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

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/02.17.10.11-TDI

ESTUDO DE DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES NO CONTINENTE SUL AMERICANO

Cosme Alexandre Oliveira Barros Figueiredo

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas, orientada pelos Drs. Hisao Takahashi, e Cristiano Max Wrasse, aprovada em 15 de março de 2017.

URL do documento original:
<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NCM7GP>

INPE
São José dos Campos
2017

PUBLICADO POR:

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE
Gabinete do Diretor (GB)
Serviço de Informação e Documentação (SID)
Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970
São José dos Campos - SP - Brasil
Tel.:(012) 3208-6923/6921
E-mail: pubtc@inpe.br

COMISSÃO DO CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELECTUAL DO INPE (DE/DIR-544):
Presidente:
Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação (CPG)
Membros:
Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)
Dr. André de Castro Milone - Coordenação de Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)
Dra. Carina de Barros Melo - Coordenação de Laboratórios Associados (CTE)
Dr. Evandro Marconi Rocco - Coordenação de Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)
Dr. Hermann Johann Heinrich Kux - Coordenação de Observação da Terra (OBT)
Dr. Marley Cavalcante de Lima Moscati - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)
Silvia Castro Marcelino - Serviço de Informação e Documentação (SID)
BIBLIOTECA DIGITAL:
Dr. Gerald Jean Francis Banon
Clayton Martins Pereira - Serviço de Informação e Documentação (SID)
REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:
Simone Angélica Del Ducca Barbedo - Serviço de Informação e Documentação (SID)
Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)
EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:
Marcelo de Castro Pazos - Serviço de Informação e Documentação (SID)
André Luis Dias Fernandes - Serviço de Informação e Documentação (SID)

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

sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/02.17.10.11-TDI

ESTUDO DE DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES NO CONTINENTE SUL AMERICANO

Cosme Alexandre Oliveira Barros Figueiredo

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas, orientada pelos Drs. Hisao Takahashi, e Cristiano Max Wrasse, aprovada em 15 de março de 2017.

URL do documento original:
<http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NCM7GP>

INPE
São José dos Campos
2017

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

Figueiredo, Cosme Alexandre Oliveira Barros.

F469e Estudo de distúrbios ionosféricos propagantes no continente Sul Americano / Cosme Alexandre Oliveira Barros Figueiredo. – São José dos Campos : INPE, 2017.

xviii + 181 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m21b/2017/02.17.10.11-TDI)

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

Orientadores : Drs. Hisao Takahashi, e Cristiano Max Wrasse.

1. Ondas de gravidade. 2. Ionosfera terrestre. 3. Distúrbios ionosféricos propagantes. 4. Satélites NAVSTAR. 5. Emissão do OI630,0 nm. I.Título.

CDU 551.510.535

Esta obra foi licenciada sob uma Licença Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada.

This work is licensed under a Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License.

Aluno (a): ***Cosme Alexandre Oliveira Barros Figueiredo***

Título: "ESTUDO DE DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES NO CONTINENTE SUL AMERICANO".

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

Geofísica Espacial/Ciências Atmosféricas

Dra. Maria Virginia Alves

Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. Hisao Takahashi

Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Cristiano Max Wrasse

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

Dr. Alisson Dal Lago

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

Dr. Esfhan Alam Kherani

Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Marcio Tadeu de Assis Honorato Muella

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

Dr. Igo Paulino da Silva

Convidado(a) / UFCG / Campina Grande - PB

Este trabalho foi aprovado por:

( ) maioria simples

(X) unanimidade

São José dos Campos, 15 de março de 2017

"Deus é o fundamento de todas as coisas. Toda verdadeira ciência está em harmonia com Suas obras; toda verdadeira educação conduz à obediência ao Seu governo. A ciência desvenda novas maravilhas à nossa vista; faz altos vôos, e explora novas profundidades; mas nada traz de suas pesquisas que esteja em conflito com a revelação divina. A ignorância pode procurar apoiar opiniões falsas a respeito de Deus apelando para a ciência; mas o livro da natureza e a Palavra escrita derramam luz um sobre o outro. Somos assim levados a adorar o Criador, e a depositar uma confiança inteligente em Sua Palavra".

Ellen G. White
em *"Patriarcas e Profetas"*

Á Luana Karina

AGRADECIMENTOS

Agradeço a **Deus** por me dar sabedoria, paciência e determinação para concluir mais uma etapa da minha vida. Agradeço a minha esposa **Luana** pela sua incondicional dedicação em sempre me apoiar e me acompanhar nas minhas aventuras. Agradeço aos Drs. **Hisao Takahashi** e **Cristiano Max Wrasse** por sua paciência, dedicação e liderança em me ensinar a arte de fazer ciência. Agradeço aos Drs. **Yuichi Otsuka** e **Kazuo Shiokawa** por me acolherem no Japão, no '*Institute for Space-Earth Environmental Research*' (ISEE), durante o período de doutorado sanduíche, além do apoio, do incentivo e de inúmeras sugestões durante várias etapas deste trabalho. Agradeço aos Drs. **Takuji Nakamura** e **Akira Kadokura** do '*National Institute of Polar Research*' (NIPR) que disponibilizaram os dados de magnetômetros nas estações de Syowa e Husafell. Agradeço aos institutos que mantêm as redes de receptores GNSS em funcionamento: RBMC (Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística - Brasil), RAMSAC (Instituto Geográfico Nacional - Argentina), CORS ('*National Geodetic Survey*' - EUA), SOPAC ('*University of California*' - San Diego, EUA), IGS ('*International GNSS Service*') e UNAVCO ('*National Science foundation*' - EUA e '*National Atmospheric and Space Administration*' - EUA), por disponibilizarem, via ftp, os arquivos RINEXs, substanciais para a obtenção dos resultados. Agradeço ao programa de Estudo e Monitoramento Brasileiro do Clima Espacial (EMBRACE) pela disponibilização dos arquivos RINEXs e imagens da aeroluminescência noturna. Agradeço ao Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPTEC) pela disponibilização de imagens do '*Geostationary Operational Environmental Satellite*' (GOES) 13. Agradeço ao '*National Institute of Information and Communications Technology*' (NICT) - Japão, pela disponibilização dos mapas de conteúdo eletrônico total perturbado da América do Norte. Agradeço à Dra. **Maria Virgínia Alves** e ao Conselho de Pós-graduação em Geofísica Espacial pela disponibilização dos recursos financeiros e computacionais imprescindíveis à realização desta pesquisa. Agradeço ainda a todos os colegas e amigos, cujo convívio tornarão as memórias desta caminhada uma saudosa lembrança. Agradeço o apoio financeiro e institucional do Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), projeto nº 161894/2015-1, da Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior (CAPES), pela bolsa de doutorado, modalidade DS, e do doutorado sanduíche, projeto nº BEX 4488/14-8, e do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). Agradeço, finalmente, à população brasileira por pagar seus impostos e tornar esta tese uma realidade.

RESUMO

Distúrbios ionosféricos propagantes (TIDs) são fenômenos comuns na ionosfera, os quais induzem perturbações na aeroluminescência atmosférica e no conteúdo eletrônico total (TEC). Neste trabalho abordamos a análise dos TIDs noturnos observados na emissão do OI 630,0 nm em Cachoeira Paulista (22,4°S; 45,0°O), São Paulo. As medidas foram realizadas entre junho de 2013 e dezembro de 2015, totalizando 58 casos. Um extenso estudo de TIDs diurnos também foi realizado utilizando mapas de TEC perturbado, sobre a região sul sudeste do brasil (15-30°S; 35-55°O). Os dados analisados foram obtidos por três redes de receptores GNSS de solo entre dezembro de 2012 e fevereiro de 2016. No total foram observados 826 eventos de TIDs. Algumas evidências observacionais de TIDs, originárias em regiões aurorais, também foram registradas. A maior contribuição do presente trabalho foi a caracterização dos parâmetros dos TIDs, como comprimento de onda, velocidade de fase, período e direção de propagação, tanto diurnos quanto noturnos, no setor Sul-Sudeste do Brasil, no qual foi observada uma anisotropia na direção de propagação das ondas; no inverno as ondas se propagam para Norte-Nordeste e nas demais estações do ano em direções distintas. Para explicarmos esta anisotropia na direção de propagação, discutimos os resultados a partir da teoria da filtragem de ondas pelos ventos atmosféricos, e das possíveis fontes de geração na baixa atmosfera. Os principais resultados desta tese foram: as ondas observadas sobre a região Sul-Sudeste do Brasil estão possivelmente associadas com convecções intensas; a anisotropia na direção de propagação deve-se, em parte, à localização e a variação sazonal das fontes de geração dos TIDs; os TIDs noturnos são mais susceptíveis a filtragem do vento neutro do que os TIDs diurnos; os processos dissipativos tais como a viscosidade molecular e a difusividade térmica também exercem influência tanto nos TIDs diurnos quanto noturnos.

Palavras-Chave: Ondas de gravidade, ionosfera terrestre, distúrbios ionosféricos propagantes, Satélites NAVSTAR, emissão do OI 630,0 nm.

STUDY OF TRAVELLING IONOSPHERIC DISTURBANCES IN THE SOUTH AMERICA CONTINENT

ABSTRACT

Travelling Ionospheric Disturbances (TIDs) are common phenomena in the ionosphere, which usually induces disturbances in atmospheric airglow layers and in the Total Electron Content (TEC). In this work, we analized nocturnal TIDs, observed by OI 630,0 emission at Cachoeira Paulista (22.4°S, 45.0°W), São Paulo. The observations were carried out from June 2013 to December 2015, and we found 58 TIDs. An extensive study of diurnal TIDs was conducted using detrend TEC maps, over South-Southeast region of Brazil (15-30°S, 35-55°W). The analysed data were obtained by three GNSS receivers networks between December 2012 and February 2016. In total, were observed 826 events of TIDs. Observational evidence of TIDs originating in auroral regions was also been observed. The major contribution of this work was to find out the main characteristics of the TIDs parameters in terms of horizontal wavelength, phase velocity, period and propagation direction in the South-Southeast sector of Brazil in which an anisotropy was observed in the propagation direction of the waves; during winter the waves propagates to North-Northeast while in the other seasons to different directions. To explain this characteristic, we discuss the anisotropy in terms of wind filtering theory and tropospheric wave sources. The main result of this thesis were: the TIDs are mainly generated by intense tropospheric convections; the observed anisotropy in the propagation direction may be due to the locations of the wave sources; the nightime TIDs are more susceptible to neutral wind filtering process than the daytime TIDs; dissipative processes such as molecular viscosity and thermal diffusivity may also influence both daytime and nighttime TIDs.

keywords: Gravity waves, Earth ionosphere, traveling inospheric disturbances, NAVSTAR satellites, OI 630.0 nm emission.

SUMÁRIO

Pág.

1 INTRODUÇÃO 1
1.1 Objetivos 2
1.2 Estrutura da Tese 3

2 DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES 5
2.1 Instabilidade Perkins 6
2.1.1 Breve revisão matemática da instabilidade Perkins 7
2.1.2 Pertubações no campo elétrico associadas com TIDs 10
2.1.3 Acoplamento entre as regiões E e F 14
2.2 Ondas de gravidade na termosfera 18
2.2.1 Propagação de ondas de gravidade na termosfera 18
2.2.1.1 Descrição matemática da teoria de ondas de gravidade 18
2.2.1.2 Linearização do conjunto de equações básicas 20
2.2.1.3 Relação de dispersão 22
2.3 Observações dos TIDs 27
2.3.1 Observações de TIDs por meio do sinal GNSS 28
2.3.2 Observações de TIDs por meio de imageadores *All-Sky* 35
2.3.3 TIDs originários por distintos fenômenos 41

3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA 49
3.1 Imageador *All-Sky* 49
3.1.1 Determinação dos parâmetros de ondas dos TIDs 52
3.2 O sistema GNSS 54
3.3 Metodologia de cálculo da componente perturbada do TEC (dTEC) . . . 58
3.4 Mapas bidimensionais (2D) de dTEC 59
3.5 Keogramas de dTEC 62
3.5.1 Metodologia de análise dos keogramas 64
3.5.2 Propagação de incerteza e nível de significância 69
3.5.3 Resultados da análise espectral 71
3.5.4 Análise espectral para os keogramas de dTEC 71

4 TIDs OBSERVADOS POR MEIO DO IMAGEADOR *All-Sky* . 75
4.1 Descrição dos TIDs noturnos observados no Sul-Sudeste do Brasil 75

4.2 Caraterísticas dos TIDs−banda escura 76
4.2.1 Sazonalidade 78
4.2.2 Direção de propagação 82
4.3 Caraterísticas dos TIDs-periódicos 83
4.3.1 Sazonalidade dos TIDs-periódicos 84
4.3.2 Comprimentos de onda horizontal dos TIDs-periódicos 86
4.3.3 Períodos dos TIDs-periódicos 87
4.3.4 Velocidade de fase horizontal dos TIDs-periódicos 88
4.3.5 Direção de propagação dos MSTIDs-periódicos 90
4.3.6 Filtragem dos MSTIDs-periódicos devido ao vento 93
4.4 Sumário dos resultados e conclusões encontrados para os MSTIDs banda escura e periódicas 97

5 TIDS DIURNOS OBSERVADOS NO SUL-SUDESTE DO BRASIL VIA MAPAS DE dTEC 99
5.1 Caraterísticas dos TIDs diurnos 99
5.1.1 Sazonalidade dos TIDs diurnos 100
5.1.2 Comprimentos de onda horizontal dos TIDs diurnos 104
5.1.3 Períodos dos TIDs diurnos 105
5.1.4 Velocidades de fase horizontal dos TIDs diurnos 107
5.1.5 Direções de propagação dos MSTIDs diurnos 109
5.2 Possíveis fontes de geração dos MSTIDs diurnos 114
5.3 Principais Resultados e Conclusões 126

6 ESTUDO DE CASO: DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES DE LARGA ESCALA OBSERVADOS DURANTE A TEMPESTADE MAGNÉTICA DE SÃO PATRÍCIO, EM 2015 127
6.1 LSTIDs associados à tempestades magnéticas 127
6.2 Resultados e discussões dos LSTIDs 129
6.3 Considerações Finais 137

7 CONCLUSÕES 139
7.1 MSTIDs noturnos 139
7.2 MSTIDs diunos 139
7.3 LSTIDs 140
7.4 Características gerais do TIDs 141
7.5 Recomendações Futuras 141

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS 143

APÊNDICE A - DETERMINAÇÃO DO CONTEÚDO ELETRÔNICO TOTAL (TEC) 167
A.1 Pseudodistância 167
A.2 Fase da onda portadora 169
A.3 Erros envolvidos nos observáveis 171
A.4 Cálculo do TEC nas medidas de dupla frequência 172
A.4.1 TEC dos observáveis 172
A.4.2 Remoção da ambiguidade ('*phase-leveling*') 173

APÊNDICE B - OBSERVAÇÕES SIMULTÂNEAS DOS MSTIDs UTILIZANDO IMAGEADOR *ALL-SKY* E MAPAS/KEOGRAMAS DE dTEC 177

1 INTRODUÇÃO

Os distúrbios ionosféricos propagantes (em inglês, '*Traveling Ionospheric Disturbances*' - TIDs) são perturbações do tipo onda (também sóliton) que ocorrem no plasma ionosférico, com comprimento de onda da ordem de centenas a milhares de quilômetros e velocidade da ordem de centenas de metros por segundo Hunsucker (1982) e Kelley (2011).

As primeiras observações dos TIDs datam da década de 1940 (MUNRO, 1948). Contudo, o fenômeno começou a ser modelado numericamente na década de 1950, publicado inicialmente por Hines (1960). Os TIDs são estudados por meio de vários equipamentos, como: ionossondas (MORGAN et al., 1978; AMORIM et al., 2011), satélites (EVANS et al., 1983; JACOBSON et al., 1995), radar de espalhamento incoerente (BEHNKE, 1979; KIRCHENGAST et al., 1996), imageamento da aeroluminescência (PIMENTA et al., 2008a; CANDIDO et al., 2008; PAULINO et al., 2016) e receptores GNSS (sigla em inglês para '*Global Navigation Satellite System*') (SAITO et al., 1998; OTSUKA et al., 2013).

Os resultados de medidas com radares mostraram que os TIDs tem estruturas polarizadas, com campo elétrico da ordem de 5 mV/m. Quando ocorre uma variação deste campo elétrico, uma força elétrica é gerada e pode causar uma instabilidade no plasma e gerar os TIDs (BEHNKE, 1979; SAITO et al., 1998; KELLEY et al., 2000; SHIOKAWA et al., 2003b).

Jacobson et al. (1995), utilizando dados de satélite, verificaram que a direção de propagação dos TIDs diurnos são diferentes dos TIDs noturnos; durante o dia, propagam-se, principalmente, para o Sul e à noite para Sudoeste, no hemisfério Norte. Estas diferenças podem ser ocasionadas por diferentes mecanismos de produção dos TIDs diurnos e noturnos (MILLER et al., 1997; KELLEY; MILLER, 1997). Atualmente, sabe-se que os TIDs diurnos propagam-se em direção ao equador, e especula-se que eles sejam gerados por ondas de gravidade na termosfera (FUKUSHIMA et al., 2012). Por outro lado, TIDs noturnos propagam-se para Sudoeste (Noroeste) no hemisfério Norte (hemisfério Sul), concordando com a teoria de polarização do campo elétrico, que tem um importante papel na geração dos TIDs noturnos (SHIOKAWA et al., 2003a).

Observações da linha vermelha do oxigênio atômico, OI 630,0 nm, por meio de imageadores, mostram que os TIDs apresentam propagações características dos TIDs (MENDILLO et al., 1997; KUBOTA et al., 2000; GARCIA et al., 2000; SHIOKAWA et al.,

2003a), corroborando com as observações feitas por Jacobson et al. (1995). Além disso, estudos realizados em diferentes partes do globo, evidenciam uma sazonalidade dos TIDs com os meses do ano e com o ciclo solar; no setor japonês (SHIOKAWA et al., 2003a); no Leste Asiático (FUKUSHIMA et al., 2012); em Arecibo (GARCIA et al., 2000; MARTINIS et al., 2010), no setor do pacífico central e Sul americano (DULY et al., 2013) e também no setor brasileiro (PIMENTA et al., 2008a; CANDIDO et al., 2008; AMORIM et al., 2011).

Na década de 1990, os cientistas calcularam o conteúdo eletrônico total ('*Total Electron Content*' - TEC) ao longo do sinal entre o receptor GNSS (sigla em inglês, '*Global Navigation Satellite System*') e o satélite. Saito et al. (1998) reportaram, pela primeira vez, mapas em duas dimensões (2D) de TEC perturbado causado pela passagem dos TIDs sobre o Japão. Da mesma forma, Kotake et al. (2007), Otsuka et al. (2011) e Otsuka et al. (2013) aplicaram o método para receptores de GPS no Sul da Califórnia, Japão e Europa, respectivamente, e reportaram uma estatística acerca das características dos TIDs, concordando com os resultados encontrados nas observações da aeroluminescência atmosférica.

Na última década, vários estudos foram desenvolvidos com a finalidade de descobrir quais são as fontes mais prováveis dos TIDs na atmosfera terrestre. As principais fontes sugeridas estão relacionadas com os seguintes fenômenos: tempestades convectivas (VADAS et al., 2014), ondas oceânicas (VADAS et al., 2015; ZABOTIN et al., 2016), tsunamis (MAKELA et al., 2011; KHERANI et al., 2012), ablação de meteoros (VADAS et al., 2014), terremotos (GALVAN et al., 2012), tornados (NISHIOKA et al., 2013) e aquecimento auroral (PRADIPTA et al., 2016). Portanto, vários fenômenos têm a capacidade de produzir oscilações que perturbam o sistema ionosfera/termosfera e assim produzir os TIDs. Umas das consequências dos TIDs é o surgimento de '*spread* F', o espalhamento da camada F, causa interrupções e/ou alterações nas comunicações de rádio (AMORIM et al., 2011).

Desta forma, a **motivação** para a realização do presente trabalho surgiu do questionamento sobre a existência de TIDs diurnos no Sul-Sudeste do Brasil, e aspectos referentes à condição de propagação e parâmetros (comprimento de onda, período, velocidade de fase e direção de propagação) dos TIDs.

1.1 Objetivos

A presente tese foi idealizada com o objetivo de caracterizar (comprimento de onda horizontal, período, velocidade de fase horizontal, direção de propagação e sazonali-

dade) os TID diurnos e noturnos no setor Sul americano, com o intuito de confrontar observações documentadas e previsões fornecidas por modelos.

De forma mais específica, esta tese pretende:

a) Classificar e caracterizar os TIDs por meio da análise das imagens da aeroluminescência noturna e mapas/keogramas de TEC perturbado;

b) Realizar um estudo comparativo da ocorrência e das características dos TIDs observados via emissão da aeroluminescência e via mapas de TEC perturbado para o período de dezembro de 2012 a fevereiro de 2016;

c) Investigar as características observadas dos TIDs: a variação temporal, espacial, direção de propagação, sazonalidade;

d) Comparar os TIDs observados no setor Sul americano com TIDs observados em outras partes do globo;

e) Investigar a origem e possíveis mecanismos de geração dos TIDs.

1.2 Estrutura da Tese

Com vistas a alcançar os objetivos mencionados acima, organizamos o presente trabalho da seguinte forma.

Para fornecer o embasamento teórico dentro do qual os fenômenos serão discutidos, o Capítulo 2 apresenta o formalismo matemático para a descrição dos TIDs gerados pela instabilidade Perkins, bem como seus efeitos no campo elétrico e acoplamento entre as regiões E e F. Em seguida, são apresentados os TIDs modelados matematicamente a partir da teoria linear das ondas de gravidade, incluindo efeitos dissipativos devido a viscosidade molecular e a difusividade térmica. Além disso, apresentamos um histórico sobre os TIDs oriundos da instabilidade Perkins e da propagação de ondas de gravidade, permitindo que o leitor obtenha um resumo sobre os principais trabalhos da literatura. Por fim, uma revisão bibliográfica descreverá os TIDs originados por diversas fontes.

Durante a realização desta pesquisa, verificou-se a necessidade do desenvolvimento de novas técnicas para análise dos keogramas oriundos dos mapas de TEC perturbado. Desta forma, toda a instrumentação e metodologia será apresentada em detalhes no Capítulo 3, desde a descrição dos instrumentos utilizados, como: imageador *All-Sky* e receptores GNSS. E a metodologia utilizada para calcular o TEC

perturbado, construção dos mapas e keograma do TEC perturbado e determinar os parâmetros dos TIDs por meio do imageador *All-Sky* e keogramas. Além das técnicas e métodos descritos no Capítulo 3, o Apêndice A apresenta a descrição do cálculo do TEC, e o Apêndice B apresenta um exemplo das observações simultâneas dos TIDs por meio do imageador *All-Sky* e mapas/keogramas de dTEC.

No Capítulo 4 são apresentados e discutidos os resultados das evidências observacionais de 58 TIDs observados pelo imageador *All-Sky*, mais especificamente na emissão do oxigênio atômico no comprimento de onda 630,0 nm ($\sim$ 250 km de altitude). O período observado é de junho de 2013 até dezembro de 2015, no observatório de Cachoeira Paulista (SP) (7,4°S; 36,5°O), abordando a classificação dos TIDs de acordo com suas características morfológicas e a natureza física dos mesmos.

Por sua vez, o Capítulo 5 aborda os resultados e discussões dos TIDs diurnos, observados a partir dos keogramas de TEC perturbado, durante o período de dezembro de 2012 até fevereiro de 2016, na região Sul-Sudeste do Brasil; propiciando a caracterização dos TIDs diurnos, bem como sua comparação com resultados de diferentes regiões, e associação de suas direções de propagação com fontes localizadas na troposfera.

No Capítulo 6 , discutimos detalhadamente o estudo de alguns TIDs observados em mapas de TEC perturbado, em ambos os hemisférios no setor americano, durante a tempestade magnética ocorrida no dia 17-18 de março de 2015. O enfoque será apresentar explicações para as diferentes direções de propagações observadas.

Por fim, no Capítulo 7, apresentamos as principais conclusões e fornecemos uma ideia geral dos resultados observados dos TIDs no continente Sul americano. Além disto, trazemos sugestões para a realização de trabalhos futuros.

2 DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES

Uma das mais importantes propriedades dinâmicas da atmosfera terrestre é a capacidade de suportar movimentos oscilatórios como, por exemplo, ondas de gravidade, ondas planetárias, ondas de maré e ondas acústicas. Estas ondas têm importância significativa devido à sua capacidade de transportar energia e *momentum*, modificando o estado termodinâmico local ou global da atmosfera (FRITTS; ALEXANDER, 2003).

Estruturas ondulatórias que se propagam na região ionosférica ou distúrbios ionosféricos propagantes, TIDs, são geralmente interpretados como flutuações na densidade do plasma que se propagam na ionosfera num amplo intervalo de velocidades e frequências (KELLEY, 2009).

A partir do trabalho de Hines (1960), estabeleceram-se os fundamentos da teoria das ondas de gravidade e, deste então, houve um aumento significativo dos estudos teóricos e observacionais.

Segundo Hunsucker (1982) e Leitinger e Rieger (2005) os TIDs podem ser classificados como:

- LSTID - distúrbio ionosférico propagante de larga escala (em inglês '*Large-Scale Traveling Ionospheric Disturbance*');

- MSTID - distúrbio ionosférico propagante de média escala (em inglês '*Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbance*');

- SSTID - distúrbio ionosférico propagante de pequena escala (em inglês '*Small-Scale Traveling Ionospheric Disturbance*').

A Tabela 2.1 apresenta um sumário das principais características dos LSTIDs e MSTIDs estudados por Hunsucker (1982) e dos SSTIDs estudados por Leitinger e Rieger (2005).

Tabela 2.1 - Características gerais dos tipos de TIDs observados na termosfera/ionosfera.

Tipo	**Período**	**Comprimento de Onda (km)**	**Velocidade (m/s)**	**Região de Origem**	**Direção de Propagação**
LSTID	30 min a várias horas	$\lambda > 1000$	300-1000	altas latitudes	Dos polos para o Equador
MSTID	15 a 60 min	$\lambda \leq 1000$	100-300	Altas e médias latitudes	De SE para NO (hemisfério Sul). De NE para SO (hemisfério Norte)
SSTID	poucos minutos	$\lambda \leq 100$	≤ 200	Não estabelecido	Não estabelecido

Apesar da Tabela 2.1 apresentar as caraterísticas gerais dos TIDs, alguns resultados observacionais não se enquadram nestas definições. Assim, na Seção 2.3 são apresentados alguns exemplos deste tipo.

Para entender os MSTIDs, nosso foco principal é abordar duas teorias que modelam o fenômeno: a instabilidade Perkins e suas peculiaridades (Seção 2.1), e a propagação de ondas de gravidade na termosfera, com efeitos dissipativos (Seção 2.2). Desta forma, podemos explicar diversas características do fenômeno com base em sua forma de propagação e morfologia a partir de diferentes teorias. Vale enfatizar que a teoria de ondas de gravidade é subdividida em ondas acústicas e ondas internas de gravidade. A primeira não será abordada nesta tese, e maiores detalhes sobre a mesma podem ser encontradas em Kherani et al. (2011), Kherani et al. (2012) e Fedorenko et al. (2015).

2.1 Instabilidade Perkins

A instabilidade Perkins é uma instabilidade na região F modulada por uma onda plana. A orientação azimutal da frente da onda plana que maximiza a taxa de crescimento da instabilidade depende da direção do campo elétrico de fundo, tipicamente Noroeste-Sudeste (Nordeste-Sudoeste) no Hemisfério Norte (Sul) (COSGROVE et al., 2004).

Nesta seção, abordamos a teoria da instabilidade Perkins por meio da bem de-

senvolvida teoria linear, e como a mesma explica o mecanismo de propagação e o surgimento dos distúrbios ionosféricos propagantes de média escala.

2.1.1 Breve revisão matemática da instabilidade Perkins

Em latitudes médias, supondo que a altura da camada F noturna estará em equilíbrio (estado estacionário) como resultado da igualdade entre a velocidade vertical, devido ao campo elétrico, movendo-se para Leste e/ou os ventos propagando-se para o equador, e o movimento vertical descendente devido a difusão dos íons ao longo da linha de campo magnético (MAKELA; OTSUKA, 2012). Este equilibrio pode ser descrito matematicamente pela Equação 2.1. A Figura 2.1 ilustra o modelo de equilíbrio da ionosfera, onde o secador de cabelo (vento neutro) empurra o ar contra o plano inclinado (campo magnético) para manter a bola de Ping-Pong (plasma) no lugar (KELLEY et al., 2003).

Figura 2.1 - Ilustração do modelo de equilíbrio da ionosfera em médias latitudes.

Fonte: Adaptado de Kelley et al. (2003).

A condição de equilíbrio para a equação da instabilidade Perkins é dado por:

$$\frac{|\mathbf{E}_0^*|\, cos\theta}{B} cosD = \frac{g}{\langle \nu_{in} \rangle} sen^2 D, \tag{2.1}$$

em que $\mathbf{E}_0^* = \mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}$, $\mathbf{E}$ é o campo elétrico, $\mathbf{U}$ é o vento neutro, e $\mathbf{B}$ é o campo magnético; θ é o ângulo entre $\mathbf{E}_0^*$ e a componente Leste geomagnética; D é o ângulo dip do campo magnético; g é o modulo da aceleração gravitacional na altitude da camada F, e $\langle \nu_{in} \rangle$ é a frequência de colisão íon-neutro.

O campo elétrico $\mathbf{E}$ é considerado menor e anti paralelo a $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$, porque $\mathbf{E}$ é, usualmente, gerado pelo dínamo da região F (RISHBETH, 1971a). Consequentemente,

a direção de $\mathbf{E}_0^* = \mathbf{E} + \mathbf{U} \times \mathbf{B}$ é próxima a direção de $\mathbf{U} \times \mathbf{B}$. Sabendo-se que $\mathbf{U}$ escoa para Sudeste durante a noite no hemisfério Norte(HEDIN et al., 1996). Portanto, $\mathbf{E}_0^*$, normalmente, tem a direção para Nordeste. Por outro lado, a condutividade Pedersen integrada ($\sum p$) ao longo das linhas de campo magnético é reduzida na região onde a frente da onda é alinhada de Noroeste para Sudeste, o que pode ser visto na Figura 2.2.

Figura 2.2 - Geração de campo elétrico de polarização ($\mathbf{E}_1$), quando a condutividade Pedersen tem uma estrutura alinhada de Noroeste para Sudeste, no hemisfério norte.

Fonte: Adaptado de Makela e Otsuka (2012).

Quando a corrente Pedersen ($\sum p\mathbf{E}_0^*$) atravessa a inomogeneidade de $\sum p$, é gerado um campo elétrico de polarização ($\mathbf{E}_1$) perpendicular à frente de fase de $\sum p$, com o objetivo de manter a continuidade da corrente.

A representação matemática da Figura 2.2 é apresentada na Equação 2.2, onde α representa o ângulo entre a componente Leste magnético e o vetor de onda ($\mathbf{k}$), e $\langle\nu\rangle_0$ e $\langle\nu\rangle_1$ são '*background*' e a perturbação de $\langle\nu_{in}\rangle$, respectivamente.

$$\langle\nu\rangle_0 E_0^* cos(\theta-\alpha) = (\langle\nu\rangle_0 - \langle\nu\rangle_1)\{E_0^* cos(\theta-\alpha) + E_1\}. \tag{2.2}$$

Devido a componente Leste de E_1, a camada é elevada para altas altitudes com velocidade $\frac{E_1 cos\alpha}{B} cosD$. Além disso, a velocidade descendente $\left(\frac{g}{\langle\nu\rangle_0 - \langle\nu\rangle_1} sen^2 D\right)$ também aumenta. Portanto, a velocidade vertical líquida do plasma (V_u) é a subtração das velocidade ascendentes e descendentes, como dado na Equação 2.3:

$$V_u = \frac{E_0^* cos\theta + E_1 cos\alpha}{B} cosD - \frac{g}{\langle\nu\rangle_0 - \langle\nu\rangle_1} sen^2 D. \tag{2.3}$$

Substituindo a Equação 2.2 na Equação 2.3, obtêm-se a velocidade vertical do plasma de outra forma:

$$V_u = \frac{\langle\nu\rangle_1}{\langle\nu\rangle_0 - \langle\nu\rangle_1} \frac{E_0^*}{B} cosDsen(\theta-\alpha)sen\alpha. \tag{2.4}$$

Quando $\theta > \alpha$, V_u é positivo, o plasma na região irá mover-se para altas atitudes, diminuindo $\langle\nu_{in}\rangle$ por causa do decréscimo da frequência de colisão com relação à altitude. O aumento na velocidade vertical ascendente não é compensado pela difusão, então o plasma na região F torna-se instável. E esta condição de instabilidade só é satisfeita quando $\mathbf{k}$ está entre $\mathbf{E}_0^*$ e a direção Leste (MAKELA; OTSUKA, 2012).

A forma mais simples da taxa de crescimento linear (γ) para a instabilidade Perkins (PERKINS, 1973; HAMZA, 1999) é dada pela Equação 2.5:

$$\begin{aligned} \gamma &= \frac{cE_0^* cosD}{BH} sen(\theta-\alpha)sen\alpha, \\ &= \frac{gsen^2 D}{\langle\nu\rangle_0 H} \frac{sen(\theta-\alpha)sen\alpha}{cos\theta}, \end{aligned} \tag{2.5}$$

Onde H é a escala de altura; γ é proporcional ao campo elétrico efetivo e ao termo $sen(\theta-\alpha)sen\alpha$. Detalhes sobre a demostração matemática da taxa de crescimento da instabilidade Perkins podem ser encontrados em Amorim (2010).

A Figura 2.3 apresenta as direções instáveis de $\mathbf{k}$ para o hemisfério Norte. Quando $\mathbf{k}$ encontra-se entre $\mathbf{E}_0^*$ e a direção zonal, a instabilidade Perkins inicia (HUANG et al., 1994). Para estas condições, as perturbações com a frente de onda na direção

Noroeste-Sudeste, são estáveis para a instabilidade Perkins. Esta característica é consistente com o alinhamento de fase encontrado na maioria dos MSTIDs noturnos. Por esta razão, a instabilidade Perkins é considerada a responsável pela geração de alguns MSTIDs noturnos.

Figura 2.3 - Regiões de instabilidade do vetor de onda **k** para a instabilidade Perkins, quando o campo elétrico efetivo $\mathbf{E}_0^*$ está no quadrante nordeste (painel esquerdo), e (painel direito) no quadrante sudeste no hemisfério Norte. De forma resumida, quando **k** está entre **E** e a direção zonal, a instabilidade atua.

Fonte: Adaptado de Makela e Otsuka (2012).

No entanto, os resultados obtidos por Cosgrove e Tsunoda (2003), Cosgrove e Tsunoda (2004), Cosgrove et al. (2004) mostram que a taxa de crescimento da instabilidade Perkins é muito pequena e não condiz com o que é observado. Desta forma, é necessário buscar outros mecanismos que ajudem a instabilidade Perkins a desenvolver-se mais rápido, como por exemplo, perturbação no campo elétrico e acoplamento entre a região E e F da ionosfera.

2.1.2 Pertubações no campo elétrico associadas com TIDs

Irregularidades de alinhamento de campo magnético na região F (em inglês, '*Field-aligned irregularities*'-FAIs) observadas por radares de espalhamento incoerente em Arecibo (Porto Rico) e Shigaraki (Japão), mostram que um intenso campo de polarização é gerado dentro das FAIs (Behnke (1979); Fukao et al. (1991)). A instabilidade Perkins é considerada a responsável pela evolução deste fenômeno na região F noturna (KELLEY; FUKAO, 1991). Assim sendo, a combinação de medidas de radar

de espalhamento incoerente com imagens de aeroluminescência, feitas em Arecibo, mostram que o campo elétrico de polarização existe dentro da depleção da aeroluminescência (KELLEY et al., 2000).

O campo elétrico associado com MSTIDs noturnas também foram observados por medidas *in situ*. Por exemplo, Shiokawa et al. (2003b) compararam variações no campo elétrico observado com o satélite DMSP (sigla em inglês, '*Defense Meteorological Satellite Program*') e por meio de imageadores *All-Sky* na emissão do oxigênio atômico (OI 630,0 nm), em Shigaraki (Japão). Os autores mostraram que o campo elétrico era direcionado para Sudeste (Nordeste) na região onde a intensidade do OI 630,0 aumentava (decrescia), como mostrado na Figura 2.4.

Figura 2.4 - Vetor de campo elétrico medido pelo satélite DMSP F15 ao longo de uma MS-TID observada na imagem do OI 630,0 nm, em Shigaraki (Japão), às 12:20:49 UT (sigla em inglês, 'Universal Time') (21:20:49 LT (sigla em inglês, 'Local Time')), referente ao dia 17/05/2001. O desvio da imagem é obtido a partir de uma subtração de média horária, com projeção geográfica de 1024 X 1024 km, em uma altitude de 300km. A variação da componente do campo elétrico é evidenciada a partir da subtração de uma média corrida de 1 hora para os dados de DMSP. O vetor do campo elétrico é projetado perpendicularmente ao campo magnético local. O caminho do satélite foi rastreado de 846 a 300 km, ao longo da linha de campo magnético local.

Fonte: Adaptado de Shiokawa et al. (2003b).

Como discutido por Makela e Kelley (2003), a condutividade Pedersen integrada ao longo das linhas de campo ($\sum p$) é relacionada à intensidade do OI 630,0 nm. Portanto, a componente leste do campo elétrico de polarização na região de baixa $\sum p$ (depleção da aeroluminescência) empurra o plasma na região F para altas altitudes, por meio da deriva $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, causando uma diminuição maior de $\sum p$ (aumento na intensidade), por causa da diminuição na frequência de colisão íon-neutro com a altitude. Os autores concluíram que a relação entre perturbação da ($\sum p$) e o campo elétrico de polarização é consistente com a teoria da instabilidade Perkins.

Com o objetivo de averiguar se os campos elétricos de polarização são essenciais na formação dos MSTIDs noturnos, Otsuka et al. (2004) e Shiokawa et al. (2005) conduziram observações em pontos magneticamente conjugados, por meio de imageadores *All-Sky*, medindo a aeroluminescência na emissão do OI 630,0 nm, no Japão e Austrália. Eles mostraram que os MSTIDs observados têm estruturas idênticas nos hemisférios Norte e Sul, como apresentado na Figura 2.5. Os resultados indicam que o campo elétrico de polarização desempenha um papel preponderante na geração dos MSTIDs.

Figura 2.5 - Imagens compostas de MSTIDs na emissão do OI 630,0 nm, obtidas em Shigaraki (Japão) e Renner Springs (Austrália) às 15:43 UT (00:43 LT) referentes ao dia 28/05/2003. As imagens em Renner Springs foram convertidas para o hemisfério Norte, ao longo das linhas de campo magnéticas. As imagens são subtraídas de uma média corrida de 1 hora.

Fonte: Adaptado de Shiokawa et al. (2005).

Saito et al. (2008) compararam FAIs com MSTIDs observados com medidas de GPS-TEC, mostrando que FAIs com escalas de 10 km se movem para Noroeste (Sudeste)

quando existe uma depleção (aumento) no TEC. Além disso, Otsuka et al. (2009) mostraram que FAIs oscilando na direção Noroeste (Sudeste) se relacionam com depleção (aumento) da aeroluminescência.

2.1.3 Acoplamento entre as regiões E e F

Kelley e Makela (2001) enfatizam que existem dois pontos de discrepância entre as observações realizadas e a teoria da instabilidade Perkins. Primeiro, a taxa de crescimento predita pela teoria é muito pequena (da ordem de $10^{-4}s^{-1}$) para explicar o que é observado. Segundo, a teoria não consegue explicar a propagação dos MSTIDs para o Equador e Oeste.

De acordo com a teoria da instabilidade Perkins, as estruturas geradas pela instabilidade devem se propagar com a mesma velocidade de deriva, $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$, que, geralmente, é para Leste (GARCIA et al., 2000). Consequentemente, os MSTIDs com frente de onda alinhada de Noroeste-Sudeste (Nordeste-Sudoeste) devem se propagar para Nordeste (Sudeste) no hemisfério Norte (hemisfério Sul). No entanto, a direção de propagação é contrária ao que é observado normalmente, propagando-se para Sudoeste (Noroeste) no hemisfério Norte (hemisfério Sul). As duas discrepâncias podem ser resolvidas considerando o processo de acoplamento entre as regiões E e F.

Haldoupis et al. (1996) e Tsunoda (1998) mostraram que o processo de polarização Hall, principal mecanismo que ocorre no eletrojato equatorial, também atua na camada esporádica (E_s) em latitudes médias, produzindo um intenso campo elétrico. Tsunoda e Cosgrove (2001) e Kelley et al. (2003) sugeriram que o acoplamento eletrodinâmico entre as regiões E e F pode causar um *feedback* positivo, aumentando o campo elétrico de polarização e, em seguida, iniciando uma perturbação na densidade do plasma que conduz ao desenvolvimento dos MSTIDs.

Cosgrove e Tsunoda (2002) e Cosgrove e Tsunoda (2003) propuseram um mecanismo de instabilidade na camada E_s, em que o processo de polarização Hall é controlado por meio do cisalhamento do vento zonal na camada E_s. A taxa de crescimento da instabilidade Perkins é diretamente influenciada pelo alinhamento azimutal da frente da onda na perturbação da densidade do plasma. Assim, a taxa de crescimento máxima ocorre quando a frente da onda é alinhada na direção Noroeste-Sudeste (hemisfério Norte) e Nordeste-Sudoeste (hemisfério Sul) (MAKELA; OTSUKA, 2012). Os alinhamentos da instabilidade Perkins são consistentes com as observações das estruturas FAIs na região E, em latitudes médias do hemisfério Norte. Além disso, o mecanismo de instabilidade na camada E_s prevê campo elétrico de polarização osci-

lando na direção Nordeste-Sudoeste (consistente com o $\mathbf{E}_1$ da Figura 2.2) (MAKELA; OTSUKA, 2012). Enquanto que na região F, a deriva oscila na direção Noroeste-Sudeste, comprovado por observações realizadas no hemisfério Norte por Otsuka et al. (2007), Saito et al. (2007) e Ogawa et al. (2009).

Tsunoda e Cosgrove (2001) sugeriram que o campo elétrico gerado pelo processo de polarização Hall na E_s pode ser mapeado via linhas de campo magnético para a região F, auxiliando no campo elétrico de polarização, como exemplificado na Figura 2.6. Cosgrove e Tsunoda (2004) e Cosgrove et al. (2004) mostraram que a taxa de crescimento da instabilidade Perkins acoplada entre as regiões E e F excede a taxa de crescimento da instabilidade Perkins quando esta atua sozinha na região F.

Figura 2.6 - Desenho esquemático do MSTID (parte de cima) e da FAIs na região E (parte de baixo) baseando-se nos resultados de Otsuka et al. (2007). A parte de cima da imagem ilustra a perturbação na aeroluminescência, causada pela MSTID com frente da onda alinhada de NO para SE, e propagando-se para Sudoeste. O vento neutro ($\mathbf{U}$) propaga-se para Sul-Sudeste. A corrente Pedersen ($\mathbf{J}^F$) e o campo elétrico de polarização ($\delta\mathbf{E}$) também são mostrados na figura. Por outro lado, a parte de baixo mostra a velocidade de deriva das FAIs (V_p) nas direções SE (NO) conectadas magneticamente ($\mathbf{B}$) às regiões de intensidade da aeroluminescência alta (baixa).

Fonte: Adaptado de Otsuka et al. (2007).

Simulações em três dimensões da instabilidade Perkins nas regiões E e F, desenvolvidas por Yokoyama et al. (2009) e Yokoyama e Hysell (2010) , explicam que a preferência na direção de propagação para Sudoeste (hemisfério Norte) dos MSTIDs se deve ao fluxo do vento neutro em direção ao equador na camada Es. A camada Es pode ser formada pela convergência de íons metálicos devido ao cisalhamento vertical no vento zonal, que é para Leste abaixo da camada Es e para Oeste acima da mesma (WHITEHED, 1961). De acordo com a teoria de maré, a direção do vento na camada Es deve ser para o Equador (YOKOYAMA et al., 2009). Quando o campo

elétrico é mapeado entre as regiões E e F, a estrutura do plasma na região F segue o movimento da camada E_s. No entanto os MSTIDs, com frente de onda alinhada NO-SE, propagam-se para Sudoeste. Além disso, há evidências que ondas de gravidade na região E possam ser o gatilho para o acoplamento entre as regiões E e F. Yokoyama et al. (2004) mostraram, por meio de simulação, que ondas de gravidade que se propagam em direção ao equador na região E, efetivamente geram campos elétricos de polarização na camada E_s. No entanto, não existem observações que comprovem a propagação de ondas de gravidade para o equador na região E associadas com MSTIDs.

Pimenta et al. (2008b) apresentaram um bom exemplo de MSTID associado com o mecanismo da instabilidade Perkins. A Figura 2.7 mostra um MSTID banda escura propagando-se para Noroeste, na emissão do OI 630,0 nm, obtida no dia 07/09/1997, entre às 20:40 e 23:40 LT (LT=UT-3). A velocidade da banda escura é de aproximadamente 160 ± 10 m/s.

Figura 2.7 - Imagens *All-Sky*, obtidas na emissão do OI 630,0 nm, em 07/09/1997. As setas brancas indicam a banda escura, propagando-se para Noroeste com velocidade média de 160 m/s.

Fonte: Adaptado de Pimenta et al. (2008b).

2.2 Ondas de gravidade na termosfera

Nesta seção, abordamos a teoria linear de ondas de gravidade, que se propagam acima da turbopausa (∼110 km de altitude), com ênfase na relação de dispersão das ondas de gravidade internas com termos dissipativos (viscosidade molecular e difusividade térmica). Esta modelagem teórica dos MSTIDs pode ser aplicada quando os mesmos não são explicados por meio do modelo de instabilidade Perkins.

2.2.1 Propagação de ondas de gravidade na termosfera

As ondas de gravidade são ondas atmosféricas verticais transversas (se propagam tanto na vertical quanto na horizontal), resultantes do desequilíbrio entre o gradiente de pressão e a força de gravidade. Estas ondas geralmente apresentam um período entre 270 s e 8 h (FRITTS; ALEXANDER, 2003).

As ondas de gravidade são de fundamental importância para o estudo da atmosfera terrestre. Sua compreensão é relevante para o completo entendimento dos procedimentos dinâmicos que ocorrem no fluido atmosférico. Sua contribuição para os processos atmosféricos vai desde o transporte de *momentum* e energia, até a mistura dos constituintes atmosféricos (FRITTS; ALEXANDER, 2003).

2.2.1.1 Descrição matemática da teoria de ondas de gravidade

As equações básicas que governam o modelo idealizado de ondas de gravidade na atmosfera são consideradas estacionárias, monocromáticas, e com temperatura e densidade uniformes. Os efeitos da rotação e curvatura da Terra ($-g\hat{z}$) também são desprezados. Assim sendo, as oscilações atmosféricas neutras são governadas por três princípios de conservação: conservação de massa, do *momentum* e da energia. A conservação de massa é descrita matematicamente como:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho\nabla \cdot \vec{V} = 0, \tag{2.6}$$

em que, $D/Dt = \partial/\partial t + \vec{v}\cdot\nabla$ é a derivada substantiva, ∇ é o operador gradiente, ρ é a densidade do fluído, e $\vec{V}$ é a velocidade do fluido. Para a atmosfera, $\vec{V} = u\mathbf{i} + v\mathbf{j} + w\mathbf{k}$, onde u é a componente zonal (leste é positivo), v é a componente meridional (norte é positivo) e w é a componente vertical (para cima é positivo). Maiores informações podem ser encontradas em Andrews et al. (1987), Holton (2004).

A segunda equação é a conservação do *momentum*, descrita por:

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \vec{g} + \frac{\mu}{\rho}\left[\nabla^2\vec{V}' + \frac{1}{3}\nabla\left(\nabla\cdot\vec{V}'\right)\right], \tag{2.7}$$

em que, p é a pressão do fluído, $\vec{g}$ é a aceleração da gravidade, μ é viscosidade molecular e os termos perturbados são identificados por meio de apóstrofos. Os termos do lado direito da Equação 2.7 (da esquerda para a direita) são: a força (por unidade de massa) do gradiente de pressão, força gravitacional e a força (por unidade de massa) da viscosidade. A divisão $\frac{\mu}{\rho}$ representa a viscosidade cinemática (ν). O termo $\left(1/3\nabla\left(\nabla\cdot\vec{V}\right)\right)$, de acordo com Vadas e Fritts (2005), não é relevante para o estudo de ondas internas de gravidade, e sim para o amortecimento das ondas acústicas de gravidade (maiores detalhes em Kherani et al. (2012)). Portanto, a equação de conservação do *momentum* torna-se:

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - \vec{g} + \nu\nabla^2\vec{V}'. \tag{2.8}$$

A terceira equação é a de conservação de energia:

$$\begin{aligned} \frac{D\theta\vec{V}}{Dt} &= \frac{\sigma_T\theta}{C_p\rho T}\nabla^2 T', \\ \theta &= \left(\frac{P_s}{P}\right)^{R/C_P}, \end{aligned} \tag{2.9}$$

em que, σ_T é a condutividade térmica, T representa a temperatura, C_p a capacidade calorifica a pressão constante e θ a temperatura potencial, definida como a temperatura de uma parcela de ar seco a uma pressão, P, teria se fosse expandida ou comprimida adiabaticamente para uma pressão no nível de referência, P_s (HOLTON, 2004). $R = 8314,5/X_{MW}$ a constante dos gases, inversamente proporcional à massa molecular média de cada nível de pressão (X_{MW}) (VADAS, 2007). Em baixa e média atmosfera, a condutividade térmica pode ser desprezada, pois o gás atmosférico não é um bom condutor. Por outro lado, na termosfera, a densidade é bastante rarefeita e este termo torna-se importante no processo dissipativo das ondas de gravidade (VADAS; FRITTS, 2005).

Por definição, a difusividade térmica é a medida da variação temporal da temperatura do fluido. Assim sendo, reescrevendo a Equação 2.9 em termos de difusividade

térmica, temos a Equação 2.10:

$$\kappa = \frac{\sigma_T}{C_p \rho} = \frac{\mu}{P_r \rho} = \frac{\nu}{P_r}, \tag{2.10}$$

em que, P_r é o número de Prandtl, que corresponde à razão entre a viscosidade cinemática e a difusidade térmica. Para a atmosfera, P_r é aproximadamente 0,7 (KUNDU; COHEN, 2004), e variações de P_r com a temperatura são irrelevantes para o estudo de ondas de gravidade (VADAS, 2007).

Por fim, a equação dos gases ideais é utilizada para completar o conjunto de equações básicas:

$$p = \rho R T. \tag{2.11}$$

O conjunto de equações básicas, Equações de 2.6 até 2.11, não admite solução analítica, e as soluções numéricas se tornam inviáveis, porque os termos dissipativos e estados termodinâmicos não são bem estabelecidos. Portanto, para estudar a propagação de ondas de gravidade, serão impostas simplificações e soluções do tipo onda plana para o sistema de equações básicas (MARKS; ECKERMANN, 1995; VADAS, 2007).

2.2.1.2 Linearização do conjunto de equações básicas

Utilizando a temperatura potencial e a equação dos gases ideais, eliminam-se os termos p e θ das Equações 2.8 e 2.9. Com estas simplificações, as equações da conservação de massa e energia são:

$$\frac{D\vec{V}}{Dt} = -\frac{RT}{p}\nabla\rho - R\nabla T - \vec{g} + \nu\nabla^2\vec{V}^2, \tag{2.12}$$

$$\frac{DT}{Dt} = -\left(\gamma - 1\right) T \nabla \cdot \vec{V} + \frac{\gamma\nu}{P_r}\nabla^2 T', \tag{2.13}$$

em que, $\gamma/(\gamma - 1) \equiv C_p/R$.

Com o intuito de simplificar umas das equações do conjunto de equações básicas (Equação 2.8), o sistema de coordenadas é ajustado de tal forma que o eixo hori-

zontal coincida com a direção de propagação da onda de gravidade. Além disso, a generalização para 3D torna-se mais simples pela decomposição da onda de gravidade em duas componentes horizontais. Desta forma, os campos atmosféricos podem ser reescritos como o valor médio (letra maiúscula e sobre barra) e uma perturbação (apóstrofo) (VADAS; FRITTS, 2005):

$$
\begin{aligned}
u &= \bar{U} + u^{'}, \\
w &= w^{'}, \\
T &= \bar{T} + T^{'}, \\
\rho &= \bar{\rho} + \rho^{'}.
\end{aligned}
\tag{2.14}
$$

O vento médio horizontal na direção de propagação da onda de gravidade é representado por $\bar{U}$. u e w são as velocidades horizontal e vertical, respectivamente.

Em seguida, as Equações 2.12, 2.13 e 2.6 são linearizadas. A linearização consiste em desprezar os termos de ordem superior. A solução do sistema de equações não é prejudicada por meio do processo de linearização, porque é assumido que a perturbação é ínfima quando comparada com o valor médio do campo atmosférico. Vale salientar que a inclusão de termos não lineares no modelo de ondas de gravidade faz com que o modelo se aproxime da realidade. Portanto, após manipulações algébricas, as equações linearizadas podem ser descritas por:

$$
\begin{aligned}
\frac{\partial u^{'}}{\partial t} + \bar{U}\frac{\partial u^{'}}{\partial x} &= -R\frac{\partial T^{'}}{\partial x} - \frac{c_s^2}{\gamma\bar{\rho}}\frac{\partial \rho^{'}}{\partial x} + \nu\nabla^2 u^{'}, \\
\frac{\partial w^{'}}{\partial t} + \bar{U}\frac{\partial w^{'}}{\partial x} &= -R\frac{\partial T^{'}}{\partial z} - \frac{c_s^2}{\gamma\bar{\rho}}\frac{\partial \rho^{'}}{\partial z} + \frac{c_s^2}{\gamma H}\left(\frac{T^{'}}{\bar{T}} - \frac{\rho^{'}}{\bar{\rho}}\right) + \nu\nabla^2 w^{'},
\end{aligned}
\tag{2.15}
$$

$$
\frac{\partial T^{'}}{\partial t} + \bar{U}\frac{\partial T^{'}}{\partial x} = -(\gamma - 1)\bar{T}(\frac{\partial u^{'}}{\partial x} + \frac{\partial w^{'}}{\partial z}) + \frac{\gamma\nu}{P_r}\nabla^2 T^{'}, \tag{2.16}
$$

$$
\frac{\partial \rho^{'}}{\partial t} + \bar{U}\frac{\partial \rho^{'}}{\partial x} = \frac{\bar{\rho}}{H}w^{'} - \bar{\rho}(\frac{\partial u^{'}}{\partial x} + \frac{\partial w^{'}}{\partial z}), \tag{2.17}
$$

onde a altura de escala (H) é definida como $d\bar{\rho}/dz \equiv -\bar{\rho}/H$, e a velocidade do som na atmosfera é $c_s \equiv \sqrt{\gamma R\bar{T}}$.

2.2.1.3 Relação de dispersão

Sabe-se que a amplitude da onda de gravidade aumenta quando a onda se propaga para altitudes maiores, pois a densidade diminui. Desta forma, utilizando o mesmo formalismo empregado por Pitteway e Hines (1963), temos:

$$\begin{aligned} \tilde{u} = \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\right)^{1/2} u^{'}, \tilde{w} &= \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\right)^{1/2} w^{'}, \\ \tilde{T} = \left(\frac{\bar{\rho}}{\rho_0}\right)^{1/2} T^{'}, \tilde{\rho} &= \left(\frac{\rho_0}{\bar{\rho}}\right)^{1/2} \rho^{'}, \end{aligned} \tag{2.18}$$

em que, ρ_0 é a densidade na superfície terrestre.

Supondo uma solução do tipo onda plana para as Equações 2.15−2.17, ou seja:

$$\frac{\tilde{u}}{\tilde{u}_0} \approx \frac{\tilde{w}}{\tilde{w}_0} \approx \frac{\tilde{T}}{\tilde{T}_0} \approx \frac{\tilde{\rho}}{\tilde{\rho}_0} e^{i(kx+mz-\omega t)}, \tag{2.19}$$

em que ω é a frequência da onda com relação a superfície terrestre, k e m são os números de onda horizontal e vertical, x e z as posições horizontal e vertical da onda no instante t, respectivamente.

Generalizando para 3D, substitui-se k^2 por $k_H^2 = k^2 + l^2$ e $\omega - kU$ por $\omega - kU - lV$, em que $(U, V, 0)$ representam o vento horizontal médio. Logo, obtemos a relação de dispersão para ondas acústicas de gravidade com amortecimento devido à viscosidade molecular e difusividade térmica:

$$-\frac{\omega_I^2}{c_s^2}\left(\omega_I - i\alpha\nu\right)^2 \left(1 - \frac{i\gamma\alpha\nu}{P_r\omega_I}\right)\left(\omega_I - i\alpha\nu\right)\left(\omega_I - \frac{i\alpha\nu}{P_r}\right)\left(\vec{k}^2 + \frac{1}{4H^2}\right) = k_H^2 N^2, \tag{2.20}$$

em que, $\vec{k}^2 = k_H^2 + m^2$ e a frequência intrínseca é dada por:

$$\omega_I = \omega - kU - lV, \tag{2.21}$$

onde N é a frequência de Brünt Väisälä e α são definidos por:

$$N^2 \equiv \frac{\left(g/\bar{\theta}\right)}{d\bar{\theta}/dz}, \tag{2.22}$$

e,

$$\alpha \equiv -\vec{k}^2 + \frac{1}{4H^2} + \frac{im}{H}. \tag{2.23}$$

A letra 'i' na Equação 2.23, refere-se a unidade imaginária. No limite em que os processos dissipativos (viscosidade molecular e difusividade térmica) são desprezíveis (< 110 km), a equação de dispersão pode ser escrita por:

$$-\frac{\omega_I^4}{c_s^2} + \omega_I^2\left(\vec{k}^2 + \frac{1}{4H^2}\right) = k_H^2 N^2, \tag{2.24}$$

representa a relação de dispersão de Gossard e Hooke (1975) para o caso não dissipativo. A Equação 2.24 representa a relação de dispersão encontrada no artigo de Hines (1960), (Equação 21). Como o objetivo desta revisão é utilizar ondas de gravidade internas, o termo, $(\omega_I/c_s)^2$, da Equação 2.20 pode ser desprezado. Assim, a relação de dispersão para ondas de gravidade internas sob a atuação da difusividade térmica e viscosidade molecular é dada por:

$$(\omega_I - i\alpha\nu)\left(\omega_I - \frac{i\gamma\alpha}{P_r}\right) = \frac{k_H^2 N^2}{\vec{k}^2 + \frac{1}{4H^2}}. \tag{2.25}$$

Pitteway e Hines (1963) consideraram que o número de onda vertical (m) é complexo. Essa suposição faz com que a amplitude da onda diminua com a altitude. Desta forma, obtém-se uma relação de dispersão com dissipação fraca por meio da realização de uma expansão de perturbação de ordem inferior.

Por outro lado, Vadas e Fritts (2005) supuseram que as ondas decaem explicitamente no tempo, e implicitamente na altitude. Esta suposição inicial resulta numa frequência de onda complexa (ω) e um (m) real. Como consequência, a relação de

dispersão para ondas de gravidade e taxa de decaimento no tempo são reais quando o processo de dissipação é forte, ou seja, altas altitudes. Além de determinar a solução para os processos dissipativos e o caminho da onda de gravidade antes, durante e depois da dissipação.

Mantendo a suposição de que a amplitude das ondas de gravidade decai com o tempo, expressa-se a frequência intrínseca como a soma de uma parte real e uma parte imaginária:

$$\omega_I = \omega_{Ir} + i\omega_{Ii}, \tag{2.26}$$

onde ω_{Ir} é real e refere-se à frequência intrínseca das ondas de gravidade, frequência de Brünt Väisälä, e amortecimento devido a viscosidade cinemática e a difusividade térmica. Enquanto que ω_{Ii} é real e expressa o inverso da taxa de decaimento da amplitude da onda de gravidade com o tempo devido aos processos de amortecimento. Vale salientar que a mesma só é valida acima da turbopausa, pois os valores são relevantes.

Substituindo a Equação 2.26 na Equação 2.25 obtêm-se o inverso da taxa de decaimento:

$$\omega_{Ii} = -\frac{\nu}{2}\left(\vec{k}^2 - \frac{1}{4H^2}\right)\frac{[1 + (1 + 2\delta)/P_r]}{(1 + \delta_+/2)}, \tag{2.27}$$

assim como a relação de dispersão para onda de gravidade interna não hidrostático e compressível, similar a Marks e Eckermann (1995).

$$m^2 = \frac{k_H^2 N^2}{\omega_{Ir}^2(1 + \delta_+ + \delta^2/P_r)}\left[1 + \frac{\nu^2}{4\omega_{Ir}^2}\left(\vec{k}^2 - \frac{1}{4H^2}\right)^2 \frac{(1 - P_r^{-1})^2}{(1 + \delta_+/2)^2}\right]^{-1} - k_H^2 - \frac{1}{4H^2}, \tag{2.28}$$

onde, $\delta_+ = \delta(1 + P_r^{-1})$, $\nu_+ = \nu(1 + P_r^{-1})$, e $\delta = \nu m/H\omega_{Ir}$.

A adoção desta descrição matemática das ondas internas de gravidade se deve à utilização dos resultados dos cálculos produzidos a partir da Equação 2.28 obtidos do artigo de Vadas (2007). Os resultados do modelo, principalmente a altitude de dissipação das ondas internas de gravidade para diferentes parâmetros de onda

intrínsecos, são detalhados no Capítulo 5.

Um bom exemplo para mostrar o efeito de ondas de gravidade na termosfera/ionosfera é o trabalho de Azeem et al. (2015). Os autores são os primeiros a mostrar ondas de gravidade concêntricas propagando-se da troposfera (geradas a partir de convecções) até a ionosfera, com vários instrumentos (que observam a troposfera, a mesosfera e a ionosfera), sobre o Sudeste dos EUA. Eles observaram uma estrutura convectiva, por meio de imagens de topo de nuvens, na emissão 8,1 μm na escala de temperatura de brilho (em inglês, '*brightness temperature*' - BT), propagando-se para Nordeste do Texas (EUA), via espectrômetro em infra vermelho, denominado de AIRS (em inglês, '*Atmospheric Infrared Sounder*'), à bordo do satélite *Aqua* da NASA, referente ao dia 04/04/2014 às 7:55 UTC (Figura 2.8a). A Figura 2.8b, exibe ondas de gravidade concêntricas, com comprimento de onda aproximado de 250 km, originárias de tempestades convectivas mostradas na Figura 2.9(a) por meio da emissão 4,3 μm do instrumento AIRS.

Figura 2.8 - (a) Observações de nuvens no canal, em 8,1 μm, no instrumento AIRS, mostrando uma estrutura convectiva sobre o Texas, no dia 04/04/2014 às 7:55 UTC. (b) Imagem da emissão 4,3 μm, com perturbação na temperatura de brilho, na qual observamos ondas de gravidade concêntricas emanando da região de convecção profunda sobre o Mississípi (EUA), referente ao mesmo dia da imagem (a). Estas imagens apresentam estruturas que encontram-se na troposfera.

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

Em seguida, estas ondas propagam-se verticalmente para a mesosfera, altura de

85-90 km. A Figura 2.9 mostra ondas concêntricas sobre o Texas, referente ao dia 04/04/2014 às 8:05:59 UTC, observadas pelo sensor DNB (sigla em inglês: '*Day/Night Band* ') à bordo do satélite S-NPP (sigla em inglês: '*Suomi National Polar-orbiting Partnership*') como parte da rede de satélites VIIRS (sigla em inglês: '*Visible/Infrared Imaging Radiometer Suite*'), que monitora o ambiente noturno da mesosfera (LEE et al., 2006). Na imagem, é possível observar ondas de larga escala (comprimento de ondas de 200-300 km) sobre o Golfo de México.

Figura 2.9 - Ondas de gravidade concêntricas obtidas através das medidas do VIIRS/DNB para o dia 04/04/2014 às 8:08:59 UTC. As oscilações estão entre 85 e 90 km de altura.

Fonte: Azeem et al. (2015).

Por fim, Azeem et al. (2015) acompanharam estas ondas de gravidade concêntricas na ionosfera, por meio de mapas de TEC perturbado (referido como dTEC). A Figura 2.10 apresenta uma sequência de mapas de dTEC sobre os Estados Unidos para o dia 04/04/2014 às 7:40, 9:10, 9:50 e 10:30 UTC. Observam-se estruturas ondulatórias às 9:10 e 9:50 UTC, estendendo-se sobre o Texas e Ohio. O comprimento de onda, período e velocidade de fase das ondas concêntricas na ionosfera são, respectivamente, 251,5 ± 6,2 km, 20,8 ± 2,1 min e 201,3 ± 15,5 m/s. Às 10:30 UTC as ondas de gravidade já se dissiparam.

Figura 2.10 - Mapas de TEC perturbado em que se observam ondas de gravidade concêntrica sobre os Estados Unidos, obtidos de 4000 receptores GNSS, referente ao dia 04/04/2014 às 7:40, 9:10, 9:50 e 10:30 UTC. 1 TECU = $10^{16} el/m^2$.

Fonte: Azeem et al. (2015)

2.3 Observações dos TIDs

Os modelos teóricos dos TIDs abordados nesta tese foram explícitos na seção anterior, portanto, esta seção tem o propósito apresentar as observações dos TIDs realizadas ao redor do globo, através do sinal GNSS e imageadores *All-Sky*.

Os primeiros estudos publicados sobre TIDs surgiram no final da década de 1940, utilizando o espalhamento dos sinais de rádio observados em ionogramas (*spread F*) em três localidades diferentes formando um triângulo (MUNRO, 1948). Com o aumento da variedade de equipamentos disponíveis houve um aumento das observações de TIDs ao longo das ultimas décadas. Nas subseções seguintes, abordamos

observações dos TIDs por meio de sinal GNSS, imageador *All-Sky* e TIDs gerados por diversos fenômenos.

2.3.1 Observações de TIDs por meio do sinal GNSS

A partir da distribuição espacial de instrumentos capazes de medir a densidade do plasma ionosférico, por exemplo, receptores GNSS em solo e constelação de satélites, a comunidade científica foi favorecida com a melhor visualização dos fenômenos estudados por meio de mapas bidimensionais.

Saito et al. (1998) foram os primeiros a fazerem mapas bidimensionais de dTEC, com a finalidade de estudar TIDs no Japão. A Figura 2.11 mostra os primeiros mapas de dTEC, referentes à noite de 03/07/1997, com resolução espacial de 0,15°×0,15° em latitude e longitude, nos quais observamos uma estrutura ondulatória propagando-se para Sudoeste.

Figura 2.11 - Mapa bidimensional de dTEC sobre o Japão às (a) 21:40, (b) 21:50, (c) 22:00 e (d) 22:10, hora local, para o dia 03/07/1997. Os dados de TEC utilizados no mapa apresentam ângulos de elevação maiores do que 60°.

Fonte: Adaptado de Saito et al. (1998).

Durante maio de 1998 a agosto de 1999 foi lançada a campanha intitulada FRONT (do inglês, '*The F-region Radio and Optical measurement of Nighttime TID*') com o intuito de estudar os TIDs em médias latitudes no Japão (SAITO et al., 2001). Foram observados, simultaneamente, MSTIDs em mapas de dTEC e imageadores *All-Sky*, conforme mostrado na Figura 2.12. Os MSTIDs observados, tanto em imagens de aeroluminescência como em mapas de dTEC, têm velocidades de fase entre 90 e 130 m/s e se propagam para Sudoeste.

Figura 2.12 - (a) mapas bidimensionais de dTEC às 23:20 LT; (b) mosaico de várias imagens da emissão OI 630,0 nm, obtidas através do imageador *All-Sky*, entre às 23:17 e 23:21 LT, referentes a noite de 22/05/1998.

Fonte: Saito et al. (2001).

Kotake et al. (2006) realizaram um estudo estatístico de MSTIDs, em diferentes latitudes e longitudes, em 1998, 2000 e 2001, utilizando 4 ou 5 receptores GNSS em cada região estudada. A Figura 2.13 mostra a variação temporal, local e sazonal, dos MSTIDs durante (a) 1998, (b) 2000 e (c) 2001 sobre Japão (1), Europa (2), Leste dos Estados Unidos (3), Oeste dos Estados Unidos (4), Austrália (5) e América do Sul (Argentina, Chile) (6). Os autores concluíram que os MSTIDs diurnos e noturnos possuem características distintas: os MSTIDs diurnos são mais frequentes no inverno, em todas as regiões analisadas, associado-as a propagação de ondas de gravidade da média atmosfera. A variação sazonal, os autores atribuíram ao gradiente de temperatura neutra perto da mesopausa.

Por outro lado, os MSTIDs noturnos apresentam variação sazonal, sendo acopladas

de acordo com suas variações longitudinais. No Japão e Austrália, os MSTIDs são mais frequentes no solstício de junho, enquanto que, na Europa, são frequentes no solstício de dezembro. Portanto, os mecanismos que geram os MSTIDs diurnos e noturnos são diferentes.

Figura 2.13 - Variação temporal, local e sazonal dos MSTIDs durante (a) 1998, (b) 2000 e (c) 2001 sobre Japão (1), Europa (2), Leste dos Estados Unidos (3), Oeste dos Estados Unidos (4), Austrália (5) e América do Sul (6). δI é o desvio padrão do dTEC em 1 hora, e $\bar{I}$ é a média de 1 hora do TEC absoluto. A relação $\delta I/\bar{I}$ refere-se a MSTID.

Fonte: Adaptado de Kotake et al. (2006).

Observações realizadas por Tsugawa et al. (2007), nos EUA e parte do Canadá, e Kotake et al. (2007), no Sul da Califórnia (EUA), mostram as características e

sazonalidade dos MSTIDs. Tsugawa et al. (2007) relatou MSTIDs diurnos e noturnos por meio de mapas bidimensionais de dTEC. O mapa de dTEC cobre uma grande área (60-130°O e 24-54°N), com resolução espacial de 1,05° × 1,05° em latitude e longitude (0,15° × 0,15° e suavização de 7 × 7 elementos). A Figura 2.14 mostra um MSTID propagando-se para Sudoeste entre (a) 03:30 UT (21:30 CST) e (i) 06:10 UT (00:10 CST), no dia 20 de julho de 2006. Esta oscilação apresenta comprimento de onda de 200-500 km e velocidade de fase entre 100 e 150 m/s.

Figura 2.14 - Sequência temporal de mapas de dTEC entre (a) 03:30 UT (21:30 CST) e (i) 06:10 UT (00:10 CST) , no dia 20/072006, em que é possível visualizar um MSTID se propagando para Sudoeste.

Fonte: Tsugawa et al. (2007).

Kotake et al. (2007) investigaram MSTIDs no Sul da Califórnia, em 2002, utilizando

mapas de dTEC, com resolução espacial e temporal de 0,15° × 0,15° em latitude e longitude, e 30 s, respectivamente. Os autores classificaram os MSTIDs em três tipos: diurnos, noturnos e terminador solar noturno. Os MSTIDs diurnos apresentam maior taxa de ocorrência no inverno e equinócios, com comprimento de onda horizontal entre 100 e 250 km, período de 20-35 min, velocidade de fase entre 80-180 m/s e direção de propagação majoritária para Sudeste. Por outro lado, os MSTIDs noturnos têm pico de ocorrência no verão. Sua direção de propagação, comprimento de onda horizontal, período, velocidade de fase são: predominantemente Sudoeste, 200-350 km, 40-45 min e 60-120 m/s, respectivamente. Por fim, a taxa de ocorrência dos MSTIDs no por do Sol é alta no verão. Com valores de comprimento de onda horizontal entre 100-300 km, período de 20-45 min, velocidade de fase entre 80-160 m/s, propagam-se, principalmente, para Noroeste.

Otsuka et al. (2011) utilizaram uma densa rede de receptores GNSS no Japão para construir mapas de dTEC (resolução espacial de 0,15° × 0,15° em latitude e longitude), com o objetivo de investigar as características estatísticas dos MSTIDs, referentes ao ano de 2002. Os autores classificaram os MSTIDs em três tipos: diurnos, noturnos e nos terminadores solares. A Figura 2.15 apresenta a ocorrência dos MSTIDs em função da hora local e meses do ano, onde percebemos que os MSTIDs diurnos (entre 08:00 e 12:00 LT) ocorrem, frequentemente, no inverno (novembro-fevereiro), e tendem a se propagar para Sudeste. Seu respectivo comprimento de onda está entre 100 e 350 km, período de 20 - 45 min e velocidade de fase horizontal entre 80 e 160 m/s. Os MSTIDs noturnos (21:00-03:00 LT), ocorrem, principalmente, no verão (maio-agosto), (Figura 2.15) e se propagam para Sudoeste; com comprimento de onda, período e velocidade de fase horizontal de 250-450 km, 40-60 min e 60-140 m/s, respectivamente. Por fim, os MSTIDs nos terminadores são subdivididas em amanhecer (05:00-07:00 LT) e anoitecer (17:00-20:00 LT) e, normalmente, ocorrem no verão (Figura 2.15). No amanhecer, a direção de propagação preferencial, comprimento de onda, período e velocidade de fase horizontal são, respectivamente: Norte e Nordeste, 200-450 km, 30-45 min e 100-180 m/s. Por outro lado, ao anoitecer, têm direção de propagação para Norte-Noroeste, comprimento de onda entre 150 e 300 km, período de 25-40 min e velocidade de fase horizontal distribuída entre 100 e 120 m/s.

Figura 2.15 - Variação temporal e sazonal das ocorrências dos MSTIDs sobre o Japão, referente ao ano de 2002. Resultados similares aos de Kotake et al. (2007).

Fonte: Adaptado de Otsuka et al. (2011).

Na Europa, Otsuka et al. (2013) foram pioneiros na caracterização dos MSTIDs, utilizando mapas de dTEC (0,15° × 0,15° em latitude e longitude, suavização (média corrida) de 5 elementos latitude e $5/cos\theta$ elementos em logintude, em que θ é latitude) calculados a partir de 800 receptores GNSS de redes europeias. A Figura 2.16 mostra MSTIDs diurnos (a) e noturnos (b) para os dias 09/01/2008 e 17/08/2008, respectivamente. Os resultados mostram que os MSTIDs diurnos (08:00 - 16:00 UT) são frequentes no inverno e propagam-se para o Equador. Em contrapartida, os MSTIDs noturnos (02:00 - 05:00 UT) ocorrem também no inverno, com um segundo pico no verão, e a sua direção de propagação é majoritariamente para Sudoeste.

Figura 2.16 - Mapas bidimensionais de dTEC observados sobre a Europa (a) às 12:30 UT referente ao dia 09/01/2008 e (b) às 22:40 UT referente a noite de 17/08/2008. A linha contínua preta na latitude 55° representa a divisão que os autores adotaram para altas e baixas latitudes.

Fonte: Otsuka et al. (2013).

Observações de MSTIDs no setor Sul Americano com mapas de dTEC não foram realizados, e o propósito desta tese é preencher esta lacuna fornecendo informações das características dos TIDs a comunidade científica.

2.3.2 Observações de TIDs por meio de imageadores *All-Sky*

As técnicas de imageamento óptico são amplamente utilizadas no estudo das características morfológicas e dinâmicas dos TIDs. Por exemplo, Mendillo et al. (1997) mostram estruturas bidimensionais dos MSTIDs noturnos em imagens da aeroluminescência noturna, obtidas por meio de câmeras CCD, em Arecibo (18,47°N;-

66,72°O) (EUA). A Figura 2.17 mostra uma sequência de 2 horas de imagens do OI 630,0 nm, referente a noite de 25/01/1993, entre 01:39 e 03:44 UT. As imagens mostram uma estrutura oscilatória se propagando para Sudoeste, com comprimento de onda da ordem de 500 km e velocidade de fase aproximada de 100 m/s.

Figura 2.17 - Sequência de imagens do OI 630,0 nm, exibindo um movimento ondulatório para a noite de 25/01/1993, entre às 01:39 e 03:44 UT. O mapa com imagem preta é o campo de visão do imageador (150°) em 300 km.

Fonte: Adaptado de Mendillo et al. (1997).

Garcia et al. (2000) e Shiokawa et al. (2003a) investigaram características dos MSTIDs noturnos, usando imagens da emissão do OI 6300 em Arecibo, e Rikubetsu (43,5°N;143,8°E) e Shigaraki (34,8°N;136,1°E) no Japão, respectivamente. Foi observado que o comprimento de onda horizontal, período e velocidade de fase dos MSTIDs noturnos são respectivamente, 100-300 km, 0,5-1,5 h e 50-120 m/s, e a maioria das oscilações se propagam para Sudoeste. As Figuras 2.18(a) e 2.18(b) apresentam MSTIDs na emissão do OI 630,0 nm e 777,4 nm, respectivamente, obti-

das em Shigaraki em 17/05/2001 (SHIOKAWA et al., 2003b). As imagens linearizadas do imageador *All-Sky* estendem-se por uma região de 1024 × 1024 km, supondo que a altura da aeroluminescência seja 300 km para o OI 630,0 nm e 350 km para o OI 777,4 nm, respectivamente. Com o objetivo de enfatizar as oscilações, a intensidade média de cada imagem foi subtraída por ele mesma na Figura 2.18.

Figura 2.18 - (a) Sequencia de imagens da emissão do OI 630,0 nm e (b) da emissão do OI 777,4 nm, exibindo uma MSTID observada em Shigaraki, entre às 12:00 e 15:30 UT (21:00-24:30 LT). referente a noite de 17/05/2001. Os pontos brancos nas imagens são estrelas. O semi círculo, visto em algumas imagens, se refere à linha de junção da esfera de integração, utilizada para a calibração do imageador.

Fonte: Adaptado de Shiokawa et al. (2003b).

Martinis et al. (2010) realizaram um estudo com 5 anos de dados obtidos em arecibo, no qual constataram que os MSTIDs observados apresentam uma maior ocorrência durante os solstícios, caraterística também observada no Japão (SHIOKAWA et al., 2003a). Os autores também observaram que a taxa de ocorrência dos MSTIDs são

anti correlacionadas com a atividade solar.

Observações efetuadas em Poker Flat (65,1°N;147,4°O) (Alaska), por Kubota et al. (2011), mostraram que as estruturas oscilatórias foram frequentes no início de quase todas as noites e manhãs durante o inverno. Os autores calcularam que os valores médios de velocidade de propagação, direção e comprimento de onda dos MSTIDs são 134 m/s, Sudoeste e 263 km, respectivamente. A Figura 2.19 apresenta da emissão do OI 557,7 nm e OI 630,0 nm, para a noite de 21/12/2011, às 03:20 UT. Na imagem do OI 557,7 nm (esquerda) vemos irregularidades aurorais conhecidas como ECP (sigla em inglês, '*Evening Co-rotating Patches*'), maiores detalhes em Kubota et al. (2003). Por outro lado, a emissão do OI 630,0 nm, exibe um MSTID propagando-se para Sudoeste com velocidade de 185 m/s.

Figura 2.19 - A imagem da esquerda apresenta a emissão do OI 557,7 nm, às 03:20 UT, referente a noite de 21/12/2001. A escala de cinza mostra a intensidade da emissão, em unidades arbitrárias. A imagem da direita, exibe um MSTID na emissão do OI 630,0 nm, propagando-se para Sudoeste na mesma hora da imagem a esquerda. A escala de cinza revela a varição na intensidade devido a uma média horária, com a finalidade de ressaltar a oscilação.

Fonte: Kubota et al. (2011).

Observações realizadas na ilha caribenha de Bornaire (12,19°N; 68,24°O), por Miller

et al. (2014), mostram a relação de MSTIDs observados por meio de imageadores *All-Sky* na emissão do OI 630,0 nm, com 'plasma *blobs*' medidos na ionosfera superior por meio do equipamento CINDI (sigla em inglês, '*Coupled Ion Neutral Dynamic Investigation*') no satélite CNOFS (sigla em inglês, '*Communications/Navigation Outage Forecasting System*'). Os autores observaram que a variação da densidade eletrônica, medida na altura do satélite, indicando o '*blobs*', é anti correlacionada com a variação da intensidade do OI 630,0 nm medidas na mesma linha de campo magnético.

Narayanan et al. (2014) realizaram observações em Yonaguni (24,5°N; 123,0°E) (Japão), e mostraram que os MSTIDs propagam-se, principalmente, para Sudoeste e são anti correlacionadas com o ciclo solar. Seus comprimentos de onda horizontal são da ordem de 100-400 km, aparente velocidade de fase entre 30 e 120 m/s e resultando em períodos de 30 a 90 min.

Os primeiros relatos de observações de MSTIDs por meio de imageadores *All-Sky*, na América do Sul, foram feitos por Sobral et al. (2001), em Cachoeira Paulista, Brasil, e Martinis et al. (2006), em El Leoncito(31,8° S; 69,3° O), Argentina. Pimenta et al. (2008a) e Pimenta et al. (2008b) foram os primeiros a estudar os MSTIDs em Cachoeira Paulista utilizando um banco de dados de 5 anos de observações. Pimenta et al. (2008b) verificaram que os MSTIDs bandas escuras, ocorrem no inverno e são mais frequentes no período de atividade solar baixa e fase ascendente. Suas direções de propagação distribuem-se entre 280° e 320°, praticamente Noroeste, e apresentam velocidade de propagação entre 50 e 200 m/s. Candido et al. (2008) realizaram estudo similar ao de Pimenta et al. (2008b), com a inclusão de mais 15 meses de observações, no qual os autores atribuem a instabilidade de Perkins como sendo o principal mecanismo para explicar a direção de propagação e origem dos MSTIDs. Recentemente, Amorim et al. (2011) realizaram um estudo estatístico de 10,5 anos entre 1990 e 2008, no qual 6,25 anos correspondem aos mesmos dados utilizados por Pimenta et al. (2008b) e Candido et al. (2008). Amorim et al. (2011) também utilizaram dados de ionossonda para obter valores de h'F e foF2, os quais também apresentam o surgimento de *spread F* associados com MSTIDs.

Observações realizadas no Sul do Brasil, por Stefanello et al. (2015), apresentaram duas MSTIDs observados na emissão do OI 630,0 nm para a noite de 26-27/12/2011 em pontos conjugados, São Martinho da Serra (29,4°S;53,8°O), Brasil e Ramey (18,5°N; 67,1°O), Porto Rico. No Nordeste do Brasil, Paulino et al. (2016) fizeram um estudo utilizando 10 anos (setembro de 2000 a novembro de 2010) de

dados de imagens da emissão do OI 630,0 nm na localidade de São João do Cariri (7,4°S;36,5°O). Os autores observaram que os MSTIDs apresentam estruturas periódicas (Figura 2.20), diferentes dos MSTIDs bandas escuras estudadas por Pimenta et al. (2008b), Candido et al. (2008) e Amorim et al. (2011). Estas oscilações periódicas apresentam comprimento de onda horizontal entre 100-200 km, período variando entre 10 e 35 min e velocidade de fase de 10 a 180 m/s. Os autores também calcularam as direções de propagação, e perceberam que as mesmas se propagam para Norte-Nordeste e sudeste, com maior ocorrência em atividade solar alta e durante os meses de inverno (junho a agosto).

Vale ressaltar que nenhum dos estudos realizados no Brasil ou em outros países da América do Sul caracterizaram sazonalmente e horário de ocorrência os TIDs a partir de mapas de dTEC. Além disso, os estudos anteriores não observaram TIDs periódicos em Cachoeira Paulista. Portanto, este trabalho de tese irá contribuir significantemente para a melhor compreensão dos TIDs na América do Sul.

Figura 2.20 - Sequência de imagens da emissão do OI 630,0 nm, obtidas em 20/09/2006, entre às 21:37 e 22:00 UT. As setas brancas indicam o MSTID propagando-se para Noroeste. A região escura no centro da imagem representa a via láctea.

Fonte: Paulino et al. (2016).

2.3.3 TIDs originários por distintos fenômenos

A ionosfera terrestre pode ser considerada um indicador de pertubações na Terra e no espaço próximo (magnetosfera terrestre e sistema Sol-Terra). Assim sendo, nos últimos anos, os cientistas têm pesquisado as fontes que produzem perturbações no plasma da termosfera/ionosfera. Desta forma, a presente seção retrata o efeito de distúrbios naturais e antropogênicos na aeroluminescência da termosfera e no plasma ionosférico na última década. Vale ressaltar também, que nem todas as observações descritas nesta seção são efeitos de propagação de ondas internas de gravidade. Portanto, devemos considerar os efeitos de ondas acústicas de gravidade, não abordadas no presente trabalho. Mais detalhes sobre ondas acústicas de gravidade e a sua relação com os MSTIDs podem ser encontrados nos trabalhos de Kherani et al. (2011), Kherani et al. (2012) e Fedorenko et al. (2015).

Afraimovich et al. (1998) desenvolveram uma técnica de rádio interferometria utilizando receptores GNSS de dupla frequência, que possibilitou o estudo de um TID originado a partir do eclipse solar de 9 de março de 1997. Utilizando a mesma técnica, Afraimovich et al. (2001) estudaram ondas de choque acústicas produzidas durante o lançamento de foguetes. Os autores verificaram que este tipo de onda tem período de 270-360 s, velocidade de fase entre 900 e 1200 m/s e comprimento de ondas entre 300 e 1000 km. A Figura 2.21 apresenta a assinatura do sinal de dTEC para vários lançamentos de foguetes, em dias distintos. As curvas em negrito representam o comportamento do sinal no dia do lançamento. Por outro lado, as linhas finas são os sinais para o dia anterior e posterior ao evento.

Lin et al. (2014) apresentaram assinaturas de ondas de choque em mapas bidimensionais de dTEC no Japão, depois da passagem de foguetes oriundos das Coreia do Sul e do Norte. Os autores observaram que a onda de choque perturbou o plasma ionosférico 20 min após a passagem do foguete, com velocidades iniciais que excedem 1000 m/s e, em seguida, reduzem para 800-900 m/s.

Figura 2.21 - Variação do dTEC durante o lançamento de foguetes.

Fonte: Afraimovich e Perevalova (2006).

Afraimovich (2008) e Afraimovich et al. (2009a) foram os primeiros a confirmarem a existência de estruturas oscilatórias geradas por terminadores solares movendo-se sobre os EUA, Europa e Japão, por meio do uso de receptores GNSS, durante os meses de outono e inverno. Estas oscilações são subdivididas em dois grupos: ondas de larga escala e média escala. As de larga escala foram estudadas por Song et al. (2013). Eles utilizaram 12 meses de dados (fevereiro de 2011 a janeiro de 2012), na China, Os autores construíram mapas bidimensionais de dTEC, encontrando 135 LSTIDs no terminador solar noturno, com uma maior ocorrência nos meses de inverno, e propagando-se para Norte, enquanto que no verão, estas oscilações são pouco frequentes e propagam-se para Sudoeste. Os valores médios do período, velocidade de fase e comprimento de onda horizontal dos LSTIDs são 79 ± 12 min, 288 ± 43 m/s e 1503 ± 205 km, respectivamente.

Os distúrbios de média escala são caracterizados por flutuações de 10-30 min, com duração de propagação chegando a 6 horas e comprimento de onda de 100 a 300 km (AFRAIMOVICH, 2008; AFRAIMOVICH et al., 2009a). Os pacotes de onda propagante (do inglês, '*Travelling Wave Packets*'- TWP), possuem uma alta anisotropia e coerência com mais de 10 cristas de ondas. Os TWPs de média escala conseguem se estender por distâncias maiores do que 1000 km (AFRAIMOVICH et al., 2003). Afraimovich et al. (2009b) analisaram uma grande quantidade de dados para o ano de 2008 e observaram que o surgimento dos TWPs depende da estação do ano. No inverno, os TWPs no hemisfério Norte são observados, principalmente, 3 horas após o terminador noturno passar. No equinócio, por outro lado, esta oscilação surge logo após a passagem do terminador. Por fim, no verão, os TWPs são registradas 1,5 - 2 horas antes da passagem do terminador.

Terremotos também são conhecidos por serem uma fonte de distúrbios atmosféricos. A variação vertical do terreno gerada pelo terremoto produz ondas de choque acústicas na atmosfera neutra; elas se propagam verticalmente e sua amplitude aumenta significativamente com a altura. Tsugawa et al. (2011) observaram o efeito do terremoto de Tohoku, com magnitude de 9,0° na escala Richter, no dia 11/03/2011, às 05:46:23 UT, em mapas de dTEC, utilizando receptores da rede japonesa GEONET. A Figura 2.22 exibe mapas bidimensionais de dTEC de 05:50 UT até 07:25 UT. Na Figura 2.22(a), correspondendo a 4 minutos depois do evento, percebe-se que a ionosfera não apresenta nenhum sinal de distúrbio, no entanto, na Figura 2.22(b) às 05:55 UT, ∼10 min após o terremoto, observa-se um aumento abrupto no dTEC acima do epicentro do terremoto, representado pela estrela vermelha. Em seguida, as Figuras 2.22(c-e) mostram uma onda de larga escala, com frente de onda circular,

propagando-se radialmente com velocidade de 3457 m/s. Depois da propagação das primeiras ondas de larga escala, ondas concêntricas de média escala surgem, com comprimento de onda de 200-300 km e velocidades entre 138 e 423 m/s, como mostrado nas Figuras 2.22(f-h). Estas ondas de média escala podem ser modeladas pela teoria de ondas de gravidade interna.

Figura 2.22 - Mapas de TEC perturbado exibindo ondas acústicas de gravidade concêntrica sobre o Japão após o terremoto de Tohoku, no dia 11/03/2011, entre às 05:50 e 07:25 UT. Os intervalos das Figuras (a-d), (d-f) e (f-h) são 5, 10 e 30 min, respectivamente. A estrela vermelha é o epicentro do terremoto e os círculos cinzas representam os círculos concêntricos do epicentro do terremoto.

Fonte: Tsugawa et al. (2011).

Outro efeito produzido por terremotos são os tsunamis, que também provocam distúrbios na ionosfera. Makela et al. (2011) observaram, pela primeira vez, uma oscilação na emissão do OI 630,0 nm, provocada pelo tsunami de Tohoku, em 11 de março de 2011, no Havaí (EUA). A Figura 2.23, na imagem da esquerda, exibe oscilações referentes a propagação do tsunami. As oscilações são separadas em dois tipos: de curto e longo período. As de longo período apresentam parâmetros de onda: período, comprimento de onda e velocidade de fase de: 26,2 ± 2,7 min, 290,0 ± 12,5 km e 184,5 ± 33,8 m/s, respectivamente. Já as de período menor tem comprimento de onda de 189,9 ± 4,9 km, período de 14,2 ± 2,7 min e velocidade de fase de 222,9 ±

52,4 m/s (mesmas características referente as Figuras 2.22(f-h)). A imagem central apresenta a simulação da oscilação, usando um modelo de densidade eletrônica para ondas de gravidade acústicas para a altura de 250 km, desenvolvido por Kherani et al. (2009), em que é possível visualizar a estrutura da onda, semelhante à onda observada pelo imageador. Na imagem da direita, observamos ondas produzidas pelo modelo de onda de gravidade pura, desenvolvido por Occhipinti et al. (2006), em que percebemos uma grande semelhança com a onda observada pelo imageador. As linhas vermelhas nas três imagens são referentes a localização do tsunami no referido tempo.

Figura 2.23 - MSTIDs ocasionados pelo tsunami de Tohoku. (a) imagem da emissão do OI 630,0 nm entre 13:20 e 13:22 UT; (b) resultados para a densidade eletrônica em 250 km obtido por modelo; (c) velocidade vertical do vento, obtido por modelo. A linha vermelha refere-se a localização do tsunami no tempo da imagem.

Fonte: Adaptado de Makela et al. (2011).

Crowley et al. (2016) também estudaram os efeitos do tsunami relacionado ao terremoto de Tohoku no continente Norte americano. Os autores utilizaram aproximadamente 4000 receptores GNSS para o estudo dos TIDs. O tsunami chegou à costa dos Estados Unidos ∼10 horas após o início do terremoto. A Figura 2.24 apresenta um TID propagando-se para Norte-Leste/Sul-Oeste, com comprimento de onda de 194,8 km, período de 15,1 min, e velocidade de fase de 233 m/s. Os resultados obtidos por Crowley et al. (2016) corroboram com os de Makela et al. (2011).

Figura 2.24 - Mapas 2D de dTEC às (a) 15:30 UT, (b) 16:40 UT, (c) 17:10 UT, e (d) 19:20 UT. Observa-se um TID propagando-se sobre a costa Oeste dos EUA, referente ao dia 11/03/2011.

Fonte: Crowley et al. (2016).

Tornados, tempestades convectivas e ciclones tropicais podem gerar ondas de gravidade interna que se propagam na ionosfera/termosfera. Nishioka et al. (2013) observaram ondas concêntricas e de curto período observadas em mapas de dTEC com uma grande rede de receptores GNSS em solo, sobre a região central do EUA. O TID foi visualizado na ionosfera após a passagem do tornado de categoria EF5 (categoria máxima de tornado na escala Fujita, detalhes em Fujita (2017)) atingir Moore, Oklahoma, EUA, em 20/05/2013. O autores concluiriam que a fonte da oscilação é atribuída à super célula que provoca o tornado. Os autores inferiram que as ondas não são dispersivas, pois foram observadas por mais de 7 horas, e apresentaram comprimento de onda de 120 km e período de 13 min. Por outro lado, os autores também observaram oscilações com período de 4 minutos, propagando-se ao Sul do tornado, e com duração de mais de 8 horas, e concluíram que a fonte das mesmas se devem as ressonâncias acústicas. A Figura 2.25 exibe as ondas concêntricas obser-

vadas por Nishioka et al. (2013) em mapas bidimensionais do dTEC; o tornado toca o chão às 19:45 UT e percorre a cidade por 40 min. A estrela vermelha é a cidade de Moore, o 'x' preto representa o centro das ondas concêntricas (em linhas pretas).

Figura 2.25 - Mapas bidimensionais de dTEC às (a) 20:00 UT, (b) 21:00 UT, (c) 22:00 UT e (d) 23:00 UT referentes ao dia 20/05/2013. A cidade de Moore é representada pela estrela vermelha. Os círculos representam as frentes das ondas concêntricas observadas no mapa de dTEC. O centro das ondas concêntricas é designado pelo 'x'.

Fonte: Nishioka et al. (2013).

Para finalizar esta seção, apresentamos a resposta da ionosfera aos efeitos da ablação do meteoroide observado em Chelyabinsk (Rússia), com ∼20 m de diâmetro e velocidade de 19 km/s, que explodiu entre 27 e 30 km de altura no dia 15/02/2013, às 03:20:32 UT (POPOVA et al., 2013). Perevalova et al. (2015) estudaram as características dos TIDs originados próximo a explosão do meteoroide. A Figura 2.26a apresenta a distribuição espacial do TID produzido pela explosão do meteoroide, e suas velocidades, em cada direção. As imagens (b) e (c) mostram que a velocidade do TID decresce com o tempo, de 664 m/s para 247 m/s depois de meia hora.

Figura 2.26 - (a) Distribuição de velocidades e direção do TID, obtida através do método de interferometria empregando receptores GNSS (AFRAIMOVICH et al., 1998). Os pontos azuis (valor mínimo de TEC) e vermelhos (valor máximo de TEC) representam os tripletos dos pontos ionosféricos para calcular a velocidade. Os valores da velocidade (V), azimute (Az) e o número do satélite GPS, são mostrados perto de cada vetor velocidade. A linha contínua vermelha representa a trajetória do meteoroide e o 'X' vermelho a localização da explosão do mesmo. Os diagramas de tempo versus distância são separados em dois grupos: (b) Oeste e (c) Leste da explosão. A linha vertical cinza marca o momento da explosão do meteoroide. Os triângulos pretos são os receptores utilizados.

Fonte: Perevalova et al. (2015).

3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

Neste capítulo, são apresentados o imageador *All-Sky* e a rede de receptores GNSS utilizados neste estudo. Além disso, são apresentados a metologia empregada para determinação dos parâmetros dos TIDs a partir das imagens da emissão do OI 630,0 nm e via mapas de dTEC.

3.1 Imageador *All-Sky*

A Figura 3.1 apresenta o imageador *All-Sky* utilizado, onde pode-se observar os principais componentes ópticos que compõem o equipamento. O imageador é composto por uma lente olho de peixe, um sistema de lentes que compõem o sistema telecêntrico, uma roda onde estão alojados os filtros de interferência, um sistema de lentes que servem para reconstruir a imagem e a câmera CCD (acrônimo de '*Charge Coupled Device*').

Figura 3.1 - Ilustração do imageador *All-Sky*, com a indicação de cada parte que compõem o equipamento.

Fonte: Adaptado de Keoscientific (2017).

O sistema óptico do imageador é composto por uma lente olho de peixe, com um campo de visão de 180°, que permite ao sistema a obtenção de uma imagem completa do céu local. A luz atravessa um conjunto de lentes formando o sistema telecêntrico, e passa pela roda de alojamento dos filtros de interferência. Cada filtro permite a passagem da radiação proveniente de uma emissão atmosférica específica, filtrando apenas os comprimentos de onda de interesse (KEOSCIENTIFIC, 2017).

A Tabela 3.1 apresenta os principais filtros de interferência utilizados na observação das emissões da aeroluminescência, bem como suas principais características. Vale salientar que na emissão do OH (Tabela 3.1), existe uma supressão do espectro em 865 ± 18 nm, devido a emissão do $O_2(0-1)$.

Tabela 3.1 - Características dos filtros de interferência instalados no imageador.

Filtro	**Comp. de onda (nm)**	**Larg. de banda (nm)**	**Alt. média (km)**
OI	630,0	2,0	250
OH	717,0-927,0	210,0	87

Em seguida, a luz atravessa outro sistema de lentes para reconstrução da imagem, e incide sobre a câmera CCD. A câmera CCD do imageador usado neste trabalho consiste em uma área coletora de 1,77 cm^2 refrigerada a ar por um sistema Peltier e apresenta alta eficiência quântica (95%). As imagens obtidas das emissões do OH e OI 630,0 nm são integradas com 15 e 110 segundos, respectivamente. A Figura 3.2 apresenta uma imagem da emissão do OI 630,0 nm onde se observa um TID, o retângulo branco destaca a região de interesse. Vale frisar que nesta figura não houve tratamento na imagem para realçar a oscilação.

Figura 3.2 - TID observado, no interior do retângulo branco, na emissão do OI 630,0 nm por meio do imageador *All-Sky*, referente a noite de 28-29 de julho de 2013.

Os dados utilizado nesta tese, foram obtidos por um dos imageadores adquiridos pelo programa EMBRACE (Estudo e Monitoramento Brasileiro do Clima Espacial). A Tabela 3.2 apresenta a localização dos observatórios em que os imageadores estão instalados.

Tabela 3.2 - Localização dos observatórios onde os imageadores do EMBRACE estão instalados.

Observatórios	**Coordenadas**
Boa Vista - RR	2,8° N; 60,7° O
São João do Cariri - PB	7,4° S; 36,5° O
Cachoeira Paulista - SP	22,4° S; 45,0° O
Estação Antártica Comandante Ferraz	62,0° S; 58,0° O

A vantagem do uso de imageadores para observar os TIDs é a sua alta resolução espacial. Por outro lado, as desvantagem do uso do imageador são as medidas numa mesma região onde as observações ocorrem apenas durante a noite em períodos de Lua nova. Para contornar esse problema, uma solução seria aumentar o número

de observatórios, de forma a obter uma maior área de cobertura sobre o território brasileiro. Este é um dos objetivos do programa EMBRACE do INPE.

3.1.1 Determinação dos parâmetros de ondas dos TIDs

A metodologia empregada na análise das imagens de aeroluminescência foi implementada e descrita em detalhes por Medeiros (2001) e Wrasse et al. (2007). A seguir, serão apresentadas as principais etapas envolvidas na análise destas imagens.

Antes de analisar as imagens para extrair os parâmetros dos TIDs, é necessário fazer um pré-processamento das mesmas. As principais etapas do pré-processamento podem ser listadas a seguir:

a) Alinhar a imagem com o Norte geográfico;

b) Remover as estrelas;

c) Projetar a imagem em coordenadas geográficas (relação entre *pixel* e km);

d) Ajuste do contraste para remover as flutuações devido às variações da aeroluminescência;

e) Utilização de um filtro passa alta para remover as contaminações espectrais indesejadas.

Os detalhes sobre cada etapa foram minuciosamente detalhado em Medeiros (2001), Wrasse (2004), Wrasse et al. (2007) e Almeida (2010).

A Figura 3.3 apresenta uma sequência de imagens linearizadas em coordenadas geográficas, referente a noite de 28-29 de julho de 2013, entre 22:22 e 22:45 UT. O retângulo branco destaca as oscilações devido à propagação de um TID na camada de emissão do OI 630,0 nm. A região selecionada nas imagens será utilizada na análise espectral do evento de onda.

Uma vez determinada a região de interesse, aplica-se a transformada de Fourier discreta, em duas dimensões, ao conjunto de imagens selecionadas, obtendo assim o espectro de potência. Como o espectro de potência é simétrico em relação à origem, existe uma ambiguidade de 180° na direção de propagação da onda. Neste caso, somente a metade do espectro resultante contém a informação desejada, a outra metade é redundante. Assim, a direção e o sentido de propagação da onda não

pode ser determinado diretamente por meio do espectro de potência Wrasse (2004), Wrasse et al. (2007).

Um dos métodos utilizados para resolver o problema da ambiguidade no espectro é a determinação do espectro cruzado entre duas imagens sucessivas. Ao contrário do espectro de potência, o espectro cruzado fornece um valor complexo que contém informações sobre a amplitude e fase dos dois sinais (BLOOMFIELD, 2004).

A amplitude do espectro cruzado é expressa pelo seu módulo $|C(k,l)|$ e a sua fase é expressa por:

$$\varphi_{(k,l)} = arctg\left\{\frac{ImC(k,l)}{ReC(k,l)}\right\}, -\pi \leq \varphi \leq \pi. \tag{3.1}$$

Para o par de número de onda (k,l), no qual a amplitude é máxima, a fase do espectro cruzado representa a diferença de fase causada pela propagação da onda entre as imagens selecionadas na Figura 3.3.

Figura 3.3 - Sequência de imagens da camada de emissão do oxigênio atômico $(630,0$ nm), obtida em Cachoeira Paulista (SP), na noite de 28-29 de julho de 2014. Observa-se, no interior do retângulo branco, um TID que se propaga para Nordeste.

Maekawa (2000) descreve o procedimento utilizado para determinar o parâmetro de onda utilizando os resultados do espectro cruzado. Para isto, o número de onda (k, l), com a maior amplitude do espectro cruzado é escolhido como sendo o número de onda na direção zonal, k, e meridional, l, da onda. A diferença de fase entre duas imagens sucessivas, $\varphi_{(k,l)}$, é a fase do espectro cruzado para estes números de onda. Logo, a velocidade de fase observada, C_{obs}, pode ser determinada por meio da seguinte equação:

$$C_{obs} = \frac{1}{\sqrt{k^2 + l^2}} \frac{\varphi_{(k,l)}}{360^\circ} \frac{1}{\Delta t}, [m/s], \tag{3.2}$$

em que, Δt é a diferença temporal entre duas imagens sucessivas. O comprimento de onda horizontal, λ_H, é determinado diretamente dos números de onda, (k, l), em km, sendo representado por meio da equação:

$$\lambda_H = \frac{1}{\sqrt{k^2 + l^2}}, [km]. \tag{3.3}$$

O período observado da onda pode, então, ser determinado por meio da velocidade de fase e do comprimento de onda já estabelecidos anteriormente:

$$\tau_{obs} = \frac{\lambda_H}{C_{obs}}, [min]. \tag{3.4}$$

Assim, os parâmetros do TID observado na Figura 3.3 podem ser determinados. As principais características da onda são: direção de propagação para NE, velocidade de fase de 134,0 ± 16,9 m/s, comprimento de onda horizontal de 109,0 ± 12,1 km e período de 13,6 ± 2,3 min.

3.2 O sistema GNSS

Na década de 1960, o departamento de defesa dos Estados Unidos da América, desenvolveu um sistema de navegação a partir de satélites com o nome '*Global Positioning System*', com a sigla GPS, ou NAVSTAR (sigla oficial em inglês para '*NAVigation Satellite with Time And Ranging*'), que entrou em completo funcionamento no ano de 1993, oferecendo uma grande oportunidade para estudo da ionosfera em escala global. O GPS utiliza uma 'constelação' de 32 satélites com cobertura global.

Na década de 1980, surgiu o sistema de posicionamento Russo, chamado GLONASS

(sigla em inglês para '*GLObal NAvigation Satellite System*'), que foi desenvolvido durante a guerra fria para comunicação, mas, com o fim da mesma, o governo conservou os satélites como uma plataforma multiuso. O sistema GLONASS é composto por 24 satélites. Outro sistema de navegação por satélite conhecido é o Galileo, desenvolvido pela União Europeia, e composto atualmente por 18 satélites. Por fim, o sistema de navegação Chinês, '*BeiDou Navigation Satellite System*' (BDS), iniciado em 2000, está com 22 satélites em orbita com cobertura global. A previsão é que este sistema tenha 35 satélites em operação até 2020 (NAVIPEDIA, 2013).

Os sistemas de navegação citados anteriormente fazem parte da rede GNSS (sigla em inglês para '*Global Navigation Satellite System*'), utilizada para descrever a constelação de sistemas de posicionamento por satélite que atualmente estão em operação.

Os satélites GNSS emitem sinais, na banda L, especialmente codificados, que permitem ao receptor em solo computar: a posição, a velocidade e o tempo, concretizado a partir dos sinais de quatro satélites. Vale ressaltar que cada uma das constelações empregam frequências específicas, diferentes do sistema GPS. Quando estes sinais, dois para cada satélite (ver Tabela 3.3 para mais detalhes), chegam ao receptor, são decodificados, e assim é possível medir o tempo e a fase entre o satélite e o receptor, fornecendo as informações da pseudodistância (P1, P2) e da fase (L1, L2) do sinal.

P1 e P2 representam as medidas do tempo de propagação do sinal durante sua trajetória entre o satélite e o receptor em solo, multiplicada pela velocidade da luz no vácuo. Este tempo de propagação corresponde ao intervalo de tempo necessário para que ocorra a chegada do sinal e a decodificação pelo receptor. Já L1 e L2 representam as diferenças de fase entre o sinal enviado pelo satélite e o sinal de referência gerado no receptor em solo. O sinal gerado pelo receptor em solo é constante, enquanto que o sinal transmitido pelo satélite sofre alteração devido ao deslocamento Doppler, em razão do movimento relativo entre o receptor e o satélite (LANGLEY, 1995). Maiores informações sobre a geometria, e o funcionamento do sistema GNSS podem ser encontrados no Apêndice A.

Tabela 3.3 - Frequências e seus respectivos comprimentos de onda para os sinais do sistema GPS.

Frequência (MHz)		**Comprimento de onda (cm)**
L_1	$f_1 = 1575,42$	$\lambda_1 = 19$
L_2	$f_2 = 1227,60$	$\lambda_1 = 24$

Fonte: Monico (2008).

A Figura 3.4 apresenta a distribuição dos receptores GNSS de solo que compõem a Rede Brasileira de Monitoramento Contínuo (RBMC), mantida pelo Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística (IBGE); a Rede Argentina de '*Monitoreo Satelital Continuo*' (RAMSAC), a '*Low Latitude Ionospheric Sensor Network*' (LINS) e o '*International GNSS Service*' (IGS). A rede GPS do sistema GNSS será utilizada para a determinação do TEC perturbado sobre o Brasil e parte da América do Sul. A Tabela 3.4 apresenta a quantidade de receptores das quatro redes, instaladas no setor Sul americano. Estas informações são referentes ao ano de 2014. Sabe-se que os receptores GNSS em solo estão em constante atualização, e o número de receptores ativos pode mudar ao longo dos anos.

Figura 3.4 - Mapa de parte da América do Sul e a distribuição dos receptores GNSS de solo mantidos pelas redes RBMC, RAMSAC, LISN e IGS. Referente ao ano de 2014.

Tabela 3.4 - Redes de receptores GNSS de solo existentes na América do Sul e seus respectivos números de receptores. O número de receptores são referentes ao ano de 2014.

Redes	**Nº de Receptores GNSS**
LISN	30
IGS	29
RAMSAC	67
RBMC	101
Total	**227**

3.3 Metodologia de cálculo da componente perturbada do TEC (dTEC)

O TEC corresponde à densidade eletrônica ionosférica integrada em altura, em uma coluna cuja área da base é unitária. A unidade de medida do TEC é o TECU (sigla em inglês, '*Total Electron Content Unit*', $10^{16} ele/m^2$), esquematizado na Figura 3.5. O TEC apresenta uma variabilidade diária com valor máximo por volta de 14 horas, horário local, e menor valor antes do amanhecer (HOFMANN-WELLENHOF et al., 1994).

Figura 3.5 - Desenho esquemático da definição do conteúdo eletrônico total.

Fonte: Extraído de Rob (2017).

Cada receptor GNSS fornece o atraso de fase e a pseudodistância nas frequências da banda L, conforme apresentado na Tabela 3.3, a cada 30 segundos. O TEC na linha de visada, TEC_R, exemplificado na Figura 3.5, é medido ao longo de cada satélite e receptor GNSS de solo, e pode ser derivado usando a Equação 3.5 (MANNUCCI et al., 1998).

$$TEC_R = \frac{1}{40,3}\frac{f_1^2 f_2^2}{f_1^2 - f_2^2}[(L_1 - L_2) - (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2) + b_r + b_S], \tag{3.5}$$

em que, L_1 e L_2 são o atraso de fase do sinal, convertido para unidade de distância, $\lambda_1 N_1$ e $\lambda_2 N_2$ são as ambiguidades dos ciclos, e b_r e b_S são erros instrumentais do satélite e receptor, respectivamente. O TEC vertical, $VTEC$, é obtido do TEC na linha de visada usando a seguinte relação:

$$VTEC = TEC_R cos(\chi), \tag{3.6}$$

em que χ é o ângulo zenital do satélite na região F, em torno de 300 km de altura, considerando a ionosfera como uma casca esférica. Não são utilizados dados de TEC com ângulo zenital entre 70 e 90°, i. e., ângulo de elevação menor do que 30°. Como consequência ocorre uma diminuição nas incertezas ('*cycle slips*' e conversão do TEC da linha de visada para o TEC na vertical no ponto ionosférico), pois o caminho ótico do sinal é menor. Detalhes adicionais dos cálculos e definições são abordados no Apêndice A.

Neste trabalho, calculamos o dTEC a partir da subtração do $VTEC(t)$ com uma média móvel horária do VTEC ($\overline{VTEC}\,(t \pm 30min)$), sendo representado por meio da Equação 3.7.

$$dTEC = VTEC(t) - \overline{VTEC}\,(t \pm 30min)\,, \tag{3.7}$$

Ressaltando que esta abordagem remove os erros instrumentais e ambiguidades do ciclo, abordagem similar utilizada por Tsugawa et al. (2006), Tsugawa et al. (2007). Neste estudo os '*cycle slips*' são identificados e removidos durante o processo de cálculo do dTEC.

3.4 Mapas bidimensionais (2D) de dTEC

Para a construção de mapas 2D de dTEC é necessário, calcular o valor de dTEC para cada par receptor-satélite que compõe as redes GNSS. Em seguida, escolheu-se a melhor região no Brasil para estudar os TIDs, região Sul-Sudeste (-15 até -30° em latitude e -35 até -55° em longitude), pois nela encontra-se a maior concentração de receptores, ∼50, como pode ser visto na Figura 3.4.

A Figura 3.6 apresenta mapas de dTEC, para o dia 14/07/2014, às 10:54:00 LT, cada célula que compõe o mapa apresenta uma resolução espacial de 1 × 1° em latitude e longitude (resolução espacial de 0,2 × 0,2° e suavização de 5 × 5 elementos em latitude e longitude). A tabela de cores utilizada tem uma variação de 0,2 a -0,4 TECU.

Figura 3.6 - Mapa de dTEC para o dia 14/07/2014, às 10:54:00 LT. Esta imagem mostra um TID que se propaga para Nordeste. Caso o leitor tenha interesse em visualizar o vídeo referente a imagem, basta acessar o link para *download* http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NTCD8H. No vídeo é possível observar a propagação do TID para Nordeste.

A Figura 3.7 apresenta um fluxograma com as etapas do cálculo do dTEC até a construção dos mapas 2D. Salientando que este método de cálculo foi desenvolvido durante o doutorado.

Figura 3.7 - Fluxograma das etapas de cálculo do TEC perturbado e geração de mapas 2D.

Uma série de testes foram realizados para encontrar a melhor forma de apresentar as oscilações presentes nas séries temporais de dTEC em forma de mapas. Ao todo foram realizadas 20 combinações com 4 tamanhos de células diferentes e 5 elementos de suavização. A escolha da célula acarreta uma limitação nos resultados. Apenas comprimentos de onda horizontal maiores que $\sim$120 km serão possíveis de observar. A explicação é devido a escolha da célula, $0,2° \times 0,2°$, e do elemento de suavização, 5×5, que resulta em um grau em latitude e longitude, i.e., 1° em 300 km de altitude corresponde a aproximadamente 116 km. Detalhes adicionais podem ser obtidos no Apêndice B.

3.5 Keogramas de dTEC

Uma maneira mais eficiente de identificar oscilações nos mapas de dTEC é por meio de Keogramas. Esta técnica consiste em amostras latitudinais e longitudinais nos mapas de dTEC a cada minuto, estas amostras são acumulados ao longo do dia, formando um série temporal em função da latitude e longitude.

Na Figura 3.8 é apresentada uma sequência de imagens simulando uma oscilação com comprimento de onda de 200 km, período de 60 minutos e direção de propagação de 45°, no qual 0° representa o Norte geográfico e sentido horário. As regiões vermelhas representam as cristas, enquanto os vales são representados pelas regiões em verde. As linhas de cor preta representam as regiões da imagem onde serão obtidas as amostras para a construção dos keogramas.

Figura 3.8 - Sequência de imagens simuladas mostrando a propagação de uma onda para Nordeste. As linhas pretas representam as amostras zonais e meridionais para a construção do keograma.

Como estamos trabalhando com oscilações de grande extensão, dimensões $\geq$ 300 km em latitude e longitude, supomos que as mesmas se propaguem pela região escolhida para cada uma das amostras que compõe o keograma. As amostras utilizadas no presente estudo são 2 em latitude, 22,5 e 23,75° S, e 4 em longitude, 45,0; 47,5; 50,0 e 52,5° O, totalizando 8 keogramas por dia.

Na Figura 3.9, são apresentados os respectivos keogramas, zonal (painel superior) e meridional (painel inferior). Os eixos horizontais indicam o tempo, com resolução temporal de um minuto, e os verticais representam as distâncias, em graus, nas direções zonal e meridional. As amostras foram obtidas na latitude, 22,5° S, para o keograma zonal, e para o meridional, na longitude 47,5° O.

Figura 3.9 - Keograma zonal e meridional para uma onda com comprimento de onda de 200 km, período de 60 minutos e direção de propagação para Nordeste.

3.5.1 Metodologia de análise dos keogramas

Keogramas são muito úteis para identificar oscilações nos mapas de dTEC, pois com apenas uma figura é possível observar o comportamento do dTEC ao longo de 24 horas. Desta forma, é necessário desenvolver um método robusto para calcular o comprimento de onda, período, direção de propagação e velocidade de fase das oscilações presentes nos keogramas.

Assim, para realizar a análise espectral, primeiro é necessário selecionar uma região que contenha a oscilação nas componentes do keograma, ver Figura 3.10. É importante destacar que a área a ser analisada deve ser igual em cada um dos componentes do keograma.

Figura 3.10 - Região a ser analisada no keograma apresentado na Figura 3.9.

Uma vez determinada a região, aplica-se a transformada de Fourier discreta, representada pela Equação 3.8, ao conjunto de séries temporais selecionadas.

$$F(\omega) = \sum_{n=0}^{N-1} f(t) e^{\frac{-2\pi\omega n i}{N}}, \tag{3.8}$$

em que, $F(\omega)$ é a transformada de Fourier da função $f(t)$, $\omega = 0$, ..., $N-1$ é o índice de frequência e N é o número de pontos da série temporal nas regiões selecionadas.

Em seguida, calcula-se o espectro cruzado, definido pela Equação 3.9:

$$C(\omega) = F_S(\omega) * F^*_{S+1}(\omega), \tag{3.9}$$

em que, $C(\omega)$ é o espectro cruzado entre duas séries temporais, $F_S(\omega)$ e $F^*_{S+1}(\omega)$ representam as transformadas de Fourier das séries $f_S(t)$ e $f_{S+1}(t)$, respectivamente, e $F^*_{S+1}(\omega)$ é o complexo conjugado de $F_{S+1}(\omega)$.

O espectro cruzado de potência unidimensional é definido pelo módulo quadrático, $|C^2|$. Se o número de séries temporais selecionados for S, o espectro resultante será

a média aritmética de todo o conjunto dos $S-1$ espectros computados.

A amplitude do espectro é expressa, $2\sqrt{|C(\omega)|}$, com a fase do espectro cruzado sendo definida por:

$$\Delta\psi = tg^{-1}\left\{\frac{Im(C(\omega))}{Re(C(\omega))}\right\}, -\pi \leq \psi \leq \pi. \tag{3.10}$$

Para a frequência ω, na qual a amplitude é máxima, a fase do espectro cruzado representa a diferença de fase causada pela propagação da onda entre estas séries temporais.

O procedimento utilizado para determinar os parâmetros da oscilações segue as seguintes etapas:

a) Calcular o período:

$$\tau = \frac{1}{f(\omega)}, [min]; \tag{3.11}$$

b) Determinar o comprimento de onda para as componentes zonal e meridional ($\lambda_{NS,LO}$).

$$\lambda_{NS,LO} = \frac{\Delta d}{\frac{\Delta\psi}{360^\circ}}, [km], \tag{3.12}$$

em que, Δd, representa a distância entre as séries temporais;

c) De maneira direta obtemos o comprimento de onda horizontal (PAULINO, 2012):

$$\lambda_H = \frac{\lambda_{NS}\lambda_{LO}}{\sqrt{\lambda_{NS}^2 + \lambda_{LO}^2}}, [km]; \tag{3.13}$$

d) Por fim, o cálculo da velocidade de fase horizontal (C_H) e a direção de propagação de fase (ϕ) (PAULINO, 2012), podem ser obtidos por:

$$C_H = \frac{\lambda_H}{\tau}, [m/s], \tag{3.14}$$

e

$$\phi = cos^{-1}\left(\frac{\lambda_H}{\lambda_{NS}}\right), [\circ]. \tag{3.15}$$

É importante frisar que o desenvolvimento desta metodologia de análise de keograma de dTEC no atual trabalho é original na comunidade científica mundial.

A Tabela 3.5, resume as possíveis direções de propagação da onda, ao se observar a inclinação da mesma em cada uma das componentes do keograma. Esta verificação rápida é bastante importante para averiguar a consistência dos parâmetros que estão sendo calculados em relação ao vídeo observado. Maiores detalhes sobre a direção de propagação são descritos em Paulino (2012).

Tabela 3.5 - Definição da direção de propagação de uma onda de gravidade obtida a partir da visualização dos keogramas.

Onda	**Keogramas**	**Direção de Propagação**
		Norte (0°)
		Nordeste (45°)
		Leste (90°)
		Sudeste (135°)
		Sul (180°)
		Sudoeste (225°)
		Oeste (270°)
		Noroeste (315°)

3.5.2 Propagação de incerteza e nível de significância

É de fundamental importância conhecer a incerteza nos cálculos da análise espectral e a sua propagação para os demais parâmetros (λ_H, τ, C_H e ϕ).

A propagação de incerteza na análise espectral não é um tema trivial, e até então não era considerada uma incerteza produzida pela transformada de Fourier. No presente estudo, considerou-se uma incerteza de 5% no período, como consequência do nível de significância estimado em 95%.

Portanto, as Equações 3.12 até 3.15 são utilizadas na propagação de incertezas, utilizando a equação geral da propagação de incertezas do livro de Bevington e Robinson (2003), Equação 3.14, pg. 41.

Uma análise foi realizada, na qual foram simulados ondas com comprimentos de onda de 100 a 600 km, com passo de 50 km; períodos de 10 a 120 min, com cadência de 10 min; e direções de propagação, de 0 a 360°, com passo de 30°. No total foram analisados mais de 143 combinações e os resultados mostram que nos cálculos de λ_H e C_H as incertezas são menores que 10%, enquanto a incerteza em ϕ é menor que 5%.

Para determinar os níveis de significância para cada espectro de Fourier, primeiro deve-se escolher um espectro de fundo apropriado. Para muitos fenômenos geofísicos, um apropriado espectro de fundo é o ruído branco, definido como um ruído que se distribui de forma constante em todas as frequências do espectro de Fourier, ou o ruído vermelho, caracterizado por um ruído que se distribui da seguinte forma: aumenta a energia com o decréscimo da frequência (TORRENCE; COMPO, 1998).

Para estimar o espectro de Fourier normalizado para o ruído vermelho ou branco, utiliza-se a Equação 3.16 definido por Torrence e Compo (1998).

$$P_\omega = \frac{1-\alpha^2}{1+\alpha^2-2\alpha cos\,(2\pi\omega/N)}, \tag{3.16}$$

em que, α é assumido como o coeficiente da autocorrelação e ω=0, ...,$N/2$ é o índice de frequência. Observe que, para o ruído branco, utiliza-se α igual à zero. Por outro lado, o valor de α referente ao ruído vermelho são valores entre 0 e 1, estimados a partir de modelos que utilizam autocorrelação (TORRENCE; COMPO, 1998).

O espectro de potência de Fourier das séries temporais é normalizado pela variância

(σ^2/N) das mesmas, e os espectros calculados no presente trabalho usam o ruído branco com nível de significância de 95%.

Desta forma, para utilizar o nível de significância[1], é preciso definir a hipótese nula. A hipótese nula é a amplitude do espectro médio que está acima da amplitude do ruído branco com um certo nível de confiança, para o atual estudo é 95%.
Um exemplo é apresentado na Figura 3.11, painel intermediário, onde observa-se 4 picos na amplitude do espectro médio acima das linhas pontilhadas vermelhas, ruido branco. A partir da definição da hipótese nula, podemos assumir que a oscilação apresenta um período com nível de confiança de 95%.

Figura 3.11 - Resultado da análise espectral para o keograma da Figura 3.9. Os dois gráficos superiores são resultantes da seleção da Figura 3.10 e representam as componentes L-O (coluna da esquerda) e N-S (coluna da direita), os painéis intermediários são as amplitudes calculadas por meio da análise espectral; a linha tracejada em vermelho representa o nível de significância de 95%. Os gráficos inferiores são as diferenças de fase do espectro analisado.

[1]Nível de significância: é a probabilidade de rejeitar a hipótese nula, mesmo que ela seja verdadeira. Para o presente estudo, a hipótese nula, é de $1 - 0,95 = 0,05$. Ou seja, há probabilidade de 5% de escolher um pico na amplitude acima do espectro de fundo devido a um ruído.

O nível de significância é definido pela multiplicação do espectro médio calculado (P_ω) pela variância da série temporal média (σ^2) com o percentil de 95% da distribuição de Chi-quadrado para 2 graus de liberdade (χ_2^2) (TORRENCE; COMPO, 1998). Em que a distribuição de Chi-quadrado para 2 graus de liberdade referente ao espectro de potência de Fourier, é mostrado da seguinte forma:

$$\frac{N\left|F(\omega)\right|^2}{\sigma^2} \Rightarrow \frac{1}{2}P_\omega\chi_2^2. \tag{3.17}$$

Utiliza-se os conceitos de variância definidos por Torrence e Compo (1998), e assim, o espectro de Fourier teórico torna-se $\sigma^2 P_\omega$, ajustando-se ao espectro normalizado.

3.5.3 Resultados da análise espectral

Na Figura 3.11 são apresentados os resultados da análise espectral para o keograma da Figura 3.10, e seus respectivos resultados foram: comprimento de onda (λ_H) de $198,7 \pm 13,5$ km; período (τ) de $56,0 \pm 2,8$ minutos; velocidade horizontal de fase (C_H) de $59,1 \pm 5,0$ m/s e direção de propagação (ϕ) de $44,9 \pm 1,0°$. A coluna da esquerda apresenta a análise do corte zonal e a da esquerda, o meridional. Os gráficos superiores são as seleções feitas na Figura 3.10, os intermediários são as amplitudes médias calculadas por meio da análise espectral e os inferiores são as diferenças de fase.

3.5.4 Análise espectral para os keogramas de dTEC

Para finalizar o capítulo, será apresentado um exemplo de uma oscilação nos dados de dTEC, observado no dia 14/07/2013. Os parâmetros desta onda serão obtidos utilizando a análise espectral nos keogramas.

A Figura 3.12 apresenta o keograma para o dia 14/07/2013. Os retângulos brancos destacam a oscilação que será analisada. As amostras que forma o keograma são para $23,75°$ S e $47,50°$ O. O keograma zonal é o painel superior e o meridional inferior. A abcissa determina o intervalo de tempo e a ordenada, por sua vez, distância em coordenas geográficas. As cores são as mesmas utilizadas na tabela de cores da Figura 3.9.

É importante ressaltar a necessidade de interpolar os valores de dTEC selecionados. O motivo é que as redes de receptores GNSS não são densas o suficiente para a produção de keogramas com cobertura espacial contínua. Observe na Figura 3.12

que parte da região selecionada pelos retângulos apresentam uma descontinuidade nos dados, devido a resolução espacial adotada.

Vale ressaltar que outra oscilação, mais intensa, é observada entre às 22:00 e 23:00 UT, no entanto não a selecionamos com o intuito de exemplificar a robustez da metodologia de análise de keogramas.

Figura 3.12 - Keogramas referente ao dia 14/07/2013 para a amostra zonal (painel superior) e meridional (painel inferior), onde os retângulos destacam a região em que será aplicada a análise espectral. As linhas tracejadas pretas representam o terminador solar.

A Figura 3.13 apresenta os resultados da análise espectral referente a oscilação selecionada na Figura 3.12. Os resultados obtidos foram: comprimento de onda horizontal observado de $403,7 \pm 32,6$ km, período de $24,5 \pm 1,2$ min, velocidade de fase horizontal de $274,7 \pm 26,1$ m/s, e direção de propagação de $16,6 \pm 1,0°$.

Figura 3.13 - Nos painéis superiores, observa-se os keogramas zonal (coluna da esquerda) e meridional (coluna da direita) para as regiões selecionadas na Figura 3.12. Os gráficos nos painéis intermediário mostram as amplitudes das oscilações para as componentes zonal e meridional. O pico selecionado está marcado com um círculo vermelho e as linhas tracejadas em vermelho são o ruido branco com nível de significância de 95%. Os painéis inferiores mostram a diferença de fase para o pico encontrado.

O Apêndice B apresenta uma discussão sobre a viabilidade de se observar, simultaneamente, os TIDs utilizando o imageador *All-Sky* e os mapas e keogramas de dTEC. O objetivo do apêndice é apresentar a assinatura de TIDs em ambas as técnicas de observação e identificar suas limitações.

4 TIDs OBSERVADOS POR MEIO DO IMAGEADOR *All-Sky*

Neste capítulo, serão apresentados os resultados e discussões dos TIDs noturnos observados no Sul-Sudeste do Brasil, utilizando imageador *All-Sky*. As principais características dos TIDs são descritos em termos do comprimento de onda horizontal, período, velocidade de fase e direção de propagação observados via emissão do OI 630,0 nm. Além disso, os TIDs foram classificados em dois tipos: bandas escuras e periódicos. O período analisado foi de junho de 2013 até dezembro de 2015.

4.1 Descrição dos TIDs noturnos observados no Sul-Sudeste do Brasil

Os TIDs bandas escuras observados em Cachoeira Paulista (SP) já foram amplamente estudados por Pimenta et al. (2008a); Candido et al. (2008) e Amorim et al. (2011). Nestes trabalhos os autores abordaram a sazonalidade, velocidade de fase horizontal e direção de propagação.

Por outro lado, os TIDs do tipo periódicos foram caracterizados apenas na região equatorial brasileira por Paulino et al. (2016). Neste trabalho os autores identificaram TIDs num banco de dados de 10 anos de imagens obtidos da emissão do OI 630,0 nm para a região de são joão do cariri (PB).

Empregando a mesma metodologia de Paulino et al. (2016), no presente trabalho foram utilizados dados obtidos em Cachoeira Paulista entre junho de 2013 e dezembro de 2015. Neste período, foram registrados 5171,1 horas de observação no qual apenas 26,6%, ou 1372,9 horas, de céu limpo. A Figura 4.1 apresenta o total de horas observadas (barras pretas) e a quantidade de horas com céu limpo (barras vermelhas), referentes ao período estudado. Observa-se que o maior período com céu limpo encontra-se nos meses de inverno, enquanto que para os meses de verão, a cobertura de nuvens aumenta consideravelmente. Os TIDs catalogados neste estudo correspondem a 5,2% (72,0 horas) do total de horas de observação com o céu limpo.

Figura 4.1 - Número de horas mensais nos quais houveram observações da aeroluminescência (barras pretas), bem com as respectivas horas de céu limpo (barras vermelhas). O período observado é entre junho de 2013 e dezembro de 2015.

4.2 Caraterísticas dos TIDs−banda escura

Os TIDs−banda escura foram estudados na América do Sul por vários autores, dos quais se destacam: Martinis et al. (2006) em El Leoncito, Argentina; Duly et al. (2013) em observatório interamericano Cerro Tololo (30,17° S, 70,81° O), Chile; Pimenta et al. (2008a), Candido et al. (2008) e Amorim et al. (2011) em Cachoeira Paulista (SP) e Stefanello et al. (2015) em São Martinho da Serra (RS) (29,4° S, 53,8° O). Esta subseção tem o intuito de ampliar os resultados dos estudos sobre TIDs−banda escura já realizados em Cachoeira Paulista (SP).

Antes de apresentar os resultados, é preciso definir os critérios para a identificação dos TIDs−banda escura observados na emissão do OI 630,0 nm: os TIDs−banda

escura apresentam uma frente de onda bem definida, seguida por uma região escura; os TIDs−banda escura ocupam quase toda a imagem; os TIDs−banda escura aparecem primeiro no lado Sudeste da imagem e devem propagar-se para Noroeste, sem ocorrer alteração na direção de propagação; os TIDs−banda escura devem ser observados por, no mínimo, 30 minutos.

Neste trabalho, foram catalogados 10 TIDs−banda escura referentes ao período de junho de 2013 a dezembro de 2015, totalizando 20 horas de observação. Isto representa 1,46% do total de horas de observação com céu limpo. A Figura 4.2 apresenta um TID−banda escura propagando-se para Noroeste entre às 02:00 e 03:00 UT (22:00 e 24:00 LT) para a noite de 05/07/2013. O topo da imagem refere-se a direção do Norte geográfico e a direita da imagem, à direção do Leste geográfico. A via láctea é visível no centro da imagem. Nota-se que as imagens da Figura 4.2 não foram linearizadas.

Figura 4.2 - Sequência de imagens, não linearizadas, da emissão do OI 630,0 nm, em que é possível visualizar um TID−banda escura propagando-se para Noroeste, indicado por setas brancas, referente a noite de 05/07/2013, entre às 02:00 e 03:00 UT (23:00 e 24:00 LT). Caso o leitor tenha interesse em visualizar o vídeo referente as imagens, basta acessar o link para *download* `http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NTCDSB`. No vídeo é possível observar a propagação do TID-banda escura para Noroeste.

4.2.1 Sazonalidade

A Figura 4.3 apresenta a ocorrência dos TIDs−banda escura em relação aos meses do ano e intervalos de hora (LT = UT-3). Esta figura foi dividida em elementos horários e mensais. A taxa de ocorrência é definida como a razão entre o número de horas em que os TIDs−banda escura são observados em um determinado elemento, e o número de horas de observação, com céu limpo, para cada mês. O predomínio das oscilações ocorre de junho a outubro, entre às 22:00 e 03:00 LT, nos meses de inverno e início da primavera. Resultados similares foram observados por Pimenta et al. (2008a) e Candido et al. (2008).

Figura 4.3 - Taxa de ocorrência dos TIDs−banda escura em função da hora e dos meses do ano. As letras denotam os meses do ano.

A Figura 4.4 apresenta pertubações no campo magnético em médias latitudes, em inglês, '*Midlatitude Magnetic Fluctuations*' - MMF, observadas por meio da constelação de satélites Swarm (SWARM, 2017), durante novembro de 2013 a março de 2015. Os autores associaram as flutuações observadas no campo magnético como sendo devido aos TIDs−banda escura. Observando a Figura 4.4, painel inferior, verifica-se que em dezembro a taxa de ocorrência dos TIDs é muito baixa na região Sul-Sudeste do Brasil. Por outro lado, em junho (Figura 4.4, painel central), a taxa de ocorrência dos TIDs baixa, corroborando com os nossos resultados. Os autores também mostram que no equinócio (Figura 4.4, painel superior) não houve ocorrência de TIDs−banda escura.

Figura 4.4 - Taxa de ocorrência dos TIDs−banda escura, observados entre novembro de 2013 e março de 2015. O painel superior refere-se ao período de equinócio, o central ao mês de junho e o inferior ao mês de dezembro.

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

Estudos observacionais e numéricos mostram que o acoplamento entre as regiões E e F, por meio do mapeamento ao longo das linhas de campo magnético, devido ao campo elétrico de polarização na região E, desempenha um papel preponderante na formação dos TIDs−banda escura (COSGROVE, 2007; SAITO et al., 2007; OTSUKA et al., 2008; YOKOYAMA et al., 2009).

Observações no setor japonês (SHIOKAWA et al., 2003a) mostraram que TIDs−banda escura são mais frequentes no verão. No entanto, Martinis et al. (2010) observaram, em Arecibo (18,3° N, 66,7° O) que a ocorrência de TIDs−banda escura também é frequente no inverno, no qual os autores relatam que o mecanismo de acoplamento entre as regiões E e F não é suficiente para explicar os resultados obtidos.

Uma explicação para a ocorrência de TIDs−banda escura nos meses de inverno é apresentada por Shiokawa et al. (2003a). Os autores perceberam que os fortes ventos mesosféricos não são capazes de filtrar a propagação vertical de ondas de gravidade, podendo ser o mecanismo de disparo da instabilidade Perkins em médias latitudes.

Outro ponto a ser considerado é se os TIDs−banda escura podem ter um acoplamento inter-hemisférico por meio do tubo de fluxo magnético em pontos conjugados. Otsuka et al. (2004) e Shiokawa et al. (2003a) mostram que os TIDs−banda escura estão associados às flutuações no campo elétrico, portanto, tendem a ocorrer simultaneamente, em ambos os hemisférios. Resultados similares foram encontrados por Stefanello et al. (2015), bem como nos painéis intermediário e inferior da Figura 4.4.

Outro fato a ser levado em conta é que os TIDs−banda escura são originados em latitudes médias e nem todas conseguem chegar ao Sul-Sudeste do Brasil. Sabe-se que a direção de propagação preferencial dos TIDs−banda escura faz com que os mesmos percorram longas distâncias, sem dissipação de energia (KELLEY, 2011). Narayanan et al. (2014) analisaram um banco de dados de dois anos de imagens da emissão do OI 630,0 nm em Yonaguni (24,5° N, 123,0° L), Japão, identificando que os TIDs−banda escura raramente propagam-se para latitudes magnéticas menores do que 15°, e quando isso ocorre, o fenômeno se dá em atividade solar baixa. A explicação física está associada, basicamente, a dois fenômenos: primeiro, o deslocamento para os polos do aumento da intensidade, devido ao '*midnight pressure bulge*' [1], quando os TIDs−banda escura ocorrem tarde da noite; segundo, quando o fenômeno ocorre antes da meia noite, tendo sua propagação inibida pela crista da anomalia equatorial.

Com relação à influência da atividade solar na observação dos TIDs−banda escura, pode-se citar os trabalhos de Candido et al. (2008) e Amorim et al. (2011), nos quais foram analisados em torno de 10 anos de dados de imagens do OI 630,0 nm. Os autores identificaram que o principal fator que corrobora para a baixa ocorrência de TIDs−banda escura no período de atividade solar alta é a frequência de colisão íon-neutro, inversamente proporcional à taxa de crescimento da instabilidade Perkins, fazendo com que a mesma não se desenvolva.

[1] *midnight pressure bulge* é a assinatura na componente meridional do vento termosférico neutro acarretando na reversão do escoamento do vento de equador para os polos, o que resulta na diminuição da altitude da camada F e aumentando a produção do OI 630,0 nm (FIGUEIREDO, 2013).

4.2.2 Direção de propagação

A Figura 4.5 mostra as direções de propagação dos TIDs−banda escura em função da velocidade dos TIDs para os 10 casos observados. A distribuição da direção de propagação mostrou-se anisotrópica, com propagação exclusiva para o quadrante Oeste-Noroeste.

Os TIDs−banda escura apresentam direção de propagação para Sudoeste (hemisfério Norte) e Noroeste (hemisfério Sul), sendo que o mecanismo de geração e a direção preferencial se devem à instabilidade Perkins (DULY et al., 2013; MARTINIS et al., 2011; AMORIM et al., 2011). Os resultados observados no presente trabalho corroboram com os resultados obtidos por Duly et al. (2013), Martinis et al. (2011), Amorim et al. (2011).

A velocidade média dos TIDs−banda escura obtida neste trabalho foi de 115,64 ± 34,48 m/s. Os resultados mostram-se coeso quando comparado com os trabalhos de Amorim et al. (2011) e Shiokawa et al. (2003a), que apresentam velocidades que variam entre 50 e 100 m/s.

Figura 4.5 - Direção de propagação em função da velocidade dos TIDs−banda escura referentes ao período de junho de 2013 a dezembro de 2015.

A partir da definição dos TIDs apresentado no Capítulo 2 e com as características descritas acima, podemos afirmar que os TIDs-banda escura podem ser classificados como MSTIDs-banda escura.

4.3 Caraterísticas dos TIDs-periódicos

Outro tipo de oscilação identificada na emissão do OI 630,0 nm foi os TIDs-periódicos. Este tipo de oscilações foi observada na região Equatorial por Paulino et al. (2016). Contudo, na região Sul-Sudeste do Brasil estas ondas ainda não haviam sido caracterizadas.

Os critérios estabelecidos para a identificação dos TIDs-periódicos observados na emissão do OI 630,0 nm, são:

1. Apresentar uma estrutura ondulatória;

2. Propagar-se por no mínimo 30 minutos.

Neste trabalho, foram catalogados 48 TIDs−periódicos referentes ao período de junho de 2013 a dezembro de 2015, totalizando 52 horas de observação, representando 3,79% do total de horas de observação com céu limpo. Os TIDs-periódicos observados mostraram-se bastante tênues, sendo preciso utilizar um filtro digital passa alta com o intuito de enfatizá-las e, assim, indicar sua direção de propagação e determinar suas principais características como: comprimento de onda, velocidade de fase e período. A metodologia adotada neste trabalho segue o mesmo formalismo descrito por Paulino et al. (2016).

A Figura 4.6 apresenta uma sequência de imagens linearizadas da emissão do OI 630,0 nm para a noite de 02/08/2013, entre às 22:31 e 23:03 UT, no observatório de Cachoeira Paulista (SP). Na figura vemos um TID-periódico propagando-se para Norte-Nordeste. indicado pelas setas brancas. A estrutura no lado direto da oscilação é a via láctea.

Figura 4.6 - Sequência de imagens linearizadas da emissão do OI 630 nm, onde é possível visualizar um TID-periódico propagando-se para Norte-Nordeste, indicado pelas setas brancas, referindo-se a noite de 02/08/2013, entre 22:31 e 23:03 UT, no observatório de Cachoeira Paulista (SP). Caso o leitor tenha interesse em visualizar o vídeo referente as imagens, basta acessar o link para *download* http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NTCE62. No vídeo é possível observar a propagação do TID-periódico para Norte-Nordeste.

4.3.1 Sazonalidade dos TIDs-periódicos

A Figura 4.7 apresenta a ocorrência dos TIDs-periódicos em relação aos meses do ano e intervalos de hora (LT = UT-3). Esta figura foi dividida em elementos horários e mensais. A taxa de ocorrência é definida como a razão entre o número de horas em que os TIDs-periódicos são observados em um determinado elemento, e o número de horas de observação, com céu limpo, para cada mês.

Figura 4.7 - Taxa de ocorrência dos TIDs-periódicos em função da hora e meses do ano. Os meses são representados pelas iniciais dos seus respectivos nomes.

O predomínio dos TIDs-periódicos é observado de maio a setembro no início da noite, entre às 21:00 e 03:00 UT (18:00 e 00:00 LT). Poucos casos são observados fora deste intervalo. A sazonalidade é igual para os TIDs-periódicos e bandas escuras, a única diferença notável é no horário de ocorrência dos mesmos. Percebe-se que os TIDs-periódicos ocorrem mais cedo do que os TIDs−banda escura. Um ponto que deve ficar claro é que não podemos afirmar que os TIDs-periódicos, de uma forma geral, ocorrem no período de verão, pois, nos meses compreendidos a cobertura de nuvens não favorece as observações da aeroluminescência. No mês de novembro observa-se que a ocorrência de TIDs-periódicos é muito alta, no entanto este fato se deve as poucas horas de observação com céu limpo, pois a taxa de ocorrência é definida a partir do total de horas com céu limpo no mês. Mais detalhes são apresentados na Figura 4.1.

Como este estudo não conta com uma longa série temporal, não podemos afirmar que os TIDs-periódicos são dependentes da atividade solar. No entanto, Paulino et al. (2016) analisaram uma longa série de dados para a região equatorial do Brasil,

e verificaram que os TIDs-periódicos são dependentes do ciclo solar,sendo a maior ocorrência durante a atividade solar alta.

4.3.2 Comprimentos de onda horizontal dos TIDs-periódicos

A Figura 4.8 apresenta a distribuição do comprimento de onda horizontal em função da ocorrência dos TIDs-periódicos. A maioria das ondas apresenta comprimentos de onda horizontal entre 90 e 130 km, com valor médio de 111,10 km e desvio padrão de 15,30 km. É importante notar que existem oscilações com valores menores do que 90 km e também acima de 130 km. Uma distribuição gaussiana é ajustada aos dados. Paulino et al. (2016) ressaltam que é importante observar que as ondas não têm comprimento de onda horizontal maior do que 200 km e menor do que 80 km. Usando esta técnica de observação, é possível observar comprimentos de onda horizontal na emissão do OI 630,0 nm de até ∼1500 km.

Paulino et al. (2016) observaram TIDs-periódicos com comprimento de onda horizontal de $144,8 \pm 24,8$ km, valores similares ao do presente trabalho. No entanto, Fukushima et al. (2012) realizaram observações na Indonésia, durante 7 anos, na emissão do OI 630,0 nm, e apresentaram TIDs com comprimento de onda horizontal médio de 790 ± 440 km, valores muito maiores do que os observados no Brasil. Quando comparamos regiões de observações distintas, percebemos que a origem e as condições de propagação dos TIDs são bem distintos e mais estudos são necessários para compreender quais são os mecanismos físicos atuantes em cada região.

Figura 4.8 - Distribuição do comprimento de onda horizontal dos TIDs-periódicos observados entre junho de 2013 e dezembro de 2015. A linha preta contínua é um ajuste gaussiano aos dados.

4.3.3 Períodos dos TIDs-periódicos

A distribuição dos períodos observados dos TIDs-periódicos é apresentado na Figura 4.9. Observa-se que os TIDs-periódicos apresentam período observado entre 10 e 25 minutos, com valor médio de 20,96 min e o seu respectivo desvio padrão de 15,37 min. Valores abaixo de 5 minutos não são considerados como ondas de gravidade interna, pois os períodos intrínsecos de Brünt Väissälä são em torno de 8-9 minutos para a região onde ocorre a emissão do OI 630,0 nm, ∼250 km de altura. (VADAS, 2007).

Observações dos TIDs−periódicos, realizadas em São João do Cariri (PB), por Paulino et al. (2016), mostram que os TIDs apresentam período médio observado de $21,8 \pm 10,6$ min, o que corrobora com os resultados encontrado neste estudo. Já na Indonésia, Fukushima et al. (2012) encontraram que os TIDs apresentam período entre 40 e 50 minutos, com valor médio e desvio padrão de 42 ± 11 min.

Figura 4.9 - Distribuição do período dos TIDs−periódicos observados entre junho de 2013 e dezembro de 2015. A linha preta contínua é um ajuste gaussiano aos dados.

4.3.4 Velocidade de fase horizontal dos TIDs-periódicos

A Figura 4.10 apresenta a distribuição da velocidade de fase horizontal dos TIDs-periódicos, observa-se que a maioria dos TIDs-periódicos possuem velocidades de fase que variam entre 80 a 140 m/s, e valor médio de $103,20 \pm 32,78$ m/s.

Figura 4.10 - Histograma referente à velocidade de fase horizontal dos TIDs-periódicos observados entre junho de 2013 e dezembro de 2016. A linha preta contínua é um ajuste gaussiano aos dados.

Os resultados obtidos para a velocidade de fase horizontal dos TIDs-periódicos apresentam resultados similares aos reportados por Paulino et al. (2016), ver Figura 4.11. Contudo, comparando os resultados do presente trabalho com os apresentados por Fukushima et al. (2012), as velocidades de fase horizontal obtidas na Indonésia são três vezes maiores. Além disso, comparamos os resultados com os estudos feitos por Wrasse et al. (2006) e Medeiros et al. (2004) percebemos que os TIDs-periódicos são mais rápidos do que as ondas de gravidade na região MLT (em inglês, '*Mesosphere and Low Thermosphere*'), onde estas ondas apresentam velocidades de fase entre 10 e 70 m/s.

Para que ondas de gravidade consigam propagar-se da troposfera até a termosfera, é preciso que as mesmas tenham velocidades acima de 100 m/s e menor do que 300 m/s, pois são menos susceptíveis à processos dissipativos por viscosidade molecular cinética, que é o principal mecanismo de filtragem na termosfera (VADAS, 2007).

Figura 4.11 - Distribuição da velocidade de fase horizontal dos TIDs-periódicos observados em São João do Cariri (PB), observados entre setembro/2000 e novembro/2010.

Fonte: Adaptado de Paulino et al. (2016).

A partir da definição dos TIDs apresentado no Capítulo 2 e com as características descritas acima, podemos afirmar que os TIDs-periódicos podem ser classificados como MSTIDs-periódicos.

4.3.5 Direção de propagação dos MSTIDs-periódicos

A Figura 4.12 apresenta as direções de propagação dos MSTIDs-periódicos em função da velocidade de fase horizontal para os 48 casos observados. A distribuição das mesmas mostrou-se isotrópica, contudo, a maior parte das oscilações se propagam para Norte e Nordeste. Quando estes resultados são comparados com a direção de propagação dos MSTIDs−banda escura, percebe-se que são gerados por diferentes mecanismos, o que pode ser claramente observado pelas diferenças nas direções de propagação e morfologia das ondas.

Figura 4.12 - Diagrama da direção de propagação em função da velocidade de fase horizontal dos MSTIDs-periódicos referentes ao período de junho de 2013 a dezembro de 2015.

Os resultados do presente trabalho são distintos dos resultados encontrados em diferentes partes do globo. Por exemplo, Fukushima et al. (2012) verificaram que a maioria das ondas se propagam para Sul e Sudoeste. Por outro lado, a Figura 4.13 apresenta os resultados obtidos por Paulino et al. (2016) com relação a direção de propagação, onde pode-se notar uma anisotropia na direção de propagação, com direções majoritárias para Noroeste, Norte, Nordeste e Sudeste.

Figura 4.13 - Diagrama da velocidade de fase horizontal e direção de propagação dos MSTIDs observados por meio do imageador *All-Sky* em São João do Cariri (PB), observados entre setembro de 2000 e novembro de 2010.

Fonte: Adaptado de Paulino et al. (2016).

Tais comparações sugerem que as fontes dos MSTIDs-periódicos observados, tanto no trabalho atual quanto no trabalho de Paulino et al. (2016) são similares, porém a localização é distinta. Por outro lado, os resultados do atual trabalho e o de Paulino et al. (2016) quando comparados com os resultados de Fukushima et al. (2012) sugerem que a fonte e a localização desta fonte é diferente das fontes na América do Sul com a da Indonésia. Outra explicação para estas diferenças podem estar relacionados aos processos dissipativos, tais como a viscosidade cinemática e filtragem devido a ventos, que *a priori* são diferentes entre o setor americano e setor asiático. E, mesmo no Brasil, existem diferenças com a latitude, quando comparado com o trabalho atual e o trabalho de Paulino et al. (2016). Estas diferenças em latitude no Brasil podem estar associadas com 2 processos: o primeiro é o processo de geração de ondas que podem ser diferentes; e o segundo é referente a variação latitudinal do vento neutro, acarretando em diferenças no processo de filtragem dos MSTIDs-periódicos.

Wrasse et al. (2006) e Medeiros et al. (2004) observaram que na região da MLT

as ondas de gravidade, em sua maioria, propagam-se para Oeste-Noroeste durante o inverno, enquanto que os resultados do presente trabalho apresentam direções observadas para Norte e Nordeste, sugerindo que o vento exerce um processo de filtragem destas ondas logo acima da região MLT.

4.3.6 Filtragem dos MSTIDs-periódicos devido ao vento

O processo de filtragem das ondas de gravidade pelo vento neutro ocorre quando a velocidade do vento é igual a velocidade da onda. Quando isto ocorre, denomina-se de nível crítico (VADAS, 2007). A partir da definição de nível crítico, pode-se construir superfícies horizontais por meio de gráficos polares, comumente chamados de diagrama de bloqueio, nos quais vemos as velocidades e ângulos onde a ondas de gravidade não conseguem se propagar verticalmente devido ao vento. Os MSTIDs-periódicos com velocidade de fase horizontal e direção de propagação dentro destas regiões são absorvidas. Por outro lado, as oscilações com velocidades de fase horizontal fora da região de absorção propagam-se verticalmente (MEDEIROS et al., 2003). Como as observações dos MSTIDs-periódicos revelaram que a direção de propagação é isotrópica, a seguir, serão apresentados o formalismo matemático para a determinação dos diagramas de bloqueio e assim tentar explicar a direção preferencial de propagação dos MSTIDs-periódicos.

A frequência intrínseca das ondas de gravidade ($\hat{\omega}$), sob a influência do vento neutro horizontal, é descrita por Gossard e Hooke (1975, página 122):

$$\hat{\omega} = \vec{k}(\vec{c} - \vec{v}), \tag{4.1}$$

em que, $\vec{k}$ é o vetor de onda horizontal, $\vec{c}$ é a velocidade de fase da onda, e $\vec{v}$ é a velocidade do vento neutro em função da altitude. Quando a onda se desloca mais rápido do que o vento, define-se que $\hat{\omega}$ é positivo, quando ocorre o contrário, é negativo. Definindo $\vec{c} = \omega/\vec{k}$, em que ω é a frequência observada, pode-se reescrever a Equação 4.1 da seguinte forma:

$$\hat{\omega} = \vec{k}\left(1 - \frac{\vec{v}}{\vec{c}}\right). \tag{4.2}$$

Reescrevendo a Equação 4.2 em função das componentes zonal e meridional do vento neutro (v_z,v_m) obtemos:

$$\hat{\omega} = \vec{k}\left(1 - \frac{v_z cos(\phi) + v_m sen(\phi)}{\vec{c}}\right). \tag{4.3}$$

Desta forma, quando as ondas de gravidade atingem algum nível crítico, o vento neutro é igual a velocidade de fase da onda ($\vec{v} = \vec{c}$), então $\hat{\omega} \longrightarrow 0$, e a onda é absorvida. Portanto, o diagrama de bloqueio na forma polar é definido por:

$$\vec{c} = v_z cos(\phi) + v_m sen(\phi). \tag{4.4}$$

O modelo de vento utilizado para construir os diagramas de bloqueio é o *Horizontal Wind Model*−2007 (HWM 2007), mais detalhes podem ser encontrados em Drob et al. (2008). Neste trabalho, o diagrama de bloqueio foi calculado da superfície da Terra até 300 km de altitude, a cada 1 km, para às coordenadas geográficas de Cachoeira Paulista (SP). Também foi utilizada os parâmetros para atividade solar moderado, 120 SFU ($SFU = 10^{-22} Wm^{-2} Hz^{-1}$), para o horário de 24:00 UT, e atividade magnética calma ($Kp \leq 4$). Mais detalhes sobre o índice geomagnético global, Kp, são encontrados em Kp (2017).

A Figura 4.14 apresenta os diagramas de bloqueio em três dimensões, referentes ao verão (dezembro a fevereiro), outono (março a maio), inverno (junho aagosto) e primavera (setembro a novembro) para o ano de 2013. Para facilitar a compreensão do gráfico, os ventos foram separados em níveis de altura em 3 cores distintas: ciano (0-99 km), verde (100-199 km) e vermelho (200-300 km). O círculo preto, na base da figura, informa as direções geográficas, enquanto que os eixos indicam a magnitude da velocidade do vento. Observa-se na Figura 4.14 a variação sazonal dos ventos durante os solstícios de verão e inverno, na região MLT e na termosfera/ionosfera. De acordo com Medeiros et al. (2003), os ventos na região MLT têm um papel preponderante na filtragem de ondas de gravidade em Cachoeira Paulista (SP).

Figura 4.14 - Diagrama de bloqueio em três dimensões. Os círculos representam as regiões onde MSTIDs-periódicos seriam absorvidos pelo vento básico, e nestas condições não se propagariam verticalmente. As estações do ano são dispostas da seguinte forma: (a) verão; (b) outono; (c) inverno e (d) primavera. O intervalo de altura de cada circulo é de 1 km.

(a) Verão (dez.-fev.)

(b) Outono (mar.-maio)

(c) Inverno (jun.-ago.)

(d) Primavera (set.-nov.)

A Figura 4.15 apresenta o diagrama de bloqueio em duas dimensões com as direções de propagação dos MSTIDs-periódicos (setas azuis), calculado para cada estação do ano. As cores para cada intervalo de altura é a mesma apresentada na Figura 4.14.

Observando a Figura 4.15, percebe-se que a maioria dos MSTIDs-periódicos estão fora da região de níveis críticos, onde pode-se notar que os MSTIDs-periódicos não foram filtrados pelo vento. Contudo, observa-se que em apenas 3 casos, indicados pelas setas laranjas, as ondas se encontram dentro da região de bloqueio. Isto significa que a mesma deveria ser absorvida pelo vento neutro e não poderia se propagar para

alturas maiores. A explicação que Vadas e Nicolls (2009) sugerem é que ondas de gravidade de pequena escala dissipam-se entre ∼150 e 200 km, formando o que eles denominam de '*thermospheric body forces*', que produzem ondas secundárias de média e larga escala, as quais podem se propagar verticalmente na termosfera. A explicação de Vadas e Nicolls (2009) poderia explicar os 3 casos observados dentro da região de bloqueio.

Wrasse et al. (2006) e Medeiros et al. (2004) observaram ondas de gravidade na região MLT, em Cachoeira Paulista (SP). Os autores observaram que as ondas de gravidade apresentam velocidades de fase horizontal entre 10 e 70 m/s e direções de propagação majoritárias para Oeste-Noroeste. Sobrepondo os parâmetros das ondas de gravidade da região MLT na Figura 4.15, percebe-se que boa parte das ondas são absorvidas em altitudes superiores a região MLT, até ∼150 km (região verde dos diagramas de bloqueio) referente ao inverno, ver Figura 4.15c. Portanto, o vento básico é um importante filtro das ondas de gravidade na região MLT, no entanto os MSTIDs-periódicos são rápidos e não sofrem influência do vento básico na região MLT. Por outro lado, o vento básico exerce influência na direção de propagação dos MSTIDs-periódicos. Falta-nos investigar se a localização das fontes influenciam na direção de propagação, detalhado no capítulo seguinte.

Outro importante parâmetro que pode ser utilizado no futuro é o nível de reflexão de ondas de gravidade (TOMIKAWA, 2015). Definido como a altura onde a onda de gravidade apresenta comprimento de onda vertical igual a zero, e como resultado esta onda é totalmente refletida (FRITTS; ALEXANDER, 2003). Com este parâmetro é possível verificar quais comprimentos de onda horizontal são capazes de propagarem-se verticalmente até a termosfera/ionosfera sem sofrer reflexão.

Figura 4.15 - Diagrama de bloqueio em duas dimensões, em que os círculos são regiões onde não há a propagação de ondas devido ao efeito dos níveis críticos, para cada estação do ano e faixas de altitude separadas por cores: ciano (0-99km), verde (100-199km) e vermelho (200-300km). As direções de propagação dos MSTIDs-periódicos observados são indicados por setas azuis. As setas laranjas indicam MSTIDs-periódicos que se encontram dentro da região de bloqueio.

(a) Verão (dez.-fev.)

(b) Outono (mar.-maio)

(c) Inverno (jun.-ago.)

(d) Primavera (set.-nov.)

4.4 Sumário dos resultados e conclusões encontrados para os MSTIDs banda escura e periódicas

Um levantamento detalhado da ocorrência de MSTIDs, sobre Cachoeira Paulista (SP), utilizando um banco de imagens entre junho de 2013 e dezembro de 2015 foi realizado. Os principais resultados e conclusões obtidos neste capítulo são descritos a seguir:

1. Foram observados 58 MSTIDs utilizando as observações na emissão do OI 630,0 nm;

2. Dois tipos distintos de MSTIDs foram identificados e classificados, em relação a sua morfologia utilizando as imagens de aeroluminescência: os banda escura apresentam uma frente de onda bem definida seguida por um aumento na intensidade da aeroluminescência; e MSTIDs com trem de onda, definidos como MSTID-periódicos;

3. A ocorrência dos MSTIDs, tanto banda escura como periódicos, iniciam-se no final do outono e finalizam-se na primavera. Os MSTIDs-banda escura ocorrem após às 01:00 UT, enquanto que os MSTIDs-periódicos entre 21:00 e 03:00 UT;

4. A velocidade de fase horizontal média dos MSTIDs-banda escura é de 115,64 ± 34,48 m/s. Os MSTIDs-periódicos apresentam comprimento de onda horizontal, período e velocidade de fase horizontal médio de 144,8 ± 24,8 km, 20,96 ± 15,37 min e 103,20 ± 32,78 m/s, respectivamente;

5. As direções de propagação dos MSTIDs mostraram-se anisotrópica. Os MSTIDs-banda escura propagam-se para Noroeste, o que é explicado pela teoria da instabilidade Perkins. Por outro lado, os MSTIDs-periódicos propagam-se majoritariamente para Norte-Nordeste. Utilizou-se diagramas de bloqueio para tentar explicar as direções preferenciais de propagação dos MSTIDs-periódicos, onde a filtragem das ondas pelo vento básico é preponderante na explicação da direção preferencial de propagação na termosfera.

5 TIDS DIURNOS OBSERVADOS NO SUL-SUDESTE DO BRASIL VIA MAPAS DE dTEC

Trabalhos recentes sobre TIDs realizados no Brasil analisaram as oscilações noturnas observadas na emissão do OI 630,0 nm e discutiram a sazonalidade, velocidade de fase e direção de propagação das mesmas, associadas ao mecanismo de instabilidade Perkins (PIMENTA et al., 2008a; CANDIDO et al., 2008; AMORIM et al., 2011).

Por outro lado, Paulino et al. (2016) detalharam as características dos TIDs e discutiram os mesmos, baseando-se em propagação de ondas de gravidade da baixa atmosfera, conforme discutido no Capítulo 4. No entanto, observações e discussões de TIDs durante o período diurno foram pouco estudados (MACDOUGALL et al., 2011; JONAH et al., 2016).

Neste capítulo vamos caraterizar, λ_H, τ, C_H e ϕ, dos TIDs diurnos observados no Sul-Sudeste do Brasil entre dezembro de 2012 e fevereiro de 2016, englobando resultados e discussões. Por fim, sintetizamos os principais resultados e conclusões deste estudo.

5.1 Caraterísticas dos TIDs diurnos

Os critérios estabelecidos para definir os TIDs visualizados nos mapas e keogramas de dTEC, são os mesmos adotados por Kotake et al. (2007); Otsuka et al. (2011) e Otsuka et al. (2013), que sugerem:

1. dTEC com amplitude maior do que 0,2 TECU;

2. Comprimento de onda horizontal menor do que 1500 km;

3. Período menor do que 60 minutos;

4. Oscilação deve apresentar mais do que duas cristas ou vales no mapa;

5. Direção de propagação deve ser perpendicular à frente do TID, e a variação azimutal inicia-se a partir do Norte geográfico (0°) e no sentido horário.

Utilizando os mapas de dTEC foram construídos 9488 keogramas, os quais foram analisados utilizando a metodologia descrita na Subseção 3.5.1, e foi registrada a ocorrência de 826 TIDs.

5.1.1 Sazonalidade dos TIDs diurnos

A Figura 5.1 apresenta a ocorrência dos TIDs em relação aos meses do ano e intervalos de hora. A taxa de ocorrência é definida como a razão entre o número de vezes em que os TIDs são observados em um determinado elemento de hora e de mês, e o número de dias que têm dados de dTEC.

Os resultados apresentados na Figura 5.1 revelam que os TIDs são fortemente dependentes das estações do ano e horário local. A taxa de ocorrência é alta entre 10:00 e 17:00 LT e, principalmente, nos meses de inverno. No entanto, Kotake et al. (2007), Otsuka et al. (2011) e Otsuka et al. (2013) observaram que a ocorrência dos TIDs, durante o período de inverno, ocorrem antes de 12:00 LT, no hemisfério Norte. Estas diferenças nos horários de ocorrência podem ser devidos aos diferentes mecanismos de geração dos TIDs, além disso, indica que cada região tem suas peculiaridades com relação a dinâmica da atmosfera.

Figura 5.1 - Representação da taxa de ocorrência dos TIDs em tempo universal e local, e variação sazonal, entre dezembro de 2012 e fevereiro de 2016. Os meses são representados pelas suas respectivas iniciais. As linhas pretas tracejadas e tracejadas-pontilhadas representam o terminador solar em 300 e 100 km de altura, respectivamente.

A maior ocorrência dos TIDs, em médias latitudes, é durante o inverno conforme reportado por Jacobson et al. (1995), Kotake et al. (2007), Otsuka et al. (2011), Ding et al. (2011), Otsuka et al. (2013). Forbes et al. (2016) observaram ondas de gravidade, com comprimento de onda da ordem de 128 a 640 km, na região entre 200 e 260 km de altitude, por meio do satélite GOCE (sigla em inglês, '*Gravity Field Ocean Circulation Earth Explorer*'), com órbita no terminador solar local. O parâmetro que os autores utilizaram para medir as ondas de gravidade é o resíduo do valor quadrático médio da densidade ('Root mean Square' - RMS). A Figura 5.2 apresenta a distribuição deste parâmetro em todo o globo. Observando a Figura 5.2, na região Sul-Sudeste do Brasil, percebe-se que a maior ocorrência de ondas de gravidade se dá no inverno (painéis (c) e (d)). Por outro lado, nos meses de verão (painéis (a) e (b)) sua ocorrência é baixa. Os resultados observados por Forbes et al. (2016) corroboram com o presente estudo, sendo a maior ocorrência dos TIDs no inverno.

Figura 5.2 - Gráfico de contorno referente a valores de densidade RMS versus latitude e longitude para: (a) dezembro-fevereiro, anoitecer; (b) dezembro-fevereiro, alvorecer; (c) junho-agosto, anoitecer; (d) junho-agosto, crepúsculo.

Fonte: Adaptado de Forbes et al. (2016).

Bristow et al. (1996) sugerem uma possível explicação física para a assimetria na sazonalidade. Os autores mostraram que o gradiente vertical da temperatura neutra na termosfera, em altas latitudes, é menos abrupto no inverno do que no verão; desta forma, mais ondas de gravidade são capazes de penetrar na ionosfera/termosfera durante o inverno, enquanto no verão, elas são refletidas na mesosfera.

Com o objetivo de averiguar a explicação física exposta por Bristow et al. (1996) em latitudes equatoriais fizemos a Figura 5.3. A Figura 5.3 apresenta os perfis de temperatura neutra para um dia no inverno (linha vermelha) e um dia no verão (linha preta), obtidos pelo modelo NRLMSIS-00, detalhes sobre o modelo em Picone et al. (2002), referente ao período de atividade solar moderado, 120 SFU, para o horário de 16:00 UT, e atividade magnética calma (Kp $\leq$ 4). Observa-se na figura que a região equatorial não apresenta um gradiente de temperatura significativo na mesosfera, portanto a temperatura da mesosfera não é um filtro para as ondas de gravidade propagarem-se verticalmente. Futuramente desejamos utilizar os dados de temperatura neutra medidos por meio do instrumento SABER (acrônimo em inglês, '*Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry*') a bordo do satélite TIMED (acrônimo em inglês, '*Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics Dynamics*') para averiguar se de fato existe um gradiente vertical na temperatura neutra na mesosfera que possa inviabilizar a propagação vertical de ondas de gravidade até a termosfera.

Figura 5.3 - Perfis de temperatura neutra para os solstícios de verão e inverno.

Os resultados de Garcia et al. (2016) mostram que durante os ciclos de atividade solar moderada a alta, a maior ocorrência dos TIDs se dá durante o solstício de inverno, enquanto que no verão nenhum caso foi registrado. Resultados que corroboram com o presente trabalho.

Outro ponto a ser investigado é o deslocamento da taxa de ocorrência dos TIDs diurnos em função da hora local, e em direção ao terminador solar noturno, durante os equinócios e o solstício de verão. Este comportamento não foi observado nas Figuras 5.2(a) e (b) com clareza, apesar de que, no anoitecer, a porcentagem de ocorrência é maior do que no amanhecer.

Abdu et al. (2015) analisaram os dados de digissonda de outubro a novembro de 2001, em três locais de observação na região equatorial do Brasil, durante o período de ocorrência de bolhas de plasma. Eles verificaram que as oscilações na camada F entre às 12:00 LT e o horário da passagem do terminador solar noturno podem

ser o precursor das bolhas de plasma. Observando a Figura 5.1 percebemos que os TIDs diurnos observados, nos equinócio de primavera e solstício de verão, apresentam horários de ocorrência similares às descritas por Abdu et al. (2015). Maiores investigações sobre a ocorrência de TIDs diurnos nas regiões próximas do equador geográfico e/ou magnético, podem nos fornecer mais evidências se, de fato, os TIDs diurnos são precursores de bolhas de plasma.

5.1.2 Comprimentos de onda horizontal dos TIDs diurnos

A Figura 5.4 apresenta a distribuição do comprimento de onda horizontal em função da ocorrência dos TIDs diurnos. A maioria das ondas apresentam comprimentos de onda horizontal entre 300 e 500 km. Assim sendo, aplicou-se uma distribuição gaussiana nos dados, com a finalidade de obter a média (445,19 km) e o desvio padrão (106,70 km) que são mostrados na figura.

Observações realizadas na Califórnia (EUA) (KOTAKE et al., 2007) e no Japão (OTSUKA et al., 2011) produziram resultados significativos no sentido de apresentar as características, tais como λ_H, τ, C_H e ϕ, dos TIDs em diferentes parte do globo para a comunidade científica. Com relação ao comprimento de onda horizontal dos TIDs diurnos, no solstício de inverno, Kotake et al. (2007) obtiveram valores entre 100 e 250 km e Otsuka et al. (2011) obtiveram valores entre 100 e 350 km. Por outro lado, os comprimentos de onda horizontais dos TIDs diurnos, do presente trabalho são entre 300 e 900 km, valores superiores aos dos estudos mencionados, evidenciando mais uma vez que as características atmosféricas ou fontes de cada região pode interferir no espectro de comprimentos de onda.

Figura 5.4 - Distribuição do comprimento de onda horizontal dos TIDs observados entre dezembro de 2012 e fevereiro de 2016. A linha preta contínua é um ajuste gaussiano aos dados.

Os valores médios dos comprimentos de onda dos TIDs diurnos referente as estações do anos são expostos na Tabela 5.1.

Tabela 5.1 - Valores médios dos comprimentos de onda horizontais dos TIDs diurnos, com os seus respectivos desvios padrões, obtidos para as estações do ano.

Estação do Ano	$< \lambda_H >$ (km)	σ_{λ_H} (km)	Número de Eventos
Verão	467,48	125,19	110
Outono	464,15	104,55	183
Inverno	426,26	100,30	368
Primavera	458,65	109,23	165

5.1.3 Períodos dos TIDs diurnos

O período observado dos TIDs diurnos é apresentado na Figura 5.5. Observa-se que os TIDs diurnos apresentam período entre 15 e 35 min, com valor médio de 23,58

min e desvio padrão de 3,65 min.

Comparando os resultados do presente trabalho com os resultados de Kotake et al. (2007) (entre 20 e 35 min) e Otsuka et al. (2011) (entre 20 e 45 min), observa-se que são correspondentes. Vadas (2007) afirma que ondas de gravidade que se propagam facilmente na termosfera apresentam comprimento de onda horizontal grande ($\leq$ 500 km) e período pequeno ($\leq$ 60 min), resultados similares ao do presente trabalho.

Figura 5.5 - Distribuição do período dos TIDs observados. A linha preta contínua é um ajuste gaussiano nos dados.

Os valores médios do período dos TIDs diurnos referente as estações do anos são expostos na Tabela 5.1.

Tabela 5.2 - Valores médios dos períodos com os seus respectivos desvios padrões dos TIDs diurnos obtidos por meio da distribuição gaussiana para cada estação do ano.

Estação do Ano	$< \tau >$ (min)	σ_τ (min)	Número de Eventos
Verão	22,94	3,19	110
Outono	24,13	3,48	183
Inverno	23,30	3,84	368
Primavera	24,00	3,65	165

5.1.4 Velocidades de fase horizontal dos TIDs diurnos

A Figura 5.6 apresenta a distribuição da velocidade de fase horizontal dos TIDs diurnos. Na figura observa-se que, a maioria dos TIDs diurnos possuem velocidade de fase, que se enquadra no intervalo de 200 a 500 m/s, com valor médio de 322,68 m/s e desvio padrão de 80,95 m/s.

A velocidade de fase horizontal dos TIDs diurnos é comparada com os resultados de Kotake et al. (2007) e Otsuka et al. (2011). Kotake et al. (2007) e Otsuka et al. (2011) obtiveram velocidades de fase horizontal dos TIDs da ordem de 80 a 180 m/s, valores distintos do atual estudo. MacDougall et al. (2011) estudaram TIDs, utilizando ionossondas, no Nordeste do Brasil, identificando velocidades de fase horizontal entre 150 e 300 m/s, valores semelhantes aos deste estudo. Vadas (2007) mostra que, a partir dos resultados do seu modelo e de observações, as ondas de gravidade com velocidade de fase horizontal de 300-600 m/s conseguem se dissipar em altitudes acima de 200 km de altitude. Valores similares ao do presente estudo, mostrando que os TIDs diurnos podem ser originados na baixa atmosfera.

Figura 5.6 - Distribuição da velocidade de fase horizontal dos TIDs observados. A linha preta contínua é um ajuste gaussiano aos dados.

Os valores médios da velocidade de fase horizontal dos TIDs diurnos referente as estações do anos são expostos na Tabela 5.3.

Tabela 5.3 - Valores médios da velocidade de fase horizontal com os seus respectivos desvios padrões dos TIDs diurnos obtidos por meio da distribuição gaussiana para cada estação do ano.

Estação do Ano	$< C_H >$ (m/s)	σ_{C_H} (m/s)	Número de Eventos
Verão	345,65	87,86	110
Outono	333,02	87,78	183
Inverno	306,29	72,67	368
Primavera	338,21	77,47	165

A partir da definição dos TIDs apresentado no Capítulo 2 e com as características descritas acima, podemos afirmar que os TIDs diurnos podem ser classificados como MSTIDs diurnos.

5.1.5 Direções de propagação dos MSTIDs diurnos

Figura 5.7 apresenta as direções de propagação dos MSTIDs diurnos. A distribuição dos mesmos é isotrópica, isto é, com direções de propagação em todas as direções. Porém, cada estação do ano tem características de propagação majoritárias.

No verão, a direção de propagação majoritária é para Sudeste, conforme pode ser observado na Figura 5.7a. Já no outono, Figura 5.7b, observa-se uma tendência das ondas se propagarem para o Norte-Nordeste, mantendo a isotropia. O inverno, ver Figura 5.7c, caracteriza-se por ser a única estação do ano em que existe uma direção de propagação anisotrópica, com a maioria das oscilações propagando-se para Norte e Nordeste. Por fim, a primavera, Figura 5.7d, volta a apresentar isotropia, com as propagações preferenciais para Norte e também Sudeste.

Estudos realizados no hemisfério Norte por Kotake et al. (2007) e Otsuka et al. (2011), mostram que MSTIDs diurnos propagam-se para o equador no inverno; enquanto que nos equinócios e verão, as ondas se propagam para Sudeste. Os resultados apresentados no atual trabalho também corrobora com as observações realizadas no hemisfério Norte, para o período de inverno. No entanto, para as demais estações do ano, os resultados diferem do presente estudo, pois existem outras direções preferenciais além da direção sudeste.

Figura 5.7 - Diagrama da direção de propagação em função da velocidade de fase horizontal dos MSTIDs diurnos.

(a) Verão (dez.-fev.)

(b) Outono (mar.-maio)

(c) Inverno (jun.-ago.)

(d) Primavera (set.-nov.)

Grande parte dos MSTIDs diurnos, em torno de 74%, propagam-se para Noroeste-Norte-Nordeste. Para explicar este comportamento, apresentamos três hipóteses. A primeira hipótese foi apresentada por Hooke (1968), onde ele formulou uma teoria linear que usa uma descrição da relação entre perturbações da densidade do plasma e oscilação do vento neutro, causada por ondas de gravidade. Segundo sua teoria, as ondas de gravidade que propagam-se para o equador tem maior amplitude de perturbações no TEC do que as que se propagam em outras direções. Este comportamento, pode estar relacionado ao fato de que ondas de gravidade são oscilações de constituintes neutros, e por meio das colisões de íons-neutros, os íons na região F se movem ao longo das linhas do campo geomagnético e o movimento destes íons são restritos a esta direção. Desta forma, a direcionalidade da mobilidade iônica causa direcionalidade na resposta das variações da densidade do plasma ao movimento neutro devido às ondas de gravidade (OTSUKA et al., 2011). No entanto, no continente Sul Americano, o equador magnético tem uma declinação muito acentu-

ada; se assumirmos a primeira hipótese como o mecanismo principal para explicar a direção de propagação, os MSTIDs diurnos deveriam se propagar mais para Noroeste. Contudo esta primeira hipótese torna-se falha, pois a maior parte dos MSTIDs diurnos apresentam direção de propagação para Norte-Nordeste (∼55%), sugerindo que outro mecanismo deve ser responsável pela direção de propagação dos MSTIDs diurnos.

A segunda hipótese pode estar relacionada com a variação sazonal dos ventos neutros na alta termosfera. Para verificar esta hipótese, utilizamos diagramas de bloqueio para cada estação do ano, conforme apresentado na Figura 5.8. Os diagramas de bloqueio foram calculados da mesma forma como apresentado no Capítulo 4, Seção 4.3.6, referente ao horário de 16:00 UT. Observando a Figura 5.8, percebe-se que a maioria dos MSTIDs diurnos propagam-se contrário ao escoamento do vento, isto é, contrário as regiões de níveis críticos. No entanto, a hipótese do vento neutro como principal mecanismo que controla a direção de propagação dos MSTIDs diurnos mostra-se pouco provável, pois os MSTIDs diurnos possuem velocidades de fase horizontal maior do que a magnitude do vento na termosfera, não sendo susceptíveis aos efeitos dos níveis críticos. Contudo, vale ressaltar que o vento neutro é muito importante na propagação vertical dos MSTIDs.

Figura 5.8 - Diagrama de bloqueio em duas dimensões, em que os círculos são regiões onde não há a propagação de ondas devido ao efeito dos níveis críticos, para cada estação do ano: (a) verão; (b) outono; (c) inverno e (d) primavera. As faixas de alitude são separadas por cores: ciano (0-99km), verde (100-199km) e vermelho (200-300km). As direções de propagação dos MSTIDs diurnos observados são indicados por setas azuis.

(a) Verão (dez.-fev.)

(b) Outono (mar.-maio)

(c) Inverno (jun.-ago.)

(d) Primavera (set.-nov.)

Por fim, a terceira hipótese é sobre a localização das possíveis fontes dos MSTIDs como mecanismo na direcionalidade dos mesmos. Para exemplificar utilizamos os resultados de MacDougall et al. (2011). Eles verificaram que os MSTIDs diurnos apresentam duas direções de propagação prevalecentes: Sul-Sudeste durante todo o ano, e para o Norte apenas durante abril até setembro. Os autores sugeriram que os MSTIDs que propagam-se para Sul-Sudeste são devidos à zona de convergência intertropical (ZCIT). Outro ponto que precisa ser destacado é que os autores não

conseguiram explicar como os MSTIDs diurnos se propagam para Norte. Com relação a este último, nossas observações mostram que, durante o período de inverno, os MSTIDs diurnos propagam-se apenas para Norte-Nordeste, sugerindo que os MSTIDs observados por MacDougall et al. (2011) poderiam estar relacionados com a mesma fonte de geração das ondas observadas no presente trabalho.

A Figura 5.9 apresenta as variações das direções de propagação dos MSTIDs em função das horas do dia. É importante notar que no inverno, ver Figura 5.9c, não existe mudança na direção de propagação da onda com o decorrer da hora. No entanto, nos equinócios, Figuras 5.9b e 5.9d, e solstício de verão, Figura 5.9a, observa-se que os MSTIDs diurnos apresentam uma variação na direção de propagação com o decorrer da hora local. Estas variações ocorrem no final da tarde para os MSTIDs diurnos durante os equinócios: no outono, os MSTIDs propagam-se para Sudeste-Sul-Sudoeste próximo ao horário do terminador solar; já na primavera, os MSTIDs propagam-se para Sudeste-Sul, mas o horário de ocorrência é mais amplo, das 13:00 até 19:00 LT. Estes MSTIDs têm frente de onda quase paralela ao terminador solar noturno. Esta característica pode ser atribuída ao surgimento de ondas de gravidade geradas pela passagem do terminador solar.

Analisando os dados de GPS-dTEC para o Japão, e seu respectivo ponto magneticamente conjugado na Austrália, Afraimovich et al. (2009a) mostraram que os MSTIDs sobre o Japão aparecem 1,5-3 horas antes do terminador solar noturno passar sobre o Japão, é quando o terminador solar noturno passa sobre a Austrália. Com base nestes resultados, eles sugeriram que os MSTIDs são causados por ondas magnetossônicas lentas, com comprimento de onda $\sim$1000 km. O presente estudo, observou oscilações com comprimento de onda na mesma ordem e horário de ocorrência (13 casos), sugerindo que as oscilações poderiam estar associadas as ondas magnetossônicas lentas. Este assunto não foi abordado no presente trabalho, mas será objeto de estudo no futuro.

No solstício de verão, ver Figura 5.9a, a ocorrência dos MSTIDs em função da hora local é distinta das outras estações do ano. A maior ocorrência dos MSTIDs diurnos é próxima do terminador solar; além disso, a propagação dos MSTIDs diurnos é isotrópica, sugerindo que as possíveis fontes das ondas estejam em torno da região onde foram observadas. Sabe-se que, na região Sudeste do Brasil, as tempestades de verão ocorrem no final da tarde, indicando que este fenômeno poderia estar associado com a fonte de geração dos MSTIDs diurnos. Portanto, as características apresentadas sugerem que as fontes podem ter um papel preponderante na direção

de propagação dos MSTIDs diurnos.

Figura 5.9 - Direções de propagação dos MSTIDs diurnos observados para cada estação do ano e horário de ocorrência.

(a) Verão (dez.-fev.)

(b) Outono (mar.-maio)

(c) Inverno (jun.-ago.)

(d) Primavera (set.-nov.)

5.2 Possíveis fontes de geração dos MSTIDs diurnos

Esta subseção tem o propósito de discutir a influência das fontes de geração dos MSTIDs na direção de propagação dos mesmos. Waldock e Jones (1987) observaram MSTIDs em Leicester (52,53°N; 1,13°L), Inglaterra, por meio do deslocamento doppler em sinal de HF (sigla em inglês, 'High Frequency'). Os autores analisaram as fontes de geração dos MSTIDs por meio do modelo de traçador de trajetórias. Eles identificaram que a maioria das ondas são originarias na troposfera, dentro de um raio de 1500 km a partir do ponto de observação, e concluíram que a provável fonte seria as correntes de jato.

Como visto na Figura 5.7, as direções de propagação variam de acordo com as estações do ano e hora local, conforme pode ser observado na Figura 5.9. Se supormos

que os MSTIDs diurnos são causados por ondas de gravidade, um dos possíveis mecanismos pode estar associado com a forte atividade convectiva que ocorre no entorno da região analisada.

Desta forma, comparamos a direções de propagação observadas dos MSTIDs com a localização de nuvens convectivas na troposfera. O parâmetro utilizado para medir a intensidade da nuvem de convecção é a Temperatura de Brilho de Topo de Nuvem (TBTN). As temperaturas de 208 K (-65°C) e 253 K (-20°C) podem ser utilizadas para definir áreas associadas a nuvens do tipo *cummulus nimbus* (CB) ou nuvens convectivas profundas (INOUE et al., 2008). Machado et al. (1993) utilizaram o limite de 253 K, como limite superior, para definir nuvens convectivas profundas. A temperatura de 253 K corresponde a topo de nuvens com cerca de ∼7,9 km de altura. No presente trabalho utilizamos mapas de TBTN com temperaturas menores do que -55 e -45°C, pois correspondem a nuvens com topo acima de 8 km de altitude (EPAGRI, 2017). Neste estudo utilizamos mapas de TBTN com duas temperaturas de limite superior: -55° C e -45° C. Os mapas com TBTN abaixo de -55°C são utilizados para destacar as convecções profundas ao longo do ano e também para não sobrecarregar o mapa com muitas informações. Já os mapas de TBTN com temperatura abaixo de -45°C serão utilizados nos estudos de casos de fontes de MSTIDs. As imagens foram obtidas pelo satélite geoestacionário GOES 13 (sigla em inglês, '*Geostationary Operational Environmental Satellite system*').

A Figura 5.10 apresenta mapas de TBTN sobre a América do Sul, para as estações do ano obtidas entre dezembro 2012 e fevereiro 2016. Para construir os mapas, foram escolhidos dois horários: 12:00 UT para o inverno e 16:00 UT para as demais estações do ano. Frentes frias ocorrem no inverno e perduram por até 3 dias em média (RODRIGUES et al., 2004), enquanto que as convecções profundas tem duração de mais de 6 horas (CAMPOS; EICHHOLZ, 2011). É importante mencionar que nem sempre foi possível utilizar os horários escolhidos, e nestas condições utilizamos o horário mais próximo possível. Os vetores vermelhos representam apenas a direção de propagação dos MSTIDs diurnos. Os círculos pretos, com raios de 1000 e 2000 km, foram escolhidos com base no trabalho de Vadas (2007), no qual ela afirma que ondas de gravidade com $\lambda_H \leq 500$ km, $C_{IH} \geq 100$ m/s e $\tau_I \leq 60$ min, propagam-se horizontalmente até ∼2000 km da troposfera até se dissiparem em altitudes entre 150 e 250 km.

Na Figura 5.10 observa-se que durante o solstício de inverno as convecções profundas ocorrem ao Sul da região onde os MSTIDs foram observados, e as direções de propa-

gação dos MSTIDs diurnos são para Norte-Nordeste, direção oposta da localização das regiões de convecção profunda. Esta característica pode sugerir que as direções de propagação dos MSTIDs diurnos podem estar relacionadas com a localização da fonte de geração dos mesmos. Outro ponto importante a mencionar é que estamos assumindo que os MSTIDs diurnos foram originados na troposfera.

Uma interessante característica é que as direções de propagação dos MSTIDs-periódicos, apresentados na Seção 4.3.5, são semelhantes aos dos MSTIDs diurnos, durante o inverno, sugerindo que tanto os MSTIDs-diurnos quanto os periódicos possam ser oriundos da mesma fonte de geração. Contudo, os parâmetros dos MSTIDs, λ_H, τ, C_H, são distintos entre os MSTIDs-periódicos e diurnos. Outro ponto é que MacDougall et al. (2011) e Paulino et al. (2016) observaram que, durante o inverno, os MSTIDs propagavam-se para Norte-Nordeste. No entanto, MacDougall et al. (2011) e Paulino et al. (2016), não identificaram uma possível fonte responsável por estas oscilações.

Analisando os resultados do presente estudo, e comparando os mesmos com os resultados de MacDougall et al. (2011) e Paulino et al. (2016) poderia-se conjecturar que as fontes dos MSTIDs observados no inverno poderiam estar localizados na região Sul-Sudeste do Brasil ou que as frentes frias se estendem até ao Sul da Bahia. Um possível fenômeno meteorológico que ocorre durante o inverno e que produz ou intensifica as convecções profundas, são os jatos de altos níveis , ventos $\geq$ 30m/s e localizados na altitude de $\sim$10 km (ZHANG, 2004), associados com frente frias no Sul do Brasil, maiores detalhes podem ser obtidos no trabalho de Campos (2010). Wrasse (2004) utilizando a técnica de traçadores trajetórias na região Sudeste do Brasil mostrou que 25% das ondas de gravidade observadas na mesosfera eram oriundas de convecções e 22% oriundas de frentes frias.

Nas demais estações do ano, ver Figura 5.10, observa-se a presença de convecções profundas sobre todo o Brasil. Se estas convecções estão relacionadas com a fonte de geração dos MSTIDs observadas na região Sudeste, esse fenômeno da baixa atmosfera poderia explicar a distribuição das direções de propagação dos MSTIDs observados. Neste caso, as fontes dos MSTIDs diurnos podem ser diversas, pois o Brasil possui diversos sistemas que produzem convecções profundas, tais como: sistemas frontais, complexos convectivos de mesoescala (JONAH et al., 2016), vórtice ciclônico de altos níveis, Zona de Convergência Inter Tropical (ZCIT) e a Zona de Convergência do Atlântico Sul. Maiores detalhes sobre estes sistemas meteorológicos que atuam sobre o Brasil são encontrados em Reboita et al. (2012). Desta forma,

pode-se sugerir que os MSTIDs diurnos podem ser originadas na troposfera.

Figura 5.10 - Mapa de contorno realçando Temperaturas de Brilho de Topo de Nuvens (TBTN), com temperaturas abaixo de -55°C. Além disso, as setas vermelhas indicam a direção de propagação dos MSTIDs observados em cada estação do ano. Os dois círculos pretos, com raios de 1000 e 2000 km, servem como um parâmetro de referência no mapa.

(a) Verão (dez.-fev.)

(b) Outono (mar.-maio)

(c) Inverno (jun.-ago.)

(d) Primavera (set.-nov.)

Neste trabalho foram observados 826 MSTIDs diurnos. Nos parágrafos anteriores sugerimos que as possíveis fontes de geração destas oscilações estejam localizadas na troposfera. Para compreendermos melhor a propagação de ondas de gravidade através da atmosfera, utilizamos os resultados do modelo de propagação de ondas de gravidade interna apresentado por Vadas (2007). Os resultados deste modelo foram

desenvolvidos para estudar as propriedades dissipativas das ondas de gravidade interna que propagam-se verticalmente. Porém, este modelo não incluí o vento neutro. Contudo, Vadas (2007) afirma que com ou sem a inclusão do vento neutro, os resultados referentes a altitude de dissipação, comprimento de onda vertical máximo e das propriedades intrínsecas das ondas de gravidade antes de dissipar são válidos. Para validar os resultados do modelo, Vadas (2007) utilizou os parâmetros de MSTIDs observados por Shiokawa et al. (2006). Shiokawa et al. (2006) observaram oscilações na emissão do OI 630,0 nm em Kototabang, Indonésia. As oscilações apresentaram $\tau \sim 40$ min e $C_H \sim 310$ m/s. Com o objetivo de comparar os resultados de Shiokawa et al. (2006) com os resultados do modelo, Vadas (2007) assumiu que o vento neutro é pequeno e considerou os parâmetros das oscilações observadas por Shiokawa et al. (2006) como sendo parâmetros intrínsecos, $\tau_I \sim 40$ min e $C_{IH} \sim 310$ m/s.

Os parâmetros dos MSTIDS diurnos observados no presente trabalho são semelhantes aos reportados por Shiokawa et al. (2006). Desta forma, se utilizarmos a mesma abordagem que Vadas (2007) utilizou com os resultados de Shiokawa et al. (2006), podemos empregar os resultados do seu modelo para investigar quantos MSTIDs diurnos são oriundos da troposfera.

Para comparar os resultados do presente estudo com o modelo de propagação de ondas de gravidade interna com origem na troposfera de Vadas (2007), as ondas de gravidade devem satisfazer as seguintes condições:

1. $\lambda_H \leq 500$ km;
2. $100 \leq C_{IH} \leq 300$ m/s;
3. $\tau_I \leq 60$ min;
4. Nuvens com TBTN $\leq$ -45°C;
5. Estruturas de convecção profunda devem estar dentro de um círculo de raio de 2000 km.

Primeiro, verificamos qual a porcentagem de MSTIDs que estavam associados com estruturas convectivas dentro de um raio de 2000 km. O resultado é apresentado na Tabela 5.4, onde observa-se que 75% dos MSTIDs estão associados com estruturas convectivas dentro de um raio de 2000 km. A partir deste resultado podemos sugerir que 25% são originarias de outras fontes que podem está localizadas na própria troposfera, outros fenômenos meteorológicos, mesosfera ou termosfera.

Tabela 5.4 - Quantidade de MSTIDs que estão associadas com atividades convectivas dentro de um raio de 2000 km.

Estação do Ano	Total de MSTIDs observados	Eventos de MSTIDs associados com TBTN dentro de um raio de 2000 km
Verão	110	102 (93%)
Outono	183	137 (75%)
Inverno	368	243 (63%)
Primavera	165	138 (84%)
Total	**826**	620 **(75%)**

A Tabela 5.4 mostra que se considerarmos apenas os valores absolutos, o solstício de verão apresenta a menor quantidade de MSTIDs associados com a TBTN. Contudo, em valores relativos, o solstício de verão apresenta o maior número de casos de MSTIDs associados com a TBTN, algo em torno de 93%. Observa-se que depois do solstício de verão, a primavera com 84%, e o outono com 75%, são as duas estação com o maior número de casos de MSTIDs associados com a TBTN. No entanto, o inverno apresenta o maior número de eventos de MSTIDs observados, e apenas 63% deles foram relacionados com a TBTN. Nakamura et al. (2003) afirmaram que 60% das ondas observadas na mesosfera tinham estruturas convectivas associadas e contrárias a direção de propagação das mesmas, porcentagem que corrobora com as observações do atual estudo.

A Figura 5.11 apresenta um exemplo da metodologia utilizada para associar os MSTIDs com a TBTN, e empregar o modelo de propagação de ondas desenvolvido por Vadas (2007). A Figura 5.11(a) apresenta um MSTID propagando-se para Nordeste, referente ao dia 20/06/2013 às 16:18 UT. Já na Figura 5.11(b) exibe uma estrutura de convecção profunda, e a seta vermelha indica a direção de propagação do MSTID que se propaga para Nordeste. Os parâmetros do MSTID são: comprimento de onda horizontal de $\sim$ 390 km, período intrínseco de $\sim$ 30 min, velocidade de fase horizontal intrínseco de $\sim$ 215 m/s, os quais estão em conformidade com os critérios estabelecidos anteriormente.

Os parâmetros intrínsecos do MSTID apresentado na Figura 5.11(b) serão comparados com os resultados do modelo de Vadas (2007), que estão representados na Figura 5.12(a). Como resultado da comparação, observamos que a onda de gravidade originada na troposfera propagaria-se horizontalmente em torno 1500 km, da

troposfera até se dissipar em altitudes entre 200 e 225 km; apresentaria comprimento de onda vertical entre 100 e 150 km, e levaria mais de duas horas para se dissipar. Portanto, os resultados da comparação sugerem que o MSTID apresenta todas as características de uma onda que poderia ter sua origem na troposfera, porém, para se ter algo mais realístico o modelo deveria levar em conta também o vento neutro. Contudo, isso não invalida a comparação realizada.

Figura 5.11 - Temperatura de brilho de topo de nuvem, abaixo de -45°C, e os parâmetros do MSTID, referente ao dia 20/06/2013. Os círculos pretos são raios de 1000 e 2000 km. A seta vermelha indica apenas a direção de propagação do MSTID observado.

(a)

(b)

A Figura 5.12 apresenta várias informações sobre a dissipação das ondas de gravidade que são originárias na troposfera em função do comprimento de onda horizontal, λ_H,

e vertical, $\lambda_Z(Z_i)$. A partir da Figura 5.12 podemos obter algumas informações sobre a dissipação da onda, tais como: altura de dissipação, intervalos permitidos para comprimentos de onda vertical, distâncias horizontais percorridas até a sua dissipação, e o tempo total que a onda leva para se dissipar. As temperaturas utilizadas no modelo foram de 1000 e 1500 K, que correspondem a valores de temperatura observadas no período de atividade solar moderada à alta, respectivamente. Cada figura traz dois painéis, o painel superior apresenta: a altura de dissipação, em km, das ondas (linhas tracejadas na cor rosa); os comprimentos de onda vertical máximo, em km, antes da dissipação (linhas azuis); o período intrínseco, em minutos, da onda de gravidade (linhas pontilhadas na cor verde).

O painel inferior da Figura 5.12 apresenta a distância percorrida, em km, pela onda de gravidade da troposfera até a altura de dissipação (linhas tracejadas na cor marrom); o tempo, em horas, para que as ondas de gravidade propagem-se de sua origem até dissipar-se (linhas azuis pontilhadas); a velocidade de fase horizontal intrínseca, em m/s (linhas na cor amarela).

Figura 5.12 - Informações sobre as condições de dissipação das ondas de gravidade que são originárias na troposfera, em função do comprimento de onda horizontal (λ_H) e vertical ($\lambda_Z(Z_i)$). O painel superior apresenta a altura de dissipação, em km, das ondas (linhas tracejadas na cor rosa); os comprimentos de onda vertical máximo, em km, antes da dissipação (linhas azuis); o período intrínseco, em minutos, da onda de gravidade (linhas pontilhadas na cor verde). O painel inferior apresenta a distância percorrida, em km, pela onda de gravidade da troposfera até a altura de dissipação (linhas tracejadas na cor marrom); o tempo, em horas, para que as ondas de gravidade propagem-se de sua origem até dissipar-se (linhas azuis pontilhadas); a velocidade de fase horizontal intrínseca, em m/s (linhas na cor amarela).

(a) Temperatura de 1000 K (b) Temperatura de 1500 K

Fonte: Adaptado de Vadas (2007).

Para compreendermos melhor a quantidade de MSTIDs que se propagaram da troposfera até a termosfera, generalizamos a comparação para os 826 MSTIDs observados com os resultados do modelo de Vadas (2007). Para isto repetimos os mesmos critérios que foram adotados no exemplo da Figura 5.11. A Tabela 5.5 apresenta os resultados desta comparação, no qual são apresentados o total de MSTIDs observados, os eventos de MSTIDs associados com regiões convectivas e os MSTIDs que se propagaram da troposfera até a ionosfera, baseados no modelo de propagação de ondas de gravidade de Vadas (2007).

Tabela 5.5 - Sumário dos resultados dos TIDs observados, fontes de convecção profunda e mecanismos de propagação.

Estação do Ano	Total de MSTIDs observados	Eventos de MSTIDs associados com convecções profundas	Eventos de MSTIDs com origem na troposfera, segundo o modelo de Vadas (2007)
Verão	110	102 (93%)	21 (21%)
Outono	183	137 (75%)	26 (19%)
Inverno	368	243 (63%)	47 (19%)
Primavera	165	138 (84%)	25 (18%)
Total	**826**	620 **(75%)**	119 **(19%)**

Quando comparamos os MSTIDs que se enquadram nos critérios estabelecidos no modelo de Vadas (2007), conforme a Figura 5.12, observarmos que a ocorrência de MSTIDs diurnos que talvez propagaram-se diretamente da troposfera até a termosfera é baixa, em torno de 20%. Os 80% dos MSTIDs restantes, poderiam ter sua origem atribuída a dissipação de energia e *momentum* de ondas de gravidade na região MLT, as quais gerariam ondas secundárias que se propagariam até a ionosfera. A Figura 5.13 mostra uma representação das diversas possibilidades de propagação de ondas de gravidade com origem na troposfera. As linhas contínuas pretas representam uma propagação direta da região convectiva para diversas partes da atmosfera. Enquanto que as linhas tracejadas vermelhas representam a propagação de ondas secundárias.

Figura 5.13 - Representação das diversas possibilidades de propagação de ondas de gravidade através da atmosfera, associadas a regiões convectivas. As linhas contínuas pretas representam a propagação de ondas primárias, enquanto que as linhas tracejadas vermelhas representam a propagação de ondas secundárias.

Fonte: Adapatado de Vadas e Crowley (2010).

A partir dos resultados apresentados na Tabela 5.5, pode-se notar que a localização das fontes e a condição de propagação vertical das ondas de gravidade abordados neste estudo podem explicar alguns dos casos observados de MSTIDs. Contudo, a técnica de traçador de trajetórias, (PAULINO, 2012), poderia ser utilizado para um estudo mais detalhado sobre a localização das fontes de geração e das condições de propagação vertical dos MSTIDs observados.

Além disso, estudos futuros devem levar em consideração outros sistemas meteorológicos de média e grande escala que depositem uma quantidade enorme de *momentum* e energia na troposfera e estratosfera, como por exemplo, vórtices ciclônicos de altos níveis (SILVA, 2005), quebra de ondas de Rossby (YIGIT; MEDVEDEV, 2015), entre outros. Além disso, ondas produzidas na mesosfera (CLEMESHA; BATISTA, 2008), e quebra de ondas de gravidade em altitudes entre 120 e 180 km gerando ondas secundárias (VADAS; CROWLEY, 2010), ou até mesmo, ondas geradas na termosfera (FUKUSHIMA et al., 2012; SHIOKAWA et al., 2006), abrindo um grande leque de

possibilidades nos estudos de fontes de geração dos MSTIDs.

5.3 Principais Resultados e Conclusões

Neste capítulo, foi utilizado ∼3 anos de dados de receptores GNSS de solo para construir mapas e keogramas de dTEC com o objetivo de observar a propagação de MSTIDs na região Sul-Sudeste do Brasil. Os principais resultados e conclusões obtidos neste capítulo foram:

1. Foram observados 826 MSTIDs diurnos os quais apresentaram as seguintes características: comprimento de onda horizontal, período e velocidade de fase horizontal médio de 445,19 ± 106,70 km, 23,58 ± 3,65 min., e 322,68 ± 80,95 m/s, respectivamente;

2. A ocorrência dos MSTIDs pode ser verificada em todos os meses do ano. Contudo, a maior ocorrência foi nos meses de inverno (44%), seguida pelos equinócios (42%) e solstício de verão (14%). O horário de ocorrência é no início da tarde nos solstícios de inverno, e durante a passagem do terminador solar noturno no solstício de verão;

3. A direção de propagação dos MSTIDs mostrou-se isotrópica. Contudo, no inverno propagam-se para Norte-Nordeste, majoritariamente. Por outro lado, nas demais estações do ano os MSTIDs diurnos propagaram-se em todas as direções;

4. A possível fonte de geração dos MSTIDs diurnos pode estar associada a convecções profundas. No verão e equinócios, a região de convecção profunda localiza-se sobre todo o Brasil. No inverno, a região de convecção, encontra-se no Sul-Sudeste do Brasil. Portanto, fontes localizadas na troposfera explicam de forma razoável a direção preferencial de propagação dos MSTIDs;

5. Utilizando os resultados do modelo de Vadas (2007), identificamos que ∼20% dos MSTIDs, propagam-se da troposfera até a termosfera diretamente. Isto sugere que em torno de 80% podem ser originadas na mesosfera, termosfera ou terem sua origem devido a ondas secundárias originadas em alguma região da atmosfera.

6 ESTUDO DE CASO: DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES DE LARGA ESCALA OBSERVADOS DURANTE A TEMPESTADE MAGNÉTICA DE SÃO PATRÍCIO, EM 2015

Os TIDs que são originários na região da oval auroral e propagam-se ao equador durante tempestades magnéticas, são denominados de LSTIDs. Neste capítulo, serão apresentados e discutidos os resultados do estudo de caso da observação dos LSTIDs realizados durante a tempestade magnética, referente ao dia 17/03/2015, conhecida como tempestade magnética de São Patrício.

6.1 LSTIDs associados à tempestades magnéticas

Os LSTIDs são assinaturas ionosféricas de ondas de gravidade atmosféricas. Essas ondas são geradas pelo aquecimento Joule e pela força de Lorentz, produzidas a partir da intensificação do eletrojato e/ou da intensa precipitação de partículas nas regiões aurorais e sub-aurorais durante as tempestades geomagnéticas (HUNSUCKER, 1982). Os LSTIDs propagam-se longitudinalmente e latitudinalmente, transportando energia e o *momentum* de altas para baixas latitudes. Desta forma, a comunidade científica tem demonstrado interesse em compreender os efeitos destas oscilações em baixas latitudes na última década (PRADIPTA et al., 2016; SONG et al., 2013; VALLADARES et al., 2009; TSUGAWA et al., 2003; TSUGAWA et al., 2004; TSUGAWA et al., 2006; AFRAIMOVICH et al., 2000).

Afraimovich et al. (2000) estudaram a propagação dos LSTIDs no setor Norte americano, cobrindo uma grande área (30° a 70° N e 60° a 160° O). Eles observaram que os LSTIDs se propagam para o Sudoeste. Seguindo o mesmo caminho, Nicolls et al. (2004) investigaram a tempestade magnética de 1 - 2 de outubro de 2002 e observaram que um LSTID propagou-se em direção ao equador com uma velocidade de fase de 600 m/s. Afraimovich e Voeikov (2004) e Afraimovich et al. (2006) investigaram a grande tempestade magnética de 30 de outubro de 2003, encontrando LSTIDs se propagando para Sudoeste. A mesma tempestade magnética foi estudada por Ding et al. (2007), em que os autores relataram três LSTIDs propagando-se para Sudoeste com velocidade de fase entre 270 e 740 m/s, e período de 1 a 2 horas. A partir das características das ondas observadas, eles concluíram que o eletrojato auroral para Oeste era uma possível fonte de LSTIDs.

Tsugawa et al. (2003) e Tsugawa et al. (2004) realizaram um estudo das características de propagação dos LSTIDs, usando a rede japonesa de receptores GNSS, e encontraram uma correlação da ocorrência dos LSTIDs com o índice Kp. Ding et al.

(2008), observaram LSTIDs sobre a América do Norte (25° e 55° N), durante tempestades magnéticas, entre os anos de 2003 e 2005. Os autores mostraram que a maioria dos LSTIDs são ondas solitárias e ocorrem principalmente durante o dia. Ding et al. (2008) também calcularam os parâmetros das ondas e encontraram período de 1,8 horas e velocidade de fase de 300 m/s, propagando-se para sudoeste. Além disso, Song et al. (2012) afirmaram que a direção de propagação depende da latitude, isto é, em baixas latitudes, os LSTIDs são desviados para o Oeste no hemisfério Norte. As velocidades médias das fases são diferentes em longitudes: Norte-Americano (422 ± 36 m/s), Ásia (527 ± 21 m/s), e o setor europeu (381 ± 69 m/s). Eles também apontaram que a alta velocidade de fase dos LSTIDs é comum nas baixas latitudes devido a uma menor quantidade de arrasto iônico. Durante a última década, observações de LSTID foram realizadas pela rede GNSS, principalmente no hemisfério Norte. No entanto, poucas observações foram realizadas no hemisfério Sul.

Shiokawa et al. (2005) observaram um LSTID se propagando para o equador, em pontos magneticamente conjugados no Japão e na Austrália, por meio de imagens da emissão do OI 630,0 nm. Eles encontraram uma diferença de fase entre as duas ondas de ∼20 minutos, e concluíram que estas ondas foram geradas em regiões aurorais e propagam-se para o equador, independentemente, sem acoplamento eletromagnético. Tsugawa et al. (2006) estudaram LSTIDs, nos pontos magneticamente conjugados, usando redes de receptores GNSS de solo japonesas e vários receptores GNSS na Austrália. Eles encontraram 5 eventos de observação simultânea de LSTID, chegando às mesmas conclusões de Shiokawa et al. (2005).

No setor americano, Valladares et al. (2009) observaram LSTIDs se propagando para o equador, e descobriram que a velocidade de fase no hemisfério norte (700 m/s) era maior do que no hemisfério Sul (550 m/s). Pradipta et al. (2016) caracterizaram a propagação inter hemisférica de LSTIDs de origem auroral, e verificaram que a velocidade de fase no hemisfério norte (1032 ± 353 m/s) foi maior do que no hemisfério Sul (654 ± 40 m/s). Observaram, ainda, uma intensificação da amplitude do LSTID em torno do equador geomagnético.

Os trabalhos realizados sobre os LSTIDs durante condições de tempestade magnética, indicam que a propagação das ondas originadas a partir das regiões aurorais nos hemisférios Norte e Sul, parecem ter um modo de propagação independente entre si, e nenhum efeito do acoplamento eletromagnético.

Além disso, não há consenso sobre a direção de propagação, simétrica (direção sudoeste no hemisférios Norte e noroeste no hemisférios Sul) ou anti-simétrica (direção

sudoeste no hemisférios Norte e direção norte-nordeste no hemisférios Sul) com relação ao equador geográfico. Devido a poucas observações simultâneas de LSTID em ambos os hemisférios, torna-se difícil obter uma ideia conclusiva sobre as características das ondas e processos físicos.

6.2 Resultados e discussões dos LSTIDs

Mapas de dTEC foram utilizados em ambos os hemisférios para estudar a propagação dos LSTIDs de alta para baixas latitudes, durante o período das 14:00 às 23:30 UT, referente ao dia 17/03/2015. Nesta data, o índice que mede a intensidade geomagnética próximo da região equatorial magnética, Dst (sigla em inglês, '*Disturbance Storm-Time*'), detalhes em Dst (2017), atingiu -223 nT e fortes atividades aurorais foram observadas em ambos hemisférios. Um relato detalhado da tempestade geomagnética e seus efeitos na ionosfera foram descritos por Astafyeva et al. (2015).

No presente trabalho, classificamos a variação espacial e temporal de dTEC como um LSTID, se forem satisfeitos os seguintes critérios: amplitude de oscilação maior que 0,1 TECU, comprimento de onda horizontal maior que 1000 km, período maior que ∼30 minutos, velocidade de fase horizontal entre ∼ 300 -1000 m/s (HUNSUCKER, 1982; HOCKE; SCHLEGEL, 1996).

Os mapas de dTEC, no hemisfério Norte, tem resolução espacial de 0,75° × 0,75° em latitude e longitude (grade de 0,15° × 0,15°, suavizada por 5 x 5 elementos), esta resolução espacial é menor do que a do hemisfério Sul, pois a cobertura das redes GNSS é mais densa. Recordando que as resoluções espaciais e redes GNSS referentes a América do Sul, foram descritas em detalhes no Capítulo 3.

As redes de receptores GNSS referente ao hemisfério Norte, são compostas por aproximadamente 2700 receptores fornecidos pelas redes '*International GNSS Service*' (IGS), '*Continuously Operating Reference Station*' (CORS), '*Scripps Orbit and Permanent Array Center*' (SOPAC) e '*University NAVSTAR Consortium*' (UNAVCO). Tsugawa et al. (2007) mostram detalhes das redes, e localização dos receptores GNSS.

A Figura 6.1 apresenta os LSTIDs observados, em ambos os hemisférios, sobre o setor americano, durante a fase principal da tempestade no dia de São Patrício. A figura nos mostra quatro frentes de onda: duas em cada hemisfério. Na América do Norte, os painéis A e B da Figuras 6.1 mostram dois mapas de dTEC, com intervalo

de 20 minutos, entre 18:10 e 18:30 UT, em que é possível observar duas cristas do LSTID que se propagam para Sudoeste, com uma grande distância entre elas, e a velocidade de fase horizontal estimada de $\sim 529 \pm 88$ m/s. Por outro lado, os painéis C e D da Figura 6.1, mostram mapas dTEC na América do Sul, com intervalo de 20 minutos, entre 16:00 e 16:20 UT. É possível observar um LSTID na região da Argentina, em torno de 35°S (região vermelha), que se propaga para Norte-Nordeste do Brasil, com uma velocidade de fase horizontal de $\sim 611 \pm 69$ m/s.

Figura 6.1 - Mapas de dTEC para os hemisférios: Norte (A e B) e Sul (C e D), observados durante o período de 18:10 - 18:30 UT e 16:00 - 16:20 UT, respectivamente. Os painéis A e B, mostram um LSTID que se propaga para Sudoeste, enquanto os painéis C e D mostram outro LSTID que se propaga para Norte-Nordeste. As setas indicam as direções de propagação. A linha preta contínua nos painéis C e D representa o equador geomagnético.

Fonte: Figueiredo et al. (2017).

Com o intuito de destacar os LSTIDs vistos nas Figuras 6.1, C e D, hemisfério Sul, foi construído um keograma, o qual é apresentado na Figura 6.2. O Keograma foi

construído a partir da amostra nos dados de dTEC no mapa, que inicia em (10°S, 40°O) e termina em (40°S; 65°O), com resolução temporal de 1 minuto, mostrando a variação da componente latitudinal do LSTID. Esta amostra foi escolhida para minimizar a falta de dados. Na Figura 6.2, observamos três frentes de onda dos LSTIDs que se propagam do polo para equador: o primeiro, entre 14:30 - 15:30 UT; o segundo, de 16:00 a 17:00 UT; o terceiro, de 18:30 - 19:00 UT. O LSTID observado, entre 16:00 e 17:00 UT, é o mesmo apresentado na Figura 6.1 (C e D). LSTIDs que se propagam do equador para o polo (por exemplo, 15:30 UT, 17:15 UT e 19:00 UT), também podem ser observados na Figura 6.2, no entanto não foram incluídos nesta análise. Mais informação sobre a propagação inter-hemisférica de LSTIDs, na mesma região, podem ser encontradas em Pradipta et al. (2016).

Figura 6.2 - Keograma latitudinal de dTEC, sobre a América do Sul, de 10°S a 40°S, entre 14:00 e 20:00 UT. A amostra diagonal de dados inicia em (10°S, 40°O) e termina em (40°S, 65°O).

Fonte: Adaptado de Figueiredo et al. (2017).

A Figura 6.3 apresenta mapas de dTEC para o hemisfério Norte (A e B), e o hemisfério Sul (C e D), durante a fase principal da tempestade geomagnética de 17/03/2015. No hemisfério Norte existe um LSTID que se propaga para sudoeste, indicado pelas setas. A sua velocidade de fase horizontal estimada é de $\sim 291 \pm 59$ m/s. Entretanto, os painéis C e D, da Figura 6.3, mostram um LSTID, no hemisfério Sul, que se propaga para Noroeste (como indicado pelas setas), e uma velocidade de fase horizontal de $\sim 1070 \pm 84$ m/s.

Figura 6.3 - Mapas de dTEC para o hemisfério Norte (A e B), e o hemisfério Sul (C e D), observados durante o período de 23:00 - 23:20 UT em 17/03/2015. Estas imagens mostram LSTIDs que se propagam para o equador. Os painéis A e B, mostram um LSTID que se propaga para o Sudoeste, enquanto que, os painéis C e D, o LSTID se propaga para o Noroeste. A linha preta contínua representa o equador magnético e as setas indicam a direção de propagação dos LSTIDs.

Fonte: Figueiredo et al. (2017).

Durante a tempestade geomagnética, ocorrida em 17/03/2015, vários LSTIDs foram observados na zona longitudinal do setor americano. Conforme mostrado nas Figuras 6.2 e 6.3, quatro LSTIDs se propagaram equatorialmente, a partir da região auroral no hemisfério Sul. Por outro lado, no hemisfério Norte, três LSTIDs se propagaram para Sudoeste.

As características dos LSTIDs observados estão resumidas na Tabela 6.1. Cada evento de onda foi designado como HS1, HN1 e assim por diante. Os LSTIDs foram agrupados de acordo com o tempo de ocorrência em cada hemisfério. No presente trabalho, não pretendemos discutir a propagação conjugada de LSTIDs, por causa das

grandes diferenças latitudinais da área de observação, no hemisfério Norte (latitudes médias - altas), e no hemisfério Sul (latitudes equatoriais - médias). Os eventos HS1 e HN1 (14: 00-14: 30 UT) e HS3 e HN2 (18: 00-18: 30 UT) apresentam características similares, i.e., comprimento de onda de ∼1000 km, e velocidade de fase horizontal de 500 -700 m/s. No entanto, suas direções de propagação são distintas: Sudoeste no hemisfério Norte e Norte-Nordeste no hemisfério Sul, o que nos chamou atenção e será discutido a seguir. O LSTID observado em 35°S, está, aproximadamente, a 3000 km da região auroral. Se considerarmos uma velocidade de fase de ∼700 m/s, levaria cerca de 1,2 hora para que a onda alcance a latitude de 35°S. Por outro lado, no hemisfério Norte, os LSTIDs foram observados em torno de 50°N, muito mais próximo da região auroral (∼1000 km). Se considerarmos uma velocidade de fase de ∼500 m/s, levaria cerca de 30 minutos para que a onda alcance a latitude de 50°N. Portanto, os LSTIDs possivelmente tiveram sua origem na região auroral em diferentes momentos, e com diferentes condições geomagnéticas.

Os eventos de onda, HS4 e HN3, ocorreram às 23:00 UT, a amplitude da oscilação é maior (dTEC $\geq$ 0,2 TECU) do que os eventos de ondas anteriores. Entretanto, deve-se ressaltar que as velocidades de fase dos LSTIDs são significativamente diferentes entre as ondas do hemisfério Norte e do hemisfério Sul. Observou-se uma velocidade de fase mais rápida no hemisfério Sul. Além disso, as direções de propagação também foram diferentes, Noroeste no hemisfério Sul e Sudoeste no hemisfério Norte.

Tabela 6.1 - Parâmetros dos LSTIDs observados no hemisfério Sul e no hemisfério Norte.

Evento	Hemisfério	Hora (UT)	Comprimento de onda (km)	Velocidade de Fase (m/s)	Direção de Propagação (°)
HN1	Norte	14:00	1141 ± 166	476 ± 69	180-225
HS1	Sul	14:30	1030 ± 122	741 ± 70	0-45
HS2	Sul	16:00	1587 ± 265	529 ± 88	0-45
HN2	Norte	18:00	1050 ± 140	611 ± 69	180-225
HN3	Sul	18:30	904 ± 94	565 ± 74	0-45
HN3	Norte	23:00	785 ± 159	291 ± 59	180-225
HN4	Sul	23:00	1800 ± 110	1070 ± 84	270-315

Fonte: Adaptado de Figueiredo et al. (2017).

Diferentes características de propagação dos LSTIDs, durante a fase principal da

tempestade geomagnética, foram previamente estudadas por Tsugawa et al. (2006) e Valladares et al. (2009). Tsugawa et al. (2006) sugeriram que o período e o comprimento de onda dos LSTIDs deveriam depender da condição, *a priori*, da fonte na região auroral. Valladares et al. (2009) atribuíram a diferença nas correntes aurorais entre as regiões polares do hemisfério Norte e do hemisfério Sul. Para investigar se a atividade da corrente auroral em ambos os hemisférios foram diferentes, verificamos a componente H do campo geomagnético sob as regiões da oval auroral dos hemisférios Norte e Sul, em pontos magneticamente conjugados. As estações utilizadas foram Syowa (69°S, 39,6°L), base Japonesa na Antártica, e Husafell (64,7°N, 21,0°O), Islândia, (Figura 6.4A). Além disso, o painel B, apresenta a diferença na componente H entre as duas regiões de observação, ver Figura 6.4B. Ao analisar a Figura 6.4, percebe-se que algumas mudanças aconteceram durante o período entre 13:00 e 19:00 UT, indicando que as atividades da corrente auroral não são simétricas no hemisfério Norte e no hemisfério Sul. Para referência, os eventos HS1/HN1, HS2, HS3, HN2 e HS4/HN3 são identificados na Figura 6.4A, e refere-se ao horário que os LSTIDs originaram na oval auroral.

É evidente que cada evento de onda corresponde a um súbito aumento/diminuição da corrente auroral. Além disso, a variação da componente horizontal do campo magnético ΔH (Figura 6.4B), indica que há diferenças entre as correntes aurorais no HN e HS durante os eventos de onda HS1, HN1, HS3 e HN2, mostrando que eles se originam em diferentes momentos e condições de propagação. Isto pode explicar as diferenças na propagação dos LSTIDs no HN e HS, durante a primeira fase da tempestade magnética, em torno de 14:00 a 19:00 UT.

Figura 6.4 - (A) componente horizontal do campo geomagnético (H), ao longo das regiões aurorais: Norte (Husafell) e Sul (Syowa), para o dia 17/03/2015. (B) diferença entre as componentes H do campo geomagnético, das estações de Husafell e Syowa. As setas verticais indicam a hora em que os LSTIDs foram originados na região auroral, considerando a distância entre o oval auroral e 35°S sendo ∼3000 km, e no hemisfério Norte, considerando a distância entre o oval auroral e 50°N sendo ∼1000 km.

Fonte: Adaptado de Figueiredo et al. (2017).

Ao compararmos a velocidade de fase entre os eventos no hemisfério Norte e no hemisfério Sul, não encontramos diferenças significativas para os eventos HS1, HN1, HS3 e HN2. No entanto, há uma grande diferença de ∼ 700 m/s, na velocidade de fase, entre os eventos HS4 e HN3. Isto pode ser devido a diferenças na ejeção de energia nas regiões aurorais em ambos os hemisférios, que afeta a velocidade de fase da propagação do LSTID. Além disso, também pode haver o efeito devido ao arraste iônico na propagação do LSTID das regiões aurorais para regiões de baixas latitudes. A este respeito, Tsugawa et al. (2003) sugeriram que o arrasto iônico é o principal processo de dissipação dos LSTIDs. Song et al. (2012) relataram que a taxa de dissipação dos LSTIDs é mais alta durante o dia do que durante a noite. No

evento, às 23:00 UT, o fuso horário no hemisfério Sul estava mudando de dia para noite, enquanto no hemisfério Norte ainda era dia (∼45°N). Portanto, a dissipação devido ao arraste iônico justifica o LSTID (HS4) propagar-se até baixas latitudes com uma velocidade de fase mais alta.

Todos os LSTIDs observados, durante a tempestade geomagnética, no hemisfério Sul, mostraram direções de propagação diferentes, conforme apresentado na Tabela 6.1. Durante o dia (entre 14:00 e 19:00 UT), os LSTIDs no hemisfério Sul (HS1, HS2, HS3) apresentam direção de propagação para Norte-Nordeste, enquanto a noite (23:00 UT), o LSTID (HS4) propaga-se para Noroeste. Por outro lado, os LSTIDs, no hemisfério Norte, apresentaram direção de propagação apenas para Sudoeste. Isso significa que a direção de propagação dos LSTIDs, em ambos os hemisférios, são assimétrica (com relação ao equador geográfico) durante o período de 14:00 - 19:00 UT, e simétrica (com relação ao equador geográfico) às 23:00 UT.

Estudos anteriores relataram que a direção de propagação dos LSTIDs no hemisfério Norte é normalmente Sudoeste (AFRAIMOVICH; VOEIKOV, 2004, 2004; TSUGAWA et al., 2004; DING et al., 2008; VALLADARES et al., 2009; SONG et al., 2012). Algumas observações realizadas no hemisfério Sul relataram a direção de propagação para Noroeste (PRADIPTA et al., 2016). No presente trabalho, observamos duas direções de propagação diferentes, Norte-Nordeste e Noroeste. Ding et al. (2008) e Song et al. (2012) explicaram que a propagação para Sudoeste no hemisfério Norte está relacionada com a força de Coriolis, não afetada pela declinação geomagnética. A propagação para o noroeste da onda HS4 poderia ser explicada pelo efeito de Coriolis. Por outro lado, a propagação para Nordeste das ondas HS1, HS2 e HS3, não podem ser explicadas da mesma forma. Portanto, outro mecanismo deve ser considerado para explicar a direção de propagação para Norte-Nordeste.

Vários autores (ØSTGAARD et al., 2004; LAUNDAL; ØSTGAARD, 2009; CROWLEY et al., 2010; MANNUCCI et al., 2014) mostraram que a direção e a magnitude da componente do campo magnético interplanetário (By), desempenha um papel preponderante no desenvolvimento e intensidade da tempestade ionosférica, isto é, o By modifica o padrão de convecção ionosférica e leva a uma assimetria hemisférica nas correntes alinhadas da região 1, conhecida como FACs (sigla em inglês, '*Field Aligned Currents*'). Recentemente, Astafyeva et al. (2015) concluíram que a variação do campo magnético interplanetário (+By e −Bz) durante a fase principal da tempestade magnética de São Patrício gerou uma assimetria em ambos os hemisférios, produzindo efeitos mais fortes no hemisfério Sul, especialmente no setor americano. Conforme

mostrado na Figura 6.4, as correntes aurorais durante o dia foram assimétricas em ambos os hemisférios e simétricas após 22:00 UT (transição entre dia e noite no hemisfério Sul). Portanto, a forma de propagação simétrica observada nos LSTIDs (HS4 e HN3) podem ser devido à simetria da corrente auroral. Por outro lado, a forma de propagação assimétrica observada nos LSTIDs (HS1, HN1, HS3 e HN2) sugerem assimetria da corrente auroral entre as regiões polares do Norte e do Sul. Outras evidências observacionais e simulações são necessárias para explicar qual mecanismo físico, de fato, é responsável pelas alterações nas direções de propagação observadas neste estudo.

6.3 Considerações Finais

Durante a tempestade geomagnética, ocorrida em 17/03/2015, vários LSTID foram observados no setor americano, 3 eventos entre às 14:00 - 19:00 UT (lado do dia) e outro às 23:00 UT (noite no hemisfério Sul e dia no hemisfério Norte). O primeiro grupo de LSTIDs observado entre às 14:00 e 19:00 UT, propagou-se para Sudoeste no hemisfério Norte e Norte-Nordeste no hemisfério Sul, mostrando uma direção de propagação assimétrica em relação ao equador geográfico. O segundo grupo de LSTIDs, observados às 23:00 UT, propagou-se para Sudoeste no hemisfério Norte e para Noroeste no hemisfério Sul, mostrando uma forma simétrica de propagação em relação ao equador geográfico. A propagação simétrica observada nos LSTIDs podem ser devido à simetria da corrente auroral. Por outro lado, a propagação assimétrica observada nos LSTIDs sugere assimetria da corrente auroral entre as regiões polares do Norte e do Sul.

7 CONCLUSÕES

Neste capítulo são apresentados os principais resultados e conclusões deste trabalho, além de algumas recomendações para trabalhos futuros.

7.1 MSTIDs noturnos

Um levantamento detalhado da ocorrência de MSTIDs sobre Cachoeira Paulista (SP) com um banco de imagens entre junho de 2013 e dezembro de 2015 foi realizado. Foram observados 58 MSTIDs utilizando as observações na emissão do OI 630,0 nm.

Dois tipos distintos de MSTIDs foram identificados e classificados, em relação a sua morfologia utilizando as imagens de aeroluminescência: os banda escura apresentam uma frente de onda bem definida seguida por um aumento na intensidade da aeroluminescência; e MSTIDs com trem de onda, definidos como MSTID-periódicos. A ocorrência dos MSTIDs, tanto banda escura como periódicos, iniciam-se no final do outono e finalizam-se na primavera.

Os MSTIDs-banda escura ocorrem após às 01:00 UT, enquanto que os MSTIDs-periódicos entre 21:00 e 03:00 UT. A velocidade de fase horizontal média dos MSTIDs-banda escura é de 115,64 ± 34,48 m/s. Os MSTIDs-periódicos apresentam comprimento de onda horizontal, período e velocidade de fase horizontal médio de 144,8 ± 24,8 km, 20,96 ± 15,37 min e 103,20 ± 32,78 m/s, respectivamente.

As direções de propagação dos MSTIDs mostraram-se anisotrópica. Os MSTIDs-banda escura propagam-se para Noroeste, o que é explicado pela teoria da instabilidade Perkins. Por outro lado, os MSTIDs-periódicos propagam-se majoritariamente para Norte-Nordeste. Utilizou-se diagramas de bloqueio para tentar explicar as direções preferenciais de propagação dos MSTIDs-periódicos. No entanto, foi observado que a filtragem das ondas pelo vento básico não é preponderante na explicação da direção preferencial de propagação, pois a velocidade dos MSTIDs é maior do que o vento básico. Outro ponto que não pode ser desprezado é a influência de possíveis fontes de geração (frentes frias e jatos de altos níveis) dos MSTIDs na direção de propagação dos mesmos.

7.2 MSTIDs diunos

Foi utilizado 3,25 anos de dados de receptores GNSS de solo para construir mapas e keogramas de dTEC e observar a propagação de MSTIDs na região Sul-Sudeste do Brasil.

Foram observados 826 MSTIDs diurnos os quais apresentaram as seguintes características: comprimento de onda horizontal, período e velocidade de fase horizontal médio de 445,19 ± 106,70 km, 23,58 ± 3,65 min., e 322,68 ± 80,95 m/s, respectivamente.

A ocorrência dos MSTIDs pode ser verificada em todos os meses do ano. Contudo, a maior ocorrência foi nos meses de inverno (44%), seguida pelos equinócios (42%) e solstício de verão (14%). O horário de ocorrência é no início da tarde nos solstícios de inverno, e durante a passagem do terminador solar noturno no solstício de verão.

A direção de propagação dos MSTIDs mostrou-se isotrópica. Contudo, no inverno propagam-se para Norte-Nordeste, majoritariamente. Por outro lado, nas demais estações do ano os MSTIDs diurnos propagaram-se em todas as direções.

A possível fonte de geração dos MSTIDs diurnos pode estar associada a convecções profundas. No verão e equinócios, a região de convecção profunda localiza-se sobre todo o Brasil. No inverno, a região de convecção, encontra-se no Sul-Sudeste do Brasil. Portanto, fontes localizadas na troposfera explicam de forma razoável a direção preferencial de propagação dos MSTIDs.

Utilizando os resultados do modelo de Vadas (2007), identificamos que ∼20% dos MSTIDs, propagam-se da troposfera até a termosfera diretamente. Isto sugere que em torno de 80% podem ser originadas na mesosfera, termosfera ou terem sua origem devido a ondas secundárias originadas em alguma região da atmosfera.

7.3 LSTIDs

Durante a tempestade geomagnética, ocorrida em 17/03/2015, vários LSTIDs foram observados no setor americano, três eventos entre às 14:00 - 19:00 UT (lado do dia) e outro às 23:00 UT (noite no hemisfério Sul e dia no hemisfério Norte). O primeiro grupo de LSTIDs observado entre às 14:00 e 19:00 UT, propagou-se para Sudoeste no hemisfério Norte e Norte-Nordeste no hemisfério Sul, apresentando uma direção de propagação assimétrica em relação ao equador geográfico. O segundo grupo de LSTIDs, observados às 23:00 UT, propagou-se para Sudoeste no hemisfério Norte e para Noroeste no hemisfério Sul, mostrando uma forma simétrica de propagação em relação ao equador geográfico. A propagação simétrica observada nos LSTIDs podem ser devida à simetria da corrente auroral. Por outro lado, a propagação assimétrica observada nos LSTIDs sugere assimetria da corrente auroral entre as regiões polares do Norte e do Sul.

7.4 Características gerais do TIDs

Baseando-se nos resultados de Leitinger e Rieger (2005), Tsugawa et al. (2006), Kotake et al. (2007), Otsuka et al. (2011), Otsuka et al. (2013), Paulino et al. (2016), Pradipta et al. (2016) e nos resultados da presente tese de doutorado, estamos reescrevendo a Tabela 2.1 com a inclusão de mais informações sobre os TIDs. O resultado final pode ser observado na Tabela 7.1.

Tabela 7.1 - Características gerais dos tipos de TIDs observados na termosfera e ionosfera. A tabela inclui as observações mais recentes de TIDs ao redor do globo.

Tipo	**Período**	**Comprimento de Onda (km)**	**Velocidade (m/s)**	**Região de Origem**	**Direção de Propagação**
LSTID	30 min a várias horas	$\lambda > 1000$	300-1200	altas latitudes	Dos polos para o Equador (trans-hemisférica)
MSTID	5 a 60 min	$\lambda < 1500$	100-700	Altas, médias e baixas latitudes	Todas as direções
SSTID	poucos minutos	$\lambda \leq 100$	≤ 200	Não estabelecido	Não estabelecido

A Tabela 2.1 representa características desatualizadas e devemos compreender que as regiões de observação que a embasaram são, atualmente, diferentes. Também é importante salientar que a ciência evolui, acrescentando novos conhecimentos, e o uso de uma gama maior de novos instrumentos de medidas para este fenômeno.

7.5 Recomendações Futuras

Com relação a pesquisas futuras dos TIDs, é recomendável que se compare as características apresentadas por estas ondas em diferentes latitudes e longitudes brasileiras, com o objetivo de verificar se os TIDs observados no Sul-Sudeste são iguais ou diferentes em outras regiões. Além disso, utilizar a técnica de traçador de trajetórias para verificar em que parte da atmosfera os TIDs são oriundos.

Investigar via simulação numérica, o porquê dos MSTIDs noturnos apresentarem

características (λ_H, τ, C_H) distintas do MSTIDs diurnos.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABDU, M. A.; SOUZA, J. R.; KHERANI, E. A.; BATISTA, I. S.; MACDOUGALL, J. W.; SOBRAL, J. H. A. Wave structure and polarization electric field development in the bottomside f layer leading to postsunset equatorial spread f. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 120, n. 8, p. 6930–6940, 2015. ISSN 2169-9402. 2015JA021235. 103, 104

AFRAIMOVICH, E.; ASTAFIEVA, E.; VOEYKOV, S. Generation of ionospheric irregularities upon propagation of solitary internal gravity wave during the major magnetic storm of october 29–31, 2003. **Radiophysics and quantum electronics**, v. 49, n. 2, p. 79–92, 2006. 127

AFRAIMOVICH, E.; KOSOGOROV, E.; LEONOVICH, L.; PALAMARTCHOUK, K.; PEREVALOVA, N.; PIROG, O. Determining parameters of large-scale traveling ionospheric disturbances of auroral origin using gps-arrays. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 62, n. 7, p. 553–565, 2000. 127

AFRAIMOVICH, E.; KOSOGOROV, E.; PEREVALOVA, N.; PLOTNIKOV, A. The use of gps arrays in detecting shock-acoustic waves generated during rocket launchings. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 63, n. 18, p. 1941 – 1957, 2001. ISSN 1364-6826. 41

AFRAIMOVICH, E.; PALAMARTCHOUK, K.; PEREVALOVA, N. Gps radio interferometry of travelling ionospheric disturbances. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 60, n. 12, p. 1205 – 1223, 1998. ISSN 1364-6826. 41, 48

AFRAIMOVICH, E.; PEREVALOVA, N.; VOYEIKOV, S. Traveling wave packets of total electron content disturbances as deduced from global gps network data. **Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics**, v. 65, n. 11, p. 1245–1262, 2003. 43

AFRAIMOVICH, E.; PEREVALOVA, N. P. **GPS monitoring of the Earths upper atmosphere**. Irkutsk: SC RRS SB RAMS, 2006. 480 p. ISBN 5-98277-033-7. 42

AFRAIMOVICH, E.; VOEIKOV, S. Experimental confirmation of the existence of a solitary internal gravity wave in the earth's atmosphere during a strong magnetic storm. **Doklady earth sciences**, v. 399, p. 1301–1304, 2004. 127, 136

AFRAIMOVICH, E. L. First gps tec evidence for the wave structure excited by the solar terminator. **Earth, Planets and Space**, v. 60, n. 8, p. 895 – 900, 2008. ISSN 1880 - 5981. 43

AFRAIMOVICH, E. L.; ASTAFYEVA, E. I.; DEMYANOV, V. V.; EDEMSKIY, I. K.; GAVRILYUK, N. S.; ISHIN, A. B.; KOSOGOROV, E. A.; LEONOVICH, L. A.; LESYUTA, O. S.; PALAMARTCHOUK, K. S.; PEREVALOVA, N. P.; POLYAKOVA, A. S.; SMOLKOV, G. Y.; VOEYKOV, S. V.; YASYUKEVICH, Y. V.; ZHIVETIEV, I. V. A review of gps/glonass studies of the ionospheric response to natural and anthropogenic processes and phenomena. **J. Space Weather Space Clim.**, v. 3, p. A27, 2013. 167

AFRAIMOVICH, E. L.; EDEMSKIY, I. K.; VOEYKOV, S. V.; YASYUKEVICH, Y. V.; ZHIVETIEV, I. V. The first gps-tec imaging of the space structure of ms wave packets excited by the solar terminator. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 4, p. 1521 – 1525, 2009. 43, 113

_____. Spatio temporal structure of the wave packets generated by the solar terminator. **Advances in Space Research**, v. 44, n. 7, p. 824 – 835, 2009. ISSN 0273-1177. 43

ALMEIDA, L. M. **Características das ondas de gravidade observadas na região central do Brasil**. 63 p. Dissertação (Programa de pós graduação em física e astronomia) — Universidade do Vale do Paraíba (UNIVAP), São José dos Campos, 2010. 52

AMORIM, D. C. M. **Caracterização de distúrbios ionosféricos propagantes na região de baixas latitudes no setor brasileiro associados à instabilidade de plasma Perkins gerada em médias latitudes**. 132 p. Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2010. Disponível em: <http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/36QPF9E>. 9

AMORIM, D. C. M.; PIMENTA, A. A.; BITTENCOURT, J. A.; FAGUNDES, P. R. Long term study of medium-scale traveling ionospheric disturbances using oi 630 nm all sky imaging and ionosonde over brazilian low latitudes. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A6, p. n/a–n/a, 2011. ISSN 2156-2202. 1, 2, 39, 40, 75, 76, 81, 82, 99

ANDREWS, D. G.; HOLTON, J. R.; LEOVY, C. B. **Middle atmosphere dynamics**. California: Academic press, 1987. 489 p. 18

ASTAFYEVA, E.; ZAKHARENKOVA, I.; FÖRSTER, M. Ionospheric response to the 2015 st. patrick's day storm: A global multi-instrumental overview. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 120, n. 10, p. 9023–9037, 2015. 129, 136

AZEEM, I.; YUE, J.; HOFFMANN, L.; MILLER, S. D.; STRAKA, W. C.; CROWLEY, G. Multisensor profiling of a concentric gravity wave event propagating from the troposphere to the ionosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 42, n. 19, p. 7874–7880, 2015. ISSN 1944-8007. 2015GL065903. 25, 26, 27

BEHNKE, R. F layer height bands in the nocturnal ionosphere over arecibo. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 84, n. A3, p. 974–978, 1979. ISSN 2156-2202. 1, 10

BEVINGTON, P.; ROBINSON, D. **Data reduction and error analysis for the physical sciences**. [S.l.]: McGraw-Hill, 2003. (McGraw-Hill Higher Education). ISBN 9780072472271. 69

BLEWITT, G. An automatic editing algorithm for gps data. **Geophysical Research Letters**, v. 17, n. 3, p. 199–202, 1990. ISSN 1944-8007. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1029/GL017i003p00199>. 173

BLOOMFIELD, P. **Fourier analysis of time series: an introduction**. [S.l.]: Wiley, 2004. (Wiley Series in Probability and Statistics). ISBN 9780471653998. 53

BRISTOW, W.; GREENWALD, R.; VILLAIN, J. On the seasonal dependence of medium-scale atmospheric gravity waves in the upper atmosphere at high latitudes. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 101, n. A7, p. 15685–15699, 1996. 102

CAMPOS, A. M. V. **Modelos conceituais de formação da corrente de jato no nordeste brasileiro**. 94 p. Dissertação (Mestrado em meteorologia) — Universidade Federal de Alagoas, Maceió, 2010. 116

CAMPOS, C. R. J. d.; EICHHOLZ, C. W. Características físicas dos sistemas convectivos de mesoescala que afetaram o rio grande do sul no período de 2004 a 2008. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 29, n. 2, p. 331–345, 2011. 115

CANDIDO, C. M. N.; PIMENTA, A. A.; BITTENCOURT, J. A.; BECKER-GUEDES, F. Statistical analysis of the occurrence of medium-scale traveling ionospheric disturbances over brazilian low latitudes using oi 630.0 nm

emission all-sky images. **Geophysical Research Letters**, v. 35, n. 17, p. n/a–n/a, 2008. ISSN 1944-8007. L17105. 1, 2, 39, 40, 75, 76, 78, 81, 99

CARRANO, C.; GROVES, K. **Ionospheric data processing and analysis**: Workshop on satellite navigation science and technology for africa, the abdus salam ictp. Trieste: [s.n.], 2009. 173, 174, 175

CLEMESHA, B.; BATISTA, P. Gravity waves and wind-shear in the mlt at 23 s. **Advances in Space Research**, v. 41, n. 9, p. 1472–1477, 2008. 125

COCO, D. S.; COKER, C.; DAHLE, S. R.; CLYNCH, J. R. Variability of gps satellite differential group delay biases. **IEEE Transactions on Aerospace and Electronic Systems**, v. 27, n. 6, p. 931–938, 1991. 173, 175

COSGROVE, R. B. Generation of mesoscale f layer structure and electric fields by the combined perkins and e s layer instabilities, in simulations. **Annales Geophysicae**, v. 25, n. 7, p. 1579–1601, 2007. 80

COSGROVE, R. B.; TSUNODA, R. T. A direction-dependent instability of sporadic-e layers in the nighttime midlatitude ionosphere. **Geophysical research letters**, v. 29, n. 18, 2002. 14

_____. Simulation of the nonlinear evolution of the sporadic-e layer instability in the nighttime midlatitude ionosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A7, 2003. 10, 14

_____. Instability of the e-f coupled nighttime midlatitude ionosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 109, n. A4, 2004. 10, 15

COSGROVE, R. B.; TSUNODA, R. T.; FUKAO, S.; YAMAMOTO, M. Coupling of the perkins instability and the sporadic e layer instability derived from physical arguments. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 109, n. A6, 2004. 6, 10, 15

CROWLEY, G.; AZEEM, I.; REYNOLDS, A.; DULY, T. M.; MCBRIDE, P.; WINKLER, C.; HUNTON, D. Analysis of traveling ionospheric disturbances (tids) in gps tec launched by the 2011 tohoku earthquake. **Radio Science**, p. n/a–n/a, 2016. ISSN 1944-799X. 2015RS005907. 45, 46

CROWLEY, G.; KNIPP, D.; DRAKE, K.; LEI, J.; SUTTON, E.; LÜHR, H. Thermospheric density enhancements in the dayside cusp region during strong by conditions. **Geophysical Research Letters**, v. 37, n. 7, 2010. 136

DEAR, R. M.; MITCHELL, C. N. Gps interfrequency biases and total electron content errors in ionospheric imaging over europe. **Radio Science**, v. 41, 2006. 175

DING, F.; WAN, W.; LIU, L.; AFRAIMOVICH, E.; VOEYKOV, S.; PEREVALOVA, N. A statistical study of large-scale traveling ionospheric disturbances observed by gps tec during major magnetic storms over the years 2003–2005. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 113, n. A3, 2008. 128, 136

DING, F.; WAN, W.; NING, B.; WANG, M. Large-scale traveling ionospheric disturbances observed by gps total electron content during the magnetic storm of 29–30 october 2003. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 112, n. A6, 2007. 127

DING, F.; WAN, W.; XU, G.; YU, T.; YANG, G.; WANG, J.-s. Climatology of medium-scale traveling ionospheric disturbances observed by a gps network in central china. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A9, 2011. 101

DROB, D.; EMMERT, J.; CROWLEY, G.; PICONE, J.; SHEPHERD, G.; SKINNER, W.; HAYS, P.; NICIEJEWSKI, R.; LARSEN, M.; SHE, C. et al. An empirical model of the earth's horizontal wind fields: Hwm07. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 113, n. A12, 2008. 94

DST. **The disturbance storm time index**. 2017. [Online; accessed 14-February-2017]. Disponível em: <https://www.ngdc.noaa.gov/stp/geomag/dst.html>. 129

DULY, T. M.; CHAPAGAIN, N. P.; MAKELA, J. J. Climatology of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances (mstids) in the central pacific and south american sectors. **Annales Geophysicae**, v. 31, n. 12, p. 2229–2237, 2013. 2, 76, 82

EPAGRI. **Centro de informação de recusos ambientais e de hidrometeorologia de Santa Catarina**. 2017. [Online; accessed 2-February-2017]. Disponível em: <http://ciram.epagri.sc.gov.br/index.php?option=com_content&view=article&id=60&Itemid=199>. 115

EVANS, J. V.; HOLT, J. M.; WAND, R. H. A differential-doppler study of traveling ionospheric disturbances from millstone hill. **Radio Science**, v. 18, n. 3, p. 435–451, 1983. ISSN 1944-799X. 1

FEDORENKO, A.; BESPALOVA, A.; CHEREMNYKH, O.; KRYUCHKOV, E. A dominant acoustic-gravity mode in the polar thermosphere. **Annales Geophysicae**, v. 33, n. 1, p. 101–108, 2015. 6, 41

FIGUEIREDO, C. A. O. B. **Relação entre MTM (Midnight Temperature Maximum) e altura virtual da camada F**. 132 p. Dissertação (Mestrado na unidade acadêmica de física) — Universidade Federal de Campina Grande (UFCG), Campina Grande, 2013. 81

FIGUEIREDO, C. A. O. B.; WRASSE, C. M.; TAKAHASHI, H.; OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K.; BARROS, D. Large-scale traveling ionospheric disturbances observed by gps dtec maps over north and south america on saint patrick's day storm in 2015. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, p. n/a–n/a, 2017. ISSN 2169-9402. 130, 131, 132, 133, 135

FORBES, J. M.; BRUINSMA, S. L.; DOORNBOS, E.; ZHANG, X. Gravity wave-induced variability of the middle thermosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 121, n. 7, p. 6914–6923, 2016. 101

FRITTS, D. C.; ALEXANDER, M. J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. **Reviews of Geophysics**, v. 41, n. 1, p. n/a–n/a, 2003. ISSN 1944-9208. 1003. 5, 18, 96

FUJITA. **The enhanced Fujita scale**. 2017. [Online; accessed 21-February-2017]. Disponível em: <http://www.spc.noaa.gov/efscale/>. 46

FUKAO, S.; KELLEY, M. C.; SHIRAKAWA, T.; TAKAMI, T.; YAMAMOTO, M.; TSUDA, T.; KATO, S. Turbulent upwelling of the mid-latitude ionosphere: 1. observational results by the mu radar. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 96, n. A3, p. 3725–3746, 1991. 10

FUKUSHIMA, D.; SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; OGAWA, T. Observation of equatorial nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances in 630-nm airglow images over 7 years. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 117, n. A10, 2012. ISSN 2156-2202. A10324. 1, 2, 86, 87, 89, 91, 92, 125

GALVAN, D. A.; KOMJATHY, A.; HICKEY, M. P.; STEPHENS, P.; SNIVELY, J.; SONG, Y. T.; BUTALA, M. D.; MANNUCCI, A. J. Ionospheric signatures of tohoku-oki tsunami of march 11, 2011: Model comparisons near the epicenter. **Radio Science**, v. 47, n. 4, p. n/a–n/a, 2012. ISSN 1944-799X. RS4003. 2

GARCIA, F. J.; KELLEY, M. C.; MAKELA, J. J.; HUANG, C. S. Airglow observations of mesoscale low-velocity traveling ionospheric disturbances at midlatitudes. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 105, n. A8, p. 18407–18415, 2000. ISSN 2156-2202. 1, 2, 14, 36

GARCIA, R. F.; BRUINSMA, S.; MASSARWEH, L.; DOORNBOS, E. Medium-scale gravity wave activity in the thermosphere inferred from goce data. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 121, n. 8, p. 8089–8102, 2016. 103

GOSSARD, E.; HOOKE, W. **Waves in the Atmosphere**. New York: Elsevier, 1975. 456 p. 23, 93

HALDOUPIS, C.; SCHLEGEL, K.; FARLEY, D. An explanation for type 1 radar echoes from the midlatitude e-region ionosphere. **Geophysical research letters**, v. 23, n. 1, p. 97–100, 1996. 14

HAMZA, A. Perkins instability revisited. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 104, n. A10, p. 22567–22575, 1999. 9

HEDIN, A. E.; FLEMING, E.; MANSON, A.; SCHMIDLIN, F.; AVERY, S.; CLARK, R.; FRANKE, S.; FRASER, G.; TSUDA, T.; VIAL, F. et al. Empirical wind model for the upper, middle and lower atmosphere. **Journal of atmospheric and terrestrial physics**, v. 58, n. 13, p. 1421–1447, 1996. 8

HINES, C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. **Canadian Journal of Physics**, v. 38, n. 11, p. 1441–1481, 1960. 1, 5, 23

HOCKE, K.; SCHLEGEL, K. A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982–1995. **Annales Geophysicae**, v. 14, n. 9, p. 917, 1996. 129

HOFMANN-WELLENHOF, B.; LICHTENEGGER, H.; COLLINS, J. **GPS - theory and practice**. Wien: Springer-Verlag, 1994. 58

_____. **Global positioning system: theory and practice**. Vienna: Springer, 2012. ISBN 9783709132975. 171, 172, 174, 175, 176

HOLTON, J. R. **An introduction to dynamic meteorology**. California: Academic press, 2004. 554 p. 18, 19

HOOKE, W. H. Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 30, n. 5, p. 795–823, 1968. 110

HUANG, C.-S.; MILLER, C.; KELLEY, M. Basic properties and gravity wave initiation of the midlatitude f region instability. **Radio Science**, v. 29, n. 1, p. 395–405, 1994. 9

HUNSUCKER, R. D. Atmospheric gravity waves generated in the high-latitude ionosphere: A review. **Reviews of Geophysics**, v. 20, n. 2, p. 293–315, 1982. ISSN 1944-9208. 1, 5, 127, 129

INOUE, T.; SATOH, M.; MIURA, H.; MAPES, B. Characteristics of cloud size of deep convection simulated by a global cloud resolving model over the western tropical pacific. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 86, p. 1–15, 2008. 115

IOANNIDES, R.; STRANGEWAYS, H. **Ionosphere-induced errors in GPS range finding using MQP modelling, ray-tracing and nelder-mead optimization**. Davos, Switzerland: Springer, 2000. 167

JACOBSON, A. R.; CARLOS, R. C.; MASSEY, R. S.; WU, G. Observations of traveling ionospheric disturbances with a satellite-beacon radio interferometer: Seasonal and local time behavior. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 100, n. A2, p. 1653–1665, 1995. ISSN 2156-2202. 1, 2, 101

JAKOWSKI, N. **TEC monitoring by using satellite positioning systems**: Modern ionospheric science. Berlin: ProduServ GmbH Verlagsservice Berlin, 1996. 167

JONAH, O.; KHERANI, E.; PAULA, E. D. Observation of tec perturbation associated with medium-scale traveling ionospheric disturbance and possible seeding mechanism of atmospheric gravity wave at a brazilian sector. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 121, n. 3, p. 2531–2546, 2016. 99, 116

KELLEY, M. C. **The Earth's Ionosphere**: Plasma physics and eletrodynamics. [S.l.]: Elsevier, 2009. 5

_____. On the origin of mesoscale tids at midlatitudes. **Annales Geophysicae**, v. 29, n. 2, p. 361–366, 2011. 1, 81

KELLEY, M. C.; FUKAO, S. Turbulent upwelling of the mid-latitude ionosphere: 2. theoretical framework. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 96, n. A3, p. 3747–3753, 1991. 10

KELLEY, M. C.; HALDOUPIS, C.; NICOLLS, M. J.; MAKELA, J. J.; BELEHAKI, A.; SHALIMOV, S.; WONG, V. K. Case studies of coupling between the e and f regions during unstable sporadic-e conditions. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A12, 2003. 14

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. 14

KELLEY, M. C.; MAKELA, J. J.; SAITO, A.; APONTE, N.; SULZER, M.; GONZALEZ, S. A. On the electrical structure of airglow depletion/height layer bands over arecibo. **Geophysical Research Letters**, v. 27, n. 18, p. 2837–2840, 2000. ISSN 1944-8007. 1, 11

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. 7

KELLEY, M. C.; MILLER, C. A. 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: Space Physics**, v. 102, n. A6, p. 11539–11547, 1997. ISSN 2156-2202. 1

KEOSCIENTIFIC. **Keo Scientific LTD**. 2017. [Online; accessed 12-February-2017]. Disponível em: <http://www.keoscientific.com/about.php>. 49, 50

KHERANI, E. A.; ABDU, M. A.; FRITTS, D. C.; PAULA, E. R. de. The acoustic gravity wave induced disturbances in the equatorial ionosphere. In: **Aeronomy of the Earth's Atmosphere and Ionosphere**. [S.l.: s.n.], 2011. p. 141–162. 6, 41

KHERANI, E. A.; LOGNONNE, P.; HEBERT, H.; ROLLAND, L.; ASTAFYEVA, E.; OCCHIPINTI, G.; COISSON, P.; WALWER, D.; PAULA, E. R. de. Modelling of the total electronic content and magnetic field anomalies generated by the 2011 tohoku-oki tsunami and associated acoustic-gravity waves. **Geophysical Journal International**, Blackwell Publishing Ltd, v. 191, n. 3, p. 1049–1066, 2012. ISSN 1365-246X. 2, 6, 19, 41, 167

KHERANI, E. A.; LOGNONNE, P.; KAMATH, N.; CRESPON, F.; GARCIA, R. Response of the ionosphere to the seismic trigerred acoustic waves: Electron density and electromagnetic fluctuations. **Geophysical Journal International**, v. 176, n. 1, p. 1–13, 2009. 45

KIRCHENGAST, G.; HOCKE, K.; SCHLEGEL, K. The gravity wave tid relationship: insight via theoretical model eiscat data comparison. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 58, n. 1-4, p. 233–243, 1996. ISSN 0021-9169. 1

KOTAKE, N.; OTSUKA, Y.; OGAWA, T.; TSUGAWA, T.; SAITO, A. Statistical study of medium-scale traveling ionospheric disturbances observed with the gps networks in southern california. **Earth, Planets and Space**, v. 59, n. 2, p. 95–102, 2007. ISSN 1880-5981. 2, 31, 32, 34, 99, 100, 101, 104, 106, 107, 109, 141

KOTAKE, N.; OTSUKA, Y.; TSUGAWA, T.; OGAWA, T.; SAITO, A. Climatological study of gps total electron content variations caused by medium-scale traveling ionospheric disturbances. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 111, n. A4, p. n/a–n/a, 2006. ISSN 2156-2202. A04306. 29, 31

KP. **Planetary K-index**. 2017. [Online; accessed 14-February-2017]. Disponível em: <http://www.swpc.noaa.gov/products/planetary-k-index>. 94

KUBOTA, M.; CONDE, M.; ISHII, M.; MURAYAMA, Y.; JIN, H. Characteristics of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances observed over alaska. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A5, p. n/a–n/a, 2011. ISSN 2156-2202. A05307. 38

KUBOTA, M.; NAGATSUMA, T.; MURAYAMA, Y. Evening co-rotating patches: A new type of aurora observed by high sensitivity all-sky cameras in alaska. **Geophysical Research Letters**, v. 30, n. 12, p. n/a–n/a, 2003. ISSN 1944-8007. 1612. 38

KUBOTA, M.; SHIOKAWA, K.; EJIRI, M. K.; OTSUKA, Y.; OGAWA, T.; SAKANOI, T.; FUKUNISHI, H.; YAMAMOTO, M.; FUKAO, S.; SAITO, A. Traveling ionospheric disturbances observed in the oi 630-nm nightglow images over japan by using a multipoint imager network during the front campaign. **Geophysical Research Letters**, v. 27, n. 24, p. 4037–4040, 2000. ISSN 1944-8007. 1, 2

KUNDU, P.; COHEN, I. **Fluid mechanics**. [S.l.]: Elsevier, Boston, 2004. 20

KUTIEV, I.; OTSUKA, Y.; SAITO, A.; TSUGAWA, T. Low-latitude total electron content enhancement at low geomagnetic activity observed over japan. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 112, n. A7, p. n/a–n/a, 2007. ISSN 2156-2202. A07306. Disponível em: <http://dx.doi.org/10.1029/2007JA012385>. 167

LANGLEY, R. B. **GPS receivers and the observables**: Gps for geodesy. Delft: Delft: Netherlands Geodetic Commission, 1995. 55, 169

LAUNDAL, K.; ØSTGAARD, N. Asymmetric auroral intensities in the earth's northern and southern hemispheres. **Nature**, v. 460, n. 7254, p. 491–493, 2009. 136

LEE, T. E.; MILLER, S. D.; TURK, F. J.; SCHUELER, C.; JULIAN, R.; DEYO, S.; DILLS, P.; WANG, S. The npoess viirs day/night visible sensor. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 87, n. 2, p. 191–199, 2006. 26

LEICK, A. **GPS satellite surveying**. [S.l.]: Wiley, 1995. (Wiley-Interscience publication). ISBN 9780471306269. 171, 174

LEITINGER, R.; RIEGER, M. The tid model for modulation of large scale electron density models. **Annals of Geophysics**, v. 48, n. 3, 2005. ISSN 2037-416X. 5, 141

LIN, C. H.; LIN, J. T.; CHEN, C. H.; LIU, J. Y.; SUN, Y. Y.; KAKINAMI, Y.; MATSUMURA, M.; CHEN, W. H.; LIU, H.; RAU, R. J. Ionospheric shock waves triggered by rockets. **Annales Geophysicae**, v. 32, n. 9, p. 1145–1152, 2014. 41

MACDOUGALL, J.; ABDU, M.; BATISTA, I.; BURITI, R.; MEDEIROS, A.; JAYACHANDRAN, P.; BORBA, G. Spaced transmitter measurements of medium scale traveling ionospheric disturbances near the equator. **Geophysical Research Letters**, v. 38, n. 16, 2011. 99, 107, 112, 113, 116

MACHADO, L. T.; DUVEL, J.-P.; DESBOIS, M. Diurnal variations and modulation by easterly waves of the size distribution of convective cloud clusters over west africa and the atlantic ocean. **Monthly Weather Review**, v. 121, n. 1, p. 37–49, 1993. 115

MAEKAWA, R. **Observations of gravity waves in the mesopause region by multicolor airglow imaging**. 64 p. Master degree — Kyoto University, kyoto, 2000. 54

MAKELA, J. J.; KELLEY, M. C. Using the 630.0-nm nightglow emission as a surrogate for the ionospheric pedersen conductivity. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A6, p. N/A–N/A, 2003. 12

MAKELA, J. J.; LOGNONNE, P.; HEBERT, H.; GEHRELS, T.; ROLLAND, L.; ALLGEYER, S.; KHERANI, A.; OCCHIPINTI, G.; ASTAFYEVA, E.; COïSSON, P.; LOEVENBRUCK, A.; CLEVEDE, E.; KELLEY, M. C.; LAMOUROUX, J. Imaging and modeling the ionospheric airglow response over hawaii to the tsunami generated by the tohoku earthquake of 11 march 2011. **Geophysical Research Letters**, v. 38, n. 24, p. n/a–n/a, 2011. ISSN 1944-8007. L00G02. 2, 44, 45, 177

MAKELA, J. J.; OTSUKA, Y. Overview of nighttime ionospheric instabilities at low-and mid-latitudes: Coupling aspects resulting in structuring at the mesoscale. **Space science reviews**, v. 168, n. 1-4, p. 419–440, 2012. 7, 8, 9, 10, 14, 15

MANNUCCI, A.; CROWLEY, G.; TSURUTANI, B.; VERKHOGLYADOVA, O.; KOMJATHY, A.; STEPHENS, P. Interplanetary magnetic field by control of prompt total electron content increases during superstorms. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 115, p. 7–16, 2014. 136

MANNUCCI, A. J.; WILSON, B. D.; YUAN, D. N.; HO, C. H.; LINDQWISTER, U. J.; RUNGE, T. F. A global mapping technique for gps-derived ionospheric total electron content measurements. **Radio Science**, v. 33, p. 565–582, 1998. 58, 175

MARKS, C. J.; ECKERMANN, S. D. A three-dimensional nonhydrostatic ray-tracing model for gravity waves: Formulation and preliminary results for the middle atmosphere. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 52, n. 11, p. 1959–1984, 1995. 20, 24

MARTINIS, C.; BAUMGARDNER, J.; SMITH, S. M.; COLERICO, M.; MENDILLO, M. Imaging science at el leoncito, argentina. **Annales Geophysicae**, v. 24, n. 5, p. 1375–1385, 2006. 39, 76

MARTINIS, C.; BAUMGARDNER, J.; WROTEN, J.; MENDILLO, M. Seasonal dependence of mstids obtained from 630.0 nm airglow imaging at arecibo. **Geophysical Research Letters**, v. 37, n. 11, p. n/a–n/a, 2010. ISSN 1944-8007. L11103. 2, 37, 80

_____. All-sky imaging observations of conjugate medium-scale traveling ionospheric disturbances in the american sector. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 116, n. A5, 2011. 82

MEDEIROS, A.; TAYLOR, M. J.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P.; GOBBI, D. An investigation of gravity wave activity in the low-latitude upper mesosphere: Propagation direction and wind filtering. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres (1984–2012)**, v. 108, n. D14, 2003. 93, 94

MEDEIROS, A. F. **Observações de ondas de gravidade através do imageamento da aeroluminescência**. 187 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2001. Disponível em: <http://urlib.net/sid.inpe.br/jeferson/2004/04.16.14.15>. 52

MEDEIROS, A. F. d.; BURITI, R.; MACHADO, E.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P. P.; GOBBI, D.; TAYLOR, M. J. Comparison of gravity wave activity observed by airglow imaging at two different latitudes in brazil. **Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics**, v. 66, n. 6, p. 647–654, 2004. 89, 92, 96

MENDILLO, M.; BAUMGARDNER, J.; NOTTINGHAM, D.; AARONS, J.; REINISCH, B.; SCALI, J.; KELLEY, M. Investigations of thermospheric-ionospheric dynamics with 6300-Å images from the arecibo observatory. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 102, n. A4, p. 7331–7343, 1997. ISSN 2156-2202. 1, 2, 35, 36

MILLER, C. A.; SWARTZ, W. E.; KELLEY, M. C.; MENDILLO, M.; NOTTINGHAM, D.; SCALI, J.; REINISCH, B. Electrodynamics of midlatitude spread f: 1. observations of unstable, gravity wave-induced ionospheric electric fields at tropical latitudes. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 102, n. A6, p. 11521–11532, 1997. ISSN 2156-2202. 1

MILLER, E. S.; KIL, H.; MAKELA, J. J.; HEELIS, R. A.; TALAAT, E. R.; GROSS, A. Topside signature of medium-scale traveling ionospheric disturbances. **Annales Geophysicae**, v. 32, n. 8, p. 959–965, 2014. 39

MONICO, J. F. G. **Posicionamento Pelo GNSS: Descrição, Fundamentos e aplicações**. São Paulo: UNESP, 2008. 56, 169, 170, 171, 172, 174

MORGAN, M. G.; CALDERON, C. H. J.; BALLARD, K. A. Techniques for the study of tids with multi-station rapid-run ionosondes. **Radio Science**, v. 13, n. 4, p. 729–741, 1978. ISSN 1944-799X. 1

MUNRO, G. H. Short-period changes in the f region of the ionosphere. **Nature**, v. 162, p. 886 – 887, 1948. 1, 27

NAKAMURA, T.; AONO, T.; TSUDA, T.; ADMIRANTO, A.; ACHMAD, E. Mesospheric gravity waves over a tropical convective region observed by oh airglow imaging in indonesia. **Geophysical research letters**, v. 30, n. 17, 2003. 119

NARAYANAN, V. L.; SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; SAITO, S. Airglow observations of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances from yonaguni: Statistical characteristics and low-latitude limit. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 119, n. 11, p. 9268–9282, 2014. ISSN 2169-9402. 2014JA020368. 39, 81

NAVIPEDIA. **GNSS Basic Observables**. 2013. [Online; accessed 1-April-2016]. Disponível em: <http://www.navipedia.net/index.php?title=GNSS_Basic_Observables&oldid=12239>. 55, 169

NEGRETI, P. M. S. **Estudo do conteúdo eletrônico total na região brasileira em períodos magneticamente pertubados**. 291 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2012. Disponível em: <http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3BS8S7H>. 172

NICOLLS, M. J.; KELLEY, M. C.; COSTER, A. J.; GONZÁLEZ, S. A.; MAKELA, J. J. Imaging the structure of a large-scale tid using isr and tec data. **Geophysical research letters**, v. 31, n. 9, 2004. 127

NISHIOKA, M.; TSUGAWA, T.; KUBOTA, M.; ISHII, M. Concentric waves and short-period oscillations observed in the ionosphere after the 2013 moore ef5 tornado. **Geophysical Research Letters**, v. 40, n. 21, p. 5581–5586, 2013. ISSN 1944-8007. 2, 46, 47

OCCHIPINTI, G.; LOGNONNE, P.; KHERANI, E. A.; HEBERT, H. Three-dimensional waveform modeling of ionospheric signature induced by the 2004 sumatra tsunami. **Geophysical Research Letters**, v. 33, n. 20, p. n/a–n/a, 2006. ISSN 1944-8007. L20104. 45

OGAWA, T.; NISHITANI, N.; OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K.; TSUGAWA, T.; HOSOKAWA, K. Medium-scale traveling ionospheric disturbances observed with the superdarn hokkaido radar, all-sky imager, and gps network and their relation to concurrent sporadic e irregularities. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 114, n. A3, 2009. 15

ØSTGAARD, N.; MENDE, S.; FREY, H.; IMMEL, T.; FRANK, L.; SIGWARTH, J.; STUBBS, T. Interplanetary magnetic field control of the location of substorm

onset and auroral features in the conjugate hemispheres. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 109, n. A7, 2004. 136

OTSUKA, Y.; KOTAKE, N.; SHIOKAWA, K.; OGAWA, T.; TSUGAWA, T.; SAITO, A. Aeronomy of the earth's atmosphere and ionosphere. In: _____. Dordrecht: Springer Netherlands, 2011. cap. Statistical Study of Medium-Scale Traveling Ionospheric Disturbances Observed with a GPS Receiver Network in Japan, p. 291–299. ISBN 978-94-007-0326-1. 2, 33, 34, 99, 100, 101, 104, 106, 107, 109, 110, 141

OTSUKA, Y.; OGAWA, T.; SAITO, A.; TSUGAWA, T.; FUKAO, S.; MIYAZAKI, S. A. New technique for mapping of total electron content using gps network in japan. **Earth Planets Space**, v. 54, p. 63–70, 2002. 175

OTSUKA, Y.; ONOMA, F.; SHIOKAWA, K.; OGAWA, T.; YAMAMOTO, M.; FUKAO, S. Simultaneous observations of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances and e region field-aligned irregularities at midlatitude. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 112, n. A6, 2007. 15, 16

OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K.; OGAWA, T.; WILKINSON, P. Geomagnetic conjugate observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances at midlatitude using all-sky airglow imagers. **Geophysical research letters**, v. 31, n. 15, p. NA–NA, 2004. 13, 81

OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K.; OGAWA, T.; YOKOYAMA, T.; YAMAMOTO, M. Spatial relationship of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances and f region field-aligned irregularities observed with two spaced all-sky airglow imagers and the middle and upper atmosphere radar. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 114, n. A5, 2009. 14

OTSUKA, Y.; SUZUKI, K.; NAKAGAWA, S.; NISHIOKA, M.; SHIOKAWA, K.; TSUGAWA, T. Gps observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances over europe. **Annales Geophysicae**, v. 31, n. 2, p. 163–172, 2013. Disponível em: <http://www.ann-geophys.net/31/163/2013/>. 1, 2, 34, 35, 99, 100, 101, 141, 167

OTSUKA, Y.; TANI, T.; TSUGAWA, T.; OGAWA, T.; SAITO, A. Statistical study of relationship between medium-scale traveling ionospheric disturbance and sporadic e layer activities in summer night over japan. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 70, n. 17, p. 2196–2202, 2008. 80

PARK, J.; LÜHR, H.; KERVALISHVILI, G.; RAUBERG, J.; MICHAELIS, I.; STOLLE, C.; KWAK, Y.-S. Nighttime magnetic field fluctuations in the topside ionosphere at midlatitudes and their relation to medium-scale traveling ionospheric disturbances: The spatial structure and scale sizes. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 120, n. 8, p. 6818–6830, 2015. 80

PARKINSON, B.; SPILKER, J. **Global Positioning System: Theory and Applications**. [S.l.]: American Institute of Aeronautics & Astronautics, 1996. (Progress in astronautics and aeronautics, v. 1). ISBN 9781600864193. 167

PAULINO, I.; MEDEIROS, A. F.; VADAS, S. L.; WRASSE, C. M.; TAKAHASHI, H.; BURITI, R. A.; LEITE, D.; FILGUEIRA, S.; BAGESTON, J. V.; SOBRAL, J. H. A.; GOBBI, D. Periodic waves in the lower thermosphere observed by oi630 nm airglow images. **Annales Geophysicae**, v. 34, n. 2, p. 293–301, 2016. 1, 39, 40, 75, 83, 85, 86, 87, 89, 90, 91, 92, 99, 116, 141

PAULINO, I. S. **Estudo da propagação de ondas de gravidade na termosfera ionosfera**. 234 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial (Ciências Atmosféricas) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2012. Disponível em: <http://mtc-m16d.sid.inpe.br/col/sid.inpe.br/mtc-m19/2012/02.07.16.25/doc/publicacao.pdf>. 66, 67, 125

PEREVALOVA, N. P.; SHESTAKOV, N. V.; VOEYKOV, S. V.; TAKAHASHI, H.; GUOJIE, M. Ionospheric disturbances in the vicinity of the chelyabinsk meteoroid explosive disruption as inferred from dense gps observations. **Geophysical Research Letters**, v. 42, n. 16, p. 6535–6543, 2015. ISSN 1944-8007. 2015GL064792. 47, 48

PERKINS, F. Spread f and ionospheric currents. **Journal of Geophysical Research**, v. 78, n. 1, p. 218–226, 1973. 9

PICONE, J.; HEDIN, A.; DROB, D. P.; AIKIN, A. Nrlmsise-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 107, n. A12, 2002. 102

PIMENTA, A. A.; AMORIM, D. C. M.; CANDIDO, C. M. N. Thermospheric dark band structures at low latitudes in the southern hemisphere under different solar activity conditions: A study using oi 630 nm emission all-sky images. **Geophysical Research Letters**, v. 35, n. 16, p. n/a–n/a, 2008. ISSN 1944-8007. L16103. 1, 2, 39, 75, 76, 78, 99

PIMENTA, A. A.; KELLEY, M. C.; 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, p. n/a–n/a, 2008. ISSN 2156-2202. A01307. 17, 39, 40

PITTEWAY, M.; HINES, C. The viscous damping of atmospheric gravity waves. **Canadian Journal of Physics**, v. 41, n. 12, p. 1935–1948, 1963. 22, 23

POPOVA, O. P.; JENNISKENS, P.; EMEL'YANENKO, V.; KARTASHOVA, A.; BIRYUKOV, E.; KHAIBRAKHMANOV, S.; SHUVALOV, V.; RYBNOV, Y.; DUDOROV, A.; GROKHOVSKY, V. I.; BADYUKOV, D. D.; YIN, Q.-Z.; GURAL, P. S.; ALBERS, J.; GRANVIK, M.; EVERS, L. G.; KUIPER, J.; KHARLAMOV, V.; SOLOVYOV, A.; RUSAKOV, Y. S.; KOROTKIY, S.; SERDYUK, I.; KOROCHANTSEV, A. V.; LARIONOV, M. Y.; GLAZACHEV, D.; MAYER, A. E.; GISLER, G.; GLADKOVSKY, S. V.; WIMPENNY, J.; SANBORN, M. E.; YAMAKAWA, A.; VEROSUB, K. L.; ROWLAND, D. J.; ROESKE, S.; BOTTO, N. W.; FRIEDRICH, J. M.; ZOLENSKY, M. E.; LE, L.; ROSS, D.; ZIEGLER, K.; NAKAMURA, T.; AHN, I.; LEE, J. I.; ZHOU, Q.; LI, X.-H.; LI, Q.-L.; LIU, Y.; TANG, G.-Q.; HIROI, T.; SEARS, D.; WEINSTEIN, I. A.; VOKHMINTSEV, A. S.; ISHCHENKO, A. V.; SCHMITT-KOPPLIN, P.; HERTKORN, N.; NAGAO, K.; HABA, M. K.; KOMATSU, M.; MIKOUCHI, T. Chelyabinsk airburst, damage assessment, meteorite recovery, and characterization. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 342, n. 6162, p. 1069–1073, 2013. ISSN 0036-8075. 47

PRADIPTA, R.; VALLADARES, C. E.; CARTER, B. A.; DOHERTY, P. H. Interhemispheric propagation and interactions of auroral traveling ionospheric disturbances near the equator. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 121, n. 3, p. 2462–2474, 2016. ISSN 2169-9402. 2015JA022043. 2, 127, 128, 131, 136, 141

REBOITA, M. S. o.; KRUSCHE, N.; AMBRIZZI, T.; ROCHA, R. P. d. Entendendo o tempo e o clima na américa do sul. **Terrae Didatica**, v. 8, n. 1, p. 34–50, 2012. 116

RISHBETH, H. The f-layer dynamo. **Planetary and Space Science**, v. 19, p. 263–267, 1971a. 7

ROB. **Royal observatory of Belgium GNSS research group**. 2017. [Online; accessed 13-February-2017]. Disponível em: <http://gnss.be/ionosphere_tutorial.php>. 58

RODRIGUES, M. L. G. a.; FRANCO, D.; SUGAHARA, S. Climatologia de frentes frias no litoral de santa catarina. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 22, n. 2, p. 135–151, 2004. 115

SAITO, A.; FUKAO, S.; MIYAZAKI, S. High resolution mapping of tec perturbations with the gsi gps network over japan. **Geophysical Research Letters**, v. 25, n. 16, p. 3079–3082, 1998. ISSN 1944-8007. 1, 2, 28

SAITO, A.; NISHIMURA, M.; YAMAMOTO, M.; FUKAO, S.; KUBOTA, M.; SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; TSUGAWA, T.; OGAWA, T.; ISHII, M.; SAKANOI, T.; MIYAZAKI, S. Traveling ionospheric disturbances detected in the front campaign. **Geophysical Research Letters**, v. 28, n. 4, p. 689–692, 2001. ISSN 1944-8007. 29

SAITO, S.; YAMAMOTO, M.; HASHIGUCHI, H. Imaging observations of nighttime mid-latitude f-region field-aligned irregularities by an mu radar ultra-multi-channel system. **Annales geophysicae**, v. 26, n. 8, p. N/A–N/A, 2008. 13

SAITO, S.; YAMAMOTO, M.; HASHIGUCHI, H.; MAEGAWA, A.; SAITO, A. Observational evidence of coupling between quasi-periodic echoes and medium scale traveling ionospheric disturbances. **Annales Geophysicae**, v. 25, n. 10, p. 2185–2194, 2007. 15, 80

SARDON, E.; ZARRAOA, N. Estimation of total electron content using gps data: How stable are the differential satellite and receiver instrumental biases. **Radio Science**, v. 32, p. 1899–1910, 1997. 175

SEEBER, G. **Satellite geodesy**. Walter de Gruyter: Berlim, 2003. 168, 171, 174

SHIOKAWA, K.; IHARA, C.; OTSUKA, Y.; OGAWA, T. Statistical study of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances using midlatitude airglow images. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A1, p. n/a–n/a, 2003. ISSN 2156-2202. 1052. 1, 2, 36, 37, 80, 81, 82

SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; IHARA, C.; OGAWA, T.; RICH, F. J. Ground and satellite observations of nighttime medium-scale traveling ionospheric

disturbance at midlatitude. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A4, p. n/a–n/a, 2003. ISSN 2156-2202. 1145. 1, 11, 12, 37

SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; OGAWA, T. Quasiperiodic southward moving waves in 630-nm airglow images in the equatorial thermosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 111, n. A6, 2006. 118, 125

SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; TSUGAWA, T.; OGAWA, T.; SAITO, A.; OHSHIMA, K.; KUBOTA, M.; MARUYAMA, T.; NAKAMURA, T.; YAMAMOTO, M. et al. Geomagnetic conjugate observation of nighttime medium-scale and large-scale traveling ionospheric disturbances: Front3 campaign. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 110, n. A5, 2005. 13, 128

SILVA, L. A. d. **A influência do vórtice ciclônico de altos níveis (VCAN) sobre a precipitação do nordeste do Brasil (NEB) e as características associadas**. 134 p. Dissertação (Mestrado em meteorologia) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2005. 125

SOBRAL, J.; TAKAHASHI, H.; ABDU, M.; MURALIKRISHNA, P.; SAHAI, Y.; ZAMLUTTI, C.; PAULA, E.; BATISTA, P. Determination of the quenching rate of the o (^{1}d) by o (^{3}p) from rocket-borne optical (630 nm) and electron density data. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 98, n. A5, p. 7791–7798, 1993. 177

SOBRAL, J.; TAKAHASHI, H.; ABDU, M.; TAYLOR, M.; SAWANT, H.; SANTANA, D. C.; GOBBI, D.; MEDEIROS, A. de; ZAMLUTTI, C.; SCHUCH, N.; BORBA, G. Thermospheric f-region travelling disturbances detected at low latitude by an oi 630 nm digital imager system. **Advances in Space Research**, Elsevier Science, v. 27, 2001. ISSN 0273-1177. 39

SONG, Q.; DING, F.; WAN, W.; NING, B.; LIU, L. Global propagation features of large-scale traveling ionospheric disturbances during the magnetic storm of 7˜ 10 november 2004. **Annales Geophysicae-Atmospheres Hydrospheresand Space Sciences**, v. 30, n. 4, p. 683, 2012. 128, 135, 136

SONG, Q.; DING, F.; WAN, W.; NING, B.; LIU, L.; ZHAO, B.; LI, Q.; ZHANG, R. Statistical study of large-scale traveling ionospheric disturbances generated by the solar terminator over china. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 118, n. 7, p. 4583–4593, 2013. ISSN 2169-9402. 43, 127

SPILKER, J. J.; PARKINSON, B. W. **Overview of GPS operation and design**: Global positioning system: theory and applications. Washington: AIAA, 1996. 171, 174

STEFANELLO, M.; MUELLA, M.; AMORIM, D.; MACHADO, C.; BAGESTON, J.; PIMENTA, A.; MARTINIS, C.; SULLIVAN, C.; BITTENCOURT, J.; SCHUCH, N. Oi 630.0 nm all-sky image observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances at geomagnetic conjugate points. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 128, p. 58 – 69, 2015. ISSN 1364-6826. 39, 76, 81

SWARM. **ESA magnetic field mission**. 2017. [Online; accessed 13-February-2017]. Disponível em: <http://www.esa.int/Our_Activities/Observing_the_Earth/Swarm/Introducing_Swarm>. 79

TAKAHASHI, H.; CLEMESHA, B.; BATISTA, P.; SAHAI, Y.; ABDU, M.; MURALIKRISHNA, P. Equatorial f-region oi 6300 å and oi 5577 å emission profiles observed by rocket-borne airglow photometers. **Planetary and Space Science**, v. 38, n. 4, p. 547–554, 1990. 177

TAKAHASHI, H.; COSTA, S.; OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K.; MONICO, J. F. G.; PAULA, E.; NOGUEIRA, P.; DENARDINI, C. M.; BECKER-GUEDES, F.; WRASSE, C. M.; IVO, A. S.; GOMES, V. C. F.; GARGARELA, W.; SANTANNA, N.; GATTO, R. Diagnostics of equatorial and low latitude ionosphere by tec mapping over brazil. **Advances in Space Research**, v. 54, n. 3, p. 385–394, 2014. 167

TAKAHASHI, H.; WRASSE, C.; DENARDINI, C.; PÁDUA, M.; PAULA, E.; COSTA, S.; OTSUKA, Y.; SHIOKAWA, K.; MONICO, J.; IVO, A. et al. Ionospheric tec weather map over south america. **Space Weather**, v. 14, n. 11, p. 937–949, 2016. 167

TOMIKAWA, Y. Gravity wave transmission diagram. **Annales Geophysicae**, v. 33, n. 12, p. 1479, 2015. 96

TORRENCE, C.; COMPO, G. P. A practical guide to wavelet analysis. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 79, p. 61–78, 1998. 69, 71

TSUGAWA, T.; OTSUKA, Y.; COSTER, A. J.; SAITO, A. Medium-scale traveling ionospheric disturbances detected with dense and wide tec maps over north america. **Geophysical Research Letters**, v. 34, n. 22, p. n/a–n/a, 2007. ISSN 1944-8007. L22101. 31, 32, 59, 129

TSUGAWA, T.; SAITO, A.; OTSUKA, Y. A statistical study of large-scale traveling ionospheric disturbances using the gps network in japan. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 109, n. A6, 2004. 127, 136

TSUGAWA, T.; SAITO, A.; OTSUKA, Y.; YAMAMOTO, M. Damping of large-scale traveling ionospheric disturbances detected with gps networks during the geomagnetic storm. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 108, n. A3, 2003. 127, 135

TSUGAWA, T.; SAITO, A.; OTSUKA, Y.; NISHIOKA, M.; MARUYAMA, T.; KATO, H.; NAGATSUMA, T.; MURATA, K. T. Ionospheric disturbances detected by gps total electron content observation after the 2011 off the pacific coast of tohoku earthquake. **Earth Planets and Space**, v. 63, n. 7, p. 875–879, 2011. ISSN 1880-5981. 43, 44

TSUGAWA, T.; SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; OGAWA, T.; SAITO, A.; NISHIOKA, M. Geomagnetic conjugate observations of large-scale traveling ionospheric disturbances using gps networks in japan and australia. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 111, n. A2, 2006. 59, 127, 128, 134, 141

TSUNODA, R. T. On polarized frontal structures, type-1 and quasi-periodic echoes in midlatitude sporadic e. **Geophysical research letters**, v. 25, n. 14, p. 2641–2644, 1998. 14

TSUNODA, R. T.; COSGROVE, R. B. Coupled electrodynamics in the nighttime midlatitude ionosphere. **Geophysical research letters**, v. 28, n. 22, p. 4171–4174, 2001. 14, 15

VADAS, S. L. Horizontal and vertical propagation and dissipation of gravity waves in the thermosphere from lower atmospheric and thermospheric sources. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 112, n. A6, 2007. 19, 20, 24, 87, 89, 93, 106, 107, 115, 117, 118, 119, 123, 124, 126, 140

VADAS, S. L.; CROWLEY, G. Sources of the traveling ionospheric disturbances observed by the ionospheric tiddbit sounder near wallops island on 30 october 2007. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 115, n. A7, 2010. 125

VADAS, S. L.; FRITTS, D. C. Thermospheric responses to gravity waves: Influences of increasing viscosity and thermal diffusivity. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 110, n. D15, 2005. 19, 21, 23

VADAS, S. L.; LIU, H.-L.; LIEBERMAN, R. S. Numerical modeling of the global changes to the thermosphere and ionosphere from the dissipation of gravity waves from deep convection. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 119, n. 9, p. 7762–7793, 2014. ISSN 2169-9402. 2

VADAS, S. L.; MAKELA, J. J.; NICOLLS, M. J.; MILLIFF, R. F. Excitation of gravity waves by ocean surface wave packets: Upward propagation and reconstruction of the thermospheric gravity wave field. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 120, n. 11, p. 9748–9780, 2015. ISSN 2169-9402. 2015JA021430. 2

VADAS, S. L.; NICOLLS, M. J. Temporal evolution of neutral, thermospheric winds and plasma response using pfisr measurements of gravity waves. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 71, n. 6, p. 744–770, 2009. 96

VADAS, S. L.; SUZUKI, H.; NICOLLS, M. J.; NAKAMURA, T.; HARMON, R. O. Atmospheric gravity waves excited by a fireball meteor: Observations and modeling. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 119, n. 14, p. 8583–8605, 2014. ISSN 2169-8996. 2

VALLADARES, C.; VILLALOBOS, J.; HEI, M.; SHEEHAN, R.; BASU, S.; MACKENZIE, E.; DOHERTY, P.; RIOS, V. Simultaneous observation of traveling ionospheric disturbances in the northern and southern hemispheres. **Ann. Geophys**, v. 27, p. 1501–1508, 2009. 127, 128, 134, 136

VALLADARES, C. E.; VILLALOBOS, J.; SHEEHAN, R.; HAGAN, M. P. Latitudinal extension of low-latitude scintillations measured with a network of gps receivers. **Annales Geophysicae**, v. 22, n. 9, p. 3155–3175, 2004. Disponível em: <http://www.ann-geophys.net/22/3155/2004/>. 167

WALDOCK, J.; JONES, T. Source regions of medium scale travelling ionospheric disturbances observed at mid-latitudes. **Journal of atmospheric and terrestrial physics**, v. 49, n. 2, p. 105–114, 1987. 114

WHITEHED, J. The formation of the sporadic-e layer in the temperate zone. **J. Atmos. Terr. Phys**, v. 20, p. 49–58, 1961. 16

WRASSE, C.; NAKAMURA, T.; TSUDA, T.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A.; TAYLOR, M.; GOBBI, D.; SALATUN, A.; ACHMAD, E.; ADMIRANTO, A. et al. Reverse ray tracing of the mesospheric gravity waves observed at 23 s (brazil) and 7 s (indonesia) in airglow imagers. **Journal of atmospheric and solar-terrestrial physics**, v. 68, n. 2, p. 163–181, 2006. 89, 92, 96

WRASSE, C. M. **Estudo de geração e propragação de ondas de gravidade atmosféricas**. 253 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos, 2004. 52, 53, 116

WRASSE, C. M.; TAKAHASHI H.AND MEDEIROS, A. F.; LIMA, L. M.; TAYLOR M. J.AND GOBBI, D.; FECHINE, J. Determinação dos parâmetros de ondas de gravidade através da análise espectral de imagens de aeroluminescência. **Revista Brasileira de Geofísica**, scielo, v. 25, p. 257 – 265, 2007. ISSN 0102-261X. 52, 53

YIGIT, E.; MEDVEDEV, A. S. Internal wave coupling processes in earths atmosphere. **Advances in Space Research**, v. 55, n. 4, p. 983–1003, 2015. 125

YOKOYAMA, T.; HORINOUCHI, T.; YAMAMOTO, M.; FUKAO, S. Modulation of the midlatitude ionospheric e region by atmospheric gravity waves through polarization electric field. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 109, n. A12, 2004. 17

YOKOYAMA, T.; HYSELL, D. L. A new midlatitude ionosphere electrodynamics coupling model (mieco): Latitudinal dependence and propagation of medium-scale traveling ionospheric disturbances. **Geophysical Research Letters**, v. 37, n. 8, 2010. 16

YOKOYAMA, T.; HYSELL, D. L.; OTSUKA, Y.; YAMAMOTO, M. Three-dimensional simulation of the coupled perkins and es-layer instabilities in the nighttime midlatitude ionosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 114, n. A3, 2009. 16, 80

ZABOTIN, N. A.; GODIN, O. A.; BULLETT, T. W. Oceans are a major source of waves in the thermosphere. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, p. n/a–n/a, 2016. ISSN 2169-9402. 2016JA022357. 2

ZHANG, F. Generation of mesoscale gravity waves in upper-tropospheric jet-front systems. **Journal of the atmospheric sciences**, v. 61, n. 4, p. 440–457, 2004. 116

APÊNDICE A - DETERMINAÇÃO DO CONTEÚDO ELETRÔNICO TOTAL (TEC)

O sinal dos satélites tem sido amplamente utilizado para explorar estruturas espaciais e temporais na ionosfera (JAKOWSKI, 1996). Devido à falta de homogeneidade do meio de propagação na ionosfera, o sinal GNSS é refratado ao longo da sua trajetória (IOANNIDES; STRANGEWAYS, 2000). Desta forma, os efeitos da ionosfera podem causar erros para os usuários do sistema GNSS, que necessitam de medidas com precisão (PARKINSON; SPILKER, 1996).

Há décadas, cientistas utilizam o sinal do GNSS para estudar, em escala global, os efeitos da ionosfera, e.g., Afraimovich et al. (2013). Embora os erros da ionosfera possam ser removidos em primeira aproximação utilizando a dupla frequência, ainda permanecem uma quantidade de questões a serem resolvidas em virtude do comportamento da ionosfera, como por exemplo: bolhas de plasma (VALLADARES et al., 2004; TAKAHASHI et al., 2014; TAKAHASHI et al., 2016), oscilações no plasma (OTSUKA et al., 2013; KHERANI et al., 2012), penetração de campo elétrico na ionosfera (KUTIEV et al., 2007); que prejudicam a precisão no sistema de navegação.

Os fenômenos ionosféricos citados, são proporcionais ao TEC, ao longo do caminho que o sinal percorre entre o satélite e o receptor.

A seguir, serão descritos os parâmetros observáveis do GNSS que são utilizados para determinar o TEC.

A.1 Pseudodistância

A pseudodistância é um observável de GNSS que representa a medida do tempo de propagação do sinal durante sua trajetória entre o satélite e o receptor, multiplicada pela velocidade da luz no vácuo. Este tempo de propagação corresponde ao intervalo de tempo, exemplificado na Figura A.1, necessário para que ocorra a chegada do sinal e a decodificação pelo receptor.

Figura A.1 - Princípio da medida da pseudodistância.

Fonte: Adpatado de Seeber (2003).

O tempo de propagação do sinal multiplicado pela velocidade da luz no vácuo não resulta na distância receptor-satélite diretamente, pois a refração atmosférica rertarda o sinal emitido pelo satélite. Portanto, o modelo matemático da pseudodistância é descrita por:

$$\begin{aligned} P_1 &= \rho + c(\Delta t_r - \Delta t_s) + I_1 + T + b_{1r}^P + b_{1s}^P + m_1^P + \zeta_1^P, \\ P_2 &= \rho + c(\Delta t_r - \Delta t_s) + I_2 + T + b_{2r}^P + b_{2s}^P + m_2^P + \zeta_2^P, \end{aligned} \tag{A.1}$$

Em que,
($P_{1,2}$) é a pseudodistância nas portadoras L_1 e L_2, respectivamente [m];
(ρ) é a distância geométrica entre o satélite e o receptor [m];
(c) é a velocidade da luz no vácuo [m/s];
(Δt_r) são os desvios dos relógios do receptor em relação ao sistema de tempo do GNSS [s];

(Δt_s) são os desvios dos relógios do satélite em relação ao sistema de tempo do GNSS [s];
(I) atrasos ionosféricos [m];
(T) atrasos troposféricos [m];
($b^P_{1,2r}; b^P_{1,2s}$) são os atrasos instrumentais do receptor e do satélite, respectivamente, nas portadoras L_1 e L_2 [m];
($m^P_{1,2}$) contém o efeito do múltiplo caminho [m];
(ζ) refere-se ao ruído térmico do receptor [m].

A.2 Fase da onda portadora

A fase (Φ) representa a diferença de fase entre o sinal enviado pelo satélite e o sinal de referência gerado no receptor. O sinal gerado pelo receptor é constante, enquanto que o sinal transmitido pelo satélite sofre alteração devido ao deslocamento Doppler, em razão do movimento relativo entre o receptor e o satélite (LANGLEY, 1995). De uma forma mais clara, a fase é um tipo de medida (contagem de ciclos) usada para obter a distância aparente entre o satélite e o receptor, conforme apresentado na Figura A.2. Estas medidas são mais precisas, duas ordens de magnitude, do que a pseudodistância (MONICO, 2008).

Por outro lado, a fase tem um número desconhecido de ciclos ocorridos desde a emissão do sinal pelo satélite, até a chegada do sinal no receptor, chamado de ambiguidade (N). Além disso, esta ambiguidade muda arbitrariamente quando o receptor perde o sinal com o satélite, produzindo saltos nos dados, também chamados de *cycle slip* (NAVIPEDIA, 2013).

Figura A.2 - Ilustração da fase da onda portadora.

Fonte: Monico (2008).

Matematicamente a fase da portadora é descrita por:

$$\begin{aligned} \Phi_1 &= \rho + c(\Delta t_r - \Delta t_s) + I_1 + T + b_{1r}^{\Phi} + b_{1s}^{\Phi} + \lambda_1 N + m_1^{\Phi} + \zeta_1^{\Phi}, \\ \Phi_2 &= \rho + c(\Delta t_r - \Delta t_s) + I_2 + T + b_{2r}^{\Phi} + b_{2s}^{\Phi} + \lambda_2 N + m_2^{\Phi} + \zeta_2^{\Phi}, \end{aligned} \tag{A.2}$$

Em que,
($\Phi_{1,2}$) é a distância calculada pelo número de onda ($\lambda_{1,2}\phi_{1,2}$) percorrido nas portadoras L_1 e L_2, respectivamente [m];
(ρ) é a distância geométrica entre o satélite e o receptor [m];
(c) é a velocidade da luz no vácuo [m/s];
(Δt_r) são os desvios dos relógios do receptor em relação ao sistema de tempo do GNSS [s];

(Δt_s) são os desvios dos relógios do satélite em relação ao sistema de tempo do GNSS [s];
(I) atrasos ionosféricos [m];
(T) atrasos troposféricos [m];
($b^{\Phi}_{1,2r}; b^{\Phi}_{1,2s}$) são os atrasos instrumentais do receptor e do satélite, respectivamente, nas portadoras L1 e L2 [m];
($\lambda_{1,2}$) é o comprimento de onda nas portadoras L_1 e L_2, respectivamente [m]. (N) é a ambuiguidade da fase;
($m^{\Phi}_{1,2}$) contém o efeito do múltiplo caminho [m];
(ζ) refere-se ao ruído térmico do receptor [m].

A.3 Erros envolvidos nos observáveis

Os sinais do GNSS estão sujeitos à influência de vários fatores que afetam os observáveis e, consequentemente, o TEC obtido a partir destas medidas. A Tabela A.1 apresenta uma relação das principais fontes de erros e efeitos que afetam os observáveis. Informações adicionais podem ser obtidas em Hofmann-Wellenhof et al. (2012), Leick (1995), Seeber (2003), Spilker e Parkinson (1996) e Monico (2008).

Tabela A.1 - Principais fatores que afetam as observáveis do GNSS.

Fontes	**Efeitos**
Satélites	Erro no relógio do satélite
	Erro orbital
	Efeito relativístico
	Atraso instrumental do satélite
Propagação do sinal	Refração ionosférica
	Refração troposférica
	Múltiplo caminho
	Perda de ciclo
	Rotação terrestre
Receptor/antena	Erro no relógio do receptor
	Erro entre canais
	Centro de fase da antena
	Atraso instrumental do receptor
Estação	Erro nas coordenadas
	Marés terrestres
	Movimento do polo
	Pressão

Fonte: Monico (2008).

Portanto, a maioria dos erros citados acima podem ser eliminados ou minimizados, por meio de modelos matemáticos que descrevam a realidade física, e assim, estes modelos possam corrigi-los. Logo, os fatores mais importantes a serem corrigidos são: o atraso ionosférico; atrasos do receptor e do satélite (MONICO, 2008).

A.4 Cálculo do TEC nas medidas de dupla frequência

O TEC corresponde à densidade eletrônica ionosférica integrada em altura, em uma coluna cuja área da base é unitária. A unidade de medida do TEC é o TECU ($10^{16} ele/m^2$) (HOFMANN-WELLENHOF et al., 2012).

A.4.1 TEC dos observáveis

Receptores GNSS de dupla frequência podem medir o atraso ionosférico devido ao atraso da fase e também ao atraso de grupo (NEGRETI, 2012). Portanto, partindo da definição do atraso ionosférico [m] em primeira aproximação pode-se escrever:

$$I_{1,2} = \frac{-40,3}{f_{1,2}^2} TEC, \tag{A.3}$$

Substituindo a Equação A.3 na diferença da pseudodistância (Equação A.1) e na diferença de fase da portadora (Equação A.2), considerando apenas erros referente ao satélite e receptor, obtêm-se:

$$\begin{aligned} P_2 - P_1 &= I_2 - I_1 + b_r^P + b_s^P = 40,3\left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2}\right) TEC_P + b_r^P + b_s^P, \\ \Phi_2 - \Phi_1 &= 40,3\left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2}\right) TEC_\Phi + b_r^\Phi + b_s^\Phi + (+\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2), \end{aligned} \tag{A.4}$$

Assim, o TEC dos observáveis pode ser obtido simplesmente isolando-o:

$$\begin{aligned} TEC_P &= \frac{1}{40,3}\left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2}\right)[(P_2 - P_1) + (b_r^P + b_s^P)], \\ TEC_\Phi &= \frac{1}{40,3}\left(\frac{1}{f_1^2} - \frac{1}{f_2^2}\right)[(\Phi_2 - \Phi_1) + (b_r^\Phi + b_s^\Phi) + (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2)], \end{aligned} \tag{A.5}$$

As medidas do TEC_P (determinadas pela pseudodistância) na linha de visada, (Equação A.5) são consideravelmente afetadas pelo ruído térmico e pelos efeitos de múltiplo caminho, evidenciados na Equação A.3, em verde, a diferença das pseu-

dodistâncias e o seu espalhamento devido aos erros citados anteriormente.

Por outro lado, o TEC obtido a partir da fase, TEC_P (Equação A.5) na linha de visada, consiste em medidas mais precisas (Figura A.3, linha contínua preta). Entretanto, contém o termo da ambiguidade, que representa um número inteiro e desconhecido de ciclos ocorridos ao longo da trajetória de propagação do sinal, quando este sinal é interrompido por algum motivo, o receptor inicia novamente a contagem de ciclos, chamado de *cycle slip* (COCO et al., 1991). As correções de *cycle slip* podem ser obtidas em detalhes por Blewitt (1990).

Na Figura A.3, o épsilon (ϵ) informa o ângulo de elevação do satélite com relação ao receptor, e valores maiores do que 20° são considerados úteis para o cálculo do TEC.

Figura A.3 - TEC na linha de visada, calculado a partir da diferença de fase e de grupo, para o PRN 24 no dia 23/06/2006 em Ancon, Peru.

Fonte: Adaptado de Carrano e Groves (2009).

A.4.2 Remoção da ambiguidade ('*phase-leveling*')

A ambiguidade é removida a partir da média da diferença entre o TEC_P e TEC_Φ, para cada PRN (sigla em iglês, '*Pseudo Random Number*'), ele linhas gerais o número

do satélite. Então, o TEC relativo (TEC_R) é uma medida sem ambiguidade e tem a informação da pseudodistância com menos ruído, devido a fase. Mas inclui atrasos instrumentais, multi caminhos e ruído térmico (HOFMANN-WELLENHOF et al., 2012; LEICK, 1995; SEEBER, 2003; SPILKER; PARKINSON, 1996; MONICO, 2008; CARRANO; GROVES, 2009). O TEC relativo é expresso matematicamente da seguinte forma:

$$TEC_R = TEC_\Phi + \langle TEC_P - TEC_\Phi \rangle_{sat}\,, \tag{A.6}$$

em que a média é:

$$\langle TEC_P - TEC_\Phi \rangle_{sat} = \frac{\sum_i sen(\epsilon_i)\,(TEC_P^i - TEC_\Phi^i)}{\sum_i sen(\epsilon_i)}. \tag{A.7}$$

O desvio padrão ponderado (σ) estima o erro da ambiguidade da seguinte forma:

$$\sigma^2 = \frac{\left|\sum_i sen(\epsilon_i)\,(TEC_P^i - TEC_\Phi^i)^2\right| \sum_i sen(\epsilon_i) - \left(\sum_i sen(\epsilon_i)\,(TEC_P^i - TEC_\Phi^i)\right)^2}{\left|\sum_i sen(\epsilon_i)\right|^2 - \sum_i sen^2(\epsilon_i)}. \tag{A.8}$$

Para reduzir o ruído térmico e erros devido à multi caminhos, deve-se escolher o desvio padrão menor do que 5 TECU e ângulo de elevação maior do que 20°, como ilustrado na Figura A.4. Se compararmos a Figura A.4 com a Figura A.3 podemos observar que o TEC_Φ sofreu um deslocamento devido ao método (descrito anteriormente) utilizado para o cálculo o TEC_R, além da correção do *cycle slip* na fase.

Figura A.4 - TEC relativo na linha de visada, calculado para o PRN 24 no dia 23/06/2006 em Ancon, Peru.

Fonte: Adaptado de Carrano e Groves (2009).

A próxima etapa é obter o TEC absoluto, neste caso deve-se incluir no TEC relativo, os atrasos ('*bias*') do satélite e do receptor. Porém, existe um problema, faz-se necessário a utilização de modelos complexos para estimar os seus valores, que não serão abordados nesta tese, mas são descritos em: Coco et al. (1991); Sardon e Zarraoa (1997); Mannucci et al. (1998); Otsuka et al. (2002) e Dear e Mitchell (2006).

Por fim, o TEC absoluto é projetado na vertical (VTEC) para fins de padronização. A metodologia utilizada é a multiplicação entre o TEC absoluto na linha de visada e a função de mapeamento geométrico padrão (Equação A.9).

$$VTEC = cos(\chi)TEC_R \tag{A.9}$$

Em que χ representa o ângulo zenital do caminho do sinal sobre o ponto ionosférico localizado em uma camada de altura média (h_m), definido na altura de 300 km, obtido de acordo com a seguinte expressão (HOFMANN-WELLENHOF et al., 2012):

$$\chi = sen^{-1}\left[\left(\frac{R_m}{R_m + h_m}\right) cos(z)\right], \tag{A.10}$$

em que, R_m é o raio médio da Terra (6371 km), h_m representa a altura média do pico do perfil vertical da densidade de elétrons da ionosfera, que geralmente varia entre 300 e 450 km, e z é o ângulo zenital do satélite ($z = 90 - \epsilon$). A Figura A.5 ilustra as quantidades envolvidas na Equação A.10.

Figura A.5 - Geometria da trajetória do sinal do GPS na ionosfera para projeção do TEC no ponto sub ionosférico.

Fonte: Adaptado de Hofmann-Wellenhof et al. (2012).

APÊNDICE B - OBSERVAÇÕES SIMULTÂNEAS DOS MSTIDs UTILIZANDO IMAGEADOR *ALL-SKY* E MAPAS/KEOGRAMAS DE dTEC

Este apêndice tem o propósito de verificar a viabilidade de observar, simultaneamente, os MSTIDs utilizando o imageador *All-Sky* e os mapas e keogramas de dTEC. O objetivo é apresentar a assinatura dos MSTIDs em ambas as técnicas de observação e identificar suas limitações.

A Figura B.1 apresenta um MSTID propagando-se para Nordeste na emissão do OI 630,0 nm, em Cachoeira Paulista (SP), para a noite de 28/07/2013, às 22:27 UT. As imagens foram tratadas para realçar as oscilações presentes. Também foram usados os dados de dTEC da estação São Paulo (Poli) para o mesmo período e referente ao satélite de GPS nº 28. Estes contornos estão localizados a uma altitude de 300 km. O ponto preto, no vértice superior esquerdo do contorno de dTEC, representa a localização do ponto ionosférico e o valor de dTEC no mesmo instante da imagem. O painel inferior apresenta a variação de dTEC em função do tempo (UT), o círculo aberto azul representa a variação de dTEC em função do tempo no mesmo instante em que a onda é observada na emissão do OI 630,0 nm. Ao comparamos o dTEC calculado para um par satélite-receptor com as imagens da emissão do OI 630,0 nm, percebemos que é possível identificar o MSTID.

Outra forma de exibir a assinatura do MSTID com as duas técnicas de observação é visto na Figura B.2. Esta figura apresenta as variações no dTEC (linha azul) e na emissão do OI 630 nm (linha preta) causados pela propagação do MSTID. Observa-se que o período de oscilação presente nas variações do dTEC e da emissão do OI 630,0 nm são diferentes. Primeiro, devemos considerar que as medidas de dTEC são integradas entre o satélite e o receptor, conforme apresentado na Seção 3.3 e as medidas da emissão do OI 630,0 nm são integradas em altura, com a camada situada em $\sim$250 $\pm$ 50 km (SOBRAL et al., 1993; TAKAHASHI et al., 1990).

Segundo, existe um movimento relativo entre a oscilação que se propaga para nordeste e a medida do sinal entre o receptor GNSS e o satélite, que se desloca para Sudeste. Como resultado, o dTEC apresenta a oscilação com período de $\sim$ 27 min e na emissão do OI 630,0 nm de $\sim$ 32 min.

Desta forma, é possível relacionar as variações de dTEC, com valores acima de 0,2 TECU, com as oscilações observadas na emissão do OI 630 nm. Resultados similares foram apresentados por Makela et al. (2011), no qual os autores mostraram

a assinatura do tsunami de Tohoku, 2011, na emissão do OI 630,0 nm e dTEC no Havaí.

Figura B.1 - O painel superior apresenta as obervações simultâneas da emissão do OI 630,0 nm, e contornos da variação espacial e temporal do dTEC para a estação Poli (satélite nº 28) na noite de 28/07/2013. O painel inferior, é a variação do dTEC em função do tempo, referente ao gráfico de contorno do painel superior, e o círculo azul representa o valor de dTEC no tempo aproximado da observação da emissão do OI 630,0 nm. Caso o leitor tenha interesse em visualizar o vídeo referente a imagem, basta acessar este link para *download* http://urlib.net/8JMKD3MGP3W34P/3NTCEAE. No vídeo é possível notar a propagação do MSTID e a variação do dTEC em função do tempo.

Figura B.2 - Medidas simultâneas de dTEC e OI630,0 nm.

Baseado nas medidas simultâneas (Figuras B.1 e B.2), uma questão vem a tona, por que não é possível visualizar MSTIDs noturnos nos mapas de dTEC?

A Figura B.3 apresenta um mapa de dTEC para a noite de 28/07/2013, às 22:40 UT, onde é possível observar um MSTID (linhas pretas) que se propaga para Nordeste. Esta onda é a mesma apresentada na Figura B.1. Portanto, é possível observar MSTIDs noturnos nos mapas de dTEC. Contudo, o MSTID não se enquadra na metodologia estabelecida neste trabalho. Outro ponto a ser considerado é em relação as diferenças no espectro de ondas que são observados durante o dia e durante a noite.

Figura B.3 - Mapa de dTEC para a noite de 28/07/2013, às 22:40 UT, onde destacam-se duas cristas (linhas pretas) do MSTID observado. A linha preta tracejada, canto superior esquerdo, representa a passagem do terminador noturno em 300 km de altura.

A Figura B.4 apresenta um keograma com amostras em 23,75° S e 47,50° O, referente ao dia 28/07/2013. As linhas pretas tracejadas representam a passagem do terminador solar em 300 km de altitude. É possível observar no keograma, oscilações durante o dia, contudo para o período noturno não é possível observar oscilações que se enquadrem na metodologia adotada neste trabalho. Todavia, observa-se uma pequena oscilação no keograma latitudinal entre 22:30 e 23:00 UT, que é o mesmo horário de ocorrência de oscilações observadas nos mapas de dTEC e na emissão do OI 630,0 nm.

Figura B.4 - Keogramas de dTEC para o dia 28/07/2013, referentes às amostras em 23,75° S e 47,50° O. As linhas pretas tracejadas representam a passagem do terminador solar. O evento em destaque está entre 22:30 e 23:00 UT (retângulos pretos).

Os parâmetros do MSTID observado na emissão do OI 630,0 nm referente a noite de 28/07/2013 são: λ_H 109,4 ± 12,1 km; τ de 13,6 ± 2,3 min; C_H de 134,0 ± 16,9 m/s e ϕ de 20°. O MSTID apresentou comprimento de onda horizontal da ordem do elemento de área utilizado para se fazer os mapas e keogramas de dTEC (1° em 300 km de altitude, equivale a 116 km). Outro fator contribuinte é a malha de receptores GNSS não ser densa o suficiente para obter uma resolução espacial maior nos mapas de dTEC, e assim ser capaz de observar comprimentos de onda da ordem de 100 km.

Em função das limitações descritas e da metodologia empregada na redução dos parâmetros dos MSTIDs, este apêndice demostra que a não visualização dos MSTIDs noturnos, também pode ser uma consequência da metodologia adotada em virtude do baixo número de receptores GNSS instalados em solo.