



Ministério da  
Ciência e Tecnologia



INPE-16667-TDI/1620

**CARACTERIZAÇÃO DE DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS  
PROPAGANTES NA REGIÃO DE BAIXAS LATITUDES  
NO SETOR BRASILEIRO ASSOCIADOS À  
INSTABILIDADE DE PLASMA PERKINS GERADA EM  
MÉDIAS LATITUDES**

Danielle Cristina de Moraes Amorim

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial,  
orientada pelo Dr. Alexandre Alvares Pimenta, aprovada em 26 de fevereiro de  
2010.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m19@80/2010/01.22.13.14>>

INPE  
São José dos Campos  
2010

## **PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3945-6911/6923

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: [pubtc@sid.inpe.br](mailto:pubtc@sid.inpe.br)

## **CONSELHO DE EDITORAÇÃO:**

### **Presidente:**

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

### **Membros:**

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

Dr. Haroldo Fraga de Campos Velho - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

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

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

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

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

## **BIBLIOTECA DIGITAL:**

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

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

Jefferson Andrade Ancelmo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Simone A. Del-Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)

## **REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

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

Marilúcia Santos Melo Cid - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

## **EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Viveca Sant´Ana Lemos - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
Ciência e Tecnologia



INPE-16667-TDI/1620

**CARACTERIZAÇÃO DE DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS  
PROPAGANTES NA REGIÃO DE BAIXAS LATITUDES  
NO SETOR BRASILEIRO ASSOCIADOS À  
INSTABILIDADE DE PLASMA PERKINS GERADA EM  
MÉDIAS LATITUDES**

Danielle Cristina de Moraes Amorim

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial,  
orientada pelo Dr. Alexandre Alvares Pimenta, aprovada em 26 de fevereiro de  
2010.

Registro do documento original:

<<http://urlib.net/sid.inpe.br/mtc-m19@80/2010/01.22.13.14>>

INPE  
São José dos Campos  
2010

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Amorim, Danielle Cristina de Moraes.

Am68c Caracterização de distúrbios ionosféricos propagantes na região de baixas latitudes no setor brasileiro associados à instabilidade de plasma Perkins gerada em médias latitudes / Danielle Cristina de Moraes Amorim. – São José dos Campos : INPE, 2010.  
xxiv + 108 p. ; (INPE-16667-TDI/1620)

Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2010.

Orientador : Dr. Alexandre Alvares Pimenta.

1. Distúrbios ionosféricos propagantes. 2. Instabilidade de plasma. 3. Luminescência atmosférica. 4. Sondagem ionosférica. 5. Instabilidade Perkins. I. Título.

CDU 551.510.535(8)

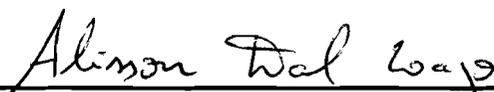
---

Copyright © 2010 do MCT/INPE. Nenhuma parte desta publicação pode ser reproduzida, armazenada em um sistema de recuperação, ou transmitida sob qualquer forma ou por qualquer meio, eletrônico, mecânico, fotográfico, reprográfico, de microfilmagem ou outros, sem a permissão escrita do INPE, com exceção de qualquer material fornecido especificamente com o propósito de ser entrado e executado num sistema computacional, para o uso exclusivo do leitor da obra.

Copyright © 2010 by MCT/INPE. No part of this publication may be reproduced, stored in a retrieval system, or transmitted in any form or by any means, electronic, mechanical, photocopying, recording, microfilming, or otherwise, without written permission from INPE, with the exception of any material supplied specifically for the purpose of being entered and executed on a computer system, for exclusive use of the reader of the work.

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

**Dr. Alisson Dal Lago**

  
\_\_\_\_\_  
Presidente / INPE / São José dos Campos - SP

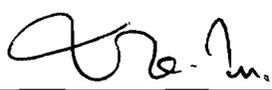
**Dr. Alexandre Alvares Pimenta**

  
\_\_\_\_\_  
Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

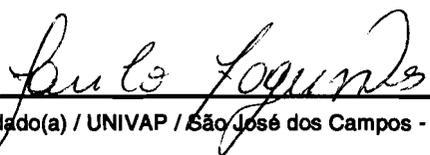
**Dr. José Augusto Bittencourt**

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

**Dr. Polinaya Muralikrisna**

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca / INPE / São José dos Campos - SP

**Dr. Paulo Roberto Fagundes**

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

**Aluno (a): Danielle Cristina de Moraes Amorim**

**São José dos Campos, 26 de fevereiro de 2010**



*“Obstáculos são aquelas coisas assustadoras que você vê quando desvia o olhar de seus objetivos”.*

*Henry Ford*



*Dedico este trabalho a meus pais, Paulo Marcelino Amorim e Marlene Aparecida de Moraes Amorim e à minha irmã Miriele Aparecida Amorim.*



## **AGRADECIMENTOS**

Agradeço a Deus, pelo dom da vida e por todas as oportunidades que tem colocado em meu caminho.

Ao Dr. Alexandre Alvares Pimenta, pela orientação e apoio na realização deste trabalho, pela paciência, dedicação e por ter acreditado em minha capacidade.

Aos membros da banca examinadora, pelas contribuições para a melhoria do trabalho.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento e Pesquisa, CNPq, pelo suporte financeiro e ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, INPE, pela oportunidade de cursar o Mestrado em Geofísica Espacial.

À Dra. Inez S. Batista pela concessão dos dados da digissonda de Cachoeira Paulista e ao Dr. Eurico Rodrigues de Paula pela concessão dos dados de GPS.

À Maria Goreti Aquino que, pacientemente, me ensinou a reduzir os dados de digissonda. Aos colegas Luiz Felipe Rezende e Márcio Muella que me ensinaram e ajudaram a trabalhar com os dados de GPS, à Vânia Andrioli, pela ajuda com as rotinas em IDL e à Cláudia Cândido pelos conselhos e pelas dicas na parte teórica deste trabalho.

Aos professores e colegas que contribuíram, através de aulas e discussões, para o meu aprendizado, e às colegas de sala: Fernanda, Vânia, Lindalva e Aline, pelo companheirismo. A todos do Laboratório LASER pelo acolhimento e suporte em todas as horas.

À minha família, agradeço todo o amor, dedicação, carinho, paciência e apoio recebido.



## RESUMO

Com medidas, feitas em solo, da emissão OI 630 nm, utilizando imageador “all-sky”, instalado em Cachoeira Paulista, investigou-se a ocorrência de eventos específicos de Distúrbios Ionosféricos Propagantes de Média Escala (MSTIDs), ocorridos durante períodos geomagneticamente calmos. Provavelmente esses distúrbios estão associados à instabilidade de plasma Perkins gerada em médias latitudes. As imagens mostram bandas escuras alinhadas de sudoeste a nordeste, propagando-se para o noroeste com azimutes na faixa de  $280^{\circ}$  a  $320^{\circ}$  e velocidade média de 50-200 m/s em uma faixa de altitudes de 220-300 km, que é a região típica da emissão OI 630 nm. Foi feito um estudo estatístico a partir das imagens “all-sky”, de onde se verificou que a frequência de ocorrência das MSTIDs está anti-correlacionada com o ciclo de atividade solar, ou seja, a maior frequência de ocorrência se dá durante o período de atividade solar mínima, seguido pelos períodos de atividade solar descendente e ascendente. Durante o período de máxima atividade solar não foram registrados eventos nítidos de MSTIDs através de imageamento ótico. Observações feitas com ionossonda mostram que o plasma da camada F da ionosfera é deslocado abruptamente para alturas superiores quando essas bandas escuras passam sobre Cachoeira Paulista, o que caracteriza a diminuição na intensidade da emissão OI 630 nm observada nas imagens. A instabilidade Perkins tem uma taxa de crescimento inversamente proporcional à frequência de colisão entre íons e partículas neutras. Sendo a frequência de colisão maior durante o período de máxima atividade solar, conseqüentemente a taxa de crescimento será menor e a subida da camada F não será tão abrupta a ponto de diminuir visivelmente a intensidade da emissão OI 630 nm. Por esse motivo, foi feito um estudo somente com dados de ionossonda para períodos de atividade solar máxima (ano 2000) e atividade solar mínima (ano 2008). Observou-se que tal fenômeno ocorre também durante o máximo solar, porém a subida da camada F não é tão abrupta a ponto de diminuir a intensidade da emissão OI 630 nm, conforme previsto. Esse tipo específico de MSTID produz spread-F nos sinais de ionossonda e, durante alguns eventos, fraca cintilação em sinais de GPS. Neste trabalho é apresentada a metodologia utilizada e os resultados obtidos da análise de dados de imageador, ionossonda digital e GPS.



# **CHARACTERIZATION OF TRAVELING IONOSPHERIC DISTURBANCES OVER LOW LATITUDE BRAZILIAN REGION ASSOCIATED TO PERKINS PLASMA INSTABILITY GENERATED AT MEDIUM LATITUDES**

## **ABSTRACT**

With ground based measurements of OI 630 nm emission, by using “all-sky” imaging system installed at Cachoeira Paulista, we investigated the occurrence of specific events of Medium Scale Traveling Ionospheric Disturbances (MSTIDs), which occurred during nights geomagnetically quiet. Probably, these disturbances are associated with Perkins plasma instability generated at medium latitudes. Airglow images show dark band structures aligned from southwest to northeast propagating towards northwest with azimuth range of  $280^{\circ}$  to  $320^{\circ}$ , and average speed of 50-200 m/s at an altitude of 220-300 km, which is the typical altitude region where OI 630 nm emission occurs. We made a statistical study by using all-sky images, in which we verified that the frequency of occurrence of MSTIDs is anti-correlated with the solar cycle, that is, most of occurrence is during low solar activity, followed by descending and ascending solar activities. During high maximum solar activity period, no clear occurrences were recorded in “all-sky” images. Observations made by using ionosonde show that the ionospheric F layer plasma displaces abruptly into higher altitudes when these dark patches passes over Cachoeira Paulista, and thus, causes decreases on the OI 630 nm emission intensity. The Perkins plasma instability has a growth rate inversely proportional to the ion-neutral collision frequency. Since the collision frequency is higher during high solar activity period, thus the growth rate is lower and the displacement of F-layer is not so abrupt in order to diminish the intensity of OI 630 nm emission. For this reason, we made a study by using only ionosonde data, regarding maximum (2000) and minimum (2008) solar activity periods. We observed that such phenomenon also occurs during maximum solar period; however, the rise of the F-layer is not so abrupt in order to diminish the airglow intensity as provided. This specific type of MSTID produces spread-F on ionosonde signals, and during some events, weak scintillation on GPS signals. In this work, we present the methodology and results we obtained from the analysis of imager, ionosonde and GPS data.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1- Classificação da atmosfera de acordo com a temperatura, composição, escape gasoso e ionização. ....	5
2.2- Perfis verticais de densidade eletrônica na ionosfera durante o dia e à noite, para períodos de alta atividade solar e baixa atividade solar. ....	8
2.3- Imagem “all-sky” da emissão OI 630 nm do dia 07/09/1997 às 22:40 LT em Cachoeira Paulista. A região escura trata-se de uma MSTID que se propaga para o noroeste. ....	12
2.4- Representação de um modelo usando uma bolinha de “ping-pong”. O vento criado pelo secador de cabelo pode sustentar a bola de ping-pong contra o plano inclinado. Situação análoga à de um vento neutro em direção ao equador que sustenta a camada F ao longo das linhas de campo magnético em médias latitudes. ....	13
2.5 – Geometria do sistema de coordenadas utilizado por Perkins. O plano saindo da folha é a direção leste oeste no plano do meridiano magnético no hemisfério norte. Os vetores unitários estão nas direções horizontal e vertical, respectivamente. Os vetores $e$ e $k$ são, respectivamente, paralelo e perpendicular ao campo magnético $B$ , que tem um ângulo $D$ com a horizontal. ....	15
2.6- Orientação dos vetores $E_0$ e $k$ na perturbação. ....	16
2.7 - Exemplos das soluções das equações 2.3 e 2.4 para diferentes valores de $U_s$ . Cada caso supõe $E_e=0$ . ....	18
2.8 - Taxa de crescimento da instabilidade em função do ciclo solar. ....	19
2.9 – (A) Ilustração das regiões onde o vetor de onda é linearmente instável para a instabilidade Perkins, quando está no quadrante NE. (B) Ilustração das regiões correspondentes à instabilidade quando está no quadrante SE. Em ambos os casos, somente os vetores de onda com $\text{sen}\alpha < 0$ são potencialmente ressonantes com ondas de gravidade. ....	20
2.10 - Polarização de uma região de baixa condutividade Pedersen na presença de uma corrente direcionada por ventos. ....	21
3.1- Imageador “all-sky” com câmara fotográfica. ....	48
3.2- Imageador utilizado para medir as emissões da luminescência atmosférica noturna em Cachoeira Paulista (22,7°S, 45,0°O). O imageador é composto por um sistema ótico, pelos filtros de interferência, pela câmera CCD, pelo sistema de refrigeração e pela fonte de alimentação do instrumento. ....	49
3.3- Diagrama esquemático ilustrando o sistema ótico do imageador utilizado para focalizar emissões óticas da aeroluminescência sobre o dispositivo CCD. ....	50
3.4 - Imagem da emissão OI 630nm obtida pelo imageador “all-sky” com câmara CCD em Cachoeira Paulista, Brasil, em 03 de Julho de 2005, às	

01:51:38 (Hora local) com seu respectivo campo de visão (considerando uma altura de emissão por volta de 275 km). .....	53
3.5 – Amostra dos efeitos de projeção de pixels da imagem “all-sky” em um sistema de coordenadas geográficas. (a) Imagem “all-sky” em 18x18 superpixels; (b) Projeção de cada superpixel em uma área de 1000 kmx1000km.....	54
3.6 - Variação em distância a partir do zênite ao longo da camada de luminescência atmosférica como uma função do ângulo de elevação.....	55
3.7 - Sequência de imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm para a noite de 03-04 de julho de 2005.....	56
3.8 - Sequência de imagens “all-sky” linearizadas da emissão OI 630 nm para a noite de 03-04 de julho de 2005.....	56
3.9 –(A) Representação esquemática da área linearizada de uma imagem. (B) ângulo azimutal: é o ângulo entre o norte magnético e à direção de propagação da banda. (C), (D) e (E) Esquema do procedimento para o cálculo da velocidade da banda escura. ....	57
3.10 – (A) Ionograma obtido em Cachoeira Paulista no dia 13/10/2006 às 18:30 UT. (B) Significado do código de cores localizado no canto superior direito em um ionograma. ....	61
3.11 - (A) Registro, através de imagens “all-sky”, da passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista na noite de 11-12 de junho de 1996; (B) Variação temporal dos parâmetros ionosféricos h'F , hmF2 e foF2 para a noite de 11-12/06/1996. ....	63
3.12 – Constelação de GPS.....	64
3.13 - Geometria do modelo de cintilação ionosférica.....	65
3.14 – Variação temporal do índice de cintilação S4 referente à noite de 29-30 de junho de 2008, para a estação de Cachoeira Paulista. ....	67
4.1- Registro da passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista na noite de 02-03/07/2005, detectada na emissão OI 630 nm.....	69
4.2 - Ocorrência de MSTIDs em relação ao ciclo solar. ....	71
4.3 - Ocorrência noturna das bandas escuras em função da hora local e do ciclo solar. ....	72
4.4 – Variação mensal da ocorrência de MSTIDs. ....	74
4.5 – (A) Imagem “all-sky” da emissão Na em 03 de Julho de 2005, mostrando um grande banda escura com características similares às das MSTIDs vistas na emissão OI 630 nm. (B) MSTID detectada através da emissão OI 630 nm, na mesma noite.....	75
4.6 - (A) Direção de propagação e magnitude das velocidades para o período de atividade solar mínima. (B) Direção de propagação e magnitude das velocidades para o período de atividade solar descendente. (C) Direção de propagação e magnitude das velocidades para o período de atividade solar ascendente.....	76
4.7 – Largura das bandas observadas através de imagens “all-sky”. ....	77
4.8- Registro da passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista na noite de 11-12/06/1996. ....	79

4.9 - Variação temporal dos parâmetros ionosféricos h'F , hmF2 e foF2 para a noite de 11-12/06/1996. ....	80
4.10 – Ionogramas obtidos na noite de 11-12/06/1996. A sequência mostra a ocorrência de spread-F durante a passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista. ....	81
4.11 – Registro da passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista na noite de 28-29/07/1998. ....	82
4.12 - Variação temporal dos parâmetros ionosféricos h'F, hmF2 e foF2 para a noite de 28-29/07/1998. ....	83
4.13 – Ionogramas obtidos na noite de 28-29/07/1998. A sequência mostra a ocorrência de spread-F durante a passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista. ....	84
4.14 – Sequência de imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm, referente à noite de 23-24/08/2006, mostra a passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista. ....	85
4.15- Variação temporal dos parâmetros ionosféricos h'F, hmF2 e foF2 para a noite de 23-24/08/2006. ....	86
4.16 - Ionogramas obtidos na noite de 23-24/08/2006. A sequência mostra a ocorrência de spread-F durante a passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista. ....	87
4.17 – (A) Sequência de imagens que mostram a ocorrência de MSTIDs na emissão OI 630 nm na noite de 29-30/06/2000. (B) Imagem linearizada, referente ao horário de 01:16 LT. (C) Ampliação da área pontilhada em (B). As setas brancas indicam o local onde as bandas escuras estão presentes. ....	89
4.18 - Variação temporal dos parâmetros h'F, hmF2 e foF2 para a noite de 29-30 de junho de 2000.....	90
4.19 - Ionogramas obtidos em Cachoeira Paulista na noite de 29-30/06/2000. A sequência mostra a ocorrência de spread-F do tipo frequência durante a passagem de MSTIDs de acordo com a hora local.....	91
4.20- Variação temporal do índice de cintilação S4 referente à noite de 28-29 de março de 2006, para a estação de Cachoeira Paulista.....	95
4.21 – Variação temporal do índice de cintilação S4 referente à noite de 28-29 de maio de 2006, para a estação de Cachoeira Paulista. ....	96
4.22 – Variação temporal do índice de cintilação S4 referente à noite de 16-17 de julho de 1999, para a estação de Cachoeira Paulista. ....	97



## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
3.1- Características dos filtros, altura de emissão e tempo de exposição.....	51



## LISTA DE SÍMBOLOS

$A_\lambda$	Coeficiente de transição de Einstein para determinada emissão em determinado comprimento de onda
$\vec{B}$	Vetor campo magnético
$c$	Velocidade da luz no vácuo
$D$	Inclinação magnética (Dip angle)
$e$	Carga elétrica
$E_e$	Campo elétrico zonal direcionado para o leste
$e_l$	Ângulo de elevação
$E_p$	Campo elétrico de polarização
$E_s$	Campo elétrico meridional direcionado para o sul
$F$	Frequência da onda
$F_{10.7}$	Fluxo eletromagnético solar com comprimento de onda de 10.7 cm
$f_N$	Frequência do plasma
$f_oF2$	Frequência crítica da onda ordinária da camada F2
$g$	Aceleração da gravidade terrestre
$h'F$	Altura virtual da base da região F
$hmF2$	Altura do pico da densidade eletrônica da ionosfera
$H_n$	Altura de escala dos constituintes neutros
$j$	Densidade de corrente Pedersen
$J_0$	Corrente integrada à linha de campo
$K_p$	Índice magnético planetário para cada 3 horas
$k_x$	Número de onda horizontal
$k_y$	Número de onda vertical
$M$	Massa do elétron
$n$	Concentração do plasma
$N$	Conteúdo de plasma de um tubo de fluxo de campo magnético
$S_4$	Índice de cintilação
$T$	Temperatura
$U_e$	Componente do vento para o leste
$U_s$	Componente do vento para o sul
$V_e$	Velocidade dos elétrons
$V_i$	Velocidade dos íons
$\alpha$	Ângulo entre o vetor de onda da instabilidade e a direção leste
$\gamma$	Taxa de crescimento da instabilidade Perkins
$\varepsilon$	Taxa de emissão volumétrica
$\varepsilon_0$	Permissividade elétrica no vácuo
$\theta$	Ângulo entre o campo elétrico efetivo e o leste
$\lambda$	Comprimento de onda
$\mu$	Índice de refração do plasma ionosférico
$v_{ei}$	Frequência de colisão entre elétrons e íons
$v_{en}$	Frequência de colisão entre elétrons e partículas neutras
$v_{in}$	Frequência de colisão entre íons e partículas neutras

$\Sigma$	Condutividade Pedersen integrada à linha de campo geomagnético
$\Sigma_{\text{pf}}$	Condutividade Pedersen integrada na região F
$\varphi$	Potencial eletrostático
$\omega$	Frequência angular da onda
$\Omega_e$	Girofrequência dos elétrons
$\Omega_i$	Girofrequência dos íons

## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
<b>2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA .....</b>	<b>5</b>
<b>2.1 A Atmosfera Terrestre .....</b>	<b>5</b>
<b>2.2 A Ionosfera .....</b>	<b>6</b>
<b>2.3 Distúrbios Ionosféricos Propagantes (TIDs) .....</b>	<b>9</b>
<b>2.4 Instabilidade de plasma Perkins .....</b>	<b>11</b>
<b>2.4.1 As equações de Perkins.....</b>	<b>21</b>
<b>2.4.2 Taxa de crescimento da instabilidade .....</b>	<b>31</b>
<b>3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA .....</b>	<b>37</b>
<b>3.1 Princípios básicos de emissão de luminescência no comprimento de onda de 630 nm na região F .....</b>	<b>37</b>
<b>3.1.1 Luminescência Atmosférica .....</b>	<b>37</b>
<b>3.1.2 Emissões do Oxigênio Atômico .....</b>	<b>38</b>
<b>3.1.2.1 Emissão OI 557,7 nm .....</b>	<b>38</b>
<b>3.1.2.2 Emissão OI 777,4 nm .....</b>	<b>39</b>
<b>3.1.2.3 Emissão OI 630 nm .....</b>	<b>40</b>
<b>3.1.2.4 Mecanismo de recombinação dissociativa .....</b>	<b>40</b>
<b>3.1.2.5 A taxa de emissão volumétrica integrada do OI 630 nm .....</b>	<b>43</b>
<b>3.2 O Imageador “All-sky” .....</b>	<b>47</b>
<b>3.2.1 Análise das imagens “all-sky” .....</b>	<b>53</b>
<b>3.3 A Ionossonda Digital .....</b>	<b>58</b>
<b>3.4 Sistema de posicionamento global (GPS).....</b>	<b>63</b>
<b>4 RESULTADOS E DISCUSSÕES .....</b>	<b>69</b>
<b>4.1 Frequência de ocorrência das MSTIDs em função do Ciclo Solar ....</b>	<b>70</b>
<b>4.2 Dinâmica das bandas escuras observadas com imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm .....</b>	<b>75</b>
<b>4.3 Efeitos provocados nos sinais de radiofrequência .....</b>	<b>77</b>
<b>4.4 Ocorrência durante o período de máxima atividade solar .....</b>	<b>88</b>

<b>4.5 Relação entre MSTIDs e spread-F nos sinais de ionossonda .....</b>	<b>92</b>
<b>4.6 Análise de dados de GPS.....</b>	<b>92</b>
<b>5 CONCLUSÕES .....</b>	<b>99</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>103</b>

## 1 INTRODUÇÃO

Utilizando imagens da emissão OI 630 nm obtidas com o imageador “all-sky”, instalado em Cachoeira Paulista (22.7°S, 45°W), observou-se a ocorrência de bandas escuras alinhadas de nordeste a sudoeste, propagando-se para o noroeste.

Esse fenômeno, observado no setor brasileiro de baixas latitudes, possui características semelhantes ao fenômeno de Distúrbios Ionosféricos de Média Escala (MSTIDs) observado em médias latitudes no hemisfério norte, onde o seu mecanismo de geração é atribuído à instabilidade Perkins. O modelo de Perkins é o que mais se adequa às características observadas experimentalmente, porém apresenta duas discrepâncias que são a baixa taxa de crescimento da instabilidade e a direção de propagação das bandas escuras.

O presente trabalho teve como objetivo fazer um estudo estatístico da ocorrência de MSTIDs no setor brasileiro de baixas latitudes, verificar os efeitos de sua passagem na Ionosfera, analisar a ocorrência e o tipo de spread-F associado à passagem dessas bandas escuras e também verificar se as mesmas seriam capazes de perturbar sinais transionosféricos transmitidos por satélites do Sistema de Posicionamento Global.

Para o estudo estatístico, foram utilizadas imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm, compreendendo todas as fases do ciclo solar. As observações são referentes aos períodos de: janeiro a dezembro de 1990 (atividade solar máxima, fluxo solar médio  $F_{10.7\text{ cm}} > 180 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ ); maio de 1995 a julho de 1996 (atividade solar mínima, fluxo solar médio  $F_{10.7\text{ cm}} < 75 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ ); janeiro de 1997 a dezembro de 1999 (atividade solar ascendente, fluxo solar médio  $F_{10.7\text{ cm}} \leq 90 \times 10^{-22}$  e  $\geq 160 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ ); janeiro a dezembro de 2000 (atividade solar máxima, fluxo solar médio  $F_{10.7\text{ cm}} > 180 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ ); julho de 2004 a dezembro de 2007 (atividade solar

descendente, fluxo solar médio  $F_{10.7\text{ cm}} \geq 90 \times 10^{-22}$  e  $\leq 160 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ ) e de janeiro a dezembro de 2008 (atividade solar mínima, fluxo solar médio  $F_{10.7\text{ cm}} < 75 \times 10^{-22} \text{ Wm}^{-2}\text{Hz}^{-1}$ ).

Através da análise das imagens, foi possível determinar características como direção de propagação, frequência de ocorrência em relação ao ciclo solar e estação do ano e características de variação noturna. É importante ressaltar que tais eventos ocorreram em noites geomagneticamente calmas.

As observações com o imageador se limitam aos dias de céu claro e limpo; a digissonda, por sua vez, é capaz de operar durante longos períodos sem interrupções. Conhecendo a resposta da ionosfera devido à passagem de MSTIDs, foi possível fazer um estudo da ocorrência das mesmas, baseado somente em parâmetros ionosféricos, para um ano em que o Sol se encontra em sua fase solar máxima (2000) em comparação com um ano em que o Sol se encontra em seu mínimo (2008). O intuito dessa comparação foi o de verificar se o fenômeno das MSTIDs também ocorre durante o máximo solar, visto que nenhum evento foi registrado nitidamente em imagens “all-sky”.

Considerando que as MSTIDs pudessem conter irregularidades de plasma com escalas menores, o que seria capaz de produzir cintilações nos sinais do GPS, foram analisados dados referentes ao índice de cintilação S4 para trinta noites em que haviam sido registradas ocorrências MSTIDs.

No Capítulo 2 é feita uma revisão sobre a atmosfera neutra e ionizada, e também uma descrição do fenômeno das MSTIDs e seu possível mecanismo de geração.

O Capítulo 3 contém uma revisão sobre luminescência atmosférica na região F, com ênfase na emissão OI 630 nm e a descrição dos instrumentos utilizados para obtenção dos dados, bem como a metodologia utilizada para a análise dos mesmos.

No Capítulo 4 são apresentados e discutidos os resultados obtidos através do estudo estatístico das imagens “all-sky”, dos parâmetros ionosféricos obtidos por digissonda e dos índices de cintilação observados nos dados de GPS, referentes aos casos específicos de MSTIDs que se propagam de sudeste para noroeste.

No Capítulo 5 são sumarizados os principais resultados e conclusões do trabalho.



## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

### 2.1 A Atmosfera Terrestre

A Atmosfera é uma mistura de gases que circunda a Terra, sendo esses gases, em sua maioria, compostos por nitrogênio (78%) e oxigênio (21%). Os constituintes minoritários compreendem aproximadamente 1% da atmosfera, porém são importantes para o balanço radiativo e nas propriedades químicas da atmosfera.

De acordo com Hargreaves (1992), a estrutura vertical da atmosfera é composta por regiões que são nomeadas de acordo com a temperatura, a composição química, ionização e estado de mistura dos gases. A Figura 2.1 ilustra os perfis verticais mais usados.

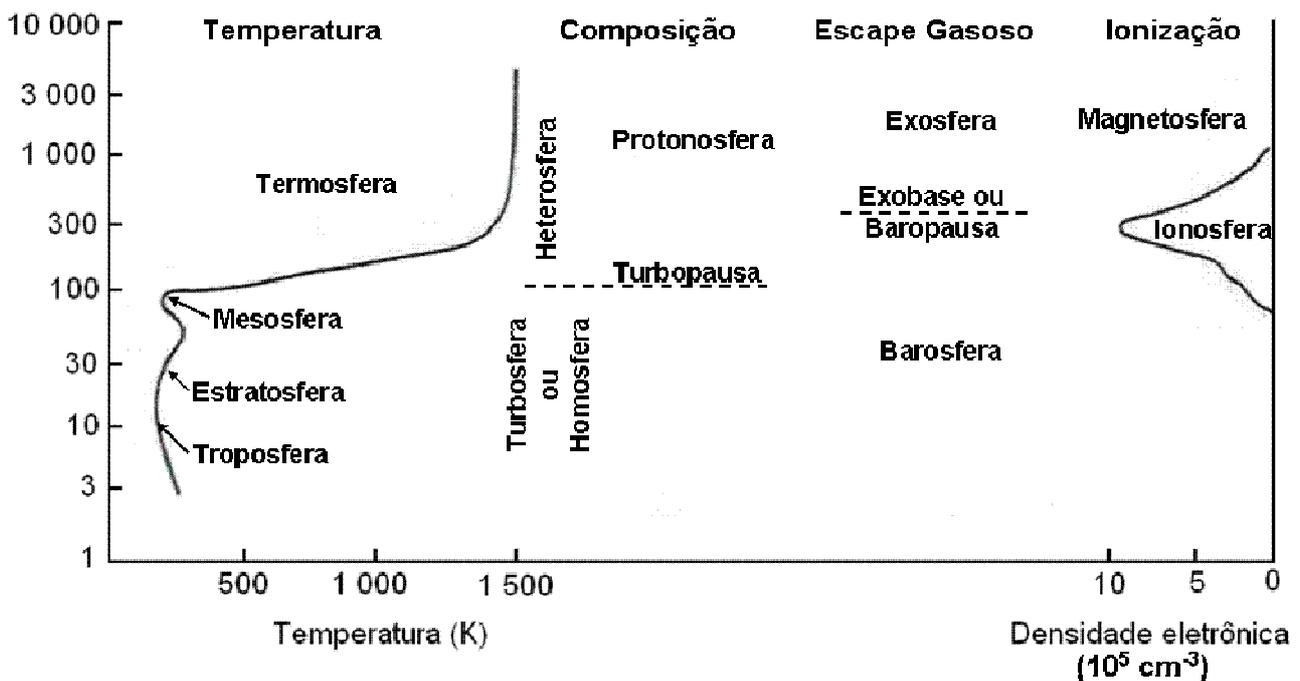


Figura 2.1-Classificação da atmosfera de acordo com a temperatura, composição, escape gasoso e ionização.

Fonte: adaptado de Hargreaves (1992, p.99).

Em relação ao perfil de temperatura, a atmosfera se divide em camadas, as quais se separam por regiões de transição conhecidas como pausas:

- Troposfera: região mais baixa da atmosfera, iniciando da superfície terrestre e se estendendo até ~12 km. Nessa região, a temperatura

diminui com a altura a uma taxa aproximada de 10 K/km, o que resulta em temperaturas da ordem de 190 K (no equador) a 220 K (altas latitudes) na tropopausa.

- Estratosfera: se situa entre aproximadamente 12 e 50 km. Trata-se de uma região onde a temperatura aumenta com a altura devido à absorção da radiação solar ultravioleta pelo ozônio e vapor d'água.
- Mesosfera: nessa região, situada entre 50 e 90 km, a temperatura volta a diminuir com a altura devido à remoção de calor pela radiação e processos dinâmicos. A temperatura mínima é atingida na mesopausa e seu valor pode ser menor que 180 K.
- Termosfera: região acima da mesopausa, onde o comportamento da atmosfera muda drasticamente. O oxigênio atômico se torna o constituinte majoritário da atmosfera e a temperatura aumenta assintoticamente até alcançar um valor relativamente constante nos níveis mais altos. O grande gradiente de temperatura é devido à absorção da radiação solar direta no ultravioleta e no extremo ultravioleta pelo oxigênio atômico.

Considerando sua composição química, a atmosfera divide-se em homosfera e heterosfera. Na região inferior, a taxa de mistura dos gases atmosféricos é suficientemente rápida para produzir uma composição relativamente uniforme para os constituintes majoritários. Na região superior, a mistura é inibida pelo gradiente positivo de temperatura e os constituintes atmosféricos se separam sob o efeito da gravidade, a partir de então, a composição passa a variar com a altitude. A fronteira entre essas duas regiões chama-se turbopausa.

As regiões onde se encontram constituintes ionizados são categorizadas em Ionosfera e Magnetosfera.

## **2.2 A Ionosfera**

A Ionosfera é a região da atmosfera onde existe a concentração de elétrons e íons positivos livres (também íons negativos e aglutinados na região D)

capazes de influenciar na propagação das ondas de rádio. A interação dos átomos e moléculas neutras com as fontes solares e cósmicas ionizantes resulta no plasma ionosférico.

A Ionosfera está situada a uma altura de aproximadamente 60 km – 1000 km e é dividida nas regiões, D, E e F, em função da densidade eletrônica.

A região D está situada entre aproximadamente 50km – 90km. É ionizada durante o dia pelos raios-X, radiação Lyman-alfa e raios cósmicos. À noite, na ausência da radiação solar, a camada D desaparece devido a efeitos de recombinação.

A região E é formada pela ionização do  $N_2$ ,  $O_2$  e  $O$  pelos raios-X, que depende da atividade solar e do ângulo zenital do sol. Como resultado da fotoionização e da troca de cargas, seus principais íons são  $NO^+$  e  $O_2^+$ . A região E está presente durante o dia, apresentando concentrações da ordem de  $10^{11}$  elétrons/ $m^3$ . À noite, sua concentração praticamente desaparece.

A região F1 é formada pela ionização do oxigênio atômico através da radiação EUV (extremo ultravioleta), o que produz elétrons livres e íons, sendo o íon  $O^+$  majoritário. Sua concentração de elétrons depende do ângulo zenital do sol, da atividade solar, da hora local e da estação do ano.

A região F2 também é composta, principalmente, de elétrons livres e íons  $O^+$ . Sua formação depende da radiação solar e do processo de difusão, mas sua concentração de elétrons também varia com a atividade solar. Durante o dia, apresenta os maiores valores de concentração de elétrons livres, sendo seu maior valor observado entre do meio-dia local e as primeiras horas da tarde, dependendo das condições geofísicas. Durante a noite, a concentração sofre uma diminuição, mas a camada não desaparece, devido aos efeitos da difusão.

A Figura 2.2 ilustra os perfis de densidade eletrônica da ionosfera para o dia e para a noite.

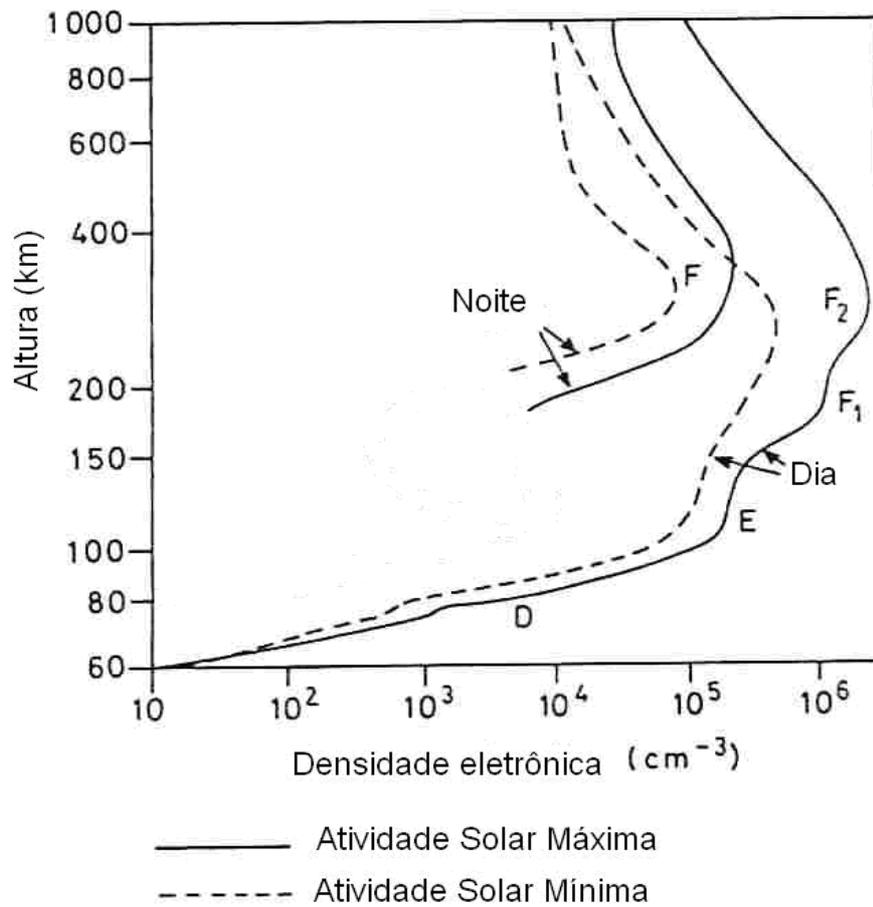


Figura 2.2- Perfis verticais de densidade eletrônica na ionosfera durante o dia e à noite, para períodos de alta atividade solar e baixa atividade solar.  
 Fonte: adaptado de Hargreaves (1992, pg.209).

### **2.3 Distúrbios Ionosféricos Propagantes (TIDs)**

Flutuações na densidade do plasma ionosférico, também chamadas de irregularidades de plasma, têm sido amplamente investigadas devido aos seus efeitos na propagação de sinais de rádio. Diversos equipamentos são empregados na investigação desses fenômenos, como por exemplo, os instrumentos a bordo de satélites, radares de espalhamento, fotômetros, ionossondas, entre outros. O que determina a técnica a ser utilizada na investigação das irregularidades é a escala de tamanho da mesma, e o tipo de assinatura por ela produzida é o que vai determinar sua nomenclatura.

Irregularidades de pequena escala produzem as chamadas plumas nos dados dos radares de espalhamento em VHF, as de escala de comprimento da ordem de centenas de metros produzem as cintilações nos sinais transmitidos por satélites do Sistema de Posicionamento Global (GPS) e, as irregularidades de grande escala, da ordem de quilômetros, dão origem aos traços espalhados (spread-F) observados nos ionogramas.

O termo spread-F está relacionado à aparência visual dos ionogramas que mostram traços difusos (espalhados) na região F. Esses traços espalhados ocorrem tanto na faixa de altitudes (espalhamento em altura ou “range spread-F”) como na faixa de frequências (espalhamento em frequência ou “frequency spread-F”).

O termo cintilação, por sua vez, é usado para descrever variações irregulares na amplitude ou fase do sinal de rádio recebido após passar através de uma irregularidade ou ser refletido por ela (HARGREAVES, 1992). O grau de cintilação no sinal de GPS depende, além das dimensões das irregularidades, da distância entre as irregularidades e o receptor, do ângulo de incidência do sinal relativo às irregularidades do plasma e também da frequência do sinal.

Os Distúrbios Ionosféricos Propagantes vêm sendo estudados durante as últimas cinco décadas desde os trabalhos pioneiros de Hines (1960) e Hooke (1968) que postularam que as TIDs, vistas frequentemente em dados ionosféricos, eram causadas por ondas de gravidade na termosfera. Francis (1973) descreve as TIDs como manifestações ionosféricas de ondas de

gravidade, onde a ionosfera atua como um traçador passivo, mostrando os movimentos da atmosfera neutra. Também Abdu (1994) associa a passagem de TIDs sobre o setor brasileiro à propagação de ondas de gravidade na ionosfera e ainda as trata como sinônimos.

Hunsucker (1982) classifica as TIDs em TIDs de larga escala (LSTIDs) e média escala (MSTIDs). As TIDs de larga escala possuem períodos de 30 minutos a 3 horas e comprimento de onda igual ou superior a 1000 km, apresentando velocidades de fase que variam de 400 a 1000 m/s; suas possíveis fontes são tempestades magnéticas nas regiões polares e sua direção de propagação se dá dos pólos para o equador. As TIDs de média escala têm seus períodos estimados em 15 minutos à aproximadamente 1 hora e comprimento de onda de várias centenas de quilômetros. Com velocidades horizontais entre 50 e 250 m/s, possivelmente são geradas através da propagação de ondas de gravidade que, ao atingirem a baixa ionosfera, produzem oscilações devido à colisão entre partículas neutras e ionizadas.

As MSTIDs também são relacionadas a processos de instabilidade de plasma geradas em médias latitudes pelo mecanismo da instabilidade Perkins (Kelley and Makela, 2001; Pimenta et al., 2008a). Esse tipo específico de MSTID tem sua direção de propagação de nordeste para o sudoeste no hemisfério norte e de sudeste para o noroeste no hemisfério sul.

Esse caso particular de manifestações de TIDs de média escala é observado através de dados obtidos com diferentes instrumentos: radares de espalhamento [Kelley e Fukao (1991); Kelley et al. (2000)], ionossondas digitais [Bowman (1990,1992)], imageadores óticos [Mendillo et al.(1997), Garcia et al. (2000), Pimenta et al. (2008a, 2008b), Cândido et al. (2008)]. Com a utilização de imageador ótico, Garcia et al. (2000) relataram observações dessas MSTIDs, na linha de emissão OI 630 nm, no hemisfério norte, caracterizadas pela passagem de bandas escuras alinhadas de sudeste a noroeste, propagando-se para o sudoeste a uma velocidade que varia de 60 a 100 m/s. No hemisfério sul, Pimenta et al. (2008a) relataram fenômeno semelhante, porém com alinhamento de sudoeste para nordeste, se propagando para o noroeste a uma velocidade de 50-200 m/s. Essas bandas escuras tratam-se de

depleções na densidade do plasma devido a perturbações verticais na base da camada F. Uma vez que a intensidade da emissão OI 630 nm é dependente da densidade eletrônica, sua tendência é diminuir ou aumentar, conforme o plasma da camada F executa movimentos de subida ou descida.

Ocorrência de espalhamento nos sinais de radiofrequência associados à passagem de MSTIDs também são relatados para eventos detectados em médias latitudes [Bowman, (1990, 1992)]. Bowman (1992) relaciona o spread-F de médias latitudes a reflexões de ondas de rádio por superfícies isoiônicas inclinadas ou gradientes horizontais na densidade do plasma ionosférico produzidas pela passagem de MSTIDs.

Observações feitas em médias latitudes no hemisfério norte relatam maior frequência de ocorrência desse caso particular de MSTID durante o período de mínima atividade solar e em noites geomagneticamente calmas e relacionam o mecanismo de geração dessas irregularidades com a teoria da instabilidade Perkins, a qual se trata de uma instabilidade eletrodinâmica gerada em médias latitudes [Garcia et al.(2000), Kelley e Fukao (1991), Behnke (1979), Miller (1996)].

Para o presente trabalho, os resultados obtidos da análise de imagens “all-sky” e ionogramas mostram grande semelhança entre as características do fenômeno observadas no setor brasileiro de baixas latitudes e as características dos fenômenos ocorridos em médias latitudes, desde seu alinhamento e direção preferencial de propagação até a maior frequência de ocorrência durante o período de atividade solar mínima. Tais resultados concordam com a teoria que prediz que a taxa de crescimento da instabilidade deve ser maior durante o período de atividade solar mínima. Portanto, no que se segue serão descritos os princípios básicos que fundamentam a teoria da instabilidade Perkins para esse caso particular de MSTID.

#### **2.4 Instabilidade de plasma Perkins**

A partir de imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm (base da camada F ionosférica), observou-se a passagem de bandas escuras alinhadas de sudoeste a nordeste, propagando-se para o noroeste. Com base na direção de

propagação das bandas observadas e sua inclinação com o meridiano magnético em torno de  $20^\circ$  para oeste, acredita-se que essas bandas escuras tenham sido geradas em médias latitudes no hemisfério sul. A Figura 2.3 ilustra esse caso particular de MSTID.

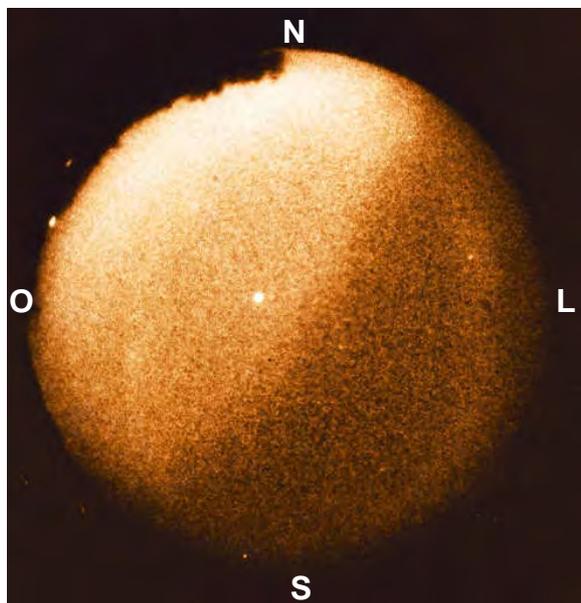


Figura 2.3- Imagem “all-sky” da emissão OI 630 nm do dia 07/09/1997 às 22:40 LT em Cachoeira Paulista. A região escura trata-se de uma MSTID que se propaga para o noroeste.

Conforme dito anteriormente, devido às suas características peculiares, o mecanismo de geração dessas bandas é atribuído à instabilidade Perkins. Contudo, o modelo de instabilidade proposto por Perkins apresenta no mínimo duas discrepâncias em relação às observações: baixa taxa de crescimento e direção de propagação contrária à observada. No que diz respeito à baixa taxa de crescimento, é proposto que ondas de gravidade atuem como um “gatilho” no mecanismo de geração da instabilidade. A direção de propagação, vista como sendo para o sudoeste no hemisfério norte e para o noroeste, no hemisfério sul, é atribuída à polarização das bandas escuras. Segue a descrição do modelo de Perkins.

Perkins (1973) criou um modelo de instabilidade a fim de explicar o fenômeno de spread-F de médias latitudes. Enquanto o spread-F equatorial é bem entendido e pode ser teoricamente explicado pela instabilidade Rayleigh Taylor [Dungey (1956), Fejer (1996), Kelley (1989)], o spread-F de médias latitudes

está ainda sob investigação, especialmente pelo lado teórico e, por enquanto, a teoria de Perkins ainda é a mais amplamente aceita. A principal diferença entre as MSTIDs (explicadas pela instabilidade Perkins) e as bolhas de plasma (explicadas pela instabilidade Rayleigh-Taylor) é em relação ao alinhamento com o meridiano magnético. Enquanto as bolhas de plasma são alinhadas ao meridiano magnético, as MSTIDs apresentam uma inclinação aproximada de  $20^\circ$ .

Perkins mostrou que em médias latitudes a camada F ionosférica deve ser levada ao equilíbrio contra a ação da gravidade, por um campo elétrico para o leste ou um vento neutro para o sul no hemisfério norte. A Figura 2.4 mostra um modelo hipotético da sustentação da ionosfera contra a gravidade por um vento para o sul (hemisfério norte). Tal fato pode ser representado por uma bolinha de “ping-pong” que é sustentada contra um plano inclinado devido ao fluxo de ar produzido por um secador de cabelo (Kelley et al., 2003).

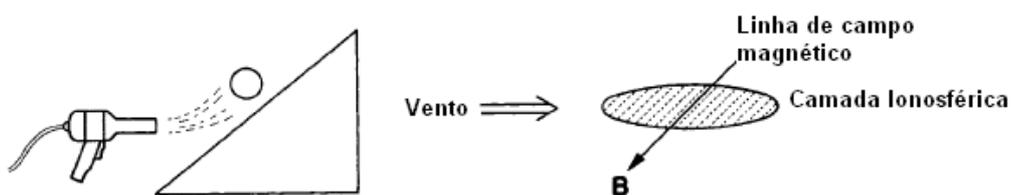


Figura 2.4- Representação de um modelo usando uma bolinha de “ping-pong”. O vento criado pelo secador de cabelo pode sustentar a bola de ping-pong contra o plano inclinado. Situação análoga à de um vento neutro em direção ao equador que sustenta a camada F ao longo das linhas de campo magnético em médias latitudes.  
Fonte: adaptado de Kelley et al. (2003).

Tal situação está indicada nas equações (2.1) e (2.2). A equação (2.1) mostra a condição de equilíbrio na presença de uma componente do campo elétrico para o leste e a equação (2.2) mostra a condição de equilíbrio na presença de uma componente do vento neutro para o sul (hemisfério norte). [Garcia et al. (2000)].

$$\frac{E_e}{B} \cos D = \frac{g}{v_{in}} \sin^2 D \quad (2.1)$$

$$U_s = \frac{g}{v_{in}} \tan D \quad (2.2)$$

Sendo:

$E_e$  = campo elétrico zonal (com direção para leste)

$U_s$  = componente do vento para o sul (no hemisfério norte)

$D$  = ângulo de inclinação magnética

O ponto de partida para os cálculos de Perkins (1973) é um modelo da região F ionosférica noturna com as seguintes características:

- (1) O Campo Magnético  $\vec{B}$  é uniforme e faz um ângulo de inclinação  $D$  com a direção horizontal;
- (2) O efeito da gravidade puxa o plasma para baixo ao longo das linhas de campo magnético e cria correntes na direção  $\vec{g} \times \vec{B}$  (para o leste) é incluído;
- (3) A atmosfera neutra consiste de 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, via forças  $\vec{j} \times \vec{B}$ , podem sustentar a ionosfera;
- (5) Recombinação e arraste iônico são desprezados, uma vez que a recombinação é um processo lento e o processo da instabilidade ocorre mais rápido que a escala de tempo da região F noturna, sendo que o arraste iônico não é tão importante à noite (Rishbeth, 1969, pg. 140);

- (6) O plasma está em uma altura tal que  $\Omega = \frac{eB}{Mc} \gg v_{in}$  e as únicas correntes importantes são as correntes Pedersen;
- (7) As contribuições da região E para a condutividade ionosférica são desprezadas;
- (8) Íons e elétrons são isotérmicos.

A Figura 2.5 mostra o sistema de coordenadas adotado por Perkins em uma representação com relação a terra.

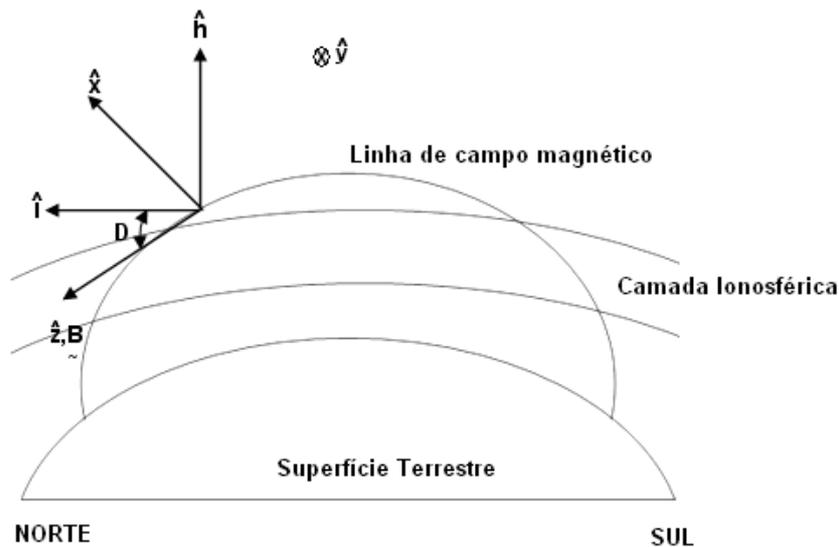


Figura 2.5 – Geometria do sistema de coordenadas utilizado por Perkins. O plano saindo da folha é a direção leste oeste no plano do meridiano magnético no hemisfério norte. Os vetores unitários  $\hat{i}$  e  $\hat{h}$  estão nas direções horizontal e vertical, respectivamente. Os vetores  $\hat{z}$  e  $\hat{x}$  são, respectivamente, paralelo e perpendicular ao campo magnético  $B$ , que tem um ângulo  $D$  com a horizontal.  
 Fonte: Adaptado de Perkins (1973).

Kelley e Fukao (1991) apontaram duas condições que levam à instabilidade:

- (1)  $E_e + U_s B > 0$ ;
- (2) O vetor de onda faz um ângulo com a direção leste entre o campo elétrico efetivo e o ângulo  $\theta$  (conforme mostrado na Figura 2.6), onde

$$\theta = \tan^{-1}[(U_e B - E_s) / (E_e + U_s B \sin D)].$$

Sendo:

$E_s$  = componente do campo elétrico para o sul;

$E_e$  = componente do campo elétrico para o leste

$U_e$  = componente do vento para leste;

$U_s$  = componente do vento para o sul (em direção ao equador, no hemisfério norte);

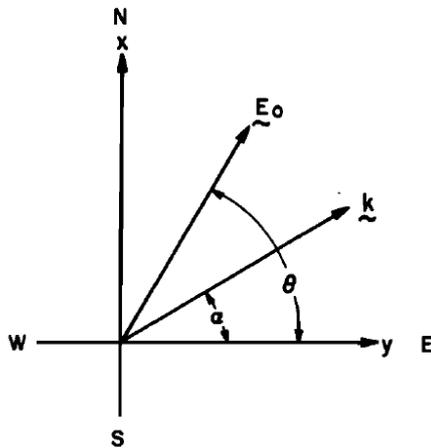


Figura 2.6- Orientação dos vetores  $E_0$  e  $k$  na perturbação.  
Fonte: Perkins (1973).

Nesses casos a ionosfera foi predita por exibir bandas alternadas de regiões de baixa densidade ascendentes e regiões de altas densidades descendentes, com uma taxa de crescimento linear dada por:

$$\gamma = \frac{g}{H_n v_{in}} \frac{\sin^2 D \sin^2\left(\frac{\theta}{2}\right)}{\cos \theta} \quad (2.3)$$

Sendo  $H_n$  a altura de escala dos constituintes neutros da atmosfera,  $v_{in}$  a frequência de colisão entre íons e partículas neutras,  $\frac{\theta}{2}$  o ângulo em que a instabilidade tem taxa de crescimento mais elevada.

Segundo Kelley et al.(2003), a ionosfera não alcança sua altura de equilíbrio instantaneamente e seu real movimento é determinado pelas equações:

$$V_z = U_s \cos D \sin D + \frac{E_e}{B} \cos D - \left( \frac{g}{v_{in}} \right) \sin^2 D \quad (2.4)$$

$$h(t) = h_0 + \int_0^t V_z d\tau \quad (2.5)$$

Kelley et al. (2003) resolveram as equações (2.4) e (2.5) para três diferentes situações. Na primeira fizeram  $E_e = U_s = 0$  e como resultado a ionosfera decai devido à ação da gravidade a uma taxa de decaimento inversamente proporcional a  $v_{in}$ . Tal fato levaria ao desaparecimento do plasma devido a efeitos de recombinação. No segundo caso, é adicionado um vento para o sul com velocidade constante  $U_s = 30$  m/s resultando num decaimento da ionosfera até certa região, onde é alcançado o equilíbrio. No terceiro caso, adicionou-se um vento dependente do tempo  $U_s = 30 + 20 \cos(\omega t)$  m/s que produz uma ionosfera cuja altura varia com a frequência  $\omega$  numa região de equilíbrio causada por uma velocidade constante  $U_s = 30$  m/s. Os casos descritos estão ilustrados na Figura 2.7.

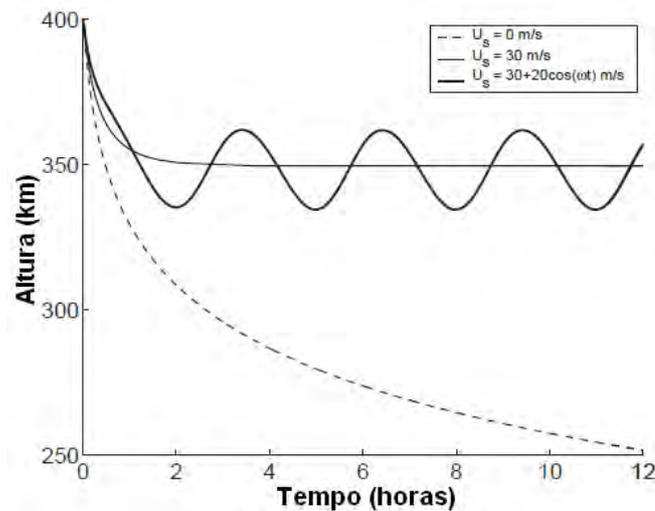


Figura 2.7 - Exemplos das soluções das equações 2.3 e 2.4 para diferentes valores de  $U_s$ . Cada caso supõe  $E_e=0$ .  
 Fonte: Kelley et al. (2003).

Kelley e Fukao (1991) calcularam a taxa de crescimento da instabilidade  $\gamma$  em função da altura para períodos de atividade solar máxima e mínima. Para isso usaram os seguintes valores:

$$D = \theta = 45^\circ$$

$H_n = 80$  km e 60 km em 400 km de altitude

Valores de densidade dos constituintes neutros foram obtidos do trabalho de Johnson (1961).

A Figura 2.8 mostra o gráfico da taxa de crescimento como função das densidades eletrônica obtido dos cálculos de Kelley e Fukao (1991).

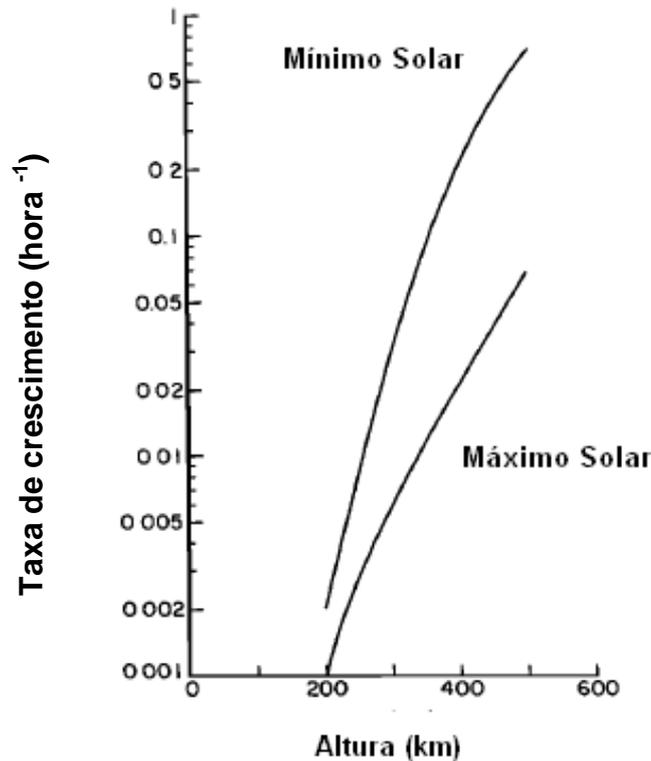


Figura 2.8 - Taxa de crescimento da instabilidade em função do ciclo solar.  
 Fonte: Kelley e Fukao (1991)

Uma característica muito clara notada a partir do gráfico é que a taxa de crescimento da instabilidade é significativamente maior durante o período de mínimo solar, porém seus valores calculados ainda são menores do que os valores encontrados em observações experimentais. Por isso, acredita-se que a instabilidade seja gerada por uma perturbação inicial dada a ação de uma onda de gravidade. Miller (1996) adicionou o efeito das ondas de gravidade nas equações de Perkins, desenvolvendo conseqüentemente um modelo de interação ondas de gravidade/ instabilidade de plasma e concluiu que as ondas de gravidade podem afetar a instabilidade do plasma de duas formas: por indução de campos elétricos polarizados e por variação na condutividade Pedersen integrada. Miller (1996) ainda mostrou imagens da emissão OI 630 nm sobre Arecibo, onde bandas escuras alinhadas de noroeste a sudeste cresciam a partir de uma perturbação inicial dada por uma onda de gravidade e eram guiadas eletrodinamicamente.

Miller (1997) desenvolveu um modelo analítico da resposta eletrodinâmica da ionosfera às perturbações de condutividade e campo elétrico devido a ondas

de gravidade. Segundo ele, as perturbações de campo elétrico e condutividade são imediatamente acopladas devido a eletrodinâmica ionosférica e se interagem conforme descrito previamente por Perkins (1973). Esse acoplamento é azimutalmente dependente. Em algumas direções, perturbações nos dois parâmetros reforçam um ao outro, levando ao crescimento da instabilidade; em outros, o distúrbio é amortecido. Assim, o desenvolvimento da instabilidade dependerá de sua taxa de crescimento e da direção de propagação da onda de gravidade (Kelley e Miller, 1997). A Figura 2.9 mostra as regiões onde a instabilidade será desenvolvida.

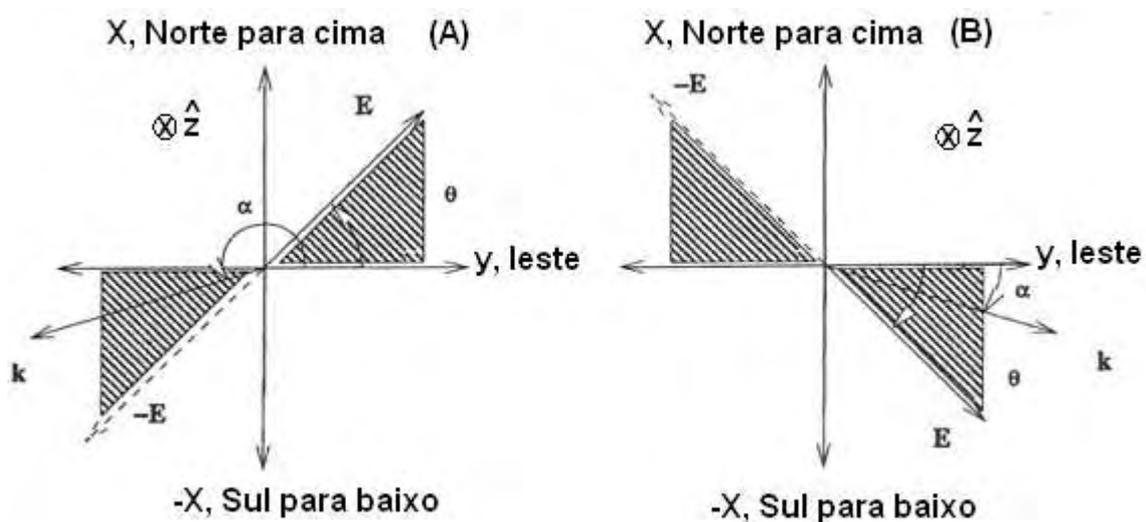


Figura 2.9 – (A) Ilustração das regiões onde o vetor de onda é linearmente instável para a instabilidade Perkins, quando  $\vec{E}$  está no quadrante NE. (B) Ilustração das regiões correspondentes à instabilidade quando  $\vec{E}$  está no quadrante SE. Em ambos os casos, somente os vetores de onda com  $\sin\alpha < 0$  são potencialmente ressonantes com ondas de gravidade.  
Fonte: Huang et al.(1994)

A direção de propagação das bandas escuras prevista por Perkins é para o nordeste no hemisfério norte e para o sudeste no hemisfério sul, porém, observações experimentais indicam que a direção real de propagação é para o sudoeste no hemisfério norte e para o noroeste no hemisfério sul. Kelley e Makela (2001) apresentam como resolução dessa discrepância a polarização das bandas escuras na direção paralela ao seu eixo longitudinal. O campo elétrico resultante, devido à região de baixa condutividade Pedersen integrada interna à estrutura, é direcionado ao noroeste e causa o movimento para o sudoeste (no hemisfério norte) observado. A Figura 2.10 mostra a estrutura

polarizada, sendo  $J_0$  a corrente integrada à linha de campo,  $E_p$  o campo de polarização e  $\Sigma_{pf}$  a condutividade Pedersen integrada na região F. O movimento para sudoeste é causado pela ação de  $E_p \times B$ .

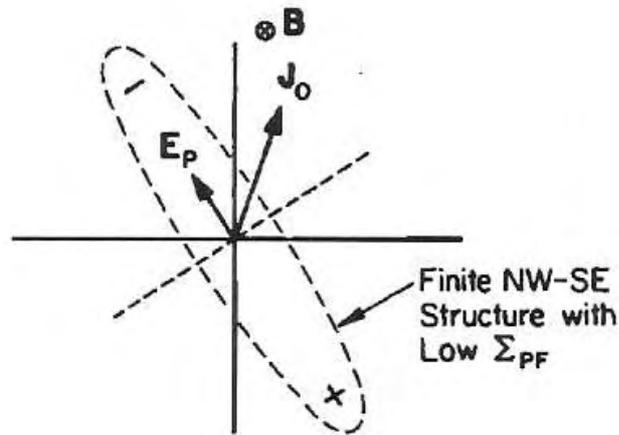


Figura 2.10 - Polarização de uma região de baixa condutividade Pedersen na presença de uma corrente direcionada por ventos.  
Fonte: Kelley e Makela (2001).

#### 2.4.1 As equações de Perkins

Uma informação muito relevante é que, para todos os cálculos aqui apresentados, foi utilizado o sistema de coordenadas proposto por Perkins, onde o eixo z é paralelo ao campo magnético, eixo y representa a direção leste-oeste magnética e o eixo x é perpendicular aos eixos z e y e a direção positiva é a direção norte para cima, conforme ilustrado na Figura 2.5.

O ponto de partida para as deduções das equações de Perkins (1973) é equação do movimento de íons, considerando a velocidade do vento neutro igual a zero:

$$0 = -2T\nabla n + ne \left( \frac{\vec{v}_i \times \vec{B}}{c} \right) - ne \nabla \phi + nM\vec{g} - Mn\vec{v}_i v_{in} \quad (2.6)$$

Onde:

T= Temperatura

$\vec{g}$ =aceleração da gravidade

M= massa iônica

$\vec{B}$  = campo geomagnético

e= carga elétrica

c= velocidade da luz

n= concentração do plasma

$\vec{v}_i$  = velocidade iônica

$\phi$  = potencial eletrostático

$\nu_{in}$  = frequência de colisão íon-partícula neutra

Em seguida, calculam-se as componentes paralela e perpendicular ao campo magnético  $\vec{B}$ . Para calcular a componente paralela, é importante lembrar que o potencial  $\phi$  é constante ao longo do campo magnético  $\vec{B}$ . Assim, na direção z, a equação do movimento pode ser escrita como:

$$0 = -2T \frac{\partial n}{\partial z} + nM\vec{g}_z - Mn\nu_{iz}\nu_{in} \quad (2.7)$$

Substituindo  $\vec{g}_z = g\text{sen}D$ , a expressão final para o valor de  $\nu_{iz}$ :

$$\nu_{iz} = \frac{g\text{sen}D}{\nu_{in}} - \frac{2T}{M\nu_{in}} \frac{1}{n} \frac{\partial n}{\partial z} \quad (2.8)$$

Para a componente perpendicular a  $\vec{B}$ , a equação do movimento é expressa da seguinte forma:

$$0 = -2T\nabla_{\perp} n + ne \left( \frac{\vec{v}_{i\perp} \times \vec{B}}{c} \right) - ne\nabla_{\perp} \phi + nM\vec{g}_{\perp} - Mn\vec{v}_{i\perp}\nu_{in} \quad (2.9)$$

$$-\frac{ne}{c} (\vec{v}_{i\perp} \times \vec{B}) + Mn\vec{v}_{i\perp}\nu_{in} = -2T\nabla_{\perp} n - ne\nabla_{\perp} \phi + nM\vec{g}_{\perp} \quad (2.10)$$

Multiplicando ambos os lados por  $\frac{neB}{c}$  e lembrando que  $\Omega_i = \frac{eB}{cM}$ , onde  $\Omega_i$  é a girofrequência dos íons, a equação (2.7) se torna:

$$-\vec{v}_{i\perp} \times \hat{z} + \frac{v_{in}}{\Omega_i} \vec{v}_{i\perp} = -\frac{2Tc}{eBn} \nabla_{\perp} n - \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi + \frac{\vec{g}_{\perp}}{\Omega_i} \quad (2.11)$$

Fazendo o produto vetorial dos termos da equação (2.11) por  $\hat{z}$  e aplicando as identidades vetoriais  $\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = \vec{B}(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$  e  $\vec{A} \times \vec{B} = -\vec{B} \times \vec{A}$ , obtêm-se:

$$\vec{v}_{i\perp} + \frac{v_{in}}{\Omega_i} \vec{v}_{i\perp} \times \hat{z} = \left( -\frac{2Tc}{eBn} \nabla_{\perp} n - \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi + \frac{\vec{g}_{\perp}}{\Omega_i} \right) \times \hat{z} \quad (2.12)$$

Multiplicando (2.11) por  $\frac{v_{in}}{\Omega_i}$  e somando à equação (2.12):

$$\vec{v}_{i\perp} \left[ 1 + \left( \frac{v_{in}}{\Omega_i} \right)^2 \right] + \frac{v_{in}}{\Omega_i} \left( \frac{2Tc}{eBn} \nabla_{\perp} n - \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi + \frac{\vec{g}_{\perp}}{\Omega_i} \right) + \left( \frac{2Tc}{eBn} \nabla_{\perp} n - \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi + \frac{\vec{g}_{\perp}}{\Omega_i} \right) \times \hat{z} = 0 \quad (2.13)$$

Em altas altitudes, a girofrequência dos íons é muito maior do que a frequência de colisão entre íons e partículas neutras,  $\Omega_i \gg v_{in}$ , portanto, o termo

$\left( \frac{v_{in}}{\Omega_i} \right)^2$  pode ser desprezado. Consequentemente:

$$\vec{v}_{i\perp} = -\frac{2Tc}{eBn} \nabla_{\perp} n \times \hat{z} - \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} + \frac{\vec{g}_{\perp}}{\Omega_i} \times \hat{z} - \frac{v_{in}}{\Omega_i} \left( \frac{2Tc}{eBn} \nabla_{\perp} n + \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi - \frac{\vec{g}_{\perp}}{\Omega_i} \right) \quad (2.14)$$

Onde,  $\nabla_{\perp}$  denota o operador gradiente nas duas dimensões perpendiculares a  $\vec{B}$ .

Portanto, as equações (2.8) e (2.14) são as equações que expressam as componentes da velocidade dos íons paralela e perpendicular ao campo  $\vec{B}$ .

Para encontrar as componentes da velocidade dos elétrons paralela e perpendicular ao campo  $\vec{B}$ , inicia-se a partir da equação 2 de Perkins et al. (1973).

$$\vec{F}_e - \vec{v}_e \times \hat{b} - k_{en}^{-1} \vec{v}_e - k_{ei}^{-1} (\vec{v}_e - \vec{v}_i) = 0 \quad (2.15)$$

Onde:

$$\vec{F}_e = -\frac{c}{B} \vec{E} - \frac{cT}{eB} \frac{\nabla n}{n}$$

$$\hat{b} = \frac{\vec{B}}{B}$$

$$k_{en} = \frac{\Omega_e}{\nu_{en}}$$

$$k_{ei} = \frac{\Omega_e}{\nu_{ei}}$$

Sendo:

$\vec{E}$  = Campo elétrico

$\Omega_e$  = girofrequência dos elétrons

$\hat{b}$  = vetor unitário

$\nu_{en}$  = frequência de colisão entre elétrons e partículas neutras

$\nu_{ei}$  = frequência de colisão entre elétrons e íons

Fazendo as devidas substituições:

$$-\frac{c}{B} \vec{E} - \frac{cT}{eB} \frac{\nabla n}{n} - \vec{v}_e \times \frac{\vec{B}}{B} - \frac{\nu_{en}}{\Omega_e} \vec{v}_e - \frac{\nu_{ei}}{\Omega_e} (\vec{v}_e - \vec{v}_i) = 0 \quad (2.16)$$

Multiplicando ambos os lados por  $\frac{neB}{c}$ , lembrando que  $\Omega_e = \frac{eB}{cM}$ , a equação

(2.16) torna-se:

$$-ne\vec{E} - T\nabla n - \frac{ne}{c} \vec{v}_e \times \vec{B} - Mn\nu_{en} \vec{v}_e - Mn\nu_{ei} (\vec{v}_e - \vec{v}_i) = 0 \quad (2.17)$$

Uma vez que  $\vec{E} = -\nabla\Phi$  e  $\Phi = \phi + Te^{-1} \ln\left(\frac{n}{n_a}\right)$ , pode-se efetuar a substituição:

$$e\nabla\phi - \frac{e}{c}\vec{v}_e \times \vec{B} - Mv_{en}\vec{v}_e - Mv_{ei}(\vec{v}_e - \vec{v}_i) = 0 \quad (2.18)$$

A componente da velocidade dos elétrons na direção z será:

$$-Mv_{en}\vec{v}_{ez} - Mv_{ei}\vec{v}_{ez} + Mv_{ei}\vec{v}_{iz} = 0 \quad (2.19)$$

$$v_{ez} = \frac{v_{ei}v_{iz}}{v_{en} + v_{ei}} \quad (2.20)$$

A componente perpendicular da velocidade dos elétrons:

$$e\nabla_{\perp}\phi - \frac{e}{c}\vec{v}_{e\perp} \times \vec{B} - Mv_{en}\vec{v}_{e\perp} - Mv_{ei}(\vec{v}_{e\perp} - \vec{v}_{i\perp}) = 0 \quad (2.21)$$

$$\frac{e}{c}\vec{v}_{e\perp} \times \vec{B} + Mv_{en}\vec{v}_{e\perp} + Mv_{ei}\vec{v}_{e\perp} = e\nabla_{\perp}\phi + Mv_{ei}\vec{v}_{i\perp} \quad (2.22)$$

Multiplicando ambos os lados por  $\frac{c}{eB}$  e lembrando que  $v_e = v_{en} + v_{ei}$ :

$$\vec{v}_{e\perp} \times \hat{z} + \frac{v_e}{\Omega_e}\vec{v}_{e\perp} = \frac{c}{B}\nabla_{\perp}\phi + \frac{v_{ei}}{\Omega_e}\vec{v}_{i\perp} \quad (2.23)$$

Fazendo o produto vetorial de todos os termos da equação (2.23) por  $\hat{z}$  e aplicando as identidades vetoriais  $\vec{A} \times (\vec{B} \times \vec{C}) = B(\vec{A} \cdot \vec{C}) - \vec{C}(\vec{A} \cdot \vec{B})$ :

$$-\vec{v}_{e\perp} + \frac{v_e}{\Omega_e}\vec{v}_{e\perp} \times \hat{z} = \left( \frac{c}{B}\nabla_{\perp}\phi + \frac{v_{ei}}{\Omega_e}\vec{v}_{i\perp} \right) \times \hat{z} \quad (2.24)$$

Multiplicando (2.23) por  $\frac{v_e}{\Omega_{ei}}$  e subtraindo a equação (2.24):

$$\vec{v}_{e\perp} \left[ 1 + \left( \frac{v_e}{\Omega_e} \right)^2 \right] = \frac{v_e}{\Omega_e} \left( \frac{c}{B}\nabla_{\perp}\phi + \frac{v_{ei}}{\Omega_e}\vec{v}_{i\perp} \right) - \left( \frac{c}{B}\nabla_{\perp}\phi + \frac{v_{ei}}{\Omega_e}\vec{v}_{i\perp} \right) \times \hat{z} \quad (2.25)$$

Análogo ao procedimento de cálculo para a velocidade dos íons, o termo  $\left(\frac{v_e}{\Omega_e}\right)^2$  também será ignorado:

$$\vec{v}_{e\perp} = \frac{v_e}{\Omega_e} \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi - \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} - \frac{v_{ei}}{\Omega_e} \vec{v}_{i\perp} \times \hat{z} \quad (2.26)$$

As equações (2.20) e (2.26) são as equações que expressam as componentes da velocidade dos elétrons paralela e perpendicular ao campo  $\vec{B}$ .

De posse das equações (2.14) e (2.26) é possível calcular a densidade de corrente perpendicular ao campo  $\vec{B}$ .

$$\vec{j}_{\perp} = ne(\vec{v}_{i\perp} - \vec{v}_{e\perp}) \quad (2.27)$$

Substituindo os valores de  $\vec{v}_{i\perp}$  e  $\vec{v}_{e\perp}$ :

$$\vec{j}_{\perp} = ne \left[ -\frac{2Tc}{eBn} \nabla_{\perp} n \times \hat{z} - \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} + \frac{\vec{g}_{\perp}}{\Omega_i} \times \hat{z} - \frac{v_{in}}{\Omega_i} \left( \frac{2Tc}{eBn} \nabla_{\perp} n + \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi - \frac{\vec{g}_{\perp}}{\Omega_i} \right) - \frac{v_e}{\Omega_e} \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi + \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} \right]$$

$\frac{v_{en}}{\Omega_e} \leq \frac{v_{ei}}{\Omega_e} \leq \frac{v_{in}}{\Omega_i} \ll 1$ , portanto,  $\frac{v_{ei}}{\Omega_e}$  será desprezado.

$$\vec{j}_{\perp} = \frac{ne}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} - \frac{2Tc}{B} \nabla_{\perp} n \times \hat{z} - \frac{2v_{in}Tc}{\Omega_i B} \nabla_{\perp} n - \frac{v_{in}nec}{\Omega_i B} \nabla_{\perp} \phi + \frac{v_{in}ne}{\Omega_i^2} \vec{g}_{\perp} \quad (2.28)$$

Para refletir o fato de que íons/elétrons estão intimamente ligados às linhas de campo  $\vec{B}$ , Perkins introduziu duas variáveis integradas às linhas de campo  $\vec{B}$ :

$N(x,y) = \int ndz \rightarrow$  Representa o conteúdo de plasma de um tubo de fluxo magnético.

$\Sigma(x,y) = \int dz \frac{nv_{in}eC}{\Omega B} \rightarrow$  Representa a condutividade Pedersen integrada à linha de campo.

Uma das relações fundamentais da Teoria de Perkins estabelece que o fluxo de corrente alinhado ao campo é zero, ou seja, não há corrente entrando ou saindo do tubo de fluxo.

$$\nabla_{\perp} \cdot \int \vec{j}_{\perp} dz = \nabla_{\perp} \cdot \vec{J}_{\perp} = 0$$

Integrando (2.28) ao longo das linhas de campo  $\vec{B}$ :

$$\int \vec{j}_{\perp} dz = \int dz \left( \frac{ne}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} - \frac{2Tc}{B} \nabla_{\perp} n \times \hat{z} - \frac{2v_{in}Tc}{\Omega_i B} \nabla_{\perp} n - \frac{v_{in}nec}{\Omega_i B} \nabla_{\perp} \phi + \frac{v_{in}ne}{\Omega_i^2} \vec{g}_{\perp} \right) \quad (2.29)$$

No 3º termo dentro dos parênteses, no lado direito da equação (2.29), o operador  $\nabla_{\perp}$  não comuta com  $v_{in}$ , então, deve ser usada a relação:

$$v_{in} \nabla_{\perp} n = \nabla_{\perp} (v_{in}n) - \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial v_{in}}{\partial h} n \hat{x}$$

A equação (2.29) ficará:

$$\int \vec{j}_{\perp} dz = \frac{Ne}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} - \frac{2Tc}{B} \nabla_{\perp} N \times \hat{z} - \frac{2T}{e} \left( \nabla_{\perp} \Sigma + \frac{\Sigma \cos D}{H_n} \hat{x} \right) - \Sigma \nabla_{\perp} \phi - \frac{\Sigma M}{e} g \cos D \hat{x}$$

$$\vec{J}_{\perp} = \int \vec{j}_{\perp} dz = -\frac{2Tc}{B} \nabla_{\perp} N \times \hat{z} + \frac{Ne}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} - \Sigma \nabla_{\perp} \phi - \frac{2T}{e} \nabla_{\perp} \Sigma - \Sigma \cos D \hat{x} \left( \frac{2T}{eH_n} + \frac{Mg}{e} \right) \quad (2.30)$$

Onde  $H_n$  é a altura de escala dos constituintes neutros da atmosfera.

Será calculado  $\nabla_{\perp} \cdot \vec{J}_{\perp}$ . Para facilitar os cálculos, alguns termos da equação (2.30) serão calculados separadamente.

$$1) \nabla_{\perp} \left( -\frac{2Tc}{B} \nabla_{\perp} N \times \hat{z} \right) \rightarrow \text{Para isso, primeiro calcula-se } \nabla_{\perp} N \times \hat{z}$$

$$\nabla_{\perp} \mathbf{N} \times \hat{\mathbf{z}} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ \partial \mathbf{N} / \partial x & \partial \mathbf{N} / \partial y & \partial \mathbf{N} / \partial z \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} = \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial y} \hat{x} - \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x} \hat{y}$$

$$\nabla_{\perp} (\nabla_{\perp} \mathbf{N} \times \hat{\mathbf{z}}) = \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \right) \cdot \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial y} \hat{x} - \frac{\partial \mathbf{N}}{\partial x} \hat{y} = 0$$

Portanto, o primeiro termo da equação (2.30) tem valor igual a zero.

$$2) \nabla_{\perp} \left( \frac{Ne}{\Omega_i} \bar{\mathbf{g}}_{\perp} \times \hat{\mathbf{z}} \right)$$

$$\bar{\mathbf{g}}_{\perp} \times \hat{\mathbf{z}} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ g_{\perp x} & g_{\perp y} & g_{\perp z} \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix} = g_{\perp y} \hat{x} - g_{\perp x} \hat{y} = g \cos D \hat{y}$$

Então,

$$\nabla_{\perp} \left( \frac{Ne}{\Omega_i} \bar{\mathbf{g}}_{\perp} \times \hat{\mathbf{z}} \right) = \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} + \frac{\partial}{\partial z} \hat{z} \right) \cdot \frac{Ne}{\Omega_i} g \cos D \hat{y} = \frac{g e \cos D}{\Omega_i} \frac{\partial N}{\partial y}$$

$$3) \nabla_{\perp} (\nabla_{\perp} \Sigma) = \nabla_{\perp}^2 \Sigma$$

$$4) \nabla_{\perp} (\Sigma \hat{\mathbf{x}}) = \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \right) \cdot (\Sigma \hat{\mathbf{x}}) = \frac{\partial \Sigma}{\partial x}$$

Substituindo as quantidades acima em (2.30), o resultado será:

$$\nabla_{\perp} \cdot \bar{\mathbf{J}}_{\perp} = \frac{g e \cos D}{\Omega_i} \frac{\partial N}{\partial y} - \frac{2T}{e} \nabla_{\perp}^2 \Sigma - \nabla_{\perp} \cdot (\Sigma \nabla_{\perp} \phi) - \cos D \left( \frac{2T}{e H_n} + \frac{Mg}{e} \right) \frac{\partial \Sigma}{\partial x} = 0 \quad (2.31)$$

A equação (2.31) corresponde à equação 13 de Perkins.

Para encontrar a equação de Perkins que expressa a evolução temporal do conteúdo eletrônico total, iniciam-se as deduções pela equação da continuidade para íons.

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

E separando as componentes da velocidade dos íons paralela e perpendicular a  $\vec{B}$  tem-se:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\perp} \cdot (n\vec{v}_{\perp}) + \frac{\partial}{\partial z} (n\vec{v}_z) = 0$$

Substituindo os termos das velocidades paralela (2.8), e perpendicular (2.14) para íons:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\perp} \cdot \left\{ n \left[ -\frac{2Tc}{eBn} \nabla_{\perp} n \times \hat{z} - \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} + \frac{\vec{g}_{\perp}}{\Omega_i} \times \hat{z} - \frac{v_{in}}{\Omega_i} \left( \frac{2Tc}{eBn} \nabla_{\perp} n + \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi - \frac{\vec{g}_{\perp}}{\Omega_i} \right) \right] \right\} \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[ n \left( \frac{g_{senD}}{v_{in}} - \frac{2T}{Mv_{in}n} \frac{\partial n}{\partial z} \right) \right] = 0 \end{aligned}$$

Em altas altitudes,  $\Omega_i \gg v_{in}$ , então, o termo  $\frac{v_{in}}{\Omega_i}$  será desprezado.

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\perp} \cdot n \left( -\frac{2Tc}{eBn} \nabla_{\perp} n \times \hat{z} - \frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ n \left( \frac{g_z}{v_{in}} - \frac{2T}{Mv_{in}n} \frac{\partial n}{\partial z} \right) \right] = 0$$

Foi mostrado que  $g_z = g_{senD}$  e  $\nabla_{\perp} \cdot (\nabla_{\perp} n \times \vec{z}) = 0$ , logo:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \nabla_{\perp} \cdot n \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \left( \frac{ng_{senD}}{v_{in}} - \frac{2T}{Mv_{in}n} \frac{\partial n}{\partial z} \right) \right] = 0$$

Aplicando a identidade vetorial:  $\nabla_{\perp} \cdot \vec{A}\vec{B} = \vec{A}\nabla_{\perp} \cdot \vec{B} + (\nabla_{\perp} \cdot \vec{A})\vec{B}$ :

$$\begin{aligned} \frac{\partial n}{\partial t} + n \nabla_{\perp} \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) + (\nabla_{\perp} n) \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) \\ + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \left( \frac{ng_{senD}}{v_{in}} - \frac{2T}{Mv_{in}n} \frac{\partial n}{\partial z} \right) \right] = 0 \end{aligned}$$

Como  $\nabla_{\perp} \cdot (\nabla_{\perp} n \times \vec{z}) = 0$ , analogamente,  $\nabla_{\perp} \cdot (\nabla_{\perp} \phi \times \vec{z}) = 0$  e  $\nabla_{\perp} \cdot (\vec{g}_{\perp} \times \vec{z}) = 0$ .  
Logo:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + (\nabla_{\perp} n) \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \left( \frac{ng_{senD}}{v_{in}} - \frac{2T}{Mv_{in}n} \frac{\partial n}{\partial z} \right) \right] = 0 \quad (2.32)$$

Integrando (2.32) ao longo da linha de campo  $\vec{B}$ :

$$\frac{\partial n}{\partial t} \mathbf{N} + (\nabla_{\perp} \mathbf{N}) \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \varphi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) + \left( \frac{n g \sin D}{v_{in}} - \frac{2T}{M v_{in}} \frac{\partial n}{\partial z} \right) \Big|_{z_0}^z = 0$$

De acordo com Perkins, em baixas e altas altitudes,  $n$  e  $\frac{\partial n}{\partial z}$  tendem a zero similar aos extremos de uma distribuição gaussiana, portanto:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + (\nabla_{\perp} \mathbf{N}) \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \varphi \times \hat{z} \right) + \frac{g \cos D}{\Omega_i} \frac{\partial N}{\partial y} = 0 \quad (2.33)$$

A equação (2.33) corresponde à equação 14 de Perkins e governa a evolução temporal do conteúdo eletrônico total ao longo da linha de campo  $\vec{B}$ .

Para chegar à equação de Perkins que governa a evolução temporal da condutividade Pedersen, inicia-se multiplicando a equação (2.32) por  $\frac{v_{in} e c}{\Omega B}$ :

$$\frac{v_{in} e c}{\Omega B} \cdot \left\{ \frac{\partial n}{\partial t} + (\nabla_{\perp} n) \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \varphi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) + \frac{\partial}{\partial z} \left[ \left( \frac{n g \sin D}{v_{in}} - \frac{2T}{M v_{in} n} \frac{\partial n}{\partial z} \right) \right] \right\} = 0 \quad (2.34)$$

Calculando separadamente os termos da equação (2.34):

$$\begin{aligned} 1) & \frac{v_{in} e c}{\Omega B} \cdot (\nabla_{\perp} n) \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \varphi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) \\ &= \frac{e c}{\Omega B} \cdot \left[ \nabla_{\perp} (v_{in} n) + \hat{x} \cos D v_{in} H_n^{-1} \right] \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \varphi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) \\ &= \frac{e c}{\Omega B} \nabla_{\perp} (v_{in} n) \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \varphi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) - \frac{e c v_{in}}{\Omega B} \frac{c \cos D}{B H_n} \frac{\partial \varphi}{\partial y} \end{aligned}$$

A última expressão foi simplificada da seguinte forma:

$$\hat{x} \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \varphi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) = -\frac{c}{B} \frac{\partial \varphi}{\partial y}$$

$$2) \quad v_{in} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{n}{v_{in}} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( v_{in} \frac{n}{v_{in}} \right) - \frac{n}{v_{in}} \frac{\partial v_{in}}{\partial z} = \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{n}{v_{in}} \frac{v_{in} \text{sen} D}{H_n} = \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{n \text{sen} D}{H_n}$$

$$3) \quad v_{in} \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{1}{v_{in}} \frac{\partial n}{\partial z} \right) = \frac{\partial}{\partial z} \left( v_{in} \frac{1}{v_{in}} \frac{\partial n}{\partial z} \right) - \frac{1}{v_{in}} \frac{\partial n}{\partial z} \frac{\partial v_{in}}{\partial z} = \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - \frac{\partial n}{\partial z} \frac{\text{sen} D}{H_n}$$

$$4) \quad \frac{v_{in} e c}{\Omega B} \cdot \frac{\partial}{\partial z} \left( \frac{n \text{sen} D}{v_{in}} - \frac{2T}{M v_{in}} \frac{\partial n}{\partial z} \right) \\ = \frac{e c \text{sen} D}{\Omega B} \left( \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{n \text{sen} D}{H_n} \right) - \frac{2 e c T}{\Omega B M} \left( \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - \frac{\partial n}{\partial z} \frac{\text{sen} D}{H_n} \right)$$

Substituindo os itens acima na equação (2.34):

$$\frac{v_{in} e c}{\Omega B} \frac{\partial n}{\partial t} + \frac{e c}{\Omega B} \nabla_{\perp} (v_{in} n) \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) - \frac{e c v_{in}}{\Omega B} \frac{c \cos D}{B H_n} \frac{\partial \phi}{\partial y} \\ + \frac{e c \text{sen} D}{\Omega B} \left( \frac{\partial n}{\partial z} - \frac{n \text{sen} D}{H_n} \right) - \frac{2 e c T}{\Omega B M} \left( \frac{\partial^2 n}{\partial z^2} - \frac{\partial n}{\partial z} \frac{\text{sen} D}{H_n} \right) = 0$$

Integrando ao longo da linha de campo  $\vec{B}$  e usando  $n=0$  e  $\partial_z n=0$  em baixas e altas altitudes,

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla_{\perp} \Sigma \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) - \Sigma \frac{c \cos D}{B H_n} \frac{\partial \phi}{\partial y} - \frac{e c \text{sen}^2 D}{\Omega B H_n} N = 0 \quad (2.35)$$

A equação (2.35) corresponde à equação 15 de Perkins e governa a evolução temporal da condutividade Pedersen.

#### 2.4.2 Taxa de crescimento da instabilidade

Para obter a taxa de crescimento de uma perturbação na região F da ionosfera de médias latitudes, Perkins supôs não existir gradiente no TEC (N) no plano (x-y) definido por ele. A equação (2.33), então, é excluída naturalmente. Outra suposição é que o estado de equilíbrio inicial da condutividade  $\Sigma$  também não

possuía gradientes iniciais. Dessa forma, a equação no estado de equilíbrio é a seguinte:

$$\Sigma_0 E_{0y} = \frac{egN_0 \text{sen}^2 D}{\Omega_i \cos D} \quad (2.36)$$

A perturbação é analisada em um quadro de referência no qual o plasma sustentado contra a gravidade está em repouso.

Para calcular a taxa de crescimento da instabilidade, serão inseridas perturbações nas quantidades  $\Sigma$  e  $\varphi$  das equações (2.31) e (2.35) em forma de onda plana, dadas por:

$$\Sigma = \Sigma_0 + \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})} e$$

$$\varphi = -E_{0x} \hat{x} - E_{0y} \hat{y} + \tilde{\varphi} e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{x})}$$

Utilizando a equação (2.31) e considerando que não existem gradientes no TEC, a equação torna-se:

$$-\frac{2T}{e} \nabla_{\perp}^2 \Sigma - \nabla_{\perp} \cdot (\Sigma \nabla_{\perp} \varphi) - \cos D \left( \frac{2T}{e H_n} + \frac{Mg}{e} \right) \frac{\partial \Sigma}{\partial x} = 0$$

Substituindo as perturbações na equação acima e calculando os termos separadamente:

$$1) \nabla_{\perp}^2 \Sigma = \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \right) \cdot \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \right) \cdot \left[ \Sigma_0 + \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \right]$$

$$\nabla_{\perp}^2 \Sigma = -k_x^2 \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} - k_y^2 \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} = -k^2 \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)}$$

$$2) \nabla_{\perp} \cdot (\Sigma \nabla_{\perp} \varphi) = \Sigma \nabla_{\perp}^2 \varphi + \nabla_{\perp} \Sigma \cdot \nabla_{\perp} \varphi$$

$$\Sigma \nabla_{\perp}^2 \varphi = \left[ \Sigma_0 + \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \right] \cdot \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \right) \cdot \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \right)$$

$$\cdot \left[ -E_{0x} \hat{x} - E_{0y} \hat{y} + \tilde{\varphi} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \right] = -\Sigma_0 k^2 \tilde{\varphi} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)},$$

$$\nabla_{\perp} \Sigma \cdot \nabla_{\perp} \varphi = \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \right) \cdot \left[ \Sigma_0 + \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \right] \cdot \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \right)$$

$$\cdot \left[ -E_{0x} \hat{x} - E_{0y} \hat{y} + \tilde{\varphi} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \right] = i \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} (\vec{E}_0 \cdot \vec{k})$$

Portanto:

$$\nabla_{\perp} \cdot (\Sigma \nabla_{\perp} \varphi) = -\Sigma_0 k^2 \tilde{\varphi} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} + i \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} (\vec{E}_0 \cdot \vec{k})$$

$$3) \frac{\partial \Sigma}{\partial x} = -ik_x \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)}$$

A equação (2.31) perturbada torna-se:

$$\frac{2T}{e} k^2 \tilde{\Sigma} + \Sigma_0 k^2 \tilde{\varphi} - i \tilde{\Sigma} (\vec{E}_0 \cdot \vec{k}) - ik_x \tilde{\Sigma} \cos D \left( \frac{2T}{e H_n} + \frac{Mg}{e} \right) = 0 \quad (2.37)$$

A equação (2.37) corresponde à equação 19 de Perkins.

A equação (2.35) foi descrita anteriormente como:

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \nabla_{\perp} \Sigma \cdot \left( -\frac{c}{B} \nabla_{\perp} \varphi \times \hat{z} + \frac{1}{\Omega_i} \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} \right) - \Sigma \frac{c \cos D}{B H_n} \frac{\partial \varphi}{\partial y} - \frac{e c g \sin^2 D}{\Omega B H_n} N = 0$$

Calculando os termos separadamente:

$$1) \frac{\partial \Sigma}{\partial t} = i\omega \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)}$$

$$2) \nabla_{\perp} \Sigma = \left( \frac{\partial}{\partial x} \hat{x} + \frac{\partial}{\partial y} \hat{y} \right) \cdot \left[ \Sigma_0 + \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \right]$$

$$= -ik_x \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \cdot \hat{x} - ik_y \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \cdot \hat{y},$$

$$3) \nabla_{\perp} \phi \times \hat{z} = \begin{vmatrix} \hat{x} & \hat{y} & \hat{z} \\ -E_{0x} - ik_x \tilde{\phi} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} & -E_{0y} - ik_y \tilde{\phi} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{vmatrix}$$

$$= -E_{0y} - ik_y \tilde{\phi} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \cdot \hat{x} + E_{0x} - ik_x \tilde{\phi} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \cdot \hat{y}$$

$$4) \vec{g}_{\perp} \times \hat{z} = g \cos D \cdot \hat{y}, \text{ calculado na página 51}$$

$$5) \frac{\partial \phi}{\partial y} = -E_{0y} - ik_y \tilde{\phi} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)}$$

Substituindo os termos acima na equação (2.35) e ignorando os termos de ordem superior, a equação se torna:

$$i\omega \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} - \frac{c}{B} E_{0y} ik_x \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} + \frac{c}{B} E_{0x} ik_y \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \\ - ik_y \tilde{\Sigma} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \frac{g \cos D}{\Omega_i} + \Sigma_0 E_{0y} \frac{c \cos D}{BH_n} + i \Sigma_0 k_y \tilde{\phi} e^{i(\omega t - k_x x - k_y y)} \frac{c \cos D}{BH_n} \\ - \frac{ecg \sin^2 D}{\Omega_i BH_n}$$

Os termos  $\Sigma_0 E_{0y} \frac{c \cos D}{BH_n} - \frac{ecg \sin^2 D}{\Omega_i BH_n}$  podem ser igualados a zero, uma vez que são correspondentes à equação do estado estacionário (2.36). Logo:

$$\omega \tilde{\Sigma} - \tilde{\Sigma} k_y \left( \frac{g \cos D}{\Omega_i} - \frac{c}{B} E_{0x} \right) - k_x \tilde{\Sigma} \frac{c}{B} E_{0y} = -k_y \Sigma_0 \tilde{\phi} \frac{c \cos D}{BH_n} + i \tilde{\Sigma} E_{0y} \frac{c \cos D}{BH_n} \quad (2.38)$$

A equação (2.38) corresponde à equação 18 de Perkins.

Da equação (2.37) tem-se:

$$\Sigma_0 \tilde{\phi} = k^{-2} \cdot \left[ \frac{2T}{e} k^2 \tilde{\Sigma} - i \tilde{\Sigma} (\vec{E}_0 \cdot \vec{k}) - ik_x \tilde{\Sigma} \cos D \left( \frac{2T}{e H_n} + \frac{Mg}{e} \right) \right]$$

Substituindo na equação (2.38):

$$\omega - k_y \left( \frac{g \cos D}{\Omega_i} - \frac{c}{B} E_{0x} \right) - k_x \frac{c}{B} E_{0y} = i E_{0y} \frac{c \cos D}{B H_n} - k_y \frac{c \cos D}{B H_n} k^{-2} \left[ \frac{2T}{e} k^2 - i(\vec{E}_0 \cdot \vec{k}) - i k_x \cos D \left( \frac{2T}{e H_n} + \frac{Mg}{e} \right) \right] \quad (2.39)$$

A equação (2.39) é a relação de dispersão. A partir dela, podem-se obter as partes real e imaginária da frequência  $\omega = \omega_R + i\omega_i$ . Reorganizando os termos da equação (2.39), obtêm-se a equação para  $\omega$ , sendo dada por:

$$\omega = k_y \left( \frac{g \cos D}{\Omega_i} - \frac{c}{B} E_{0x} \right) + k_x \frac{c}{B} E_{0y} - k_y \frac{c \cos D}{B H_n} k^{-2} k_x \cos D \frac{2T}{e} - i \frac{c \cos D}{B H_n} \left[ E_{0y} + \frac{k_y k_x}{k^2} \cos D \left( \frac{2T}{e H_n} + \frac{Mg}{e} \right) - \frac{k_y}{k^2} (\vec{E}_0 \cdot \vec{k}) \right]$$

Sendo as partes real e imaginária dadas por:

$$\omega_R = k_y \left( \frac{g \cos D}{\Omega_i} - \frac{c}{B} E_{0x} \right) + k_x \frac{c}{B} E_{0y} - k_y \frac{c \cos D}{B H_n} k^{-2} k_x \cos D \frac{2T}{e}$$

$$\omega_i = - \frac{c \cos D}{B H_n} \left[ E_{0y} + \frac{k_y k_x}{k^2} \cos D \left( \frac{2T}{e H_n} + \frac{Mg}{e} \right) - \frac{k_y}{k^2} (\vec{E}_0 \cdot \vec{k}) \right]$$

Usualmente, o termo  $\cos D \left( \frac{2T}{e H_n} + \frac{Mg}{e} \right) \ll E_{0y}$  e  $\theta$  e  $\alpha$  são usados conforme definido por Perkins (Figura 2.6). Dessa forma, tem-se:

$$\omega_i = - \frac{c \cos D}{B H_n} \left[ E_{0y} - \frac{k_y}{k^2} (\vec{E}_0 \cdot \vec{k}) \right] = \frac{c \cos D}{B H_n} \left[ E_0 \cos \theta - \frac{k_y}{k^2} k E_0 \cos(\theta - \alpha) \right]$$

$$\omega_i = - \frac{c \cos D}{B H_n} E_0 [\cos \theta - \cos \alpha \cos(\theta - \alpha)]$$

Onde  $\frac{k_y}{k} = \cos \alpha$

Fazendo  $\cos \theta = \cos(\theta - \alpha + \alpha) = \cos(\theta - \alpha)\cos \alpha - \text{sen}(\theta - \alpha)\text{sen} \alpha$

$$\omega_i = -\frac{c \cos D}{BH_n} E_0 \text{sen}(\theta - \alpha) \text{sen} \alpha$$

A taxa de crescimento da instabilidade é  $\gamma = -\omega_i$ . Portanto,

$$\gamma = \frac{c \cos D}{BH_n} E_0 \text{sen}(\theta - \alpha) \text{sen} \alpha \quad (2.40)$$

A forma final da equação da taxa de crescimento da instabilidade pode ser obtida utilizando a equação (2.36), que no estado de equilíbrio tem a seguinte forma:

$$\frac{nv_{in}ec}{\Omega_i B} E_{0y} = \frac{eg \text{sen}^2 D}{\Omega \cos D}$$

Onde  $E_{0y} = E_0 \cos \theta$ . Isolando o termo  $E_0$  e substituindo na equação (2.40), o resultado será:

$$\gamma = \frac{g}{v_{in} H_n} \frac{\text{sen}^2 D \text{sen}^2 \left( \frac{\theta}{2} \right)}{\cos \theta} \quad (2.41)$$

Sendo  $\frac{\theta}{2}$  o ângulo para o qual a taxa de crescimento tem seu valor máximo.

A equação 2.41 mostra que a taxa de crescimento da instabilidade é inversamente proporcional ao termo de colisão entre íons e partículas neutras. Durante o período de máxima atividade solar, a frequência de colisão entre íons e partículas neutras é maior, uma vez que a ionização também é maior nesse período. Isso justifica os resultados apresentados na Figura 2.8 que mostram maior taxa de crescimento da instabilidade durante o período de atividade solar mínima.

### **3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA**

Para este estudo foram utilizados dados de imageadores do tipo “all-sky” instalados no Laboratório de Luminescência Atmosférica (LUME) em Cachoeira Paulista (22.7°S, 45.0°W, dip angle = -28°), dados ionosféricos complementares obtidos por uma ionossonda digital, instalada em Cachoeira Paulista e dados de GPS.

As imagens “all-sky” da linha de emissão do oxigênio atômico no comprimento de onda de 630 nm do período de 1990 a 2000 foram obtidas com o imageador com câmara convencional e de 2004 a 2008 com câmara CCD. A seguir, serão descritos os instrumentos e a metodologia utilizada na análise dos dados.

#### **3.1 Princípios básicos de emissão de luminescência no comprimento de onda de 630 nm na região F**

##### **3.1.1 Luminescência Atmosférica**

A radiação eletromagnética emitida pela alta atmosfera da Terra nas partes do espectro ultravioleta, visível e infravermelho próximo, pode ser alocada sob uma das duas classificações gerais: aurora ou luminescência atmosférica (Bittencourt, 1972).

As auroras ocorrem tipicamente em altas latitudes e são muito mais brilhantes do que a luminescência atmosférica, sendo sua existência resultado do impacto de partículas energéticas com átomos e moléculas da atmosfera durante tempestades magnéticas. Já a luminescência atmosférica é originada por reações químicas entre os constituintes atmosféricos e sua principal fonte de energia é a absorção da radiação eletromagnética de origem solar.

A luminescência atmosférica, ou airglow, trata-se de uma luz natural proveniente, principalmente, da alta atmosfera, sendo sua ocorrência durante o dia e a noite. O airglow é também conhecido por “dayglow” durante o dia, “nightglow” à noite e “twilight” durante o crepúsculo. Ele pode ser observado em qualquer latitude e existe em vários comprimentos de onda, sendo definido

como radiação eletromagnética, tênue, amorfa e constante, cuja emissão se dá principalmente em altitudes entre 80 km e 400 km.

Observações de aurora e luminescência atmosférica são feitas principalmente com equipamentos em solo, mas também podem ser feitas por satélites e foguetes. Para as observações em solo, utilizam-se fotômetros e imageadores, porém alguns fatores como a contribuição da luz das estrelas e luz zodiacal, ou o mau tempo, podem dificultar as observações com tais instrumentos.

As emissões de luminescência atmosférica são diferenciadas de acordo com sua intensidade luminosa, medida em Rayleigh ( $10^6$  fótons  $\text{cm}^{-2}$  de coluna por segundo) e comprimento de onda (da ordem de Angstroms Å). Os principais constituintes responsáveis por essas emissões são o oxigênio atômico e molecular, a molécula OH e o átomo de sódio. Na região F da ionosfera as emissões mais estudadas são as emissões do oxigênio atômico OI 630 nm (~220-300 km de altitude), OI 557,7 nm (~220-300 km de altitude) e OI 777,4 nm (~300-400 km de altitude). A seguir serão descritas as principais características dessas emissões, ressaltando as da emissão OI 630 nm onde foram observadas ocorrências de MSTIDs, objeto de estudo desse trabalho.

### 3.1.2 Emissões do Oxigênio Atômico

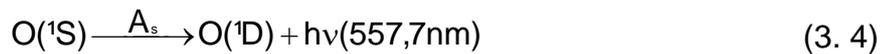
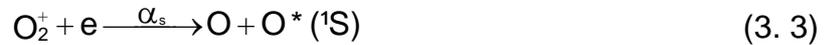
#### 3.1.2.1 Emissão OI 557,7 nm

A linha verde (OI 557,7 nm) é resultado da transição do estado  $^1S$  para o estado  $^1D$  do oxigênio atômico. Sua intensidade apresenta um valor médio de 60 Rayleighs e existem duas camadas de emissão, sendo uma na região E (entre 90 e 110 km) e uma na região F (entre 220-300 km). Para altitudes abaixo de 100 km seu mecanismo de excitação é feito em duas etapas:



Onde M é o terceiro corpo composto principalmente por  $O_2$  e  $N_2$ .

Para altitudes na região F da ionosfera, o mecanismo de excitação é decorrente da recombinação dissociativa do íon oxigênio molecular com elétrons:



O tempo de vida estimado da emissão é de 0,74 segundos.

### 3.1.2.2 Emissão OI 777,4 nm

A linha de emissão OI 777,4 nm, resultado da transição do estado  ${}^5\text{P}$  para o estado  ${}^5\text{S}$  do oxigênio atômico, tem intensidade relativamente fraca (da ordem de 20 Rayleighs) e depende fortemente da concentração eletrônica, apresentando maior intensidade durante a atividade solar máxima, período em que a densidade eletrônica da ionosfera é mais elevada. A emissão é gerada em todas as alturas da ionosfera, sendo seu pico em torno de 350 km, região do pico de densidade eletrônica da região F. Os dois mecanismos de recombinação são: recombinação radiativa e recombinação íon-íon.

O processo de recombinação radiativa se dá quando o produto da recombinação de um íon e um elétron resulta em átomo excitado e a emissão de um fóton. No caso do íon oxigênio atômico, o processo ocorre da seguinte forma:



O decaimento para o estado fundamental ocorre em uma cascata de transições, a menos que o átomo seja desativado por colisão. Quando o decaimento ocorrer do nível  ${}^5\text{P}$  para o nível  ${}^5\text{S}$ , o excesso de energia será

liberado na forma de radiação eletromagnética no comprimento de onda de 777,4 nm.



A recombinação íon-íon ocorre quando íons positivos e negativos são neutralizados através da reação:



Dependendo da temperatura da região F, a reação pode produzir átomos excitados no nível  $^3\text{P}$  ou  $^5\text{P}$  que em um processo rápido de cascata, podem decair para o nível  $^3\text{S}$  ou  $^5\text{S}$ , emitindo, para a transição  $^5\text{P} \rightarrow ^5\text{S}$ , um fóton cujo comprimento de onda é de 777,4 nm.

### 3.1.2.3 Emissão OI 630 nm

É a linha de emissão mais utilizada para se estudar a dinâmica da região F ionosférica. Devido ao seu comprimento de onda, trata-se de uma luz vermelha, gerada em uma camada de aproximadamente 50 km de espessura na termosfera em uma faixa de altura de 220-300 km, com intensidade aproximada de 50 – 300 Rayleighs. Sua origem se dá através do decaimento de energia do nível  $^1\text{D}$  para o nível  $^3\text{P}$  do oxigênio atômico, resultante do mecanismo de recombinação dissociativa do íon oxigênio molecular com elétrons livres na região F.

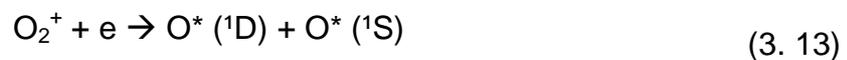
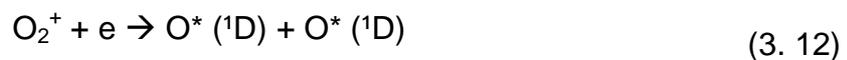
### 3.1.2.4 Mecanismo de recombinação dissociativa

O mecanismo de recombinação dissociativa, responsável pela existência da linha de emissão OI 630 nm, ocorre da seguinte forma:



Parte da energia liberada pela recombinação íon molecular-elétron é usada para dissociar a molécula em dois átomos, que, por si só são excitados. No caso das emissões do oxigênio atômico na ionosfera noturna, que dão origem à linha de emissão OI 630 nm, o íon molecular é o  $O_2^+$  e o  $NO^+$  que, em processo de recombinação dissociativa, podem dar origem aos seguintes produtos:

Para o  $O_2^+$ :



Onde,

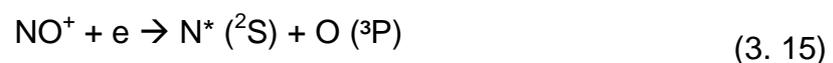
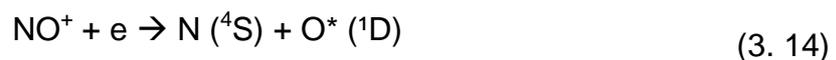
$O_2^+$  = íon oxigênio molecular;

O = átomo de oxigênio;

$O^*$  = átomo de oxigênio excitado;

e = elétron.

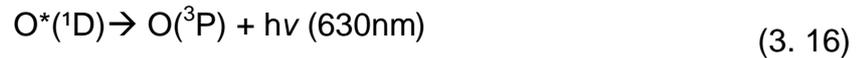
Para o  $NO^+$ :



Onde,

$NO^+$  = íon óxido nítrico

Quando o átomo de oxigênio excitado no nível  $^1D$  decair espontaneamente para estado fundamental ( $^3P$ ), o excesso de energia será liberada na forma de radiação eletromagnética no comprimento de onda de 630 nm. O processo de decaimento do nível  $^1D$  para o estado fundamental é estimado em 110 segundos, a menos que seja desativado colisionalmente (“quenching”).



$O(^1D)$ = estado excitado do átomo de oxigênio;

$O(^3P)$ = estado fundamental do átomo de oxigênio.

A desativação por colisão (“quenching”) é o decaimento do nível  $^1D$  para o nível  $^3P$  sem a emissão de fóton e isso ocorre devido a colisões com constituintes neutros da atmosfera como o  $O_2$  e o  $N_2$ . As reações a seguir mostram esse processo (Abreu, 1986).



O íon oxigênio molecular é produzido na região F da ionosfera noturna através do mecanismo de troca de carga:



E a taxa de produção do íon  $O_2^+$  por unidade de volume é dada por:

$$\frac{d[O_2^+]}{dt} = \gamma_1 [O^+][O_2] \quad (3.21)$$

No caso do íon óxido nítrico, o mecanismo de geração é a reação de transferência de carga íon-neutro:



E a taxa de produção do íon  $\text{NO}^+$  por unidade de volume é dada por:

$$\frac{d[\text{NO}^+]}{dt} = \gamma_2[\text{O}^+][\text{N}_2] \quad (3. 23)$$

sendo  $\gamma_1 = 2,5 \times 10^{-11} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  e  $\gamma_2 = 2,0 \times 10^{-12} \text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$  os coeficientes das reações a uma temperatura de 1000 K (Bittencourt 1972).

A intensidade da emissão OI 630 nm é fortemente dependente dos movimentos verticais da camada F durante a noite. Quando a camada F sobe, a concentração de  $\text{O}_2^+$  diminui; como consequência ocorre uma diminuição na intensidade da emissão, uma vez que a produção de estados excitados no nível  $^1\text{D}$  também diminui. Quando a camada desce, ocorre o efeito reverso, pois a concentração de  $\text{O}_2^+$  aumenta, ocasionando o aumento da emissão.

### 3.1.2.5 A taxa de emissão volumétrica integrada do OI 630 nm

A taxa de emissão volumétrica  $\epsilon_\lambda(z)$  é correspondente à quantidade de fótons emitidos por unidade de volume por segundo de uma linha de determinado comprimento de onda ( $\lambda$ ) e é dada pelo produto do coeficiente de transição de Einstein para a emissão a ser medida ( $A_\lambda$ ) e a densidade numérica  $[j]$  para átomos no nível  $j$ . Assim, a taxa de emissão volumétrica é representada da seguinte forma (Bittencourt, 1972):

$$\epsilon_\lambda(z) = (A_\lambda) [j] \quad (3. 24)$$

E a taxa de emissão volumétrica integrada, medida em Rayleighs, na direção vertical é dada por:

$$J_{\lambda} = 10^6 A_{\lambda} \int_0^{\infty} [j] dz \quad (3. 25)$$

Sabendo que a emissão OI 630 nm é decorrente do decaimento do átomo de oxigênio do nível  $^1D$  para o estado fundamental, pode-se calcular a concentração de átomos de oxigênio excitados no nível  $^1D$  a partir da resolução da equação da continuidade. Os termos de produção são expressos da seguinte forma:

$$P_D = k_{D1} \alpha_1 [O_2^+] n_e + k_{D2} \alpha_2 [NO^+] n_e + A_{5577} [^1S] \quad (3. 26)$$

$$P_S = k_{S1} \alpha_1 [O_2^+] n_e \quad (3. 27)$$

Onde:  $k_{D1}$  = probabilidade que o nível  $^1D$  tem de ser populado a partir de uma dada recombinação dissociativa de íons  $O_2^+$ ;

$k_{D2}$  = probabilidade que o nível  $^1D$  tem de ser populado a partir de uma dada recombinação dissociativa de íons  $NO^+$ ;

$A_{5577}$  = o coeficiente de transição de Einstein durante a cascata do nível  $^1S$  para o nível  $^1D$  que leva a emissão do fóton no comprimento de onda 557,7 nm.

$k_{S1}$  = probabilidade que o nível  $^1S$  tem de ser populado a partir de uma dada recombinação dissociativa de íons  $O_2^+$ ;

Os termos de perda são dados por:

$$L_S = A_S [^1S] \quad (3. 28)$$

$$L_D = A_D [^1D] + d_D [^1D] \quad (3. 29)$$

Onde:  $A_D$ =coeficiente de Einstein para a transição  $^1D - ^3P$

$A_S$ = coeficiente de Einstein para a transição  $^1S - ^1P$

$d_D$ = coeficiente de desativação colisional, expresso por:

$$d_D = S_D(O_2)[O_2] + S_D(N_2)[N_2] \quad (3.30)$$

Sendo  $S_D(O_2)$  e  $S_D(N_2)$  as taxas de reação específicas para a desativação colisional com  $O_2$  e  $N_2$  respectivamente.

O termo de divergência representa os movimentos de difusão e deriva dos átomos no nível  $j$ . Uma vez que esses termos são pequenos comparados aos termos da taxa de produção e perda, pode-se ignorá-lo e, por conseguinte, a equação da continuidade será:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = P - L \quad (3.31)$$

E na condição de equilíbrio fotoquímico:

$$P_j - L_j = 0 \quad (3.32)$$

Assim, a expressão para densidade numérica do oxigênio atômico excitado no nível  $^1D$ , após algumas manipulações algébricas, terá a seguinte forma:

$$[{}^1\text{D}] = \frac{k_D}{A_D} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{d_D}{A_D}\right)} \cdot \frac{\gamma_1[\text{O}_2]n_e}{1 + \frac{\gamma_1[\text{O}_2]}{\alpha_1 n_e} + \frac{\gamma_2[\text{N}_2]}{\alpha_2 n_e}} \quad (3.33)$$

Onde:  $k_D$  = número efetivo de átomos O ( ${}^1\text{D}$ ) produzidos por recombinação  $\text{O}_2^+$ ;

$\gamma_1$  = coeficiente de reação de transferência de carga na produção do  $\text{O}_2^+$ ;

$\gamma_2$  = coeficiente de reação de transferência de carga na produção do  $\text{NO}^+$ ;

$n_e$  = densidade numérica de elétrons;

$[\text{O}_2]$  = densidade numérica de  $\text{O}_2$ ;

$[\text{N}_2]$  = densidade numérica de  $\text{N}_2$ ;

Portanto, para obter a taxa de emissão volumétrica para a transição  ${}^1\text{D} \rightarrow {}^3\text{P}$ , que emite o fóton no comprimento de onda de 630 nm, deve-se multiplicar a concentração total de oxigênio atômico no nível  ${}^1\text{D}$ , dada pela equação (3.33), pelo coeficiente de Einstein  $A_{6300}$ :

$$\varepsilon_{6300}(z) = A_{6300} \cdot \frac{k_D}{A_D} \cdot \frac{1}{\left(1 + \frac{d_D}{A_D}\right)} \cdot \frac{\gamma_1[\text{O}_2]n_e}{1 + \frac{\gamma_1[\text{O}_2]}{\alpha_1 n_e} + \frac{\gamma_2[\text{N}_2]}{\alpha_2 n_e}} \quad (3.34)$$

E a taxa de emissão volumétrica integrada:

$$J_{6300} = 10^6 \cdot 0,76 \int \frac{1}{\left(1 + \frac{d_D}{A_D}\right)} \cdot k_D \cdot \frac{\gamma_1 [O_2] n_e}{\left(1 + \frac{\gamma_1 [O_2]}{\alpha_1 n_e} + \frac{\gamma_2 [N_2]}{\alpha_2 n_e}\right)} \cdot dz \quad (3.35)$$

Onde:  $A_{6300} / A_D = 0,76$

$k_D = 0,2$

A taxa de emissão volumétrica integrada do OI 630 nm é diretamente proporcional à concentração eletrônica e à concentração do oxigênio molecular  $O_2$ , o que justifica sua forte dependência dos movimentos verticais da ionosfera. Se a camada ionosférica atinge alturas superiores, a concentração eletrônica na região de recombinação diminui e, conseqüentemente, há a diminuição da intensidade da emissão.

### 3.2 O Imageador “All-sky”

O imageador é um instrumento destinado a medir emissões de luminescência atmosférica em diversas faixas espectrais, utilizando para isto, filtros de interferência ótica. O instrumento detecta variações de intensidade das camadas de luminescência atmosférica e as registra em imagens, através das quais pode-se realizar observações do comportamento da atmosfera em diferentes altitudes e acompanhar a ocorrência e evolução de eventuais fenômenos ionosféricos.

O primeiro imageador “All-sky” foi desenvolvido para pesquisas sobre emissões na região auroral, tendo sido operado em Gillam, Manitoba (Canadá), a partir de Fevereiro de 1975 (Mende e Eather, 1976). Usando este tipo de instrumento instalado em um laboratório a bordo de um avião, Weber et al. (1978,1980) fizeram medições na linha de emissão OI 630 nm, obtendo resultados notáveis com esta técnica.

Para observações em solo, o primeiro sistema de imageamento “All-sky”, usando câmaras de 35 mm operando na linha do OI 630 nm, foi desenvolvido

em 1981, sendo seu teste de campo inicial realizado na Ilha Ascencion (80°S, 14,4°O) entre 24 de janeiro e 10 de fevereiro de 1981 (Mendillo et al. 1982). A Figura 3.1 mostra a primeira versão do imageador em solo.

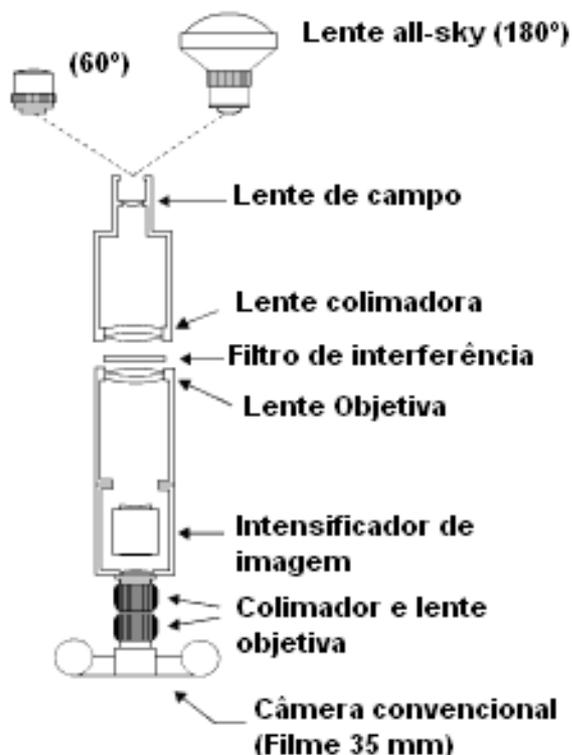


Figura 3.1- Imageador "all-sky" com câmara fotográfica.  
Fonte: Mendillo et al. (1982)

A parte superior é composta de uma lente "all-sky" (campo de visão de 180°), que também pode ser trocada por uma lente estreita (campo de visão de 60°). Uma lente "fish-eye" 8mm f/2.8 produz uma imagem circular do céu com 23 mm de diâmetro. A luz que produz a imagem é colimada por uma lente f/2.8 de 100 mm de diâmetro, mas antes passa por um filtro de interferência que isola a região de interesse (neste caso, luz com  $\lambda=630$  nm). Depois de passar pelo filtro, a luz monocromática é reimageada em um intensificador cujo ganho luminoso é aproximadamente 60.000. A imagem é, então, projetada no filme de 35 mm. A captura de imagens é feita com intervalo de 20 minutos e tempo de exposição de 32 segundos.

Um imageador deste tipo já operou em Cachoeira Paulista, de outubro de 1987 a julho de 2000, sendo que sua utilização se deu através de um programa de

colaboração científica entre o grupo de Luminescência Atmosférica (LUME) do INPE e o grupo do Dr. Michael Mendillo da Universidade de Boston, EUA (Pimenta, 2002).

Atualmente as imagens são digitais monocromáticas e a câmara convencional foi substituída por câmaras CCD (Charge Coupled Device). Os imageadores, então, são constituídos por uma lente tipo “all-sky”, um sistema telecêntrico, uma roda de filtros de interferência, um sistema de re-imageamento, uma câmara CCD, um sistema de refrigeração e um microcomputador.

A Figura 3.2 mostra uma representação do imageador “all-sky” com câmara CCD instalado no INPE de Cachoeira Paulista, destinado à medição de luminescência noturna.

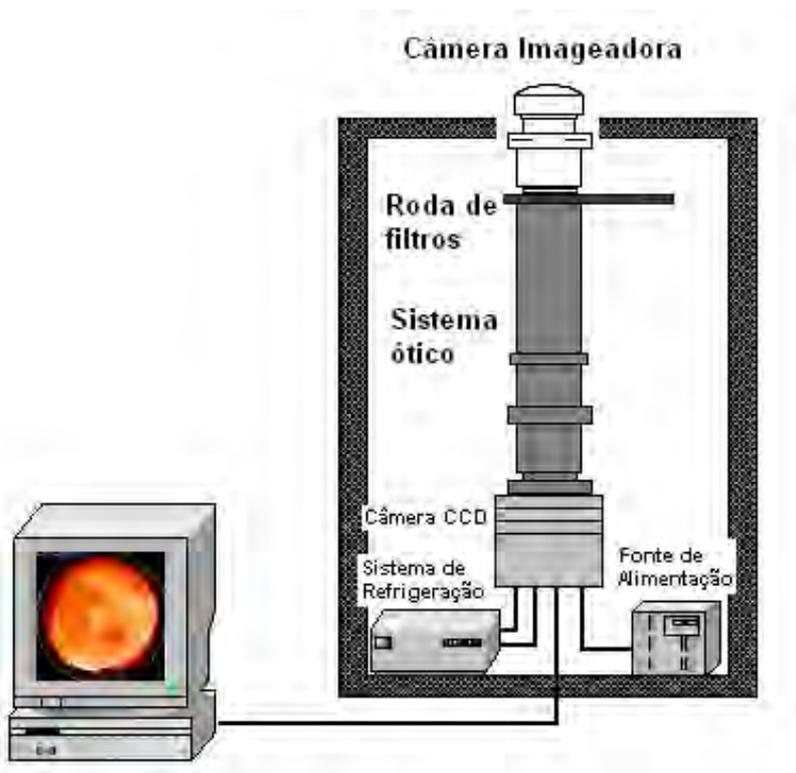


Figura 3.2- Imageador utilizado para medir as emissões da luminescência atmosférica noturna em Cachoeira Paulista (22,7°S, 45,0°O). O imageador é composto por um sistema óptico, pelos filtros de interferência, pela câmera CCD, pelo sistema de refrigeração e pela fonte de alimentação do instrumento.  
Fonte: Wrasse (2004)

O sistema óptico do imageador “All-sky” é composto por uma lente “fish-eye”, que possibilita uma visão de 180° do céu noturno, um sistema telecêntrico de

lentes, com uma roda de filtros de interferência ótica, uma lente acromática e uma lente objetiva, conforme esquematizado na Figura 3.3.

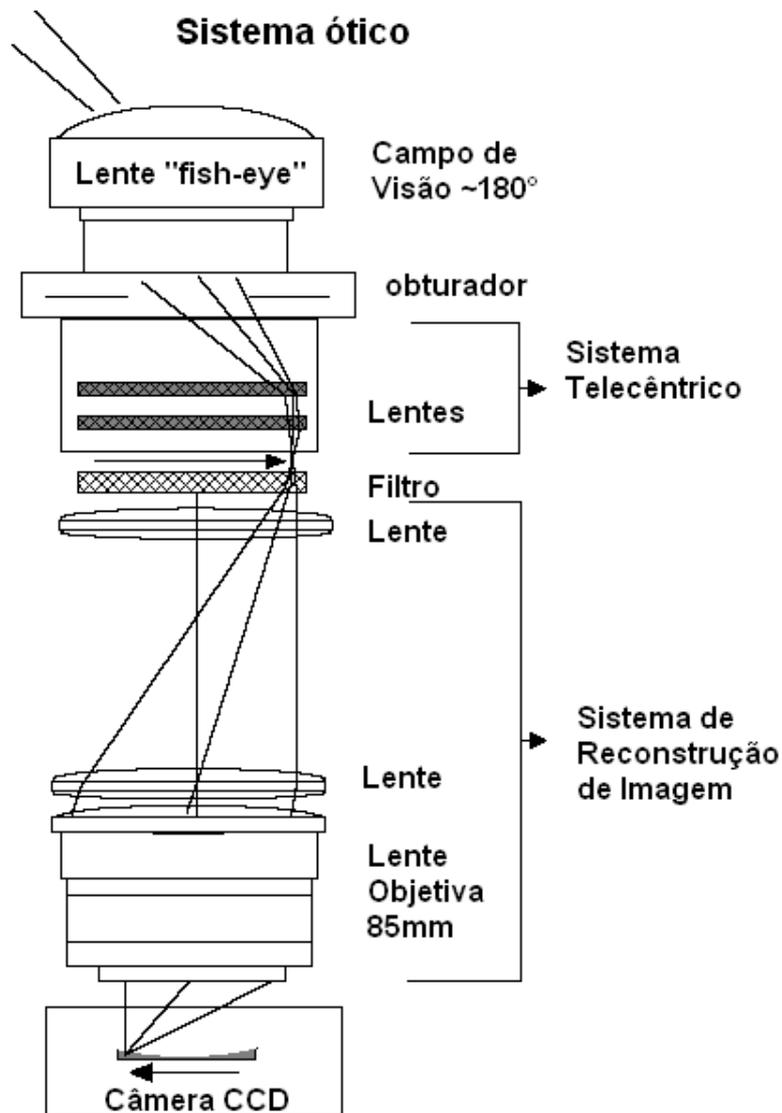


Figura 3.3- Diagrama esquemático ilustrando o sistema ótico do imageador utilizado para focalizar emissões óticas da aeroluminescência sobre o dispositivo CCD.

Fonte: Wrasse (2004)

Os fótons incidentes na lente “fish-eye” produzem uma imagem com tamanho igual ao tamanho do filtro de interferência. O sistema telecêntrico faz com que os fótons vindos da lente fish-eye fiquem paralelos ao eixo do sistema ótico, sendo o comprimento focal dessas lentes é igual à sua distância até o plano principal da lente fish-eye.

Depois de passar pelo sistema telecêntrico, a luz passa pela roda de filtros de interferência ótica, que seleciona a emissão a ser medida. A roda de filtros, gerenciada pelo programa de aquisição de imagens, gira automaticamente, com um intervalo de 8,25 minutos, e tempo de exposição conforme tabela 3.1, que também apresenta as principais características dos filtros.

Tabela 3.1- Características dos filtros, altura de emissão e tempo de exposição.

<b>Filtro</b>	<b><math>\lambda</math> (nm)</b>	<b>Largura de banda do filtro (nm)</b>	<b>Altura aproximada do pico de emissão (km)</b>	<b>Tempo de exposição (s)</b>
OI	557,7	2,67	96	120
OI	630,0	2,4	250	120
OH	715-930	215	87	15
O2	865,5	12	94	120
BG	578,0	10	95	120

Após passar pelo filtro de interferência ótica, a componente filtrada passa através de um sistema de re-imageamento que reduz o tamanho da imagem para o tamanho do detector CCD, sem que ocorra perda de luz. O detector CCD utilizado tem um tamanho de 24,6 x 24,6 mm e, portanto, a imagem será reduzida por um fator de 3 sobre essa área. Dessa forma, a distância entre a imagem formada no filtro de interferência e o plano da segunda lente do sistema de reconstrução de imagem deve ser 3 vezes o comprimento focal da lente objetiva. A imagem primária formada na posição do filtro é focalizada através da segunda lente do sistema de reconstrução de imagem sobre a lente objetiva. Portanto, a luz que incide na lente fish-eye é projetada sobre toda a área do detector CCD, fazendo com que haja um melhor aproveitamento de todo o sistema ótico.

Um detector CCD é um sensor de imagens, disposto numa matriz retangular de células fotossensíveis, com linhas e colunas regularmente espaçadas, as

quais determinam o tamanho do sensor. As imagens são captadas através de células individuais, sendo cada uma delas denominada pixel.

A função básica do detector CCD é converter fótons de luz incidente em elétrons, os quais são armazenados no detector até serem lidos, produzindo dados que posteriormente poderão ser apresentados em forma de imagens.

Para que isso ocorra, o detector CCD, primeiro gera e armazena cargas elétricas, depois transfere as cargas elétricas para leitura, converte o sinal analógico para digital e armazena dados digitais na forma matricial.

A câmara CCD do imageador “all-sky” de Cachoeira Paulista, possui área coletora de 6,54 cm<sup>2</sup>, com uma matriz de dimensões de 1024x1024 pixels. Cada pixel pode variar de poucos μm até 48 μm, sendo que a matriz de pixels ocupa área total de 1 cm<sup>2</sup> a 24 cm<sup>2</sup>.

A câmara apresenta alta eficiência quântica (~80% no visível), baixo ruído térmico (0,5 elétrons/pixel/s), baixo ruído de leitura (15 elétrons/rms) e alta linearidade (0,05%), o que permitem boa capacidade de medidas quantitativas de emissões de luminescência atmosférica.

O sensor CCD fica localizado na parte superior da câmara, disposto sobre um sistema de refrigeração que controla a temperatura do dispositivo, reduzindo o ruído térmico do detector. A refrigeração é feita por um sistema termoelétrico, o qual permite a troca de calor entre o CCD e a base do sistema de refrigeração, garantindo, dessa forma, temperaturas abaixo de -30°C.

O microcomputador é utilizado para controlar a roda de filtros de interferência ótica, possibilitando que a mesma gire automaticamente, controla o tempo de exposição da câmara CCD e dá suporte ao programa de aquisição de dados.

A área de cobertura do instrumento varia com a altura da camada de emissão considerada e com o ângulo zenital da lente “all-sky”. Na linha de emissão OI 630 nm, o instrumento que opera em Cachoeira Paulista, com 180° de visão do céu noturno, possui um campo de cobertura correspondente ao setor sudeste e sul brasileiro, mais uma área sobre o oceano atlântico, conforme mostrado na Figura 3.4.

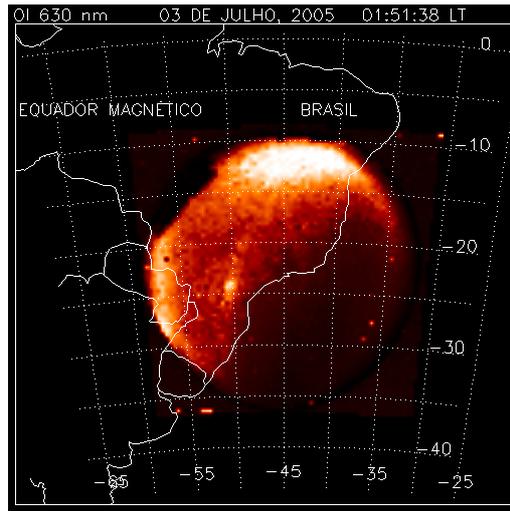


Figura 3.4 - Imagem da emissão OI 630nm obtida pelo imageador “all-sky” com câmara CCD em Cachoeira Paulista, Brasil, em 03 de Julho de 2005, às 01:51:38 (Hora local) com seu respectivo campo de visão (considerando uma altura de emissão por volta de 275 km).  
Fonte: adaptado de Pimenta et al. (2008a)

O imageador “all-sky” com câmara CCD opera em Cachoeira Paulista desde 2004 e é destinado à medição de luminescência atmosférica noturna. Para que haja o funcionamento do instrumento, é necessário que o céu esteja limpo e claro. Por esse motivo, o período de observação se restringe a 13 dias por mês, centrado na lua nova. Dessa forma, as condições climáticas e o ruído de fundo (nuvens, lua, luzes externas próximas ao local de observação) são fatores que limitam os instrumentos óticos nas observações de luminescência atmosférica.

### 3.2.1 Análise das imagens “all-sky”

Neste estudo foram utilizadas imagens “all-sky” da linha de emissão OI 630 nm. Através de imagens dessa emissão é possível acompanhar a evolução temporal de instabilidades de plasma que venham a ocorrer na base da camada F da ionosfera (~220 – 300 km). O fenômeno abordado neste trabalho, caracterizado como TIDs de média escala, trata-se de bandas escuras que se propagam de sudeste para noroeste a uma velocidade que pode variar de 50 a 200 m/s. Para calcular a velocidade dessas bandas escuras, é necessário que se faça a linearização das imagens, pois a geometria das lentes “all-sky” introduz efeitos de compressão e curvatura em ângulos de baixa elevação. De

acordo com Garcia et al (1997) isso ocorre porque as lentes projetam uma imagem na matriz CCD, onde cada pixel subentende o mesmo ângulo do céu. A Figura 3.5 mostra o efeito da projeção de uma imagem sobre uma malha geográfica uniforme de dimensão 18×18 pixels. É notável que as dimensões de cada pixel tenham uma considerável variação com o ângulo de elevação.

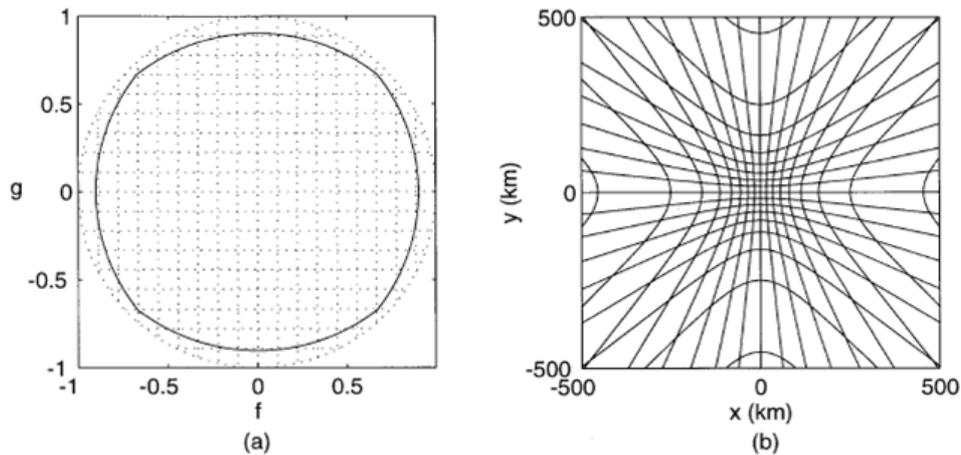


Figura 3.5 – Amostra dos efeitos de projeção de pixels da imagem “all-sky” em um sistema de coordenadas geográficas. (a) Imagem “all-sky” em 18×18 superpixels; (b) Projeção de cada superpixel em uma área de 1000 km×1000km.

Fonte: Garcia et al (1997).

O efeito dessa projeção na resolução é ilustrado na Figura 3.6, onde a distância  $r$  ao longo da camada de luminescência é mostrada como uma função do ângulo de elevação ( $e_l$ ) observado. A função é essencialmente linear para ângulos de elevação maiores que  $40^\circ$  (distâncias até 400 km), mas para baixas elevações a distância ao longo da camada de airglow cresce rapidamente, excedendo 1000 km no horizonte. Portanto, sem o processo de linearização, a área útil das imagens se limitaria a ângulos de aproximadamente  $40^\circ$  do zênite. Entretanto, podem existir informações consideráveis fora desse intervalo.

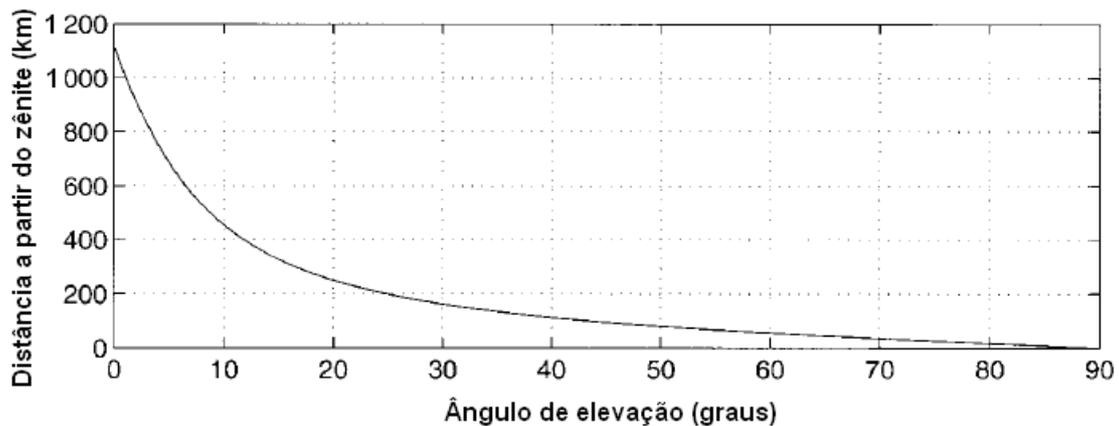


Figura 3.6 - Variação em distância a partir do zênite ao longo da camada de luminescência atmosférica como uma função do ângulo de elevação. Fonte: Garcia et al (1997).

Para linearizar as imagens utilizadas nesse trabalho, foi usada uma rotina no aplicativo IDL (Interactive Data Language). A técnica de processamento das imagens não será descrita neste trabalho, uma vez que a rotina em IDL criada a partir da mesma, já existia. Detalhes sobre a técnica de processamento das imagens pode ser encontrada em Garcia et al. (1997) e Pimenta (2002). As imagens linearizadas possuem dimensões de 1024×1024 pixels, onde cada pixel equivale a 1 km. Com as imagens nesse formato foi possível calcular a velocidade e distribuição azimutal das MSTIDs observadas. A Figura 3.7 mostra uma sequência de imagens originais “all-sky”, a Figura 3.8 mostra a mesma sequência de imagens, porém linearizadas para uma área de 1024×1024 km e a Figura 3.9 mostra um exemplo hipotético da (A) área de uma imagem linearizada, bem como os procedimentos para a obtenção da velocidade e do ângulo azimutal.

Na Figura 3.9(C) há a representação de uma banda escura, que começa a atravessar o campo de visão do imageador, encontra-se na posição  $P_1$ , em um instante  $t_1$ . A Figura 3.9(D) mostra a mesma banda escura em um instante posterior  $t_2$  em uma posição  $P_2$ . A Figura 3.9(E), que é a representação dos dois instantes, mostra a distância percorrida pela banda escura no intervalo  $\Delta t = t_2 - t_1$ . Efetuando um simples cálculo de velocidade média é possível obter a velocidade aproximada da banda escura. O ângulo azimutal é obtido traçando-se uma reta paralela à direção de propagação da banda, passando pelo centro da mesma. O ângulo entre a direção de propagação e o norte magnético é o ângulo azimutal.

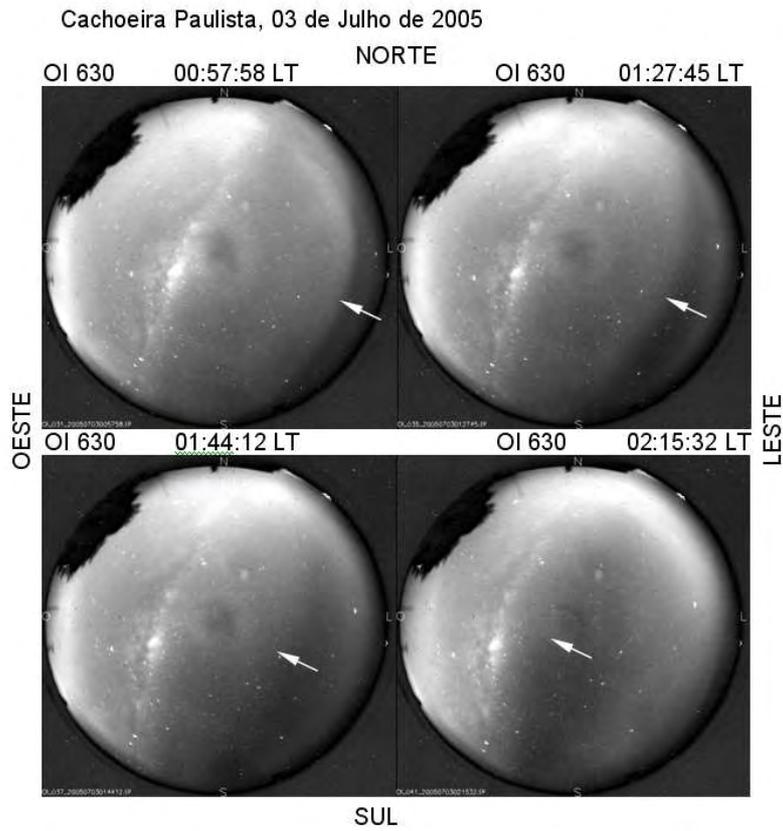


Figura 3.7 - Sequência de imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm para a noite de 03-04 de julho de 2005.

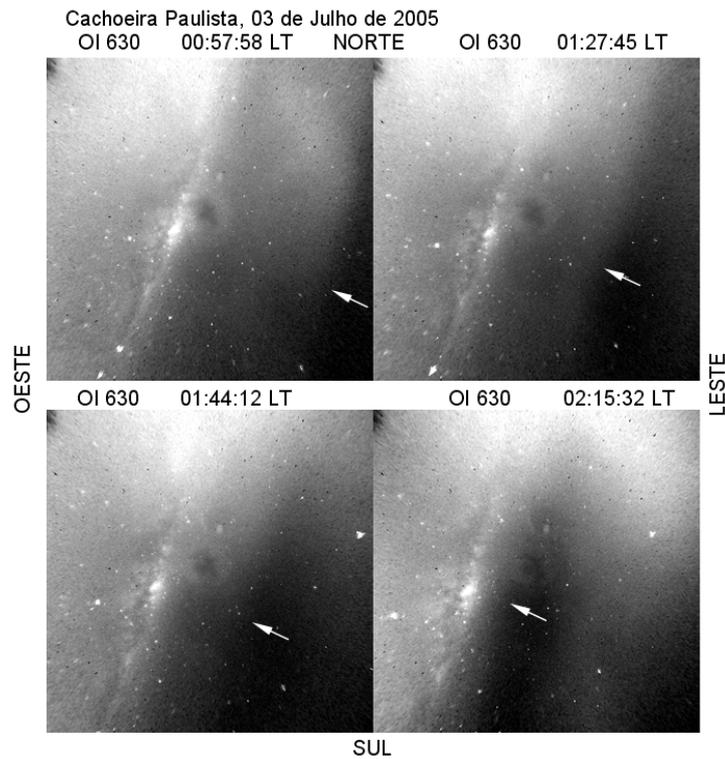


Figura 3.8 - Sequência de imagens “all-sky” linearizadas da emissão OI 630 nm para a noite de 03-04 de julho de 2005.

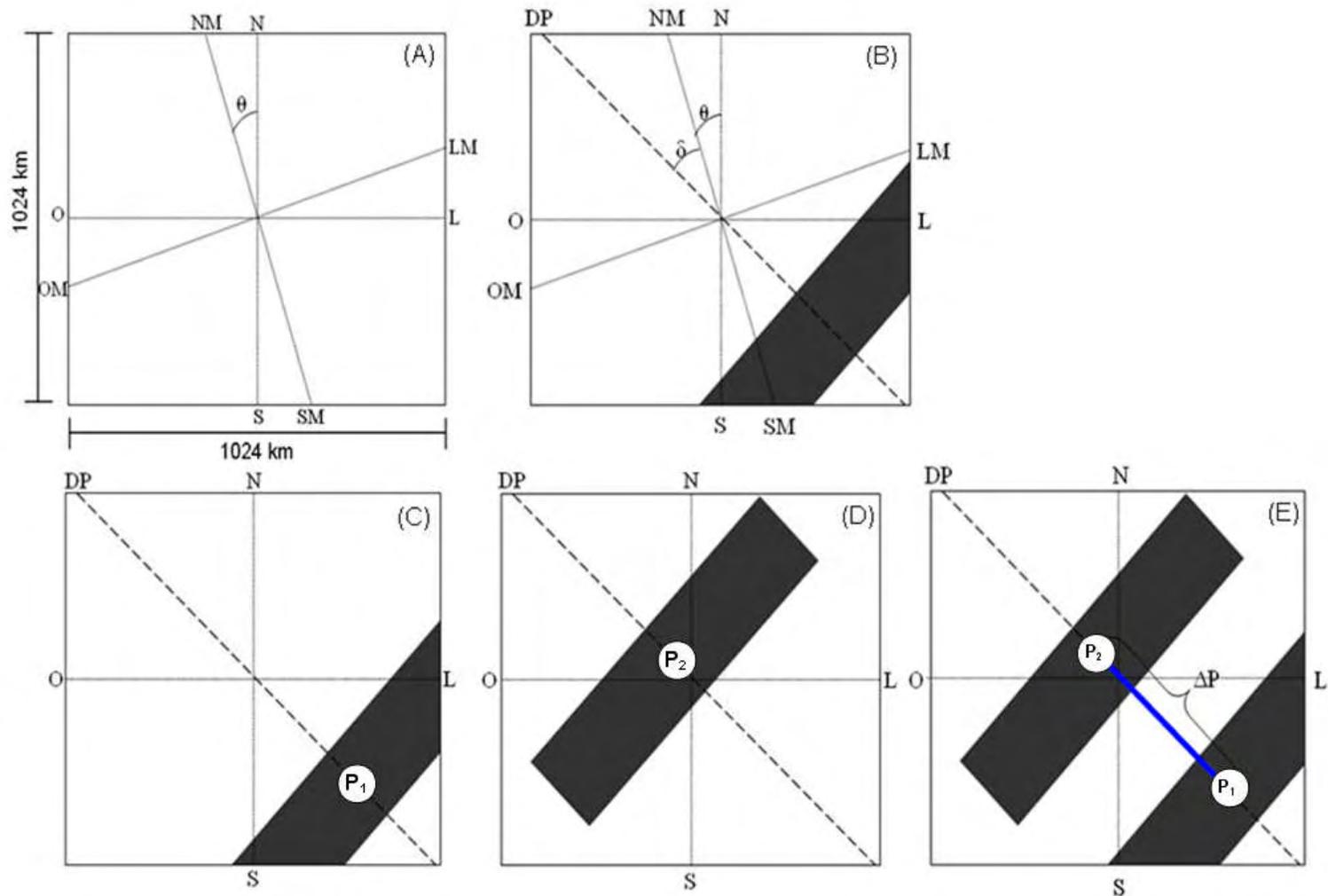


Figura 3.9 –(A) Representação esquemática da área linearizada de uma imagem. (B) ângulo azimutal: é o ângulo entre o norte magnético e à direção de propagação da banda. (C), (D) e (E) Esquema do procedimento para o cálculo da velocidade da banda escura.

O estudo estatístico da ocorrência de MSTIDs no setor brasileiro de baixas latitudes foi feito a partir de uma animação das imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm através de uma rotina em IDL. Assim as imagens são mostradas em sequência, na ordem em que foram registradas, o que permite acompanhar a passagem e desenvolvimento de irregularidades na ionosfera, como as bolhas ionosféricas e as MSTIDs. Para cada noite observada, fez-se um registro, onde foram anotadas as seguintes características: data da observação, período de observação, ocorrência de bolhas ionosféricas e seu período de observação, ocorrência de MSTIDs e seu período de observação.

As imagens utilizadas são referentes ao período de janeiro a dezembro de 1990 (atividade solar máxima), maio de 1995 a julho de 1996 (atividade solar mínima), janeiro de 1997 a dezembro de 2000 (atividade solar ascendente) e de julho de 2004 a dezembro de 2008 (atividade solar descendente). No total, foram observadas 4576 horas, sendo que em 503 delas observou-se a ocorrência de MSTIDs. As noites em que se apresentaram observações simultâneas de bolhas ionosféricas e MSTIDs não foram utilizadas neste trabalho.

As manifestações óticas das MSTIDs se deram nas fases mínima, ascendente e descendente do ciclo solar, sendo que no período de máximo solar não foram registrados eventos nítidos de MSTIDs nas imagens “all-sky”.

### **3.3 A Ionossonda Digital**

A Ionossonda é um radar de sondagem ionosférica capaz de medir o perfil de densidade eletrônica da ionosfera. De acordo com Ratcliffe (1962) citado por Bertoni (1998), o funcionamento da Ionossonda se baseia no princípio da refração. Assim, desprezando os efeitos de campo geomagnético e as colisões entre elétrons e partículas neutras, o índice de refração do plasma ionosférico pode ser expresso conforme segue:

$$\mu^2 = 1 - X = 1 - \left( \frac{f_N}{f} \right)^2 \quad (3.36)$$

Onde,

$$X = \frac{n_e e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m f^2} \quad (3.37)$$

Sendo:  $\mu$  – índice de refração do plasma ionosférico;

$f_N$  – frequência do plasma

$f$  – frequência da onda (MHz)

$n_e$  – densidade eletrônica ( $\text{cm}^{-3}$ )

$m$  – massa do elétron

$e$  – carga elétrica

$\epsilon_0$  – permissividade elétrica no vácuo

Inicialmente, abaixo da Ionosfera,  $n_e$  é nulo. Portanto,  $\mu=1$  e  $X=0$ . Conforme  $X$  aumenta devido à presença de elétrons livres nas camadas ionizadas,  $\mu$  diminui até se anular. Nessa situação ocorre a reflexão da onda incidente.

Nesse caso,  $f_N^2 = f^2$ , logo:

$$f_N^2 = \frac{n_e e^2}{4\pi^2 \epsilon_0 m} = f^2 \quad (3.38)$$

Substituindo os valores das constantes e rearranjando os termos, tem-se a seguinte expressão:

$$n_e = (1,24 \cdot 10^4) f^2 \quad (3.39)$$

Conhecendo os valores das frequências transmitidas, pode-se calcular os valores de densidade eletrônica.

Caso seja considerada a presença do campo geomagnético, o índice de refração do plasma ionosférico é então obtido pela equação de Appleton-Hartree:

$$\mu^2 = 1 - \frac{2X(1-X)}{2(1-X) - Y_t^2 \pm \left[ Y_t^4 + 4(1-X)^2 Y_l^2 \right]^{1/2}} \quad (3.40)$$

Onde  $Y_{l,t} = \frac{eB_{l,t}}{2\pi mf}$  e  $B_{l,t}$  denota a componente do campo magnético longitudinal e transversal ao vetor de onda. Da equação 3.40 são obtidos os modos ordinário e extraordinário de propagação de ondas. O modo ordinário não é afetado pela presença do campo geomagnético e o campo elétrico da onda é paralelo a  $\bar{B}_0$ , logo, envolve velocidades dos elétrons somente na direção de  $\bar{B}_0$ . O modo extraordinário depende do campo geomagnético e o campo elétrico da onda tem, em geral, uma componente longitudinal ao longo do vetor de onda e uma componente transversal, normal ao vetor de onda.

O equipamento de sondagem ionosférica é constituído de transmissor, receptor, chaveador de antenas, computadores internos, periféricos e antenas transmissoras e receptoras e opera basicamente, transmitindo verticalmente pulsos de alta frequência (0,5 a 30 MHz) a um nível de potência entre 1kW e 10 kW e medindo o tempo decorrido entre a transmissão e recepção do pulso refletido pela ionosfera (conhecido como eco). O tempo entre transmissão e recepção do eco é considerado proporcional à altura virtual  $h'$  (altura onde se deu a reflexão). A altura real é sempre menor que a altura virtual, pois o pulso emitido é retardado pela ionização local abaixo do ponto de reflexão (Yamashita, 2000).

Conforme a frequência emitida aumenta, a altura virtual também aumenta, e, ao alcançar um valor limite, a onda incidente ultrapassa a camada e a altura virtual é medida como sendo infinita. Essa frequência máxima é conhecida como frequência crítica.

Os ionogramas são representações gráficas produzidas pelas ionossondas que mostram a variação da altura virtual em função da frequência onde se deu a reflexão. Nas ionossondas analógicas o registro é feito em filmes fotográficos, enquanto que nas ionossondas digitais (digissondas) o registro é feito

digitalmente, geralmente em intervalos de 15 min. A Figura 3.10 (A) mostra um exemplo de ionograma.

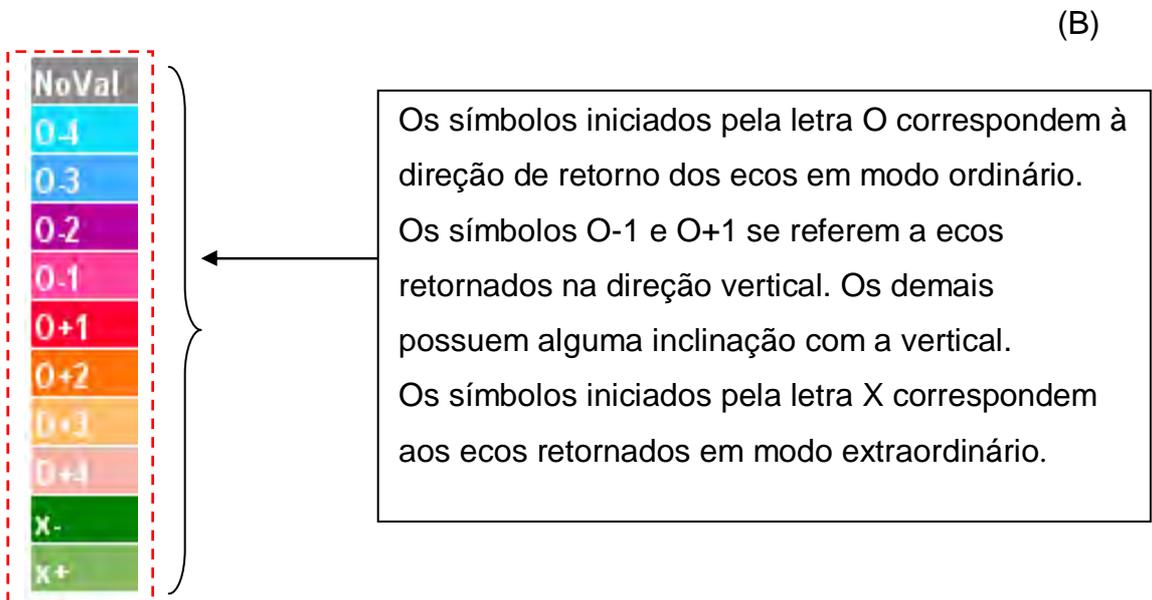
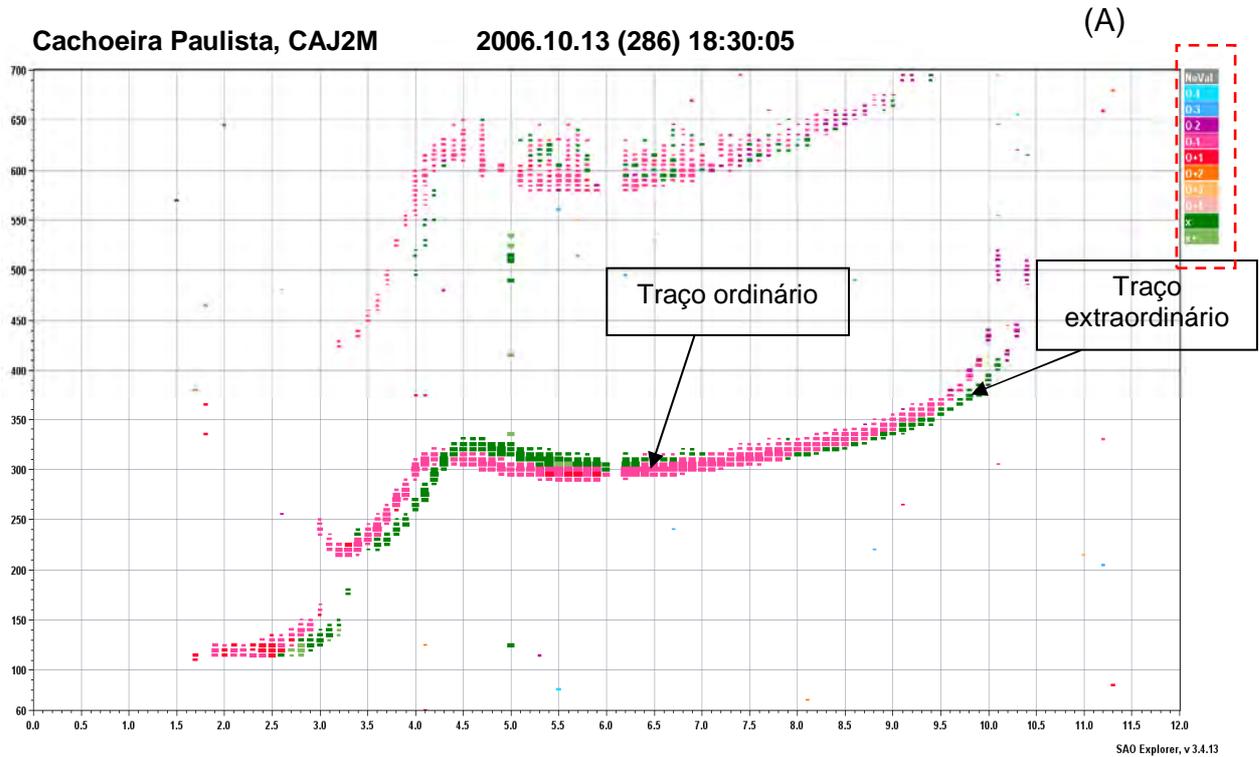


Figura 3.10 – (A) Ionograma obtido em Cachoeira Paulista no dia 13/10/2006 às 18:30 UT. (B) Significado do código de cores localizado no canto superior direito em um ionograma.

Para a realização desse trabalho foram utilizados dados da digissonda DGS256 instalada em Cachoeira Paulista, a qual possui antenas transmissoras

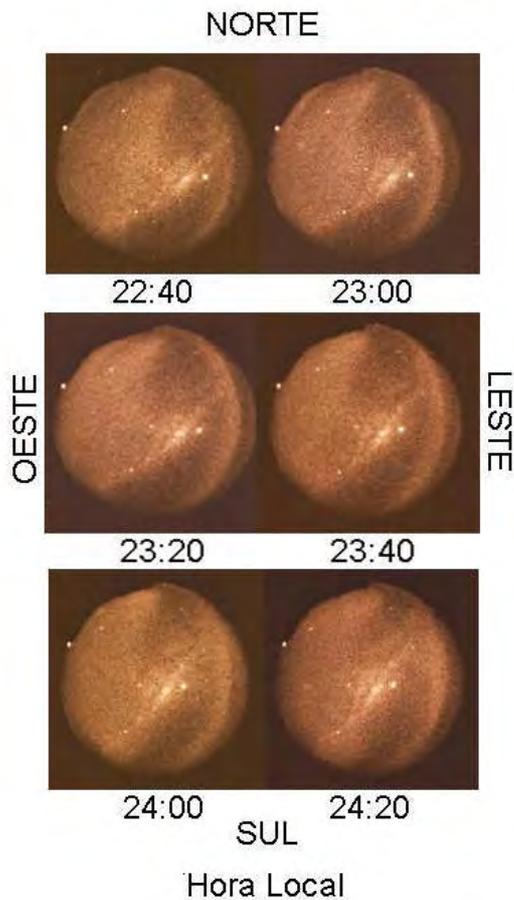
tipo Delta e recebe os sinais refletidos através de quatro antenas receptoras tipo Turnstyle. Os sinais recebidos são gravados e processados mostrando os parâmetros ionosféricos e perfil da densidade eletrônica através de ionogramas ([http://www.inpe.br/climaespacial/e\\_iono.php](http://www.inpe.br/climaespacial/e_iono.php)). Os parâmetros ionosféricos utilizados neste trabalho foram:

- h'F – altura virtual mínima do traço ordinário em toda a região F;
- hmF2 – altura de pico da densidade eletrônica da ionosfera;
- foF2 – frequência crítica da onda ordinária da camada F2.

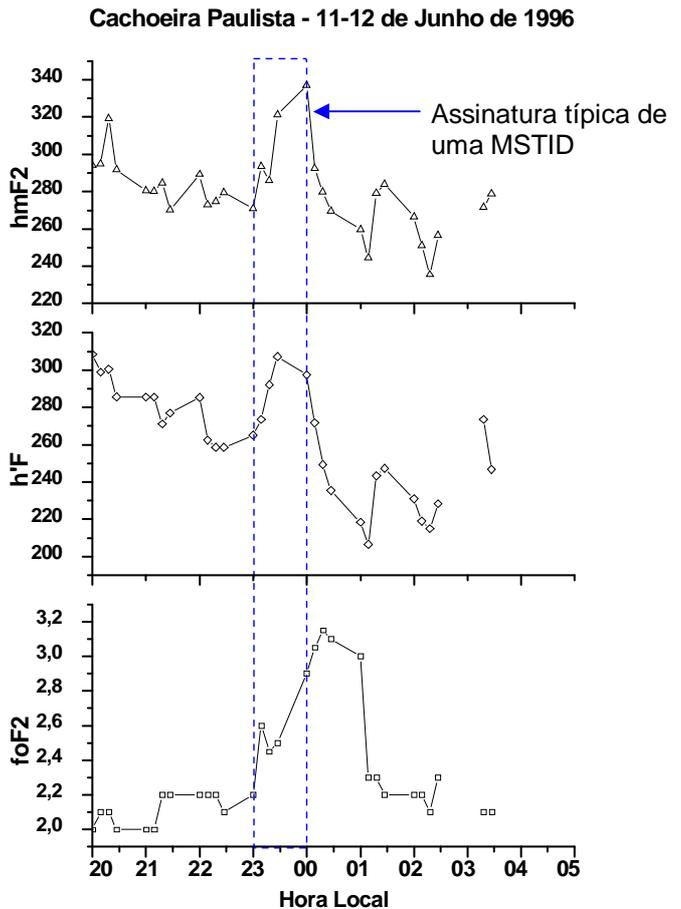
Em uma análise simultânea utilizando imagens “all-sky” e parâmetros ionosféricos obtidos por digissonda verifica-se que, quando uma MSTID passa sobre Cachoeira Paulista, a camada F ionosférica se desloca abruptamente para alturas superiores ou inferiores, conforme mostrado na Figura 3.11. Outra característica importante observada é a ocorrência de spread-F do tipo frequência devido à passagem dessas bandas que, provavelmente, se originam em médias latitudes e se propagam para baixas latitudes.

Com o intuito de verificar a possível ocorrência de MSTIDs durante o máximo solar, uma vez que nenhum evento foi registrado nitidamente nas imagens “all-sky”, foi feito um estudo baseado em parâmetros ionosféricos, para os anos 2000 (atividade solar máxima) e 2008 (atividade solar mínima). Os parâmetros ionosféricos (h'F, hmF2 e foF2) utilizados para este estudo foram obtidos à partir da redução de dados de ionogramas, dos quais ainda foram retiradas informações sobre a ocorrência e o tipo de spread-F. Dessa forma, as informações foram registradas de maneira semelhante ao registro de informações das imagens “all-sky”, anotando-se data, período de observação e período de ocorrência de spread-F e seu tipo. Os parâmetros h'F, hmF2 e foF2 foram representados em forma de gráficos conforme o gráfico ilustrado na Figura 3.11 (B).

Cachoeira Paulista – 11-12/06/1996



(A)



(B)

Figura 3.11 - (A) Registro, através de imagens “all-sky”, da passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista na noite de 11-12 de junho de 1996; (B) Variação temporal dos parâmetros ionosféricos  $h'F$ ,  $hmF2$  e  $foF2$  para a noite de 11-12/06/1996.

### 3.4 Sistema de posicionamento global (GPS)

O Sistema de Posicionamento Global (GPS – “Global Positioning System”) trata-se de uma rede de satélites que permite a um usuário determinar sua posição e velocidade em qualquer ponto da superfície terrestre, uma vez que o mesmo fornece as informações em três coordenadas: longitude, latitude e altitude.

O sistema é constituído por uma constelação com 24 satélites em órbita geoestacionária, circundando a Terra duas vezes ao dia, a fim de proporcionar uma cobertura global durante as 24 horas do dia. Estão situados a uma altura

média de 20.200 km e velocidade de 11265 km/h. Os sinais são transmitidos em duas portadoras na banda L, L1= 1,57542 GHz e L2= 1,2276 GHz, geradas a partir de uma frequência fundamental de 10,23 MHz.



Figura 3.12 – Constelação de GPS.  
Fonte: NOAA

As ondas portadoras de cada satélite são moduladas por três sequências de código pseudo-aleatórios (PRN, do inglês “Pseudo Random Noise Codes”), que são os códigos C/A (“Coarse/Acquisition”), P (“Precision”) e Y, que é o código P criptografado. Além disso, existe uma mensagem de navegação que, juntamente com os códigos permitem identificar cada um dos satélites a partir de diferenças em suas modulações.

Para estudos na ionosfera são utilizados dados de TEC (conteúdo eletrônico total) e cintilação ionosférica, que são obtidos por GPS. Para este trabalho foram utilizados dados referentes ao índice de cintilação S4.

As cintilações nos sinais transionosféricos, ou seja, flutuações na amplitude ou na fase dos sinais recebidos pelos receptores de GPS são atribuídas à passagem de irregularidades com tamanhos da ordem de centenas de metros. Tais cintilações são observadas em frequências que variam de 20 MHz até aproximadamente 10 GHz e surgem, em sua maioria, como efeitos de irregularidades na região F da ionosfera e estão associadas a fenômenos noturnos (Muella, 2008).

A cintilação ocorre quando uma onda plana atravessa uma região de irregularidades, que contém flutuações no seu índice de refração. Antes de passar pela região de irregularidades, as frentes de onda apresentam uma fase constante. Após emergir dessa região de difração, as frentes de onda são distorcidas a partir de variações em sua fase. Em uma certa distância além da grade de difração, ocorrerão interferências construtivas e destrutivas entre partes da frente de onda que viajam em diversas direções, que combinadas poderão aumentar ou diminuir a amplitude da onda. Se a região de difração é suficientemente fina, as variações na frente de onda emergente estarão presentes somente na fase e não na amplitude do sinal. No entanto, as variações em amplitude ao longo da frente de onda tendem a aumentar à medida que a onda se propaga além da região de difração (Resende, 2008).

A Figura 3.13 ilustra o fenômeno da cintilação, onde as irregularidades estão representadas pela camada de espessura  $L$ , a uma altitude  $h$  do solo ( $L \ll h$ ).

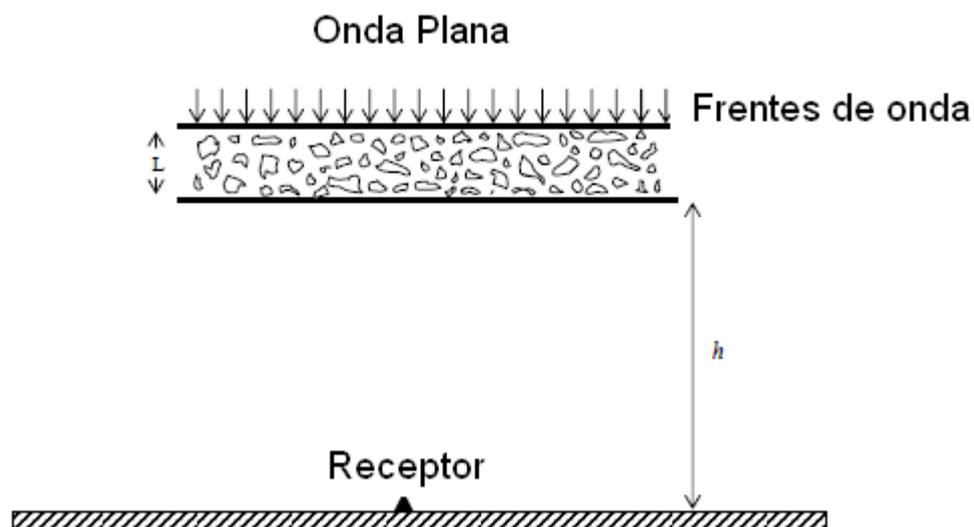


Figura 3.13 - Geometria do modelo de cintilação ionosférica.  
Fonte: Muella (2008)

O parâmetro que caracteriza a cintilação ionosférica é o índice de cintilação  $S_4$ , que é definido em termos da intensidade do sinal recebido, como sendo proporcional ao desvio padrão normalizado pela potência média do sinal.

$$S_4 = \sqrt{\frac{\langle I^2 \rangle - \langle I \rangle^2}{\langle I \rangle^2}} \quad (3.41)$$

Onde  $I$  é a intensidade do sinal. Para este trabalho foram usados dados obtidos pelo sistema de aquisição de dados SCINTIMON.

A Figura 3.14 mostra um gráfico que representa a variação do índice  $S_4$  ao longo do tempo para uma noite observada. Nesta Figura são apresentados 31 gráficos, sendo que cada gráfico mostra registros de um satélite específico. As barras vermelhas representam o índice de cintilação, que varia de 0.2 a 1.0, e a curva azul representa o ângulo de elevação do satélite. Usualmente, consideram-se como mais precisas as informações de satélites que apresentam ângulo de elevação superior a  $40^\circ$ , pois satélites muito próximos da linha do horizonte tendem a gerar efeitos de multipercurso.

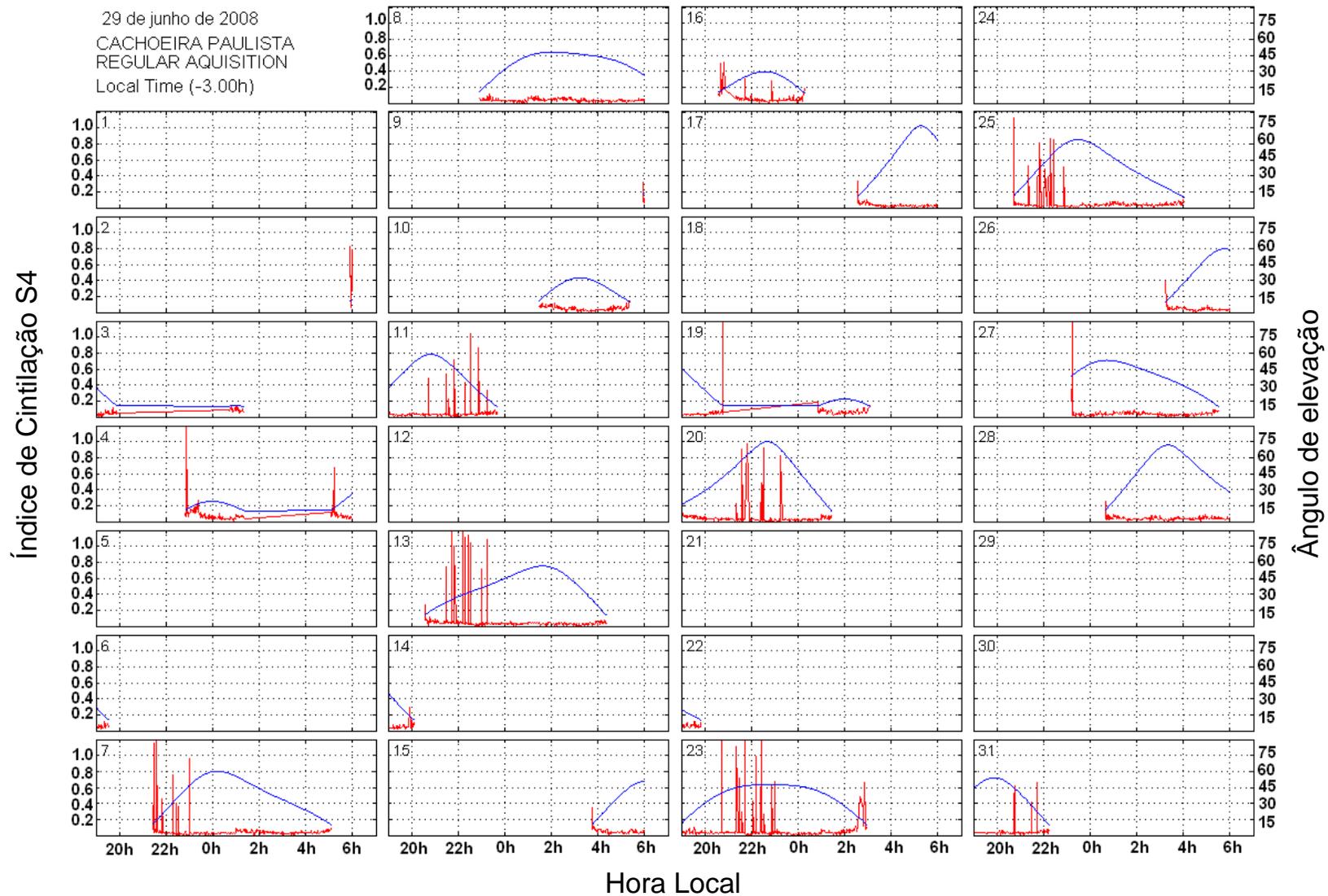


Figura 3.14 – Variação temporal do índice de cintilação S4 referente à noite de 29-30 de junho de 2008, para a estação de Cachoeira Paulista.



#### 4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

O fenômeno das MSTIDs visualizado nas imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm, conforme comentado nos capítulos anteriores, trata-se da passagem de bandas escuras através do campo de visão do imageador, alinhadas de nordeste a sudoeste, propagando-se para o noroeste. A Figura 4.1 mostra uma sequência de imagens, obtidas com imageador “all-sky”, que ilustra esse fenômeno.

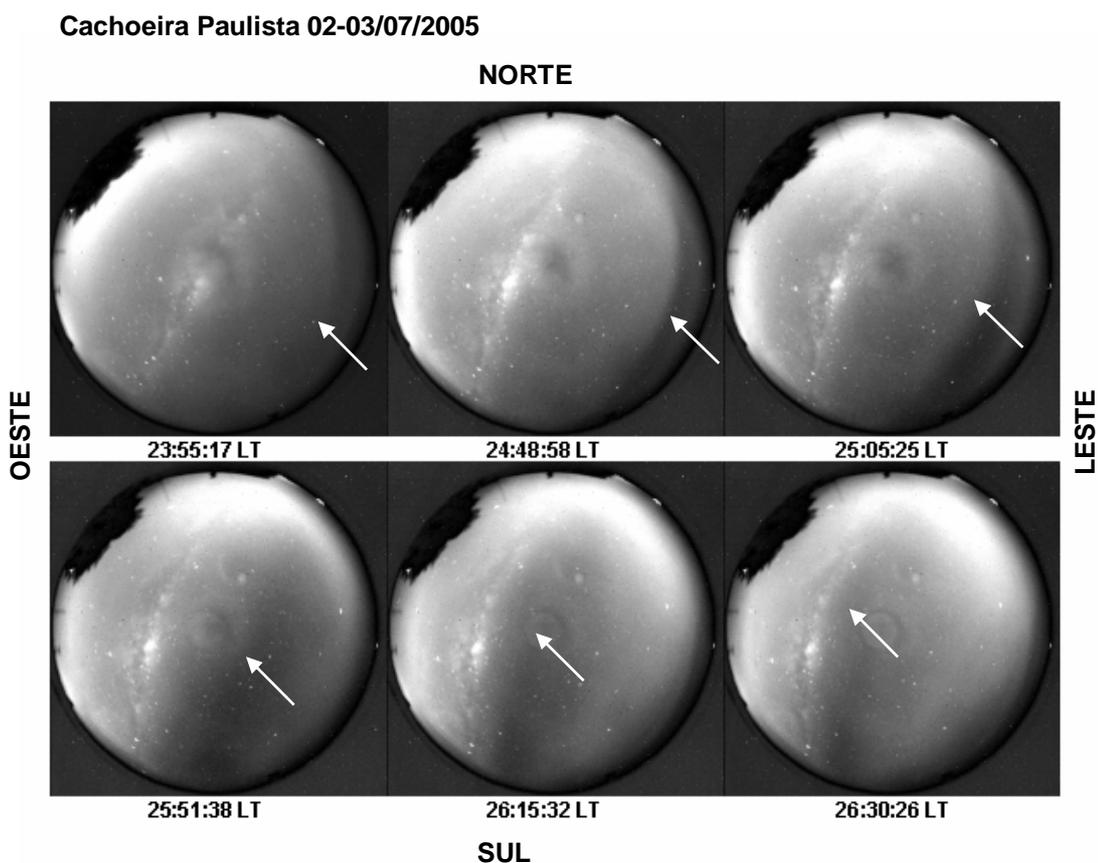


Figura 4.1- Registro da passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista na noite de 02-03/07/2005, detectada na emissão OI 630 nm.

É importante ressaltar que esse estudo sobre as bandas escuras que se propagam na região F da ionosfera noturna não está relacionado com as irregularidades de plasma que são geradas na região equatorial (as bolhas ionosféricas) e que se mapeiam para latitudes maiores. Tais bandas escuras provavelmente são geradas em médias latitudes e ocorrem durante períodos geomagneticamente calmos. É também importante ressaltar que a denominação MSTID aqui utilizada se refere apenas aos distúrbios ionosféricos propagantes gerados em médias latitudes pelo processo de instabilidade

Perkins e que, devido à suas dimensões e período, são conhecidos por Distúrbios Ionosféricos Propagantes de Média Escala (MSTIDs – Medium Scale Traveling Ionospheric Disturbances).

Os resultados iniciais indicam que somente as MSTIDs que se propagam de sudeste para noroeste é que produzem espalhamento (spread-F) vistos nos ionogramas das digissondas.

#### **4.1 Frequência de ocorrência das MSTIDs em função do Ciclo Solar**

Para o estudo estatístico foram utilizadas imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm do período de 1990 a 2008, totalizando 4576 horas de observação. Foram observadas todas as imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm existentes para o período mencionado, porém, foram selecionadas para o estudo estatístico apenas as imagens que continham somente as bandas que se propagavam de sudeste para noroeste, o que totalizou 503 horas de observação do evento.

A Figura 4.2 mostra um gráfico que ilustra a frequência de ocorrência das MSTIDs ao longo de todas as fases do ciclo solar. Esse gráfico foi construído levando em consideração a contagem das horas de ocorrência do fenômeno durante as noites observadas ao longo dos anos. A frequência de ocorrência é exibida em porcentagem em relação à quantidade de horas observadas durante o ano correspondente. A curva em azul é referente ao número de manchas solares ao longo dos anos e foi adicionada ao gráfico com o intuito de ilustrar as fases do ciclo solar correspondentes aos períodos observados. É nítido que a taxa de ocorrência de MSTIDs está anti-correlacionada com a atividade solar, ou seja, a máxima ocorrência se dá durante o mínimo solar, seguido pelo período de atividade solar descendente e ascendente. Não foram registrados eventos nítidos de MSTIDs em imagens “all-sky” durante o período de atividade solar máxima.

A taxa de crescimento da instabilidade Perkins é uma possível explicação para a frequência de ocorrência do fenômeno. Como pode ser visto na Figura 2.8, a taxa de crescimento da instabilidade é maior durante o mínimo solar, por esse motivo, durante o máximo solar, as bandas podem não se desenvolver o

suficiente a ponto de causar perturbações na emissão do OI 630 nm e, portanto, não serem vistas em imagens dessa emissão.

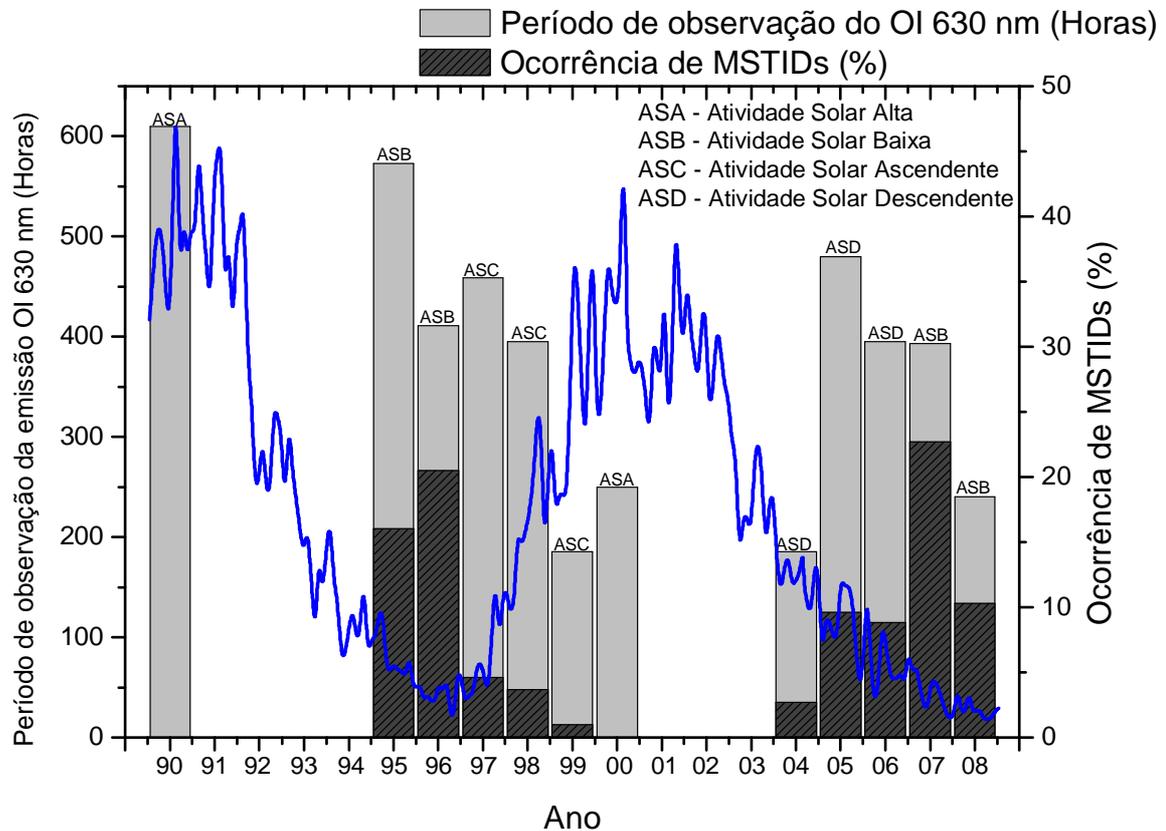


Figura 4.2 - Ocorrência de MSTIDs em relação ao ciclo solar.

A Figura 4.3 ilustra a variação noturna da ocorrência de MSTIDs, a qual varia com a atividade solar. O gráfico mostra a porcentagem de bandas escuras que passaram pelo zênite de Cachoeira Paulista para cada horário em função do ciclo solar. O intervalo de ocorrência do fenômeno é entre 21:00 LT e 05:00 LT, durante o mínimo solar e, entre 21:00 LT e 03:00 LT, durante as fases ascendente e descendente do ciclo solar. Durante o mínimo solar, o horário de máxima ocorrência é por volta das 25:00 LT – 26:00 LT. No período de atividade solar descendente, o máximo de ocorrência é por volta das 00:30 LT, enquanto que no período de atividade solar ascendente, o máximo de ocorrência é entre 23:00 LT e 00:00 LT.

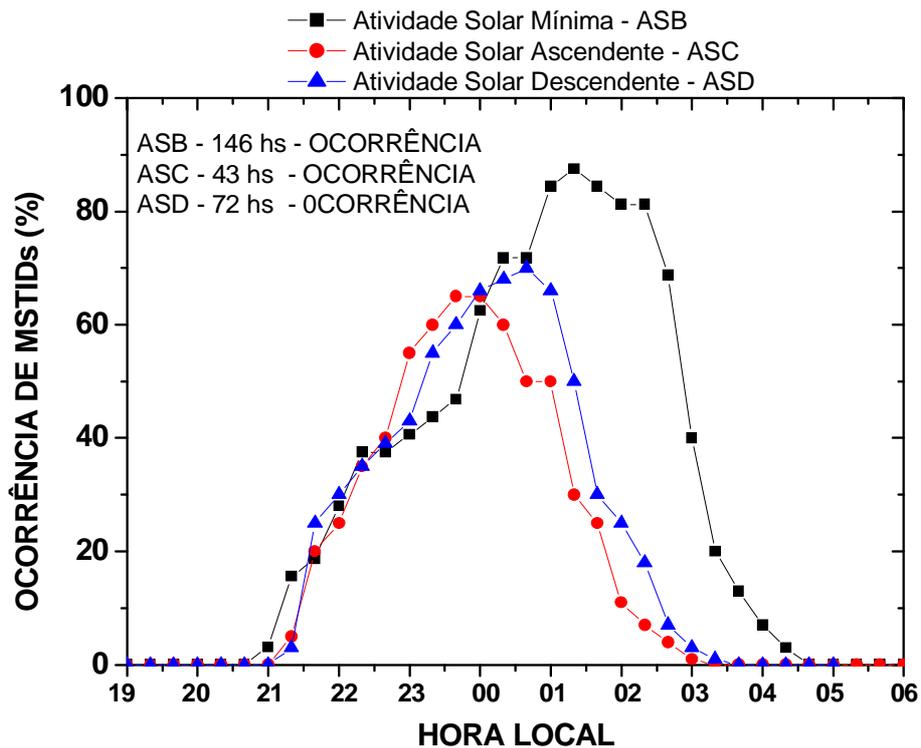


Figura 4.3 - Ocorrência noturna das bandas escuras em função da hora local e do ciclo solar.

De posse dessas informações, conclui-se que o tempo de vida das MSTIDs é maior durante o mínimo solar. Em um estudo sobre absorção magnetohidrodinâmica de tais bandas na região F, Pimenta et al. (2008a) mostraram que, durante o período de mínima atividade solar, as MSTIDs podem percorrer aproximadamente 3000 – 4000 km. Para chegar a esse resultado, calcularam o índice de absorção magnetohidrodinâmica, que se baseia no princípio que, sendo a região F ionosférica um gás fracamente ionizado, e supondo que a propagação das bandas escuras é sustentada somente pela componente neutra da atmosfera, a porção ionizada é posta em movimento por colisões entre íons e partículas neutras.

De acordo com Gershman e Grigor'yev (1965), a magnitude do índice de absorção pode ser obtida pela seguinte equação:

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

Onde

$$G = \frac{N_e M v_{in} k_x}{N_m M_m \omega}$$

$\cos \alpha$  e  $\cos \gamma$  são as projeções nos planos x e z, respectivamente da direção do campo magnético em um sistema de coordenadas cartesianas (x positivo para o norte, y positivo para leste e z vertical positivo para cima);

$N_e$  = densidade eletrônica,

$M$  = massa dos íons;

$v_{in}$  = frequência de colisão entre íons e partículas neutras;

$\omega$  = frequência angular da onda;

$k_x$  e  $k_z$  = números de onda horizontal e vertical;

$M_m$  = massa molecular;

$N_m$  = concentração molecular.

Assim,  $G$  é a razão entre a frequência de colisão  $v_{in}$  e a frequência de onda vezes o comprimento de onda horizontal (dividido por  $2\pi$ ). É também igual a razão de dissipação Joule por período de onda dividido pela densidade de energia da onda vezes  $(\lambda/2\pi)$ . O parâmetro  $G$  também é proporcional à densidade eletrônica e, conseqüentemente, o índice de absorção será maior durante o período de máxima atividade solar, visto que a concentração eletrônica é maior durante este período.

Portanto, o número de bandas escuras que atingem o zênite de Cachoeira Paulista durante o mínimo solar é maior do que durante as demais fases do ciclo solar.

Na Figura 4.4 é ilustrada a variação mensal da ocorrência de MSTIDs, que também varia com o ciclo solar. A maior ocorrência é entre os meses de abril a agosto. Durante os períodos de mínimo solar e atividade solar ascendente, há uma pequena variação mensal entre os meses de setembro a março, porém isso não acontece para o período de atividade solar descendente. A máxima ocorrência, em todas as fases do ciclo solar, se concentra nos meses próximos ao solstício de junho.

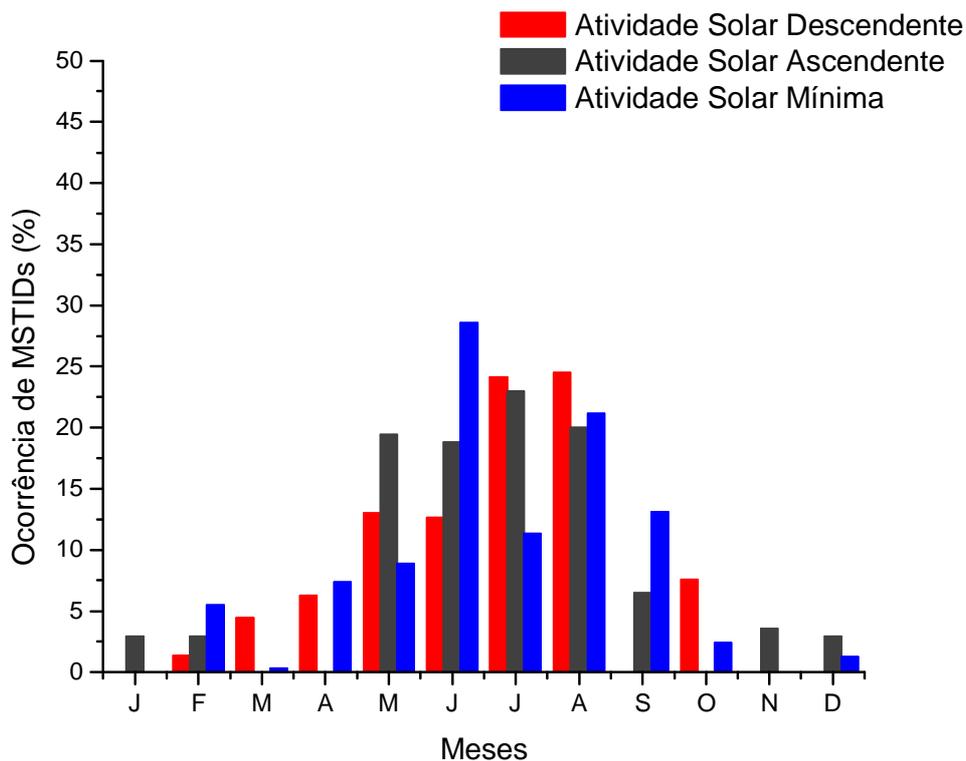


Figura 4.4 – Variação mensal da ocorrência de MSTIDs.

Como essas bandas foram observadas durante períodos geomagneticamente calmos, espera-se que efeitos da baixa e média atmosfera estejam interferindo no mecanismo de geração de tal fenômeno. É possível que ondas de gravidade geradas na troposfera, estratosfera e mesosfera agem como um “gatilho” no mecanismo de geração da instabilidade Perkins.

Os “Jet-streams” que circulam na tropopausa em médias latitudes são possíveis candidatos, os quais podem atingir velocidades da ordem de 80-120

m/s durante o inverno no hemisfério sul. As frentes frias durante o inverno também seriam candidatas à geração de ondas de gravidade que, ao atingirem a região F, possivelmente, favoreceriam o crescimento da instabilidade Perkins.

A Figura 4.5 mostra eventos simultâneos nas emissões do OI 630 nm e do sódio mesosférico. Um possível acoplamento mesosfera/região F favoreceria o “gatilho” no mecanismo de geração da instabilidade.

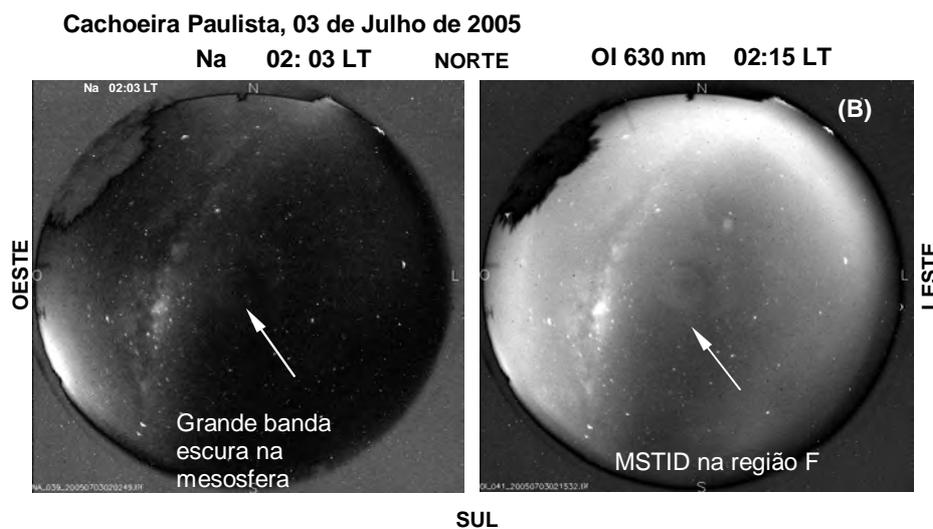


Figura 4.5 – (A) Imagem “all-sky” da emissão Na em 03 de Julho de 2005, mostrando um grande banda escura com características similares às das MSTIDs vistas na emissão OI 630 nm. (B) MSTID detectada através da emissão OI 630 nm, na mesma noite.

#### **4.2 Dinâmica das bandas escuras observadas com imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm**

A Figura 4.6 mostra velocidades e distribuição azimutal das MSTIDs para os períodos de atividade solar mínima, ascendente e descendente. O comprimento de cada linha nos gráficos da figura indica a velocidade das bandas escuras, sendo que cada intervalo corresponde à velocidade de 50 m/s. Para o período de mínima atividade solar, as velocidades de fase são maiores do que durante os períodos de atividade solar ascendente e descendente. Durante o mínimo solar as velocidades variam de 100 a 200 m/s e exibem valores médios de 145 m/s. Durante o período de atividade solar ascendente e descendente as MSTIDs apresentam velocidades entre 50 e 150 m/s com média de 98 m/s.

A distribuição azimutal é altamente anisotrópica, exibindo direções preferenciais para o noroeste com azimutes entre  $280^\circ$  e  $320^\circ$ . Para Kelley e Miller (1997), é provável que a distribuição azimutal seja consequência de uma resposta eletrodinâmica da ionosfera a ondas de gravidade. Na Figura 2.9 foi mostrada uma representação esquemática que mostra as regiões em que a instabilidade se desenvolve.

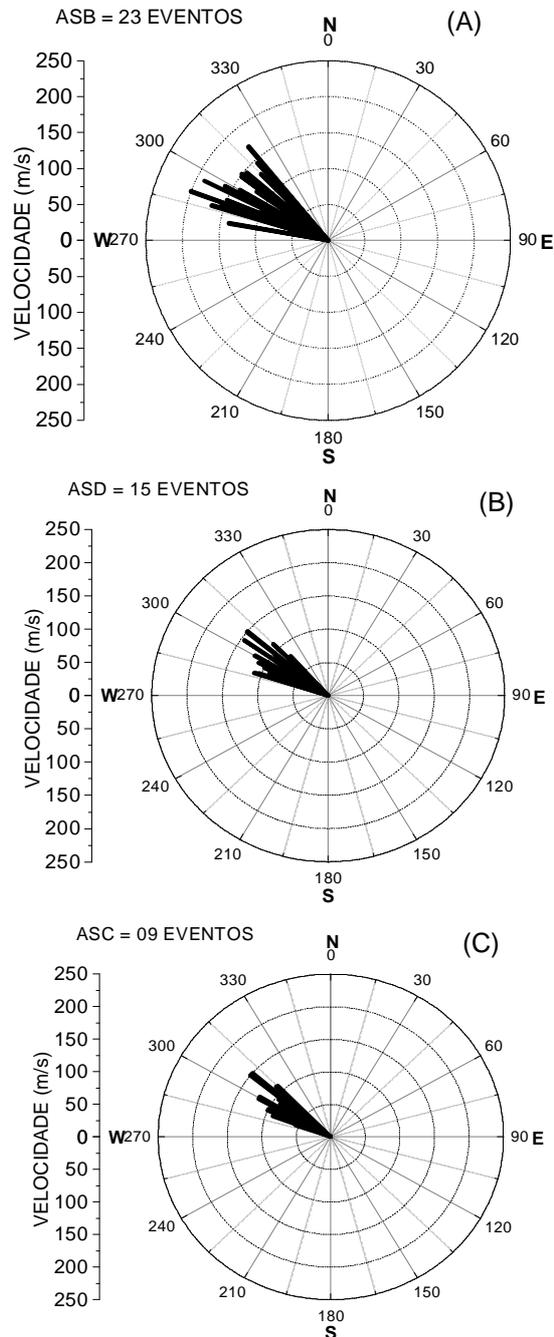


Figura 4.6 - (A) Direção de propagação e magnitude das velocidades para o período de atividade solar mínima. (B) Direção de propagação e magnitude das velocidades para o período de atividade solar descendente. (C) Direção de propagação e magnitude das velocidades para o período de atividade solar ascendente.

A largura das bandas observadas varia entre 60 e 320 km, sendo que a maioria dos casos observados mostra bandas com 180 km de largura, conforme mostrado na Figura 4.7.

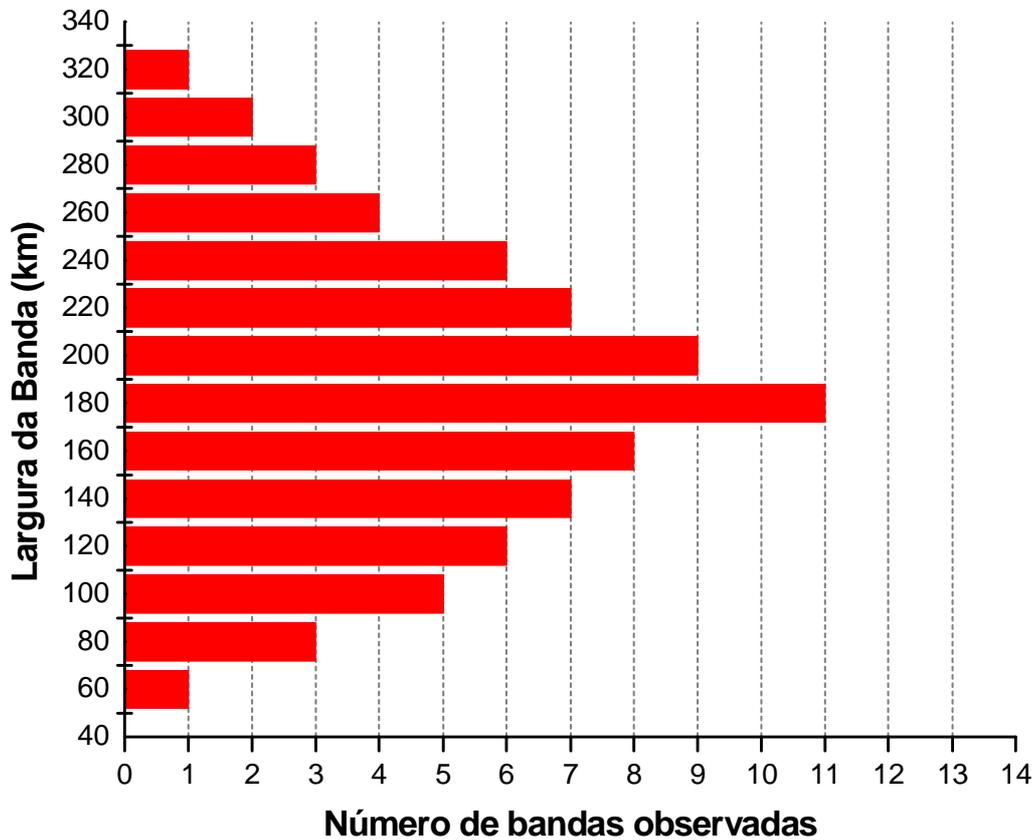


Figura 4.7 – Largura das bandas observadas através de imagens “all-sky”.

### 4.3 Efeitos provocados nos sinais de radiofrequência

Conforme mencionado no capítulo 3, a emissão do OI 630 nm é fortemente dependente dos movimentos verticais da camada F durante a noite. Se a camada subir ou descer, ocorrerá, conseqüentemente, a diminuição ou aumento da intensidade da emissão. Uma vez que o pico da emissão OI 630 nm se situa a aproximadamente 250 km de altitude, ou seja, na base da camada F ionosférica, foi possível verificar os efeitos da passagem dessas bandas na ionosfera e, para isso, foram utilizados dados complementares obtidos pela digissonda DGS 256 instalada em Cachoeira Paulista.

Com os parâmetros de altura virtual da base ( $h'F$ ), altura de pico ( $hmF2$ ) e frequência crítica da onda ordinária ( $foF2$ ) da camada F obtidos através dos ionogramas, foi possível visualizar subidas abruptas da camada ocorrendo aproximadamente no mesmo horário em que se visualiza, com o uso de imageador, a passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista. A maioria dos casos observados apresenta diminuição do parâmetro  $foF2$ , porém, alguns casos apresentam aumento nesse parâmetro e em outros, a frequência crítica não é alterada devido à manifestação do fenômeno das MSTIDs. Esse fato, no entanto, não altera os resultados, uma vez que o parâmetro  $foF2$  está relacionado à densidade eletrônica no pico da camada F e o processo de recombinação que dá origem à emissão OI 630 nm acontece em altitudes na base da camada F. Dessa forma, o principal indicativo da passagem de MSTIDs é a subida da camada F, visualizada através dos parâmetros  $h'F$  e  $hmF2$ . Também foi observado que a passagem dessas bandas produz spread-F do tipo frequência nos ionogramas.

A seguir são apresentados, como exemplo, três casos de observações simultâneas de dados de ionossonda e imagens “all-sky” para a cidade de Cachoeira Paulista. Em cada caso é mostrada uma sequência de imagens “all-sky” originais, obtidas em um intervalo de tempo de aproximadamente 20 minutos, as quais ilustram a passagem das bandas escuras durante o período noturno.

- 1º caso: 11-12 de junho de 1996

A Figura 4.8 mostra uma sequência de imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm para uma noite geomagneticamente calma,  $Kp$ : 0+, 1, 1, 1-, 2-, 1, 1, 1. A partir da segunda imagem, é vista uma banda escura que surge a partir do sudeste por volta das 22:00 LT (Hora Local – Local Time) e atravessa o campo de visão do imageador, propagando-se para noroeste, atingindo o zênite por volta das 23:40 LT. O gráfico da Figura 4.9 mostra a variação temporal dos parâmetros ionosféricos  $h'F$ ,  $hmF2$  e  $foF2$  obtidos por digissonda na mesma data. Em uma análise simultânea dos dados, verifica-se um aumento abrupto da altura de base e do pico da camada F e, posteriormente a diminuição da densidade eletrônica local. Dessa forma, a banda escura mostrada nas imagens “all-sky”

trata-se da diminuição da emissão devido à subida do plasma da camada F ionosférica e consequente diminuição do processo de recombinação que dá origem à emissão OI 630 nm. A área pontilhada no gráfico destaca o momento de subida/descida do plasma da camada F. Também foi registrado espalhamento em frequência nos ionogramas referentes a esse evento, que é mostrado na Figura 4.10.

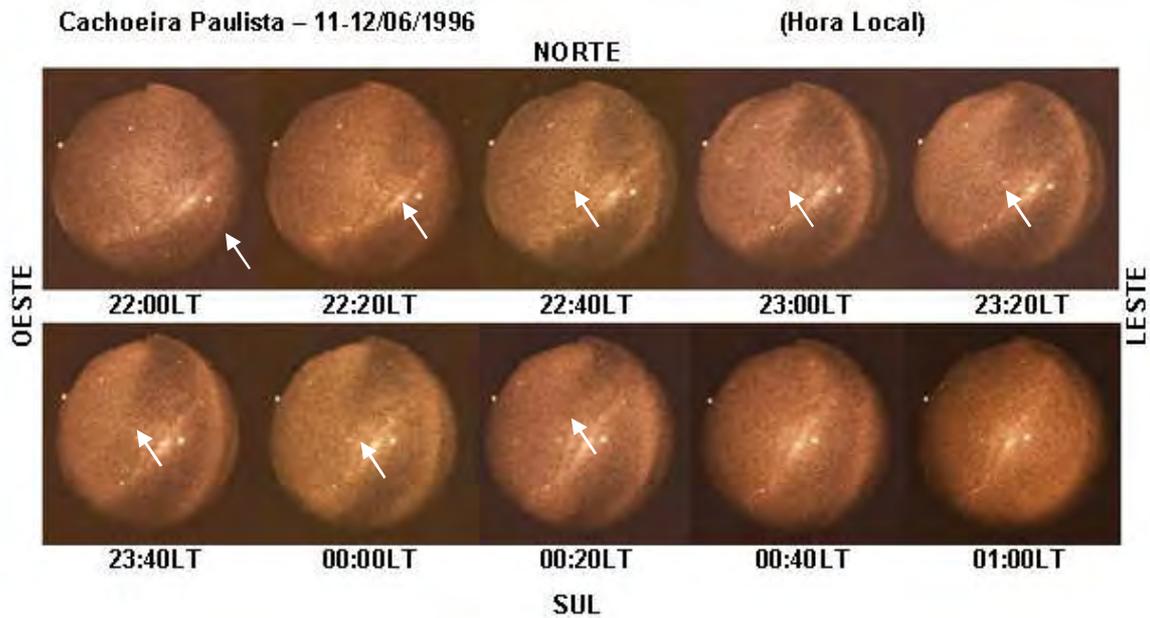


Figura 4.8- Registro da passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista na noite de 11-12/06/1996.

### Cachoeira Paulista - 11-12 de Junho de 1996

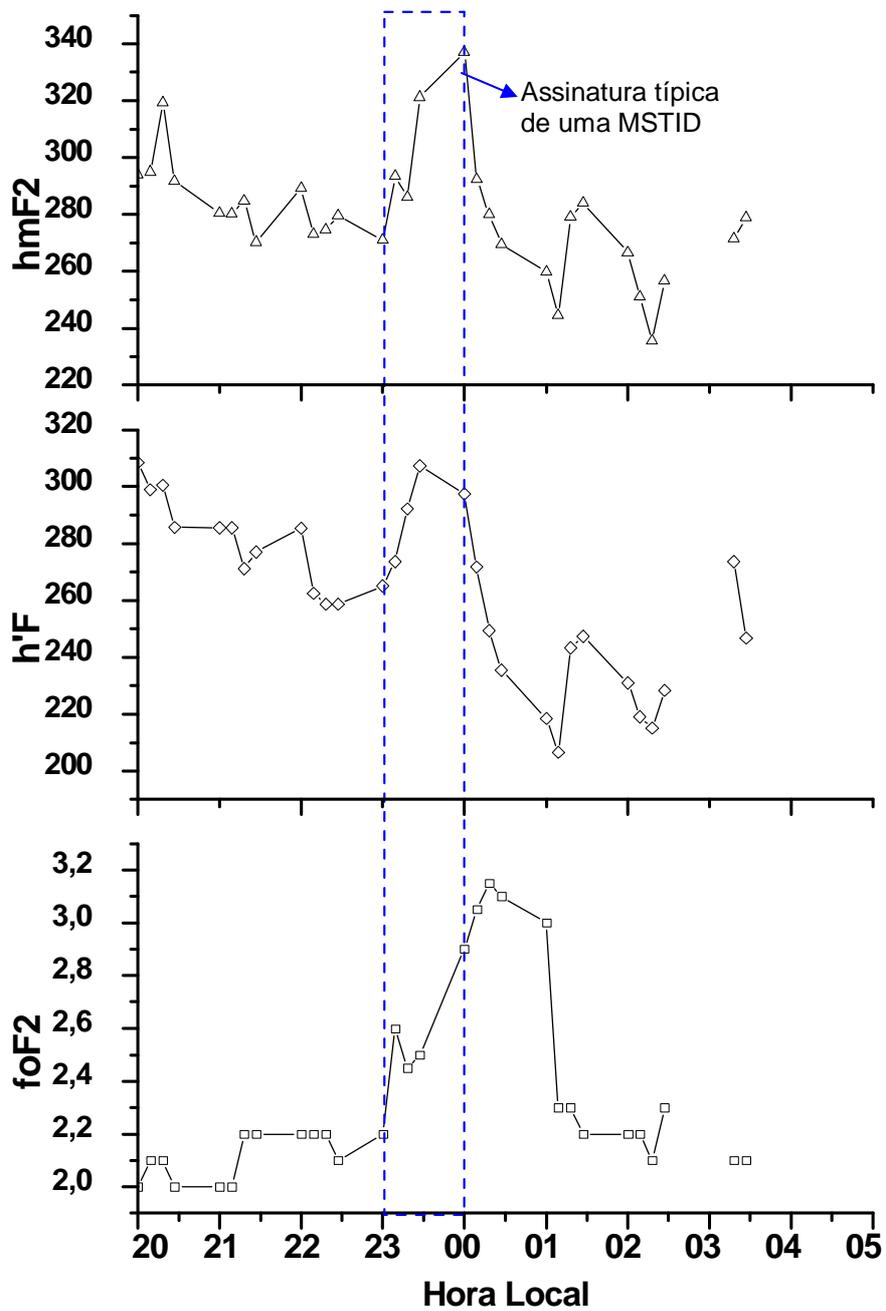


Figura 4.9 - Variação temporal dos parâmetros ionosféricos  $h'F$  ,  $hmF2$  e  $foF2$  para a noite de 11-12/06/1996.

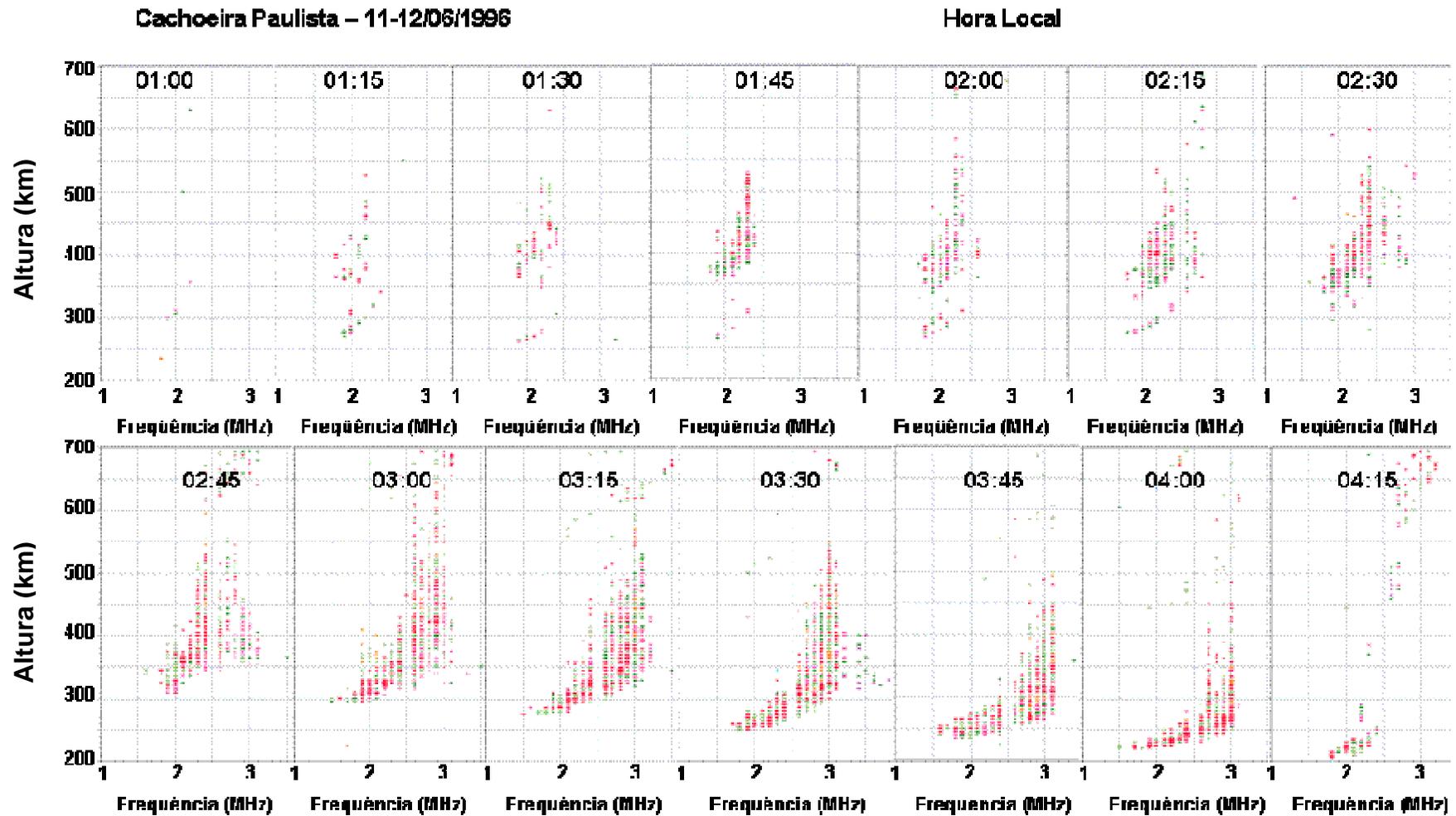


Figura 4.10 – Ionogramas obtidos na noite de 11-12/06/1996. A sequência mostra a ocorrência de spread-F durante a passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista.

- 1º caso: 28-29 de julho de 1998

Trata-se de uma noite geomagneticamente calma, cujo índice Kp apresenta a seguinte variação 0+, 1-, 0+, 1-, 2, 1+, 2, 3-. Na figura 4.11 é mostrada outra sequência de imagens “all-sky” que ilustra a passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista. A passagem da banda escura se inicia por volta das 03:00 LT e atinge o zênite por volta das 03:20 LT. A Figura 4.12 mostra a variação temporal dos parâmetros ionosféricos h'F, hmF2 e foF2 para a mesma data enquanto que a Figura 4.13 contém os ionogramas que mostram a ocorrência de espalhamento no momento em que a banda escura passa sobre Cachoeira Paulista.

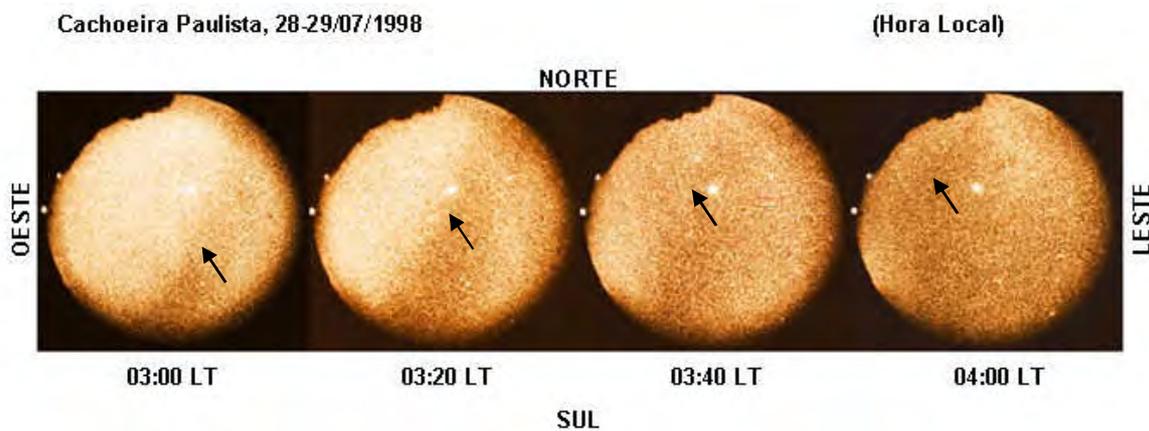


Figura 4.11 – Registro da passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista na noite de 28-29/07/1998.

### Cachoeira Paulista - 28-29/07/1998

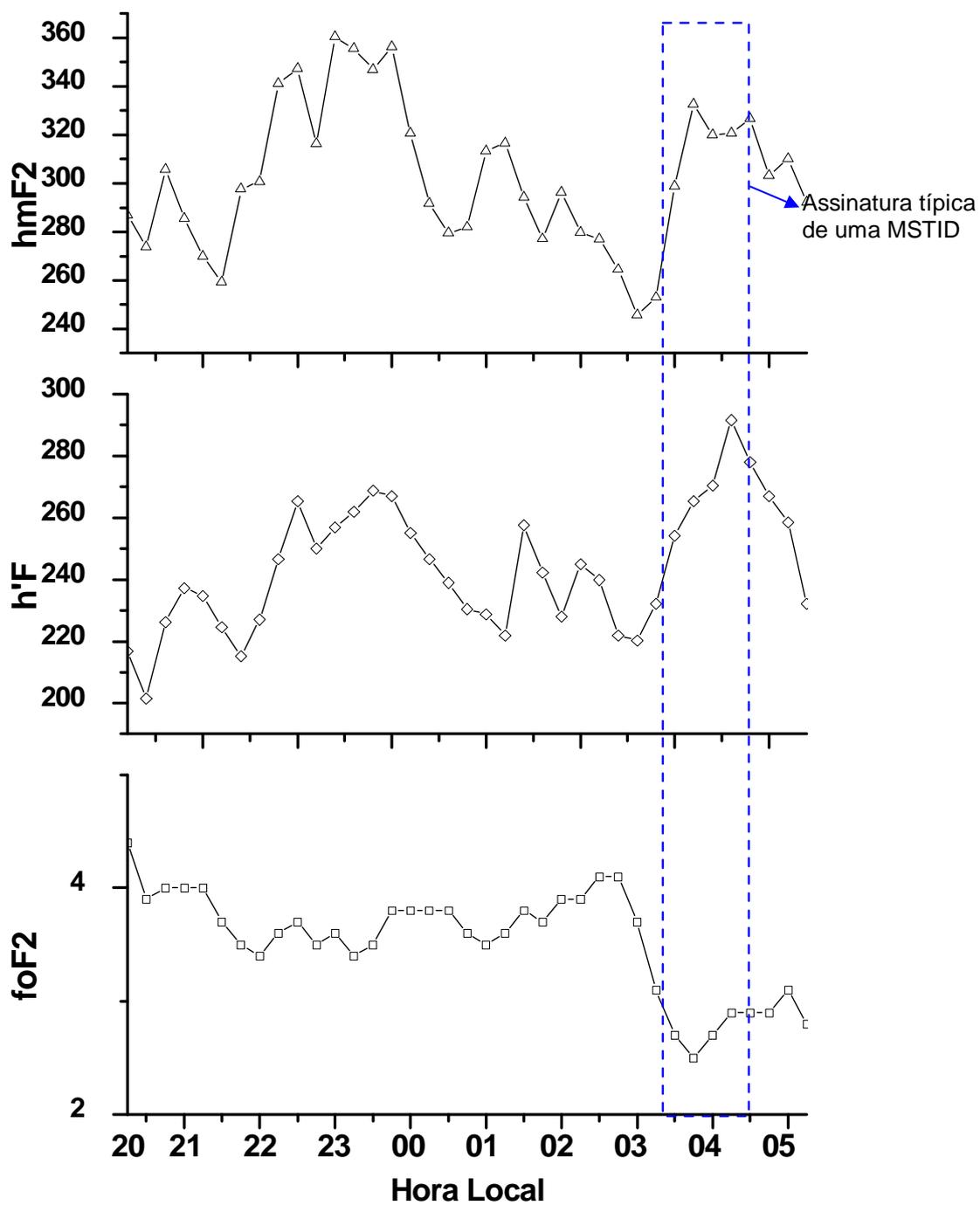


Figura 4.12 - Variação temporal dos parâmetros ionosféricos  $h'F$ ,  $hmF2$  e  $foF2$  para a noite de 28-29/07/1998.

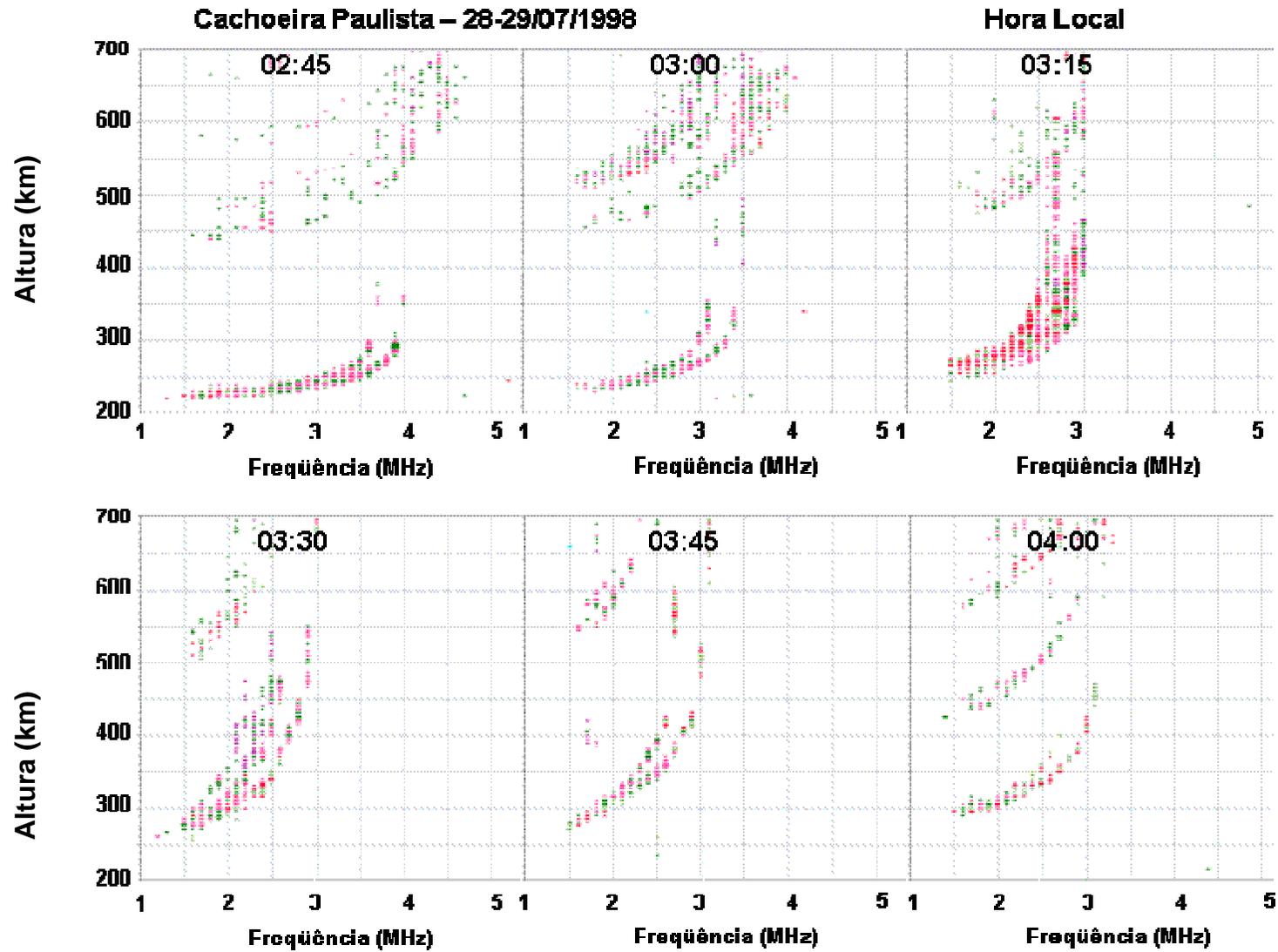


Figura 4.13 – Ionogramas obtidos na noite de 28-29/07/1998. A sequência mostra a ocorrência de spread-F durante a passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista.

- 3º Caso: 23-24 de agosto de 2006

O terceiro caso é de um evento de MSTIDs durante a fase descendente do ciclo solar. Para este dia, a variação do índice Kp foi a seguinte: 2-, 2+, 3-, 0+, 0+, 0+, 0+, 1 . As imagens (Figura 4.14) mostram um evento com as mesmas características das TIDs de média escala no que se refere ao alinhamento e direção de propagação. A banda escura passa pelo zênite por volta das 01:19 LT e, conforme mostrado na Figura 4.15, ocorre a subida abrupta da camada F, e espalhamento do sinal de radiofrequência (Figura 4.16).

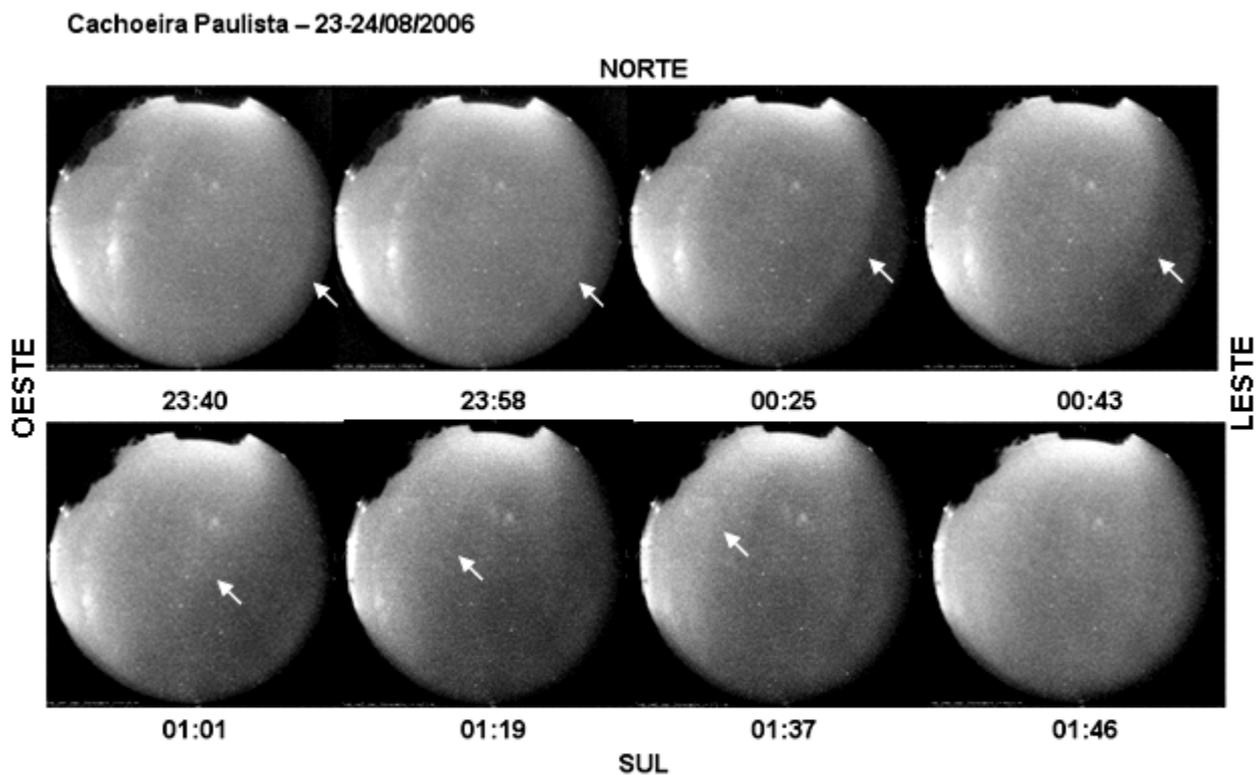


Figura 4.14 – Sequência de imagens “all-sky” da emissão OI 630 nm, referente à noite de 23-24/08/2006, mostra a passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista.

### Cachoeira Paulista - 23-24/08/2006

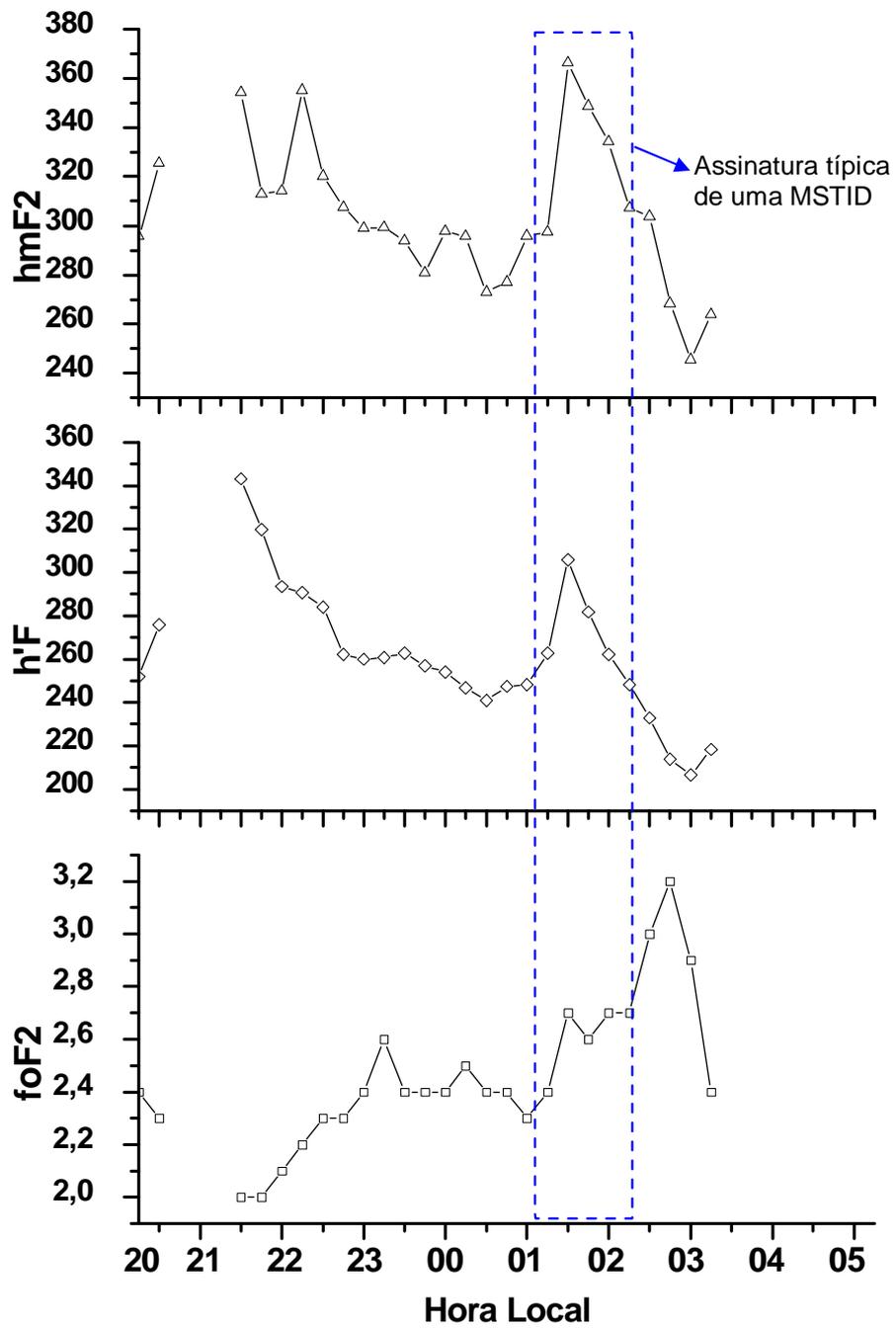


Figura 4.15- Variação temporal dos parâmetros ionosféricos  $h'F$ ,  $hmF2$  e  $foF2$  para a noite de 23-24/08/2006.

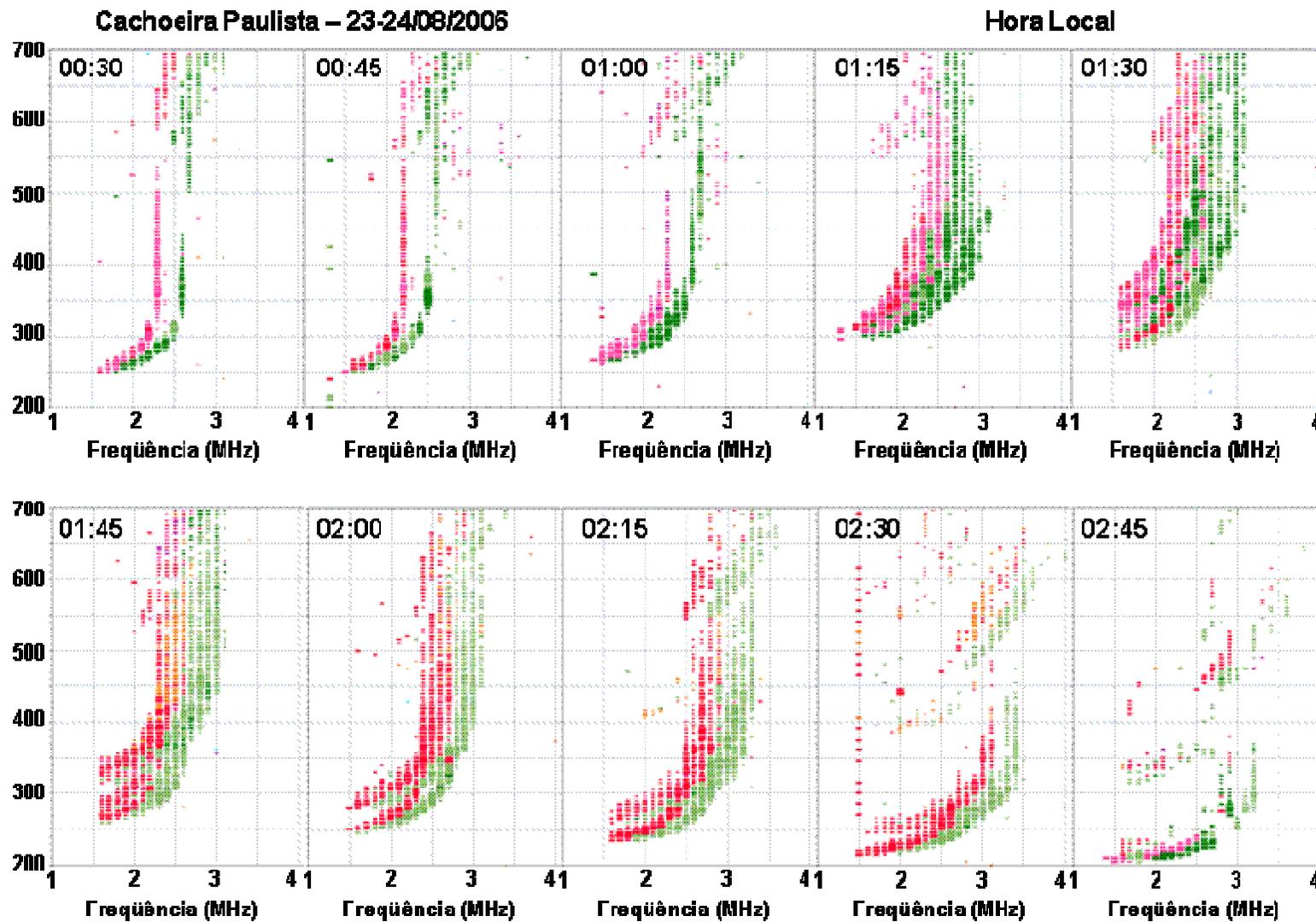


Figura 4.16 - Ionogramas obtidos na noite de 23-24/08/2006. A sequência mostra a ocorrência de spread-F durante a passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista.

Com base na direção de propagação das bandas observadas, sua inclinação com o meridiano magnético é em torno de  $20^\circ$ . Acredita-se que, provavelmente, essas bandas têm sua origem em regiões de médias latitudes e se propagam para a região de baixas latitudes.

#### **4.4 Ocorrência durante o período de máxima atividade solar**

Um dos objetivos deste trabalho era verificar a possibilidade de ocorrência de MSTIDs durante o período de máxima atividade solar, visto que nenhum evento foi visualizado nitidamente nas imagens “all-sky” durante esse período. Por esse motivo, foi realizado um estudo utilizando parâmetros ionosféricos obtidos por digissonda para os anos 2000 (atividade solar máxima) e 2008 (atividade solar mínima).

O resultado desse estudo confirma as suspeitas de que o referido evento ocorreria durante o máximo solar, porém em menor intensidade, ou seja, as subidas da camada não são tão abruptas quanto às apresentadas durante as demais fases do ciclo solar. Como exemplo, é mostrado o evento da noite de 29-30 de junho de 2000 (Figura 4.17), onde as imagens mostram a passagem bandas escuras, porém, de difícil visualização. A Figura 4.18 mostra a variação temporal dos parâmetros  $h'F$ ,  $hmF2$  e  $foF2$  e a Figura 4.19 mostra uma sequência de ionogramas que ilustram a ocorrência de spread-F, o que confirma a passagem das MSTIDs.

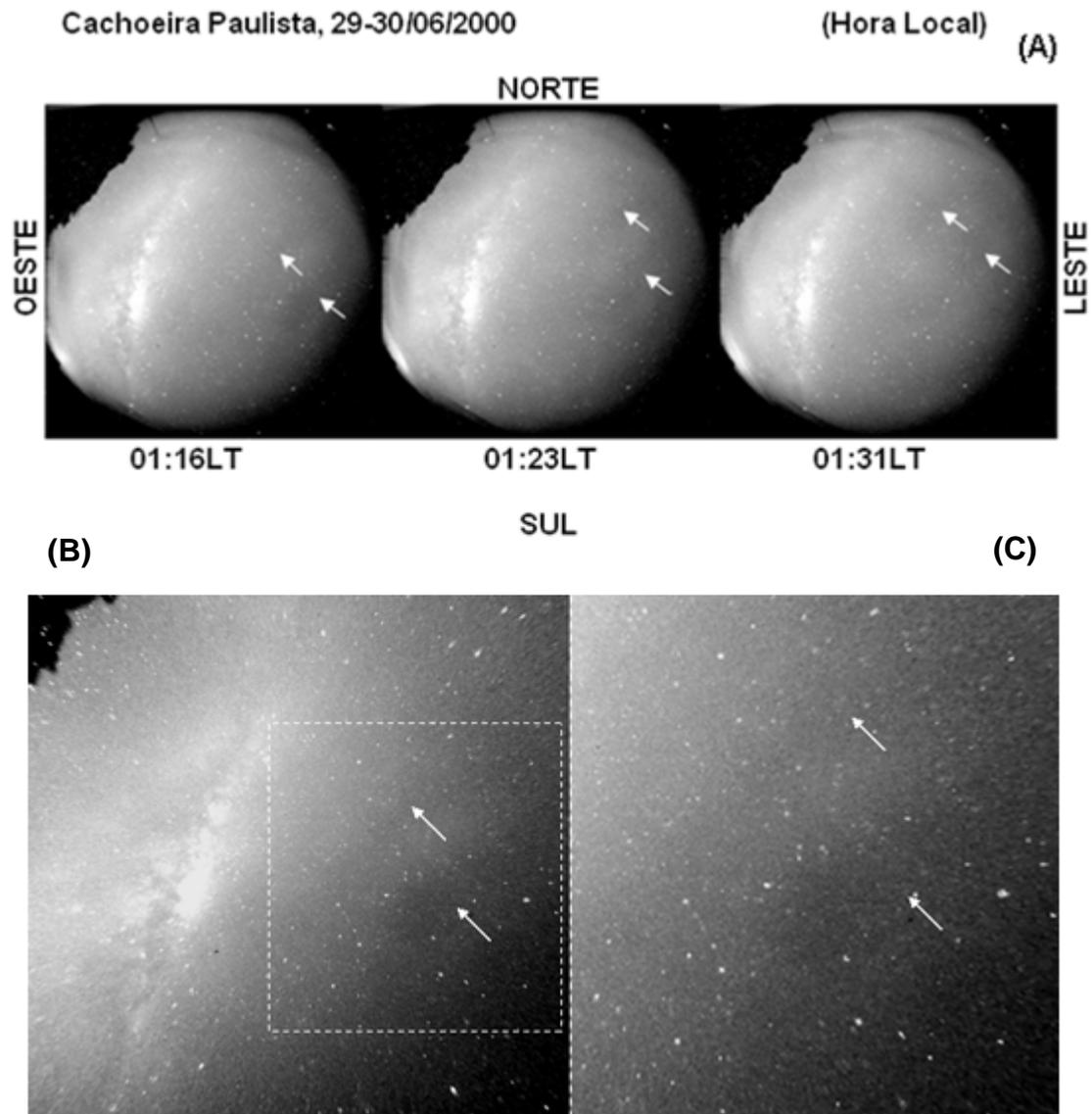


Figura 4.17 – (A) Sequência de imagens que mostram a ocorrência de MSTIDs na emissão OI 630 nm na noite de 29-30/06/2000. (B) Imagem linearizada, referente ao horário de 01:16 LT. (C) Ampliação da área pontilhada em (B). As setas brancas indicam o local onde as bandas escuras estão presentes.

### Cachoeira Paulista - 29-30/06/2000

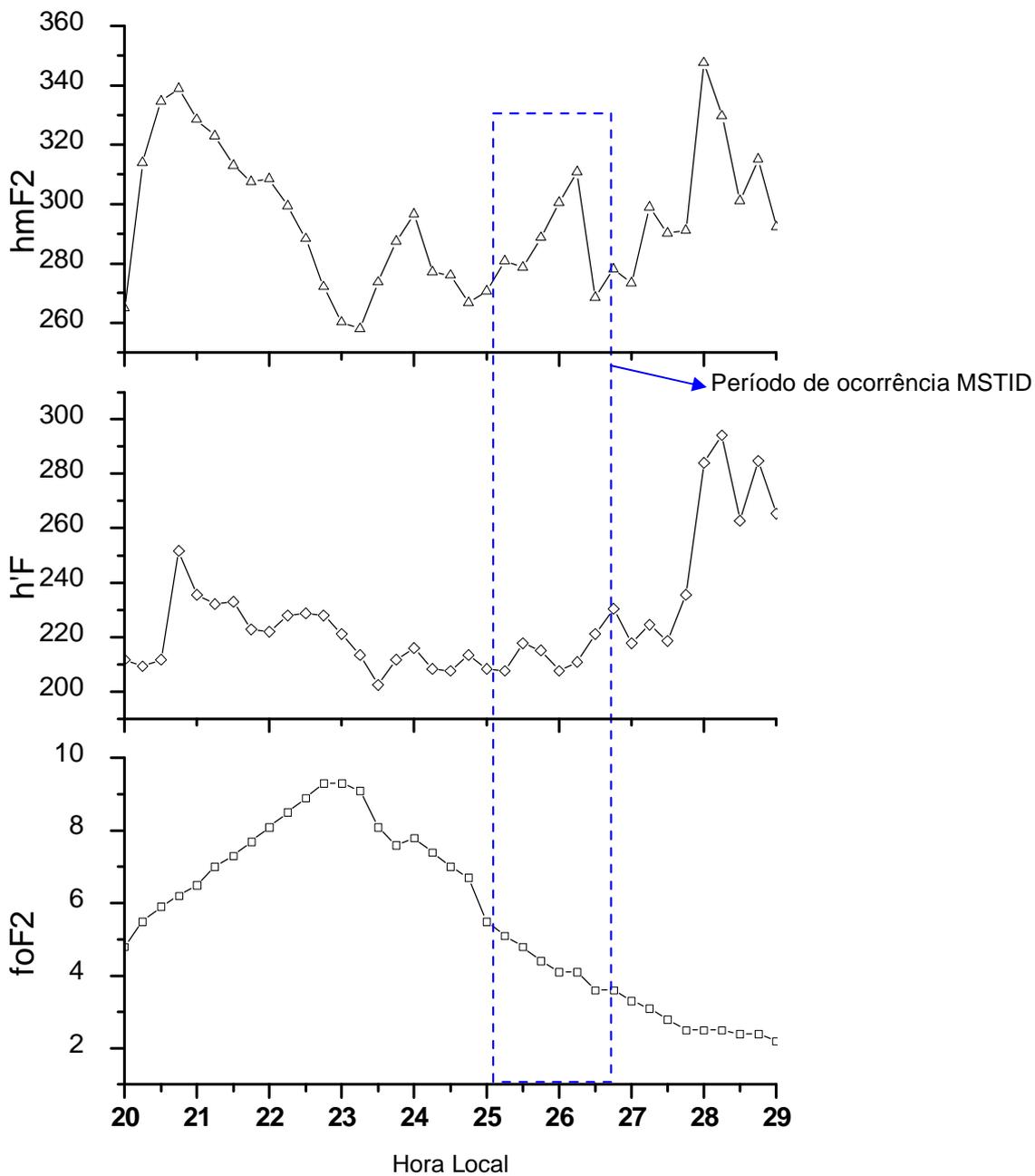


Figura 4.18 - Variação temporal dos parâmetros  $h'F$ ,  $hmF2$  e  $foF2$  para a noite de 29-30 de junho de 2000.

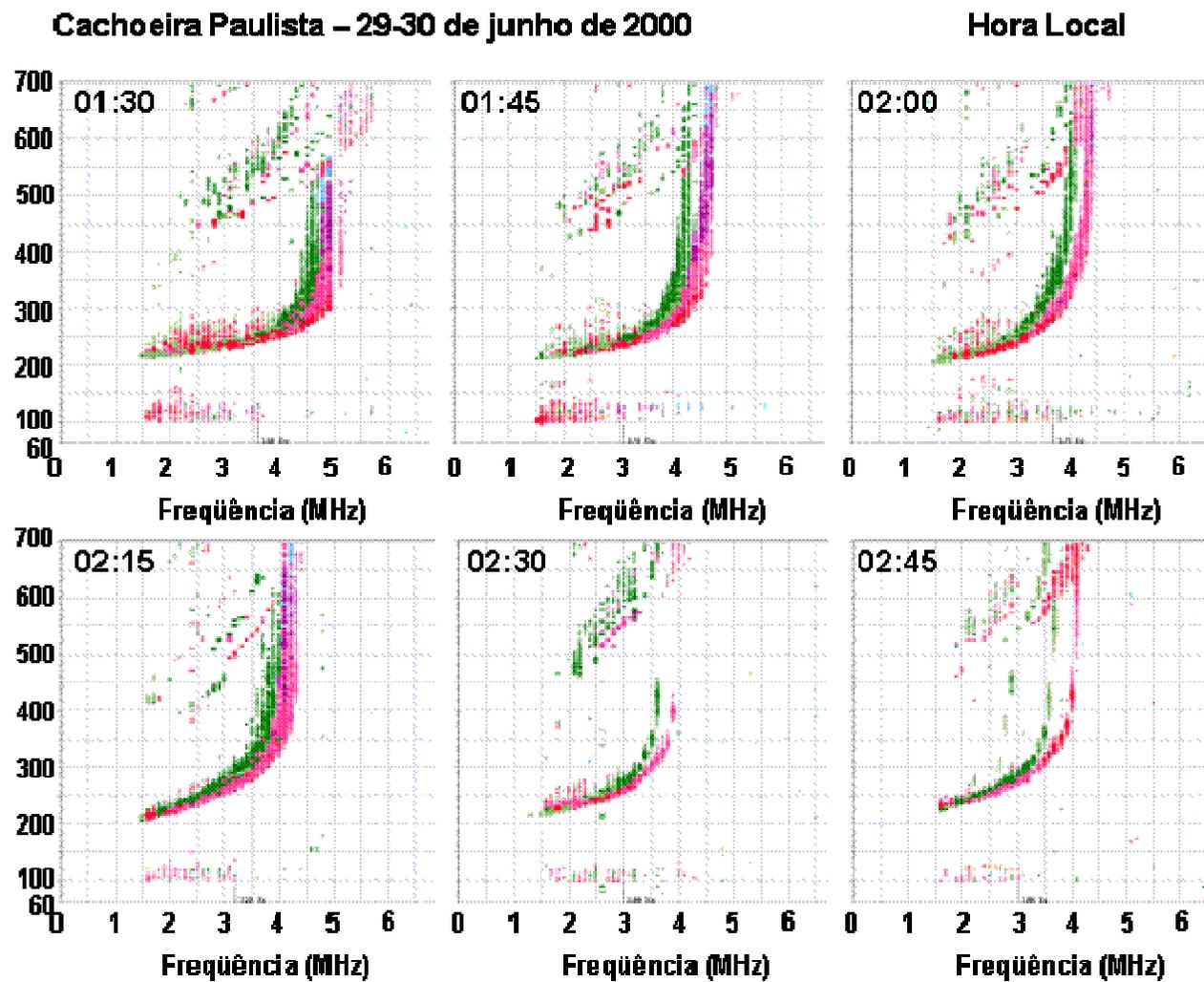


Figura 4.19 - Ionogramas obtidos em Cachoeira Paulista na noite de 29-30/06/2000. A sequência mostra a ocorrência de spread-F do tipo frequência durante a passagem de MSTIDs de acordo com a hora local.

A relação inversa entre a ocorrência de MSTIDs e a atividade solar pode ser explicada pela taxa de crescimento da instabilidade. Conforme visto na equação 2.41, a taxa de crescimento é inversamente proporcional ao termo relativo à frequência de colisão. Durante o período de máximo solar, a ionização é maior e, conseqüentemente, a frequência de colisão entre íons e partículas neutras também é maior e, portanto, a taxa de crescimento da instabilidade é menor, conforme proposto por Perkins.

#### **4.5 Relação entre MSTIDs e spread-F nos sinais de ionossonda**

O termo spread-F está relacionado à aparência visual dos ionogramas, os quais mostram traços difusos na região F. O spread-F é classificado como espalhamento em altura e frequência.

O espalhamento em altura é muitas vezes associado a passagens das bolhas ionosféricas e é devido a irregularidades que se estendem desde a base até o topo da camada F. Sua aparência nos ionogramas se dá por múltiplos ecos em todas as frequências. O espalhamento em frequência é devido a irregularidades que ficam restritas na base da camada F2 e é vista nos ionogramas como múltiplos ecos em frequências mais altas.

O spread-F registrado nos ionogramas durante a passagem das MSTIDs é predominantemente do tipo frequência. Exemplos desse fenômeno foram mostrados nas figuras 4.10, 4.13 e 4.16.

#### **4.6 Análise de dados de GPS**

A fim de verificar a possibilidade de que as MSTIDs pudessem conter irregularidades de plasma com escalas menores, foram analisados dados referentes ao índice de cintilação S4, obtidos por GPS, para trinta noites, para as quais havia registros prévios de ocorrências de MSTIDs.

Uma questão bastante relevante relacionada com a passagem das MSTIDs refere-se às possíveis cintilações nos sinais de GPS. De uma forma bem sucinta, a teoria relacionada com cintilações nos sinais de GPS prediz que o grau da cintilação no sinal depende de alguns parâmetros, tais como as

dimensões das irregularidades no plasma ionosférico, da distância dessas irregularidades ao receptor, do ângulo de incidência do sinal do GPS relativo às irregularidades do plasma e também da frequência do sinal do GPS, entre outros.

Uma estimativa para as dimensões das irregularidades de plasma que produzem cintilações consideráveis nos sinais de GPS pode ser determinada através da expressão:

$$L = \sqrt{2\lambda d} \quad (3.42)$$

onde  $\lambda$  é o comprimento de onda do sinal do GPS e  $d$  é a distância da camada das irregularidades. Nessa estimativa supõe-se que o satélite encontra-se sobre o zênite. Considerando a camada que contém as irregularidades de plasma a uma distância  $d = 275$  km, e sendo a frequência L1 do GPS igual a 1,57542 GHz, tem-se que as irregularidades com dimensões da ordem de 320 m são as que mais irão contribuir para os efeitos de cintilações no sinal.

No entanto, as bandas observadas pelo imageador são de grande escala e teoricamente não perturbariam significativamente os sinais de GPS. Porém, considerando que as mesmas poderiam conter um largo espectro de irregularidades de plasma com escalas menores, as cintilações nos sinais do GPS poderiam ocorrer. Tal especulação é justificada através de uma analogia com as irregularidades de grande escala (as bolhas de plasma) que tem origem na região equatorial e se desenvolvem atingindo a região de baixas latitudes.

Caso essas bandas escuras produzissem cintilação nos sinais de GPS, tal fenômeno poderia ser explicado pela teoria da difração. Essa teoria se baseia no princípio de que, ao atravessar uma região de irregularidades com flutuações em seu índice de refração, uma onda plana seria distorcida a partir de variações em sua fase.

Dez das trinta noites apresentaram pequeno nível de cintilação no horário em que foram detectadas a passagem de MSTIDs. Foram considerados os níveis de cintilação igual ou superior a 0,2 e cujos satélites apresentavam ângulo de

elevação maior que  $40^\circ$ , pois satélites muito próximos da linha do horizonte tendem a gerar efeitos de multipercurso. Os gráficos apresentados nas figuras 4.20, 4.21 e 4.22 ilustram 3 dos 10 eventos detectados.

Em cada um dos gráficos é mostrado o nível de cintilação, representado pelas barras vermelhas, o ângulo de elevação do satélite (curva azul) e os círculos na cor preta indicam os níveis de cintilação ocorridos no mesmo horário em que se registram passagens de MSTIDs em imagens “all-sky”. Cada figura apresenta 31 gráficos, onde cada um deles é registrado por um satélite específico. Os dados referentes aos sinais de GPS foram obtidos através do receptor instalado em Cachoeira Paulista.

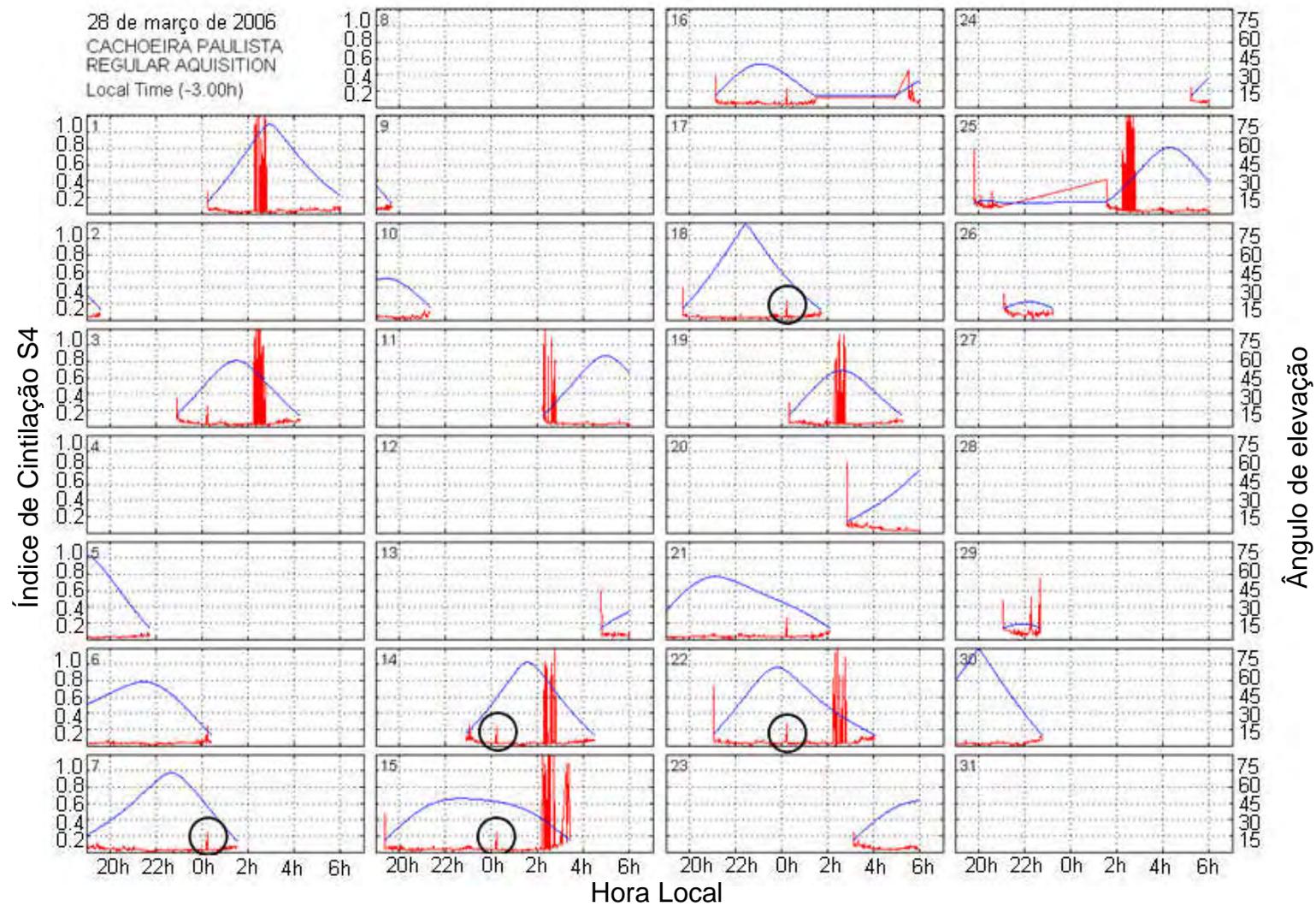


Figura 4.20- Variação temporal do índice de cintilação S4 referente à noite de 28-29 de março de 2006, para a estação de Cachoeira Paulista.

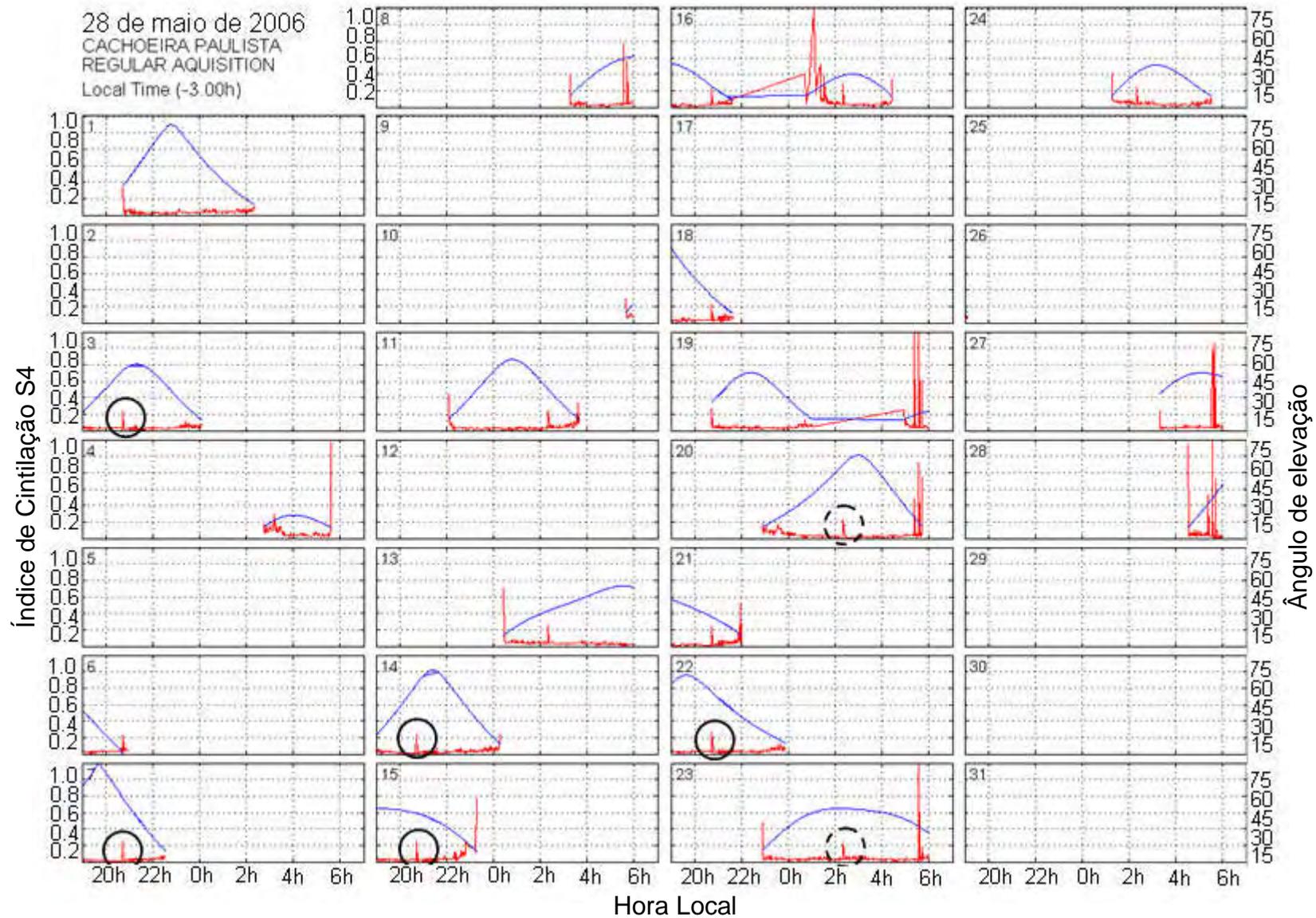


Figura 4.21 – Variação temporal do índice de cintilação S4 referente à noite de 28-29 de maio de 2006, para a estação de Cachoeira Paulista.

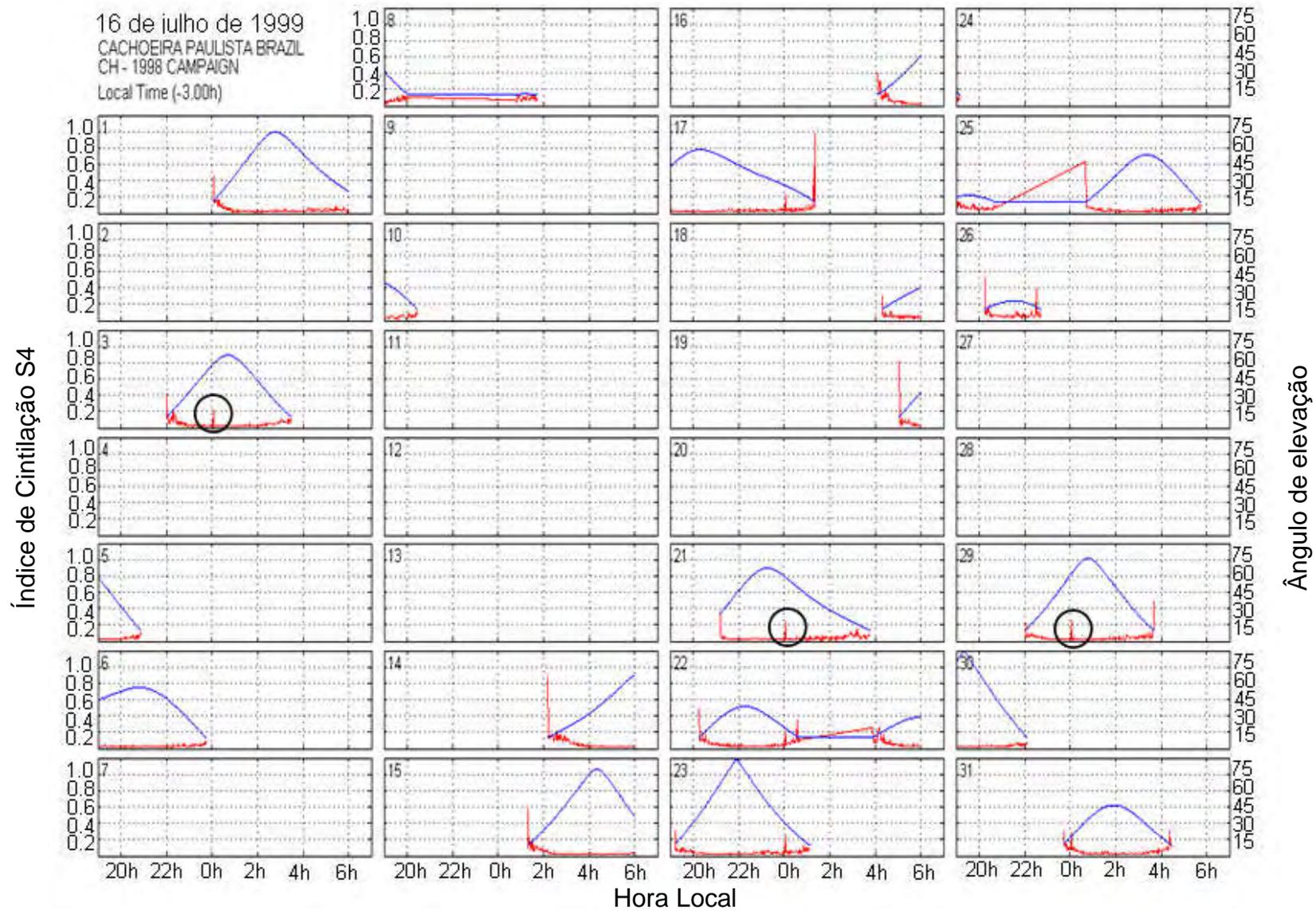


Figura 4.22 – Variação temporal do índice de cintilação S4 referente à noite de 16-17 de julho de 1999, para a estação de Cachoeira Paulista.

As Figuras 4.20 e 4.22 mostram pequena cintilação nos horários próximos da meia noite, exatamente o horário em que se visualiza a passagem de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista nas imagens “all-sky”. Na Figura 4.21, gráficos 3, 7, 14, 15 e 22, no horário próximo das 21:00 LT e nos gráficos 20 e 23 para o horário próximo das 02:30 LT, sendo que, nesta noite, foram observadas MSTIDs por um longo período de tempo, das 19:40 LT às 04:40 LT.

Na Figura 4.22, a forte cintilação após as 02:00 LT não está relacionada à passagem das MSTIDs, porém, é visto nas imagens “all-sky” que, após a passagem das MSTIDs, para esse dia especificamente, a camada F continua alta, o que caracteriza uma baixa densidade eletrônica local e conseqüentemente, a intensidade da emissão OI 630 nm continua fraca.

Portanto, as MSTIDs não apresentam irregularidades internas de menor escala e não podem ser explicados pela teoria da difração. Dessa forma, o spread-F ocorrido nos sinais de ionossonda devido a passagem dessas bandas, pode ser atribuído, segundo a explicação de Bowman (1992), à reflexão de pulsos da ionossonda por superfícies isoiônicas que apresentam gradientes horizontais na densidade máxima do plasma ionosférico.

## 5 CONCLUSÕES

O objetivo deste estudo foi caracterizar um caso particular de MSTID, vistas em imagens “all-sky” como bandas escuras que se propagam de sudeste para noroeste e que produzem espalhamento em sinais de ionossonda.

As principais características deste caso específico de MSTIDs estão sumarizadas a seguir:

- 1) A característica mais notável é seu alinhamento de sudoeste a nordeste e direção de propagação de sudeste para noroeste (com azimutes de  $280^\circ$  a  $320^\circ$ ) em uma altitude de aproximadamente 220-350 km, com velocidades que variam desde 50 m/s até 200 m/s.
- 2) Sua maior frequência de ocorrência se dá durante o período de atividade solar mínima, seguida pelo período de atividade solar descendente e ascendente, sendo que em período de máxima atividade solar não foram registradas imagens nítidas de tal fenômeno. A explicação para a frequência de ocorrência se baseia na taxa de crescimento da instabilidade, que, conforme mostrado anteriormente, é maior no período de mínima atividade solar.
- 3) Sua variação noturna também está relacionada à atividade solar, sendo que, em períodos de mínimo solar, um número maior de bandas escuras atinge o zênite de Cachoeira Paulista. Assim, o tempo de vida das MSTIDs pode ser até duas horas maior durante o mínimo do que durante as demais fases do ciclo solar. A explicação para este comportamento se baseia na teoria magnetohidrodinâmica que prediz que tais bandas percorrem um caminho maior durante o período de atividade solar mínima, visto que o índice de absorção durante este período é menor, devido à menor frequência de colisão entre íons e partículas neutras durante este período. E durante o período de máxima

atividade solar, devido à maior frequência de colisão entre íons e partículas neutras, o caminho percorrido por essas bandas é menor.

- 4) A variação sazonal aponta maior ocorrência de MSTIDs durante períodos de inverno, o que indica a possibilidade de que o mecanismo de geração das bandas escuras esteja sendo afetado por efeitos da baixa e média atmosfera. As ondas de gravidade podem atuar como um mecanismo de disparo da instabilidade Perkins.
- 5) As MSTIDs analisadas se restringem a períodos geomagneticamente calmos, o que confirma a possível atuação de efeitos de baixa e média atmosfera na geração de tais bandas.
- 6) Quanto à análise de dados de ionossonda, foi observado que a passagem das MSTIDs está associada ao espalhamento do sinal e uma subida abrupta da camada ionosférica, com posterior diminuição na densidade eletrônica. O espalhamento detectado é do tipo “frequency spread-F” (espalhamento em frequência), que segundo a literatura se refere a irregularidades geradas na base da camada F, o que é consistente, uma vez que as bandas escuras foram detectadas através das imagens da emissão OI 630 nm, a qual se situa em uma altura aproximada de 220-300 km, que é a base da camada F.
- 7) A análise de sinais de ionossonda referentes ao período de máximo solar (ano 2000) confirmou as suspeitas de que o fenômeno pudesse ocorrer durante este período, porém com subidas menos abruptas. Novamente, a explicação se baseia na taxa de crescimento da instabilidade, mostrada graficamente na Figura 2.9. Caso não fosse detectada ocorrência de MSTIDs durante o máximo solar, haveria então outra discrepância em relação à teoria proposta por Perkins e mais longe se estaria da compreensão de tal fenômeno.

8) Os sinais de GPS mostraram pouquíssimos casos de ocorrência de cintilação simultâneos à passagem de MSTIDs. Por esse motivo e pelo fato de que o índice de cintilação foi muito pequeno durante esses poucos eventos, a possível explicação da ocorrência de spread-F pela teoria da difração foi descartada, assim como a hipótese da existência de estruturas de menor escala internas às MSTIDs.

Portanto, com base nas características observadas e na literatura consultada, pode-se concluir que as MSTIDs que se propagam de sudeste para noroeste, observadas no setor brasileiro de baixas latitudes, têm sua origem em médias latitudes no hemisfério sul, sendo provavelmente geradas pelo mecanismo de instabilidade Perkins.

Como sugestão para trabalhos futuros está o estudo sobre fontes de origens troposféricas, que, possivelmente, podem ser capazes de gerar ou ampliar a instabilidade eletrodinâmica, bem como o estudo, através de imageamento ótico, do setor sul de médias latitudes, a fim de investigar as origens do fenômeno.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

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...** Oxford: Pergamon Press, 1994. p.501-504.

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.

BITTENCOURT, J.A. **Fundamentals of plasma physics**. 3 ed. New York, NY: Springer, 2004. 678 p. ISBN (0-387-20975-1).

BITTENCOURT, J. A. **Excitation mechanisms for tropical emissions of atomic oxygen**. 1972. 184 p. (INPE-226-LAFE). Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1972.

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

BERTONI, F.C.P. **Estudos de derivas ionosféricas por meio de ionossondas digitais**. 1998. 135p. (INPE-7169-TDI/675). Dissertação de Mestrado em Geofísica Espacial, INPE, São José dos Campos, 1998.

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.

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.

CÂNDIDO, C.M.N.; PIMENTA, A.A.; BITTENCOURT, J.A.; GUEDES, F.B. A. 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, L17105, 2008.

DENARDINI, C. M. **Desenvolvimento de um sistema de correção de fase para o radar ionosférico de São Luis do Maranhão**. 1999. 137 p. (INPE-7174-TDI/676). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José Campos. 1999.

DUNGEY, J. W. Convective diffusion in the equatorial F - region . **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v.9, p. 304-310, 1956.

Estudo e Monitoramento Brasileiro do Clima Espacial (EMBRACE). **Ionossonda**. Disponível em: <[http://www.inpe.br/climaespacial/e\\_iono.php](http://www.inpe.br/climaespacial/e_iono.php)>. Acesso em: 12 ago. 2009.

FEJER, B. G. Natural ionospheric plasma waves. In **Modern Ionospheric Science**: KOHL,H.; RÜSTER, R; SCHLEGEL, K. (eds.). Katlenburg-Lindau: European Geophysical Society, p. 216-273, 1996.

FEJER, B.G.; KELLEY, M.C. Ionospheric Irregularities. **Reviews of Geophysics**, v.18, p.401-454, 1980.

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.

FREMOUW, E.; LEADABRAND, R.; LIVINGSTON, R.; COUSINS, M.; RINO,C.; FAIR, B.; LONG, R. Early results from the DNA Wideband satellite experiment—complex-signal scintillation. **Radio Science**, v. 13, n. 1, p. 167 – 187, 1978.

GARCIA, F.J.; TAYLOR, M.J.; KELLEY, M.C. Two-dimensional spectral analysis of mesospheric airglow image data. **Applied optics**, v.36, no.8, p.7374-7385,1997.

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, 2000.

GERSHMAN, B. N.; GRIGOR' YEV, G. I. Theory of moving ionospheric disturbances (magnetohydrodynamic absorption). **Geomagnetism and Aeronomy**, v. 5, p.2248-2255, 1965.

HAMZA, A. M. 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.

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.

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.

KELLEY, M. C. **The Earth's ionosphere** - plasma physics and electrodynamics, San Diego: Academic Press, 1989.

KELLEY, M. C.; FUKAO, S. Turbulent upwelling of the midlatitude ionosphere .2.theoretical framework. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 96, n.A3, p. 3747-3753, 1991.

KELLEY, M. C.; C. A. MILLER, Electrodynamics of midlatitude spread F, 3, Electrohydrodynamic waves? 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.; 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.

MENDE, S.B.; EATHER, R.H. Monochromatic all-sky observations and auroral precipitation patterns. **Journal of Geophysical Research**, v.81, no.22, p.3771, 1976.

MENDILLO, M.; BAUMGARDNER, J.; Airglow characteristics of equatorial plasma depletions. **Journal of Geophysical Research**, v. 87, n. A9, p. 7641-7651, 1982.

MENDILLO, M.; BAUMGARDNER, J.; COLERICO, M., NOTTINGHAM, D.; AARONS, J.; REINISH, B.; SCALI, J.; KELLEY, M. Investigations of thermospheric-ionospheric dynamics with 6300-A 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 electrodynamic of the mid-latitude 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.

MUELLA, M. T. A. H. **Morfologia e dinâmica das irregularidades ionosféricas de pequena escala e imageamento ionosférico por GPS**. 2008, 383p. (INPE-15365-TDI/1393). Tese de Doutorado em Geofísica Espacial, INPE, São José dos Campos, 2008.

NATIONAL OCEANIC AND ATMOSPHERIC ADMINISTRATION (NOAA). Disponível em <http://celebrating200years.noaa.gov/transformations/gps/side1.html>>. Acesso em 20 fev. 2010

NOGUEIRA, P.A.B. **Estudo da Anomalia de ionização equatorial e dos ventos termosféricos meridionais durante períodos calmos e perturbados na região de baixas latitudes brasileira**. 2009. 146 p. (INPE-15774-TDI/1517). Dissertação de mestrado em Geofísica Espacial, INPE, São José dos Campos, 2009.

PERKINS, F. W. Spread-F and ionospheric currents. **Journal of Geophysical Research**, v.78, n. 1, p. 218-226, 1973.

PERKINS, F. W., ZABUSKY N. J., and DOLES J. H. Deformation and striation of plasma clouds in the ionosphere, 1, **Journal of Geophysical Research**, v.78, n.4, p.697-709, 1973.

PIMENTA, A. A. **Estudos da deriva zonal e dinâmica das bolhas de plasma na região tropical**. 2002. 194p. (INPE-9546-TDI/827). Tese de doutorado em Geofísica Espacial- INPE, São Jose dos Campos. 2002.

PIMENTA, A. A.; FAGUNDES, P. R.; SAHAI, Y.; BITTENCOURT, J. A.; ABALDE, J. R. Equatorial F-region plasma depletion drifts: latitudinal and seasonal variations. **Annales Geophysicae**, v. 21, p. 2315-2322, 2003.

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. and 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. **Geophysics Research Letters**, v.35, L16103,2008b.

RATCLIFFE, J. A. **The magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere**. Cambridge: University Press, 1962.

RESENDE, L.F.C. **Mineração de dados aplicada à análise de predição de cintilação ionosférica**. 2009. 176p. (INPE – 16080 – TDI/1537). Dissertação de mestrado em Computação Aplicada – INPE, São José dos Campos. 2009.

RISHBETH, H.; GARRIOT, O. K. **Introduction to ionospheric physics**. New York: Academic Press, 1969.

WEBER, E. J.; BUCHAU, J.; EATHER, R. H.; MENDE, S. B. North-South aligned equatorial airglow depletions. **Journal of Geophysical Research**, v. 83, n. A2, p. 712-716, 1978.

WEBER, E. J.; BUCHAU, J.; MOORE, J. G. Airborne studies of equatorial F-layer ionospheric irregularities. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 85, n.NA9, p. 4631-4641, 1980.

WRASSE, C. M. **Estudos de geração e propagação de ondas de gravidade atmosféricas**. 2004. 253 p. (INPE-12249-TDI/978). Tese de Doutorado em Geofísica Espacial - INPE, São José dos Campos. 2004.

YAMASHITA, C.S. **Efeito das tempestades magnéticas intensas na ionosfera de baixa latitude**. 2004. 75p. (INPE-7516-TDI/729). Dissertação de Mestrado em Geofísica Espacial- INPE, São José dos Campos. 1999.

YEH, K. C.; LIU, C. H. Radio wave scintillations in the ionosphere. **Proceedings of the IEEE**, v. 70, p. 324-360, 1982.

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