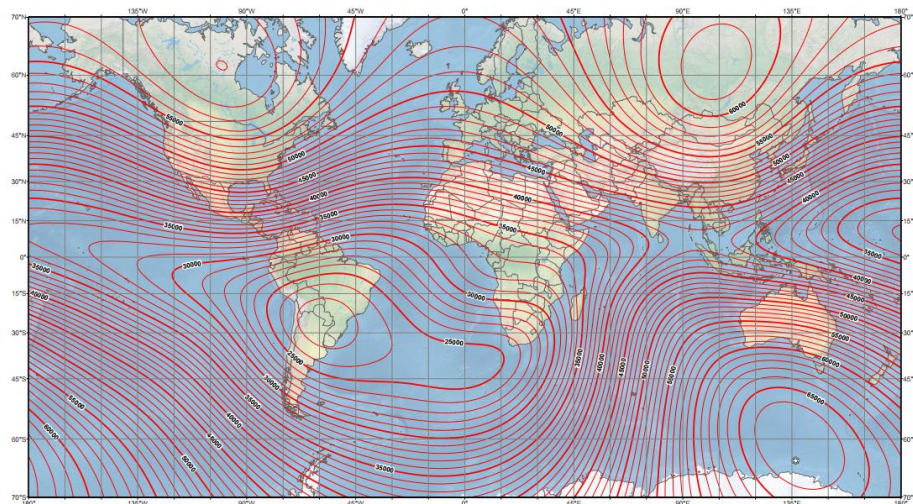
Amorim *et al.* (2011), analisando dados óticos da emissão OI 630, 0 nm e dados de digissonda instalada em Cachoeira Paulista, reportou que a propagação de *MSTIDs* sobre Cachoeira Paulista está associado ao *spread* F do tipo frequência. Nos eventos analisados, o principal indicativo da passagem dos *MSTIDs* sobre Cachoeira Paulista é a subida abrupta da camada ionosférica noturna, indicada pela

elevação dos parâmetros $h'F$ e $hmF2$. A ascensão da camada ocorreu aproximadamente no mesmo horário em que se visualiza nas imagens *all-sky* a propagação dos *MSTIDs* sobre Cachoeira Paulista. Na maioria dos casos foi observado que a subida abrupta da camada ionosférica era acompanhada da diminuição na densidade eletrônica ($foF2$). Entretanto, foi reportado um caso onde a densidade eletrônica aumentou durante a passagem do *MSTID*.

2.11 Precipitação de partículas na região da Anomalia Magnética da América do Sul

A Anomalia Magnética da América do Sul (AMAS) é caracterizada como a região que apresenta os mais baixos valores de intensidade do componente total do campo geomagnético. A Figura 2.19 apresenta um mapa da intensidade total do campo geomagnético gerado pelo *WMM* (*World Magnetic Model*) para o ano de 2015. Os valores da intensidade total são representados por contornos de isolinhas. A região de menor valor da intensidade está atualmente centrada em torno do Paraguai.

Figura 2.19: Mapa de contorno da intensidade total do campo geomagnético calculada pelo *WMM* para o ano de 2015. Os valores da intensidade do campo são dados em nT .

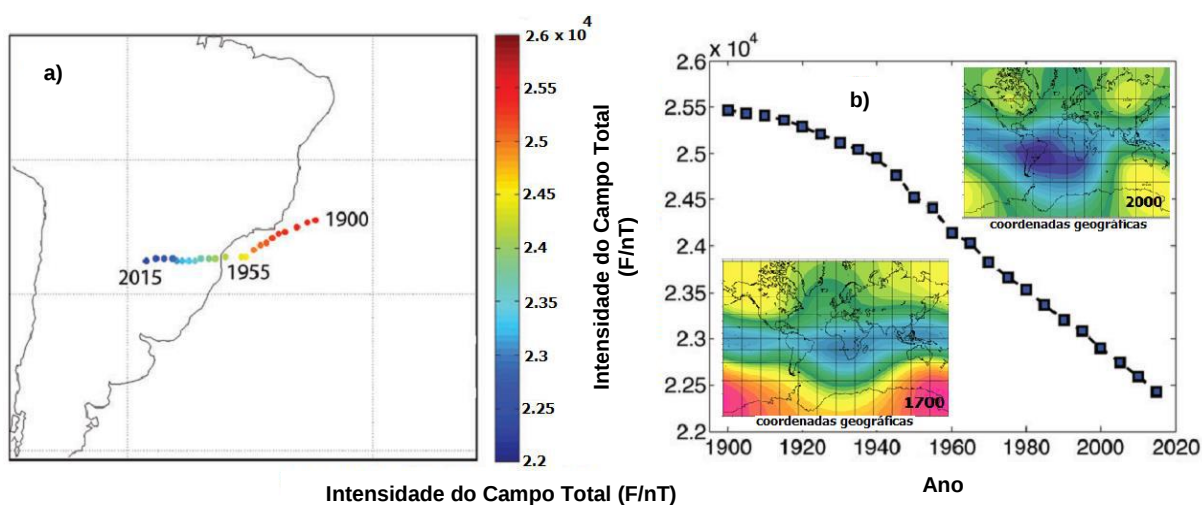


Fonte: *WMM*, disponível em <https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/WMM/>. Acesso: 01/06/2017.

O centro da AMAS, que corresponde ao valor mínimo da intensidade do campo geomagnético, tem apresentado uma deriva para Sul e para Oeste ao longo dos anos. Entretanto, a área de abrangência da anomalia aumentou significativamente no último século. A Figura 2.20 mostra a variação espacial da localização do centro da AMAS e o decréscimo temporal da intensidade total.

Na AMAS, como a blindagem do campo magnético é menor, o fluxo de partículas energéticas é acentuado. A precipitação de partículas carregadas pode afetar a atmosfera/ionosfera de diferentes maneiras, aumentando a temperatura de elétrons e íons (GLEDHILL, 1976), intensificando a densidade eletrônica ionosférica (ABDU *et al.* 2005) e aumentando a condutividade ionosférica (GALAND, 2001).

Figura 2.20: Representação da deriva do centro da AMAS (painel a) e variação da intensidade total (painel b) durante o último século.



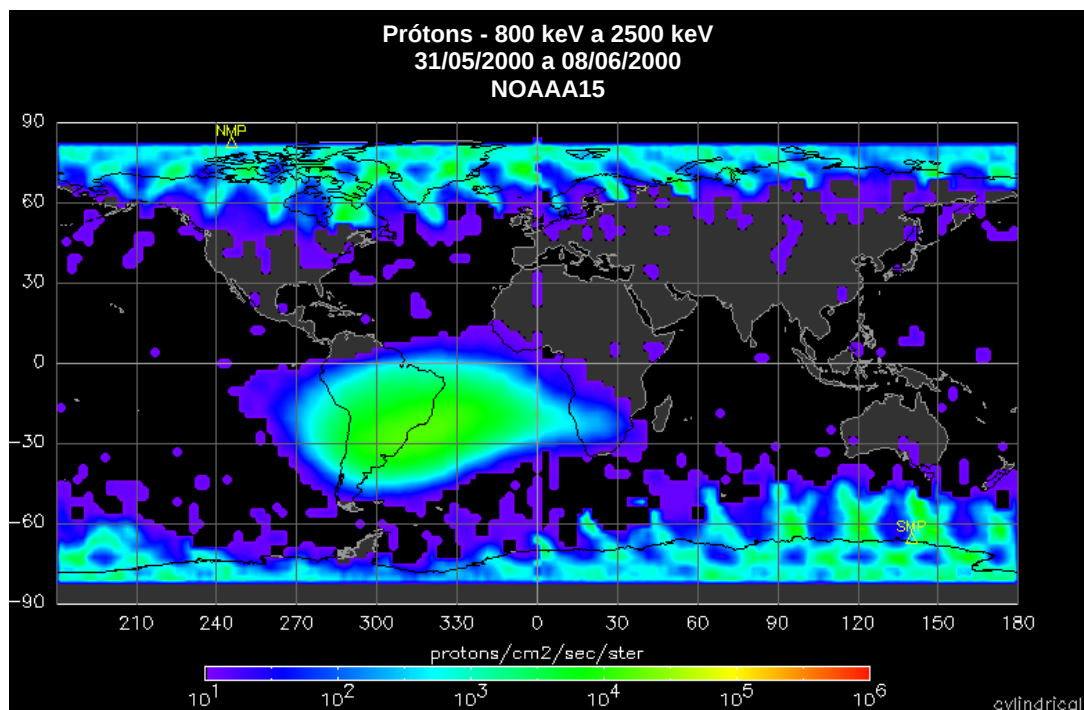
Fonte: Adaptada de Finlay *et al.* (2010).

Como consequência da baixa intensidade do campo na região da AMAS, as partículas energéticas aprisionadas no cinturão interno de radiação de Van Allen se aproximam da superfície terrestre, interagindo com a atmosfera. A precipitação de partículas energéticas do cinturão interno de radiação produz um acréscimo local da ionização na região E ionosférica, aumentando a condutividade Hall e as correntes elétricas na região, mesmo em períodos geomagneticamente calmos (ABDU *et al.*,

1998). Em períodos geomagneticamente perturbados, a distribuição das condutividades e correntes ionosféricas pode ser ainda mais modificada. Durante tempestades magnéticas, a alta velocidade do vento solar e o campo magnético interplanetário para Sul produzem forças elétricas que forçam ainda mais a penetração de partículas de alta energia para dentro da Magnetosfera (BAKER, 2004, ABDU *et al.*, 2005).

O fluxo de prótons com energias entre 800 KeV e 2500 KeV na AMAS para o período entre 31/05/2000 e 08/06/2000 é apresentado na Figura 2.21. Os dados foram obtidos pelo *Total Energy Detector (TED)* do *POES (Polar Orbiting Environmental Satellite - NOAA)*, cuja órbita está a aproximadamente 800 km de altura.

Figura 2.21: Fluxo de prótons com energia entre 800 KeV e 2500 KeV na região da AMAS medido no período entre 31/05/2000 e 08/06/2000.



Fonte: Disponível em https://satdat.ngdc.noaa.gov/sem/poes/data/plots_OLD/maps. Acesso: 09/06/2017.

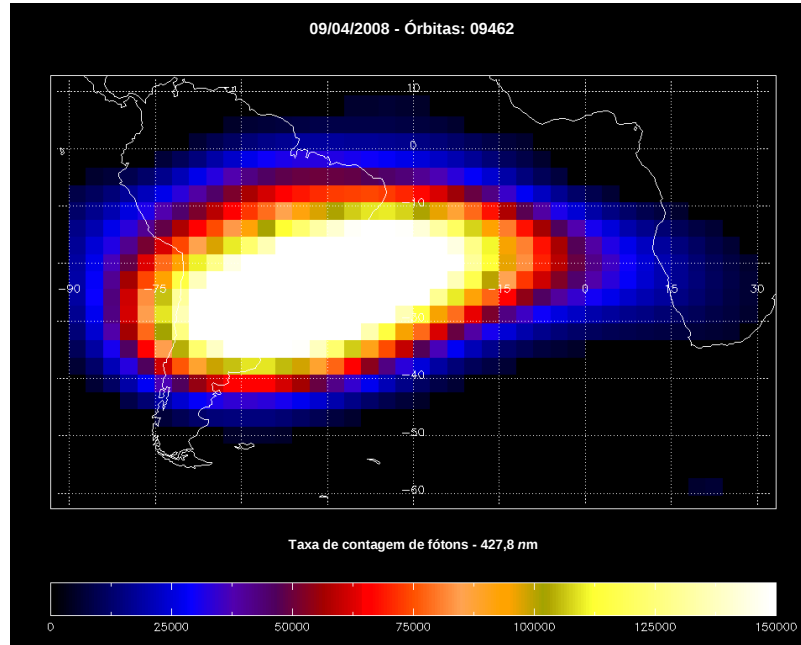
De acordo com a Figura 2.21, a região de influência da AMAS é vasta. A precipitação de partículas energéticas se estende além dos 45°S, até a porção final do Continente Sul-Americano. Longitudinalmente, a precipitação atinge de 30°L, na região Sul do continente Africano, até 30°O, sobre o Oceano Pacífico.

A emissão do Nitrogênio molecular N_2^+ (transição entre os estados $B^2\Sigma_u^+$ e $X^2\Sigma_g$) no comprimento de onda do 427,8 nm (ultravioleta) é proporcional ao fluxo de íons e elétrons na ionosfera. A emissão ocorre em uma faixa entre 140 e 240 km, sendo que o estado $B^2\Sigma_u^+$ é alcançado pela ionização direta devido à precipitação de partículas energéticas (BANKS, 1973; CARABALLO *et al.*, 2015, SCHAEFER *et al.*, 2016). A Figura 2.22 mostra a contagem de fótons de comprimento de onda 427,8 nm registrados por um fotômetro (*Nadir Photometer System - NPS*) a bordo do satélite F16 do *Defense Meteorological Satellite Program (DMSP)*. O fotômetro a bordo do satélite observa a ionosfera na direção do nadir, operando apenas no lado noturno do planeta em uma órbita que varia entre 840 e 860 km de altura. Os dados da emissão 427,8 nm permitem analisar a precipitação de partículas na AMAS, uma vez que a emissão é proporcional ao fluxo de partículas energéticas na região.

Segundo Martinis e Mendillo (2007), a geometria do campo geomagnético no setor Sul Americano é um fator chave no mapeamento inter-hemisférico dos *MSTIDs*. A morfologia das linhas de campo na região sofre uma distorção, em relação ao modelo dipolar de campo geomagnético, como consequência a intensidade do campo geomagnético no hemisfério conjugado não é a mesma.

Para estruturas maiores do que 10 km, o potencial elétrico é mapeado sem atenuação ao longo das linhas de campo. Assim, um campo elétrico gerado no hemisfério Sul será mais forte no hemisfério Norte, sendo mais efetivo para geração de *MSTIDs* (SAITO *et al.*, 2007; MARTINIS, *et al.* 2010).

Figura 2.22: Contagem de fótons (427,8 nm) registrados pelo fotômetro a bordo do satélite F16-DMSP no dia 04/09/2008. A contagem de fótons é proporcional à precipitação de partículas.



Fonte: Disponível em https://ssusi.jhuapl.edu/gal_SAA. Acesso: 21/06/2017.

A taxa de crescimento linear da instabilidade Perkins pode ser escrita como

$$\gamma = \frac{cE_0 \cos D}{BH_n} \sin(\theta - \alpha) \sin \alpha, \text{ sendo inversamente proporcional a } B. \text{ De acordo com}$$

Stefanello *et al.* (2015), em médias latitudes próximas da AMAS (como na região das Ilhas Malvinas), o campo magnético mais fraco irá contribuir para aumentar a taxa de crescimento da instabilidade. O aumento da condutividade ionosférica, devido à proximidade com a AMAS, contribui para aumentar o valor do campo elétrico na região E. Seguindo o proposto por Kelley (2011), os autores sugerem que o *MSTID* observado na região da AMAS pode ser gerado a partir de ondas de gravidade que se propagam para Noroeste (direção de Perkins) oriundas da região auroral. Ao se aproximar da AMAS, o campo elétrico de polarização é amplificado via acoplamento entre a região E e F. Posteriormente, $\vec{E}_p$ se mapeia ao longo das linhas de campo para o hemisfério Norte.

Um dos objetivos da Tese é avaliar a influência da precipitação de partículas na região da AMAS para a geração de ondas de gravidade-acústica, através do aquecimento Joule decorrente do acréscimo local das correntes na região E. As ondas podem gerar *MSTIDs* atuando como gatilho da instabilidade Perkins.

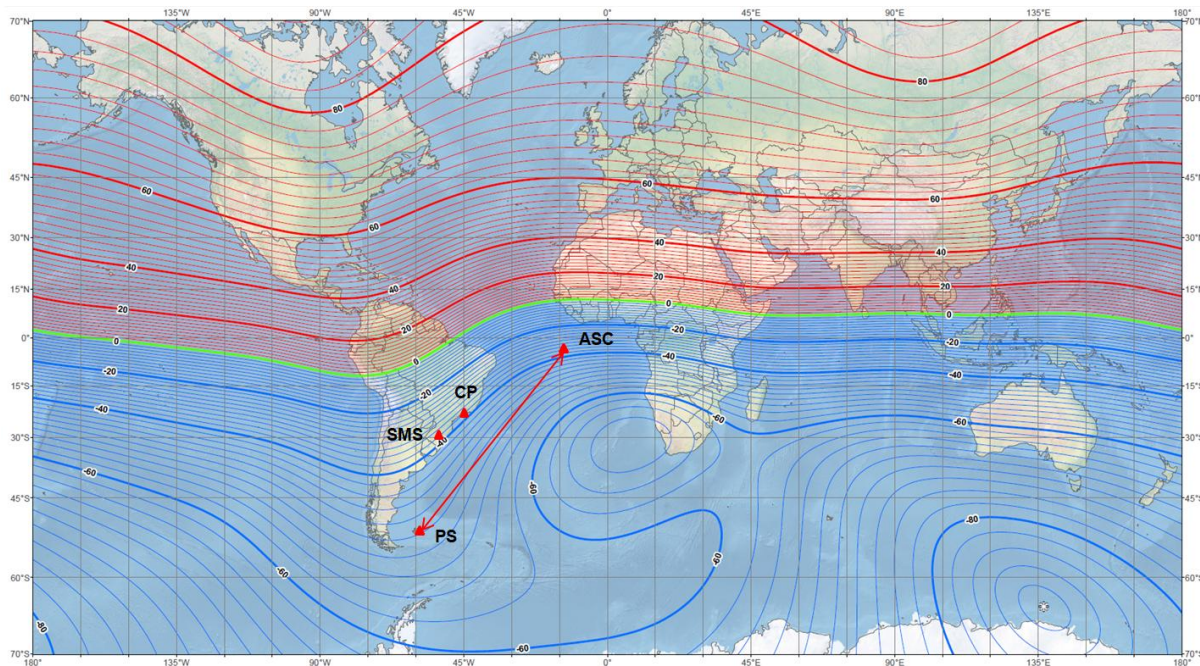
3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

As pesquisas realizadas nesta Tese baseiam-se na utilização de imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm, dados obtidos por digissondas e em simulações numéricas. É importante ressaltar que a assinatura dos *MSTIDs* depende da técnica utilizada para sua observação e cada técnica avalia o comportamento da ionosfera em determinados intervalos de altura. O Imageamento da emissão OI 630,0 nm fornece informações dos processos físico-químicos entre aproximadamente 220 e 300 km de altura. Técnicas que utilizam GPS para gerar mapas de dTEC e observações *in situ*, a partir de satélites, fornecem dados para alturas superiores da ionosfera, entre 400 e 840 km (MARTINIS *et al.*, 2010).

Neste estudo, foram utilizados dados obtidos por quatro imageadores *all-sky*, sendo três deles instalados (em épocas diferentes) no Laboratório de Luminescência Atmosférica (22,7°S; 45,0 °O; ângulo DIP = -37,6°) em Cachoeira Paulista, SP e um deles instalado no Observatório Espacial do Sul (29,4°S; 53,8°O; ângulo DIP = -37,3°) em São Martinho da Serra, RS. O banco de dados perfaz um total de 15 anos, entre os anos de 1990 e 2011. Adicionalmente, foram utilizados dados obtidos por três digissondas: Porto Stanley (51,6 °S; 57,9 °O; ângulo DIP = -49,8°), Ilha de Ascensão (07,95 °S; 14,4 °O; ângulo DIP = -43,4°) e Cachoeira Paulista (22,7°S; 45,0 °O; ângulo DIP = -37,6°), SP. É importante salientar que a distância desde Porto Stanley até a Ilha de Ascensão é de aproximadamente 6250 km e que os ângulos de inclinação magnética (ângulo DIP) de Porto Stanley e Ascensão são quase equivalentes. A Figura 3.1 apresenta a localização dos instrumentos utilizados.

Com relação às rotinas numéricas, as mesmas foram desenvolvidas a partir do código apresentado por Kherani *et al.* (2012) para simular o desenvolvimento espaço-temporal de ondas de gravidade-acústica geradas por aquecimento Joule na região E, devido à precipitação de partículas na região da Anomalia Magnética da América do Sul (AMAS). Complementarmente, foram simuladas fontes troposféricas convectivas, para avaliação e comparação com a influência da AMAS na geração de ondas de gravidade-acústica.

Figura 3.1: Mapa contendo as isolinhas de inclinação magnética gerado pelo *World Magnetic Model - WMM*. Sobre o mapa foram projetadas as localizações dos instrumentos que forneceram dados para o estudo: Porto Stanley (PS), São Martinho da Serra (SMS), Cachoeira Paulista (CP) e Ilha de Ascensão (ASC).



Fonte: Adaptada de *WMM*, disponível em <https://www.ngdc.noaa.gov/geomag/WMM/>. Acesso: 20/09/2017.

A Seção 3.1 apresenta uma revisão sobre a linha de emissão OI 630,0 nm e sobre o funcionamento do imageador *all-sky*. A Seção 3.2 descreve a digisonda, os parâmetros ionosféricos de interesse do estudo e a técnica da transformada *wavelet* contínua utilizando a função analisadora de Morlet para investigação do comportamento diário do hmF2. A metodologia de escolha dos casos de *MSTIDs* a serem estudados é discutida na Seção 3.3. O modelo matemático utilizado nas simulações numéricas é abordado na Seção 3.4.

3.1 A emissão OI 630,0 nm

A linha de emissão OI 630,0 nm (linha vermelha) é amplamente utilizada no estudo dos processos físico-químicos e da dinâmica na região F da ionosfera noturna. A radiação é gerada em uma camada de emissão com cerca de 50 km de espessura, localizada entre 220 e 300 km de altitude, abaixo do pico de densidade eletrônica da região F. A intensidade desta linha de emissão está entre aproximadamente 50 e 300 Rayleighs. O Rayleigh (R) é a unidade utilizada para medir a intensidade de luminescência e corresponde à emissão por uma fonte isotrópica de 10^6 fótons por centímetro quadrado de coluna de ar, por segundo.

A emissão ocorre pelo átomo de Oxigênio excitado no nível de energia 1D , que ao decair para o estado fundamental (3P), libera energia na forma de radiação eletromagnética com comprimento de onda de 630,0 nm. O mecanismo responsável pela produção de átomos excitados no estado 1D na região F é a recombinação dissociativa de íons O_2^+ (Oxigênio molecular) e NO^+ (Óxido Nítrico) com elétrons. A recombinação dissociativa é discutida na Seção 3.1.1.

3.1.1 - O processo de recombinação dissociativa

A reação de recombinação dissociativa envolvendo duas espécies químicas X e Y, possui a seguinte configuração:



Na Equação 3.1, X^* e Y^* representam os estados excitados; e representa o elétron. Parte da energia da reação de recombinação entre o íon molecular XY^+ e o elétron é responsável por dissociar a molécula em dois átomos excitados. Na região F da ionosfera noturna, os processos de recombinação dissociativa que envolvem o íon O_2^+ e produzem o estado excitado no nível de energia 1D são os seguintes:

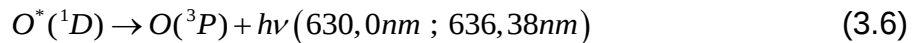




O processo de recombinação dissociativa que envolve o íon NO^+ e produz o estado excitado no nível de energia 1D é o seguinte:

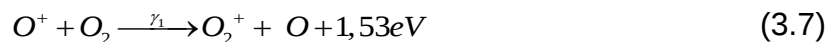


Ao decair para o estado fundamental 3P , o átomo de Oxigênio excitado ao nível 1D emite linhas discretas com comprimento de onda 630,0 nm e 636,38 nm, liberando energia eletromagnética, segundo a equação:



Na Equação 3.6, h é a constante de Planck e ν é a frequência de emissão. Apenas a linha 630,0 nm tem intensidade observável, devido a sua maior probabilidade de transição. O Oxigênio excitado no nível 1D tem um tempo de vida menor ou igual a 110 segundos. Nesse intervalo de tempo, ele pode ser desativado através de colisões (*quenching*) com elementos neutros da atmosfera, sem ocorrer a emissão de fótons. Os constituintes atmosféricos responsáveis pela desativação por *quenching* são principalmente o O_2 e o N_2 (PETERSON; STEIGER, 1966).

Na região F da ionosfera noturna, o íon Oxigênio molecular (O_2^+) é produzido pelo mecanismo de transferência de carga:



No caso do íon molecular Óxido Nítrico (NO^+), a reação responsável por sua geração na região F da ionosfera noturna é:



A taxa de produção do íon Oxigênio molecular por unidade de volume é a seguinte:

$$\frac{d[O_2]}{dt} = \gamma_1 [O^+] [O_2] \quad (3.9)$$

A taxa de produção do íon molecular Óxido Nítrico é dada pela equação:

$$\frac{d[NO^+]}{dt} = \gamma_2 [O^+] [N_2] \quad (3.10)$$

Nas Equações 3.7, 3.8, 3.9 e 3.10, os coeficientes das reações são calculados para uma temperatura típica de 1000 K, sendo: $\gamma_1 = 2,5 \times 10^{-11} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ e $\gamma_2 = 2,0 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$ (BITTENCOURT, 1972).

De acordo com as reações de recombinação dissociativa do O_2^+ , a emissão OI 630,0 nm depende fortemente das concentrações de elétrons e do íon O_2^+ . Durante a noite, a intensidade da emissão desta linha depende dos movimentos verticais da camada F ionosférica. Quando esta camada sobe, a concentração de O_2^+ diminui, ocorrendo uma diminuição na produção de estados excitados no nível 1D . Como consequência, a taxa de emissão desta linha será menor. Ao contrário, quando a camada F desce, a concentração do íon O_2^+ aumenta, elevando a produção de estados excitados ao nível 1D e, conseqüentemente, aumentando a taxa de emissão do OI 630,0 nm.

3.1.2 - A taxa de emissão volumétrica integrada da emissão OI 630,0 nm

A taxa de emissão volumétrica $\varepsilon_\lambda(z)$ corresponde ao número de fótons emitidos por unidade de volume por segundo de uma linha de emissão de determinado comprimento de onda λ em um nível de energia j . O valor da taxa de emissão

volumétrica é dado pelo produto do coeficiente de transição de Einstein A_λ e a densidade numérica $n(j)$ dos átomos no nível j :

$$\varepsilon_\lambda = (A_\lambda)n(j) \quad (3.11)$$

O coeficiente de Einstein é o parâmetro que representa a probabilidade de ocorrer a transição de um nível superior de energia para um nível inferior. O inverso da probabilidade de transição é chamado de tempo de vida da transição.

A taxa de emissão volumétrica integrada na direção vertical J_λ (medida em Rayleighs) pode ser expressa por:

$$J_\lambda = 10^6 (A_\lambda) \int_0^\infty n(j) dz \quad (3.12)$$

A densidade numérica do Oxigênio atômico excitado no nível 1D tem a seguinte forma (BITTENCOURT, 1972):

$$n(^1D) = \frac{k_D}{A_D} \cdot \left(\frac{1}{(1 + d_D / A_D)} \right) \cdot \left(\frac{\gamma_1 n(O_2) n(e)}{1 + \frac{\gamma_1 n(O_2)}{\alpha_1 n(e)} + \frac{\gamma_2 n(N_2)}{\alpha_2 n(e)}} \right) \quad (3.13)$$

Na Equação 3.13, k_D representa o número efetivo de átomos O (1D) produzidos por recombinação O_2^+ ; γ_1 representa o coeficiente da reação de transferência de carga na produção do O_2^+ ; γ_2 representa o coeficiente da reação de transferência de carga na produção do NO^+ ; $n(O_2)$ representa a densidade numérica do Oxigênio molecular; $n(e)$ representa a densidade numérica de elétrons; $n(N_2)$ representa a densidade numérica do Nitrogênio molecular; d_D representa o coeficiente de desativação colisional.

A taxa de emissão volumétrica da transição $^1D \rightarrow ^3P$, responsável por emitir fótons com comprimento de onda de 630,0 nm, é calculada multiplicando-se a densidade numérica $n(^1D)$, expressa pela Equação 3.13, pelo coeficiente de transição de Einstein $A_{630,0}$:

$$\varepsilon_{630,0}(z) = (A_{630,0}).(n^1D) \quad (3.14)$$

A taxa de emissão volumétrica pode ser escrita como:

$$J_{630,0} = 10^{-6}.0,76 \int \left(\frac{K_D}{(1 + d_D / A_D)} \right) \left(\frac{\gamma_1 n(O_2) n(e)}{1 + \frac{\gamma_1 n(O_2)}{\alpha_1 n(e)} + \frac{\gamma_2 n(N_2)}{\alpha_2 n(e)}} \right) dz \quad (3.15)$$

Na Equação 3.15, $\frac{A_{630,0}}{A_D} = 0,76$ e $k_D = 0,2$ (PETERSON E VANZANDT, 1969).

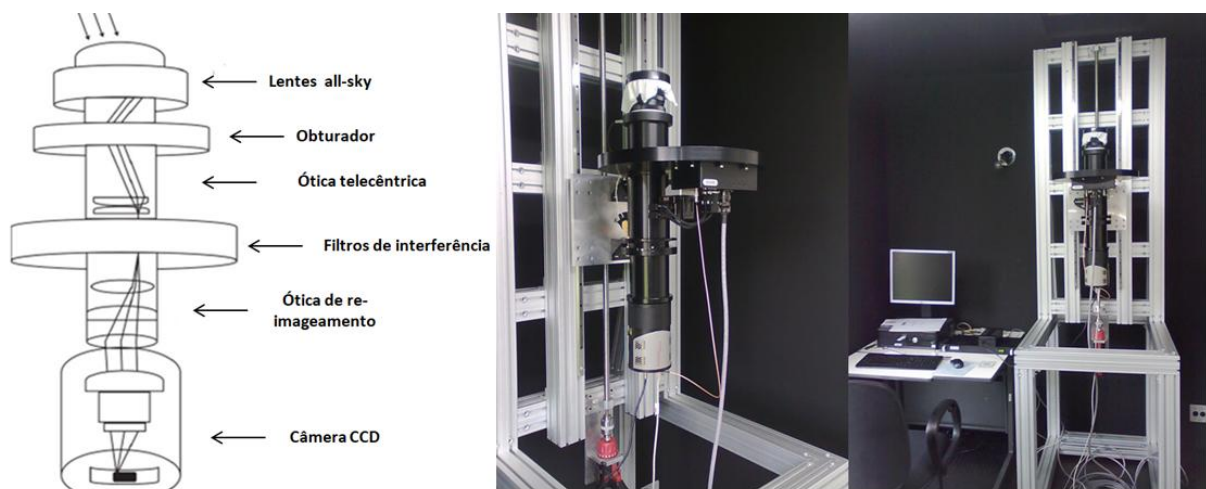
De acordo com a Equação 3.15, a taxa de emissão volumétrica integrada do OI 630,0 nm é diretamente proporcional à concentração eletrônica e à concentração do Oxigênio molecular. Este fato fundamenta a dependência da intensidade da emissão em relação aos movimentos verticais da região F da ionosfera. Quando ela se desloca para alturas superiores, a concentração eletrônica na região de recombinação diminui e, conseqüentemente, ocorre a diminuição da intensidade da emissão. Por outro lado, quando o plasma da região F se desloca para baixo, ocorre o aumento da intensidade da emissão.

3.1.3 O Imageador *all-sky*

O imageador *all-sky* é um instrumento ótico empregado no monitoramento espacial e temporal das emissões de luminescência atmosférica. O imageador possui alta resolução espacial e detecta a emissão de luminescência em diferentes comprimentos de onda, utilizando filtros de interferência ótica para selecionar o comprimento de onda desejado. Assim, o instrumento é capaz de monitorar

diferentes camadas da atmosfera, conforme a região de origem de emissão selecionada. O imageador possui em sua parte superior uma lente *all-sky* ou *fish-eye*, cujo campo de visão é em torno de 160° a 180° , fornecendo uma imagem completa do céu local. O sistema ótico do imageador utiliza filtros de interferência ótica para selecionar um determinado comprimento de onda da aeroluminescência. As lentes telecêntricas são usadas para colimar os raios sobre o filtro de interferência. Um conjunto de lentes objetivas forma a ótica de reimageamento, responsável por direcionar os raios sobre a *CCD* (*Charge Coupled Device*). O controle de aquisição de dados é feito por um computador. As informações de fótons que chegam ao dispositivo *CCD* são transformadas em uma imagem bidimensional que é gravada no HD do computador. Uma representação simplificada do imageador *all-sky* é apresenta na Figura 3.2.

Figura 3.2: Representação esquemática simplificada de um imageador *all-sky* com *CCD* (painel esquerdo). Imageador *all-sky* instalado no Observatório Espacial do Sul (painel direito).



O *CCD* é um circuito integrado que contém um sensor semicondutor para captação de imagens. A superfície detectora do circuito é formada por uma grade de *pixels* altamente sensíveis à luz e constituídos de um material semicondutor, cujo princípio de funcionamento está baseado no efeito fotoelétrico. Ao incidirem sobre os *pixels*, os fótons removem elétrons. Quando o número de elétrons em cada pixel é medido pelo circuito do *CCD*, a imagem é reconstruída.

O imageador montado pela equipe do Dr. Mendillo (mencionado como Mendillo na Tabela 3.1) forneceu imagens analógicas, onde as imagens da emissão foram gravadas em filmes fotográficos. As imagens foram posteriormente digitalizadas. O período de dados fornecidos pelo imageador foi entre Janeiro de 1990 e Dezembro de 1997, conforme mostra a Tabela 3.1.

A operação do imageador *all-sky* deve ocorrer sem a presença relevante de fontes externas de luz que contaminem as medidas, como luzes de cidades ou a luz solar refletida na Lua. Por isso as observações limitam - se a períodos de Lua nova, em torno de 12 a 15 dias por mês.

A Tabela 3.1 apresenta as informações sobre os imageadores *all-sky* empregados no estudo.

Tabela 3.1: Lista de imageadores que forneceram os dados do estudo.

Imageador <i>all-sky</i>	Localização	Período de dados utilizado	Tipo
Mendillo	Cachoeira Paulista, SP	Janeiro/1990 - Dezembro/1997	Convencional - Filme Fotográfico
Mike Taylor	Cachoeira Paulista, SP	Outubro/1998 - Dezembro 2000	<i>Charge Coupled Device - CCD</i>
CCD - 3	Cachoeira Paulista, SP	Julho/2004 - Setembro/2010	<i>Charge Coupled Device - CCD</i>
Keo Scientific	São Martinho da Serra, RS	Fevereiro 2011 - Dezembro 2011	<i>Charge Coupled Device - CCD</i>

3.2 A digissonda

A digissonda é um sistema transmissor - receptor utilizado para sondagem ionosférica capaz de fornecer, dentre outros parâmetros, o perfil em altura da

densidade eletrônica da ionosfera e a altura virtual da base da região F. O sistema emite pulsos eletromagnéticos em frequências que variam entre 1 e 30 MHz. No caso dos modelos de digissondas DGS 256 utilizados neste trabalho, os pulsos são transmitidos com potência de pico da ordem de 10 kW na direção da ionosfera, com incidência vertical ou oblíqua. Os pulsos refletidos são computados por um receptor. A transmissão/recepção das ondas polarizadas é feita através do uso de duas antenas tipo Delta em planos cruzados.

O tempo entre a transmissão da onda e a recepção do eco é proporcional à altura virtual h' (altura de reflexão). A altura real é sempre menor que a altura virtual, uma vez que o pulso emitido é retardado pela ionização local abaixo do ponto de reflexão (YAMASHITA, 1999). A altura virtual da camada ionosférica h' pode ser calculada a partir do tempo t entre o pulso transmitido e a recepção do eco após a reflexão do pulso pela ionosfera, de acordo com a expressão $h' = \frac{1}{2}ct$, onde c representa a velocidade da onda eletromagnética no vácuo (DAVIES, 1965). A altura real da reflexão é sempre menor do que a altura virtual. Isso ocorre porque a velocidade do pulso é menor do que a velocidade da luz no vácuo e também devido ao retardo do sinal eletromagnético pela ionização existente abaixo do ponto de reflexão.

O princípio básico de funcionamento da digissonda consiste na reflexão e refração das ondas eletromagnéticas pelo plasma ionosférico. O índice de refração μ do plasma ionosférico, desconsiderando o campo geomagnético e os efeitos colisionais entre partículas neutras e elétrons é dado pela seguinte equação (RATCLIFFE, 1962):

$$\mu^2 = 1 - X = 1 - \left(\frac{f_p}{f} \right)^2 \quad (3.16)$$

Na Equação 3.16, $f_p = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{N_e e^2}{m_e \varepsilon_0} \right)^{\frac{1}{2}}$ é a frequência natural do plasma; f é a frequência da onda; e é a carga do elétron; ε_0 é a permissividade elétrica no vácuo; N_e é a densidade de elétrons e m_e é a massa do elétron.

Para uma onda extraordinária (afetada pelo campo geomagnético), o índice de refração do plasma ionosférico pode ser expresso por:

$$\mu^2 = 1 - \frac{X(1-X)}{1-X-Y^2} \quad (3.17)$$

Na Equação 3.17, $Y = \frac{eB}{2\pi m_e f}$. A condição para que haja reflexão é $X = 1$ para ondas ordinárias e $X = 1 - Y$ para ondas extraordinárias, onde Y é a razão entre a girofrequência e a frequência da onda.

Abaixo da ionosfera, N_e é nulo. Portanto, $X = 0$ e $\mu = 1$. À medida que X aumenta devido à presença de elétrons livres nas camadas ionizadas, o índice de refração diminui até se anular, levando à reflexão da onda incidente. Nesse caso $f_p^2 = f^2$, ou seja:

$$f_p^2 = \frac{N_e e^2}{4\pi^2 \varepsilon_0 m_e} = f^2 \quad (3.18)$$

Rearranjando os termos e substituindo os valores das constantes, tem-se a relação entre a frequência da onda e a densidade eletrônica do plasma:

$$N_e = (1,24 \times 10^4) f^2 \quad (3.19)$$

Na Equação 3.19, a dimensão de f é dada em MHz. A dimensão de N_e é cm^{-3} .

Variando a frequência transmitida f é possível calcular os valores da densidade eletrônica N_e , a fim de se determinar o perfil de densidade eletrônica da camada. O método fornece o perfil de densidade eletrônica até a altura do pico de densidade. Acima do pico, a onda não é mais refletida pela ionosfera, visto que a frequência da onda passa a ser maior que a frequência de plasma.

Considerando a presença do campo geomagnético, o índice de refração do plasma ionosférico é obtido através da equação de Appleton-Hartree:

$$\mu^2 = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y_t^2 \pm \left[Y_t^4 + 4(1-X)^2 Y_t^2 \right]^{\frac{1}{2}}} \quad (3.20)$$

Na Equação 3.20, $Y_{t,l} = \frac{f_L}{f} = \frac{eB_{t,l}}{2\pi m_e f}$. Os subíndices t e l representam as componentes do campo geomagnético na direção transversal e longitudinal ao vetor de onda; f_L é a girofrequência. Da Equação 3.20 é possível obter os modos ordinário e extraordinário de propagação da onda emitida pela digissonda. Ao incidir na ionosfera, a onda divide-se em dois modos de propagação: onda ordinária e onda extraordinária. O modo ordinário não é afetado pela presença do campo geomagnético e o campo elétrico da onda é paralelo a $\vec{B}$. O modo extraordinário depende do campo geomagnético e em geral o campo elétrico da onda possui uma componente longitudinal ao longo do vetor de onda e uma componente transversal, normal ao vetor de onda.

Os ecos do sinal refletido pelas camadas ionosféricas são registrados pelos ionogramas, que são gráficos que mostram a variação da altura virtual em função da frequência onde ocorreu a reflexão. Os dados obtidos são pré-processados pelo sistema da digissonda por meio do software *ARTIST (Automatic Real Time Ionogram Scaler with True Height)*. Na sequência são gravados e a partir daí, podem ser reduzidos manualmente com o uso do software *SAO - Explorer (Standard Archive Output Format)*.

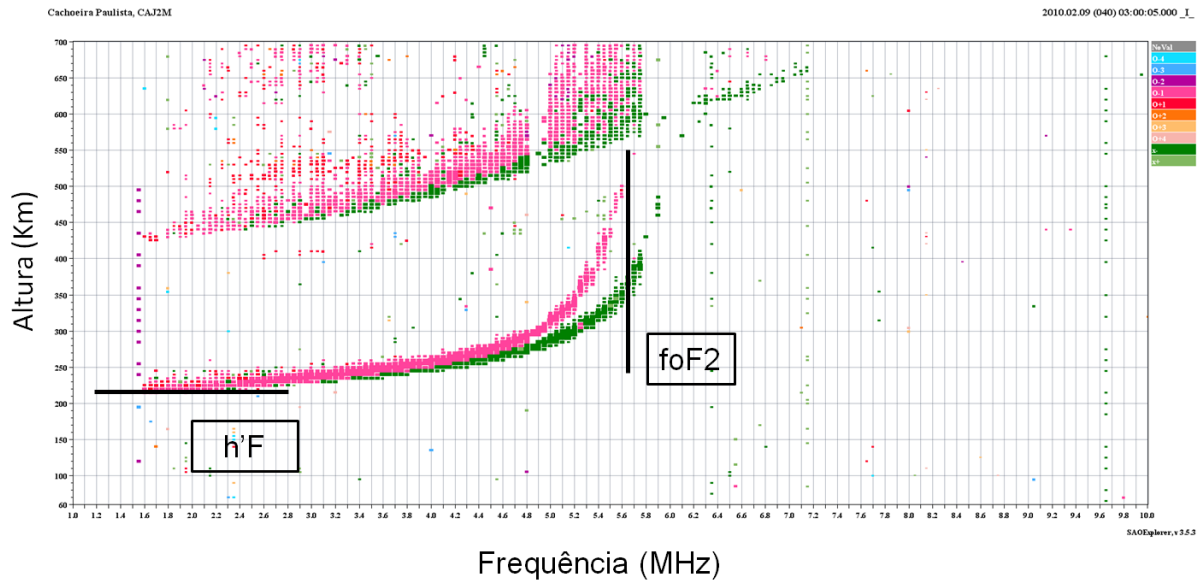
A redução dos ionogramas com o *SAO - Explorer* permite obter diversos parâmetros da ionosfera. Nesse estudo, os parâmetros ionosféricos reduzidos a partir do *SAO - Explorer* são:

- $h'F$ - altura virtual mínima do traço ordinário em toda a região F, ou seja, a altura virtual da base da região F;
- $hmF2$ - altura do pico da densidade eletrônica da ionosfera;
- $foF2$ - frequência crítica da onda ordinária da camada F2, representativo da densidade eletrônica máxima do plasma na região F.

O valor de $h'F$ e $foF2$ são obtidos manualmente, de acordo com a Figura 3.3. O valor de $hmF2$ é calculado pelo programa e varia conforme a seleção manual dos valores de $h'F$ e $foF2$ nos ionogramas.

Na Figura 3.3, o traço externo é o extraordinário e o traço interno é o ordinário. A escala de cores corresponde à direção de retorno dos ecos, que podem retornar na direção vertical ou com alguma inclinação com a vertical. Para avaliar a variabilidade diária de $hmF2$, foi aplicado aos dados a transformada *wavelet* contínua utilizando a função analisadora de Morlet. As Seções 3.2.1 e 3.2.2 abordam a transformada *wavelet* e a função analisadora de Morlet, utilizada para análise de $hmF2$.

Figura 3.3: Ionograma obtido na noite de 09/02/2010 pela digissonda de Cachoeira Paulista. Os parâmetros h'F e foF2 estão indicados na figura.



3.2.1 A transformada *wavelet*

A transformada *wavelet* (ou transformada de ondaleta) foi proposta na década de 80 como uma alternativa à transformada de Fourier para o estudo de sinais não estacionários (GROSSMANN E MORLET, 1984).

As *wavelets* (ou ondaletas) são um conjunto de funções com forma de pequenas ondas obtidas por meio de dilatações [$\psi(t) \rightarrow \psi(2t)$] e translações [$\psi(t) \rightarrow \psi(t+1)$] de uma função base geradora $\psi(t)$, conhecida como *wavelet* mãe. As funções geradoras $\psi(t)$ devem obedecer à certas condições como admissibilidade e energia unitária. A condição de admissibilidade de uma função *wavelet* é dada por:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \psi(t) dt = 0 \quad (3.21)$$

Além disso, a função $\psi(t)$ deve possuir energia unitária, ou seja:

$$\int_{-\infty}^{+\infty} |\psi(t)|^2 dt = 1 \quad (3.22)$$

A condição de admissibilidade assegura o caráter ondulatório da função *wavelet* e seu suporte localizado. A condição de energia unitária assegura que a função *wavelet* tenha suporte compacto, sendo bem localizada no eixo do tempo, ou seja, tenha rápido decaimento de amplitude, atingindo valor zero nos limites $\pm\infty$, garantindo a localização espacial da função (DOMINGUES *et al.*, 2005).

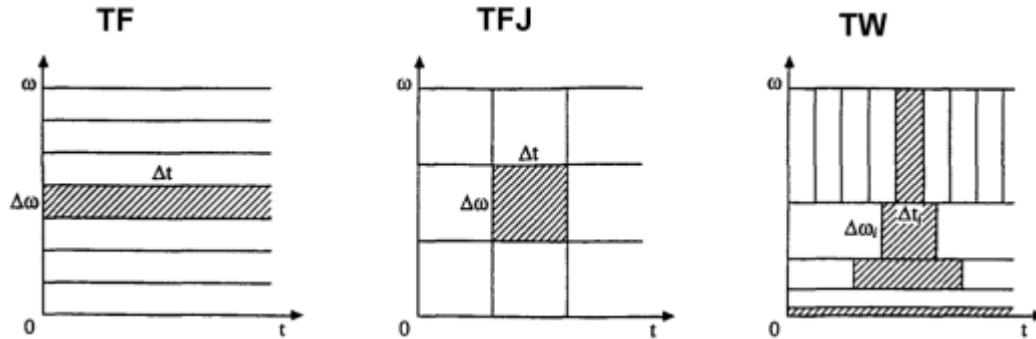
A partir da função geradora $\psi(t)$, pode-se obter uma série de outras funções, chamadas de *wavelets* filhas, definidas como:

$$\psi_{j,k}(t) = \frac{1}{\sqrt{j}} \psi\left(\frac{t-k}{j}\right) \quad (3.23)$$

Na Equação 3.23, j e k são os fatores de dilatação (ou de escala) e translação. O fator $\frac{1}{\sqrt{j}}$ é conhecido como constante de normalização da energia e assegura que a soma das energias das *wavelets* filhas será igual a energia da *wavelet* mãe. A família das funções $\psi_{j,k}(t)$ constituem as funções base para a transformada *wavelet*, que transfere o sinal do espaço unidimensional t para o espaço bidimensional (j, k) .

Na transformada *wavelet*, as janelas de amostragem no plano tempo-frequência são flexíveis. As janelas se ajustam, sendo que a resolução de amostragem é mais alta para os componentes de frequências altas e mais baixa para os componentes de frequências baixas. Entretanto a altura e largura da janela de tempo-frequência não podem ser arbitrárias. Aumentando uma, a outra diminui, ou seja, existe uma relação intrínseca entre tempo e frequência. Uma resolução alta no tempo, implica em resolução reduzida na frequência (LAU E WENG, 1995). A Figura 3.4 ilustra as janelas tempo-frequência para as transformadas de Fourier, transformada de Fourier janelada e transformada *wavelet*.

Figura 3.4: Janelas de amostragem no plano tempo-frequência para as transformadas de Fourier (TF), transformada de Fourier janelada (TFJ) e transformada *wavelet* (TW).



Fonte: Adaptada de Lau e Weng (1995).

Existem dois tipos de transformadas *wavelets*: as discretas e as contínuas, com aplicações diferentes. As *wavelets* discretas podem ser utilizadas para filtragem e decomposição de uma série temporal. Já as *wavelets* contínuas são empregadas para construção de periodogramas que permitem visualizar as componentes de diferentes frequências dentro da série temporal.

A transformada *wavelet* contínua de uma série temporal $f(t)$ com intervalos de tempo constantes dt é uma transformada integral linear, definida como a convolução de $f(t)$ com uma *wavelet* filha gerada a partir do complexo conjugado ψ_0^* da *wavelet* mãe:

$$W_t^\psi(j, k) = \frac{1}{\sqrt{j}} \int_{-\infty}^{+\infty} f(t) \psi^* \left(\frac{t-k}{j} \right) dt \quad (3.24)$$

Na Equação 3.24, o parâmetro j refere-se à escala, controlando a dilatação e contração da função *wavelet* analisadora. O parâmetro k refere-se à translação ou localização da função *wavelet* analisadora $\psi(t)$, sendo $j > 0$ e $\{j, k\} \in \mathbb{R}$. Variando o parâmetro k , o sinal f é analisado localmente em torno dele, permitindo o estudo multiescala de um sinal não estacionário. ψ^* é o complexo conjugado da função ψ e

$W_t^w(j, k)$ é conhecido como coeficiente *wavelet*. Como os valores de escala j e de localização k assumem valores contínuos, a transformada é chamada de contínua.

A função *wavelet* $\psi_{j,k}(t)$ complexa pode ser dividida em uma parte Real e uma parte Imaginária. Por sua vez, os coeficientes *wavelets* da transformada também podem apresentar uma parte real e outra imaginária. As amplitudes quadráticas dos módulos $|W_t^w(j, k)|$ dos coeficientes *wavelets* podem ser definidas como o espectro de potência P do sinal, ou seja, $P = |W_t^w(j, k)|^2$ para cada coeficiente. Os valores de P representam a distribuição temporal de energia do sinal por sua escala de frequência ou período. Assim, a partir da distribuição dos valores de P é possível contruir o periodograma do sinal analisado. No caso de funções complexas, a partir dos coeficientes *wavelet*, é possível definir a fase e o módulo (ou amplitude), utilizando as partes Real e Imaginária desses coeficientes. A fase oferece informações sobre o comportamento do sinal a ser avaliado (TORRENCE; COMPO, 1998).

A função *wavelet* analisadora de Morlet, utilizada para estudar do comportamento diário de hmF2, é do tipo complexa contínua, sendo abordada na Seção 3.2.2.

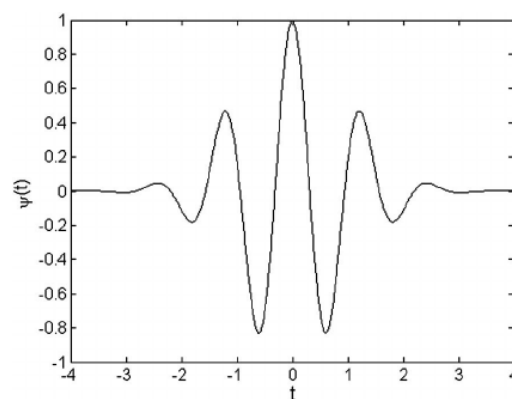
3.2.2 A *wavelet* de Morlet

A *wavelet* de Morlet é complexa, o que permite a análise da fase e do módulo do sinal decomposto. A transformada *wavelet* contínua utilizando a função analisadora de Morlet é uma ferramenta bastante útil para a análise de séries temporais não estacionárias, com variações locais de energia espectral. Ela determina os modos dominantes de variabilidade e mostra como estes modos variam no tempo, através da construção de periodogramas. A função *wavelet* de Morlet consiste de uma onda plana, modulada por um envelope Gaussiano, e pode ser expressa por (GROSSMANN; MORLET, 1984):

$$\psi(t) = \pi^{-\frac{1}{4}} \cdot e^{iW_0 t} \cdot e^{-\frac{t^2}{2}} \quad (3.25)$$

Na Equação 3.25, W_0 é uma frequência adimensional que modula a *wavelet* mãe; t representa os valores da série temporal a ser analisada. Segundo Torrence e Compo (1998) e Grinsted *et al.* (2004), $W_0 = 6$ é um valor ótimo, pois fornece equilíbrio no plano tempo - frequência. A Figura 3.5 apresenta a parte real da função *wavelet* de Morlet.

Figura 3.5: Parte real da função *wavelet* de Morlet.



Fonte: Adaptada de Lau e Weng (1995).

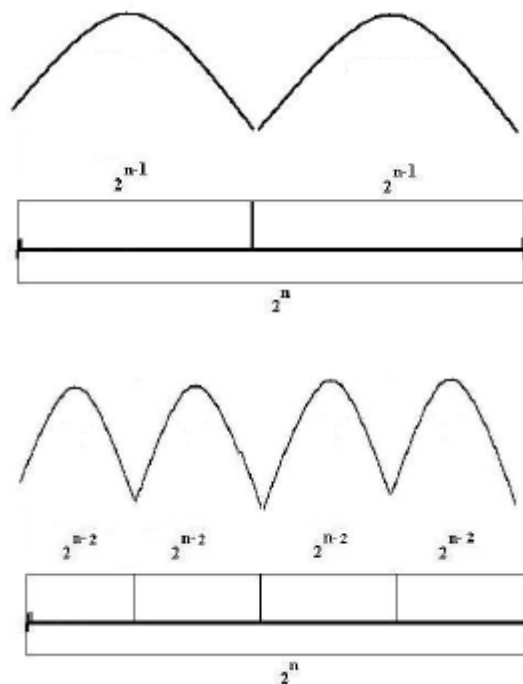
3.2.3 Construção do periodograma

Os escalogramas são representações das amplitudes ou energias espectrais associadas aos coeficientes *wavelet* em escala temporal e de período/frequência. Eles podem reproduzir o espectro de potência P em termos do período ou frequência do sinal analisado. A técnica de *wavelets* parte do processo conhecido como multirresolução, em que um sinal é decomposto em níveis de resolução diferentes. A multirresolução oferece um esquema hierárquico para interpretação de informações da série temporal (BOLZAN, 2006).

Para exemplificar a decomposição, seguindo o trabalho de Bolzan (2006), considera-se uma série temporal com um comprimento de S pontos, tal que $S = 2^n$. Caso $S = 1024$, então $n = 10$ e serão 10 escalas (frequências) que estarão visíveis pelas

wavelets. A primeira escala que a função *wavelet* atua é na escala $n - 1 = 9$. Isso implica na divisão da série temporal em duas metades, cada uma com $n - 1 = 9$, ou seja, $2^9 = 512$ pontos. A função *wavelet* mãe será comprimida pela metade e aplicada na primeira metade da série. Na sequência, será transladada para a segunda metade, como mostra a Figura 3.6 (superior). Em seguida, para o nível $n - 2 = 8$, serão $2^8 = 256$ pontos, ou seja, cada metade da série anterior será dividida em mais duas metades e a função *wavelet* mãe será novamente comprimida para caber dentro do primeiro segmento de 256 pontos e depois transladada para os demais segmentos, conforme mostrado na Figura 3.6 (inferior).

Figura 3.6: Painel superior: primeira divisão da série temporal em metades, representando a primeira decomposição. Painel inferior: divisão de cada metade em mais duas metades, representando a segunda decomposição.

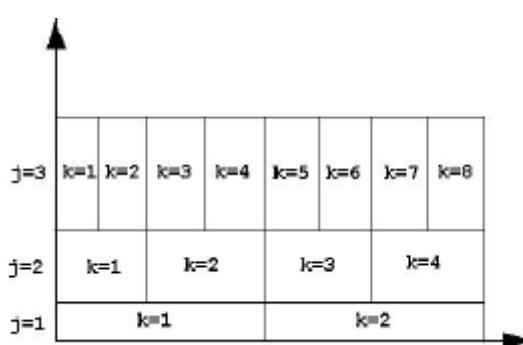


Fonte: Adaptada de Bolzan (2006).

O processo é repetido até a última escala, onde $n = 1$ e $2^1 = 2$ pontos. O diagrama resultante é conhecido como *periodograma wavelet*, mostrado na Figura 3.7.

Considerando uma série temporal de 16 segundos, os 8 primeiros são as somas das funções seno com amplitudes e frequências diferentes (1Hz, 5Hz e 10 Hz). Os 8 últimos segundos são as somas de apenas 2 frequências diferentes (1 Hz e 10 Hz). Utilizando a *wavelet* de Morlet, é possível visualizar a presença de cada frequência em função do tempo. O periodograma do resultado é apresentado na Figura 3.8.

Figura 3.7: Representação simplificada de um periodograma *wavelet*.

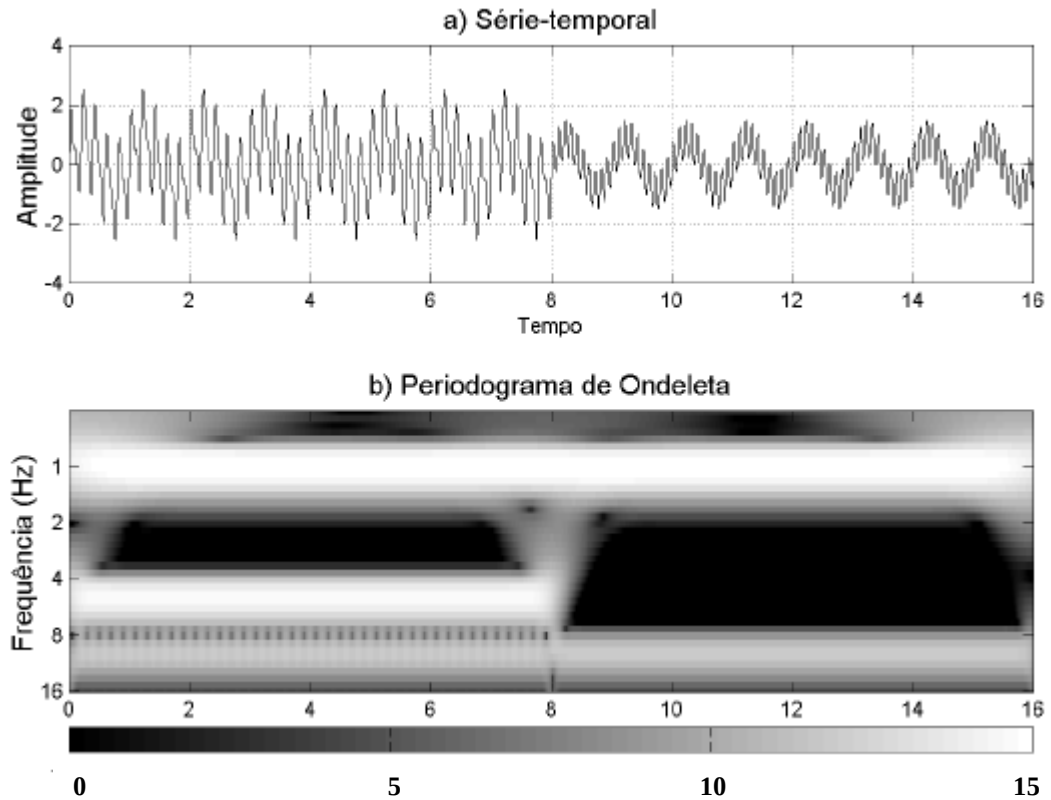


Fonte: Bolzan (2006).

A Figura 3.8 mostra que nos primeiros 8 segundos havia presença das três frequências (1, 5 e 10 MHz), representadas pelas faixas claras no gráfico. Depois dos 8 segundos, apenas as frequências 1 e 10 MHz se mantiveram. Por meio do periodograma é possível identificar quais as frequências predominantes em uma série temporal.

Os trabalhos de Pancheva *et al.* (2002) e Pimenta *et al.* (2008b), por exemplo, utilizaram a técnica da transformada *wavelet* contínua com funções analisadoras de Morlet para encontrar períodos de oscilação em dados do parâmetro hmF2. A escolha pela *wavelet* de Morlet, em geral, se dá pela natureza similar entre o sinal a ser analisado e as funções *wavelets* de Morlet (PANCHEVA *et al.*, 2002). Para uma leitura mais completa acerca da técnica de *wavelet*, consultar Torrence e Compo (1998) e Domingues *et al.* (2016).

Figura 3.8: (a) soma de três funções seno com amplitudes e frequências diferentes (1 MHz, 5 MHz e 10MHz). (b) periodograma com os resultados da transformada *wavelet*.



Fonte: Adaptada de Bolzan (2006).

3.3 Metodologia de escolha dos casos de *MSTIDs*

O período de operação dos imageadores consta na Tabela 3.1. Nos períodos listados, foi registrado um total de 5998 horas de observação, na soma dos três equipamentos.

Foi efetuada uma pesquisa nas imagens *all-sky* da emissão OI 630, 0 nm para identificar eventos de *MSTIDs*. Os critérios de identificação foram os seguintes:

- Frente de onda bem definida, alinhada de Sudoeste para Nordeste. O *MSTID* pode ser do tipo banda escura única (tipo sóliton) ou bandas escuras e claras alternadas, apresentando periodicidade.

- Estrutura deve entrar pelo setor Sudeste do campo de visão do imageador e se propagar para Noroeste.
- Observação mínima de 1 hora dentro do campo de visão do imageador.

A pesquisa visual nas imagens levou a uma pré-seleção de 115 *MSTIDs*. Posteriormente, para cada dia com ocorrência de *MSTID*, foram averiguados os dados das três digisondas, em busca da assinatura típica da passagem de *MSTIDs* sobre esses instrumentos: subida abrupta da base ($h'F$) e do pico ($hmF2$) da região F, com variação na densidade eletrônica do plasma ($foF2$) e produção de *spread F*. A intenção é avaliar se a estrutura de um *MSTID* pode afetar simultaneamente as digisondas de Porto Stanley e Ascensão, separadas por 6250 km. A captação, avaliação e redução de dados das digisondas foram realizadas com o programa *SAO - Explorer (Standard Archive Output Format)*. Dos 115 *MSTIDs* observados nas imagens *all-sky*, foram escolhidos 5 casos, que apresentaram notável subida abrupta da base e do pico da região F, acompanhada de *spread F*.

Foi observado apenas um caso de *MSTID* durante o período de atividade solar máxima, no dia 05/06/2000. Nesse evento, o *MSTID* se propagou de maneira distinta dos demais, visto que, após entrar no campo de visão do imageador, permaneceu quase estacionário por algum tempo. O evento em questão será discutido na Seção 4.2, em termos da Teoria de Absorção Magnetohidrodinâmica de *TIDS* na região F da ionosfera noturna.

4 RESULTADOS EXPERIMENTAIS E DISCUSSÃO

Neste capítulo são apresentados os resultados e discussões a respeito dos *MSTIDs* observados pela emissão OI 630,0 nm e por radiossondagem, para cumprir com os dois primeiros objetivos da Tese:

- a) Avaliar a extensão Nordeste - Sudoeste das frentes de onda dos *MSTIDs* gerados em médias latitudes e que se propagam para Noroeste;
- b) Averiguar os efeitos da ionização na propagação dos *MSTIDs* na ionosfera noturna para dois casos em fases opostas do ciclo solar: atividade solar máxima (ano 2000) e atividade solar mínima (ano 2008).

Os resultados das simulações numéricas são apresentados no Capítulo 5.

O estudo da linha de emissão OI 630,0 nm é uma técnica importante para a investigação de fenômenos ionosféricos que ocorrem na base da região F, como é o caso dos *MSTIDs* noturnos. A taxa de emissão é máxima em torno de 250 km, uma escala de altura abaixo do pico de densidade da região F, sendo dependente da densidade eletrônica e dos movimentos verticais do plasma. Quando o plasma está em alturas mais baixas, a taxa de recombinação dissociativa dos íons O_2^+ é maior, aumentando a taxa de emissão OI 630,0 nm. Quando o plasma se desloca para cima, a recombinação diminui, reduzindo a taxa de emissão. Esse movimento vertical do plasma forma as regiões claras e escuras nas imagens *all-sky* da emissão OI 630, 0 nm, a assinatura ótica típica dos *MSTIDs*.

A característica principal da passagem do *MSTID* pelo campo de visão da digissonda é a subida abrupta da altura virtual da base ($h'F$) e da altura do pico da densidade eletrônica ($hmF2$) da região F. Por vezes, a subida pode ser precedida por uma descida do plasma. Em geral, a densidade eletrônica máxima do plasma da região F ($foF2$) diminui. Mas existem casos em que $foF2$ pode se manter constante ou aumentar. A subida abrupta da camada pode vir associada ao *spread F* do tipo frequência, associado à irregularidades na base da região F. (BOWMAN,1991;

BOWMAN, 1992; PIMENTA *et al.*, 2008a; AMORIM *et al.*, 2011). O parâmetro foF2 representa a densidade eletrônica no pico da região F. Já o processo de recombinação dissociativa, que origina a emissão OI 630,0 nm, ocorre em alturas da base da região F.

Na Seção 4.1 são apresentados e discutidos os casos de *MSTIDs* que atingiram simultaneamente Porto Stanley (51,6 °S; 57,9°O, ângulo DIP = -49,8°) e a Ilha de Ascensão (07,95°S; 14,4 °O, ângulo DIP = -43,4°), causando a assinatura típica da sua passagem nos sinais de digisonda e, posteriormente, sendo observados pelo imageador de Cachoeira Paulista (22,7°S; 45,0°O, ângulo DIP = -37,6°) ou São Martinho da Serra (29,4°S; 53,8°O, ângulo DIP = -37,3°).

Parâmetros como comprimento de onda, período e velocidade de propagação dos *MSTIDs* já foram extensamente estudados no setor Brasileiro (PIMENTA *et al.*, 2008a,b; AMORIM *et al.*, 2011; FIGUEIREDO, 2017). Entretanto, a extensão Nordeste - Sudoeste ainda não está bem determinada, em razão das limitações de alcance espacial das técnicas de detecção. Imageadores *all-sky* possuem um raio de observação que pode chegar a 1800 km, possibilitando estudos da morfologia e dinâmica dos *MSTIDs* noturnos, mas insuficiente para determinação da extensão da frente de onda. A técnica que utiliza mapas bidimensionais de dTEC exige uma extensa rede de receptores GNSS em solo, o que não é o caso do Brasil. Portanto, ainda não existem trabalhos sobre a extensão das estruturas dos *MSTIDs* noturnos no hemisfério Sul.

A Seção 4.2 apresenta os resultados e discussões sobre um evento de *MSTID* observado na noite de 05-06/06/2000 (atividade solar máxima), onde a estrutura entra no campo de visão do imageador de Cachoeira Paulista e permanece estacionária. A análise é feita em termos da Teoria Magnetohidrodinâmica, sendo calculados os coeficientes de absorção para dois casos de *MSTIDS* na região F da ionosfera noturna (GERSHMAN; GRIGOR'YEV, 1965; PIMENTA *et al.*, 2008a). Foram calculados os coeficientes de absorção e estimada a distância de propagação das ondas para as noites de 05-06/06/2000 e 04-05/09/2008 (período de atividade solar mínima), a fim de comparar o efeito da ionização nos dois períodos.

Os *MSTIDs* relatados neste estudo ocorreram em períodos geomagneticamente calmos, descartando a ligação com perturbações térmicas por precipitação de partículas em regiões aurorais durante tempestades geomagnéticas.

4.1 Estudo da extensão da frente de onda dos *MSTIDs*

Foram catalogados 5 casos de *MSTIDs* observados simultaneamente com as digissondas de Porto Stanley e Ascensão e com imageador *all-sky*. Os eventos observados estão resumidos na Tabela 4.1.

Para cada caso são apresentadas uma sequência de imagens não linearizadas da emissão do OI 630,0 nm, evidenciando a passagem do *MSTID* pelo campo de visão do imageador. A visualização das bandas escuras pode ser difícil sem a correta animação das imagens por um programa de computador. A localização das bandas escuras é apontada com setas vermelhas nas imagens *all-sky*.

Dados dos parâmetros h'F e hmF2 obtidos no intervalo entre 19:00 UT e 09:00 UT para as três digissondas são apresentados, além do espectro de potência resultante da aplicação da *wavelet* de Morlet aos dados de hmF2. O comportamento do parâmetro foF2 durante a passagem do *MSTID* é analisado separadamente.

São apresentadas as sequências de ionogramas mostrando o espalhamento do sinal durante a passagem do *MSTID*. Os casos são apresentados nas Seções 4.1.1 a 4.1.5 e discutidos na Seção 4.1.6.

Tabela 4.1: lista de *MSTIDs* observados simultaneamente.

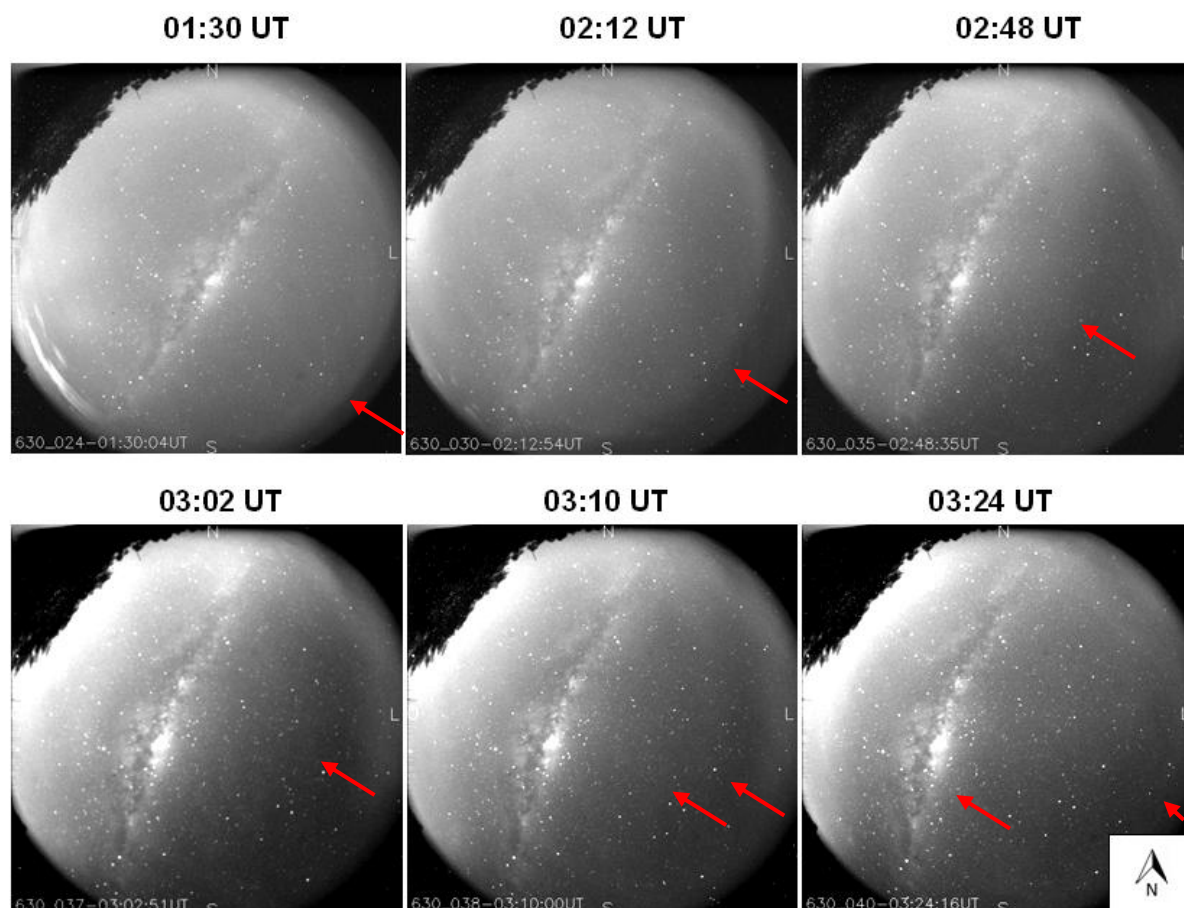
Noite	Imageador	Índice kp (19:00 UT - 09:00 UT)	F 10.7 cm (10^{-22} W.m ⁻² Hz ⁻¹) (média mensal)
13 - 14/07/1999	Mike Taylor/CP	1-,1-,1-,1+,2-,1-,0+,0,0	164,68 - ASA
02 - 03/07/2005	CCD-3/CP	2+,2+,2-,2+,3-,3+,3,2,2-	98,24 - ASD
16 - 17/07/1999	Mike Taylor/CP	1-,1,1+,1+,1-,1,1-,0+,1-	164,68 - ASA
08 - 09/02/2010	CCD-3/CP	1,0+,0,0,2-,1,0+,1-,1	82,70 - ASA
26 - 27/12/2011	Keoscientific/SMS	0,0,0+,0+,0,0,0,0,0	123,36 - ASA

CP: Cachoeira Paulista; SMS: São Martinho da Serra; ASA: atividade solar ascendente; ASD: atividade solar descendente.

4.1.1 Noite de 13-14/07/1999

Uma sequência de imagens *all-sky* da noite 13-14/07/1999 que mostra a passagem do *MSTID* sobre Cachoeira Paulista é apresentada na Figura 4.1. A estrutura entrou no campo de visão do imageador às 01:30 UT (*Universal Time* - Hora Universal), passando pelo zênite às 03:17 UT. O *MSTID* permaneceu visível até às 03:24 UT. Após esse horário, a estrutura desaparece do campo de visão do imageador, possivelmente devido à elevação da região F pela ação do campo elétrico de polarização do *MSTID*, visto que, a intensidade da emissão OI 630, 0 nm diminui quando o plasma da região F se eleva. Às 03:10 UT é visível uma segunda banda escura, evidenciando a natureza oscilatória do evento. As setas vermelhas apontam as bandas escuras, representativas da baixa taxa de emissão do OI 630, 0 nm, devido à elevação do plasma e também da baixa condutividade Pedersen integrada Σ_p , baixo potencial elétrico e baixo conteúdo eletrônico total. O intervalo de observação entre cada imagem é de 7 minutos.

Figura 4.1: Sequência de imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 13-14/07/1999, mostrando a passagem do *MSTID* sobre Cachoeira Paulista. A assinatura típica da passagem do *MSTID* são as bandas escuras, alternadas por regiões claras. As setas indicam as frentes de onda das bandas escuras.



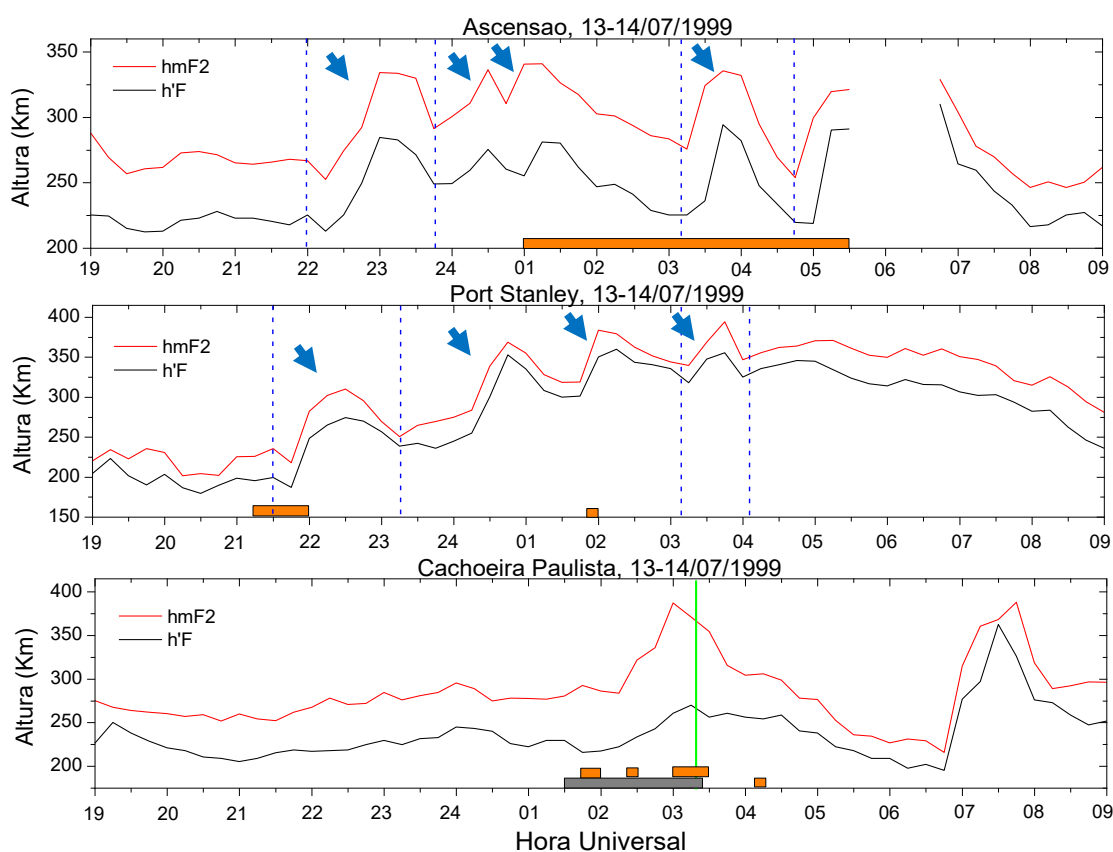
A variação temporal da altura virtual base ($h'F$) e altura do pico ($hmF2$) da região F, entre às 19:00 UT do dia 13/07/1999 e às 09:00 UT do dia 14/07/1999, para Ascensão, Porto Stanley e Cachoeira Paulista é apresentada na Figura 4.2. Nos dados de Ascensão e Porto Stanley é possível visualizar a presença de oscilações e picos bem determinados, onde a subida da região F da ionosfera foi bem abrupta. Nos dados de Cachoeira Paulista é possível visualizar a presença de dois picos, que é a característica principal da passagem do *MSTID* pelo campo de visão da digisonda. Em geral, a densidade eletrônica do plasma da região F ($foF2$) diminui. Mas existem casos em que $foF2$ pode aumentar (BOWMAN,1991 e BOWMAN, 1992, PIMENTA *et al.*, 2008a; AMORIM *et al.*, 2011).

Na Figura 4.2, os traços azuis indicam os picos observados em horários quase simultâneos em Ascensão e Porto Stanley. As barras laranja indicam o intervalo de tempo onde foi observado *spread* F nos sinais das digisondas. A barra cinza indica o intervalo de tempo em que o *MSTID* permaneceu visível no campo de visão do imageador de Cachoeira Paulista. A linha vertical verde indica o momento em que o *MSTID* passa pelo zênite do imageador de Cachoeira Paulista. Todos os gráficos subsequentes que trazem a variação temporal de $h'F$ e $hmF2$ seguem essa mesma lógica de apresentação. O intervalo de coleta de dados das digisondas é de 15 minutos para o *MSTID* desta noite.

De acordo com a Figura 4.2, a base e o pico da região F oscilam em conjunto. Nessa noite, a ionosfera sobre Porto Stanley está concentrada em um intervalo de altura menor, em relação à Ascensão e Cachoeira Paulista. É notória a observação quase simultânea de quatro picos (indicados pelas setas e dois deles evidenciados com os traços azuis na Figura 4.2) em Ascensão e Porto Stanley. Os picos estão indicados por setas na Figura 4.2. A lacuna nos dados de Ascensão entre 05:30 UT e 06:45 UT se deveu à diminuição da densidade eletrônica da camada neste horário, impossibilitando a extração dos parâmetro ionosféricos.

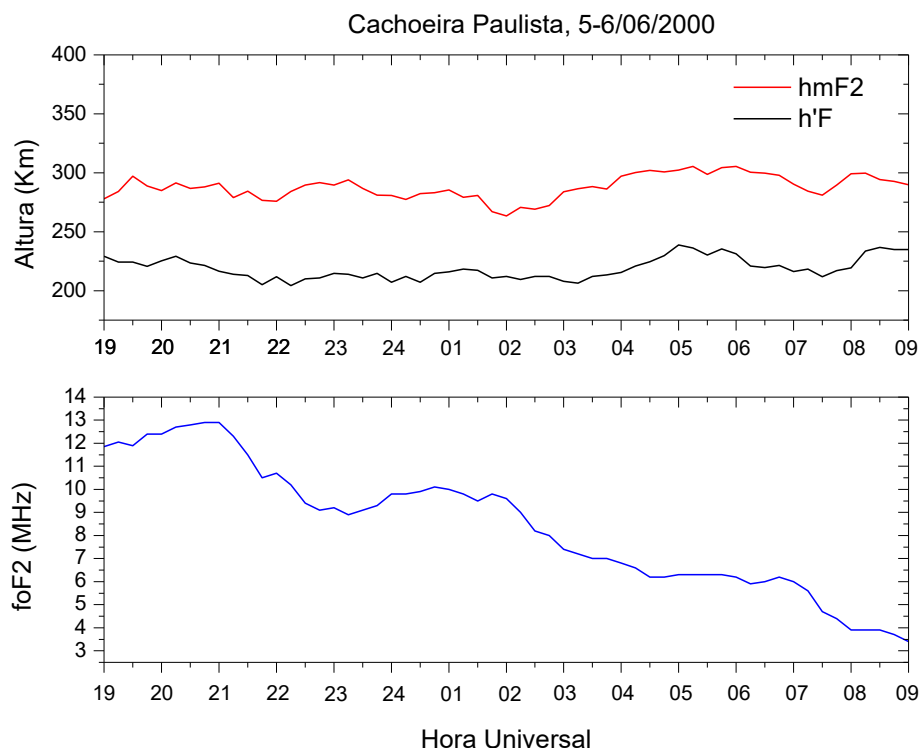
Sobre Cachoeira Paulista apenas dois picos foram observados. Entretanto, possuem amplitudes maiores do que os demais. A elevação da base e do pico da região F corresponde à passagem do *MSTID* pelo zênite do imageador às 03:17 UT. O pico observado por volta das 03:00 UT em Cachoeira Paulista corresponde a um dos picos observados anteriormente em Porto Stanley e Ascensão, o que condiz com a propagação do *MSTID* para Noroeste, a partir de latitudes superiores e cuja frente de onda está alinhada na direção Nordeste-Sudoeste e alcança Porto Stanley e Ascensão.

Figura 4.2: Variação temporal dos parâmetros $h'F$ e $hmF2$ durante a noite de 13-14/07/1999. As setas indicam os picos. Os traços azuis separam os picos observados simultaneamente em Ascensão e Porto Stanley. As barras laranja indicam o intervalo de tempo da ocorrência de *spread F* dos sinais das respectivas digisondas. A barra cinza indica o intervalo de tempo em que o *MSTID* permaneceu visível no campo de visão do imageador e o traço verde indica o instante da passagem do *MSTID* pelo zênite do imageador de Cachoeira Paulista.



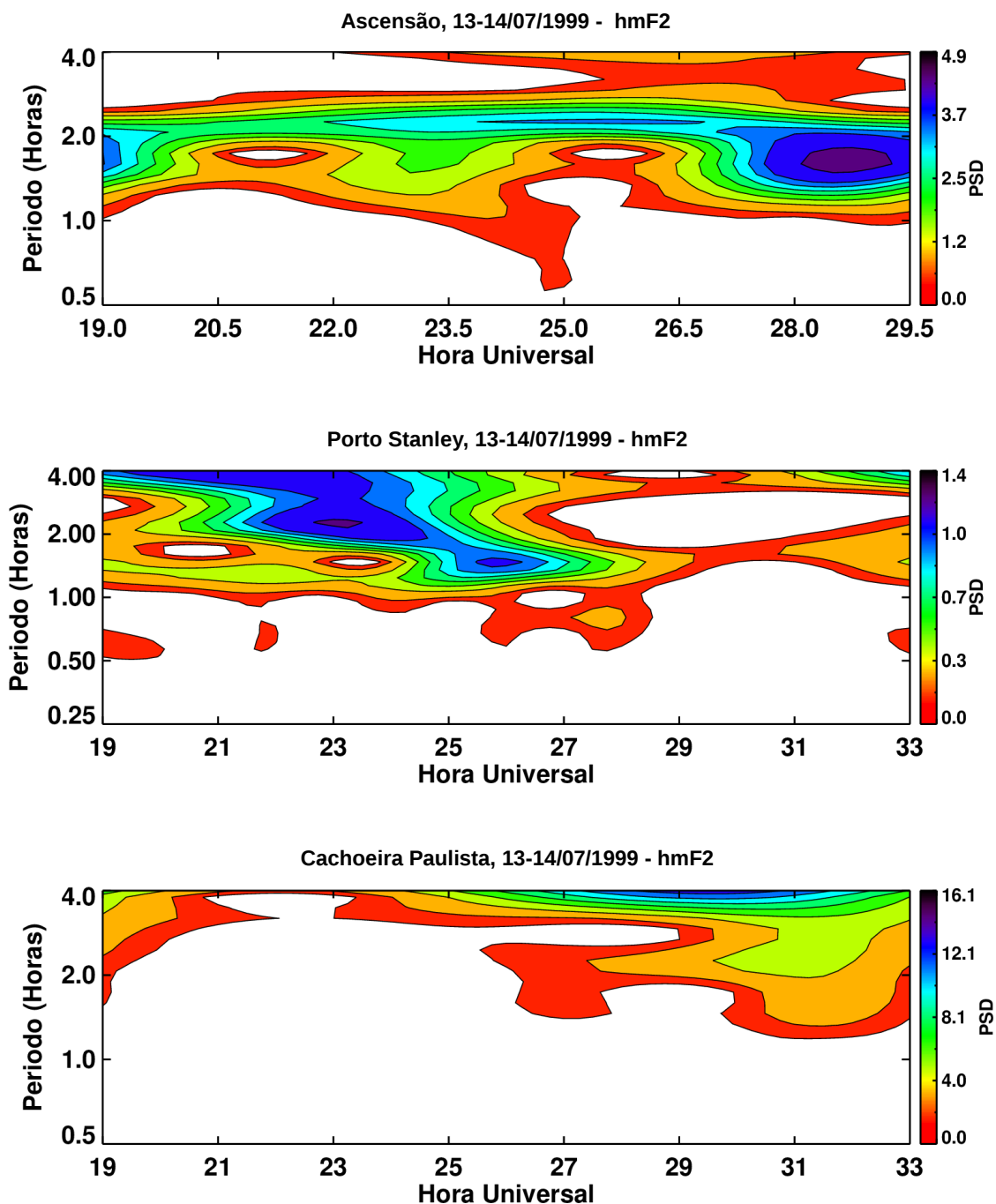
O comportamento da ionosfera em uma noite sem ocorrência de *MSTID* é mostrado na Figura 4.3. A variação temporal dos parâmetros $h'F$ e $hmF2$ tende a ser mais suave e sem a presença de elevações abruptas. O caso da noite de 5-6/06/2000 será analisado na Seção 4.2.

Figura 4.3: Exemplo de uma noite sem ocorrência de *MSTID* sobre o zênite da digissonda de Cachoeira Paulista. Neste caso, $h'F$ e $hmF2$ não sofrem variações abruptas.



Para analisar o comportamento da energia espectral das oscilações do parâmetro $hmF2$, foi aplicada a transformada *wavelet* contínua utilizando a função analisadora de Morlet aos dados, gerando periodogramas da densidade espectral de energia (*power spectral density* - *PSD*). A intenção é averiguar periodicidades ao longo do comportamento diário (entre 19:00 UT e 09:00 UT) da altura virtual do pico da região F. A densidade espectral de energia descreve como a energia da série temporal é distribuída com relação à frequência ou período. Uma energia intensa, corresponde à forte presença de oscilação no intervalo de tempo considerado. Um dos pré-requisitos da técnica de *wavelet* é a continuidade dos dados. Para os dias onde houve lacunas de dados, foi aplicada a transformada apenas no maior intervalo contínuo dos dados. A Figura 4.4 apresenta os periodogramas obtidos com a aplicação da *wavelet* de Morlet aos dados de $hmF2$.

Figura 4.4: Espectros obtidos com a aplicação da *wavelet* de Morlet aos dados de hmF2 da noite de 13-14/07/1999. A escala de cores corresponde a densidade espectral de energia (*power spectral density* - PSD) que indica a presença de oscilação (com determinado período - eixo y) ao longo do tempo (eixo x). Os valores temporais no eixo x estão em escala decimal e em UT.



Segundo os periodogramas mostrados na Figura 4.4, é possível verificar para digissonda de Ascensão, uma energia espectral de moderada à intensa com períodos entre 1,5 e 2 horas durante toda a noite, sendo mais intensa a partir de aproximadamente 03:00 UT (27 UT), devido à presença do último pico com grande amplitude.

Em Porto Stanley, a partir das 21:00 UT, verifica-se uma oscilação com energia espectral intensa com período que começa em 2 horas e diminui para 1,5 h, sendo uma oscilação importante até as 04:00UT (28 UT). Em Cachoeira Paulista, observa-se a presença de oscilação com energia espectral intensa com períodos próximos de 4 horas, a partir de pouco antes das 02:00 UT (26 UT), devido à presença dos dois picos com grande amplitude. Os resultados da análise com aplicação da *wavelet* de Morlet concordam com as variações que podem ser verificadas visualmente nos dados de h'F e hmF2.

4.1.1.1 Análise do comportamento dos picos

Os picos nos dados de digissonda foram separados, para analisar com mais detalhes a variação temporal dos parâmetros h'F, hmF2 e foF2 durante a propagação do *MSTID*. Esta análise é feita para os 5 casos de *MSTIDs* catalogados. Os resultados de variação de h'F ($\Delta h'F$), hmF2 ($\Delta hmF2$) e o comportamento de foF2 durante cada elevação abrupta de h'F e hmF2 são tabelados. O tipo e o intervalo de ocorrência do *spread F* para cada digissonda também constam na tabela.

Os 4 picos nos dados de Ascensão (ASC), 4 picos de Porto Stanley (PS) e 2 picos de Cachoeira Paulista (CP) são apresentados na Figura 4.5. De acordo com a Figura 4.5, foF2 diminuiu durante a elevação da região F em 5 dos 7 picos analisados. Os resultados de variação de $\Delta h'F$, $\Delta hmF2$, o comportamento de foF2 durante cada elevação abrupta e o *spread F* para cada digissonda são apresentados na Tabela 4.2.

Figura 4.5: Variação temporal dos parâmetros foF2 (curva azul), h'F (curva preta) e hmF2 (curva vermelha) para a noite de 13-14/07/1999 para Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP). As barras laranja indicam o intervalo de *spread F* de cada digissonda. O tempo está em escala decimal. Os painéis ASC-2 e PS-2 apresentam dois picos cada um.

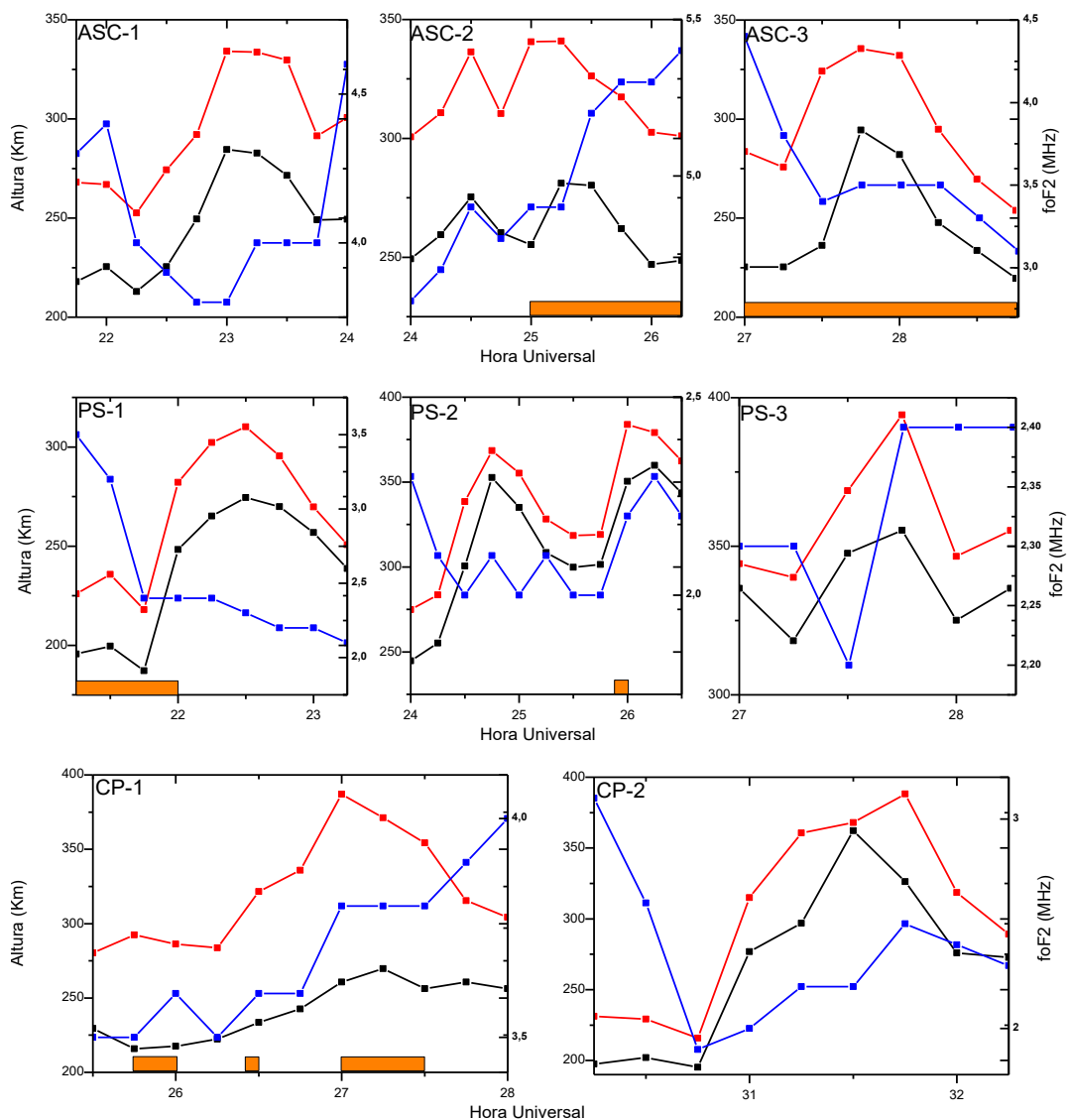


Tabela 4.2: Comportamento dos parâmetros das digisondas de Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP) durante as elevações da região F na noite de 13-14/07/1999.

Digissonda	Ascensão			Porto Stanley			Cachoeira Paulista	
Picos	ASC-1	ASC-2	ASC-3	PS-1	PS-2	PS-3	CP-1	CP-2
foF2	diminui	aumenta	diminui	diminui	diminui/ aumenta	diminui	aumenta	aumenta
$\Delta h'F$ (km)	70	31	69	87	108/59	37	54	167
$\Delta hmF2$ (km)	80	41	61	92	94/43	55	107	173
Intervalo do <i>spread F</i> (tipo)	01:00 UT - 05:30 UT (tipo frequência)			21:15 UT - 22:00 UT/ 02:00 UT (tipo frequência)			01:45 UT - 02:00 UT/ 02:30 UT/ 03:00 UT - 03:30 UT / 04:15 UT (tipo frequência)	

As sequências de ionogramas que mostram os intervalos de ocorrência de *spread F* para as digisondas de Ascensão, Porto Stanley e Cachoeira Paulista são apresentadas nas Figuras 4.6 à 4.9.

Figura 4.6: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 13-14/07/1999 em Ascensão, mostrando *spread* F do tipo frequência entre 01:00 UT e 03:00 UT.

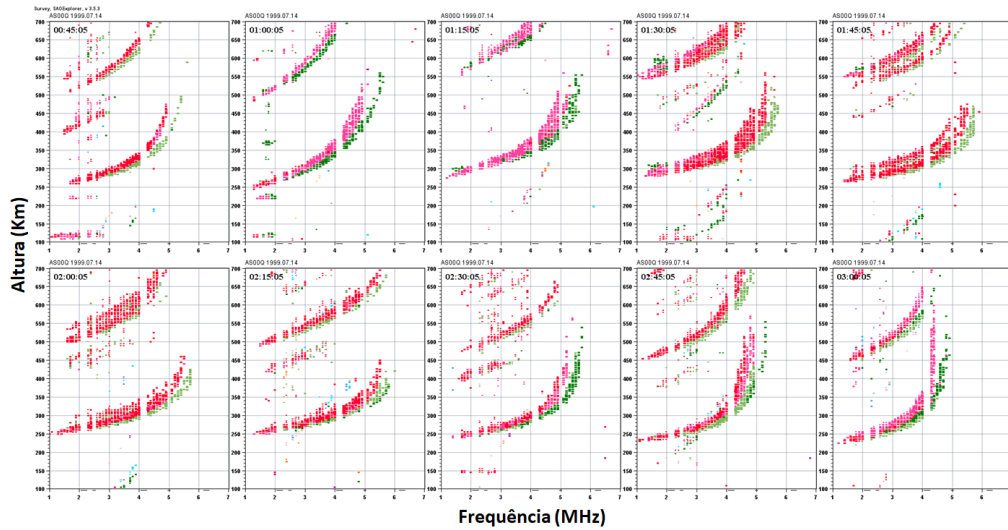


Figura 4.7: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 13-14/07/1999 em Ascensão, mostrando *spread* F do tipo frequência entre 03:15 UT e 05:30 UT.

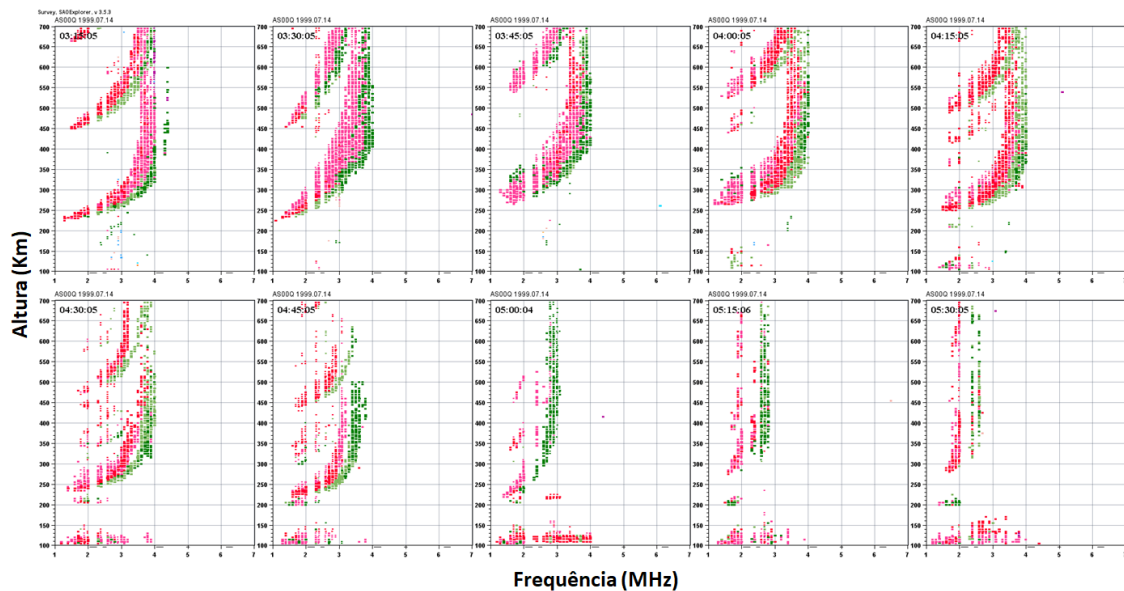


Figura 4.8: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 13-14/07/1999 em Porto Stanley, mostrando fraco spread F das 21:15 UT às 22:00 UT e às 01:59 UT.

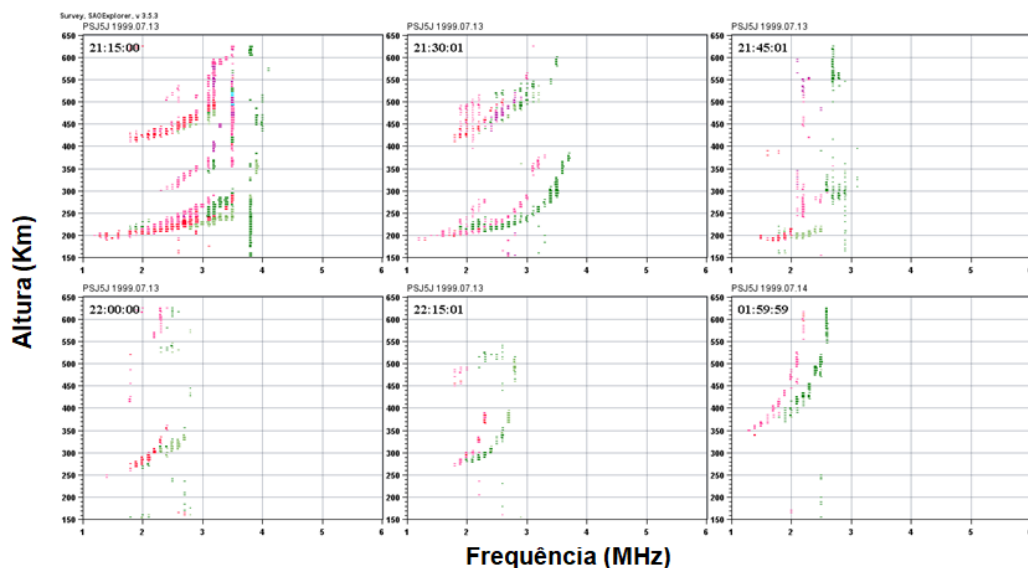
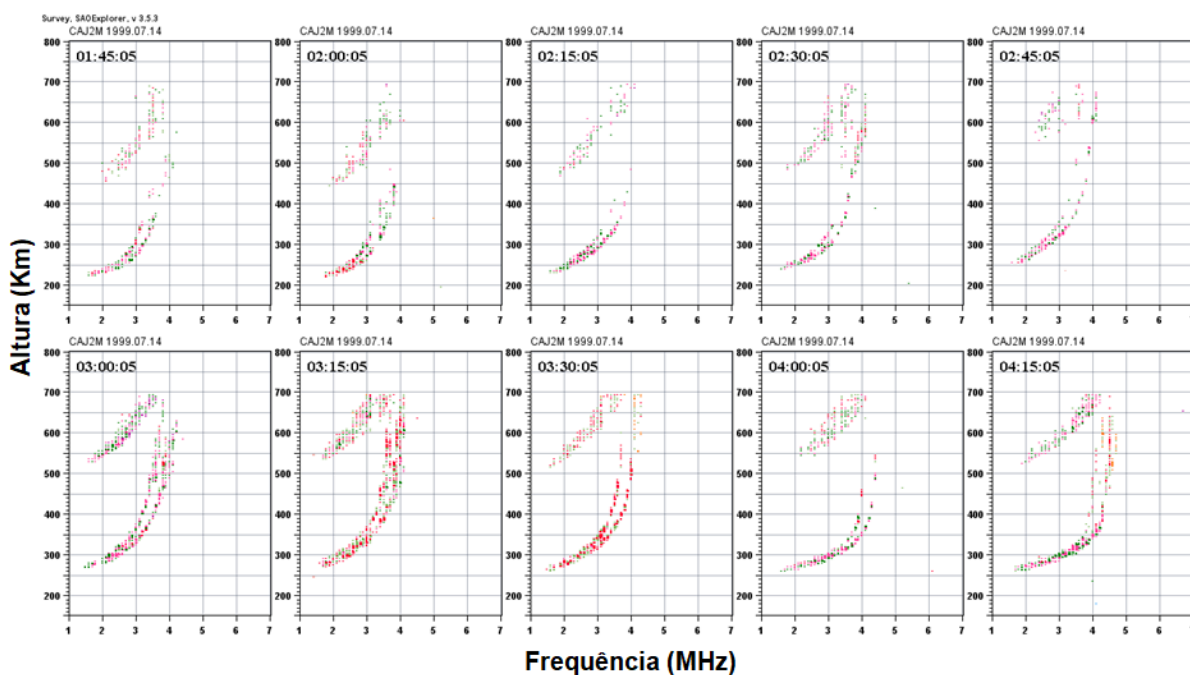


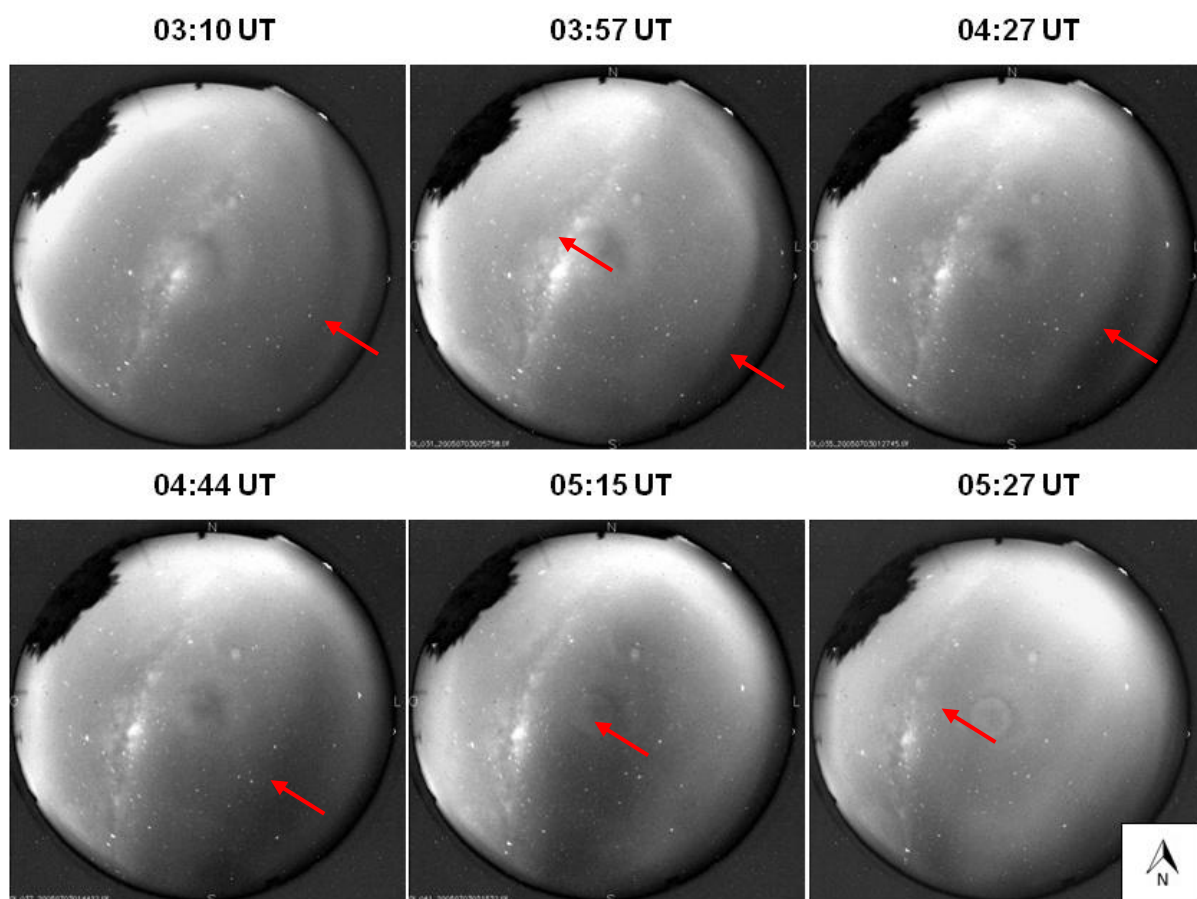
Figura 4.9.: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 13-14/07/1999 em Cachoeira Paulista, mostrando *spread F* das 01:45 UT às 02:00 UT, às 02:30 UT, das 03:00 UT às 03:30 UT e às 04:15 UT. Os espalhamentos foram fracos e do tipo frequência.



4.1.2 Noite de 02-03/07/2005

A passagem do *MSTID* sobre o campo de visão de Cachoeira Paulista na noite de 02-03/07/2005 é apresentada na Figura 4.10. O *MSTID* entrou no campo de visão do imageador às 02:40 UT e se propagou até às 06:09 UT, apresentando uma estrutura ondulatória. A primeira banda escura passou pelo zênite às 03:48 UT e a segunda, às 05:15 UT. Na coleta dos dados, o intervalo de tempo entre cada imagem é de 7 minutos.

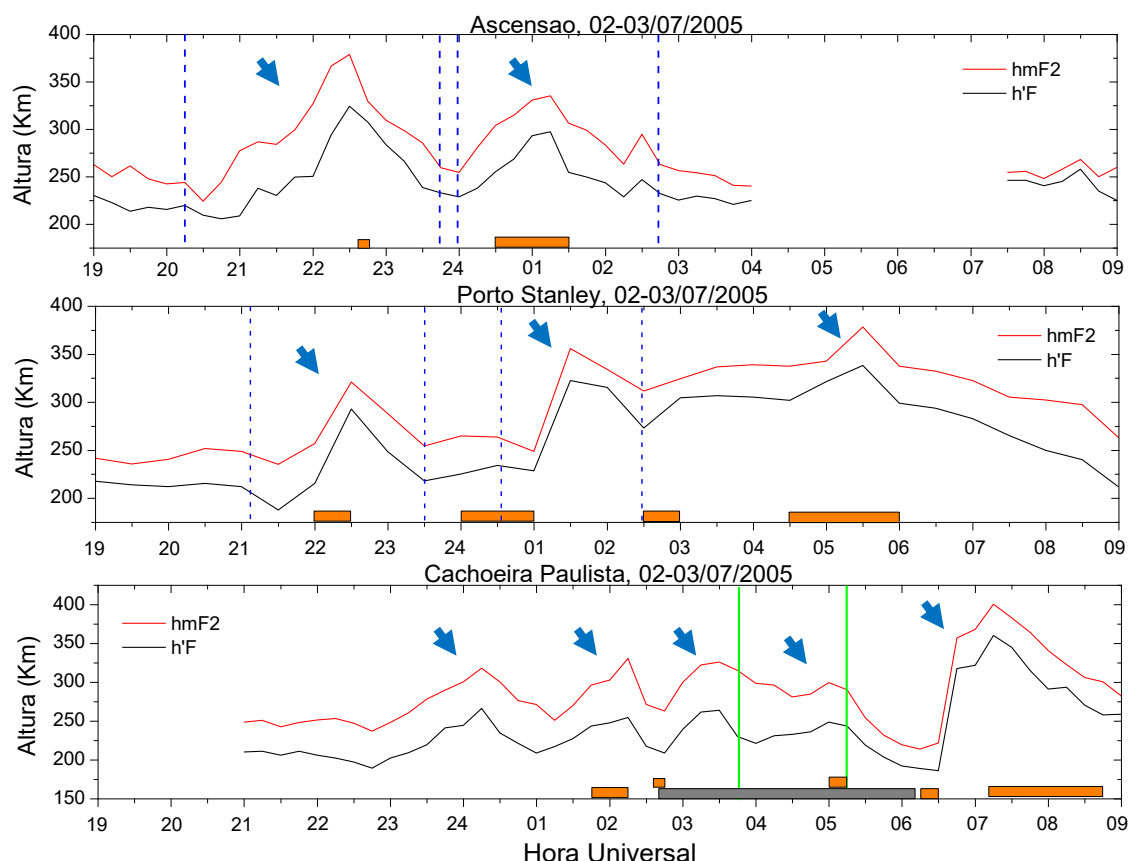
Figura 4.10: Sequência de imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm mostrando o *MSTID* na noite de 02-03/07/2005 sobre o campo de visão do imageador de Cachoeira Paulista. As setas indicam as frentes de onda das bandas escuras.



A variação temporal dos parâmetros $h'F$ e $hmF2$ entre 19:00 UT do dia 02/7/2005 e 09:00 UT do dia 03/07/2005 é apresentada na Figura 4.11. Os dados de Ascensão e

Porto Stanley apresentam dois picos quase simultâneos. Ascensão apresentou uma lacuna nos dados entre 04:00 UT e 07:30 UT, pois a densidade da ionosfera diminuiu drasticamente, impossibilitando a redução dos parâmetros. Porto Stanley apresentou uma terceira subida abrupta da região F justamente nesse intervalo, por volta das 05:30 UT. Cachoeira Paulista apresentou picos nos parâmetros antes da observação do *MSTID* pelo imageador *all-sky*. Nesta noite, o imageamento iniciou às 00:05 UT, mas até aproximadamente às 02:23 UT, as imagens estão contaminadas pela emissão da Anomalia de Ionização Equatorial, que se mostrou particularmente forte nesse dia. O intervalo de coleta de dados das digissondas de Ascensão e Cachoeira Paulista é de 15 minutos e da digissonda de Porto Stanley é de 30 minutos.

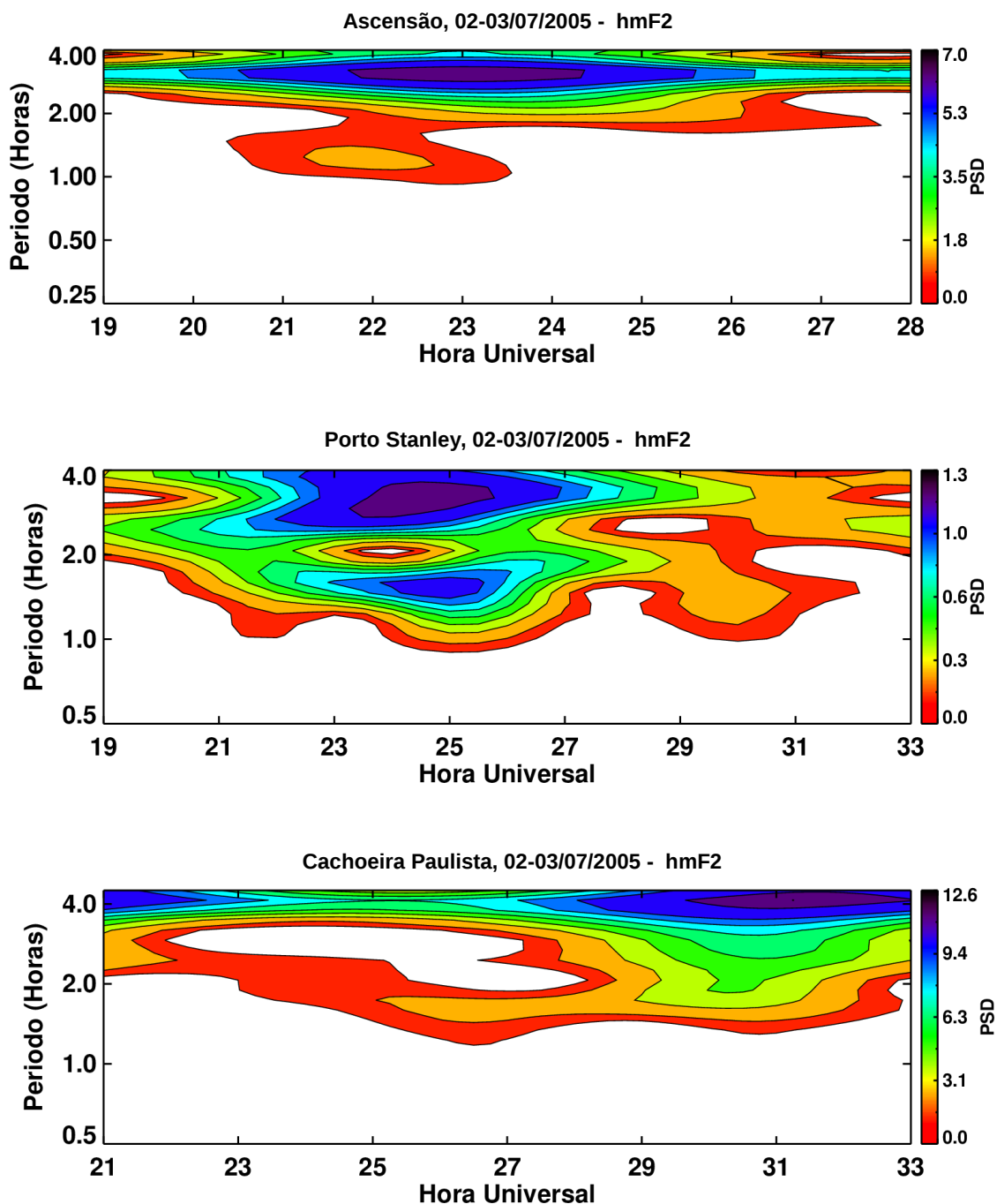
Figura 4.11: Variação temporal dos parâmetros $h'F$ e $hmF2$ entre 19:00 UT do dia 02/7/2005 e 09:00 UT do dia 03/07/2005. A lógica de apresentação da figura é a mesma da Figura 4.2. As setas indicam os picos. As barras laranja indicam a ocorrência do *spread F*. A barra cinza indica o intervalo de tempo de observação do *MSTID* sobre o campo de visão do imageador, desde a sua entrada. Os traços verdes indicam o horário da passagem do *MSTID* sobre o zênite.



Os resultados da aplicação da transformada *wavelet* são mostrados na Figura 4.12. Nos dados de Ascensão, verifica-se a presença de uma energia intensa para a oscilação com período em torno de 3 horas, durante toda a noite, mas mais intensa entre 20:00 UT e 02:00 UT (26 UT). Nos dados de Porto Stanley, é possível verificar a presença de energia intensa associada a duas oscilações. Uma com período aproximado de 3-4 horas, entre 22:00 UT e 03:00 UT (27 UT), devido à ocorrência dos picos nos dados e outra oscilação com período menor, em torno de 1,5 horas, entre 23:00 UT e quase 03:00 UT (27 UT). Possivelmente, este resultado seja influência das variações associadas aos decréscimos de $hmF2$, que ocorrem pouco antes da camada subir. Nos dados de Cachoeira Paulista, ocorre uma oscilação com

período dominante de 4 horas para toda a noite. É possível verificar a presença de uma oscilação com energia espectral menor (menos importante) com período pouco menor do que 2 horas, a partir da 01:00 UT (28 UT).

Figura 4.12: Espectros obtidos com a aplicação da *wavelet* de Morlet aos dados de hmF2 da noite de 02-03/07/2005. A lógica da apresentação é a mesma da Figura 4.4.



4.1.2.1 Análise do comportamento dos picos

Os 2 picos para Ascensão (ASC), 3 de Porto Stanley (PS) e 5 de Cachoeira Paulista (CP) são mostrados na Figura 4.13. Os resultados de variação de $h'F$ ($\Delta h'F$), $hmF2$ ($\Delta hmF2$) e o comportamento de $foF2$ durante a elevação da região F são apresentados na Tabela 4.3.

Figura 4.13: Variação temporal dos parâmetros $foF2$ (curva azul), $h'F$ (curva preta) e $hmF2$ (curva vermelha) para a noite de 02-03/07/2005 para Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP). A lógica é a mesma da Figura 4.5. Os painéis CP-1 e CP-2 mostram 2 picos cada um.

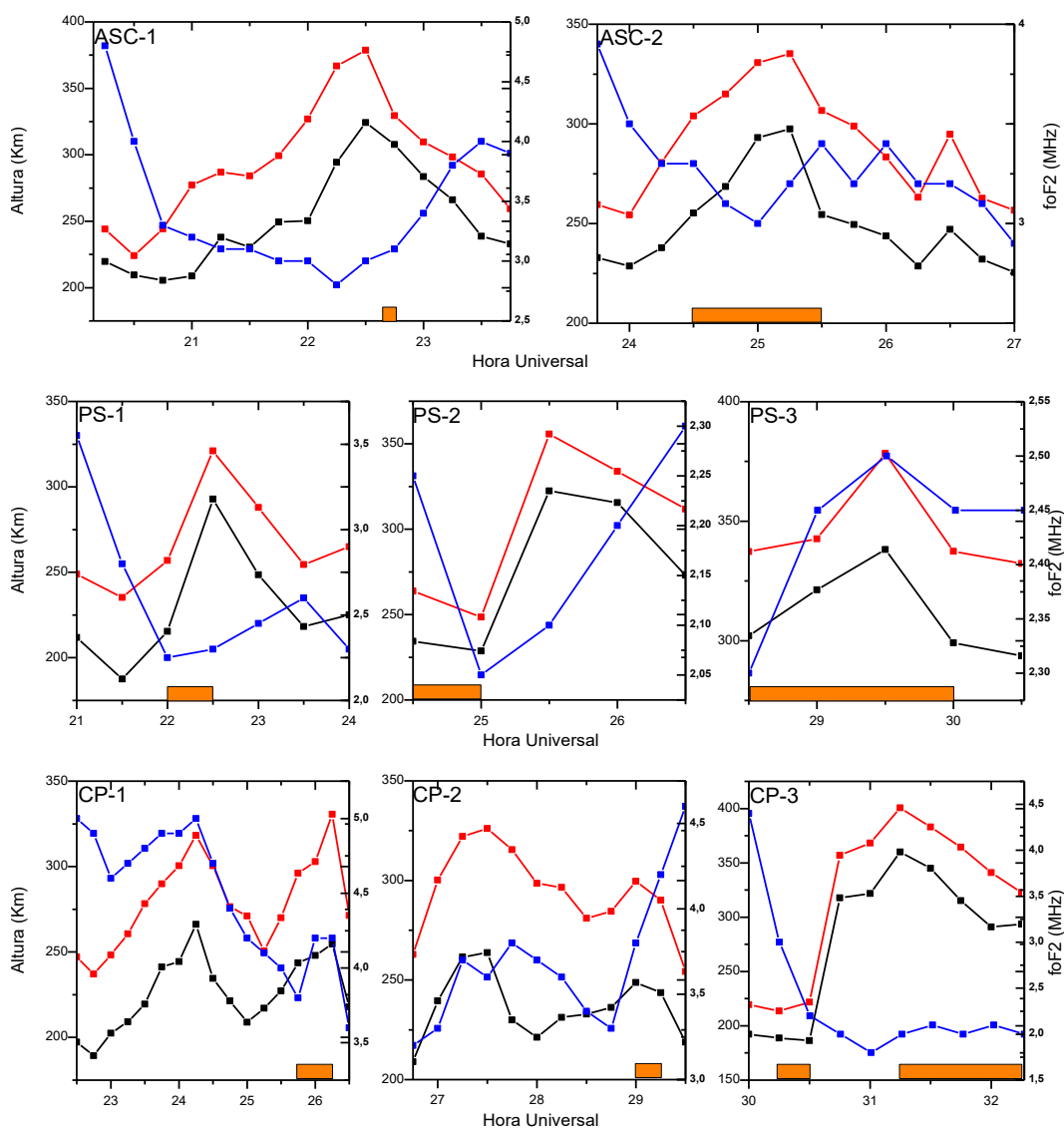


Tabela 4.3: Comportamento dos parâmetros das digissondas de Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP) durante as elevações da região F na noite de 02-03/07/2005.

Digissonda	Ascensão		Porto Stanley			Cachoeira Paulista		
Picos	ASC-1	ASC-2	PS-1	PS-2	PS-3	CP-1	CP-2	CP-3
foF2	diminui	diminui	diminui	aumenta	aumenta	aumenta/ diminui	aumenta/ aumenta	diminui
$\Delta h'F$ (km)	119	69	105	94	36	77/46	55/27	174
$\Delta hmF2$ (km)	154	81	86	107	41	81/80	64/18	178
Intervalo do <i>spread</i> F (tipo)	22:45 UT / 00:30 UT-01:30 UT (tipo frequência)		22:00 UT-22:30 UT/ 00:00 UT-01:00 UT/ 02:30 UT-03:00 UT/ 04:29 UT-06:00 UT (tipo frequência)			01:45 UT-02:15 UT/ 02:45 UT/05:00 UT-05:15UT/ 06:15 UT-06:30UT/ 07:15UT-08:45 UT (tipo frequência)		

As sequências de ionogramas que mostram as ocorrências de *spread* F para as digissondas de Ascensão, Porto Stanley e Cachoeira Paulista são apresentadas nas Figuras 4.14 à 4.17.

Figura 4.14: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 02-03/07/2005 em Ascensão, mostrando *spread* F do tipo frequência às 22:45 UT (fraco) e das 00:30 UT às 01:30 UT.

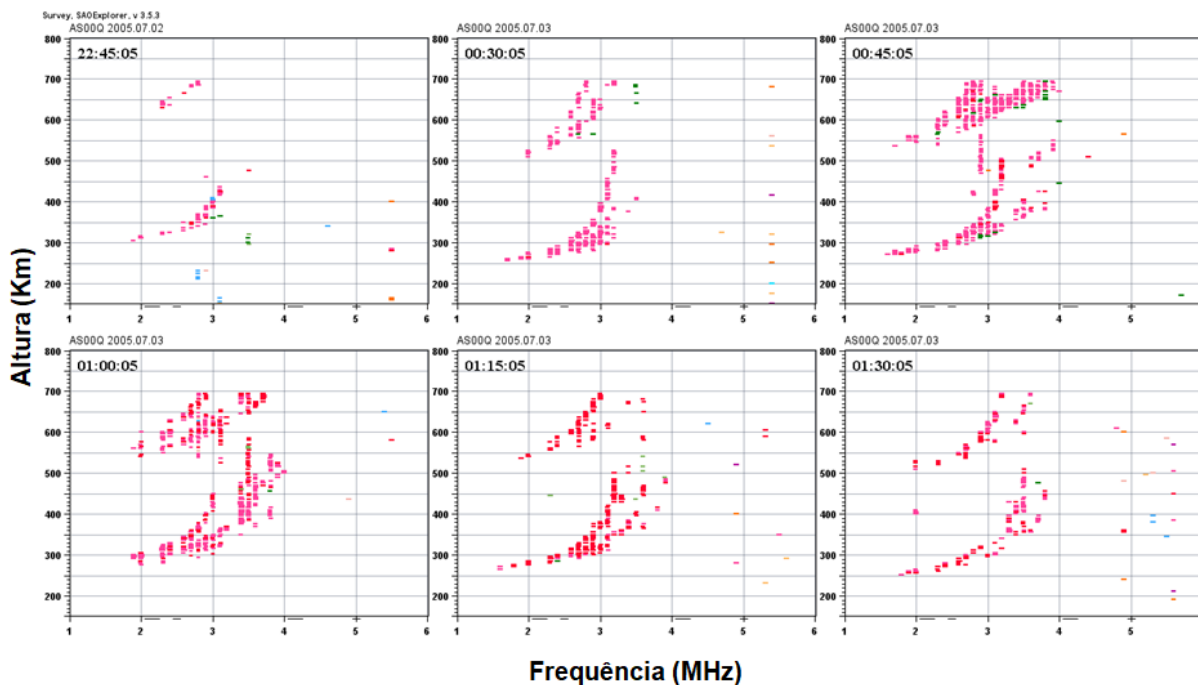


Figura 4.15: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 02-03/07/2005 em Porto Stanley, mostrando *spread* F das 22:00 às 22:30 UT, das 00:00 UT às 01:00 UT, das 02:30 UT às 03:00 UT e das 04:29 UT às 06:00 UT.

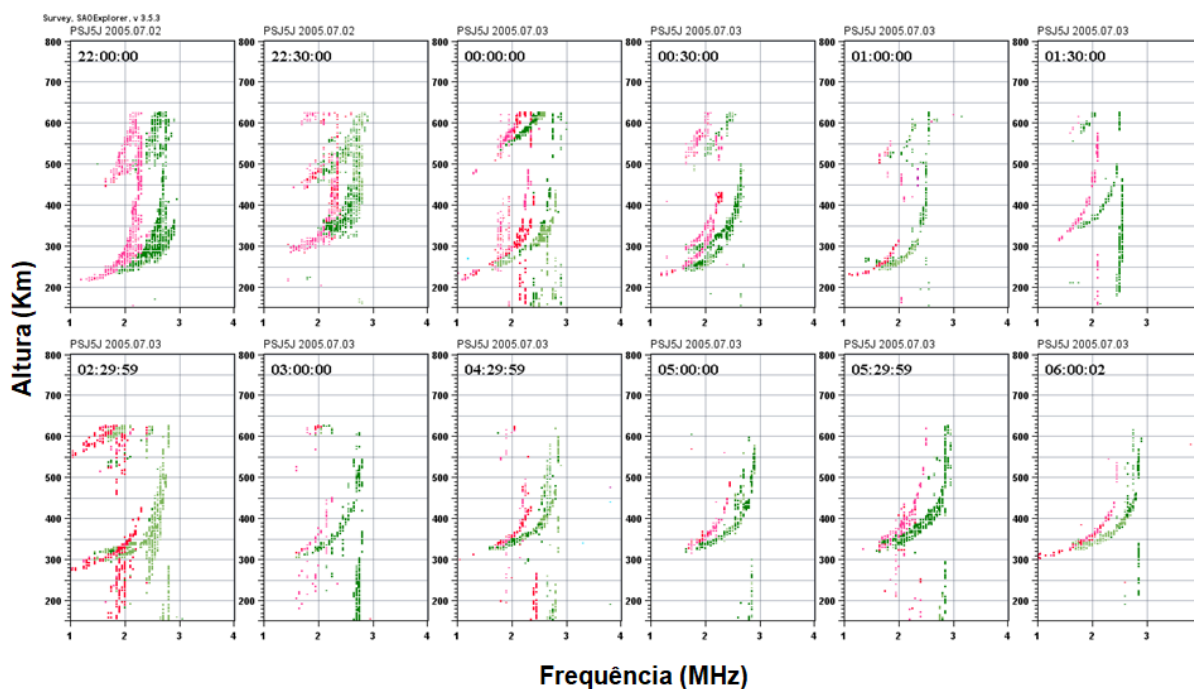


Figura 4.16: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 02-03/07/2005 em Cachoeira Paulista, mostrando *spread F* das 01:45 UT às 02:15 UT, às 02:45 UT, das 05:00 UT às 05:15 UT, das 06:15 UT às 06:30 UT.

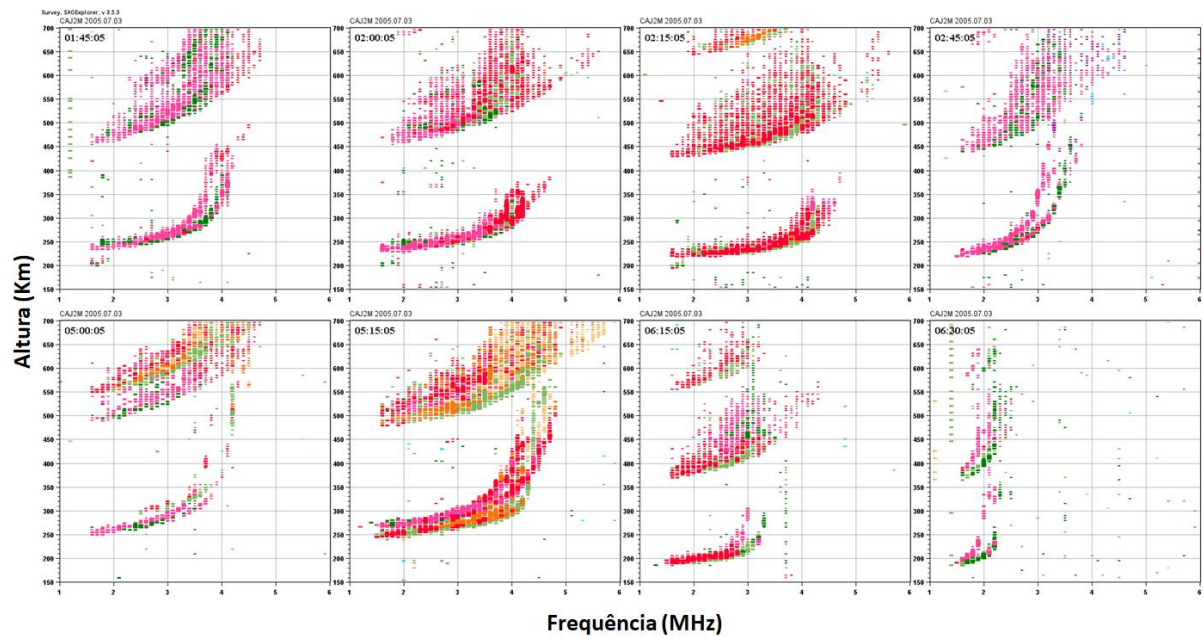
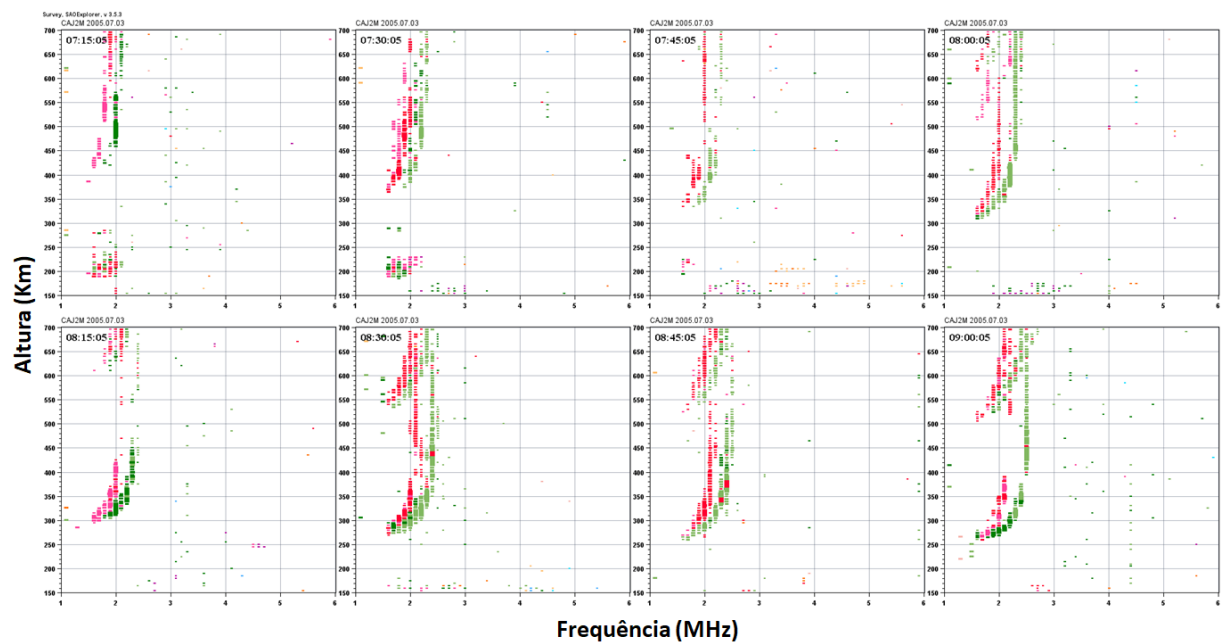


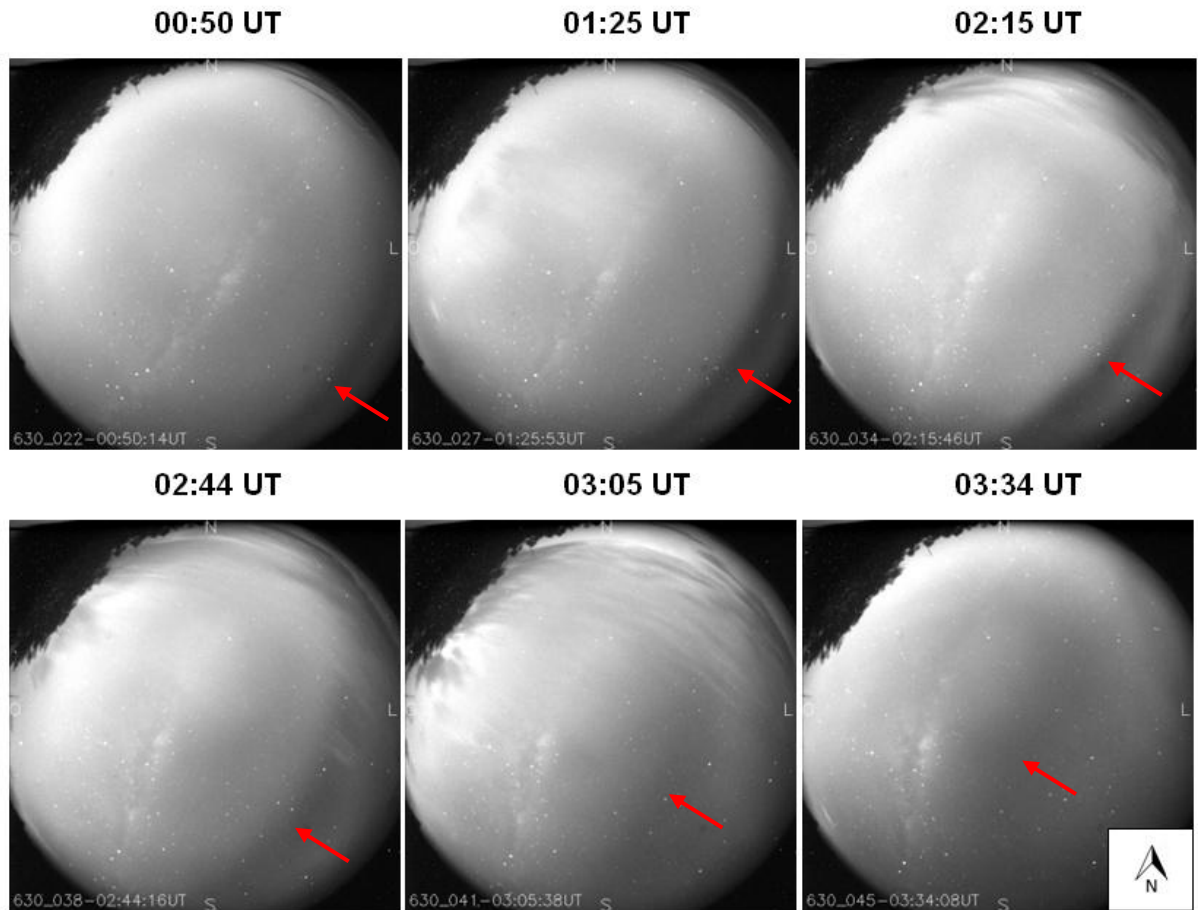
Figura 4.17: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 02-03/07/2005 em Cachoeira Paulista, mostrando *spread F* fraco das 07:15 UT às 08:45 UT.



4.1.3 Noite de 16-17/07/1999

Uma sequência de imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 16-17/07/1999 pelo imageador de Cachoeira Paulista é apresentada na Figura 4.18. O *MSTID* entra no campo de visão do imageador às 00:14 UT, passa pelo zênite às 03:34 UT e permanece no campo de visão até as 04:02 UT. Após esse horário, a estrutura desaparece, provavelmente, devido à elevação do plasma da região F. O intervalo de tempo de observação de cada imagem é de 7 minutos.

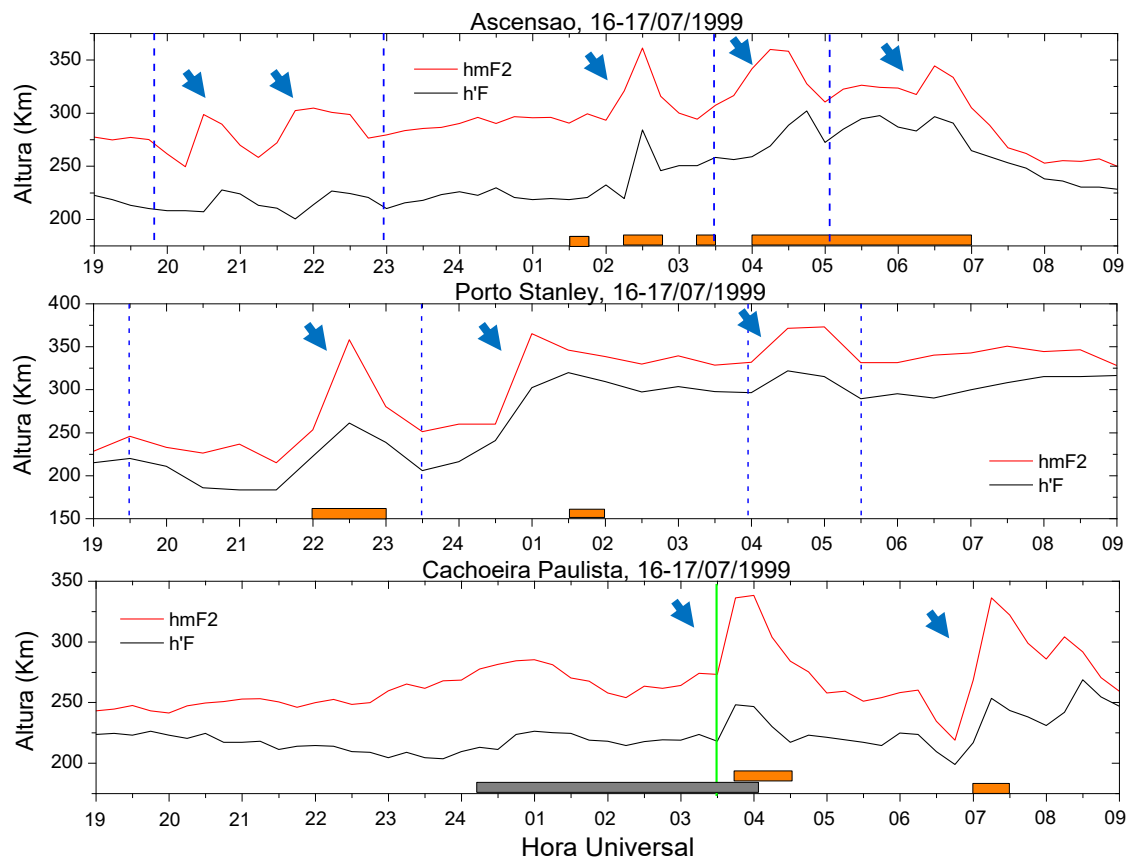
Figura 4.18: Sequência de imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 16-17/07/1999 pelo imageador de Cachoeira Paulista. As setas indicam a frente de onda das bandas escuras.



A variação temporal dos parâmetros $h'F$ e $hmF2$ entre as 19:00 UT do dia 16/07/1999 e 09:00 UT do dia 17/07/1999 é mostrada na Figura 4.19. Nesse

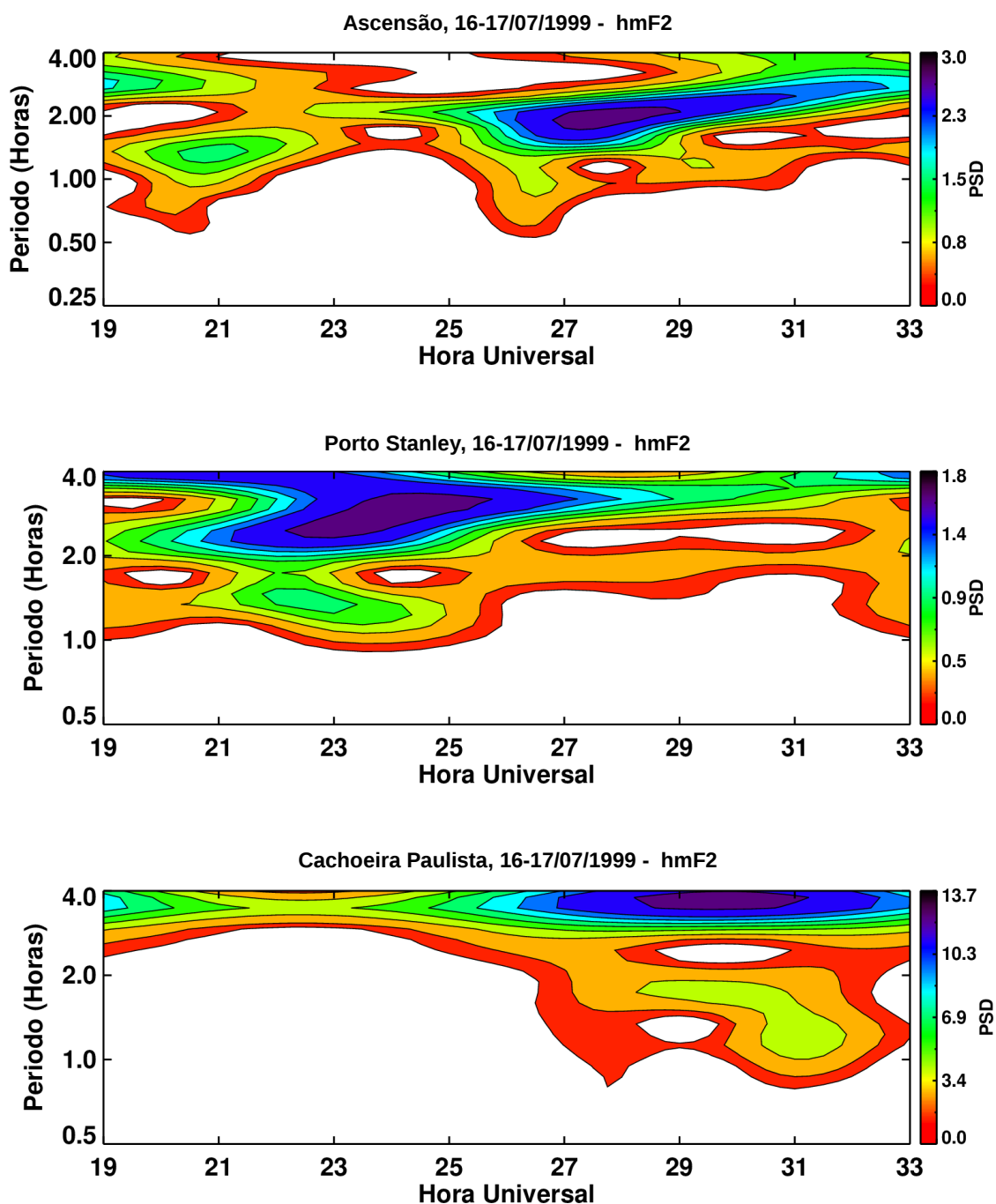
período, o intervalo de coleta de dados das digissondas de Ascensão e Cachoeira Paulista foi de 15 minutos e da digissonda de Porto Stanley foi de 30 minutos.

Figura 4.19: Variação temporal de $h'F$ e $hmF2$ entre 19:00 UT do dia 16/07/1999 e 09:00 UT do dia 17/07/1999. Os dados foram obtidos pelas digissondas de Ascensão, Porto Stanley e Cachoeira Paulista. As setas indicam os picos. A lógica é a mesma da Figura 4.2.



Ascensão e Porto Stanley apresentam pelo menos dois intervalos de tempo com observação de picos simultâneos, indicados pelos traços azuis na Figura 4.19. O primeiro pico de Cachoeira Paulista foi observado por volta das 04:00 UT, portanto, depois dos picos de Ascensão e Porto Stanley. Esse resultado concorda com a teoria de que o *MSTID* tenha sido gerado em médias latitudes e tenha se propagado, atingindo primeiro Porto Stanley e Ascensão e, posteriormente, Cachoeira Paulista. A Figura 4.20 mostra os espectros obtidos a partir da aplicação da *wavelet* de Morlet ao parâmetro $hmF2$.

Figura 4.20: Espectros obtidos com a aplicação da *wavelet* de Morlet aos dados de hmF2 da noite de 16-17/07/1999. Mesma lógica de apresentação da Figura 4.4.



A aplicação da transformada *wavelet* mostra que Ascensão tem uma oscilação importante com período em torno de 2 horas, entre 23:00 UT e 08:00 UT (32 UT). Antes das 23:00 UT, o periodograma mostra um pico com energia espectral

intermediária e período de 1,5 horas, entre 20:00 UT e 23:00 UT. Porto Stanley apresenta uma energia espectral intensa para períodos maiores do que duas horas. A oscilação inicia às 21:00 UT, aumenta levemente o período e vai até aproximadamente às 05:00 UT (29 UT). Cachoeira Paulista mostrou uma energia espectral intensa a partir das 01:00 UT (25 UT) com período pouco menor do que 4 horas.

4.1.3.1 Análise do comportamento dos picos

Os 5 picos de Ascensão (ASC), os 3 picos de Porto Stanley (PS) e os 2 picos de Cachoeira Paulista (CP) são mostrados na Figura 4.21. Os resultados de variação de $h'F$ ($\Delta h'F$), $hmF2$ ($\Delta hmF2$) e o comportamento de $foF2$ durante as elevações da região F são apresentados na Tabela 4.4.

Figura 4.21: Variação temporal dos parâmetros foF2 (curva azul), h'F (curva preta) e hmF2 (curva vermelha) para a noite de 16-17/07/1999 para Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP). A lógica é a mesma da Figura 4.5. Os painéis ASC-1, ASC-3 e CP-2 apresentam dois picos cada um.

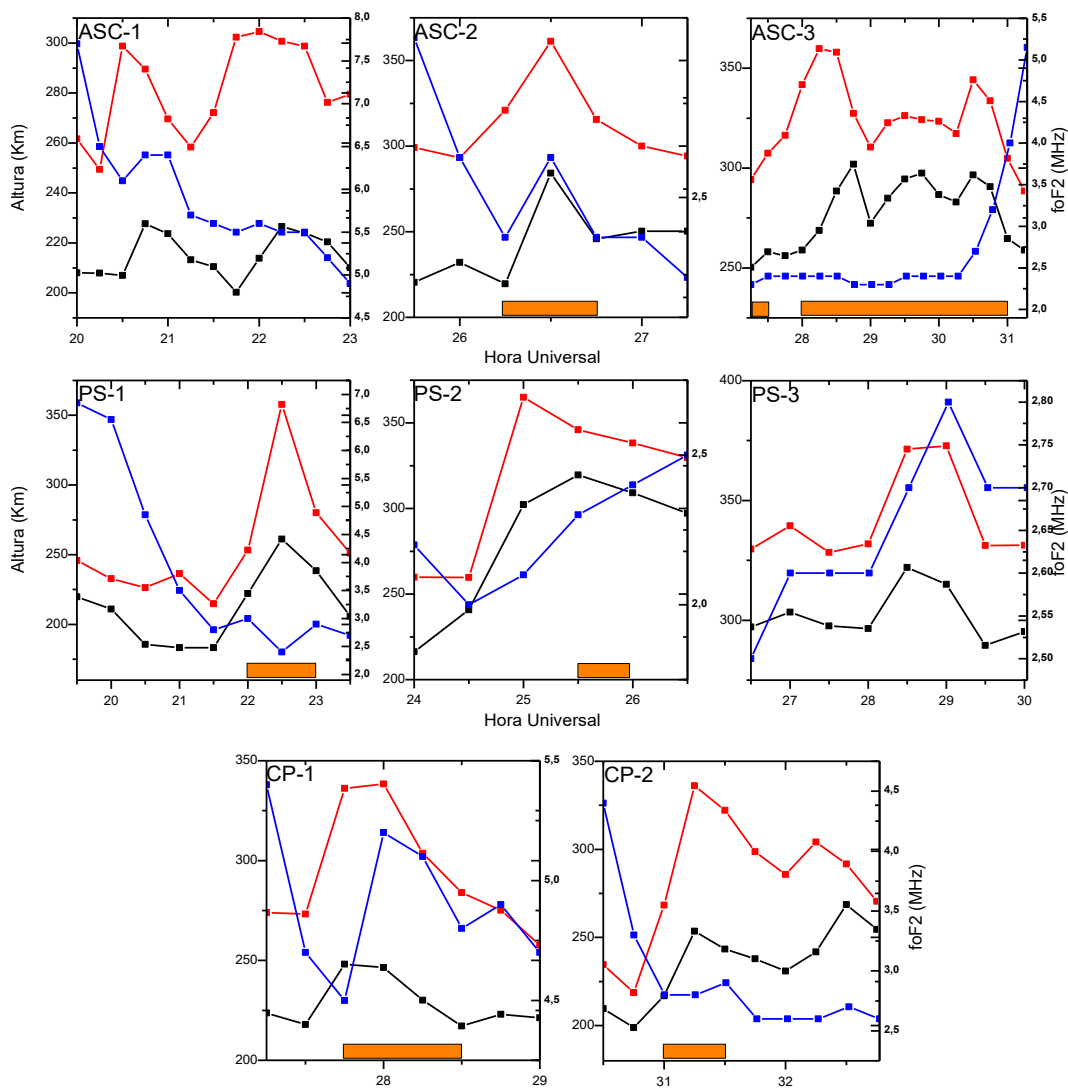


Tabela 4.4: Comportamento dos parâmetros das digisondas de Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP) durante a elevação da região F na noite de 16-17/07/1999.

Digissonda	Ascensão			Porto Stanley			Cachoeira Paulista	
Picos	ASC-1	ASC-2	ASC-3	PS-1	PS-2	PS-3	CP-1	CP-2
foF2	diminui/ diminui	aumenta	diminui/ aumenta	diminui	aumenta	aumenta	aumenta	diminui/ aumenta
$\Delta h'F$ (km)	20/26	65	51	78	103	26	31	55/38
$\Delta hmF2$ (km)	49/58	68	65	143	87	47	65	118/19
Intervalo do <i>spread</i> F (tipo)	01:30 UT-01:45UT / 02:15 UT-02:45 UT/ 03:15 UT-03:30UT/ 04:00UT-07:00 UT (tipo frequência)			22:00 UT-23:00 UT/ 01:30 UT-01:59 UT (tipo frequência)			03:45 UT-04:30 UT/ 07:00 UT-07:30 UT (tipo frequência)	

As sequências de ionogramas com *spread* F, obtidos pela digissonda de Ascensão são apresentadas nas Figuras 4.22 e 4.23. As sequências de ionogramas que mostram os intervalos de ocorrência de *spread* F para as digisondas Porto Stanley e Cachoeira Paulista são apresentadas, respectivamente, nas Figuras 4.24 e 4.25.

Figura 4.22: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 16-17/07/1999 em Ascensão, mostrando *spread* F das 01:30 UT às 01:45 UT (espalhamento fraco no intervalo), das 02:15 UT às 02:45 UT, das 03:15 UT às 03:30 UT e das 04:00 UT às 04:30 UT. A sequência segue na Figura 4.23.

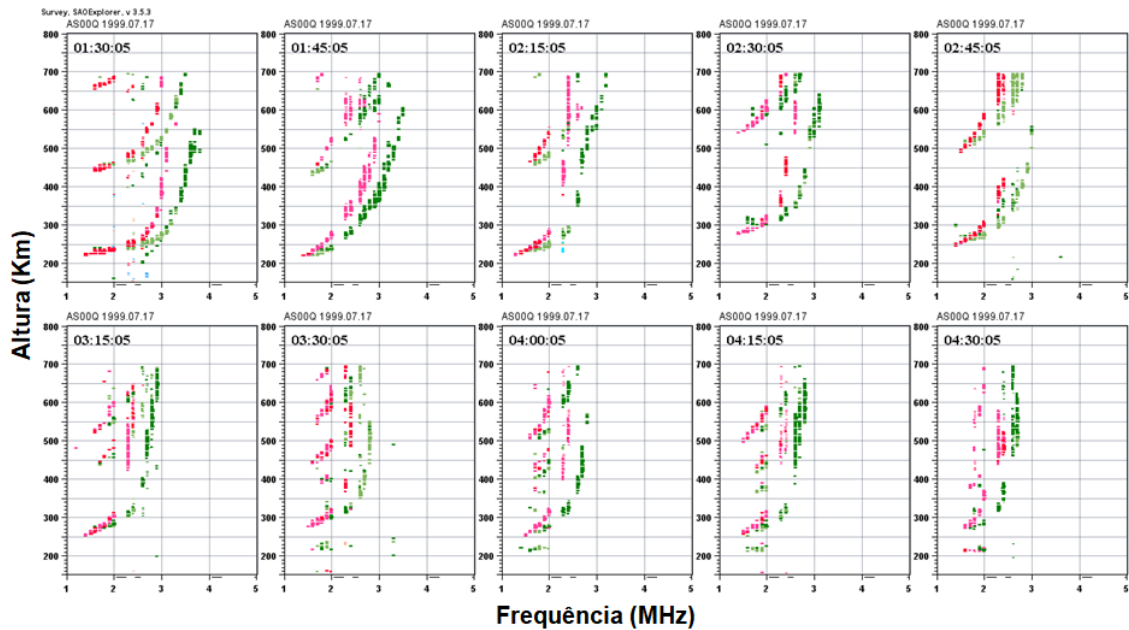


Figura 4.23: Continuação da sequência de ionogramas obtidos na noite de 16-17/07/1999 em Ascensão, mostrando *spread* F entre as 04:45 UT e as 07:00 UT.

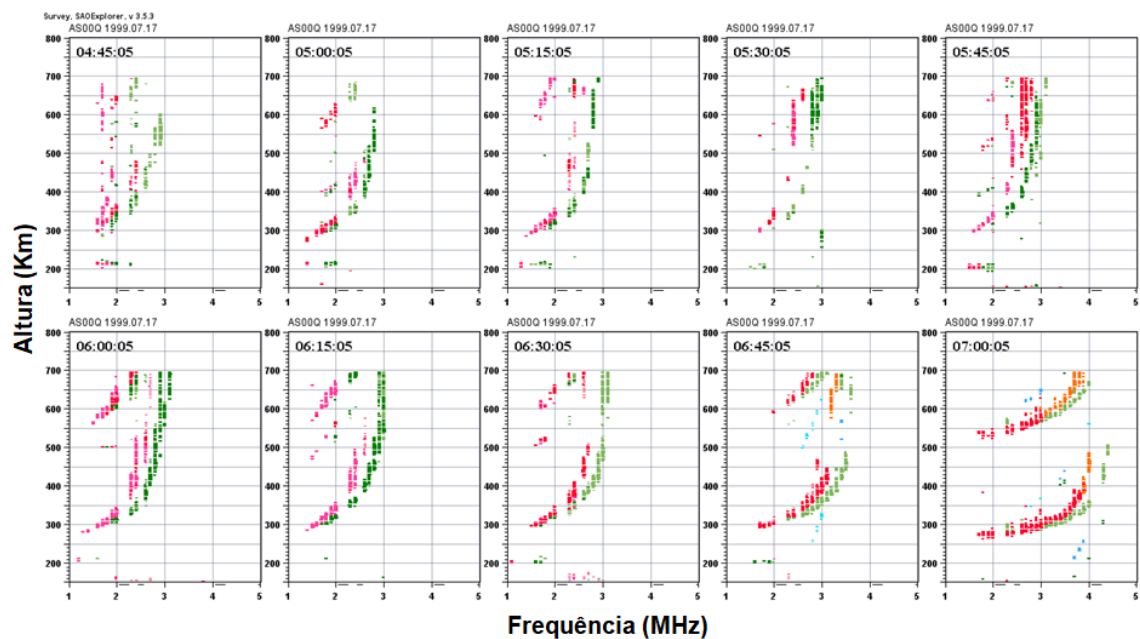


Figura 4.24: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 16-17/07/1999 em Porto Stanley, mostrando *spread* F das 22:00 UT às 23:00 UT e espalhamento fraco, das 01:30 UT às 01:59 UT.

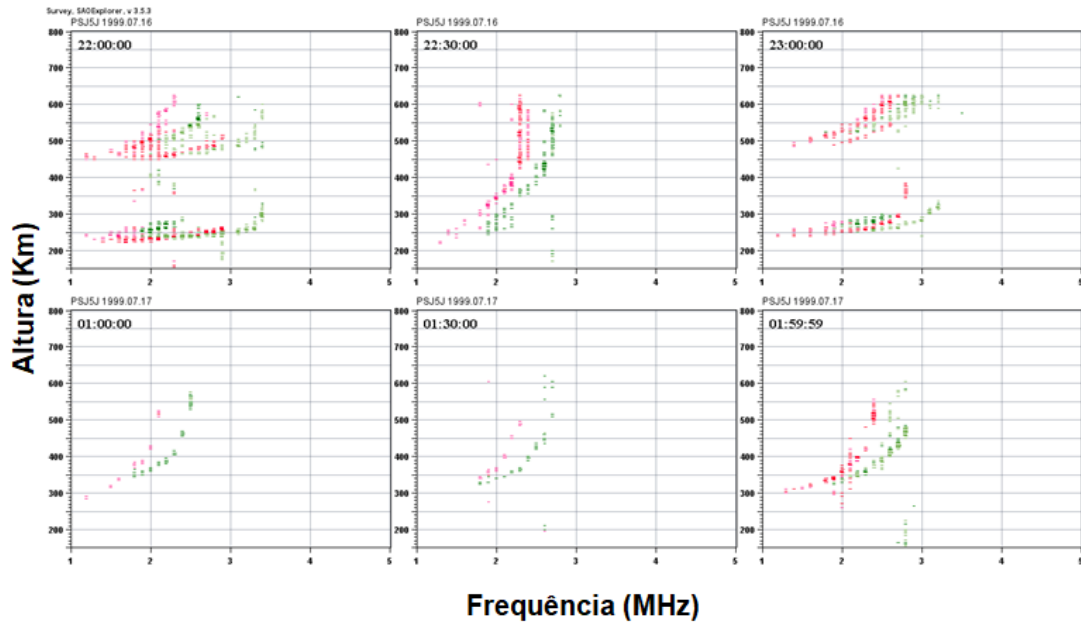
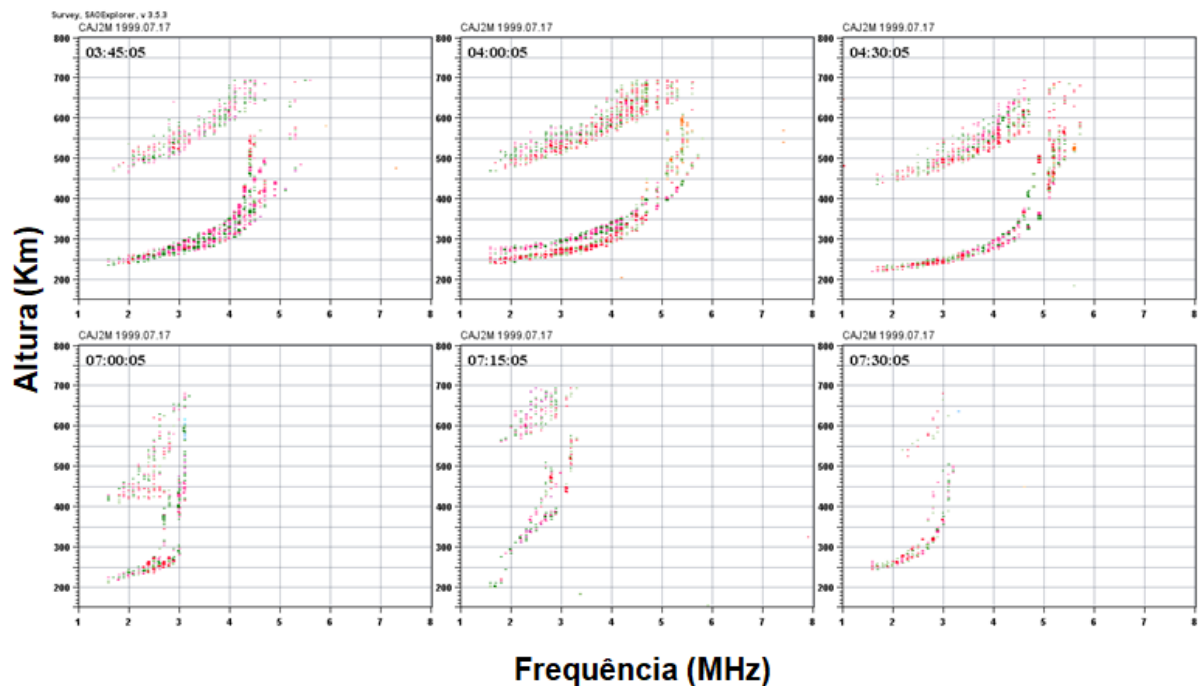


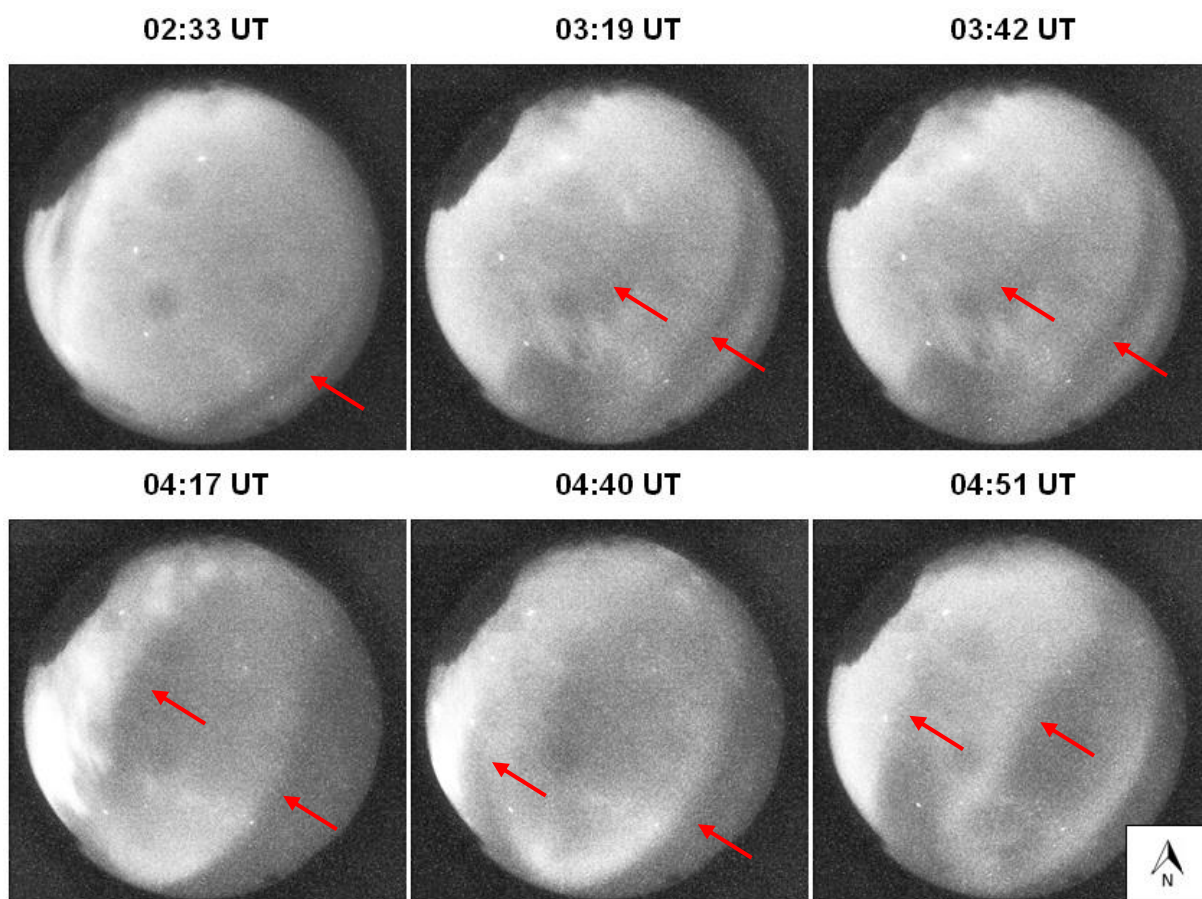
Figura 4.25: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 16-17/07/1999 em Cachoeira Paulista, mostrando *spread* F das 03:45 UT às 04:30 UT e das 07:00 UT às 07:30 UT, este último bem fraco.



4.1.4 Noite de 08-09/02/2010

Um conjunto de imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 08-09/02/2010 pelo imageador de Cachoeira Paulista é apresentado na Figura 4.26. O *MSTID* entra no campo de visão do imageador às 01:12 UT e apresenta no mínimo duas bandas escuras, alternadas por regiões claras. As bandas escuras passam pelo zênite às 03:42UT e às 04:40UT. Nessa noite, o imageamento é interrompido às 04:51 UT. Na coleta dos dados, o intervalo de tempo entre cada imagem é de 11 minutos.

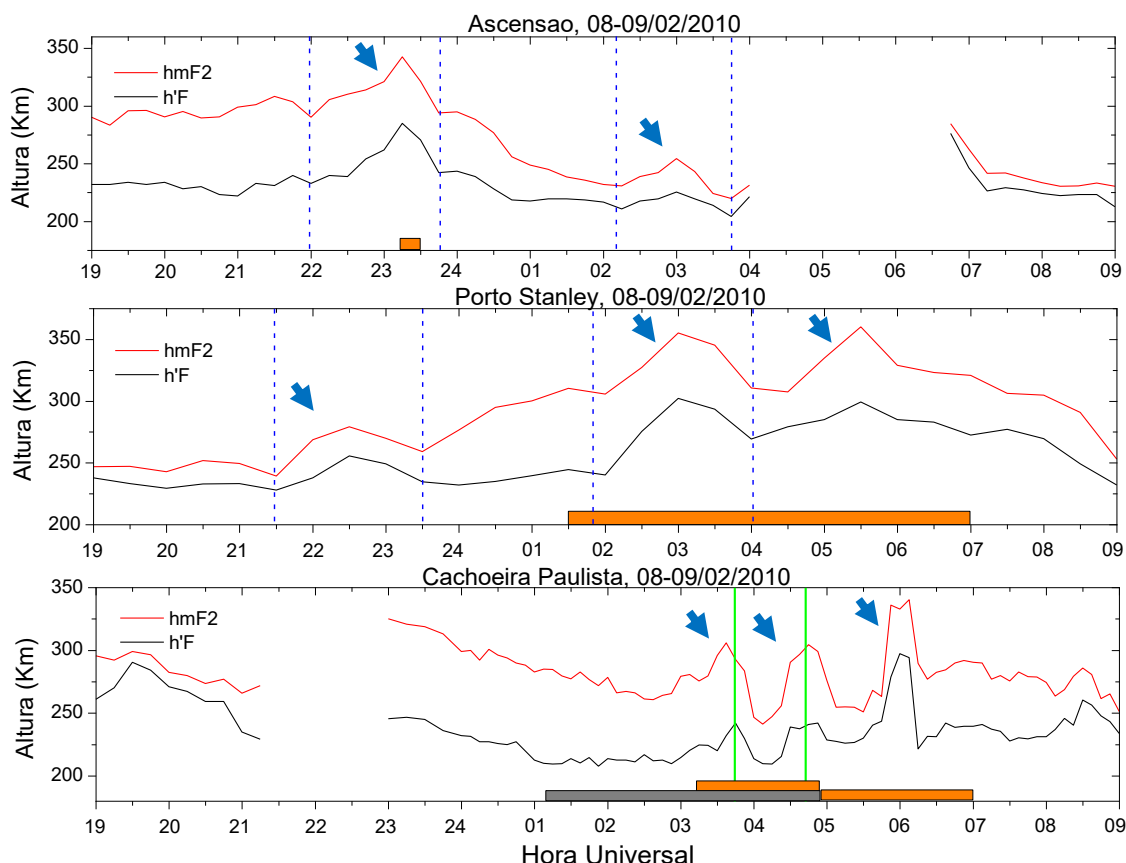
Figura 4.26: Sequência de imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 08-09/02/2010 pelo imageador de Cachoeira Paulista. As setas indicam as frentes de onda das bandas escuras.



A variação temporal dos parâmetros $h'F$ e $hmF2$, entre as 19:00 UT do dia 08/02/2010 e 09:00 UT do dia 09/02/2010 é apresentada na Figura 4.27. Para a digissonda de Ascensão, o intervalo de coleta de dados foi de 15 minutos. Para

digissonda de Porto Stanley foi de 30 minutos e para digissonda de Cachoeira Paulista foi de 7 minutos.

Figura 4.27: Variação temporal de $h'F$ e $hmF2$ entre 19:00 UT do dia 08/02/2010 e 09:00 UT do dia 09/02/2010. Os dados foram obtidos pelas digissondas de Ascensão, Porto Stanley e Cachoeira Paulista. A lógica é a mesma da Figura 4.2.

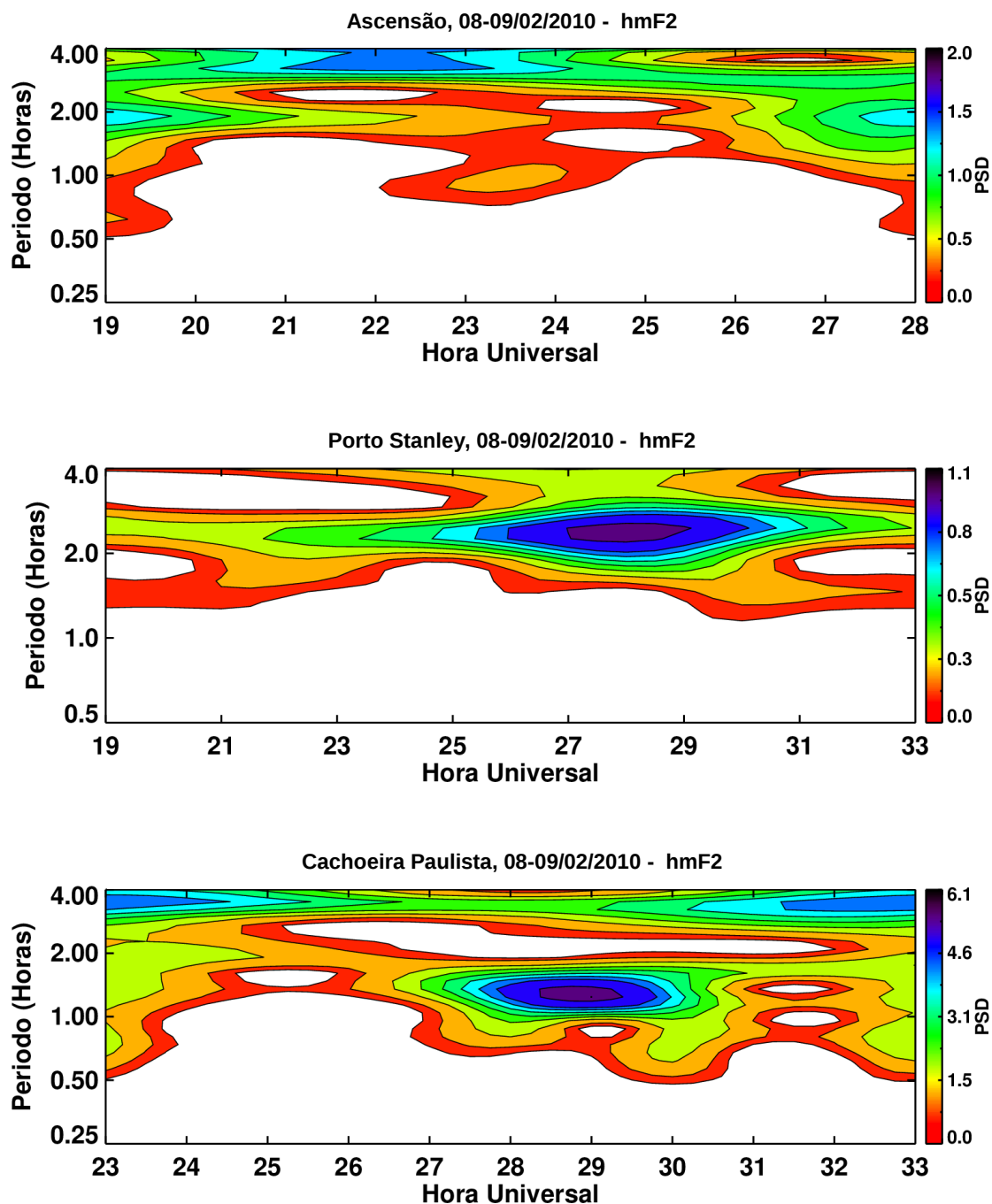


De acordo com a Figura 4.27, o primeiro pico observado em Ascensão, por volta das 23:30 UT possui amplitude maior, em relação ao observado em Porto Stanley por volta das 22:30. A partir das 23:30 a ionosfera de Ascensão decai em altura, enquanto a de Porto Stanley sobe. Os dados apresentam um pico simultâneo por volta das 03:00 UT. No entanto, a amplitude do pico de Porto Stanley é maior. A lacuna nos dados de Ascensão entre 04:00 UT e 06:45 UT foi causada pela diminuição da densidade da ionosfera, o que impossibilitou a redução dos parâmetros $h'F$ e $hmF2$. A lacuna nos dados de Cachoeira Paulista, entre 21:15 UT e 23:00 UT, foi causada por uma interrupção na operação da digissonda. Os dados da digissonda de Cachoeira Paulista apresentam vários picos a partir das 03:00 UT,

correspondentes à passagem do *MSTID* pelo campo de visão do imageador. Os zênites das bandas escuras (indicados pelo traço verde na Figura 4.25) foram as 03:42UT e as 04:40UT.

Os espectros obtidos a partir da aplicação da *wavelet* de Morlet ao parâmetro hmF2 são apresentados na Figura 4.28. Os dados de Ascensão mostram a presença de uma energia moderada à intensa entre 20:00 UT e 24:00 UT, com período entre 3 e 4 horas, correspondente ao primeiro pico observado pela digissonda. A partir das 03:00 UT (27 UT) observa-se uma energia moderada com período de 2 horas, que corresponde ao último pico observado pela digissonda. Porto Stanley apresenta uma oscilação fraca à moderada à partir das 22:00 UT, com período pouco maior do que 2 horas. A energia da oscilação cresce e se torna intensa entre 01:00 UT (25 UT) e 07:00 UT (31 UT). Em Cachoeira Paulista, observa-se a presença de uma energia espectral intensa entre 03:00 UT (27 UT) e 07:00 UT (31 UT), indicando a oscilação dos parâmetros h'F e hmF2 devido à passagem do *MSTID*, em conformidade temporal com a observação do evento no zênite do imageador.

Figura 4.28: Espectros obtidos com a aplicação da *wavelet* de Morlet aos dados de hmF2 da noite de 08-09/02/2010. Mesma lógica de apresentação da Figura 4.4.



4.1.4.1 Análise do comportamento dos picos

Os 2 picos de Ascensão (ASC), os 3 de Porto Stanley (PS) e os 3 de Cachoeira Paulista (CP) são apresentados na Figura 4.29. Os resultados de variação de $h'F$ ($\Delta h'F$), $hmF2$ ($\Delta hmF2$) e o comportamento de $foF2$ durante as elevações da região F são apresentados na Tabela 4.5.

Figura 4.29: Variação temporal dos parâmetros $foF2$ (curva azul), $h'F$ (curva preta) e $hmF2$ (curva vermelha) para a noite de 08-09/02/2010 para Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP). A lógica é a mesma da Figura 4.5.

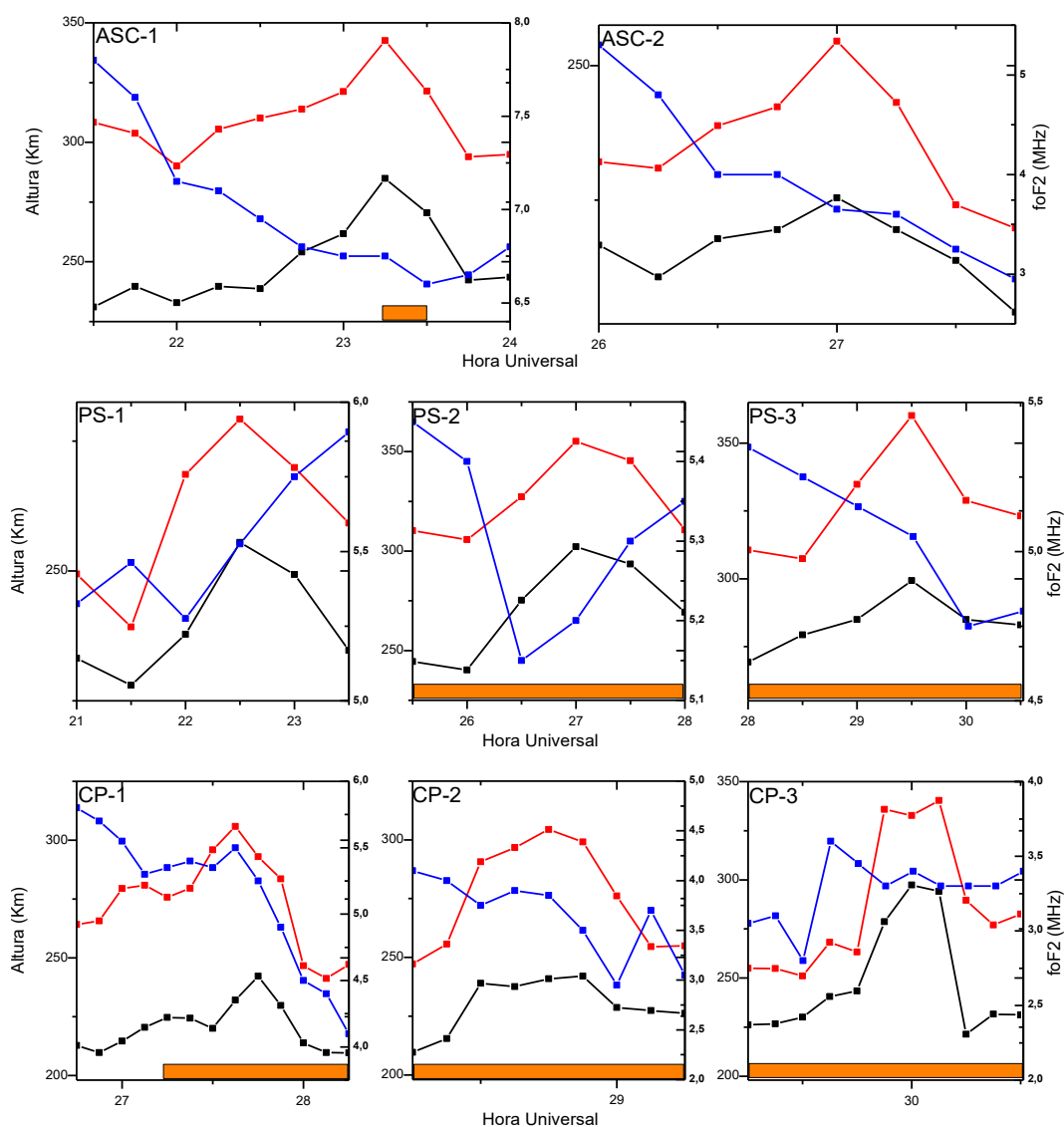


Tabela 4.5: Comportamento dos parâmetros das digisondas de Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP) durante a elevação da região F na noite de 08-09/02/2010.

Digisonda	Ascensão		Porto Stanley			Cachoeira Paulista		
Picos	ASC-1	ASC-2	PS-1	PS-2	PS-3	CP-1	CP-2	CP-3
foF2	diminui	aumenta	aumenta	diminui	diminui	diminui	diminui	aumenta
$\Delta h'F$ (km)	53	15	27	62	30	36	33	71
$\Delta hmF2$ (km)	52	24	40	49	53	41	57	89
Intervalo do <i>spread F</i> (tipo)	23:15 UT-23:30 UT (tipo frequência)		01:30 UT-06:59 UT (tipo frequência)			03:15 UT as 07:00 UT (tipo frequência/tipo <i>range</i>)		

Os intervalos de ocorrência de *spread F* para as digisondas de Ascensão, Porto Stanley e Cachoeira Paulista, são mostrados nas Figuras 4.30, 4.31, 4.32 e 4.33. Na Figura 4.33, é possível visualizar a presença de reflexão da camada E esporádica nos ionogramas, entre 05:15 UT e 05:45 UT, o que dificulta a avaliação do tipo de *spread F* ocorrido no intervalo.

Figura 4.30: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 08-09/02/2010 em Ascensão, mostrando *spread* F fraco das 23:15 UT às 23:30 UT.

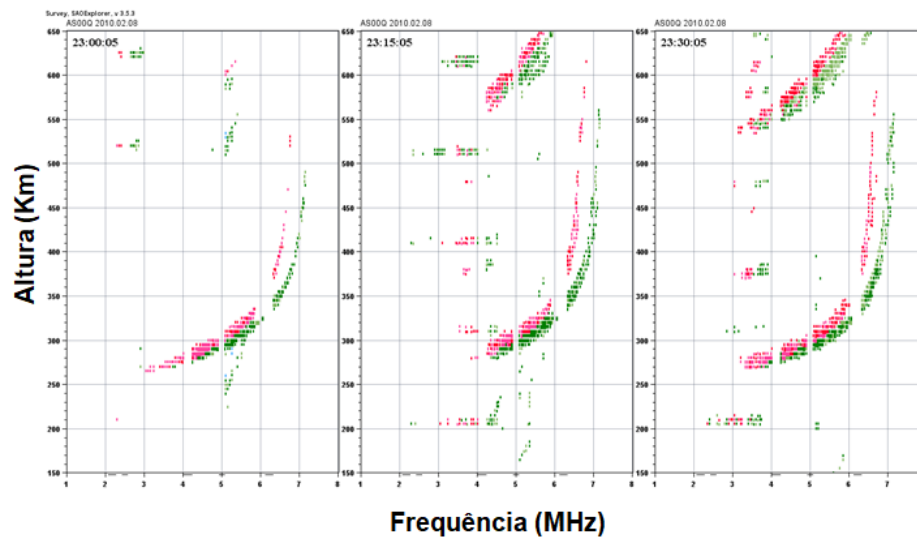


Figura 4.31: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 08-09/02/2010 em Porto Stanley, mostrando *spread* F fraco das 01:30 UT às 02:00 UT e a partir das 02:30 UT, um *spread* F intenso até as 06:59 UT.

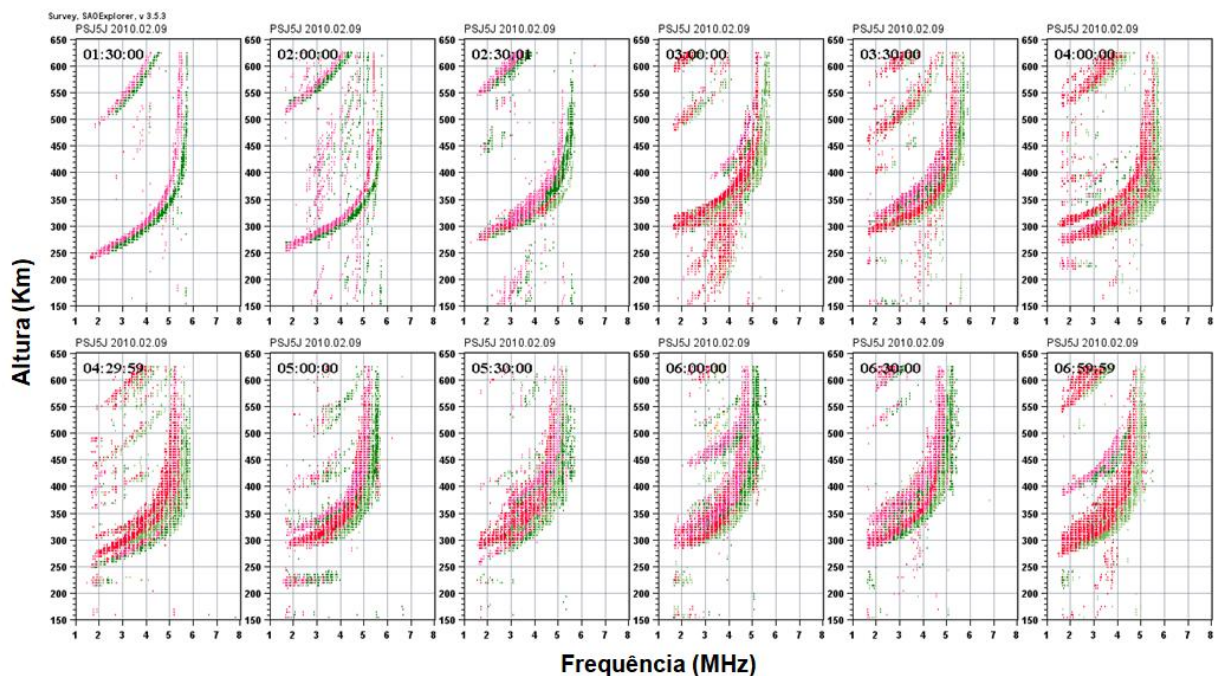


Figura 4.32: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 08-09/02/2010 em Cachoeira Paulista, mostrando *spread* F intenso do tipo frequência das 03:15 UT às 05:00 UT.

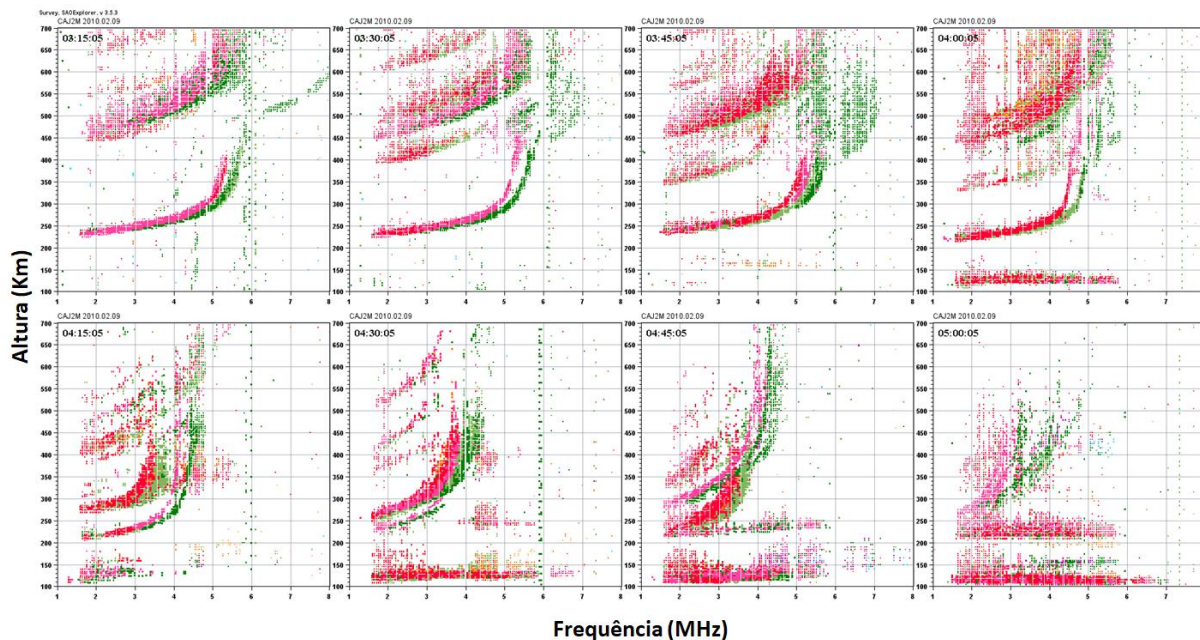
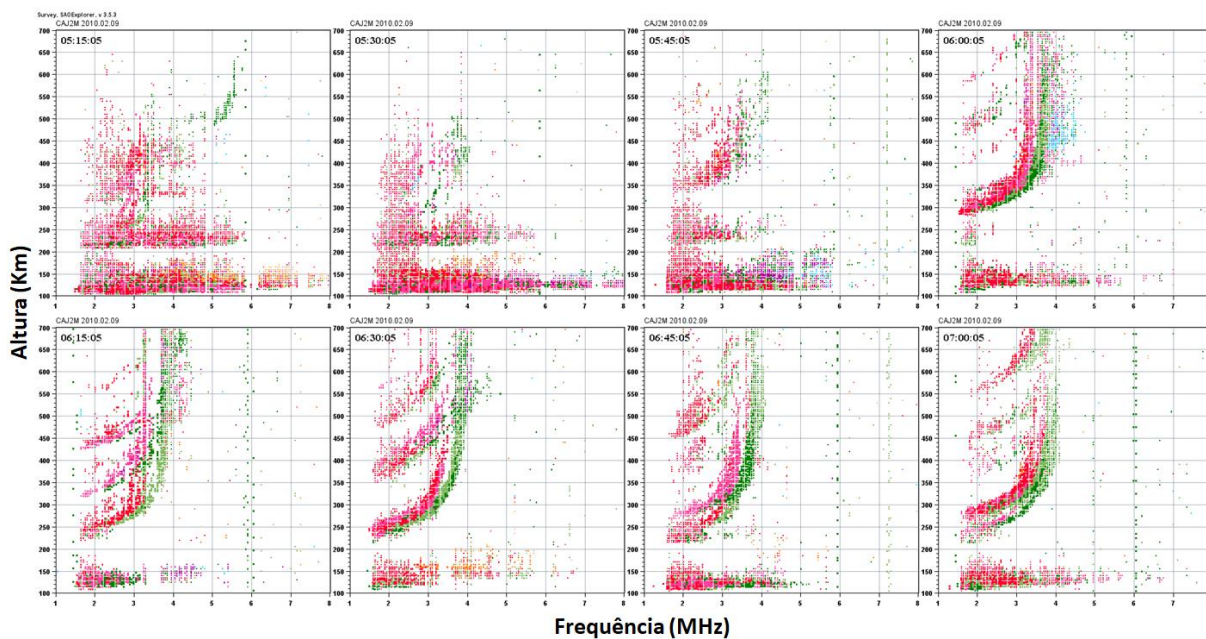


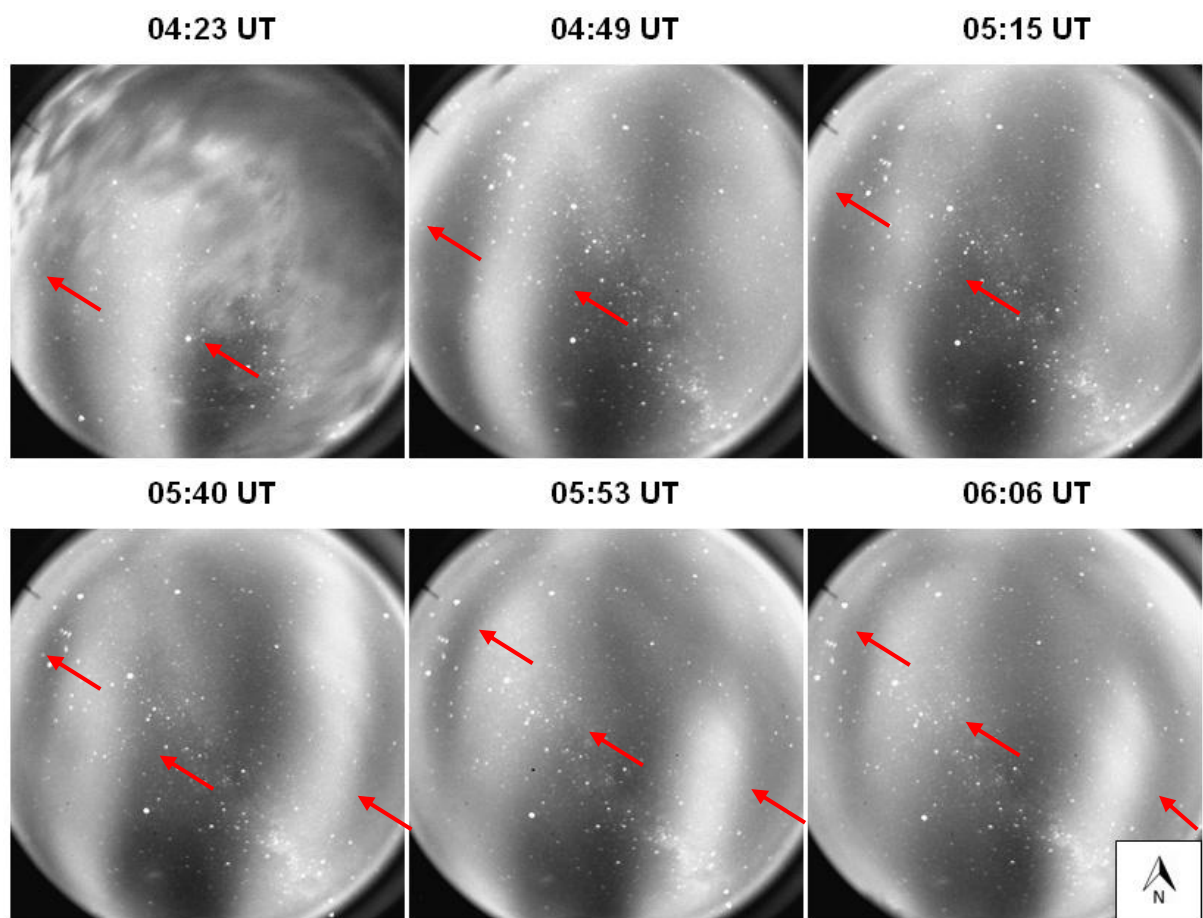
Figura 4.33: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 08-09/02/2010 em Cachoeira Paulista, mostrando *spread* F intenso das 05:15 UT às 07:00 UT. O *spread* F é tipo frequência, com exceção das 05:15 UT às 05:45 UT, onde o espalhamento parece ser do tipo *range* (espalhamento em altura).



4.1.5 Noite de 26-27/12/2011

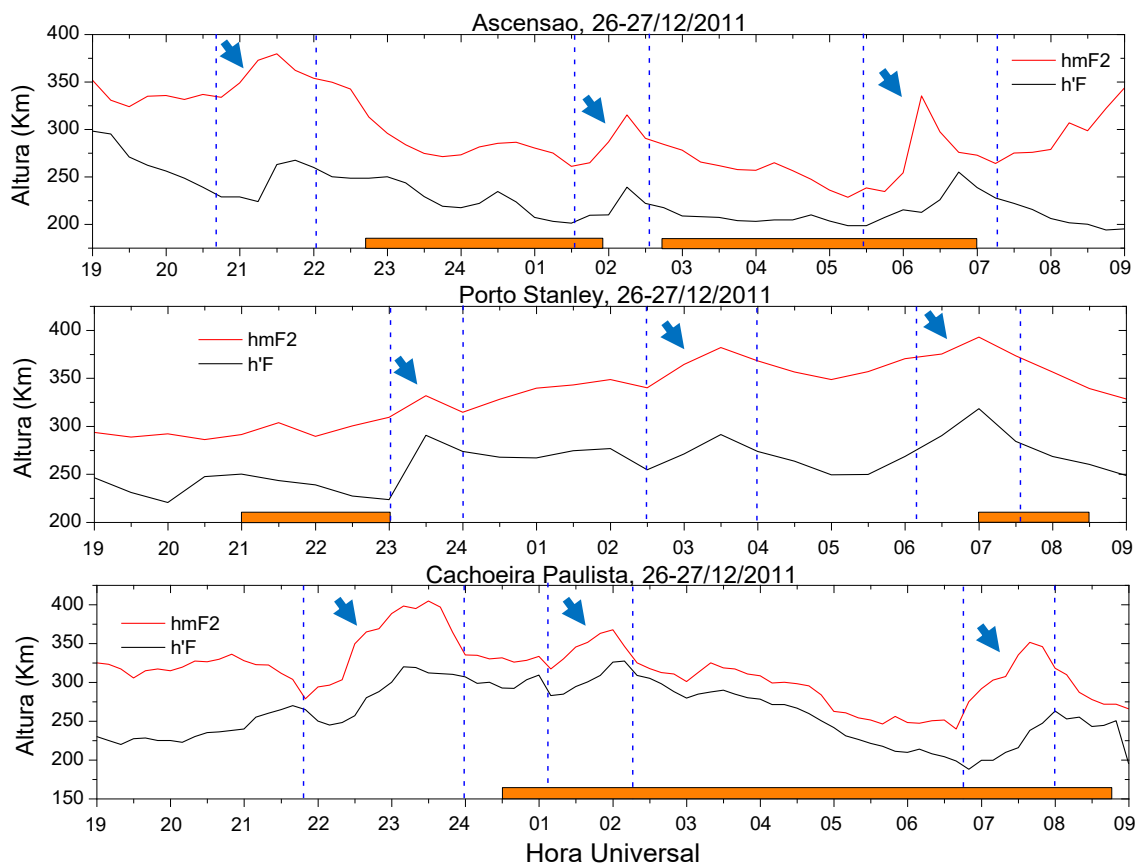
Um conjunto de imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 26-27/12/2011 pelo imageador de São Martinho da Serra é apresentado na Figura 4.34. A noite apresentou cobertura de nuvens, dificultando a identificação do horário de entrada do *MSTID* no campo de visão do imageador. A partir das 04:23 UT é possível visualizar o *MSTID* já dentro do campo de visão do imageador. O evento apresenta no mínimo três bandas escuras, alternadas por regiões mais claras. As bandas escuras atingem o zênite às 4:49UT, 05:27 UT e 06:19UT. Durante a coleta dos dados, o intervalo de tempo entre cada imagem é de 12 minutos.

Figura 4.34: Sequência de imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 26-27/12/2011 pelo imageador de São Martinho da Serra. As setas indicam as frentes de onda das bandas escuras.



A variação temporal dos parâmetros $h'F$ e $hmF2$, entre as 19:00 UT do dia 26/12/2011 e 09:00 UT do dia 27/12/2011 é apresentada na Figura 4.35. Para Ascensão, o intervalo de coleta de dados foi de 15 minutos. Para a digissonda de Porto Stanley, foi de 30 minutos e para digissonda de Cachoeira Paulista foi de 7 minutos. A Figura 4.36 apresenta os espectros obtidos a partir da aplicação da *wavelet* de Morlet ao parâmetro $hmF2$.

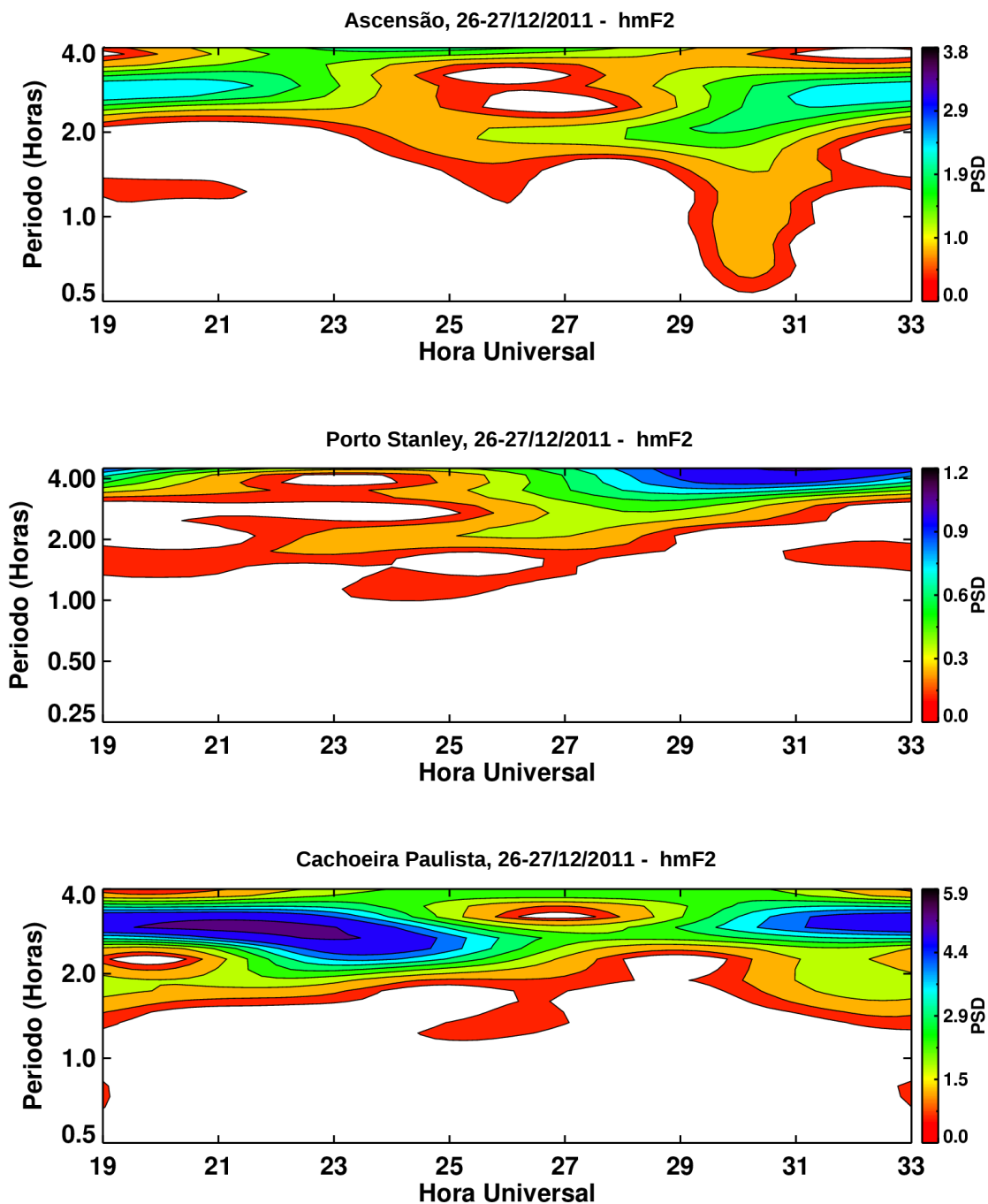
Figura 4.35: Variação temporal de $h'F$ e $hmF2$ entre 19:00 UT do dia 26/12/2011 e 09:00 UT do dia 27/12/2011. Os dados foram obtidos pelas digissondas de Ascensão, Porto Stanley e Cachoeira Paulista. A lógica é a mesma da Figura 4.2.



De acordo com a Figura 4.35, Ascensão e Porto Stanley apresentaram três subidas abruptas da região F. O primeiro pico foi observado por volta das 21:00 UT em Ascensão e a partir das 23:00 UT em Porto Stanley. O segundo pico foi observado em torno das 02:00 UT em Ascensão e a partir das 02:30 em Porto Stanley. O terceiro pico foi observado com uma diferença de 45 minutos entre Ascensão e

Porto Stanley, considerando o horário em que hmF2 atingiu seu valor máximo. Foi observado as 06:15 em Ascensão e as 07:00 UT em Porto Stanley.

Figura 4.36: Espectros obtidos com a aplicação da *wavelet* de Morlet aos dados de hmF2 da noite de 26-27/12/2011. Mesma lógica de apresentação da Figura 4.4.



Conforme a Figura 4.36, em Ascensão verifica-se a presença de oscilação com período de 3 horas entre 19:00 e 23:00 UT e energia espectral moderada. Pouco antes das 02:00 UT (26 UT) até as 09:00 UT (33 UT) é possível visualizar a presença de uma oscilação com energia espectral moderada com um período que começa com 2 horas e aumenta um pouco ao longo do tempo, até atingir 3 horas. Porto Stanley demonstra uma oscilação com energia espectral fraca e período de 2 horas entre 22:00 UT e 01:00 UT (25 UT). Depois da 01:00 UT, a oscilação se torna mais forte, com períodos maiores, acima de 3 horas. Em Cachoeira Paulista, ocorre uma energia espectral forte entre 19:00 UT e 02:00 UT (26 UT), com período de 3 horas. Entre 05:00 UT (29 UT) e 09:00 UT (33 UT) outra oscilação com energia espectral intensa é observada. Seu período é de 3 horas.

4.1.5.1 Análise do comportamento dos picos

Os 3 picos de Ascensão (ASC), os 3 picos de Porto Stanley (PS) e os 3 picos de Cachoeira Paulista (CP) são apresentados na Figura 4.37. Os resultados de variação de $h'F$ ($\Delta h'F$), $hmF2$ ($\Delta hmF2$) e o comportamento de $foF2$ durante a elevação da região F são apresentados na Tabela 4.6.

Figura 4.37: Variação temporal dos parâmetros foF2 (curva azul), h'F (curva preta) e hmF2 (curva vermelha) para a noite de 08-09/02/2010 para Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP). A lógica é a mesma da Figura 4.5.

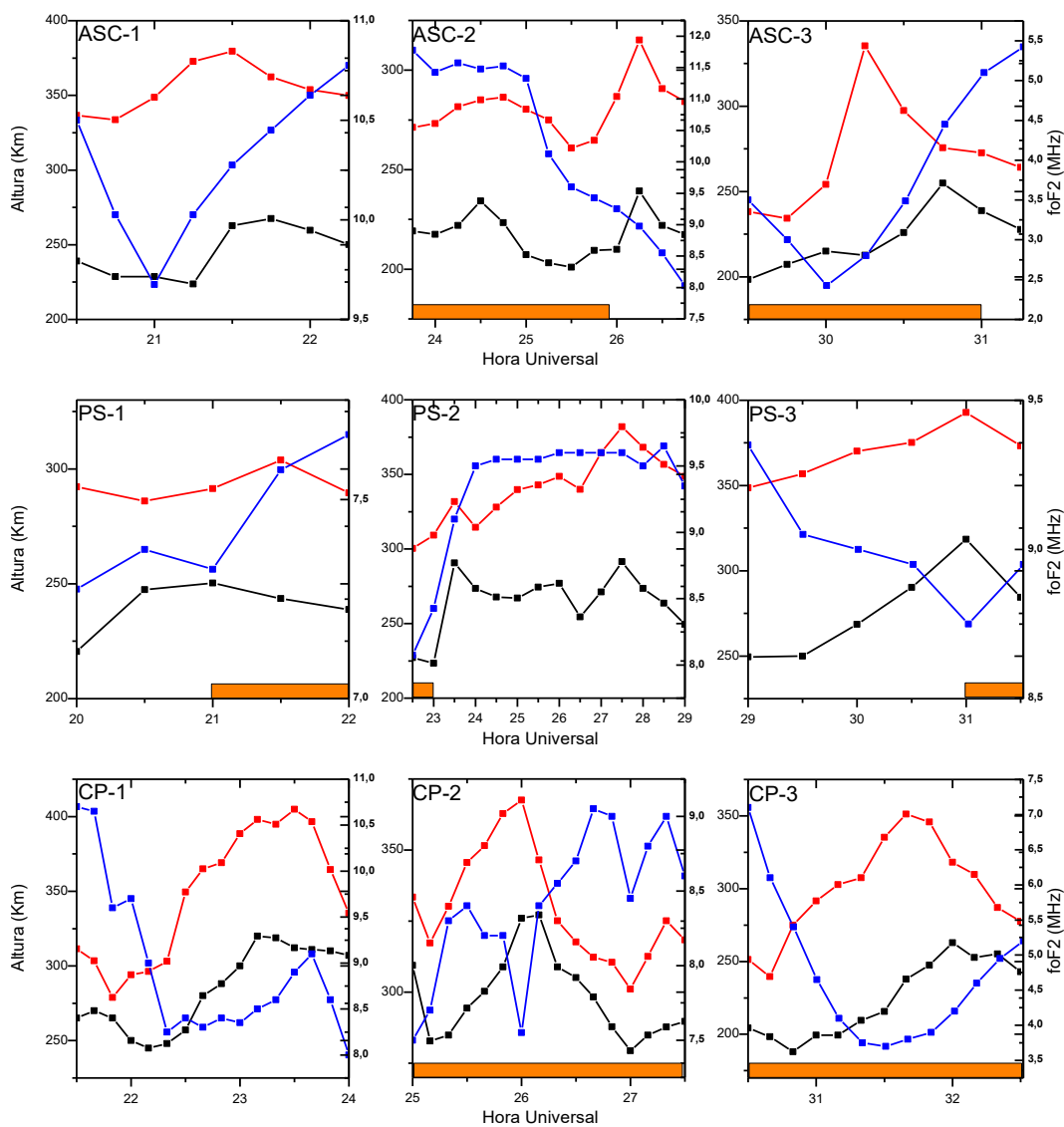


Tabela 4.6: Comportamento dos parâmetros das digisondas de Ascensão (ASC), Porto Stanley (PS) e Cachoeira Paulista (CP) durante a elevação da região F na noite de 26-27/12/2011.

Digissonda	Ascensão			Porto Stanley			Cachoeira Paulista		
Picos	ASC-1	ASC-2	ASC-3	PS-1	PS-2	PS-3	CP-1	CP-2	CP-3
foF2	diminui	diminui	aumenta	aumenta	aumenta	diminui	diminui	aumenta	diminui
$\Delta h'F$ (km)	39	38	56	30	68	69	75	45	74
$\Delta hmF2$ (km)	46	55	101	17	81	44	126	50	100
Intervalo do <i>spread</i> F (tipo)	22:43 UT-01:55 UT/ 02:45 UT-07:00 UT (tipo frequência/ tipo <i>range</i>)			21:00 UT as 23:00 UT/ 07:00 UT 08:30 UT (tipo frequência)			00:30 UT-08:40 UT (tipo frequência/tipo <i>range</i>)		

Os intervalos de ocorrência de *spread* F para as digisondas de Ascensão, Porto Stanley e Cachoeira Paulista, são mostrados nas Figuras 4.38 à 4.42. Nesta noite, ocorreu forte *spread* F tipo *range* no sinal da digissonda de Ascensão (até 05:30 UT) e um *spread* F tipo *range* mais fraco no sinal da digissonda de Cachoeira Paulista (até as 06:00 UT). Depois, ambos os sinais das digisondas mostraram *spread* F do tipo frequência. É possível supor que uma bolha de plasma tenha se propagado em regiões próximas do Equador Magnético, sobre Cachoeira Paulista e Ascensão no início da noite. Após às 05:30 UT em Ascensão e após às 06:00 UT em Cachoeira Paulista, o *spread* F do sinal foi do tipo frequência, associado com a subida abrupta do plasma, conforme pode ser visualizado nas Figuras 4.35 e 4.37. Esta é a assinatura típica da propagação do *MSTID* pelo zênite da digissonda.

Figura 4.38: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 26-27-12/2011 em Ascensão, mostrando intenso *spread F* entre as 02:45 UT e as 04:45 UT.

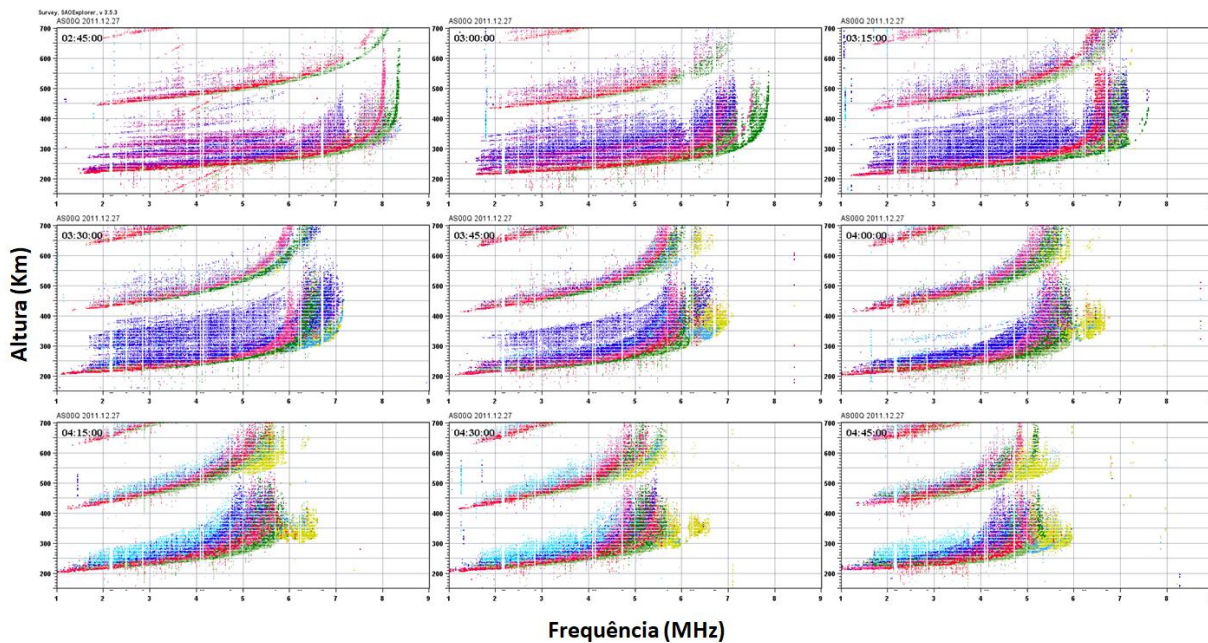


Figura 4.39: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 26-27-12/2011 em Ascensão, mostrando *spread F* entre as 05:00 UT e as 07:00 UT. Ocorre espalhamento em altura (tipo *range*) até as 05:30 UT.

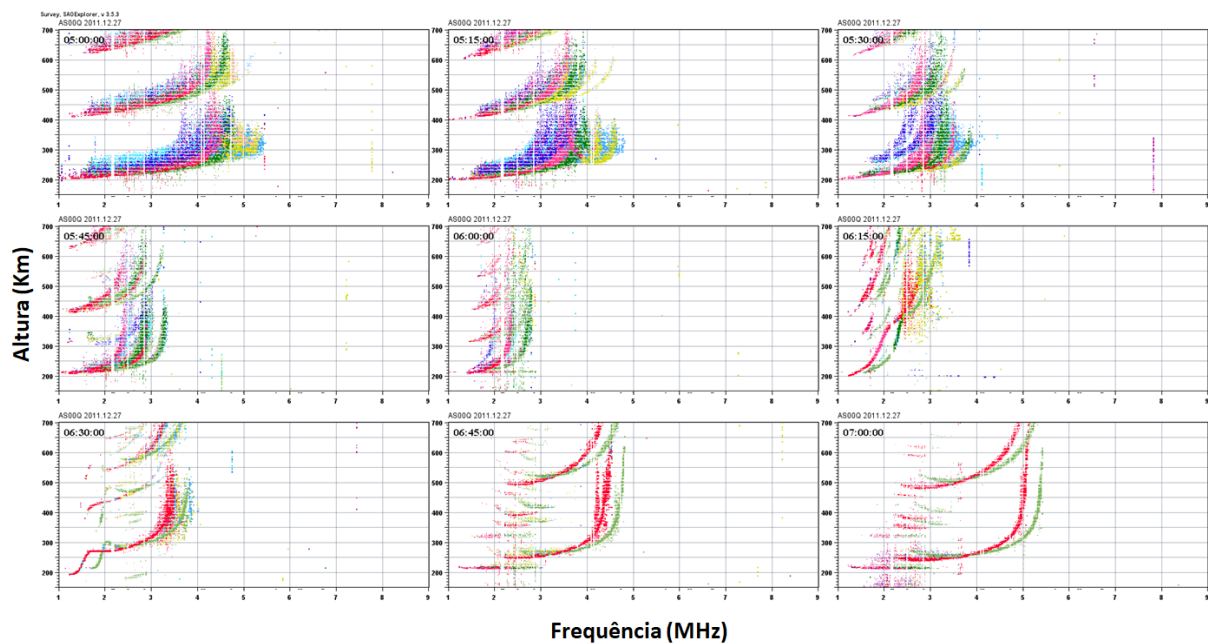


Figura 4.40: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 26-27-12/2011 em Porto Stanley, mostrando fraco *spread* F entre as 21:00 UT e as 23:00 UT e das 07:00 UT às 08:30 UT.

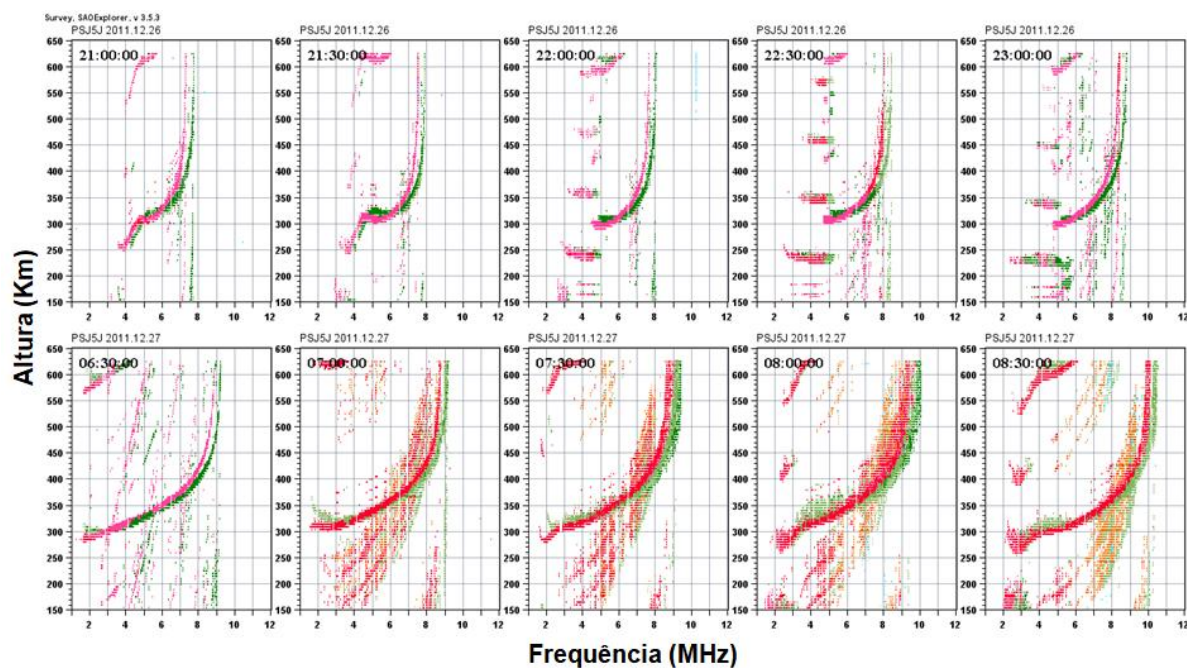


Figura 4.41: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 26-27-12/2011 em Cachoeira Paulista, mostrando *spread F* tipo *range* entre as 00:30 UT e 04:30 UT.

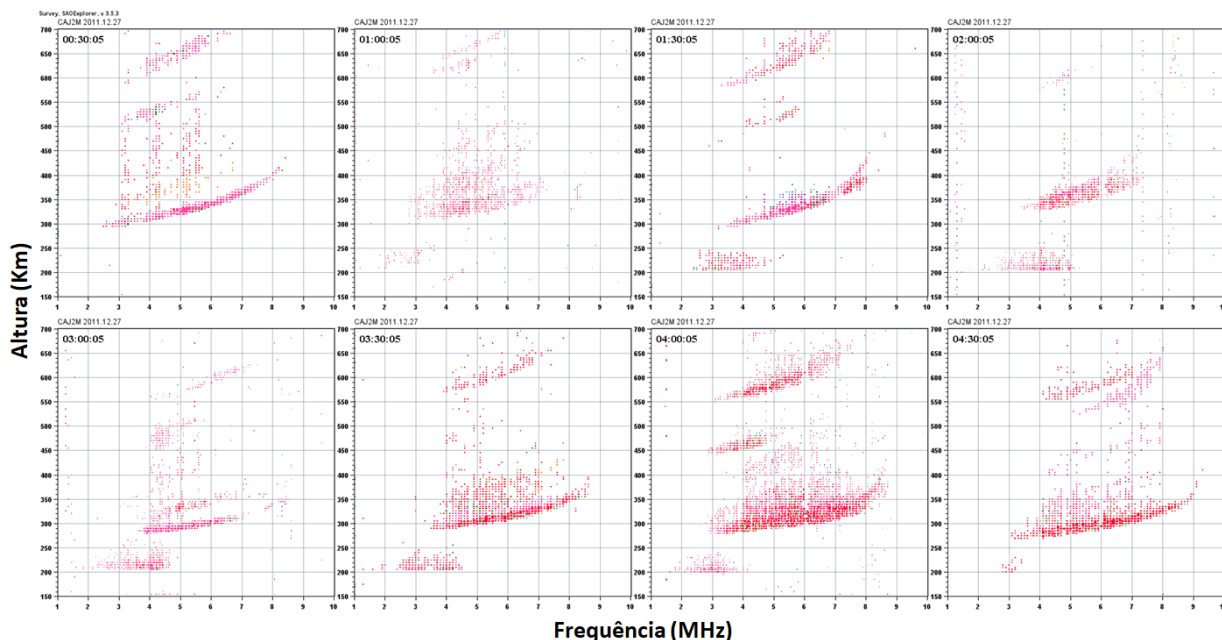
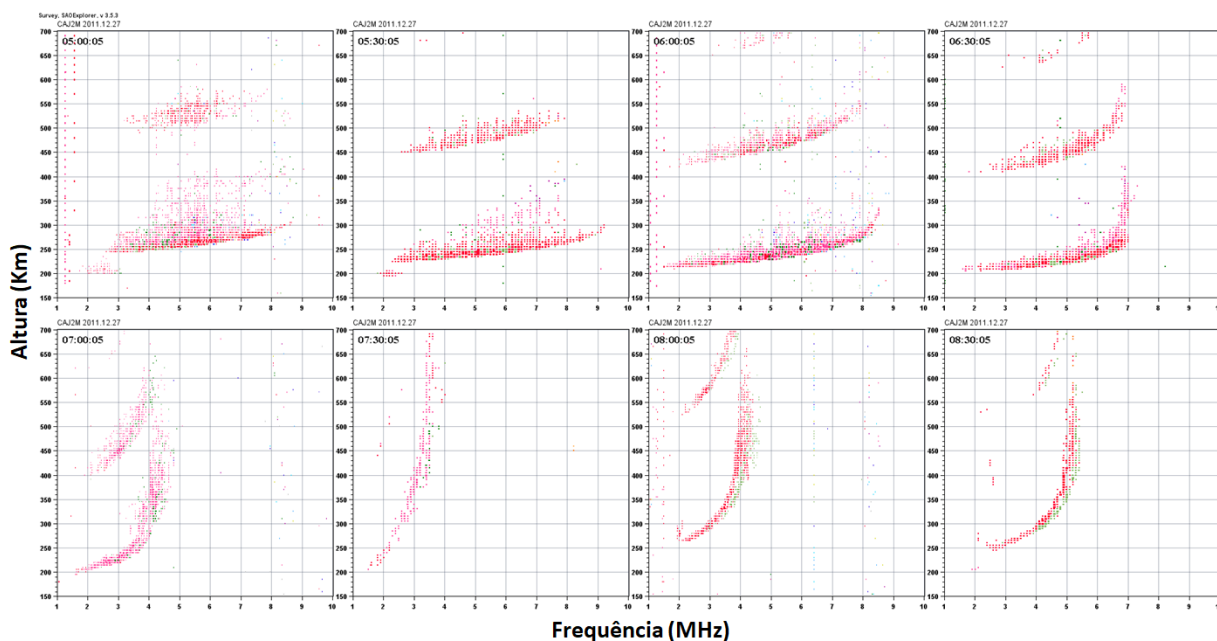


Figura 4.42: Sequência de ionogramas obtidos na noite de 26-27-12/2011 em Cachoeira Paulista, mostrando *spread F* entre as 05:00 UT e 08:30 UT. O espalhamento em altura predomina até as 06:00 UT. A partir das 06:30, ocorre espalhamento em frequência.



4.1.6 Discussão dos resultados

A subida abrupta da região F, representada pelos picos na altura virtual da base ($h'F$) e da altura do pico da densidade eletrônica na ionosfera ($hmF2$) é o principal indicativo da propagação dos *MSTIDs* pelo zênite da digissonda. A passagem do *MSTID* pode estar associada ao *spread* F, em geral do tipo frequência, mas nem todo *MSTID* causa espalhamento. Estes resultados foram reportados por diversos trabalhos, tanto em médias latitudes (BOWMAN, 1991), como em baixas latitudes (PIMENTA *et al.*, 2008a; AMORIM *et al.*, 2011). A subida da região F da ionosfera é causada por $\vec{E}_p \times \vec{B}$, onde $\vec{E}_p$ é o campo elétrico de polarização associado à estrutura do *MSTID*.

Dos 115 casos de *MSTIDs* com propagação para Noroeste catalogados, foram encontrados e apresentados 5 casos de ocorrência simultânea de picos nos parâmetros $h'F$ e $hmF2$ obtidos pelas digissondas de Ascensão e Porto Stanley. Na sequência, foram observados picos pela digissonda de Cachoeira Paulista no mesmo intervalo de tempo em que foi observado o *MSTID* nas imagens da emissão OI 630, 0 nm obtidas pelo imageador de Cachoeira Paulista. No caso da noite de 26-27/12/2011, o *MSTID* foi observado com o imageador de São Martinho da Serra. Os picos observados em Cachoeira Paulista possivelmente são os mesmos observados previamente em Ascensão e Porto Stanley, evidenciando a propagação do *MSTID* pela ionosfera.

Os resultados experimentais indicam que os *MSTIDs* foram gerados a partir de latitudes médias e se propagaram para Noroeste, atingindo simultaneamente Porto Stanley e Ascensão. E posteriormente, atingiram o campo de visão dos imageadores de São Martinho da Serra ou Cachoeira Paulista.

A observação dos picos de $h'F$ e $hmF2$ em Ascensão e Porto Stanley foi, em geral, simultânea. Entretanto, boa parte dos dados de Porto Stanley tem resolução temporal de 30 minutos, o que prejudica a avaliação mais precisa da evolução dos parâmetros $h'F$ e $hmF2$.

Considerando como base o instante onde hmF2 atingiu seu valor máximo, os picos foram observados com diferença temporal que variou entre 0 (elevação registrada no mesmo instante) e 2 horas. Na noite de 02-03/07/2005, o primeiro pico foi observado exatamente no mesmo instante em Ascensão e Porto Stanley, assim como o terceiro pico da noite de 13-14/07/1999 e o segundo pico da noite de 08-09/02/2010. As diferenças chegaram a ser de 15 minutos, como no segundo pico da noite de 13-14/07/1999 até 1,5 h. O valor máximo de diferença foi de 2 h, na noite de 16-17/07/1999, na observação do terceiro pico de Ascensão, que corresponde ao segundo pico de Porto Stanley e na noite de 26-27/12/2011, na observação do primeiro pico.

É importante ressaltar que o horário local de Ascensão é o mesmo de Greenwich (UT- Hora Universal), sendo três horas adiantado em relação ao horário local de Porto Stanley e Cachoeira Paulista, que estão no mesmo fuso horário. Quando Ascensão estiver próximo do terminador, a densidade eletrônica e o comportamento da ionosfera diferem da ionosfera sobre Porto Stanley e Cachoeira Paulista. Entretanto, os picos foram observados durante o período noturno em Ascensão. O mais próximo do terminador foi observado às 06:30 LT, em Ascensão. A maioria dos picos foi observada precedida de uma pequena descida na região F, o que concorda com resultados de Bowman (1990; 1991; 1992)

Os valores de $\Delta h'F$ variaram entre 15 km (Ascensão, noite de 08-09/02/2010) e 174 km (Cachoeira Paulista, noite de 02-03/07/2005). Os valores de $\Delta hmF2$ variaram entre 17 km (Porto Stanley, noite de 26-27/12/2011) e 178 km (Cachoeira Paulista, noite de 02-03/07/2005). Os picos de Cachoeira Paulista se mostraram na maior parte dos casos com maior amplitude, em relação aos de Ascensão e Porto Stanley, como por exemplo, os picos das noites de 16-17/07/1999, o último pico da noite de 02-03/07/2005 e os picos da noite de 13-14/07/1999 e de 08-09/02/2010. O trabalho de Bowman (1990) verificou que a passagem de *MSTIDs* provoca variações próximas de 50 km no parâmetro h'F. Candido (2008) relatou variações de até 70 km para h'F.

As análises de *wavelet* aplicadas ao parâmetro hmF2, mostraram a presença de energias espectrais mais intensas para períodos que variaram entre 1,5 horas e 4 horas. Os períodos observados estão em acordo com os previstos na literatura, que variam de 30 minutos a poucas horas (Garcia *et al.*, 2000a; Shiokawa *et al.*, 2003). Pimenta *et al.* (2008a) relatou a observação de *MSTIDs* no setor Brasileiro com períodos superiores a 4 horas e comprimento de onda acima de 3000 km em período geomagneticamente calmo.

Em geral, os períodos se repetiram em Ascensão e Porto Stanley e coincidiram com os picos visualmente observados em hmF2. Nos dados de Cachoeira Paulista, os picos de energia espectral coincidiram com o período de observação do *MSTID* nas imagens da emissão OI 630,0 nm e, logicamente, com os picos observados nos parâmetros h'F e hmF2.

O parâmetro foF2 diminuiu durante a elevação da região F em 54% dos casos. Amorim *et al.*, (2011) e Candido (2008) relataram que foF2 apresentou decréscimo na maioria dos casos de passagem do *MSTID*, mas também reportaram casos em que o parâmetro aumentou. Este fato não afeta os resultados, visto que foF2 está relacionado à densidade eletrônica no pico da região F e a propagação do *MSTID* ocorre em altitudes mais próximas da base da região F. Isso é evidenciado pela observação do fenômeno pelo imageamento da emissão OI 630,0 nm. O processo de recombinação dissociativa que dá origem à emissão OI 630,0 nm ocorre em altitudes na base da camada F e é dependente tanto da densidade eletrônica como dos movimentos verticais do plasma da região F.

Nos casos relatados, foi observado que os picos estiveram associados com o *spread* F, predominantemente do tipo frequência e em muitos casos de fraca intensidade. O *spread* F ocorreu muitas vezes pouco antes da elevação da região F. Mas também ocorreu durante as fases de elevação e descida da região F. Entretanto, nem todos os picos estiveram associados ao espalhamento do sinal da digisonda. O *spread* F do tipo frequência ocorre devido à irregularidades na base da região F, sendo visto nos ionogramas como múltiplos ecos em frequências mais altas. O espalhamento ocorreu tanto durante o aumento, quanto durante o decréscimo de foF2.

Bowman (1990, 1991, 1992) estudou a relação entre a ocorrência de *spread F* e *MSTIDs* em baixas e médias latitudes no setor Japonês e Australiano. Os trabalhos atribuem a ocorrência ou não de *spread F* à amplitude das ondas de gravidade e dos *MSTIDs* associados a elas, sendo que ondas que atingem alturas mais altas da ionosfera geralmente apresentam maior amplitude, sendo mais efetivas na produção de *spread F* quando a camada está mais elevada.

Bowman (1992) argumenta que o *spread F* associado aos *MSTIDs* ocorre devido à reflexão das ondas de rádio da digissonda por superfícies isoiônicas inclinadas ou por gradientes horizontais na densidade do plasma ionosférico produzidas pela passagem de *MSTIDs*. O trabalho mostrou que, quando a região F não está tão elevada, em torno de 250 a 300 km, a densidade de partículas neutras exerce influência na amplitude das ondas, podendo também provocar *spread F*. A diferença entre o *spread F* observado em alturas mais baixas ou mais elevadas da ionosfera está relacionada à inclinação das superfícies isoiônicas dos *MSTIDs*.

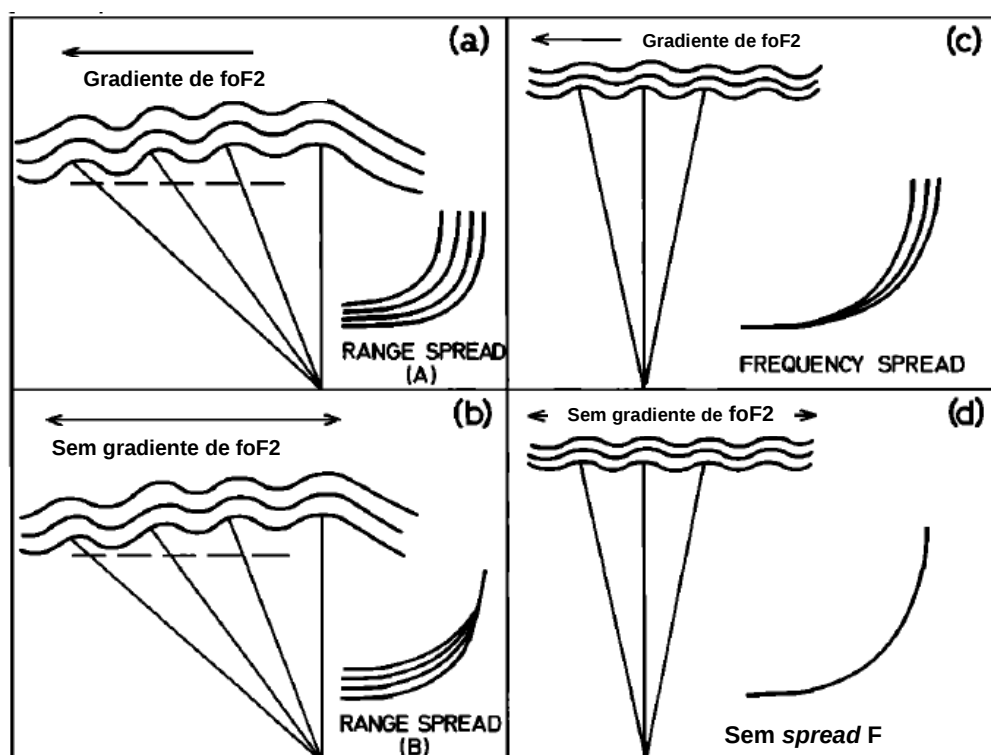
Ainda de acordo com Bowman (1992), em alturas mais elevadas, os *MSTIDs* gerados pela propagação de ondas de gravidade pela ionosfera apresentam amplitude maior e a sua superfície isoiônica é mais inclinada. Nesse caso, o mais provável é o espalhamento em altura (*spread F* tipo *range*). O gradiente horizontal na densidade do plasma é necessário, conforme mostra a Figura 4.43a.

O *spread F* tipo frequência (*frequency spread F*) ocorre com maior probabilidade em altitudes mais baixas, como na base da camada F, onde as superfícies isoiônicas não apresentam inclinações tão severas. Nesse caso, também deve haver gradiente horizontal na densidade do plasma ionosférico, que ocorre no caso da estrutura do *MSTID*. Essa situação é representada na Figura 4.43c. Por outro lado, quando não ocorre gradiente horizontal de densidade eletrônica, não é observado o *spread F* do tipo frequência, conforme mostra a Figura 4.43b e 4.43d. Mesmo com um gradiente fraco na densidade eletrônica, o *spread F* do tipo frequência pode não ocorrer.

Os resultados deste trabalho mostram que alguns dos picos observados na série temporal de $h'F$ e $hmF2$ não estão associados aos espalhamentos do sinal da

digisonda e, em alguns casos, o espalhamento é fraco. O trabalho de Shiokawa *et al.* (2003) apresentou um estudo estatístico de ocorrência de *spread* F relacionado aos *MSTIDs* no setor japonês. Os autores relataram que apenas 10 a 15% das observações óticas do *MSTIDs* estão associadas ao *spread* F, que foram predominantemente do tipo frequência.

Figura 4.43: Representação esquemática de superfícies ondulatórias isoîônicas que levam ao *spread* F.



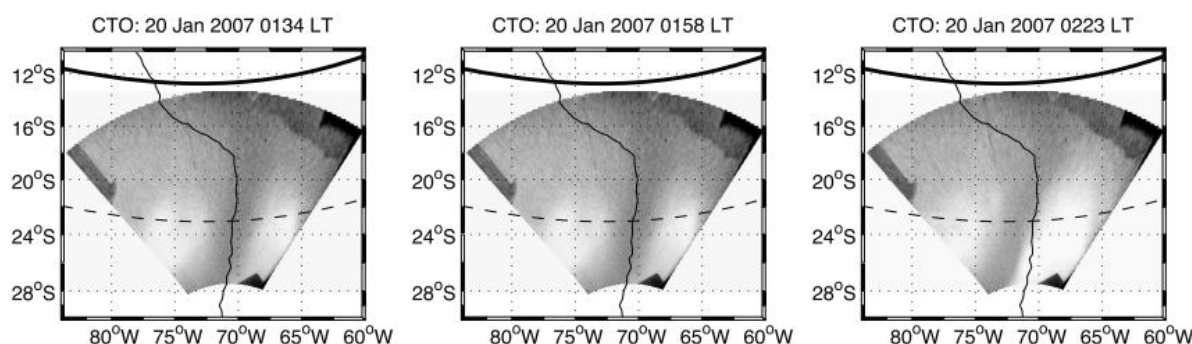
Fonte: Adaptada de Bowman (1991).

Conforme já exposto neste trabalho, os *MSTIDs* são fenômenos regularmente reportados em médias latitudes, como é o caso de Porto Stanley (51,6 °S; 57,9 °O; ângulo DIP = -49,8°, latitude geomagnética 42,08°S), e mesmo em baixas latitudes do globo. Um importante ponto a ser considerado é a capacidade que o *MSTID* teria de alcançar regiões muito próximas do Equador magnético, como Ascensão (07,95 °S; 14,4 °O; ângulo DIP = -43,4°), cuja latitude geomagnética é 2,72 °S. A propagação do *MSTID* poderia ser limitada pelo arraste iônico causado pela alta densidade eletrônica associada com a Anomalia de Ionização Equatorial. Shiokawa

et al. (2002) e Lee *et al.* (2008) argumentaram que o aumento na densidade eletrônica da ionosfera em regiões próximas da Anomalia de Ionização Equatorial poderia aumentar o arraste iônico, dissipando as ondas de gravidade antes que elas pudessem atuar como gatilho para gerar *MSTIDs*.

O trabalho de Makela *et al.* (2010) reportou a observação de *MSTIDs* gerados pelo mecanismo de instabilidade Perkins em uma região muito próxima do Equador magnético no hemisfério Sul. A partir de observações da emissão OI 630,0 nm feitas por um imageador instalado em Cerro Tololo (30,17°S; 70,48°O; latitude geomagnética 16,72°S), foram reportados dois eventos de *MSTID* se propagando para Noroeste e chegando até latitudes geomagnéticas menores do que 5°S. No caso dos eventos observados, parte da estrutura do *MSTID* ficou de fora do campo de visão do imageador. De acordo com o trabalho, é muito provável que o *MSTID* tenha alcançado latitudes muito próximas do Equador magnético.

Figura 4.44: Sequências de imagens linearizadas da emissão OI 630,0 nm mostrando a propagação de um *MSTID* (banda escura no centro da imagem) até latitudes próximas ao Equador magnético, representado pela linha contínua. A linha tracejada significa o meridiano magnético de 10°S.



Fonte: Adaptada Makela *et al.* (2010).

Segundo os autores, foram observados vários eventos de *MSTID* próximos do Equador magnético, apesar de apenas dois eventos terem sido reportados no trabalho. Na Figura 4.44, as cristas do lado Sul da Anomalia de Ionização Equatorial estão evidentes como duas regiões mais claras na parte Sul das imagens. Os dois

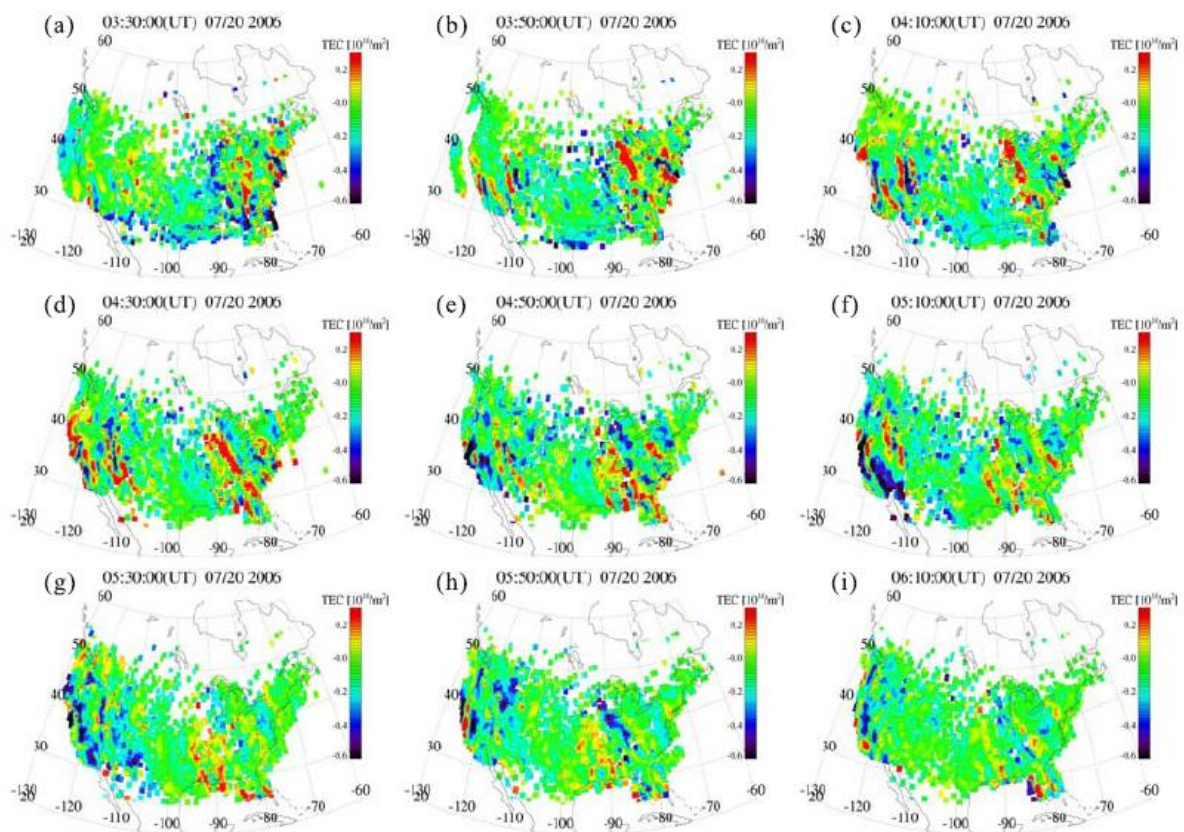
eventos reportados foram observados em Janeiro de 2007 e Janeiro de 2009. Os autores ressaltaram que a possibilidade dos *MSTIDs* atingirem o Equador magnético é maior durante o mínimo solar, quando a densidade eletrônica do plasma ionosférico é menor. À medida que a densidade eletrônica da ionosfera diminui, o arraste iônico é reduzido, sendo mais provável que os *MSTIDs* possam ser gerados por gatilhos de ondas de gravidade, que contribuem para superar a baixa taxa de crescimento da instabilidade Perkins. Os resultados de Makela *et al.* (2010), corroboram a possibilidade de observação de *MSTIDs* em Ascensão, reforçando os resultados apresentados neste trabalho.

A extensão do *MSTID* na direção perpendicular ao vetor de onda $\vec{k}$, ou seja, perpendicular à frente de onda (direção nordeste-sudoeste no hemisfério Sul) ainda não está bem determinada. Nesse sentido, a expansão recente das redes de receptores de *GNSS*, garantiu uma técnica robusta para investigação da extensão dos *MSTIDs*. Tsugawa *et al.* (2007), utilizando mapas de TEC perturbado no setor Norte Americano, mostrou que a extensão da frente de onda dos *MSTIDs* pode se estender por no mínimo 2000 km, conforme mostra a Figura 4.45. Embora limitados pela distribuição espacial da rede de receptores *GNSS* em solo para gerar os mapas de dTEC, os autores afirmaram que a extensão da frente de onda do *MSTID* deve ser maior. A estrutura atravessa todo os Estados Unidos, chegando no Norte do México.

Otsuka *et al.* (2013) utilizou mapas bidimensionais de TEC perturbado obtidos a partir de uma extensa rede de mais de 800 receptores GPS sobre a Europa. Os autores reportaram a ocorrência de um *MSTID* com frente de onda com extensão de no mínimo 3000 km. Novamente, a extensão total da estrutura não pôde ser determinada em razão da limitação da localização dos receptores em solo. A Figura 4.46 apresenta o evento observado na noite de 17/08/2008. Os resultados de Tsugawa *et al.* (2007) e Otsuka *et al.* (2013) mostram que a frente de onda dos *MSTIDs* é extensa, com extensão mínima de 3000 km. As limitações das técnicas de observação é um impedimento para que se chegue a uma conclusão a esse respeito. Entretanto, os resultados experimentais desse estudo indicam que a

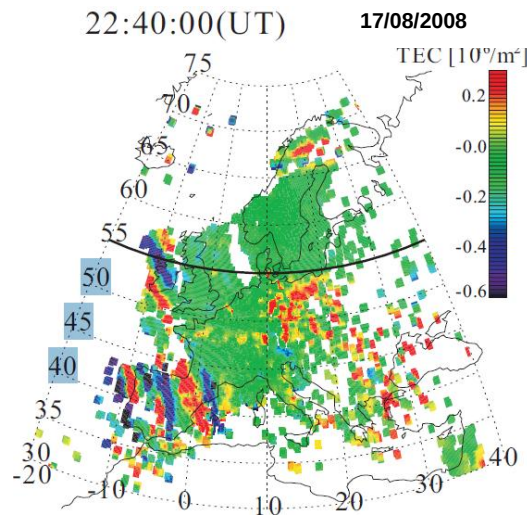
extensão da frente de onda pode chegar à, no mínimo, 6250 km, que é a distância aproximada entre as digissondas de Porto Stanley e Ascensão.

Figura 4.45: Sequência de mapas bidimensionais de dTEC com intervalos de 20 minutos para a noite de 20/07/2006, mostrando a propagação de um *MSTID* para Sudoeste. A estrutura tem frente de onda de no mínimo 2000 km.



Fonte: Tsugawa *et al.* (2007).

Figura 4.46: Mapa de dTEC obtido na noite de 17/08/2008, as 22:40 UT, mostrando um *MSTID* se propagando para Sudoeste no setor Europeu.



Fonte: Adaptada de Otsuka *et al.* (2013).

Outro fato que fortalece a hipótese de que a extensão da frente de onda alcança simultaneamente Porto Stanley e Ascensão é a própria observação do *MSTID* da noite de 26-27/12/2011. Stefanello *et al.* (2015) relatou que o mesmo evento ocorreu em pontos geomagneticamente conjugados: São Martinho da Serra (29,4°S; 53,8°O) e Arecibo (22,7°S; 45°O). Os autores propuseram que o *MSTID* observado foi gerado por instabilidade Perkins em médias latitudes (com provável gatilho por ação de onda de gravidade), havendo o seu mapeamento para o hemisfério Norte. De acordo com os resultados experimentais de Stefanello *et al.* (2015), os dados dos parâmetros h'F e hmF2 de Porto Stanley e Ascensão apresentaram subidas abruptas, assim como os demais 4 casos apresentados nesta Tese. Adicionalmente, a passagem do *MSTID* provocou forte *spread F* nos sinais das três digissondas.

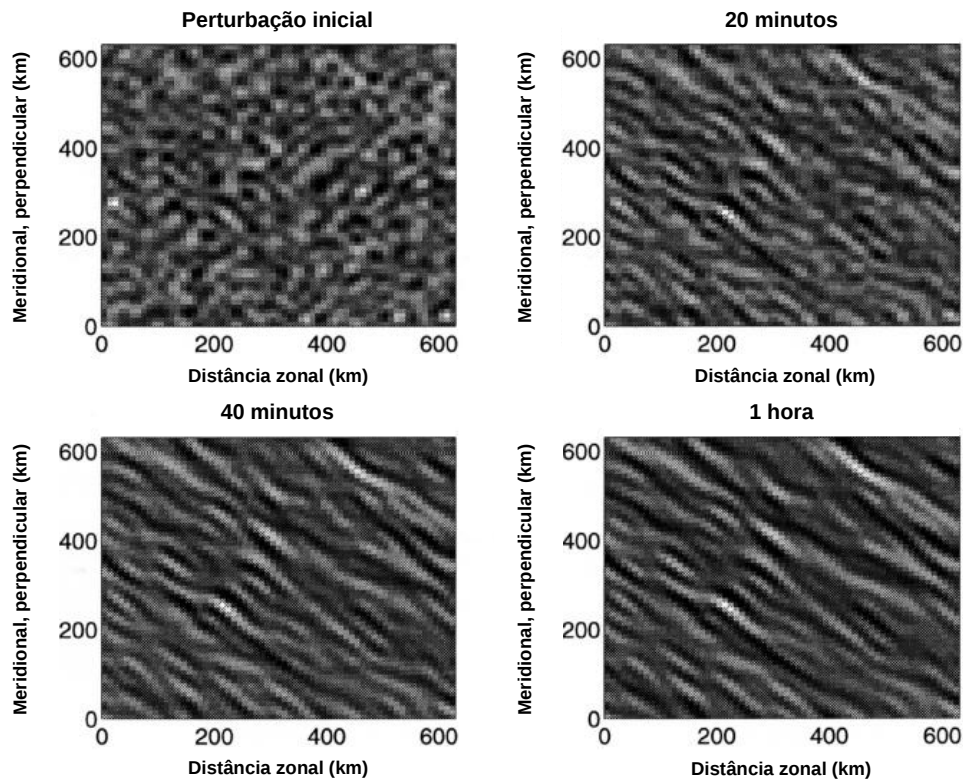
Tsunoda e Cosgrove (2001) propuseram um mecanismo de acoplamento entre a região E e a região F de médias latitudes, onde o campo elétrico de polarização gerado pela polarização Hall na região E se mapeia para região F, contribuindo para fortalecer o campo elétrico de polarização do *MSTID* e aumentando a taxa de crescimento da instabilidade.

Makela *et al.* (2010), entretanto, argumenta que esse mecanismo não seria efetivo em baixas latitudes e em regiões próximas do Equador, devido à maior separação espacial e diferentes inclinações do campo magnético nas regiões E e F. Os autores sugeriram que é possível que os *MSTIDs* sejam gerados em regiões mais próximas do polo e se alonguem em direção ao Equador magnético ao longo do tempo.

Ogawa *et al.* (2009) reportou a observação no setor Japonês de *MSTIDs* originados em regiões aurorais, a partir de ondas de gravidade, durante período geomagneticamente calmo. A estrutura se propagou horizontalmente por mais de 4000 km.

Codrescu *et al.* (2000) mostrou que flutuações de pequena escala no campo elétrico podem levar à geração de ondas de gravidade por efeito Joule em altas latitudes, mesmo em períodos geomagneticamente calmos. Segundo Kelley e Miller (1997), todas as ondas de gravidade geradas em altas latitudes serão absorvidas em médias latitudes, exceto àquelas que se propagam na direção de Perkins (para Noroeste no hemisfério Sul), que é a direção onde ocorre o mínimo amortecimento Joule. Os autores efetuaram simulações numéricas utilizando o mesmo conjunto de equações e as mesmas condições do modelo de Perkins, a partir de uma condição inicial de perturbações randômicas alinhadas em todas as direções. O resultado mostrou que depois de uma hora, restaram apenas as frentes de onda alinhadas na direção Noroeste-Sudeste (no hemisfério Norte), conforme mostra a Figura 4.47. Segundo os autores, nessa direção o amortecimento Joule é menor para essas frentes de onda, pois nessa direção a corrente elétrica causada pela perturbação do vento neutro é quase toda cancelada pelo campo elétrico de polarização da onda.

Figura 4.47: Simulações numéricas que mostram a filtragem azimuthal das perturbações. Apenas frentes de onda alinhadas na direção Noroeste-Sudeste (no hemisfério Norte) não serão absorvidas.



Fonte: Adaptada de Kelley e Miller (1997).

Kelley (2011) argumentou que as ondas de gravidade geradas em altas latitudes são fontes de *MSTIDs* observadas em médias e baixas latitudes. As ondas geradas em todas as direções sofrerão amortecimento Joule em médias latitudes e apenas aquelas se propagando na direção de Perkins (direção Noroeste no hemisfério Sul) irão permanecer. O acoplamento entre o campo elétrico da região E e da região F irá amplificar as ondas, gerando os *MSTIDs* com as características de comprimento de onda e período observadas em médias e baixas latitudes.

No hemisfério Sul, nas regiões próximas à Anomalia Magnética da América do Sul (AMAS), o campo magnético tem geometria diferenciada, com grande declinação magnética e fraca intensidade. Nessa região, o campo magnético fraco e o aumento

na condutividade da região E podem contribuir para aumentar a taxa de crescimento dos *MSTIDs* pelo acoplamento entre o campo elétrico da região E com a região F.

Portanto, é razoável supor que os 5 casos de *MSTIDs* apresentados nesta Seção tenham sido gerados em médias latitudes, a partir da interação de ondas de gravidade de origem troposférica com a instabilidade Perkins ou em altas latitudes, a partir de ondas de gravidade causadas por efeito Joule que interagem com a instabilidade Perkins em médias latitudes. Os *MSTIDs* se propagam para Noroeste, provocando as oscilações, com subidas abruptas nos parâmetros h'F e hmF2 (via forças $\vec{E}_p \times \vec{B}$) e o espalhamento nos dados das digisondas de Porto Stanley e Ascensão e, posteriormente, atingem São Martinho da Serra e Cachoeira Paulista.

4.2 Cálculo do Índice de Absorção dos *MSTIDs* a partir da Teoria Magnetohidrodinâmica

4.2.1 Absorção magnetohidrodinâmica dos *MSTIDs*

Nesta Seção, os *MSTIDs* são analisados a partir de uma abordagem magnetohidrodinâmica. O trabalho de Gershman e Grigor'yev (1965) foi o primeiro a analisar a absorção magnetohidrodinâmica para *TIDs*, estudando a propagação de ondas de gravidade pela ionosfera. Do ponto de vista dessa teoria, os *MSTIDs* são considerados primariamente uma onda neutra que interage com o plasma da região F via colisões íon-partícula neutra. O plasma da região F é considerado fracamente ionizado e a propagação da onda é suportada unicamente pelo componente neutro da atmosfera. O plasma é movimentado pelas colisões entre íons e partículas neutras.

O parâmetro que representa a absorção magnetohidrodinâmica dos *MSTIDs* na região F é o índice de absorção dado pela equação (GERSHMAN e GRIGOR'YEV, 1965):

$$R = G \left[1 + \frac{k_x^2}{k_z^2} - \left(\cos \alpha - \frac{\cos \gamma}{k_z^2} \right)^2 \right] \quad (4.1)$$

Na Equação 4.1, $G = \frac{N_e M \nu_{in} k_x}{N_m M_m \omega}$, sendo $\cos \alpha$, $\cos \beta$ e $\cos \gamma$ são as projeções nos eixos x, y e z, respectivamente, da direção do campo magnético (sendo x positivo para o Norte, y positivo para Leste e z na direção vertical, positivo para cima). N_e é a concentração eletrônica na região F; M é a massa dos íons; ν_{in} é a frequência de colisão entre íons e partículas neutras; ω é a frequência angular da onda; k_x e k_z são os números de onda horizontal e vertical; M_m é a massa molecular e N_m é a concentração molecular. O parâmetro G é a razão entre a frequência de colisão ν_{in} e a frequência de onda, multiplicado pelo comprimento de onda horizontal (dividido por 2π). O parâmetro pode ser interpretado também como a razão da dissipação Joule por período de onda, dividido pela densidade de energia do período da onda $\left(\frac{\lambda}{2\pi}\right)$. O valor de G é independente do campo magnético, sendo proporcional à densidade eletrônica. Portanto, o índice de absorção será maior durante o período de atividade solar máxima, quando a concentração eletrônica da região F é maior.

O termo $\left(\cos \alpha - \frac{\cos \gamma}{k_z^2}\right)$ na Equação 4.1 é dependente da orientação da propagação da onda em relação a $\vec{B}$. A análise da propagação do *MSTID* deve ser feita levando em consideração as duas componentes do índice de absorção, a meridional R_m e a componente na direção zonal R_z . Assumindo que a propagação na direção meridional é paralela ao eixo x, de maneira que o meridiano magnético coincida com o eixo x e $\cos \beta = 0$, tem-se após algumas manipulações algébricas da Equação 4.1:

$$R_m = G \left(\sin \alpha + k_x \frac{\cos \alpha}{k_z} \right)^2 \quad (4.2)$$

Para a propagação da onda na direção Leste-Oeste, $\cos \alpha = 0$. Após manipulações algébricas, é possível escrever R_z como:

$$R_z = G \left(1 + k_x^2 \frac{\sin^2 \gamma}{k_z^2} \right) \quad (4.3)$$

Uma consideração importante é a de que a velocidade de propagação dos *MSTIDS* deve ser muito menor que a velocidade de propagação do som (GERSHMAN E GRIGOR'YEV, 1965; THITERIDGE, 1975), ou seja $\frac{\omega}{k_x^2 C_o^2} \ll 1$, onde C_o^2 representa a velocidade do som. Nesse caso, $k_x \ll k_z$. Em baixas latitudes, onde os ângulos α são pequenos, tem-se:

$$R_m = G \left(\frac{k_x}{k_z} \right)^2 \quad (4.4)$$

$$R_z = G \quad (4.5)$$

Isso significa que a absorção da onda deve ser mínima na direção Norte-Sul, em razão de que a dissipação Joule é menor quando o vento neutro associado à onda está na direção paralela ao campo magnético. Para médias e altas latitudes, onde os ângulos α são grandes, tem-se:

$$R_m = G \sin^2 \alpha \quad (4.6)$$

$$\frac{R_m}{R_z} \sim 1 \quad (4.7)$$

Portanto, em médias e altas latitudes, todas as direções de propagação são aproximadamente equivalentes de acordo com a teoria de absorção magnetohidrodinâmica. Consequentemente, $R \sim G$. Considerando que a absorção da onda pode ser expressa por $\exp(-R)$, a distância D percorrida pela onda é inversamente proporcional à absorção, ou seja, $D \approx \frac{1}{G}$, distância na qual a amplitude da onda decai por um fator de e . Essa situação é análoga a um oscilador harmônico amortecido, onde o tempo de oscilação é inversamente proporcional à

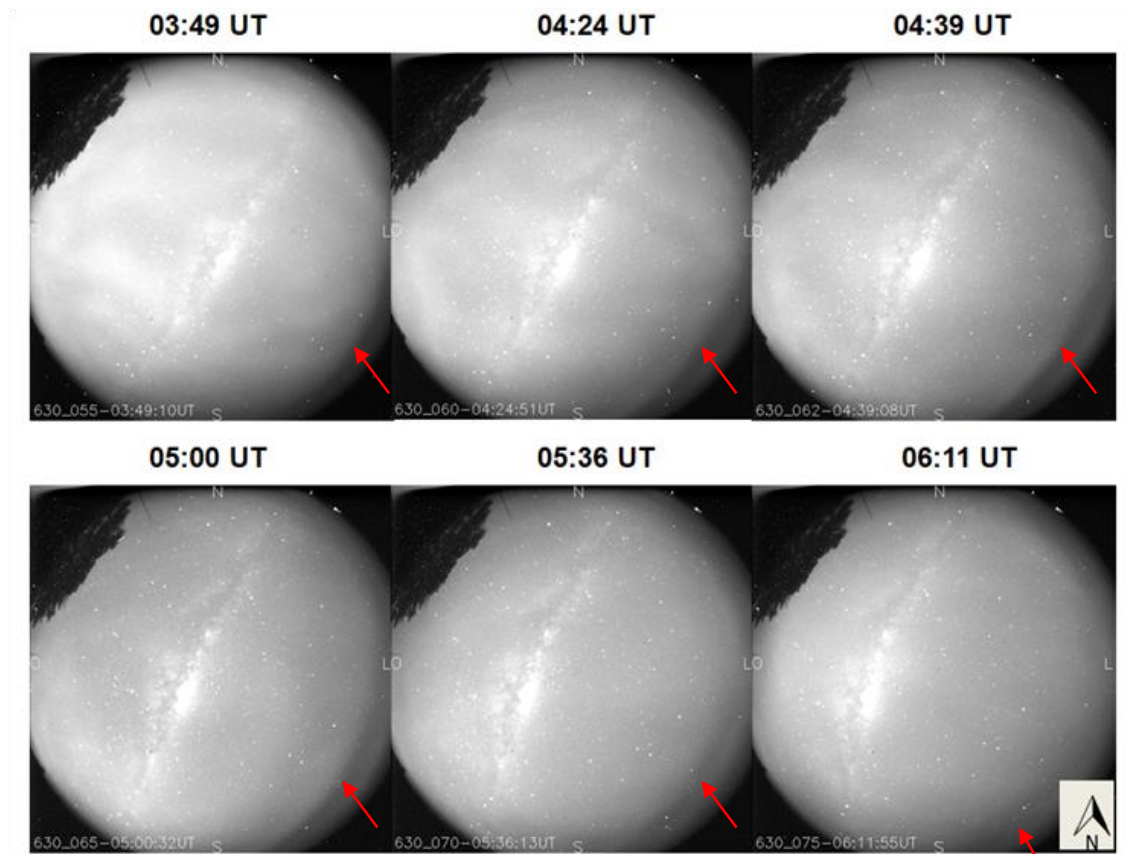
constante de amortecimento do sistema. O sistema oscila com a amplitude decrescente, tendendo a zero por um fator de e . Assim é possível estimar D a partir do cálculo de G .

4.2.2 Cálculo do índice de absorção

Os valores do parâmetro G foram calculados para dois eventos de *MSTIDs* observados em períodos de atividade solar opostas: o *MSTID* observado na noite de 5-6/06/2000 (atividade solar máxima) e o *MSTID* observado na noite de 4-5/09/2008 (atividade solar mínima).

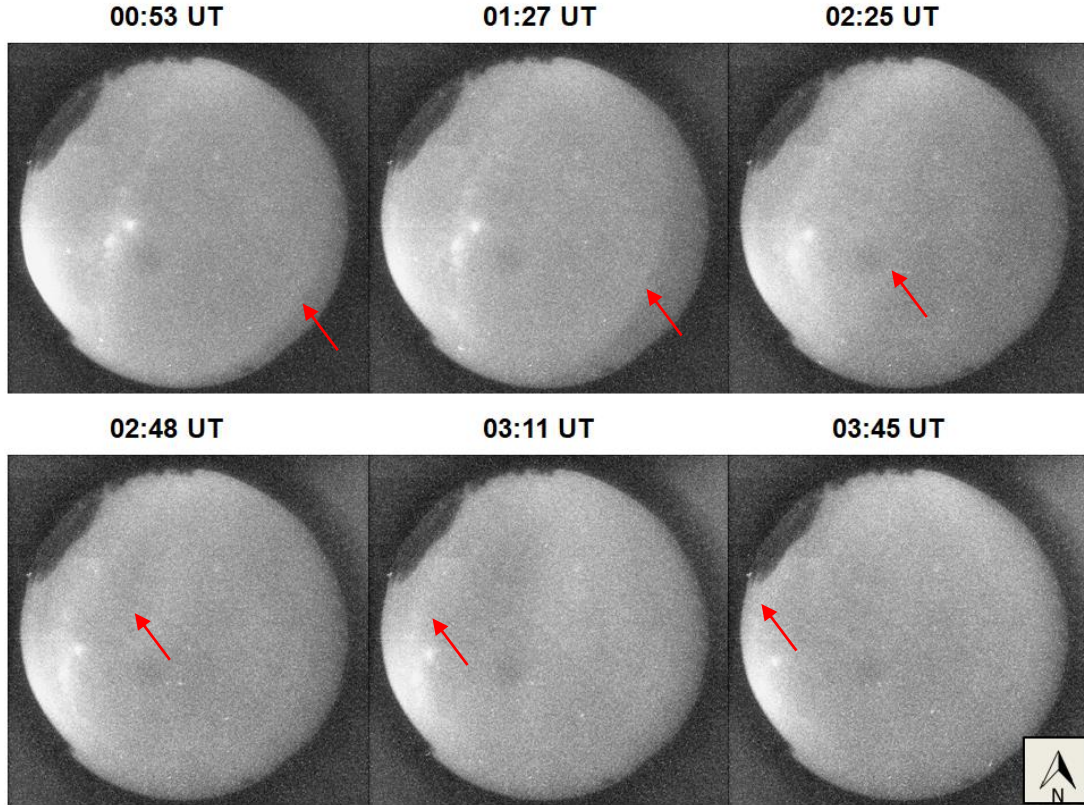
Uma sequência de imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 5-6/06/2000 é apresentada na Figura 4.48. As imagens mostram a propagação de um *MSTID* pelo campo de visão do imageador de Cachoeira Paulista. A estrutura entra no campo de visão do imageador às 03:49 UT e não chega a atingir o zênite, permanecendo boa parte do tempo quase estacionária.

Figura 4.48: Sequência de imagens *all-sky* da emissão OI 630, 0 nm obtidas na noite de 5-6/06/2000 (atividade solar máxima) em Cachoeira Paulista, mostrando um *MSTID* que permanece quase estacionário no campo de visão do imageador. As setas apontam as frentes de onda das bandas escuras.



A Figura 4.49 apresenta uma sequência de imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidas na noite de 4-5/09/2008, mostrando a propagação de um *MSTID* pelo campo de visão do imageador de Cachoeira Paulista. O *MSTID* entra no campo de visão do imageador às 00:53 UT, passando pelo zênite às 02:48 UT e deixa o campo de visão do imageador às 03:45 UT.

Figura 4.49: Sequência de imagens *all-sky* da emissão OI 630, 0 nm obtidas na noite de 4/09/2008 (atividade solar mínima) em Cachoeira Paulista, mostrando a propagação do *MSTID*. As setas apontam as frentes de onda das bandas escuras.



Reescrevendo o parâmetro G , tem-se:

$$G = \frac{N_e M v_{in}}{N_m M_m} \left(\frac{k_x}{\omega} \right) \quad (4.8)$$

Nesse estudo, G é calculado para 3 alturas: 200 km (próximo da base da região F), 250 km e 300 km.

A velocidade de fase do *MSTID* na direção horizontal é dada por $V_{ph} = \frac{\omega}{k_x}$.

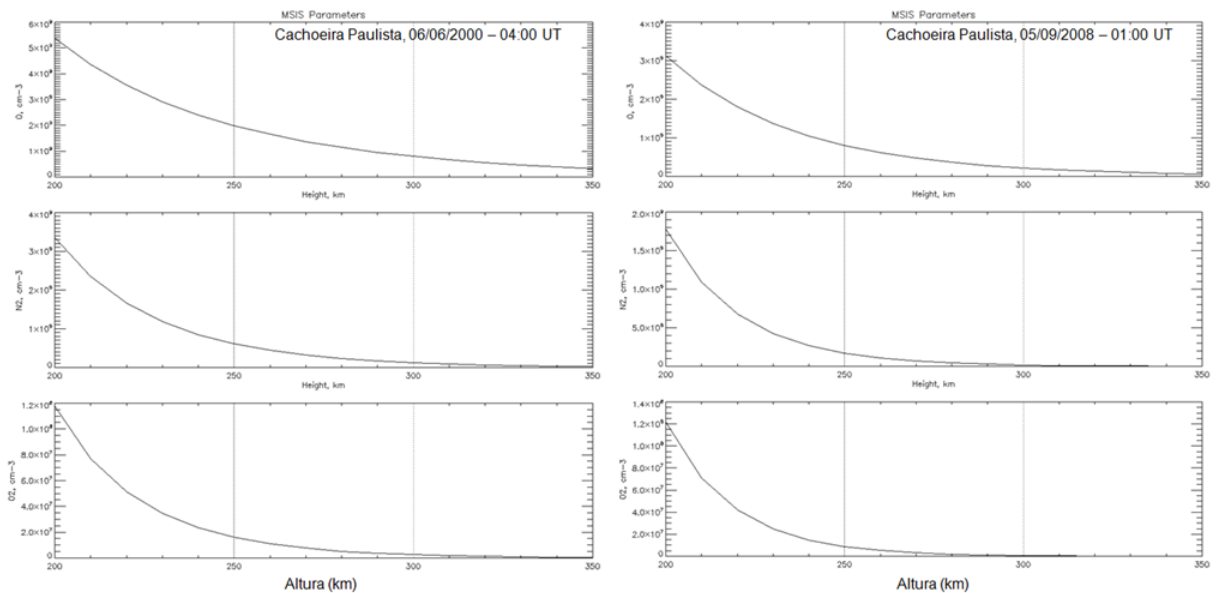
Rearranjando, tem-se: $\frac{k_x}{\omega} = \frac{1}{V_{ph}}$. Para o cálculo do parâmetro G , são utilizados dois

valores de velocidade de fase horizontal, sendo um valor mais baixo de $V_{ph} = 100$

m/s e um valor mais alto de $v_{ph} = 250$ m/s, sendo que ambos concordam com a literatura. Com os valores de velocidade, pode-se substituir $\frac{k_x}{\omega}$ na Equação 4.8 para se obter G .

Os valores de N_e (concentração eletrônica) foram obtidos pelo modelo IRI-2012 (*International Reference Ionosphere* - versão 2012). A concentração molecular N_m foi obtida pelo modelo MSIS-00 (*Mass Spectrometer and Incoherent Scatter* - versão 2000). Foi considerada apenas a presença do Oxigênio (O), Nitrogênio molecular (N_2) e Oxigênio molecular (O_2), que são as espécies majoritárias no intervalo de altura para o qual foi calculado o parâmetro G . Os modelos foram rodados para o horário de entrada do *MSTID* no campo de visão do imageador. Os resultados dos valores de concentração de N_2 , O_2 e O em função da altura para as noites de 5-6/06/2000 e 4-5/09/2008 são apresentados na Figura 4.50.

Figura 4.50: Resultados do modelo MSIS - 00 para as noites de 5-6/06/2000 e 4-5/09/2008. O modelo foi rodado para o horário da entrada do *MSTID* no campo de visão do imageador.



A frequência de colisão íons-neutros ν_{in} foi calculada para cada altura, pela equação dada por Kelley (2009):

$$\nu_{in} = 2,6 \times 10^{-9} (n_n + n_i) A^{-\frac{1}{2}} \quad (4.9)$$

Na Equação 4.9, n_n é a densidade numérica da atmosfera terrestre; n_i é a densidade numérica dos íons; e A é a massa molecular neutra média, em unidades de massa atômica.

Os valores do parâmetro G permitem estimar a distância percorrida pelo *MSTID*, sendo $D \approx \frac{1}{G}$. Os resultados para diferentes alturas correspondentes à região F da ionosfera e diferentes velocidades de fase do *MSTID* são apresentados nas Tabelas 4.7 e 4.8.

Tabela 4.7: Valores de ν_{in} , G e D para a noite de 5-6/06/2000 (atividade solar alta).

Noite de 5-6/06/2000 - média mensal F 10.7 cm = 186,07 (10^{-22} W.m ⁻² Hz ⁻¹)				
Altitude (km)	ν_{in} (s ⁻¹)	V_{ph} (m/s)	G (cm ⁻¹)	D (km)
200	4,350	100	$1,355.10^{-8}$	738
		250	$5,420.10^{-9}$	1844
250	1,361	100	$5,219.10^{-8}$	192
		250	$2,087.10^{-8}$	479
300	0,507	100	$8,232.10^{-8}$	121
		250	$3,292.10^{-8}$	304

Tabela 4.8: Valores de ν_{in} , G e D para a noite de 4-5/09/2008 (atividade solar baixa).

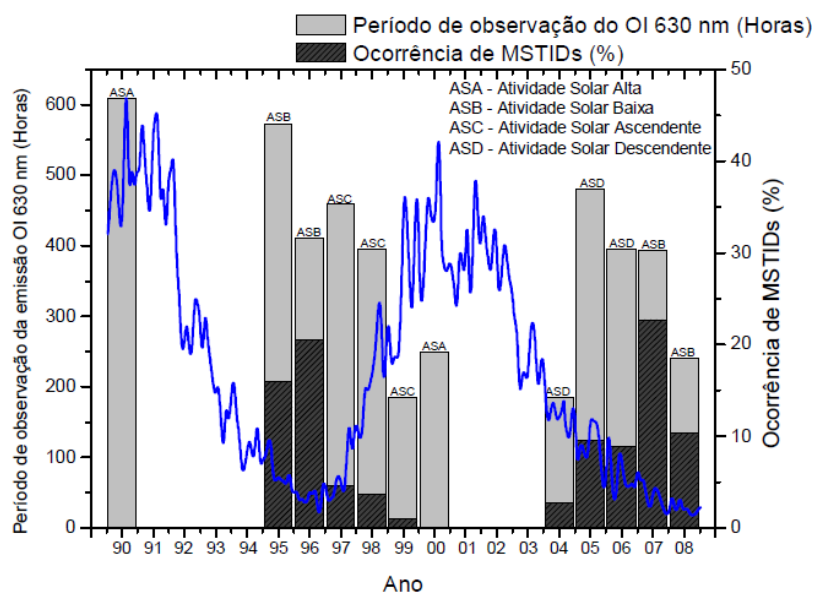
Noite de 4-5/09/2008 - média mensal F 10.7 cm = 67,70 (10^{-22} W.m ⁻² Hz ⁻¹)				
Altitude (km)	ν_{in} (s ⁻¹)	V_{ph} (m/s)	G (cm ⁻¹)	D (km)
200	2,594	100	$3,273.10^{-9}$	3054
		250	$1,312.10^{-9}$	7621
250	0,507	100	$8,903.10^{-9}$	1123
		250	$3,561.10^{-9}$	2807
300	0,122	100	$9,202.10^{-9}$	1086
		250	$3,681.10^{-9}$	2716

De acordo com os resultados apresentados nas Tabelas 4.7 e 4.8, durante o período de máxima atividade solar, os *MSTIDs* percorrem distâncias menores até serem dissipados. O parâmetro G é proporcional à concentração eletrônica N_e . Consequentemente, o índice de absorção é maior durante o período de máxima atividade solar, quando a concentração eletrônica na região F é mais elevada.

Durante o mínimo solar, o fenômeno percorre distâncias maiores, atingindo a região tropical. Este resultado contribui para explicar a maior frequência de ocorrência de *MSTIDs* durante período de atividade solar mínima em Cachoeira Paulista, conforme reportado pelos trabalhos de Pimenta *et al.* (2008b) e Amorim *et al.* (2011). A Figura 4.51 apresenta a ocorrência de *MSTIDs* em Cachoeira Paulista, em função do ciclo solar, a partir de uma análise estatística feita por Amorim (2010).

Um segundo fator que explica a ocorrência de *MSTIDs* ser inversamente proporcional ao fluxo solar é a taxa de crescimento da instabilidade Perkins, que é inversamente proporcional à ν_{in} . A frequência de colisão íon-neutro é relativamente baixa durante o mínimo solar, quando a densidade de íons é menor.

Figura 4.51: Frequência de ocorrência dos *MSTIDs* em função do ciclo solar. A curva azul representa a variação temporal do número de manchas solares.



Fonte: Amorim (2010).

Os resultados mostrados nas Tabelas 4.7 e 4.8 estão em acordo com aqueles apresentados por Pimenta *et al.* (2008a), que relatou distâncias de propagação de até 3000 km para os *MSTIDs*. No caso deste estudo, o evento do ano de 2008 ocorreu em um acentuado mínimo solar, o que contribuiu para a distância de propagação calculada ser maior do que 7600 km.

Outro aspecto a ser ressaltado é que, quanto maior a altura de propagação do *MSTID* na região F, maior será seu índice de absorção. Em alturas próximas do pico de densidade da região F ocorre a máxima absorção da onda. Portanto, os *MSTIDs* que se propagam por grandes distâncias, o fazem durante períodos onde a densidade de plasma ambiente é relativamente menor, possibilitando a observação dos mesmos na região tropical.

5 SIMULAÇÕES NUMÉRICAS PARA GERAÇÃO DE ONDAS DE GRAVIDADE-ACÚSTICA/MSTIDS NA REGIÃO DA ANOMALIA MAGNÉTICA DA AMÉRICA DO SUL (AMAS)

O Capítulo 5 apresenta uma breve revisão sobre ondas de gravidade-acústica, a descrição do modelo numérico utilizado e os resultados e discussões das simulações numéricas. O objetivo é avaliar a capacidade da AMAS para geração de ondas de gravidade-acústica que possam se propagar pela ionosfera, gerando *MSTIDs*.

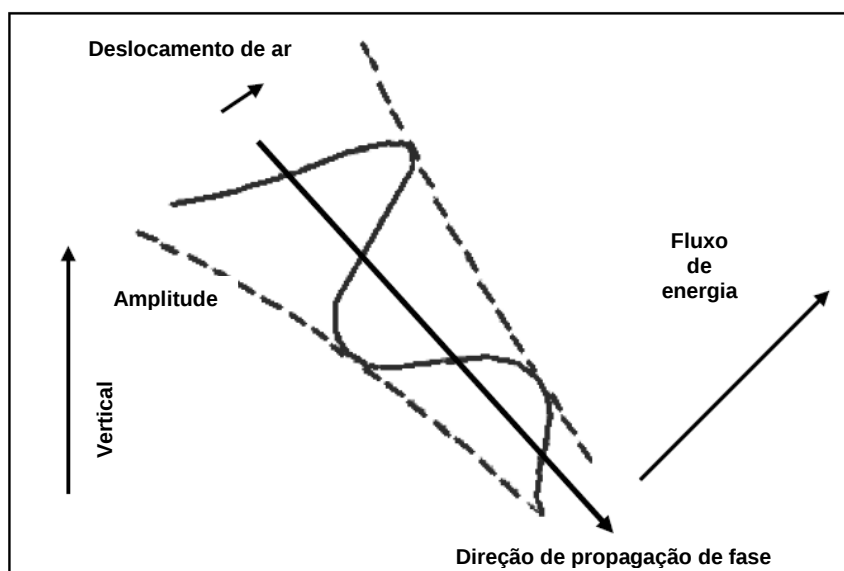
5.1 Ondas de gravidade-acústica

As ondas de gravidade-acústica são ondas atmosféricas resultantes do desequilíbrio entre o gradiente de pressão e a força de gravidade. Em uma atmosfera estratificada, quando uma parcela de ar é deslocada verticalmente de sua posição de equilíbrio inicial, tanto a força de empuxo como a força de gravidade atuarão como forças restauradoras sobre ela, fazendo com que a parcela de ar retorne à posição de equilíbrio por meio de um movimento oscilatório com uma frequência ω_b , conhecida como frequência de Brunt-Väisälä. A classe de ondas de gravidade-acústica surge quando tanto a gravidade quanto a força de compressão são levadas em consideração como agentes restauradores. A onda puramente acústica, em que apenas a compressão do ar proporciona a força restauradora, é o limite de alta frequência para a classe geral de ondas de gravidade-acústica.

As ondas de gravidade-acústica podem ser propagantes ou evanescentes. Ondas evanescentes não se propagam na vertical, apenas horizontalmente. Já as ondas propagantes se propagam na vertical, aumentando a amplitude, à medida que a densidade da atmosfera diminui, devido à conservação da energia. Eventualmente, não havendo dissipação da energia da onda, a amplitude vai crescer até haver a quebra, transferindo energia e *momentum* para o meio, acelerando ou desacelerando o fluxo básico de vento neutro e provocando turbulência (FRITTS e ALEXANDER, 2003).

As ondas de gravidade-acústica são caracterizadas por uma propagação de fase para baixo. Em geral, as partículas se movem em trajetórias elípticas, resultado combinado do movimento longitudinal (ao longo da direção de propagação) da onda acústica com o movimento transversal (perpendicular à direção de propagação) da onda de gravidade. Assim, as ondas de gravidade são transversas, onde o deslocamento do ar é normal à direção de propagação da onda. A Figura 5.1 ilustra a propagação de uma onda de gravidade-acústica. Uma descrição matemática completa das ondas de gravidade-acústica pode ser encontrada em Wrasse (2004) e Kherani *et al.* (2012).

Figura 5.1: Propagação de uma onda de gravidade-acústica.



Fonte: Adaptada de Hargreaves (1992).

A relação de dispersão da onda de gravidade-acústica estabelece a relação entre a frequência e o comprimento de onda - ou número de onda - nas direções horizontal e vertical durante a propagação da onda. Considerando uma atmosfera estratificada, isotérmica, formada por uma única espécie química, estacionária (sem presença de vento) e não rotante, a onda de gravidade-acústica obedece a seguinte relação de dispersão (HUNSUCKER; HARGREAVES, 2003):

$$\omega^4 - \omega^2 c_s^2 (k_x^2 + k_z^2) + (\gamma - 1) g^2 k_x^2 - \frac{\omega^2 \gamma^2 g^2}{4c_s^2} = 0 \quad (5.1)$$

Na Equação 5.1, ω é a frequência angular da onda; $c_s = \frac{\gamma p}{\rho}$ é a velocidade do som;

$k_x = \frac{2\pi}{\lambda_x}$ é o número de onda horizontal; $k_z = \frac{2\pi}{\lambda_z}$ é o número de onda vertical; λ é o

comprimento de onda; γ é a razão dos calores específicos à pressão constante e à volume constante e g é o módulo da aceleração da gravidade.

As frequências de corte acústico ω_a e de Brunt-Väisälä ω_b são expressas por:

$$\omega_a = \frac{\gamma g}{2c_s} \quad (5.2)$$

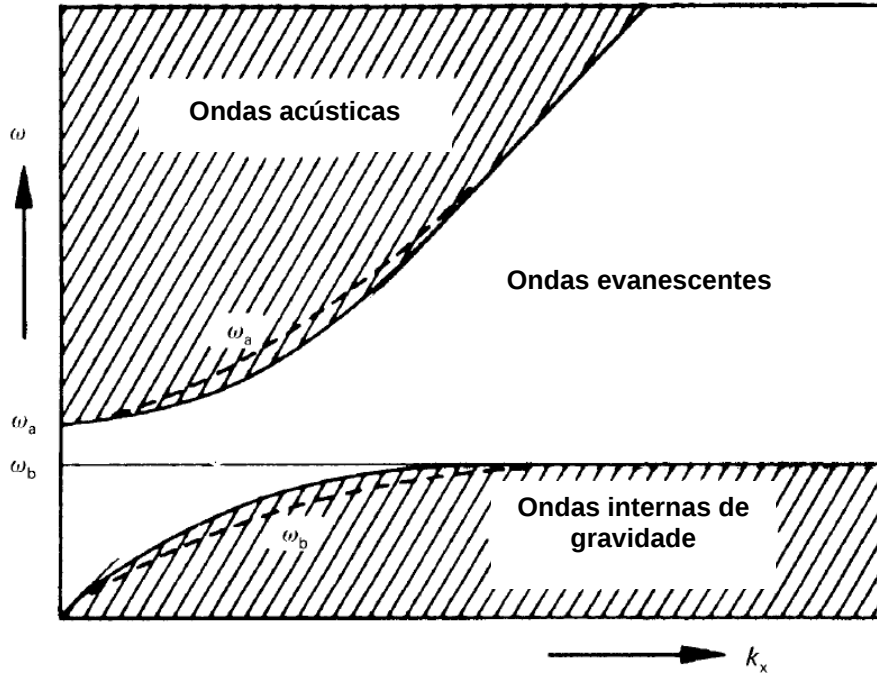
$$\omega_b = \frac{(\gamma - 1)^{\frac{1}{2}} g}{c_s} \quad (5.3)$$

Substituindo as Equações 5.2 e 5.3 na Equação 5.1, é possível reescrever a relação de dispersão da seguinte forma:

$$k_z^2 = \left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}\right) \frac{\omega^2}{c_s^2} - k_x^2 \left(1 - \frac{\omega_b^2}{\omega^2}\right) \quad (5.4)$$

Para que ocorra propagação vertical da onda, k_x e k_z devem ser positivos e a frequência angular ω da onda deve ser $\omega > \omega_a$ (onda puramente acústica) ou $\omega < \omega_b$ (onda interna de gravidade). Para $\omega_b < \omega < \omega_a$, não ocorre propagação vertical (onda evanescente). Os regimes de propagação, em termos da frequência ω e do número de onda horizontal k_x , são ilustrados na Figura 5.2.

Figura 5.2: Regimes de propagação das ondas de gravidade-acústica em termos da frequência angular da onda ω e do número de onda horizontal k_x .



Fonte: Adaptada de Hunsucker e Hargreaves (2003).

Considerando $\omega^2 \gg \omega_b^2$ na Equação 5.4, tem-se:

$$k_x^2 + k_z^2 = \frac{\omega^2}{c_s^2} \left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2} \right) = \left(\frac{2\pi}{\lambda} \right)^2 \quad (5.5)$$

A Equação 5.5 representa a relação de dispersão para o regime acústico e não há diferença entre a propagação horizontal ou vertical (coordenadas x e z , respectivamente). No regime acústico, a velocidade de fase é independente da direção. Considerando $\omega^2 \gg \omega_a^2$, tem-se:

$$c_s = \frac{\omega}{(k_x^2 + k_z^2)^{1/2}} = \frac{\omega \lambda}{2\pi} \quad (5.6)$$

A Equação 5.6 descreve a onda sonora. Fazendo $\omega^2 \ll c_s^2 k_x^2$, são removidos os efeitos de compressibilidade e tem-se a relação de dispersão para a onda de gravidade pura:

$$k_z^2 = k_x^2 \left(\frac{\omega_b^2}{\omega^2} - 1 \right) \quad (5.7)$$

O ângulo de propagação da onda de gravidade-acústica, em relação à direção horizontal é dado por:

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{k_z}{k_x} \right) \quad (5.8)$$

Caso $\omega^2 \ll \omega_b^2$, a razão $\frac{k_z}{k_x}$ torna-se grande e a propagação da fase da onda é quase que totalmente vertical. Quanto à energia, a mesma se propaga com uma velocidade de grupo dada por (HUNSUCKER; HARGREAVES, 2003):

$$u = \left(\frac{\partial k}{\partial \omega} \right)^{-1} = \frac{-k_x}{k^2} \omega_b \quad (5.9)$$

A dissipação de energia das ondas de gravidade-acústica pode ocorrer devido aos efeitos viscosos do ar. Além disso, à medida que a amplitude cresce, efeitos não-lineares afetam a propagação da onda. Reflexões e efeito de duto, devido à mudança em altitude das propriedades da atmosfera também são capazes de afetar as ondas de gravidade-acústica. O vento neutro atmosférico é capaz de filtrar as ondas quando a velocidade do vento é igual à velocidade de fase da onda. A filtragem ocorre em uma região denominada de nível crítico.

Quanto aos seus períodos, as ondas acústicas puras possuem períodos menores do que 270 segundos. Enquanto as ondas de gravidade puras possuem períodos entre 270 segundos e 8 horas. As principais fontes de ondas de gravidade-acústica são as fontes térmicas e atividades convectivas na troposfera (KHERANI *et al.*, 2011).

Outras fontes importantes são tsunamis, ondas oceânicas, terremotos, tornados e aquecimento auroral (VADAS *et al.*, 2015; KHERANI *et al.*, 2012).

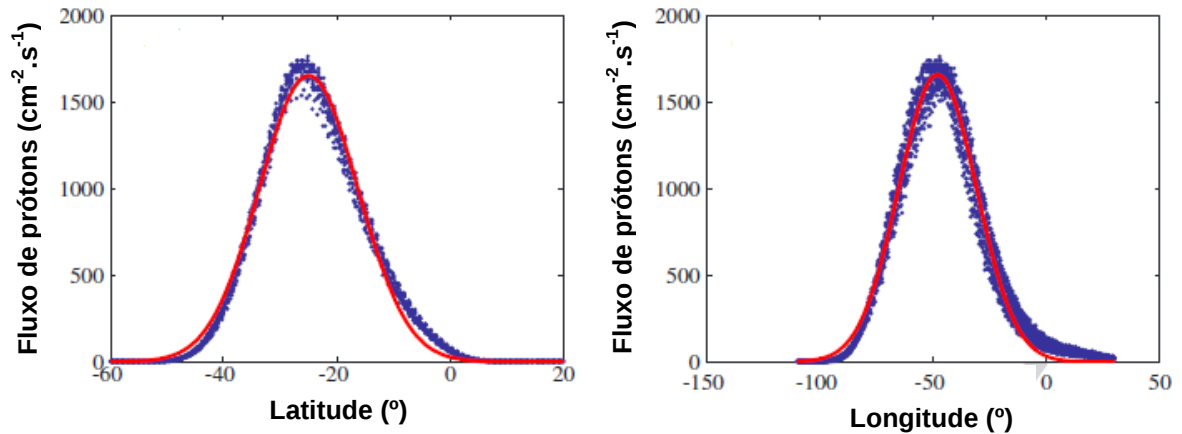
Hines (1960) foi o primeiro a estudar o acoplamento atmosfera-ionosfera devido à propagação de ondas de gravidade-acústica. O trabalho demonstrou que ondas de gravidade-acústica geradas na troposfera podem alcançar a ionosfera e devido à conservação da energia, a amplitude das ondas deve ser inversamente proporcional à densidade atmosférica. Assim, as ondas de gravidade atingem grandes amplitudes ao se propagarem para altitudes ionosféricas, interagindo com o plasma e gerando as assinaturas dos *TIDs*. A propagação de ondas de gravidade-acústica causa flutuações na densidade do plasma da região F. A propagação das ondas pela ionosfera pode alterar os campos elétricos e correntes elétricas, que têm sua fonte nos ventos neutros de fundo (ABDU, 1999). Os ventos associados às ondas de gravidade-acústica podem gerar correntes elétricas locais, que se somam às correntes devido à circulação do vento termosférico (KHERANI *et al.*, 2009).

Na ionosfera, as ondas de gravidade podem ser geradas por variações na taxa de aquecimento Joule, devido ao aumento das correntes elétricas na região E em razão da precipitação de partículas energéticas (SCHUNK; NAGY, 2000). As ondas de gravidade-acústica são consideradas um mecanismo de disparo da instabilidade Perkins, contribuindo para geração de instabilidades de plasma e que dá origem ao *MSTID* que se propaga para Noroeste no hemisfério Sul.

5.2 Simulações numéricas

Na região da AMAS, o fluxo de prótons com energia $> 16\text{MeV}$ apresentou um centroide em (25°S, 50°O) para dados relativos à Março - Junho de 2003. (QIN *et al.*, 2014), conforme mostra a Figura 5.3. Tanto em latitude, quando em longitude, o fluxo de prótons apresenta uma distribuição Gaussiana.

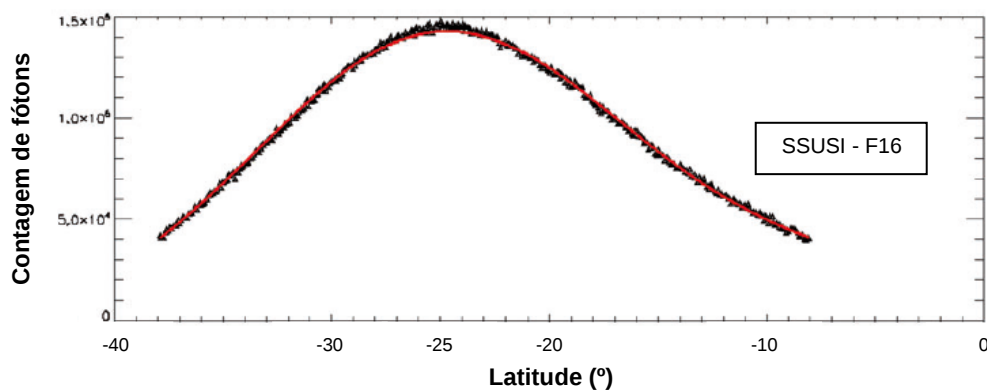
Figura 5.3: Fluxo de prótons com energia > 16 MeV na região da AMAS no período de 20 de Março de 2003 a 20 Junho de 2003. Os dados foram obtidos pelos detectores a bordo do satélite NOAA 15, com órbita em torno de 800 km. O fluxo de prótons tem distribuição Gaussiana em latitude e longitude.



Fonte: Adaptada de Qin *et al.* (2014).

A contagem de fótons de comprimento de onda 427,8 nm (linha de emissão do N_2^+), registrados pelo fotômetro a bordo do satélite F16 do *DMSP* mostra que a taxa de contagem de fótons apresenta uma distribuição aproximadamente Gaussiana, com centro em torno da latitude 25 $^{\circ}$ S, conforme mostra a Figura 5.4. A emissão é proporcional à precipitação de partículas na região da AMAS (SCHAEFER *et al.*, 2016).

Figura 5.4: Contagem de fótons da emissão 427,8 nm do N_2^+ na região da AMAS.



Fonte: Adaptada de Schaefer *et al.* (2016).

Considerando a distribuição Gaussiana da precipitação de partículas na região da AMAS, é possível calcular o aquecimento Joule devido ao acréscimo de corrente δj causada pela precipitação de partículas δn na região E. A variação da corrente devido ao fluxo de partículas pode ser representada pela seguinte relação:

$$\frac{\delta j}{j_{oc}} = \frac{\delta n}{n_o} \quad (5.10)$$

Na Equação 5.10, j_{oc} é a corrente de fundo na região E; n_o representa a concentração ambiente de partículas na região E. A Equação 5.10 expressa a relação proporcional entre a variação na densidade das partículas e a variação de corrente na região E.

A energia dissipada ou taxa de aquecimento Joule (δQ) pode ser escrita como:

$$\delta Q = \frac{1}{n_o} (\delta j \cdot E) \equiv \frac{1}{n_o} \frac{\delta n}{n_o} j_{oc} E \equiv \frac{1}{n_o} \frac{\delta n}{n_o} \sigma_c E^2 \equiv \frac{\sigma_c}{\sigma_p} \frac{\delta n}{n_o} q \mu_p E^2 \quad (5.11)$$

Na equação 5.11, σ_c e σ_p são as condutividades Cowling (condutividade na direção do eletrojato equatorial) e Pedersen; μ_p é a mobilidade Pedersen para íons. Para a região E, pode ser escrita da seguinte forma: $\mu_p = \frac{1}{B_o} \frac{\kappa}{1 + \kappa^2} \approx \frac{1}{B_o} \frac{\Omega}{\nu}$, onde $\kappa = \frac{\Omega}{\nu}$.

Reescrevendo, tem-se:

$$\delta Q = \alpha \frac{\delta n}{n_o} J / s \quad (5.12)$$

Na Equação 5.12, $\alpha = \frac{\sigma_c}{\sigma_p} \frac{q}{B_o} \frac{\kappa}{1 + \kappa^2} E^2 \sim \frac{\sigma_c}{\sigma_p} \frac{10^{-19}}{0,25 \cdot 10^{-5}} \frac{\Omega}{\nu} E^2$.

A variação de temperatura δT pode ser escrita como:

$$\delta T = \frac{\delta Q}{\kappa_B} = \frac{\alpha}{\kappa_B} \frac{\delta n}{\delta n_o} K / s \quad (5.13)$$

Na Equação 5.13, $\kappa_B = 1,38 \times 10^{-23} J / K$ é a constante de Boltzmann.

Na região E, considera-se $E \sim 1mV/m$; $\kappa = \frac{\Omega}{\nu} \sim 0,1$; $\frac{\sigma_c}{\sigma_p} \sim 10^2 e^{-(r-105)^2/\sigma^2}$ (KELLEY,

2009), onde $\frac{\sigma_c}{\sigma_p} \sim 10^2$ é a razão entre a condutividade Cowling e condutividade

Pedersen; r é a altitude. O termo $e^{-(r-105)^2/\sigma^2}$ representa a Gaussiana em altitude r , representativa da condutividade na região E, onde 105 km é considerado o máximo da Gaussiana.

Dessa forma, tem-se:

$$\alpha = 10^2 \cdot \frac{10^{-19} \times 10^{-7}}{0,25 \cdot 10^{-5}} \sim 0,5 \times 10^{-18} J / s \Rightarrow \frac{\alpha}{\kappa_B} = 0,5 \times 10^5 \sim 5 \times 10^5 K / s \quad (5.14)$$

Portanto, a perturbação térmica na região E (para $T_o=500 K$) é dada por:

$$\frac{\delta T}{T_o} = \frac{5 \times 10^4}{T_o} \frac{\delta n}{n_o} \approx 10^3 \frac{\delta n}{n_o} e^{-(r-105)^2/\sigma^2} \quad (5.15)$$

Ou

$$\frac{\delta T}{T_o} = 10^3 \frac{\delta f}{f_o} e^{-(r-105)/\sigma^2} \quad (5.16)$$

Na Equação 5.16 $f = nv$, é o fluxo de prótons na AMAS. Baseado no trabalho de Qin *et al.* (2014), $\delta f \sim 10^3$ prótons/cm²/s. Considerando $f_o = n_o v$, onde v é a velocidade do fluxo de prótons na região da AMAS e f_o é o fluxo de fundo, a perturbação térmica durante o período diurno pode ser estimada como:

$$f_o = n_o v_{alf} \geq 10^4 \times 10^5 / cm^2 / s \Rightarrow \frac{\delta f}{f_o} \leq 10^{-6} \Rightarrow \frac{\delta T}{T_o} \leq 10^{-3} e^{-(r-105)^2 / \sigma^2} \quad (5.17)$$

A perturbação térmica durante o período noturno pode ser estimada como:

$$f_o = n_o v_{alf} \leq 10^3 \times 10^5 / cm^2 / s \Rightarrow \frac{\delta f}{f_o} \geq 10^{-5} \Rightarrow \frac{\delta T}{T_o} \geq 10^{-2} e^{-(r-105)^2 / \sigma^2} \quad (5.18)$$

Portanto, o pico da taxa de aquecimento Joule é maior durante o período noturno, devido à grande densidade e corrente na região E. Esse fato faz da AMAS uma fonte possível de ondas de gravidade-acústica durante o período noturno.

A perturbação térmica descrita na Equação 5.18 tem uma forma de variação Gaussiana em altitude r . A perturbação térmica na região da AMAS apresenta também uma variação tipicamente Gaussiana no plano horizontal (θ, ϕ) , com $\sigma = 10^\circ$ (QIN *et al.*, 2014). Assim, a razão $\frac{\delta T}{T_o}$ pode ser escrita como:

$$\frac{\delta T}{T_o} = 10^{-2} e^{-(r-105)^2 / \sigma^2} e^{-(\theta-\theta_o)^2 / 10^2} e^{-(\phi-\phi_o)^2 / 10^2} = 10^{-2} S(r, \theta, \phi) \quad (5.19)$$

Considerando um *MSTID* com um período típico de 2 horas, com $\sigma = 3600$ s, é possível modificar a Equação 5.19, multiplicando por uma Gaussiana com respeito ao tempo:

$$\frac{\delta T}{T_o} = 10^{-2} S(r, \theta, \phi) e^{-(t-3600)^2 / 3600^2} \quad (5.20)$$

A Equação 5.20 representa a fonte de perturbação térmica na região E, devido ao efeito Joule associado à precipitação de partículas na região da AMAS, com um tempo de ocorrência de 7200 s e máxima intensidade aos 3600 s.

Kherani *et al.* (2016) derivou as equações hidrodinâmicas das ondas de gravidade-acústica utilizando as equações de Navier-Stokes da continuidade, *momentum* e energia na atmosfera. As simulações numéricas são realizadas para resolver essas equações hidrodinâmicas que governam as ondas de gravidade-acústica (KHERANI *et al.*, 2016):

$$\frac{\partial^2 \vec{W}}{\partial t^2} = \frac{1}{\rho} \nabla(\gamma p \nabla \cdot \vec{W}) - \frac{\nabla p}{\rho^2} \nabla \cdot (\rho \vec{W}) p + \frac{1}{\rho} \nabla(\vec{W} \cdot \nabla) p + \frac{\partial \Pi_{visc}}{\partial t} + \frac{\partial \Theta}{\partial t} \quad (5.21)$$

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{W}) = 0 \quad (5.22)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} + (\vec{W} \cdot \nabla) p + \gamma p \nabla \cdot \vec{W} = 0 \quad (5.23)$$

Nas Equações 5.21 a 5.23, $\vec{W}$ representa a amplitude da onda de gravidade-acústica, com módulo em m/s; $p = R\rho T$ é a pressão; T é a temperatura; ρ é a densidade da atmosfera terrestre; γ é a razão dos calores específicos (à pressão constante/volume constante); Π_{visc} é o estresse viscoso; Θ representa o termo de perturbação devido ao forçante externo. No caso deste estudo, são considerados dois forçantes externos: a perturbação térmica devido ao efeito Joule associado à precipitação de partículas na AMAS e a convecção troposférica, que é uma importante fonte de ondas de gravidade-acústica.

Na Equação 5.21, o primeiro termo corresponde à onda acústica, ou seja, a contribuição do fluxo compressível. O segundo e o terceiro termo correspondem à onda de gravidade, ou seja, a contribuição da advecção da densidade e pressão. O quarto termo se refere à contribuição da viscosidade e o último termo se refere ao forçante externo. A Equação 5.21 é resolvida para determinar ρ e p . E as Equações 5.22 e 5.23 são utilizadas para derivar a equação de onda para o campo de vento $\vec{W}$. A Equação 5.21 é resolvida numericamente, utilizando o método de diferenças finitas em coordenadas esféricas (r, θ, ϕ) , onde r é a altitude, θ é a latitude e ϕ é a

longitude. O método de Crank-Nicholson é empregado para realizar a integração temporal que leva a uma equação matricial que é posteriormente resolvida pelo método de sobre-relaxação sucessiva.

As simulações numéricas são efetuadas em um sistema de coordenadas esférico (r, θ, ϕ) , que representam a altitude, latitude e longitude, respectivamente. O volume de simulação cobre uma altitude entre 0 e 400 km ($0 \leq r \leq 400$). Os domínios das latitudes e longitudes variaram conforme cada simulação. Para as simulações numéricas 01 e 02, foram $10^\circ\text{S} \leq \theta \leq 40^\circ\text{S}$ e $30^\circ\text{O} \leq \phi \leq 60^\circ\text{O}$. No caso das simulações numéricas 03 e 04, foram $10^\circ\text{S} \leq \theta \leq 45^\circ\text{S}$ e $20^\circ\text{O} \leq \phi \leq 60^\circ\text{O}$. As resoluções da grade de simulação são de $\nabla r = 10$ km, $\nabla \theta = \nabla \phi = 0,2^\circ$.

O forçante Θ está associado à perturbação da pressão δp ou à perturbação térmica δT da seguinte maneira:

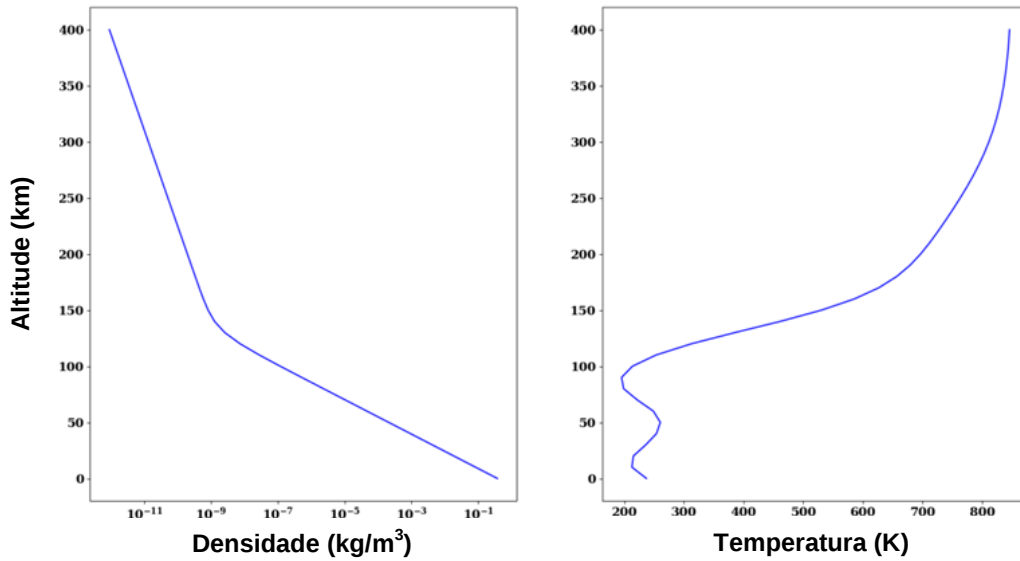
$$\Theta = -\frac{1}{\rho} \nabla \delta p = -\frac{1}{\rho} \nabla (R \rho \delta T) \quad (5.24)$$

Para avaliar a geração de ondas de gravidade-acústica devido à perturbação térmica na região da AMAS, e também devido ao forçante relacionado à convecção troposférica, foram conduzidas 4 simulações numéricas, que são apresentadas nas Seções 5.2.1 à 5.2.4. A Seção 5.4 apresenta um resultado preliminar, em que foi utilizado o *Coupled Atmosphere-Ionosphere Model* (KHERANI, et al., 2016) e o *Collisional-Interchange Instability model* (KHERANI; PATRA, 2015) para simular o desenvolvimento da instabilidade colisional *interchange*.

5.2.1 Simulação numérica 01

A primeira simulação foi efetuada para as condições de atividade solar baixa e meses de inverno. Essas condições estão associadas ao perfil de temperatura e densidade mostrado na Figura 5.5.

Figura 5.5: Perfil de temperatura e densidade atmosférica para o período de inverno e baixa atividade solar.



Nesta simulação, a AMAS é a fonte de perturbação térmica e o forçante de perturbação térmica segue a seguinte equação:

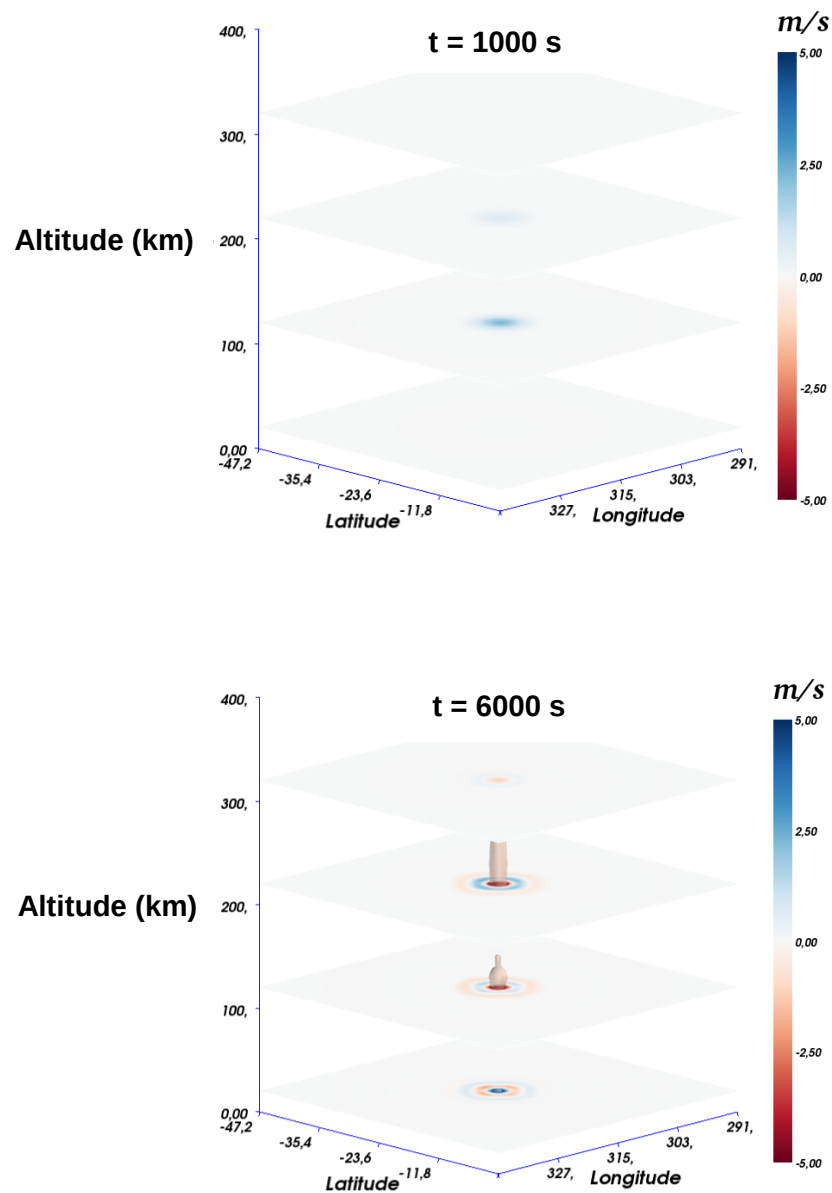
$$\frac{\delta T}{T_o} = 10^{-2} S_{AM} \quad (5.25)$$

Na Equação 5.25, $S_{AM} = e^{-(r-105)^2/10^2} e^{-(\theta-22)/10^2} e^{-(\phi-315)^2/10^2} e^{-(t-3600)^2/3600^2}$

O pico do forçante da Gaussiana que representa a AMAS foi colocado em $\theta_o = 22^\circ\text{S}$, $\phi_o = 315^\circ$ (45°O) - coordenadas de Cachoeira Paulista - em uma altitude de 105 km e em $t = 3600$ s.

Os resultados do desenvolvimento da amplitude radial W_r do vento associado às ondas de gravidade-acústica para $t = 1000$ s e $t = 6000$ s são mostrados na Figura 5.6. A escala de cores está em m/s. O pico da Gaussiana que se refere à perturbação térmica foi posicionada nas coordenadas de Cachoeira Paulista (que está próxima ao centro da AMAS) e em uma altitude de 105 km, correspondente à região E.

Figura 5.6: Amplitude da componente radial W_r do vento associado às ondas de gravidade-acústica, em $t = 1000$ s e $t = 6000$ s. A perturbação foi centrada em Cachoeira Paulista, em uma altitude de 105 km (região E).



5.2.2 Simulação numérica 02

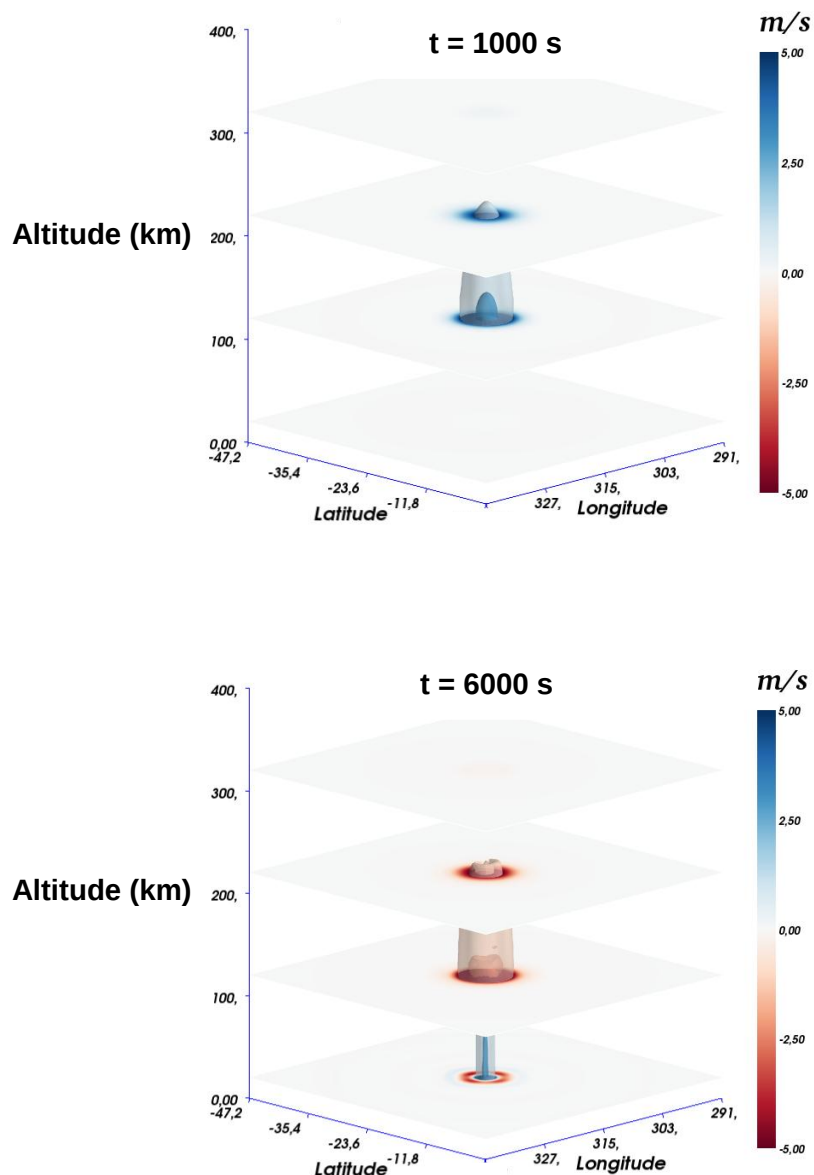
Nesta simulação, foram consideradas as mesmas condições ambientes da primeira simulação. Neste caso, a amplitude do forçante térmico foi aumentada em uma ordem de grandeza, ou seja:

$$\frac{\delta T}{T_o} = 10^{-1} S_{AM} \quad (5.26)$$

A perturbação devido ao efeito Joule relacionada à precipitação de partículas foi centrada em Cachoeira Paulista ($\theta_o = 22^\circ\text{S}$, $\varphi_o = 315^\circ$) e em uma altitude de 105 km e em $t = 3600$ s.

Os resultados do desenvolvimento da amplitude radial W_r do vento associado às ondas de gravidade-acústica para $t = 1000$ s e $t = 6000$ s são mostrados na Figura 5.7.

Figura 5.7: Amplitude da componente radial W_r do vento associado às ondas de gravidade-acústica, em $t = 1000$ s e $t = 6000$ s. A perturbação foi centrada em Cachoeira Paulista, em uma altitude de 105 km (região E). A amplitude do forçante térmico foi aumentada em uma ordem de grandeza.



5.2.3 Simulação numérica 03

Neste caso, as condições ambiente são as mesmas da simulação numérica 02, mas agora o forçante externo é dado pela convecção troposférica (CT):

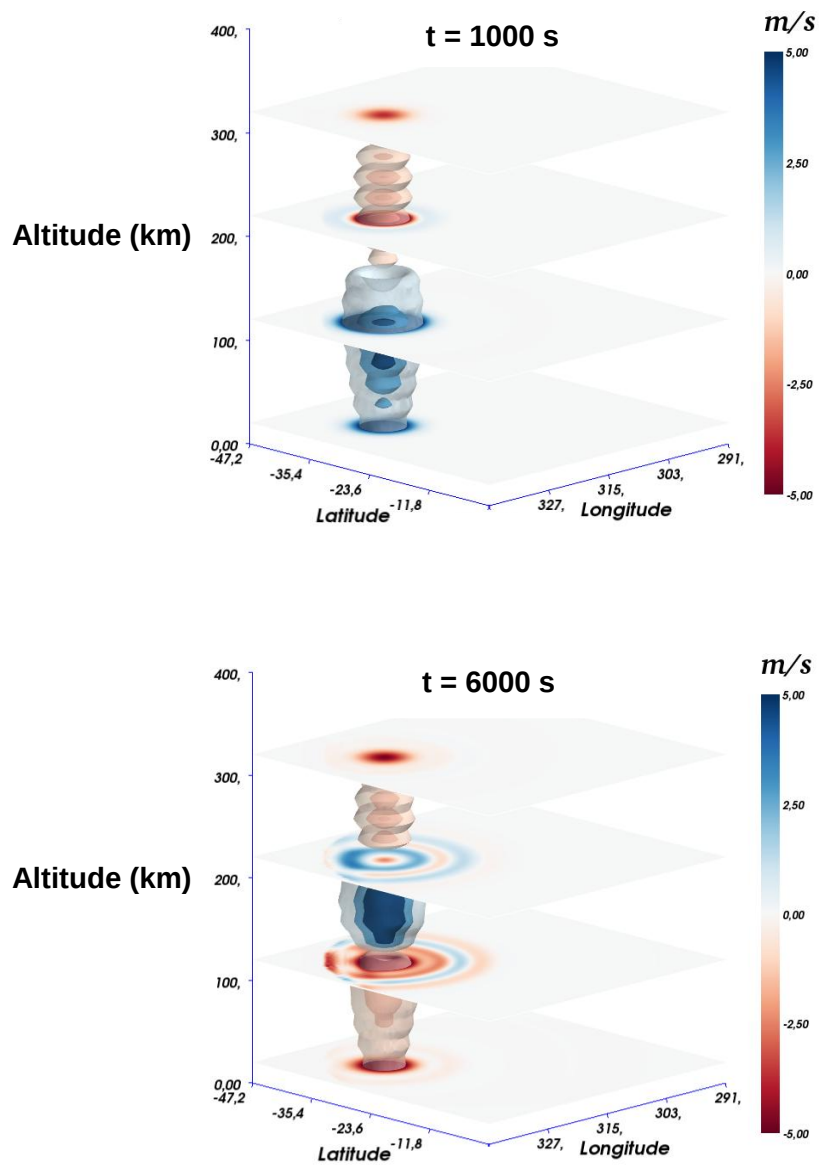
$$\frac{\delta T}{T_o} = 10^{-1} S_{CT} \quad (5.27)$$

Na Equação 5.27, $S_{CT} = e^{-(r-10)^2/10^2} e^{-(\theta-40)/10^2} e^{-(\varphi-335)^2/10^2} e^{-(t-1800)^2/1800^2}$.

O pico do forçante da Gaussiana que representa a convecção troposférica foi colocado em $\theta_o = 40^\circ\text{S}$, $\varphi_o = 335^\circ$ (25°O) e em $t = 1800$ s, com tempo total de duração de 3600 s. A localização da fonte troposférica fica à Sudeste do setor Brasileiro, sobre o Oceano Atlântico. Essa localização é recorrente para as convecções troposféricas nos meses de inverno, que são menos frequentes sobre a região central do Brasil, conforme pode ser visto na Figura 5.11. A fonte foi colocada em uma altitude de 10 km. O tempo de 1 hora (3600 s) é um valor típico para duração de um sistema convectivo considerado como fonte localizada de convecção troposférica.

Os resultados da simulação para $t = 1000$ s e $t = 6000$ s são mostrados na Figura 5.8.

Figura 5.8: Amplitude da componente radial W_r do vento associado às ondas de gravidade-acústica, em $t = 1000$ s e $t = 6000$ s. A perturbação foi centrada em uma região mais ao Sul do setor Brasileiro, na altitude de 10 km.



5.2.4 Simulação numérica 04

Este caso é uma composição das duas fontes, a AMAS e a convecção troposférica, seguindo as mesmas condições ambiente das simulações anteriores (meses de inverno e baixa atividade solar). O forçante tem a seguinte forma:

$$\frac{\delta T}{T_o} = 10^{-1}(S_{AM} + S_{CT}) \quad (5.28)$$

As características das Gaussianas que representam a convecção troposférica e o forçante da AMAS são os mesmos das simulações numéricas 03 e 02, inclusive a localização espaço-temporal dos picos. Os resultados da simulação para $t = 1000$ s e $t = 6000$ s são mostrados na Figura 5.9.

A Figura 5.10 mostra um corte na altitude de 220 km, correspondente à emissão OI 630,0 nm e a evolução da estrutura em 4 instantes distintos.

Figura 5.9: Dois forçantes simultâneos de geração de ondas de gravidade-acústica. Um forçante a partir de convecção troposférica e outro a partir da AMAS. A amplitude da componente radial W_r do vento associado às ondas de gravidade-acústica é mostrada para $t = 1000$ s e $t = 6000$ s.

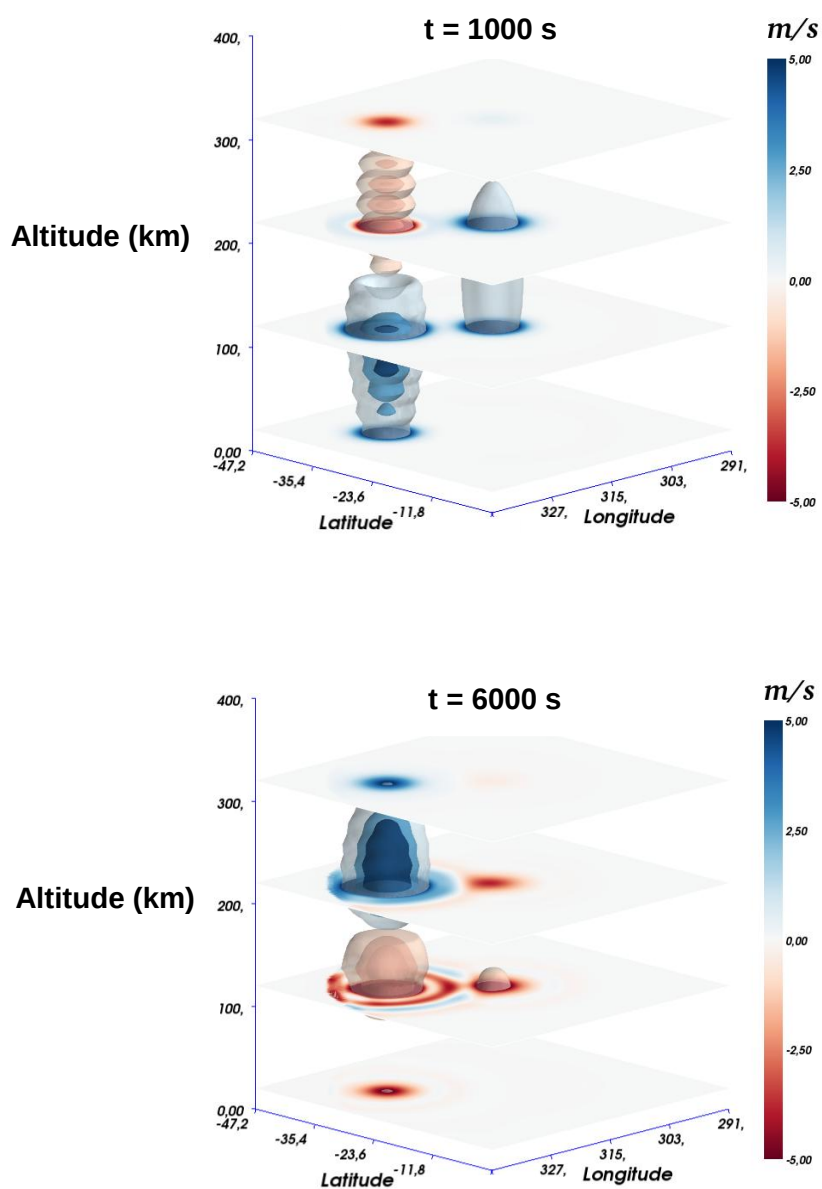
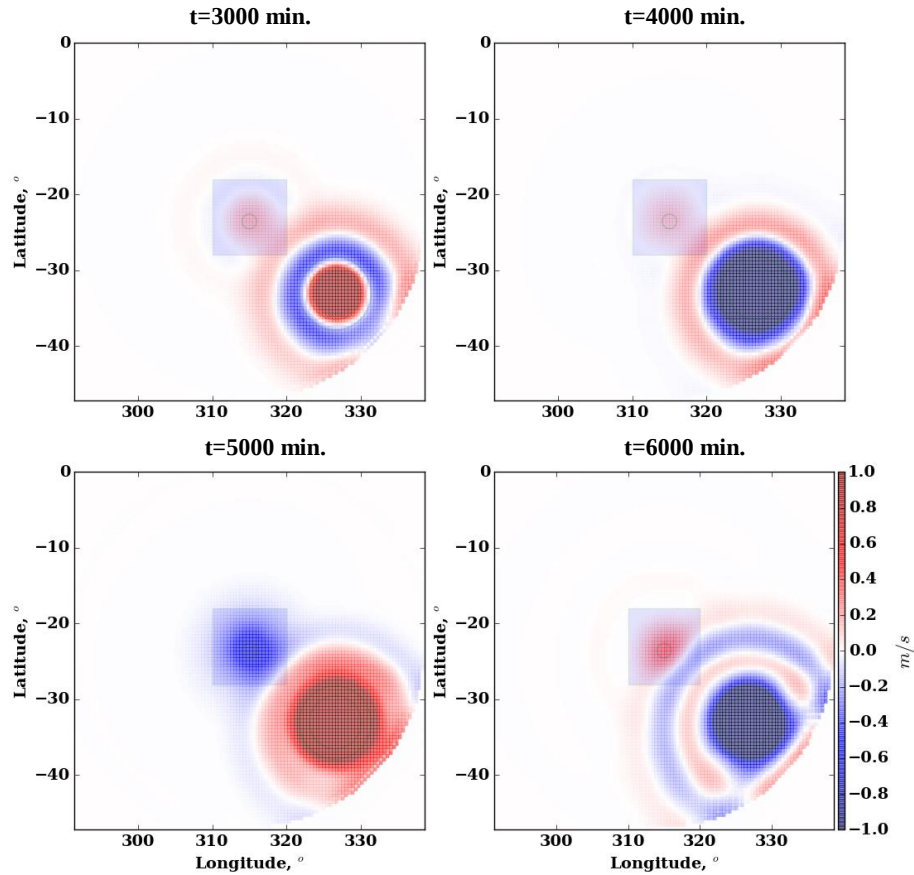


Figura 5.10: Corte na altitude de 220 km (região de emissão do OI 630,0 nm), mostrando a amplitude de W_r . O quadrado representa o campo de visão do imageador em Cachoeira Paulista.



5.3 Discussão dos resultados

Os resultados mostram que, para todas as simulações numéricas efetuadas, a propagação das ondas de gravidade-acústica foi predominantemente vertical, da baixa atmosfera para alta atmosfera, acompanhada de um espalhamento circular na direção horizontal, isto é, no plano $\theta-\phi$. A propagação ascendente é devido à própria propagação oscilatória da onda e o espalhamento na horizontal ocorre devido às ondas de gravidade-acústica secundárias decorrentes da dissipação viscosa na atmosfera.

Ao se propagar para cima, a amplitude das ondas de gravidade-acústica aumenta e atinge pico de 5 m/s em uma altitude entre 150-250 km. No plano horizontal, ocorre um máximo em (θ_o, ϕ_o) , ou seja, na localização do pico do forçante. Na região da AMAS, as ondas de gravidade-acústica geradas em 105 km se propagaram para baixo também. No plano horizontal, a máxima amplitude ocorre em (θ_o, ϕ_o) , isto é, na localização do pico do forçante.

O forçante relativo à convecção troposférica produz ondas de gravidade-acústica mais intensas e com amplitudes maiores, em comparação com o forçante relacionado à AMAS, conforme pode ser visto nas Figuras 5.7 e 5.8. Isso se deve ao fato de que a convecção troposférica tem seu forçante localizado em uma altitude menor do que o forçante da AMAS. As ondas de gravidade-acústica geradas na troposfera encontram um decréscimo bem maior de densidade ao longo de sua propagação pela atmosfera, resultando em um acréscimo maior na amplitude, visto que a relação entre densidade e amplitude é inversamente proporcional.

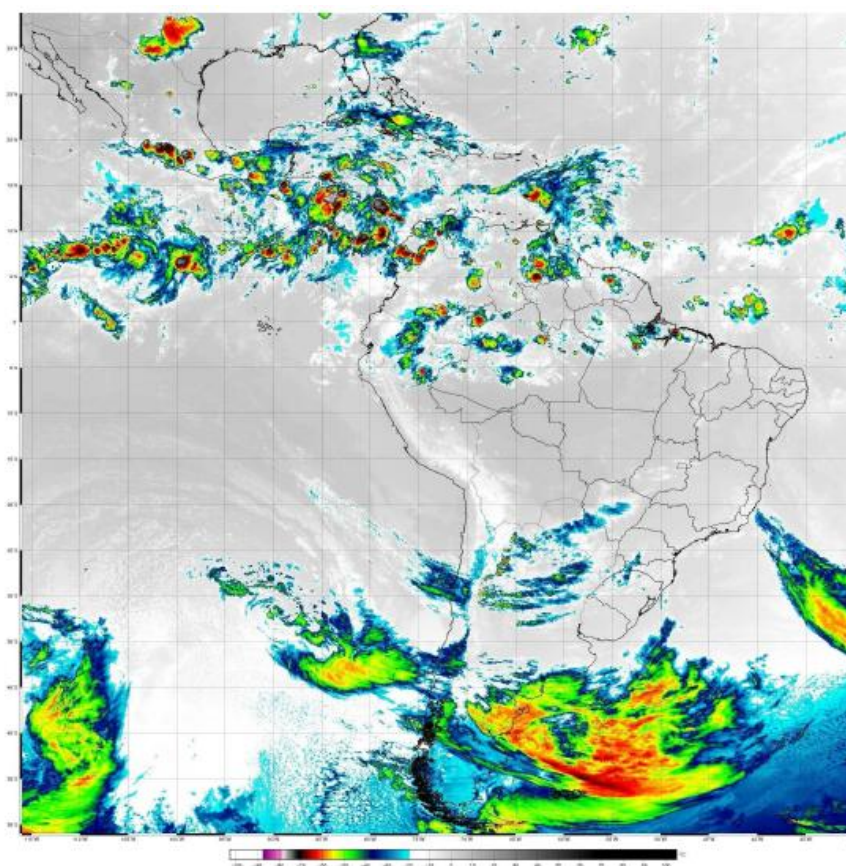
Entretanto, nas vizinhanças de Cachoeira Paulista, as ondas de gravidade-acústica geradas pela AMAS e pela convecção troposférica tem amplitudes similares, como pode ser visto na Figura 5.9, que representa possivelmente um cenário mais realístico. Este aspecto fica mais evidente na Figura 5.10, onde é mostrado o valor de $\bar{W}_r$ a uma altitude de 220 km. Na Figura 5.10, nota-se uma grande frente de onda circular atingindo a região de Cachoeira Paulista, gerada a partir da convecção troposférica. É interessante notar que essa frente de onda se torna mais intensa na região do forçante da AMAS e o módulo do vento perturbado $\bar{W}$ é maior. Portanto, as ondas de gravidade-acústica geradas pela AMAS fortalecem as ondas de gravidade-acústica geradas pela convecção troposférica. Esse fato sugere a importância da AMAS para geração de ondas de gravidade-acústica e *MSTIDs*.

Assim sendo, o forçante combinado da AMAS e da convecção troposférica podem provocar ondas de gravidade-acústica com amplitude de ~ 5 m/s em alturas próximas de 220 km. Essas ondas de gravidade-acústica podem perturbar a região F da ionosfera via acoplamentos colisional e podem gerar *MSTIDs* (HINES, 1972). Além disso, a onda pode disparar a instabilidade colisional *interchange* na ionosfera e

contribuir para geração da instabilidade Perkins em médias latitudes, sob condições positivas de crescimento (HUANG *et al.*, 1994).

A convecção troposférica noturna é bastante diminuída na região central do Brasil, durante os meses de inverno. A Figura 5.11 mostra uma imagem de satélite que exemplifica bem o período. A imagem mostra a ausência de nuvens convectivas na região. A taxa de ocorrência de *MSTIDs* sobre Cachoeira Paulista é maior justamente nos meses de inverno. Nesse sentido, a precipitação de partículas na região da AMAS é um fator contribuinte para geração de *MSTIDs*.

Figura 5.11: Atividade convectiva noturna sobre a América do Sul durante o mês de Junho de 2012. A imagem foi obtida pelo satélite GOES 12. A escala de cores indica a temperatura do topo das nuvens, que é um indicativo de convecção noturna.



Fonte: CPTEC/INPE. Disponível em <http://satellite.cptec.inpe.br/home/index.jsp>. Acesso:15/09/2017.

5.4 Simulação numérica 05 (resultado preliminar)

A fim de analisar os aspectos de interação das ondas de gravidade-acústica com a instabilidade colisional *interchange* na ionosfera, foi conduzido um último experimento numérico. Neste caso, foi utilizado o *Coupled Atmosphere-Ionosphere Model* (KHERANI, et al., 2016) acoplado com o *Collisional-Interchange Instability Model* (KHERANI; PATRA, 2015).

O *Collisional-Interchange Instability Model* soluciona um conjunto de equações hidromagnéticas que governam a densidade numérica e velocidade de íons e elétrons, além do campo elétrico e potencial elétrico na ionosfera, fornecendo resultados da variação espaço-temporal dessas variáveis a partir de uma perturbação inicial no campo de vento $\vec{W}$, relacionada à onda de gravidade-acústica. Os valores da perturbação no campo de vento, por sua vez, foram simulados com o *Coupled Atmosphere-Ionosphere Model*. O forçante é similar ao caso da simulação numérica 04, ou seja, foram consideradas duas fontes de ondas de gravidade-acústica no hemisfério Sul: AMAS e convecção troposférica, seguindo as condições ambiente de meses de inverno e baixa atividade solar.

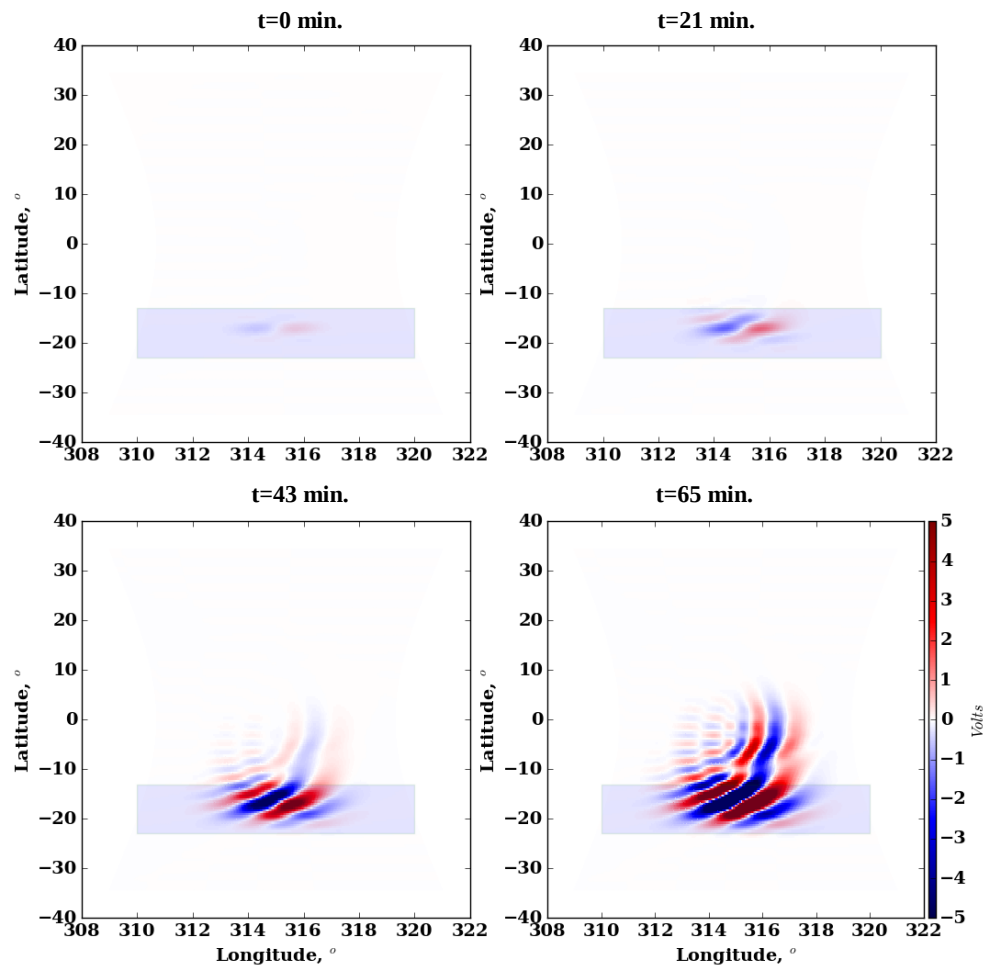
As condições iniciais da ionosfera se equivalem às condições pós meia-noite local, com um campo elétrico ambiente na direção Norte-Sul igual a 0,5 mV/m. O resultado é mostrado na Figura 5.12, que apresenta a evolução temporal do potencial elétrico a uma altitude de 220 km. O retângulo representa o campo de visão de um imageador instalado em Cachoeira Paulista.

Embora o resultado ainda seja preliminar, a simulação numérica mostrou que o potencial de polarização cresceu a partir de uma amplitude inicial pequena no hemisfério Sul, até uma amplitude de ~10 V, no intervalo de tempo de 1 hora. O potencial se mapeou para o hemisfério Norte, sugerindo que o crescimento da instabilidade colisional *interchange* está relacionada à instabilidade Perkins na ionosfera de médias e baixas latitudes. É interessante notar que as superfícies isotenciais, isto é, as frentes de potencial, se alinharam na direção Nordeste-Sudoeste no hemisfério Sul e na direção Noroeste-Sudeste no hemisfério Norte. As

superfícies iso-potenciais mostradas na Figura 5.12 são representativas das bandas escuras intercaladas por regiões mais claras, observadas durante a propagação dos *MSTIDs* pelo campo de visão do imageador. As bandas escuras observadas nas imagens da emissão OI 630,0 nm são regiões de baixo potencial elétrico, baixo conteúdo eletrônico total e baixa condutividade Pedersen integrada Σ_p .

Esses aspectos são consistentes com a teoria de instabilidade Perkins e com os *MSTIDs* observados e relatados neste estudo. Entretanto, deverão ser realizadas mais simulações numéricas utilizando os modelos citados acima para averiguar amplamente os aspectos que envolvem a instabilidade colisional *interchange* e a instabilidade Perkins.

Figura 5.12: Contornos iso-potenciais evidenciando a evolução temporal do potencial elétrico a uma altitude de 220 km. A escala de cores está representando valores em Volt. O retângulo representa o campo de visão de um imageador instalado em Cachoeira Paulista. A latitude é geomagnética.



6 CONCLUSÕES

Neste capítulo são apresentados os principais resultados e conclusões da Tese e algumas recomendações para trabalhos futuros.

6.1 Avaliação da extensão da frente de onda dos *MSTIDs*

A partir de um banco de dados de imagens *all-sky* da emissão OI 630,0 nm obtidas entre 1990 e 2011 por imageadores instalados nos observatórios de Cachoeira Paulista (22,7°S; 45,0°O; ângulo DIP = -37,6°) e São Martinho da Serra (29,4°S; 53,8°O, ângulo DIP = -37,3°), foram catalogados *MSTIDs* cuja origem está relacionada ao processo de instabilidade de plasma Perkins em médias latitudes. Este tipo de *MSTID* se propaga para Noroeste no hemisfério Sul e tem sua frente de onda alinhada na direção Nordeste-Sudoeste. Foram catalogados 115 *MSTIDs* com essas características.

Considerando os 115 casos catalogados, foi realizado um levantamento da ocorrência simultânea da assinatura dos *MSTIDs* nas digissondas de Porto Stanley (51,6°S; 57,9°O; ângulo DIP = -49,8°), Ascensão (07,95°S; 14,4°O; ângulo DIP = -43,4°) e Cachoeira Paulista (22,7°S; 45,0°O; ângulo DIP = -37,6°). Foram selecionadas 5 noites com observações simultâneas que apresentaram evidente ocorrência de *MSTIDs* em Ascensão, Porto Stanley e Cachoeira Paulista, sendo que os dois primeiros observatórios estão separados por aproximadamente 6250 km. Os 5 eventos foram observados em períodos geomagneticamente calmos.

A propagação do *MSTID* pelo zênite das digissondas provocou subidas abruptas nos parâmetros $h'F$ e $hmF2$, em alguns casos, associadas ao *spread F* predominantemente do tipo frequência, representativos de irregularidades da base da região F. Os picos foram observados em Porto Stanley e Ascensão com uma separação que variou entre 0 minutos e 2 horas.

A análise da periodicidade no comportamento do parâmetro hmF2, a partir da aplicação da *wavelet* de Morlet, mostrou oscilações com períodos entre 1,5 horas e 4 horas, condizentes com os períodos dos *MSTIDs* reportados na bibliografia.

Os 5 casos de *MSTIDs* analisados provavelmente foram gerados em médias latitudes, a partir de ondas de gravidade de origem troposférica, que atuaram como gatilho da instabilidade Perkins ou então em altas latitudes, a partir de ondas de gravidade causadas por efeito Joule. A frente de onda se propagou para Noroeste produzindo as oscilações, com subidas abruptas, nos parâmetros h'F e hmF2 e *spread F* nos dados das digissondas de Porto Stanley e Ascensão. Posteriormente, o *MSTID* atinge São Martinho da Serra e Cachoeira Paulista. Os resultados sugerem que a frente de onda dos *MSTIDs* pode se estender a distâncias superiores a 6250 km no hemisfério Sul.

6.2 Cálculo do Índice de Absorção dos *MSTIDs*

A partir da teoria magnetohidrodinâmica, foram calculados os índices absorção para 2 casos de *MSTIDs* em períodos distintos do ciclo solar: noite de 5-6/06/2000 (atividade solar máxima - média mensal F 10.7 cm = $186,07 \times 10^{-22} \text{ W.m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$) e noite de 4-5/09/2008 (atividade solar mínima - média mensal F 10.7 cm = $67,70 \times 10^{-22} \text{ W.m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$).

Os resultados mostraram que durante o período de máxima atividade solar, quando a concentração eletrônica é maior, os *MSTIDs* percorrem distâncias menores até serem dissipados. Durante o mínimo solar, os *MSTIDs* percorrem distâncias maiores, atingindo a região tropical. Este resultado contribui para explicar a maior frequência de ocorrência de *MSTIDs* em Cachoeira Paulista durante período de atividade solar mínima. Os resultados mostraram ainda que, em alturas próximas do pico de densidade da região F, ocorre a máxima absorção da onda. Os *MSTIDs* que se propagam por grandes distâncias, o fazem durante períodos em que a densidade de plasma ambiente é relativamente menor.

6.3 Simulações numéricas

Foram conduzidas simulações numéricas para geração de ondas de gravidade-acústica, que podem se propagar pela região F da ionosfera, gerando *MSTIDs* via acoplamento colisional e também semear a instabilidade Perkins em médias latitudes.

Duas perturbações com formato Gaussiano espaço-temporal foram consideradas. A primeira foi uma perturbação térmica, relacionada à precipitação de partículas na AMAS, que gera efeito Joule na região E. Foi calculada a variação de temperatura ambiente devido ao efeito Joule relacionado ao fluxo de partículas para inserir como parâmetro de entrada na simulação. A outra perturbação considerada foi a convecção troposférica.

Os resultados apontaram que a convecção troposférica produz ondas de gravidade-acústica mais intensas e com uma maior amplitude, em comparação com a AMAS. Considerando a presença simultânea dos dois forçantes, as ondas de gravidade-acústica geradas pela AMAS e pela convecção troposférica mostraram amplitudes similares na região de Cachoeira Paulista. Nesse cenário, as ondas de gravidade-acústica geradas pela AMAS fortalecem as ondas de gravidade-acústica geradas pela convecção troposférica. O forçante combinado da AMAS e da convecção troposférica provoca ondas de gravidade-acústica com amplitude de $\sim 5\text{m/s}$ em altitudes próximas a 220 km.

Um resultado preliminar obtido com a utilização do *Coupled Atmosphere-Ionosphere Model* acoplado com o *Collisional-Interchange Instability Model* mostrou a geração de estruturas alternadas de maior e menor potencial elétrico. O potencial de polarização cresceu até uma amplitude de $\sim 10\text{ V}$, no intervalo de 1 hora. As estruturas geradas se alinharam na direção Nordeste-Sudoeste no hemisfério Sul e houve mapeamento do potencial para o hemisfério Norte, onde as estruturas se alinharam na direção Noroeste-Sudeste. Estes aspectos são consistentes com a teoria de instabilidade Perkins e com os *MSTIDs* observados e relatados neste estudo.

6.4 Recomendações para trabalhos futuros

Como recomendação para trabalhos futuros, sugere-se o estudo do modelo de Perkins via simulações numéricas. Sugere-se também, o imageamento da emissão OI 630, 0 *nm* em latitudes mais altas no hemisfério Sul, para se ampliar as informações à respeito dos processos de geração, região de origem e influência da AMAS nos *MSTIDs* noturnos similares aos reportados neste trabalho, gerados em médias ou altas latitudes.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; KANTOR, I. J.; SOBRAL, J. H. A. Gravity wave induced ionization layers in the night F-region over Cachoeira Paulista (22 degrees-S, 45-degrees-W). **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 44, n. 9, p. 759-767, 1982.
- ABDU, M.A.; BORBA, G.L.; BATISTA, I.S.; SOBRAL, J.H.A. Gravity waves effects in the low latitude ionosphere from the 10-24 November 1990 SUPERWAGS Campaign Results. In: Workshop SWAGS, 1994, London, Canada. **Proceedings of Royal Society of London**, v.A, n.201, p.216-234, Oxford: Pergamon Press, p.501-504, 1994.
- ABDU, M.A; JAYACHANDRAN, P.T.; MACDOUGALL, J.; CECILE, J.F. AND SOBRAL, J.H.A. Equatorial F zonal plasma irregularity drifts under magnetospheric disturbances. **Geophysical Research Letters**, v. 25, n.22, 1998.
- ABDU, M.A. Coupling and energetics of the equatorial ionosphere-thermosphere system: advances during the STEP period. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**. v.61, n.1-2, p.153-165, 1999.
- ABDU, M. A. Equatorial ionosphere-thermosphere system: Electrodynamics and irregularities. **Advances in Space Research**, v. 35, n.5, p.771-787, 2005.
- Abreu, V. J.; YEE, J. H.; SOLOMON, S. C.; DALGARNO, A. The quenching rate of O(1D) by O(3P). **Planetary and Space Science**, v.34, n.11, p. 1143- 1145, 1986.
- AMORIM, D. C. M. **Caracterização de distúrbios ionosféricos propagantes na região de baixas latitudes no setor Brasileiro associados à instabilidade de plasma Perkins gerada em médias latitudes**. 2010. 132 p. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/36QPF9E>>.
- AMORIM, D. C. M.; PIMENTA, A. A.; BITTENCOURT, J. A.; FAGUNDES, P. R. Long term study of medium-scale traveling ionospheric disturbances using OI 630 nm all sky imaging and ionosonde over brazilian low latitudes. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A6, p. n/a-n/a, 2011.
- ARRAS, C., WICKERT, J., BEYERLE, G., HEISE, S., SCHMIDT, T., and JACOBI, C. A global climatology of ionospheric irregularities derived from GPS radio occultation, **Geophys. Res. Lett.**, 35, 2008.
- BAKER, D. N. **Coupling between the solar wind, Magnetosphere, Ionosphere and Neutral Atmosphere**. Boulder, CO: University of Colorado, 2004.
- BANKS, P.; KOCKARTS, G. **Aeronomy**: Part B. New York: Academic Press, 1973.
- BITTENCOURT, J. A. **Excitation mechanism for tropical emissions of atomic oxygen**. <6qtX3pFwXQZ3r59YCT/GStB7>. (INPE-226/LAFE). Dissertação (Mestrado em Ciência Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE),

Sao Jose dos Campos, 1972. Disponível em:
<<http://urlib.net/6qtX3pFwXQZ3r59YCT/GStB7>>.

BEHNKE, R. A. F layer height bands in the nocturnal ionosphere over Arecibo. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 84, A3, p. 974-978, 1979.

BOLZAN, M.J.A. Transformada em ondeleta: uma necessidade. **Rev. Bras. Ensino Fís.**, São Paulo , v. 28, n. 4, p. 563-567, 2006.

BOWMAN, G. G. The nature of ionospheric *spread-F* irregularities in mid-latitude regions. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 43, n. 1, p. 65-68, 1981.

BOWMAN, G. G. A review of some recent work on mid-latitude *spread-F* occurrence as detected by ionosondes. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v. 42, p. 109-138, 1990.

BOWMAN, G. G. Nighttime midlatitude traveling ionospheric disturbances associated with mild *spread-F* conditions. **Journal of Geomagnetism and Geoelectricity**, v. 43 n.11, p. 899-920, 1991.

BOWMAN, G. G. Upper-atmosphere neutral-particle density variations compared with *spread-F* occurrence rates at locations around the world. **Annales Geophysicae-Atmospheres Hydrospheres and Space Sciences**, v.10, n. 9, p. 676-682, 1992.

BOWMAN, G. G. The Influence of the upper-atmosphere neutral particle density on the occurrence of equatorial *spread-F*. **Annales Geophysicae Atmospheres Hydrospheres and Space Sciences**, v. 11, n. 7, p. 624-633, 1993.

BOWMAN, G. G. A comparison of nighttime TID characteristics between equatorial ionospheric-anomaly crest and midlatitude regions, related to *spread F* occurrence. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v.106, n. A2, p.1761-1769, 2001.

BURKE, W. J., GENTILE, L. C., HUANG, C. Y., VALLADARES, C. E., SU, S.-Y.: Longitudinal variability of equatorial plasma bubbles observed by DMSP and ROCSAT-1, J. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**., 109, 2004.

CANDIDO, C. M. N.; PIMENTA, A. A.; BITTENCOURT, J. A.; BECKER-GUEDES, F. Statistical analysis of the occurrence of medium-scale traveling ionospheric disturbances over brazilian low latitudes using oi 630.0 nm emission *all-sky* images. **Geophysical Research Letters**, v. 35, n. 17, 2008.

CANDIDO, C.M.N. **Estudo de irregularidades no plasma da camada F equatorial e de baixas latitudes no setor Brasileiro**. 2008. 286p. (INPE-15246-TDI/1333). Tese de Doutorado em Geofísica Espacial, INPE, São José dos Campos, 2008.

CARABALLO, R, DA SILVA B., C., SANCHEZ B. L. Particle precipitation into the same and their geomagnetic effects. In: LATINMAG BIENNIAL SYMPOSIUM, 4., 2015, São Paulo. **Proceedings...** LATINMAG, 2015.

CHEN, X., LANDAU, H., VOLLATH, U. New tools for network RTK integrity monitoring. In: INTERNATIONAL TECHNICAL MEETING OF THE SATELLITE DIVISION OF THE INSTITUTE OF NAVIGATION (ION GPS/GNSS 2003), 16., 2003, Portland, OR. **Proceedings...** Portland, 2003. p. 1355-1360.

CHEN, W. S.; LEE, C.C; CHU, F.D.; SU, S.Y. *Spread F*, GPS Phase fluctuations, and medium-scale traveling ionospheric disturbances over Wuhan during solar maximum. **Journal of Atmospheric and Solar-terrestrial Physics - J ATMOS SOL-TERR PHYS.** 73. 528-533, 2011.

CHIAN, A.; REUSCH, M. F. **Física de plasma**. Niterói, RJ.: Universidade Federal Fluminense, 1979.

CODRESCU, M. V., FULLER-ROWELL, T. J., FOSTER, J. C., HOLT, J. M., AND CARIGLIA, S. J. Electric field variability associated with the Millstone Hill electric field model, **Journal of Geophysical Research.**, v.105, n. A3, 2000.

COSGROVE, R. B.; TSUNODA, R. T. A direction-dependent instability of sporadic-e layers in the nighttime midlatitude ionosphere. **Geophysical research letters**, v. 29, n. 18, 2002.

COSGROVE, R. B.; TSUNODA, R. T. Simulation of the nonlinear evolution of the sporadic-e layer instability in the nighttime midlatitude ionosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A7, 2003.

COSGROVE, R. B.; TSUNODA, R. T.; FUKAO, S.; YAMAMOTO, M. Coupling of the Perkins instability and the sporadic e layer instability derived from physical arguments. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 109, n. A6, 2004.

DAVIES, K. **Ionospheric radio propagation**, Washington, D.C.: National Bureau of Standards Monograph, p. 470, 1965.

DOMINGUES, M. O.; MENDES JR, O.; COSTA, A. M. On *wavelet* techniques in atmospheric sciences. **Advances in Space Research**, v.35, p. 831-842, 2005.

DOMINGUES, M.O., MENDES, O., KAIBARA, M.K., MENCONI, V.E., & BERNARDES, E.. (2016). Explorando a transformada wavelet contínua. **Revista Brasileira de Ensino de Física**, São Paulo, v. 38, n. 3, e3314, . Epub June 07, 2016.

DULY, T. M.; CHAPAGAIN, N. P.; MAKELA, J. J. Climatology of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances (*MSTIDs*) in the central Pacific and South American sectors. **Annales Geophysicae**, v. 31, n. 12, p. 2229–2237, 2013.

EVANS, J. V.; HOLT, J. M.; WAND, R. H. A differential-doppler study of traveling ionospheric disturbances from Millstone Hill. **Radio Science**, v. 18, n. 3, 1983.

FIGUEIREDO, C. A. O. B. **Estudo de distúrbios ionosféricos propagantes no continente sul americano**. 2017. 199 p. IBI: <8JMKD3MGP3W34P/3NCM7GP>. (sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/02.17.10.11-TDI). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2017. Disponível em: <<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NCM7GP>>.

FINLAY, C. C., MAUS, S., BEGGAN; *et al.* (2010), International Geomagnetic Reference Field: the eleventh generation. **Geophysical Journal International**, 183: 1216–1230. doi: 10.1111/j.1365-246X.2010.04804.x, 2010.

FRANCIS, S. H. Lower-atmospheric gravity modes and their relation to medium-scale traveling ionospheric disturbances. **Journal of Geophysical Research**, v.78, n.34, p.8289-8295, 1973.

FRANCIS, S. H. Global propagation of atmospheric gravity waves. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.37, n.6-7, p. 1011-1054, 1975.

FRITTS, D. C.; ALEXANDER, M. J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. **Reviews of Geophysics**, v. 41, n. 1, p. n/a–n/a, 2003.

FUKAO, S.; KELLEY, M. C.; SHIRAKAWA, T.; TAKAMI, T., YAMAMOTO, M.; TSUDA, T.; KATO, S. Turbulent upwelling of the midlatitude ionosphere .1. Observational results by the MU radar. **Journal of Geophysical Research Space Physics**, v. 96, n. A3, p. 3725-3746, 1991.

GALAND, M. Introduction to special section: Proton Precipitation in the Ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 106(A1), p. 1–6, 2001.

GLEDHILL, J. A. Aeronomic effects of the South Atlantic anomaly. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v.14, p. 173–187, 1976.

GARCIA, F.J.; KELLEY, M.C; MAKELA, J.J. Airglow observations of mesoscale low-velocity traveling ionospheric disturbances at midlatitudes. **Journal of Geophysical Research**, v.105, n.18, p.407-415, 2000a.

GARCIA, F. J., M. C. KELLEY, J. J. MAKELA, P. J. SULTAN, X. PI, AND MUSMAN, S. Mesoscale structure of the midlatitude ionosphere during high geomagnetic activity: Airglow and GPS observations. **Journal of Geophysical Research** v.105, n. A8, p. 18417-18427, 2000b.

GERSHMAN, B. N.; GRIGOR'YEV, G. I. Theory of moving ionospheric disturbances (magnetohydrodynamic absorption). **Geomagnetism and Aeronomy**, v. 5, 1965.

GROSSMANN, A.; MORLET, J. Decomposition of hardy functions into square integrable *wavelets* of constant shape. **SIAM Journal on Mathematical Analysis**, v. 15, n. 4, p. 723-736, 1984.

GRINSTED, A.; MOORE, J. C.; JEVREJEVA, S. Application of the cross *wavelet* transform and *wavelet* coherence to geophysical time series. **Nonlinear Processes in Geophysics**, v. 11, p. 561-566, 2004.

HALDOUPIS, C., M. C. KELLEY, G. C. HUSSEY, AND S. SHALIMOV. Role of unstable sporadic-E layers in the generation of midlatitude spread F, **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108(A12), 1446, 2003.

HAMZA, A. Perkins instability revisited. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 104, n. A10, p. 22567–22575, 1999.

HARGREAVES, J. K. **The solar-terrestrial environment**. London: Cambridge University Press, 1992.

HUNSUCKER, R. D.; HARGREAVES, J. K. **The high-latitude ionosphere and its effects on radio propagation**. Cambridge: Cambridge University Press, 2003.

HERNANDEZ-PAJARES; M., JUAN; J. M., SANZ, J. Medium-scale traveling ionospheric disturbances affecting GPS measurements: spatial and temporal analysis. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 111, n. A7, 2006.

HINES, C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. **Canadian Journal of Physics**, v. 38, n. 11, p.1441-1481, 1960.

HINES, C. O.; PAGHIS, I; HARTZ, T. R.; FEJER, J. A. (Eds.). **Physics of the earth's upper atmosphere**. Englewood Cliffs, N.J: Prentice-Hall, 1965.

HINES, C. O. Gravity waves in the atmosphere. **Nature**, v. 239, p. 73–78, doi:10.1038/239073a0, 1972.

HOCKE, K. AND SCHLEGEL, K. A review of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances: 1982-1995. **Annales Geophysicae Atmospheres Hydrospheres and Space Sciences**, v. 14, n. 9, p. 917-940, 1996.

HOOKE, W.H. Ionospheric Irregularities produced by internal atmospheric gravity waves. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v.30, n.5, p.795-823, 1968.

HUANG, C.S.; MILLER, C.A.; KELLEY, M.C. Basic properties and gravity wave initiation of the midlatitude F region instability. **Radio Science**, v.29, n.1, p. 395- 405, 1994.

HUNSUCKER, R. D. Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere - a review. **Reviews of Geophysics**, v.20, n. A2, p. 293-315, 1982.

JACOBSON, A. R.; CARLOS, R. C.; MASSEY, R. S.; WU, G. Observations of traveling ionospheric disturbances with a satellite-beacon radio interferometer: Seasonal and local time behavior. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 100, n. A2, p. 1653–1665, 1995.

JONAH, O.; KHERANI, E.; PAULA, E. D. Observation of tec perturbation associated with medium-scale traveling ionospheric disturbance and possible seeding mechanism of atmospheric gravity wave at a brazilian sector. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 121, n. 3, p. 2531–2546, 2016.

KELLEY, M. C. **The Earth's ionosphere**: plasma physics and eletrodynamics. Elsevier, 2009.

KELLEY, M. C. On the origin of mesoscale tids at midlatitudes. **Annales Geophysicae**, v. 29, n. 2, p. 361–366, 2011.

KELLEY, M.C.; MAKELA, J.J.; SAITO, A. On the electrical structure of airglow depletion/height layer bands over Arecibo. **Geophysical Research Letters**, v.27, n.18, p. 2837-2840, 2000.

KELLEY, M. C.; MAKELA, J. J. Resolution of the discrepancy between experiment and theory of midlatitude F-region structures. **Geophysical Research Letters**, v. 28,n. 13, p. 2589-2592, 2001.

KELLEY, M. C.; MAKELA, J. J.; VLASOV, M. N., SUR, A. Further studies of the Perkins stability during Space Weather Month. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 65, n. 10, p. 1071-1075, 2003.

KELLEY, M. C.; MILLER, C. A. Electrodynamics of midlatitude *spread F*. A new look at the role of electric fields in thermospheric wave dynamics. **Journal of Geophysical Research**, v.102, n.11, p.539-547, 1997.

KELLEY, M. C.; FUKAO, S. Turbulent upwelling of the midlatitude ionosphere theoretical framework. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 96, n.A3, p. 3747-3753, 1991.

KELLEY, M. C.; HALDOUPIS, C.; NICOLLS, M. J.; MAKELA, J. J.; BELEHAKI, A.; SHALIMOV, S.; WONG, V. K. Case studies of coupling between the e and f regions during unstable sporadic-e conditions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A12, 2003.

KHERANI, E. A.; ABDU, M. A.; FRITTS, D. C.; PAULA, E. R. The acoustic gravity wave induced disturbances in the equatorial ionosphere. In: **Aeronomy of the Earth's Atmosphere and Ionosphere**. Kiruna: Springer, 2011. v. 2, p. 141-162. ISBN 9789400703. Disponível em: <<http://www.springer.com/series/8636>>. Acesso em: 19 jan. 2018.

KHERANI, E. A.; LOGNONNE, P.; HEBERT, H.; ROLLAND, L.; ASTAFYEVA, E.; OCCHIPINTI, G.; COISSON, P.; WALWER, D.; PAULA, E. R. de. Modelling of the total electronic content and magnetic field anomalies generated by the 2011 tohoku-oki tsunami and associated acoustic-gravity waves. **Geophysical Journal International**, Blackwell Publishing Ltd, v. 191, n. 3, p. 1049–1066, 2012.

KHERANI, E., ROLLAND, L., LOGNONNÉ, P., SLADEN, A., KLAUSNER, V., AND DE PAULA, E. Traveling ionospheric disturbances propagating ahead of the Tohoku-Oki tsunami: a case study. **Geophysical Journal International**, v. 204, n. 2, p.1148–1158, 2016.

KHERANI, E. A.; LOGNONNE, P.; KAMATH, N.; CRESPON, F.; GARCIA, R. Response of the ionosphere to the seismic triggered acoustic waves: Electron density and electromagnetic fluctuations. **Geophysical Journal International**, v. 176, n. 1, p. 1–13, 2009.

KHERANI, E. A.; PATRA, A. K. Fringe field dynamics over equatorial and low-latitude ionosphere: A three-dimensional perspective. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 120, n. 8, p. 6941-6947, 2015.

KIRCHENGAST, G.; HOCKE, K.; SCHLEGEL, K. The gravity wave tid relationship: insight via theoretical model eiscat data comparison. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 58, n. 1-4, p. 233–243, 1996.

KOTAKE, N.; OTSUKA, Y.; OGAWA, T.; TSUGAWA, T.; SAITO, A. Statistical study of medium-scale traveling ionospheric disturbances observed with the gps networks in southern california. **Earth, Planets and Space**, v. 59, n. 2, p. 95–102, 2007.

LAU, K.-M.; WENG, H. Climate signal detection using *wavelet* transform: how to make a time series sing. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 76, n. 12, 2391–2402, 1995.

LEE, C. C.; LIOU, Y. A.; OTSUKA, Y. ; CHU, F. D.; YEH, T. K.; HOSHINO, K. AND MATUNAGA, K. Nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances detected by network GPS receivers in Taiwan, **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 113, n. A12316, 2008.

MACDOUGALL, J.; ABDU, M.; BATISTA, I.; BURITI, R.; MEDEIROS, A.; JAYACHANDRAN, P.; BORBA, G. Spaced transmitter measurements of medium scale traveling ionospheric disturbances near the equator. **Geophysical Research Letters**, v. 38, n. 16, 2011.

MAEKAWA, R. **Observations of gravity waves in the mesopause region by multicolor airglow imaging**. 64 p. Master degree — Kyoto University, kyoto, 2000.

MAKELA, J. J.; KELLEY, M. C. Using the 630.0-nm nightglow emission as a surrogate for the ionospheric pedersen conductivity. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A6, p. N/A–N/A, 2003.

MAKELA, J. J.; LOGNONNE, P.; HEBERT, H.; GEHRELS, T.; ROLLAND, L.; ALLGEYER, S.; KHERANI, A.; OCCHIPINTI, G.; ASTAFYEVA, E.; COÏSSON, P.; LOEVENBRUCK, A.; CLEVEDE, E.; KELLEY, M. C.; LAMOUREUX, J. Imaging and modeling the ionospheric airglow response over hawaii to the tsunami generated by the tohoku earthquake of 11 march 2011. **Geophysical Research Letters**, v. 38, n. 24, p. n/a–n/a, 2011.

- MAKELA, J. J.; OTSUKA, Y. Overview of nighttime ionospheric instabilities at low- and mid-latitudes: Coupling aspects resulting in structuring at the mesoscale. **Space science reviews**, v. 168, n. 1-4, p. 419–440, 2012.
- MAKELA, J. J.; MILLER, E. S.; AND TALAAT, E. R. Nighttimemedium-scale traveling ionospheric disturbances at lowgeomagnetic latitudes, **Geophysical Research Letters**, v.37, n. L24104, 2010.
- MARTINIS, C.; BAUMGARDNER, J.; SMITH, S. M.; COLERICO, M.; MENDILLO, M. Imaging science at El Leoncito, Argentina. **Annales Geophysicae**, v. 24, n.5, p. 1375-1385, 2006.
- MARTINIS, C.; BAUMGARDNER, J.; WROTEN, J.; MENDILLO, M. Seasonal dependence of *MSTIDs* obtained from 630.0 nm airglow imaging at arecibo. **Geophysical Research Letters**, v. 37, n. 11, p. n/a–n/a, 2010.
- MARTINIS, C.; M. MENDILLO. Equatorial *spread* F-related airglow depletions at Arecibo and conjugate observations, **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v.112, n. A10310, 2007.
- MARTINIS, C.; BAUMGARDNER, J.; WROTEN, J.; MENDILLO, M. *All-sky* imaging observations of conjugate medium-scale traveling ionospheric disturbances in the american sector. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A5, 2011.
- Mc NICOLL, W. E.; WEBSTER, H. C. A study of *spread-F* ionospheric echoes at night at Brisbane - II. Interpretation of range *spreading*. **Aust. J. of Physics**, v. 9, p. 172-285,1956.
- MENDILLO, M.; BAUMGARDNER, J.; COLERICO, M., NOTTINGHAM, D.; AARONS, J.; REINISH, B.; SCALI, J.; KELLEY, M. Investigations of thermospheric-ionospheric dynamics with 6300 Å images from the Arecibo observatory. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A4, p. 7331-7343, 1997.
- MILLER, C. A., **On gravity waves and the electrodynamics of the midlatitude ionosphere**. Ph.D. thesis, Cornell University, 1996.
- MILLER, C. A. Electrodynamics of midlatitude *spread* F, 2, A new theory of gravity wave electric fields, **Journal of Geophysical Research**, v.102, n.11, p.533-11,538, 1997.
- MORGAN, M. G.; CALDERON, C. H. J.; BALLARD, K. A. Techniques for the study of tids with multi-station rapid-run ionosondes. **Radio Science**, v. 13, n. 4, p. 729–741, 1978.
- NARAYANAN, V. L.; SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; SAITO, S. Airglow observations of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances from yonaguni: Statistical characteristics and low-latitude limit. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 119, n. 11, p. 9268–9282, 2014.

OGAWA, T.; NISHITANI, N.; OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K.; TSUGAWA, T.; HOSOKAWA, K. Medium-scale traveling ionospheric disturbances observed with the superdarn hokkaido radar, *all-sky* imager, and gps network and their relation to concurrent sporadic e irregularities. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 114, n. A3, 2009.

OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K.; OGAWA, T.; WILKINSON, P. Geomagnetic conjugate observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances at midlatitude using *all-sky* airglow imagers. **Geophysical research letters**, v. 31, n. 15, p. NA–NA, 2004.

OTSUKA, Y.; KOTAKE, N.; SHIOKAWA, K.; OGAWA, T.; TSUGAWA, T.; SAITO, A. Statistical study of medium-scale traveling ionospheric disturbances observed with a GPS receiver network in Japan. In: ABDU, M.; PANCHEVA, D. (eds). **Aeronomy of the earth's atmosphere and ionosphere**, Dordrecht: Springer, 2011.

OTSUKA, Y.; SUZUKI, K.; NAKAGAWA, S.; NISHIOKA, M.; SHIOKAWA, K.; TSUGAWA, T. Gps observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances over europe. **Annales Geophysicae**, v. 31, n. 2, p. 163–172, 2013.

PARK, J.; LÜHR, H.; KERVALISHVILI, G.; RAUBERG, J.; MICHAELIS, I.; STOLLE, C.; KWAK, Y.-S. Nighttime magnetic field fluctuations in the topside ionosphere at midlatitudes and their relation to medium-scale traveling ionospheric disturbances: The spatial structure and scale sizes. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 120, n. 8, 2015.

PANCHEVA, D.; MERZLYAKOV, E.; MITCHELL, N.J.; PORTNYAGIN, YU.; MANSON, A.H.; JACOBI, CH.; MEEK, C.E.; LUO, Y.; CLARK, R.R.; HOCKING, W.K.; MACDOUGALL, J.; MULLER, H.G.; KÜRSCHNER, D.; JONES, G.O.L.; VINCENT, R.A.; REID, I.M.; SINGER, W.; IGARASHI, K.; FRASER, G.I.; FAHRUTDINOVA, A.N.; STEPANOV, A.M.; POOLE, L.M.G.; MALINGA, S.B.; KASHCHEYEV, B.L.; OLEYNIKOV, A.N. Global-scale tidal variability during the PSMOS campaign of June–August 1999: interaction with planetary waves. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 17, 2002.

PERKINS, F. W. *Spread-F* and ionospheric currents. **Journal of Geophysical Research**, v.78, n. 1, p. 218-226, 1973.

PETERSON, V.L; STEIGER, W.R. F-region nightglow emissions of atomic oxygen. **Journal of Geophysical Research**, v.71, no.9, p. 2267-2277, 1966.

PETERSON, V.L.; VANZANDT, T.E. O(1D) Quenching in ionospheric F-region. **Planetary and Space Science**, v.17, n.10, p.1725, 1969.

PIMENTA, A. A.; KELLEY, M.; SAHAI, Y. BITTENCOURT, J. A.; FAGUNDES, P. R. Thermospheric dark band structures observed in *all-sky* OI 630 nm emission images over the Brazilian low-latitude sector. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 113, n. A1, 2008a.

PIMENTA, A. A.; AMORIM, D. C. M.; CANDIDO, C. M. N. Thermospheric dark band structures at low latitudes in the southern hemisphere under different solar activity conditions: A study using OI 630 nm emission *all-sky* images.

Geophysical Research Letters, v. 35, n. 16, 2008b.

QIN, MURONG; ZHANG, XIANGUO NI, BINBIN SONG, HONGQIANG ZOU, HONG SUN, YUEQIANG. Solar cycle variations of trapped proton flux in the inner radiation belt. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**. v.119, n. 12, p. 9658-9669, 2014.

Ratcliffe, J. A. **The magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere**. Cambridge: Cambridge University Press, 1962.

RISHBETH, H.; GARRIOT, O. K. **Introduction to ionospheric physics**. New York: Academic Press, 1969.

RISHBETH, H. Whatever happened to superrotation? **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, p. 1351-1360, 2002.

SAITO, A.; IYEMORI, T.; SUGIURA, M.; MAYNARD, N. C.; AGGSON, T. L.; BRACE, L. H.; TAKEDA, M.; YAMAMOTO, M. Conjugate occurrence of the electric field fluctuations in the nighttime midlatitude ionosphere. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v.100, n. A11, p. 21439–21451, 1995.

SAITO, A.; FUKAO, S.; MIYAZAKI, S. High resolution mapping of tec perturbations with the gsi gps network over japan. **Geophysical Research Letters**, v. 25, n. 16, p. 3079–3082, 1998.

SAITO, A.; NISHIMURA, M.; YAMAMOTO, M.; FUKAO, S.; KUBOTA, M.; SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; TSUGAWA, T.; OGAWA, T.; ISHII, M.; SAKANOI, T.; MIYAZAKI, S. Traveling ionospheric disturbances detected in the front campaign. **Geophysical Research Letters**, v. 28, n. 4, p. 689–692, 2001.

SAITO, S.; YAMAMOTO, M.; HASHIGUCHI, H.; MAEGAWA, A.; SAITO, A. Observational evidence of coupling between quasi-periodic echoes and medium scale traveling ionospheric disturbances. **Annales Geophysicae**, v. 25, n. 10, p.2185–2194, 2007.

SCHAEFER, R. K., L. J. PAXTON, C. SELBY, B. S. OGORZALEK, G. ROMEO, B. C. WOLVEN, S.-Y. HSIEH. Observation and modeling of the South Atlantic Anomaly in low Earth orbit using photometric instrument data. **Space Weather**, v.14, p. 330–342, 2016.

SCHUNK, R.W.; NAGY, A.F. Ionospheres: physics, plasma physics, and chemistry. Cambridge: Universty Press, 2000. **Cambridge Atmospheric and Space Science Series**.

SHIOKAWA, K.; SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; EJIRI, M. K.; SAHAI, Y.; KADOTA, T.; IHARA, C.; OGAWA, T.; IGARASHI, K.; MIYAZAKI, S.; SAITO, A. Imaging

observations of the equatorward limit of midlatitude traveling ionospheric disturbances, **Earth Planets Space**, v. 54, p. 57–62., 2002.

SHIOKAWA, K.; IHARA, C.; OTSUKA, Y.; OGAWA, T. Statistical study of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances using midlatitude airglow images. **Journal of Geophysical Research**, v.108, n. A1, 2003.

SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; TSUGAWA, T.; OGAWA, T.; SAITO, A.; OHSHIMA, K.; KUBOTA, M.; MARUYAMA, T.; NAKAMURA, T.; YAMAMOTO, M. *et al.* Geomagnetic conjugate observation of nighttime medium-scale and large-scale traveling ionospheric disturbances: Front3 campaign. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 110, n. A5, 2005.

SOBRAL, J.; TAKAHASHI, H.; ABDU, M.; TAYLOR, M.; SAWANT, H.; SANTANA, D. C.; GOBBI, D.; MEDEIROS, A.; ZAMLUTTI, C.; SCHUCH, N.; BORBA, G. Thermospheric f-region travelling disturbances detected at low latitude by an oi 630 nm digital imager system. **Advances in Space Research**, Elsevier Science, v. 27, 2001.

STEFANELLO, M.; MUELLA, M.; AMORIM, D.; MACHADO, C.; BAGESTON, J.; PIMENTA, A.; MARTINIS, C.; SULLIVAN, C.; BITTENCOURT, J.; SCHUCH, N. OI 630.0 nm *all-sky* image observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances at geomagnetic conjugate points. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 128, p. 58 – 69, 2015.

TORRENCE, C.; COMPO, G.P. A practical guide to *wavelet* analysis. **Bulleting of the American Meteorological Society**, v. 79, n. 1, p. 61-78, 1998.

TAYLOR, M. J.; JAHN, J. M.; FUKAO, S.; SAITO, A. Possible evidence of gravity wave coupling into the mid-latitude F region ionosphere during the SEEK campaign. **Geophysical Research Letters**, v. 25, n. 11, 1998.

TITHERIDGE, J. E. The relative accuracy of ionogram analysis techniques, J. **Atmospheric Terrestrial Physics.**, 10, 589–599, 1975.

TSUGAWA, T.; OTSUKA, Y.; COSTER, A. J.; SAITO, A. Medium-scale traveling ionospheric disturbances detected with dense and wide tec maps over north america. **Geophysical Research Letters**, v. 34, n. 22, 2007.

TSUNODA, R. T.; COSGROVE, R. B. Coupled electrodynamics in the nighttime midlatitude ionosphere. **Geophysical research letters**, v. 28, n. 22, p. 4171–4174, 2001.

VADAS, S. L.; LIU, H.-L.; LIEBERMAN, R. S. Numerical modeling of the global changes to the thermosphere and ionosphere from the dissipation of gravity waves from deep convection. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 119, n. 9, p. 7762–7793, 2014.

VADAS, S. L.; MAKELA, J. J.; NICOLLS, M. J.; MILLIFF, R. F. Excitation of gravity waves by ocean surface wave packets: Upward propagation and reconstruction of

the thermospheric gravity wave field. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 120, n. 11, p. 9748–9780, 2015.

YAMASHITA, C.S. **Efeito das tempestades magnéticas intensas na ionosfera de baixa latitude**. 2000. 75 p. IBI: <6qtX3pFwXQZ4PKzA/mNUh4>. (INPE-7516-TDI/729). (Dissertação em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1999. Disponível em: <<http://urlib.net/6qtX3pFwXQZ4PKzA/mNUh4>>.

ZHOU, Q. **A numerical investigation of the Perkins instability equations by the pseudo-spectral method**. 2004. 148p. Thesis in Electrical Engineering - The Pennsylvania State University, Philadelphia. 2004.

WRASSE, C. M. **Estudo de geração e propagação de ondas de gravidade atmosféricas**. 2004. 253 p. (INPE-12249-TDI/978). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2004. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2004/05.24.10.59>>.