



UNIVERSIDADE ESTADUAL DA PARAÍBA
PRO-REITORIA DE PÓS-GRADUAÇÃO E PESQUISA
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
DOUTORADO EM ENGENHARIA AMBIENTAL

SERGIANA LUCAS DE ALMEIDA BRITO

ESTUDO DE EFEITOS DE ONDAS PLANETÁRIAS NO
AMBIENTE IONOSFÉRICO BRASILEIRO DE BAIXAS
LATITUDES

CAMPINA GRANDE-PB
2018

Sergiana Lucas de Almeida Brito

ESTUDO DE EFEITOS DE ONDAS PLANETÁRIAS NO
AMBIENTE IONOSFÉRICO BRASILEIRO DE BAIXAS
LATITUDES

Tese apresentada ao Programa de Pós
Graduação em Ciência e Tecnologia
Ambiental-UEPB, como requisito para
conclusão do doutorado em Engenharia
Ambiental.

Orientador: Dr. Lourivaldo Mota Lima

Coorientadora: Dra. Ana Roberta Paulino

CAMPINA GRANDE – PB

2018

É expressamente proibido a comercialização deste documento, tanto na forma impressa como eletrônica. Sua reprodução total ou parcial é permitida exclusivamente para fins acadêmicos e científicos, desde que na reprodução figure a identificação do autor, título, instituição e ano do trabalho.

A447e Almeida, Sergiana Lucas de.
Estudo de efeitos de ondas planetárias no ambiente ionosférico brasileiro de baixas latitudes [manuscrito] / Sergiana Lucas de Almeida. - 2018.
117 p. : il. colorido.
Digitado.
Tese (Doutorado em Engenharia Ambiental) - Universidade Estadual da Paraíba, Centro de Ciências e Tecnologia , 2019.
"Orientação : Prof. Dr. Lourivaldo Mota Lima , Coordenação do Curso de Física - CCT."
"Coorientação: Profa. Dra. Ana Roberta Paulino , Coordenação do Curso de Física - CCT."
1. Ondas planetárias. 2. Parâmetros ionosféricos. 3. Ionosfera. 4. Mesosfera. I. Título
21. ed. CDD 551.514

FOLHA DE APROVAÇÃO

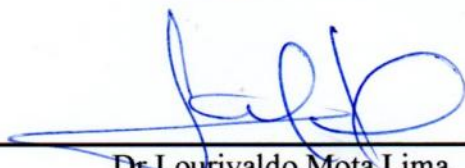
Sergiana Lucas de Almeida Brito

Orientadores: Dr. Lourivaldo Mota Lima
Dra. Ana Roberta Paulino.

Tese apresentada à Universidade Estadual da Paraíba-UEPB, em cumprimento dos requisitos necessários para obtenção do título de Doutora em Engenharia Ambiental.

Aprovada em: 20 / 12 / 2018

Banca Examinadora



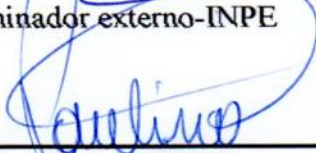
Dr. Lourivaldo Mota Lima
Orientador-DF-UEPB



Dra. Ana Roberta da Silva Paulino
Orientadora-DF-UEPB



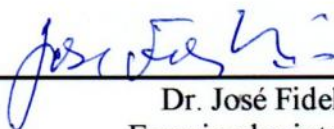
Dr. Cosme Alexandre Oliveira Barros Figueiredo
Examinador externo-INPE



Dr. Igo Paulino da Silva
Examinador externo-UFCG



Dra. Luciana Rodrigues de Araújo
Examinadora interna-UEPB



Dr. José Fideles Filho
Examinador interno-UEPB

A quem até aqui me guiou, Deus... Dedico...

Agradecimentos

Aos meus orientadores, professor Lourivaldo e professora Ana Roberta, por aceitarem me orientar, pela paciência durante a construção do trabalho, pelo conhecimento compartilhado, pela correção da tese, muito obrigada.

Ao meu esposo e ao meu filho, Eduardo da Silva Brito e Caio Donato, pelo incentivo e compreensão durante a elaboração do trabalho.

A meus pais e demais familiares pelo apoio e constante incentivo em todos os momentos da minha vida.

Agradecimento aos professores Igo Paulino, “Mará” e Fernando Bertoni pela participação na banca de Qualificação, obrigada pelas contribuições.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais-INPE, pelo fornecimento das medidas de TEC utilizadas neste trabalho.

A Universidade Estadual da Paraíba – UEPB, aos seus professores e funcionários pelos serviços prestados.

A todos os professores e colegas do programa de Pós- Graduação em Ciência e Tecnologia Ambiental que de alguma forma contribuíram para a realização desta pesquisa.

Resumo

A presença de oscilações com períodos de ondas planetárias nos parâmetros ionosféricos é associada ao acoplamento entre a mesosfera e a ionosfera. Nesta tese a modulação dos dados ionosféricos de GPS-TEC por oscilações com períodos de ondas planetárias de dois dias foram investigados no Brasil, durante janeiro-fevereiro de 2011, 2012 e 2014. Medidas do campo geomagnético por magnetômetros e ventos por radar de meteoros também foram usados para identificar variações do tipo ondas planetárias no sistema de corrente elétrica das regiões E e mesosfera superior, respectivamente. Os espectros mostraram energia para o período de 2 dias nos residuais do TEC, coeficiente relativo obtido de campo geomagnético e para os ventos em 23 ° S, sugerindo uma conexão entre a onda de 2 dias da mesosfera superior e a variabilidade com período de 2 dias nas regiões E e F. A presença das oscilações de 2 dias na região F não pode ser explicada por interações não lineares envolvendo ondas que se propagam desde as regiões mais baixas. Portanto, a presença da oscilação de quase 2 dias no parâmetro TEC é interpretada como devida a propagação direta da onda de 2 dias da região da mesosfera superior, que modula os ventos e o campo elétrico na região E que, por sua vez, é transmitida por linhas de campo magnético para F região que modula a deriva vertical, e, assim, imprimir uma oscilação com período de quase 2 dias na densidade eletrônica, as quais foram observados em dados de TEC sobre o Brasil.

Palavras-chave: 1-Ondas planetárias; 2-Parâmetros ionosféricos; 3-Ionosfera; 4-Mesosfera.

Abstract

The presence of oscillations with periods of planetary waves in the ionospheric parameters has been associated with mesosphere-ionosphere coupling. In this thesis the ionospheric GPS-TEC data modulation by planetary oscillations with two-day wave period we have been investigated over Brazil, during January-February 2011, 2012 and 2014. Geomagnetic field measurements by magnetometers and winds from meteor radar also were used to identify planetary wave type variations in the electric current system of the E and upper mesosphere regions, respectively. The spectra shown energy for 2-day period in the TEC residuals, relative scale coefficient obtained from geomagnetic field and for meteor winds over 23° S, suggesting a connection between the MLT 2-day wave and the 2-day variability in the E and F regions. The presence of the quasi 2-day oscillations in F region can not be explained by non-linear interactions involving waves from below. Therefore, the presence of quasi 2-day oscillation in the TEC parameter are interpreted as due direct 2-day wave propagation from upper mesosphere region, which modulate the winds and electric field in E region which, in turn, is transmitted by magnetic field lines into F region for to modulate the vertical drift, and thus print an oscillation with period of quasi 2-day in electron density, which have been observed in TEC data over Brasil.

-

Keywords: 1-Planetary waves; 2-Ionospheric parameters; 3-Ionosphere; 4-Mesosphere.

Lista de Figuras

2.1	Camadas da atmosfera neutra de acordo com suas temperaturas e camadas ionizadas em função de suas concentrações de elétrons.	26
2.2	Representação simplificada do mecanismo de fluxo de corrente do dínamo ionosférico da região E.	34
2.3	Representação simplificada do dínamo ionosférico da região F.	35
2.4	Representação simplificada do mecanismo gerador do pico pré-reversão da região F.	36
2.5	Representação da região de anomalia equatorial.	38
5.1	Estações receptoras de GPS pertencentes a rede RBMC/IBGE.	63
5.2	Variação do TEC para o dia 10 de janeiro de 2011, 2012 E 2014 para 00:00UT(painéis a,e,i), 06:00UT(painéis b,f,j), 12:00UT(painéis c,g,k) e 18:00UT(painéis d,h,l).	64
5.3	Índice Kp para janeiro, fevereiro e março de 2011.	66
5.4	Índice Kp para janeiro, fevereiro e março de 2012.	66
5.5	Índice Kp para janeiro, fevereiro e março de 2014.	67
5.6	Conteúdo eletrônico total médio para os anos de 2011 (painel esquerdo), 2012 (painel central) e 2014 (painel direito).	69
5.7	Conteúdo eletrônico total normalizado para janeiro e fevereiro de 2011, 2012 e 2014.	70

5.8	Periodograma de Lomb-Scargle para o TEC médio de janeiro/fevereiro de 2011 na longitude $60^{\circ} - 50^{\circ}\text{O}$	73
5.9	Periodograma de Lomb-Scargle para o TEC normalizado de janeiro/fevereiro de 2011 na longitude $60^{\circ} - 50^{\circ}\text{O}$	74
5.10	Periodograma de Lomb-Scargle para o TEC residual de janeiro/fevereiro de 2011 na longitude $60^{\circ} - 50^{\circ}\text{O}$	75
5.11	Espectro em wavelet para janeiro e fevereiro de 2011 na longitude $60^{\circ} - 50^{\circ}\text{O}$	76
5.12	Rede de magnetômetros.	78
5.13	Exemplo de dados horários brutos para as componentes X, Y e Z e suas respectivas séries temporais obtidas para os coeficientes relativos para o período de janeiro e fevereiro de 2012.	81
6.1	Varição do TEC para 28, 29, 30 e 31 de janeiro de 2012 para 00:00 UT (painéis a, b, c, d) e 18:00 UT (painéis e, f, g, h).	83
6.2	Espectro wavelets para janeiro e fevereiro de 2011 em três diferentes intervalos de longitudes centrados na latitude de $0^{\circ} - 10^{\circ}\text{S}$	85
6.3	Espectro wavelets para janeiro e fevereiro de 2012 em três diferentes intervalos de longitudes centrados na latitude de $0^{\circ} - 10^{\circ}\text{S}$	86
6.4	Espectro wavelets para janeiro e fevereiro de 2014 em três diferentes intervalos de longitudes centrados na latitude de $0^{\circ} - 10^{\circ}\text{S}$	87
6.5	Espectro em Wavelet para os coeficientes obtidos dos dados de magnetômetros, para as componentes X (painéis a,d), Y (painéis b,e) e Z (painéis c,f) para Addis Ababa (painéis da esquerda) e Mbour (painéis da direita)para janeiro e fevereiro 2011.	89
6.6	Espectro em Wavelet para os coeficientes obtidos dos dados de magnetômetros, para as componentes X (painéis a,d), Y (painéis b,e) e Z (painéis c,f) para Addis Ababa (painéis da esquerda) e Mbour (painéis da direita) para janeiro e fevereiro 2012.	90

6.7	Espectro em Wavelet para os coeficientes obtidos dos dados de magnetômetros, para as componentes X (painéis a,d), Y (painéis b,e) e Z (painéis c,f) para Ascension Island (painéis da esquerda) e Kakadu (painéis da direita) para janeiro e fevereiro 2014.	91
6.8	De cima para baixo: Índices Kp e Dst, valores do TEC por hora (linha preta), TEC normalizados (linha azul) e TEC residual (linha vermelha) para caixas de 10° latitude x 10° longitude centradas em ($5^\circ S$, $35^\circ O$), ($5^\circ S$, $45^\circ O$) e ($5^\circ S$, $55^\circ O$), respectivamente, durante janeiro-fevereiro de 2014. . .	94
6.9	Transformada de ondaletas para o TEC residual por hora em caixas centralizadas em $5^\circ S$, $45^\circ O$ (painel a) e $25^\circ S$, $45^\circ O$ (painel b), para dados ZMst horários em Huancayo (painel d), para dados ZMst em Vassouras (painel e) , para a componente zonal dos ventos por hora (painel c) e meridional (painel f) em 90 km de altura.	95
6.10	Séries temporais filtradas para o TEC residual (painel a), para dados dos YMst na Ascension Island e dados dos ZMst em Vassouras (painel b) e para os ventos zonais e meridionais a 96 km sobre Cachoeira Paulista (painel c). Os dados foram filtrados por um filtro passa-banda com períodos de corte de 1,6 e 2,5 dias.	97
6.11	Amplitudes em função da altura para onda de 2 dias nos ventos zonal e meridional observados em Cachoeira Paulista no período de janeiro a fevereiro de 2014.	98
6.12	Séries temporais filtradas para a amplitude da maré diurna nos ventos zonal (linha azul) e meridional (linha pontilhada preta) em 96 km sobre Cachoeira Paulista em 2014.	99

6.13	Diferença de fase para oscilações de quase 2 dias acopladas em ventos a 96 km e ZMst-VSS (painel inferior), em ventos e TEC (painel central) e em ZMst-VSS e TEC (painel superior). Os ventos meridional e zonal são representados por linhas pontilhadas azuis e pretas, respectivamente. A área cinzenta indica o período de tempo em que a onda de 2 dias de MLT foi mais forte.	101
------	---	-----

Sumário

1	INTRODUÇÃO	14
1.1	Objetivo geral	17
1.2	Objetivos específicos	17
1.3	Estrutura da tese	17
2	ATMOSFERA TERRESTRE	19
2.1	Atmosfera Neutra	19
2.2	Atmosfera Ionizada	22
2.2.1	Região D	23
2.2.2	Região E	24
2.2.3	Região F	25
2.3	Química da Ionosfera	26
2.4	Transporte de plasma	28
2.5	Ventos Neutros Termosféricos	30
2.6	Campos Elétricos	31
2.7	Dínamo Ionosférico	32
2.8	Pico de Pré-reversão	36
2.9	Anomalia de Ionização Equatorial (EIA) e Efeito Fonte	37
3	O CONTEÚDO ELETRÔNICO TOTAL COMO TRAÇADOR IONOS-	

FÉRICO	39
3.1 Refração ionosférica e o conteúdo eletrônico total-TEC	39
3.1.1 As Observáveis de GPS e a Determinação do TEC	45
3.2 TEC vertical (VTEC)	48
4 ONDAS NO SISTEMA MESOSFERA-TERMOSFERA-IONOSFERA	49
4.1 Características Gerais das Ondas na Atmosfera Terrestre	49
4.2 Ondas Planetárias	51
4.2.1 Ondas de Quase 2 dias	51
4.2.2 Ondas com períodos de 5-7 dias	52
4.2.3 Ondas com períodos de 10 dias	53
4.2.4 Ondas com períodos de 16 dias	53
4.2.5 Ondas de Kelvin	53
4.3 Equações básicas	54
5 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA	62
5.0.1 Rede GPS	62
5.0.2 Índices Geomagnéticos	64
5.0.3 Estrutura dos Dados de TEC	67
5.0.4 Normalização do TEC	68
5.0.5 Transformada de Fourier	71
5.0.6 Análise Wavelet	75
5.1 Magnetômetros	76
5.1.1 Dados de magnetômetros	78
6 RESULTADOS E DISCUSSÃO	82
6.1 Discussão	92

7 CONCLUSÕES	105
Referências Bibliográficas	107

Capítulo 1

INTRODUÇÃO

O geoprocessamento e seus produtos constituem-se em elementos importantes nos estudos de sistemas ambientais, como no caso de investigações sobre conservação e manejo dos recursos naturais. O uso associado do Sistema de Informação Geográfica (SIG) e imagens de satélite tem sido crescente na área de engenharia ambiental. A integração de dados de sensoriamento remoto, do sistema de posicionamento global, GPS, e tecnologias SIG constitui ferramentas valiosas para o monitoramento e avaliação de cursos de água. O uso integrado das ferramentas de geoprocessamento permite o desenvolvimento de planos de gestão para uma variedade de aplicações de gestão de recursos naturais, agilizando assim a capacidade de conceber uma variedade de projetos de construção, como as estruturas de águas pluviais, sistemas de água e esgoto, além de estradas e na determinação de volumes de corte e aterro para projetos de escavação. O número de aplicações do Sistema Global de Navegação por Satélite (GNSS), o qual é constituído por constelações de satélites (GPS, GLONASS), é muito amplo e continua aumentando, indo desde a Geodésia, Geodinâmica, Agricultura de Precisão, Meteorologia, Aeronomia, Navegação, até as atividades de lazer.

Entretanto, atualmente a maior fonte de erros no posicionamento com GPS é a ionosfera. A alta sensibilidade da ionosfera devida à forçantes externas, bem como a ação contínua de forçantes na porção inferior da atmosfera, se constituem nas causas das variações significativas da ionosfera em diferentes escalas de espaço e de tempo. O entendimento

e a previsão dessas variações estabelecem as principais tarefas de investigação do clima espacial.

Um dos parâmetros utilizados para o estudo da ionosfera é o conteúdo eletrônico total (TEC— Total Electron Content) que varia no tempo e no espaço e é influenciado por diversas variáveis, tais como: ciclo solar, época do ano, hora do dia, localização geográfica, atividade geomagnética, entre outros. A ionosfera não só degrada a acurácia do GPS, como também reduz a sua confiabilidade, pois, existe uma alta dependência entre perdas do sinal e irregularidades ionosféricas. O TEC é o principal parâmetro que descreve o efeito da ionosfera nos sinais GPS. O entendimento do comportamento do TEC na região de interesse é importante para compreender os efeitos e as limitações impostas pela ionosfera no que concerne à qualidade do posicionamento usando sinais de GPS.

A dinâmica da região da mesosfera e baixa termosfera, a qual é comandada por marés atmosféricas, ondas planetárias e ondas de gravidade com grandes amplitudes, estabelece o sistema de ventos da baixa termosfera. Estas ondas se propagam vertical e horizontalmente, transportando significativa quantidade de energia e momentum afetando assim os movimentos de grande escala, constituindo-se em fatores fundamentais na caracterização energética e da dinâmica da atmosfera terrestre. Esse sistema de ventos, por sua vez, gera campos elétricos e correntes ionosféricas através do mecanismo chamado de dínamo de vento, quando o meio eletricamente carregado é movido através do campo geomagnético. Os ventos e os campos elétricos conjuntamente produzem derivas no plasma que alteram a distribuição eletrônica na ionosfera. Portanto, os campos elétricos e as correntes do dínamo produzidos pela interação entre o sistema de ventos e o plasma ionosférico controlam os processos eletrodinâmicos do sistema termosfera-ionosfera nas baixas latitudes durante períodos geomagneticamente calmos.

A propagação vertical de ondas planetárias na média atmosfera (30 a 100 km) e na alta atmosfera (acima de 100 km) vem sendo investigada a partir de observações realizadas com instrumentos no solo e a bordo de satélites, como também com o uso de modelos. Para estudar os processos de acoplamento entre a mesosfera, termosfera e ionosfera, muitos pesquisadores tiram vantagem da natureza dispersa da ionosfera para fazer a determinação

de parâmetros ionosféricos a partir de dados dos sistemas de posicionamento global por satélite, como é o caso do "Global Positioning System"- (GPS).

O GPS é atualmente um dos mais populares sistemas de posicionamento global por satélite, devido a disponibilidade global do sinal, bem como o desempenho. O GPS é um sistema de rádio navegação baseado em satélite, que é usado para verificar a posição e tempo no espaço e na Terra.

No que concerne a presença de oscilações com períodos de ondas planetárias nos parâmetros ionosféricos e nos processos de acoplamento com a porção mais baixa da atmosfera, [Pancheva and Lysenko \(1988\)](#) reportaram a presença da onda de quase 2 dias nos ventos mesosféricos e na densidade eletrônica da camada F. [Forbes \(1996\)](#) sugeriu que potencialmente, as ondas planetárias contribuem significativamente para a variabilidade dia a dia da camada F. [Haldoupis et al. \(2004\)](#) sugeriram que a interação entre ondas planetárias e marés atmosféricas na porção inferior da ionosfera pode ser o mecanismo responsável pela variabilidade da camada E.

Em regiões de baixas latitudes as linhas do campo geomagnético apresentam uma configuração quase horizontal, de modo que os campos elétricos do dínamo, gerados pelas ondas de escala global, desempenham um papel importante na resposta da região F da ionosfera. [Pancheva et al. \(2006\)](#) evidenciaram o acoplamento entre a atmosfera neutra e ionizada através da observação de oscilações com período de quase dois dias na região da MLT (alta mesosfera e baixa termosfera) tropical. Usando medidas de emissões da luminescência atmosférica em conjunto com dados da altura virtual da base da camada F da ionosfera ($h'F$), [Takahashi et al. \(2005\)](#) observaram a presença de oscilações de 2-4 dias na ionosfera e na região MLT, indicando acoplamento entre essas regiões. O acoplamento no sistema atmosfera e ionosfera através do estudo das ondas de 5-6 dias foi evidenciado por [Takahashi et al. \(2005\)](#), [Pancheva et al. \(2008\)](#), além de [Abdu et al. \(2006\)](#) através de modulação com períodos de ondas planetárias na deriva vertical da camada F na região equatorial. [Goncharenko et al. \(2010\)](#) usaram dados de conteúdo eletrônico total medidos a partir de receptores GPS e simulações com modelo de circulação geral para investigar o acoplamento atmosfera-ionosfera através de ondas planetárias durante eventos

de aquecimento abrupto da estratosfera polar. [Yue et al. \(2012\)](#) investigaram os processos de acoplamento entre a atmosfera neutra e ionosfera através do estudo da oscilação de 2 dias observada na ionosfera. Usando modelagem [Yue et al. \(2013\)](#) estudaram a onda de quase 2 dias na ionosfera. [Chang et al. \(2014\)](#) estudaram a influência da onda de quase 2 dias na variabilidade da dinâmica e composição do sistema mesosfera, termosfera e ionosfera. [Yue et al. \(2016\)](#) observaram a interação entre a onda de quase 2 dias e as marés nas regiões da termosfera e ionosfera.

Contudo, os mecanismos de geração e propagação, bem como a contribuição da dinâmica de ondas geradas na baixa atmosfera e as influências dessas perturbações na ionosfera são questões em aberto.

1.1 Objetivo geral

Investigar processos de acoplamento no sistema Mesosfera-Termosfera-Ionosfera devido à propagação da onda de quase 2 dias a partir de observações de parâmetros ionosféricos e do campo geomagnético obtidas em baixas latitudes.

1.2 Objetivos específicos

- Identificar a presença de variações no conteúdo eletrônico total e nas medidas do campo geomagnético;
- Investigar os mecanismos responsáveis pelo acoplamento entre as regiões da Mesosfera-Termosfera e Ionosfera devido às oscilações com períodos de ondas planetárias.

1.3 Estrutura da tese

- Capítulo 2 apresenta uma breve descrição à respeito da formação da atmosfera terrestre, assim como suas possíveis classificações com ênfase maior para a atmosfera ionizada.

- Capítulo 3 traz uma síntese dos parâmetros ionosféricos utilizados nesta pesquisa e como podem ser obtidos.
- No Capítulo 4 são descritas as principais oscilações presentes no sistema mesosfera-termosfera-ionosfera, com destaque para as oscilações do tipo ondas planetárias.
- O Capítulo 5 apresenta a instrumentação e metodologia adotada para elaboração do presente trabalho. Neste capítulo é encontrado as técnicas utilizadas para tratamento dos dados, como a normalização dos dados de TEC, transformada de Fourier e análise em Wavelet.
- No Capítulo 6 são apresentados e discutidos os resultados preliminares deste trabalho tais como o comportamento do TEC residual, o espectro em wavelet para cada conjunto do TEC residual, o espectro de ondaletas para dados de magnetômetros e seus respectivos espectros cruzados.
- O Capítulo 7 faz uma pequena síntese das principais conclusões obtidas.

Capítulo 2

ATMOSFERA TERRESTRE

Cerca de 99,9% da massa da atmosfera da Terra se encontra abaixo de 50 km de altitude. Acima dessa altitude os constituintes atmosféricos são alterados e aquecidos por meio da ação da radiação ultravioleta e raios X provenientes do Sol, através de fótons que são suficientemente energéticos para dissociar e ionizar as espécies atmosféricas. O processo de aquecimento cria uma região denominada de termosfera caracterizada por ser menos turbulenta que as regiões inferiores e onde os gases de diferentes densidades podem escapar. Assim, a composição da atmosfera muda com a altitude, e os gases mais leves, como o hidrogênio (H), tornam-se dominantes. Acima de 100 km, devido à baixa pressão e a presença de espécies ionizadas faz com que esta região seja dominada por íons e elétrons livres sendo assim denominada de Ionosfera ([Hargreaves, 1992](#)).

Desse modo o estudo da atmosfera terrestre, bem como a compreensão de suas divisões são questões de grande interesse para entender o mecanismo de acoplamento no sistema mesosfera-termosfera-ionosfera. Para tanto, neste capítulo são descritas algumas das principais características da atmosfera neutra e da atmosfera ionizada.

2.1 Atmosfera Neutra

De acordo com a teoria, a primeira atmosfera da Terra era bastante densa e constituída por gases como amônia (NH_4) e compostos como bromo (Br), cloro (Cl), flúor (F) e

enxofre (S), os quais originaram-se a partir da liberação de gases do interior da própria Terra. Ao longo do tempo essa atmosfera foi sofrendo modificações e passou a ter em sua constituição vapor d'água, dióxido de carbono (CO_2), nitrogênio (N_2), além de traços de hidrogênio, ou seja, uma mistura similar a que é emitida pelos vulcões nos dias atuais (Seinfeld and Pandis, 2006).

Com o esfriamento do planeta, o excesso de vapor d'água condensou-se, iniciando um intenso ciclo hidrológico e conseqüentemente a produção dos oceanos. Com as chuvas também foram dissolvidas grandes quantidades de CO_2 , sulfatos (SO_4) e Cl . Por apresentar baixa solubilidade na água, o N_2 tornou-se dominante na atmosfera do planeta Terra. O oxigênio (O) surgiu e acumulou-se na atmosfera terrestre, principalmente devido a quebra química da água pela luz do Sol (fotodissociação), liberando oxigênio molecular (O_2), e pela fotossíntese. O surgimento de organismos vivos por volta de 3,6 a 4,0 bilhões de anos atrás, também foi extremamente importante no aparecimento de oxigênio e ozônio na atmosfera terrestre [(McEwan, 1975);(Brasseur and Solomon, 2005)].

A atmosfera terrestre desempenha um papel importante nos processos de transferência de energia solar e a superfície terrestre, bem como entre as regiões do globo, mantendo assim o equilíbrio térmico e o clima do planeta.

A atmosfera pode ser compreendida através de quatro grandezas, pressão, densidade, temperatura e composição, e são elas que determinam o comportamento da atmosfera. Embora a classificação da atmosfera através da temperatura seja a mais usual, outras baseadas no estado de mistura, na composição ou no estado de ionização são também indispensáveis (Hargreaves, 1995).

Para estudar os fenômenos que ocorrem na atmosfera terrestre é conveniente distinguir as suas diferentes regiões de acordo as variações das propriedades físicas com a altitude. Essas variações nas propriedades físicas podem ser usadas para definir as divisões na estrutura vertical da atmosfera.

A primeira classificação é de acordo com o gradiente de temperatura e este perfil vertical da temperatura é definido através do tipo de radiação que afeta cada região da

atmosfera. Neste caso, a atmosfera é dividida em quatro camadas distintas: Troposfera, Estratosfera, Mesosfera e Termosfera, as quais são separadas por regiões de transição denominadas de pausas (Tropopausa, Estratopausa e Mesopausa).

A primeira camada é a troposfera que se estende desde a superfície até cerca de 8-16 km de altitude. Cerca de 75 % da massa total da atmosfera e quase a totalidade de vapor d'água se concentram na troposfera, onde a temperatura diminui com a altitude numa taxa média de $6,5^{\circ}\text{C}/\text{km}$. Por se encontrar justaposta à superfície terrestre, o ar é aquecido pelo contato com a superfície por condução. Com o aquecimento da porção inferior da troposfera surgem correntes ascendentes e descendentes e, como consequência, ocorre à transferência de calor e vapor d'água para os níveis mais elevados da troposfera por convecção (Varejão-Silva, 2006). A espessura da troposfera varia com a latitude e com a estação do ano, atingindo altitudes próximas de 15 km no inverno e 18 km no verão na zona tropical, enquanto que nos polos as altitudes atingem cerca de 6 km e 10 km, para as respectivas estações.

A tropopausa é a região de transição entre a troposfera e a estratosfera. A camada acima da tropopausa é denominada de estratosfera, a qual se estende até aproximadamente 50 km de altitude, em que a temperatura aumenta com a altitude. Até a altitude próxima de 30 km a variação da temperatura é muito pequena, entretanto, na porção acima, o gradiente vertical de temperatura indica que a variação é acentuada. O aquecimento progressivo do ar observado na porção superior da estratosfera é decorrente da energia liberada nos processos de formação do ozônio.

No topo da estratosfera justapõe-se uma região denominada de estratopausa, situando-se em torno de 50 km de altitude e com temperaturas médias em torno de 270 K, separa a estratosfera da mesosfera, e é caracterizada por apresentar um gradiente de temperatura quase nulo fazendo com que as médias de temperaturas do ar se encontrem na faixa de 273 K.

A mesosfera é uma camada de características peculiares, e ainda é pouco conhecida. Sua temperatura cai drasticamente devido a diminuição da concentração das espécies químicas que absorvem energia. Nela aparecem espécies iônicas e atômicas. É uma região

que se estende de 50 a 90 km de altitude. Nela o ar é quase isento de vapor d'água. A temperatura do ar pode atingir cerca de 179 K.

Acima da mesosfera está a mesopausa, camada praticamente isotérmica que pode ultrapassar 10 km de espessura. Em aproximadamente 90 km de altitude inicia-se a termosfera, a qual se estende até cerca de 300 km caracterizando-se por um aumento contínuo na temperatura média do ar com a altitude e atinge valores máximos em torno de 3000 K. Porém a temperatura do ar pode oscilar em várias centenas de graus entre dia e noite. O principal mecanismo de dissipação de energia é a condução, sendo mínima a convecção.

A atmosfera pode ser classificada ainda quanto à sua densidade eletrônica, em Ionosfera, que será tratada mais detalhadamente na seção seguinte.

2.2 Atmosfera Ionizada

Algumas teorias reconhecem a ionosfera como sendo um plasma multi constituinte, cujo comportamento está diretamente ligado à atmosfera neutra, à energia solar ionizante e ainda com as influências eletrodinâmicas da magnetosfera. A camada ionosférica surge da ionização criada pela absorção da radiação solar ultravioleta de comprimentos menores do que 1026 Å. Esta radiação ioniza O , O_2 e N_2 , esses constituintes são os principais íons da ionosfera, devido às reações secundárias que ocorrem entre eles e gases neutros. Entretanto, radiações de maiores comprimentos de onda podem também ser relevantes, principalmente para as camadas inferiores da ionosfera, como por exemplo, a radiação Lyman α com $\lambda = 1216$ Å que é muito importante na ionização do NO^+ na região D ([Banks and Kockarts, 1973](#)). A ionosfera está compreendida entre aproximadamente 50 km e 1000 km de altitude.

Na Ionosfera, a densidade de íons e elétrons livres é suficiente para alterar a propagação de ondas eletromagnéticas. Os íons e elétrons livres desta região são criados principalmente pelo processo de fotoionização, que consiste na absorção de radiação solar, principalmente na faixa do extremo ultravioleta e raios X, por elementos neutros da

atmosfera [(Kirchhoff, 1991) (Matsuoka et al., 2007)].

O processo de ionização pode ainda ser transportado pelos ventos neutros e campo elétrico. Assim, a existência de um equilíbrio dinâmico em que a densidade de elétrons (ρ) dependa da taxa relativa entre produção e perda faz com que a densidade eletrônica seja expressa pela equação da continuidade (Hargreaves, 1992):

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = P - L - \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V}). \quad (2.1)$$

em que, P é a taxa de produção, L é a taxa de perda e $\vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{V})$ expressa a perda de elétrons por movimento, sendo $\vec{V}$ a velocidade média de deriva do plasma.

Devido ao conjunto de características singulares que a ionosfera apresenta de acordo com o seu perfil de altitude essa camada foi dividida em regiões D, E e F.

2.2.1 Região D

A região D da Ionosfera está situada entre 60 e 90 km de altitude, apresenta processos fotoquímicos muito complexos. Por existir uma densidade de partículas significativa, o intenso processo de recombinação de íons é favorecido acarretando a existência desta região somente durante o dia.

A região D é formada através da absorção de radiação cuja seção transversal de absorção é menor do que 10^{-19} cm^2 . Que inclui raios X solares com comprimento de onda menor que 10 Å e radiação ultravioleta de comprimentos de onda superiores a 1750 Å. Além do mais, radiação do tipo Lyman α pode penetrar de maneira mais profunda na atmosfera, devido à absorção do O_2 atingir um valor muito pequeno (aproximadamente 10^{-20} cm^2) neste comprimento de onda. Deste modo, os raios-X ionizam o O_2 e o N_2 , enquanto Lyman α ioniza NO e outros gases de baixo potencial de ionização.

Nessas altitudes os processos de fotoionização ocorrem de duas maneiras, através da radiação solar e também dos raios cósmicos, fazendo com que esta camada apresente uma grande variedade de íons positivos e negativos. Os íons negativos, em sua grande maioria,

são produzidos pela reação de junção eletrônica. Sua densidade eletrônica é relativamente baixa, quando comparada com as outras camadas da ionosfera, com um valor máximo na ordem de 10^3 elétrons/cm³ (White, 1970).

2.2.2 Região E

A região E, conhecida como camada ionosférica intermediária, está situada entre 90 e 150 km de altitude, aproximadamente. A região E apresenta densidade eletrônica na ordem de 10^{11} elétrons/m³ (em horários diurnos). É regida por processos efetivos de recombinação, entre os quais, destacam-se, a recombinação eletrônica dissociativa e por troca de cargas, que ocorrem também em proporções quadráticas, acarretando em um intenso decréscimo em sua densidade eletrônica ou até mesmo seu desaparecimento durante a noite. Em decorrência de processos corpusculares, elétrons com alta energia cinética (1-30 keV) podem dar origem a camada E noturna ou esporádica. A camada E-esporádica (Es) tanto pode aparecer durante o dia quanto durante a noite em uma faixa específica de altura, com comportamento variado e sua existência depende do nível de energia solar absorvida, altura, latitude e dinâmica de ventos (Rishbeth and Garriot, 1969). A camada E esporádica tem sido alvo de estudos e já são encontrados algumas explicações nos dias de hoje sobre seu comportamento, mais detalhes ver: [(Smith, 2009) (Resende and Denardini, 2012) (Denardini et al., 2016)].

As radiações ionizantes mais importantes na região E são os raios-X fracos ($\lambda > 10\text{\AA}$), que dão origem aos íons O_2^+ e N_2^+ , e a radiação Lyman β ($\lambda = 1025,7\text{\AA}$) que produz o íon NO^+ , além disso, pode ser identificado nessa região, íons metálicos, como Ca^+ , Fe^+ , Na^+ e Mg^+ , que são originados por meio da decomposição de meteoros que adentram à atmosfera terrestre. Outro ponto de destaque da região E é a sua alta condutividade elétrica que dá origem a intensas correntes elétricas ionosféricas, como por exemplo, o eletrojato equatorial.

2.2.3 Região F

Está localizada entre 150-1000 km de altitude apresentando um alto nível de ionização que sofre diversas variações ao longo do dia, que em conjunto com os processos de transportes, que a direcionam para altitudes mais elevadas, em que os processos de recombinação acontecem de forma menos eficiente, fazem com que esta região permaneça ao longo da noite. A região F é subdividida em três regiões $F1$, $F2$ e $F3$, esta última pode surgir em regiões equatoriais sob certas condições.

A região $F1$ aparece somente durante o dia e pode ser observada a partir de um pico de inflexão na sua curva de densidade eletrônica vertical em aproximadamente 180 km de altitude, nela há predomínio de processos fotoquímicos em que o elemento majoritário é o oxigênio atômico, cuja fonte de ionização é a radiação solar no EUV, o pico de inflexão marca a transição entre os processos de perda iônica quadrática e linear (Kirchhoff, 1991).

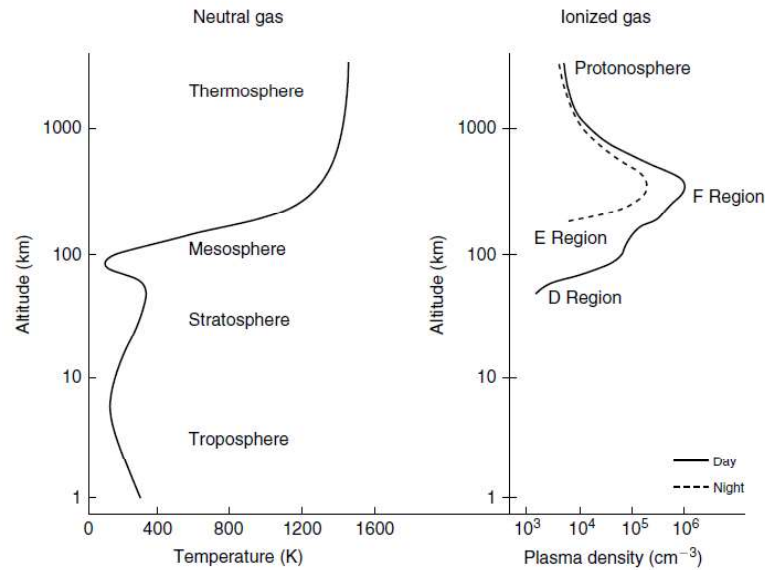
A região $F2$ está localizada acima da $F1$ e é considerada muito importante, pois nela ocorre a maior produção iônica da ionosfera, com pico de densidade eletrônica em aproximadamente 250-300 km de altitude, atingindo a concentração máxima por volta do meio dia local e também nas primeiras horas do entardecer (Papagiannis, 1972), (McNamara, 1991). Neste intervalo de altura a atmosfera possui uma enorme rarefação de partículas, desse modo a recombinação ocorre de forma muito lenta e com pouca eficiência, fazendo com que, mesmo depois do entardecer quando os processos fotoionizantes cessam, a camada $F2$ permanece ainda muito ativa.

Em condições ionosféricas peculiares há formação da região $F3$, esta é formada antes do meio dia local, quando a produção é maior que a perda, de modo que exista um grande fluxo ascendente de ionização, provocado pela combinação entre a deriva vertical da ionosfera e os ventos neutros (Batista et al., 1996).

O EUV é a radiação dominante nos processos de fotoionização da região F, raios-X com comprimento $< 910 \text{ \AA}$ geram os íons O^+ (íon mais abundante da região) e O_2^+ . Os raios EUV com comprimento de onda de no máximo $796 \text{ \AA}$, dão origem aos íons N_2^+ , H^+ e He^+ .

Na [Figura 2.1](#) são ilustradas as divisões da atmosfera em regiões, tanto de acordo com o perfil de temperatura (esquerda), quanto de acordo com a densidade eletrônica (direita):

Figura 2.1: Camadas da atmosfera neutra de acordo com suas temperaturas e camadas ionizadas em função de suas concentrações de elétrons.



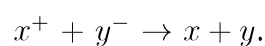
Fonte: Adaptado de [Kelley and Heelis \(1989\)](#).

A formação das regiões ionosféricas depende em grande parte dos processos químicos e fotoquímicos que ocorrem nessas altitudes, assim a compreensão de como esses processos acontecem é de grande importância para entender o comportamento dessa região. Alguns fenômenos típicos dessa região também podem influenciar nos processos na composição ionosférica. Esses processos químicos, bem como os fenômenos citados serão apresentados nas seções que seguem.

2.3 Química da Ionosfera

As principais reações fotoquímicas que controlam a densidade ionosférica são:

I. Recombinação íon-íon (α_i):



II. Recombinação íon-elétron (α_e):

três corpos: $x^+ + e + M \rightarrow x + M$;

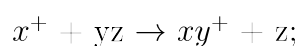
radiação: $x^+ + e \rightarrow x^* \rightarrow x + h\nu$;

dissociação: $xy^+ + e \rightarrow x^* + y^*$.

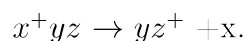
em que os asteriscos indicam átomos que podem ser deixados em estados excitados, e posteriormente perdem essa energia por radiação ou através de colisões com outras partículas. O símbolo M representa uma partícula neutra que troca energia e momentum, mas não participa da reação química. Os processos de três corpos ocorrem na região D, sendo raros em alturas superiores. A recombinação de elétrons e íons ocorrem somente por processos radiativos muito lentos, entretanto, na região F é provável que a recombinação radiativa seja o processo de perda mais rápido.

Uma vez que grande quantidade dos íons nas regiões E e F são originalmente atômicas, a recombinação dissociativa deve ser precedida por reações que envolvam a formação de íons e moléculas, como:

III. Troca íon-átomo (γ_i) :

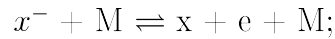


Mesmo sabendo que a troca íon-átomo e o processo de recombinação dissociativa são os processos de perda principais da região E e F, há questionamentos a respeito de quais reações são mais importantes. As reações do tipo troca de carga, como:

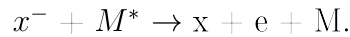


também podem levar à formação de íons moleculares, fazendo com que as reações de troca íon-átomo sejam provavelmente mais rápidas.

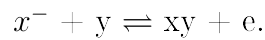
IV. Recombinação colisional (δ) na direção direta e ligação de três corpos (a_t) na direção inversa:



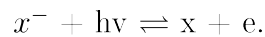
Caso a molécula M esteja em um estado metaestável, a reação de deslocamento é então facilitada, sendo:



V. Recombinação dissociativa na direção direta e ligação dissociativa na direção inversa:



VI. Fotoseparação (ρ) na direção direta e ligação radiativa (a_r) na direção inversa:



2.4 Transporte de plasma

Os processos de transporte juntamente com os processos químicos determinam a concentração iônica da Ionosfera. Nas regiões D e E, os gases neutros são muito densos e assim não retardam o movimento do plasma associado aos gradientes de pressão e efeitos gravitacionais, deste modo os efeitos de difusão são desprezíveis. Assim, sendo a escala temporal para o transporte de plasma muito maior do que para a produção e perda iônica, a composição e concentração iônica são determinadas pelos efeitos locais de produção e perda. Em regiões superiores a 150 km, a escala temporal para o processo de transporte torna-se comparável com as de reações iônicas, fazendo com que a densidade iônica não seja controlada somente pelos efeitos locais (produção e perda), como também por um sistema envolvendo difusão de íons das regiões de produção para as regiões de perda (Nogueira, 2013). A Equação 2.1 define a distribuição em altitude de cada espécie iônica.

Fatores como ventos neutros, campos elétrico, gradiente de pressão e efeitos gravitacionais, são capazes de dominar a dinâmica do plasma ionosférico.

Os movimentos das partículas carregadas, nas regiões E e F, são controlados pelo campo magnético da Terra. Na região F2, a distribuição da densidade eletrônica é expressada em termos de processos de transporte que podem ser descritos da seguinte forma (Pillat, 2006):

- Íons e elétrons movimentam-se através de campos elétricos;
- Transporte devido a ventos neutros na termosfera, produzindo forças de arraste proporcionais à diferença entre a velocidade do vento neutro e a velocidade das partículas carregadas e suas respectivas frequências de colisão;
- O plasma se difunde ao longo das linhas do campo magnético, devido à ação da gravidade e de gradientes em sua própria pressão parcial. As forças elétricas entre íons e elétrons fazem com que eles fiquem juntos, de modo que a difusão dessas partículas seja na mesma velocidade. Essa difusão de plasma conhecida como difusão ambipolar, é impedida por colisões entre partículas carregadas e neutras e pode ser confinada pelo campo magnético da Terra.

De acordo com Rishbeth and Garriot (1969), a equação do movimento para os íons e elétrons pode ser escrita como segue:

$$\frac{\partial \vec{V}_{e,i}}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_{e,i}} \vec{\nabla} P + \vec{g} + \frac{q_{e,i}}{m_{e,i}} (\vec{E} x \vec{V}_{e,i} x \vec{B}) + \frac{\vec{A}_{e,i}}{\rho_{e,i}}. \quad (2.2)$$

em que, os sub índices e,i são representações para elétrons e íons, respectivamente; $\vec{v}$ é a velocidade de transporte; t é tempo; ρ é a densidade de massa; P é a pressão isotrópica; $\vec{g}$ é a aceleração da gravidade; q é a carga elétrica; m é a massa da partícula; $\vec{E}$ é o campo elétrico; $\vec{B}$ representa o campo magnético; $\vec{A}_J = \sum_k \vec{A}_{JK}$ é o termo de colisão que descreve os efeitos do atrito entre os gases com velocidades de transportes distintas, $\frac{\vec{A}_{Jk}}{\rho_J} = -V_{JK}(\vec{V}_J - \vec{V}_K)$ em que V_{JK} é a frequência de colisão da partícula J com a partícula K .

A pressão isotrópica é dada por:

$$P = nkT. \quad (2.3)$$

em que n , k e T , representam respectivamente, a concentração, a constante de Boltzmann e a temperatura (Pillat, 2006).

2.5 Ventos Neutros Termosféricos

A ionização é produzida pela absorção da radiação solar ao longo do dia, essa radiação é capaz de aquecer ainda a atmosfera terrestre e controlar a sua dinâmica, química, pressão e densidade. Esse aquecimento da atmosfera superior produz um efeito conhecido como abaulamento térmico, que provoca gradientes de pressão que fazem com que as partículas atmosféricas se desloquem do centro de pressão rumo aos polos, dando origem aos ventos neutros termosféricos (Muella, 2008).

Os ventos neutros são de grande importância na distribuição do plasma ionosférico, pois são responsáveis pela formação da região F3. Os ventos neutros são responsáveis ainda pela dinâmica do plasma ionosférico, devido a sua ação na região E em que a condutividade e a densidade atmosférica são bem altas e onde os ventos zonais (leste-oeste) provocam a separação de cargas e direcionam correntes horizontais para leste (Rishbeth and Garriot, 1969).

As velocidades horizontais dos ventos neutros são determinadas a partir das equações bidimensionais do movimento, como mostrado a seguir:

$$\frac{dU_x}{dt} - 2\Omega U_y \sin\varphi = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 U_x}{\partial h^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial x} - v_{ni}(U_x - V_{ix}). \quad (2.4)$$

$$\frac{dU_y}{dt} - 2\Omega U_x \sin\varphi = \frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 U_y}{\partial h^2} - \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial y} - v_{ni}(U_y - V_{iy}). \quad (2.5)$$

em que V representa a velocidade de deriva dos íons; U é a velocidade do vento neutro; Ω é a velocidade angular da Terra; ρ é a densidade do gás neutro; p é a pressão; v_{ni} é o

coeficiente de colisão neutro-íon; φ é o coeficiente de viscosidade. Nas Equações 2.4 e 2.5, a força associada ao gradiente de pressão, $\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial(x,y)}$, provoca o movimento de uma parcela de fluido de uma região de alta pressão para uma de baixa pressão. O termo devido a viscosidade, $\frac{\mu}{\rho} \frac{\partial^2 U_{xy}}{\partial h^2}$, atua removendo os gradientes transversais de velocidade no fluido. A viscosidade é muito importante na termosfera, por causa do aumento do caminho livre das moléculas à medida que a altitude aumenta. O termo $v_{ni}(U - V)$, arraste iônico, é o responsável pelo acoplamento entre a atmosfera neutra e ionizada. O termo de Coriolis, $2\vec{\Omega} \times \vec{U}$, é a força por unidade de massa associada ao movimento de rotação da atmosfera em relação a um referencial não inercial.

2.6 Campos Elétricos

Por apresentar características bem peculiares, na Ionosfera, os campos elétricos podem se manifestar de diferentes formas. Na região E, o campo elétrico é uma função da condutividade e corrente, enquanto que na região F o campo elétrico está intimamente ligado ao conceito de velocidade de deriva (Kirchhoff, 1981).

A camada centrada da região E, denominada de dínamo atmosférico, provoca variação na condutividade ionosférica à medida que a altitude aumenta e em cerca de 110 km de altura é formada uma camada condutora excelente, durante o dia (Kirchhoff, 1981). O dínamo atmosférico apresenta comportamento semelhante a um gerador de corrente, em que forças externas, representadas pelos ventos neutros da região, as movimentam no campo magnético da Terra. A essas correntes estão associados os campos elétricos do dínamo.

Os campos elétricos podem ser criados também na região F, sobretudo à noite. As correntes elétricas da região F são formadas pela ação dos ventos termosféricos, e em geral são muito pequenas e desprezíveis em relação as correntes da região E. No período da noite, quando a ionização da região E decresce, a contribuição dos campos elétricos pode ser observada. Quando as correntes não podem fechar seu circuito, cargas de polarização darão origem a um campo elétrico do tipo de polarização que se oporá a passagem da

corrente, mas, ao mesmo tempo dará origem à deriva do tipo Hall ([Kirchhoff, 1981](#)).

2.7 Dínamo Ionosférico

O dínamo atmosférico pode ser definido, como a interação entre o vento neutro $\vec{U}$ e o campo magnético $\vec{B}$, ou seja, quando o vento neutro sopra para leste sobre o campo magnético induz uma deriva na direção vertical. Esta deriva movimentará íons e elétrons em sentidos opostos e gera um sistema de correntes elétricas. Como as correntes não podem fluir livremente em todas as direções, devido às variações verticais e horizontais de condutividade, geram cargas de polarização que modificam o fluxo de corrente, que move o plasma ionosférico com uma velocidade de deriva. A equação de velocidade de deriva do plasma ionosférico é apresentada como ([Rishbeth and Garriot, 1969](#)):

$$\vec{V} = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2}. \quad (2.6)$$

O dínamo ionosférico controlado pelos ventos de maré atmosférica geram os campos elétricos da região E. Esses ventos formados através da absorção da radiação solar na estratosfera e troposfera, alteram o deslocamento de partículas carregadas. Quando os ventos de maré interagem com o campo magnético dão origem ao deslocamento dos íons e elétrons. Assim, cria-se um campo elétrico induzido por meio desta interação. A corrente elétrica induzida ligada ao campo induzido não é estacionária, sendo $\nabla \cdot \vec{J} \neq 0$ fazendo com que os campos elétricos de polarização ($\vec{E}_p$) sejam criados na região E. O campo elétrico da região E pode ser representado então, como ([Heelis et al., 1974](#)):

$$\vec{E}_T = \vec{E}_P + (\vec{U}_{mar} \times \vec{B}). \quad (2.7)$$

em que, $\vec{E}_T$ é o campo elétrico total da região E, $\vec{E}_P$ é o campo elétrico de polarização e $\vec{U}_{mar}$ o vento de maré. A corrente elétrica que corre na mesma direção do campo elétrico pode ser representada por:

$$\vec{J} = \sigma \cdot \vec{E}. \quad (2.8)$$

em que $\vec{J}$ é a corrente elétrica e σ representa o tensor condutividade elétrica. Se substituir a Equação 2.7 na Equação 2.8 tem-se:

$$\vec{J} = \sigma \cdot (\vec{E}_P + \vec{U}_{mar} X \vec{B}). \quad (2.9)$$

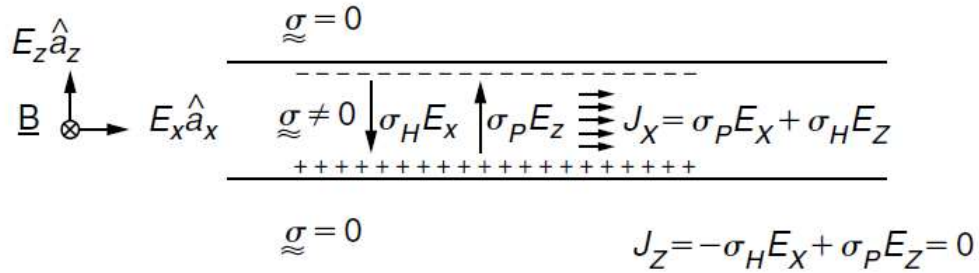
Assumindo o divergente da Equação 2.9 chega-se a conclusão que a corrente que flui na região E, não é divergente, sendo:

$$\nabla \cdot \vec{J} = \nabla \cdot (\sigma \cdot (\vec{E}_P + \vec{U}_{mar} X \vec{B})) = 0. \quad (2.10)$$

Kelley and Heelis (1989) explicam a física do dínamo da região E considerando essa região como sendo uma placa fina e condutora, em que o fluxo de corrente fica confinado entre aproximadamente 90 e 140 km de altura. Como pode ser observado na Figura 2.2 a região recebe um campo elétrico zonal constante E_x , perpendicular ao campo magnético ($\vec{B}$). Sendo o campo magnético e o campo elétrico perpendiculares, dois tipos de correntes surgem na região E do equador, uma denominada de Hall ($\sigma_H E_x$) e a outra de Pedersen ($\sigma_P E_x$). A corrente Hall viaja na direção perpendicular a do campo magnético e também do campo elétrico zonal, já a corrente de Pedersen possui direção paralela ao $\vec{E}_e$ e perpendicularmente ao $\vec{B}$. A corrente Hall não flui através de fronteiras, logo acarretará em acúmulo de cargas nas camadas limites da região E. Com o acúmulo de cargas há o aparecimento de um campo elétrico de polarização ($E_z a_z$), e em associação surgem as correntes de Hall ($\sigma_H E_z$) e de Pedersen ($\sigma_P E_z$). Os campos elétricos do dínamo da região E são gerados pelos ventos associados com as ondas de maré térmicas e gravitacional.

O dínamo da região E da ionosfera é apresentado esquematicamente na Figura 2.2.

Figura 2.2: Representação simplificada do mecanismo de fluxo de corrente do dínamo ionosférico da região E.



Fonte: Adaptado de [Kelley and Heelis \(1989\)](#).

Em um estado estacionário as correntes verticais não podem fluir, $\sigma_H E_x$ anula $\sigma_P E_z$, requerendo:

$$\sigma_H E_x = \sigma_P E_z. \quad (2.11)$$

Se E_z da Equação 2.11 for isolado, tem-se:

$$E_z = \left(\frac{\sigma_H}{\sigma_P} \right) E_x. \quad (2.12)$$

As irregularidades na região E equatorial estão diretamente associados com o eletrojato equatorial, este é impulsionado pelos ventos no ar neutro sendo mais intenso ao longo do equador magnético devido ao elevado valor de condutividade ([Hargreaves, 1992](#)). O eletrojato equatorial está confinado entre aproximadamente 90 e 120 km de altitude em uma faixa de 600 km de extensão na direção norte-sul, e é tido como uma reposta da região E equatorial à presença do sistema global do dínamo ionosférico, seguindo assim a direção dos campos impostos pelo dínamo (direção leste durante o dia e direção oeste durante a noite). Na direção horizontal as correntes se somam e dão origem ao eletrojato equatorial:

$$J_x = \sigma_H E_z + \sigma_P E_x. \quad (2.13)$$

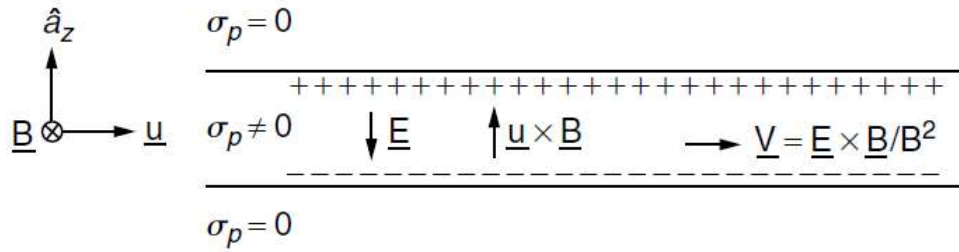
Ao substituir a Equação 2.12 na Equação 2.13, tem-se:

$$J_x = [(\sigma_H^2/\sigma_P^2) + 1]\sigma_P E_x = \sigma_c E_x. \quad (2.14)$$

em que σ_c é a condutividade de Cowling. Desse modo o eletrojato equatorial é formado pelos ventos de maré global que dão origem a componente do campo elétrico zonal diurno.

Os campos elétricos do dínamo da região F são gerados pelo vento termosférico, resultante das marés térmicas solares (Abdu, 2005). O dínamo da região ionosférica F pode ser explicado através da Figura 2.3.

Figura 2.3: Representação simplificada do dínamo ionosférico da região F.



Fonte: Adaptado de Kelley and Heelis (1989).

Na Figura 2.3, os ventos determinam o movimento das partículas carregadas na direção de $\vec{U} \times \vec{B}$. Uma corrente elétrica é gerada através do movimento perpendicular ao campo magnético e ao vento, estabelecendo um campo de polarização (E).

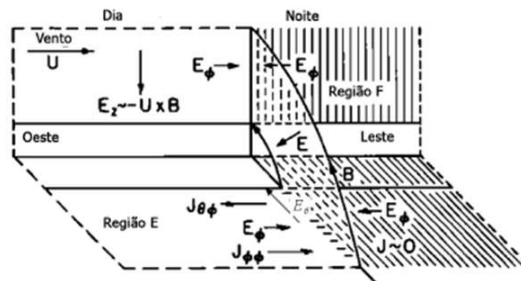
Durante o período diurno a condutividade da região E é muito significativa e como os elétrons se movem ao longo das linhas do campo magnético, se comportando como bons condutores, o campo elétrico de polarização formado é descarregado por correntes que fluem ao longo das linhas de campo magnético e através da região E fechando o circuito entre as regiões E e F. No período noturno a condutividade da região E diminui consideravelmente fazendo com que o circuito não se feche dando assim, origem a campos elétricos de polarização e conseqüentemente movimentação do plasma (Heelis et al., 1974).

2.8 Pico de Pré-reversão

O movimento de descida e subida típico da ionosfera equatorial é ocasionado pelo comportamento do campo elétrico zonal equatorial que durante o dia é para leste e a noite é para oeste. Na região F ionosférica esse movimento pode ser explicado ao verificar o sentido positivo ou negativo da deriva vertical durante o dia. O pico de pré-reversão na velocidade de deriva durante o entardecer tem relação com o campo elétrico zonal que ocorre junto ao terminadouro solar. Entretanto, a deriva vertical noturna atinge valores máximos de 1 a 2 horas após o pôr do Sol local. Assim a presença do pico de pré-reversão ao anoitecer ocasiona um atraso nos valores positivos para negativos na velocidade vertical, comparando-se ao comportamento da deriva vertical quando a pré-inversão não esteja presente (Carrasco, 2005).

A formação do pico de pré-reversão é ilustrada a partir da Figura 2.4:

Figura 2.4: Representação simplificada do mecanismo gerador do pico pré-reversão da região F.



Fonte: Adaptado de Farley et al. (1986).

De acordo com Farley et al. (1986) os ventos termosféricos direcionados pelo terminadouro dão origem a um campo elétrico (E_z) na região F da ionosfera. O campo elétrico gerado é estruturado ao longo das linhas do campo geomagnético (B) em direção a região E no sentido do equador (representado por E_ϕ). Esse campo elétrico estruturado origina uma corrente de Hall zonal para oeste ($J_{\theta\phi}$). Como a densidade eletrônica noturna da região E diminui significativamente, sua condutividade torna-se praticamente desprezível, gerando um acúmulo de cargas negativas perto do terminadouro, induzindo um campo

elétrico zonal para leste (E_ϕ) mantendo o equilíbrio eletrostático. O campo elétrico zonal para leste cria então uma corrente Pederson ($J_{\phi\phi}$) que anula a corrente Hall em estado estacionário, e assim o campo elétrico zonal para leste é estruturado para região F, produzindo um aumento repentino de deriva vertical do plasma, ou seja, pico de pré-inversão (Nogueira, 2009).

O pico de pré-reversão favorece a formação de instabilidades no plasma ionosférico, além de produzir efeitos notáveis na dinâmica da atmosfera neutra (Kelley and Heelis, 1989).

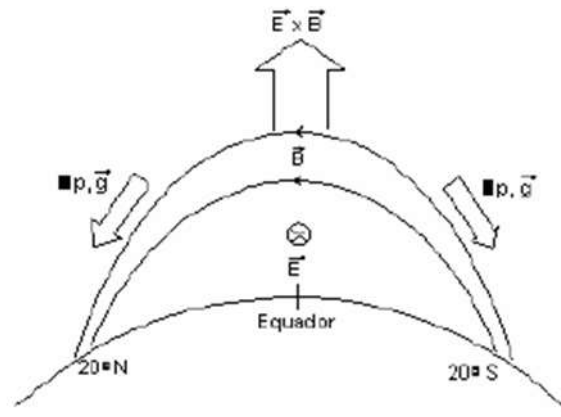
2.9 Anomalia de Ionização Equatorial (EIA) e Efeito Fonte

A região de anomalia equatorial é assim conhecida por apresentar picos de densidade eletrônica na faixa de latitude de $\pm 15^\circ$ em relação ao equador magnético. Nessa região estão os maiores valores de densidade eletrônica, mesmo quando os maiores valores esperados deveriam se encontrar na região do equador geográfico, onde acontece a maior incidência de absorção de radiação solar.

Os ventos neutros são originados a partir de gradientes de pressão gerados pelo aquecimento solar. O vento neutro presente na ionosfera ocasiona o arraste iônico, ao mesmo tempo em que os elétrons se movimentam ao longo das linhas do campo geomagnético, já que sua frequência de colisão com as partículas neutras é bem menor que a girofrequência, dando origem a um campo elétrico zonal. O campo elétrico gerado na região E é então estruturado para região F através das linhas do campo geomagnético. No equador a componente zonal do campo elétrico é perpendicular ao campo geomagnético e a interação $\vec{E} \times \vec{B}$, causa uma força de deriva no plasma deslocando o plasma para altas altitudes.

A Figura 2.5 representa a formação da anomalia de ionização equatorial, em que $\vec{B}$ é o campo magnético, $\vec{E}$ é o campo elétrico, $\vec{g}$ é a força gravitacional e p a pressão.

Figura 2.5: Representação da região de anomalia equatorial.



Fonte: Adaptado de [Kelley and Heelis \(1989\)](#).

Quando o plasma é deslocado para altas altitudes os gradientes de pressão juntamente com os efeitos gravitacionais fazem com que ele retorne a sua posição inicial. Entretanto, este movimento de difusão só é eficaz ao longo das linhas do campo geomagnético, devido ao domínio da girofrequência sobre a frequência de colisão. Assim, o plasma ionosférico deixa de ser vertical fluindo ao longo das linhas do campo geomagnético, produzindo picos de densidade eletrônica, sendo este fenômeno conhecido como efeito fonte da região equatorial ([Nogueira, 2009](#)).

Capítulo 3

O CONTEÚDO ELETRÔNICO TOTAL COMO TRAÇADOR IONOSFÉRICO

Neste capítulo será apresentado uma breve descrição sobre um dos principais parâmetros ionosféricos, o Conteúdo Eletrônico Total, bem como suas principais características, além de uma pequena explanação sobre magnetômetros.

3.1 Refração ionosférica e o conteúdo eletrônico total- TEC

O Conteúdo Eletrônico Total representa o número de elétrons contidos em uma coluna que se estende desde a superfície da Terra até uma determinada altura da atmosfera, cuja área base é unitária. É um parâmetro ionosférico medido em unidades de TEC (TECU, do inglês "Total Electron Content Unit"), em que um TECU corresponde a 1×10^{16} elétrons/ m^2 .

O caminho percorrido entre o satélite e a antena receptora pelo sinal de GPS é bastante distinto devido à variabilidade das camadas atmosféricas. Na ionosfera a modulação e a

fase da portadora são afetadas por este ser um meio dispersivo, ocasionando um retardo e um avanço nessas variáveis, respectivamente. Esse retardo ou atraso ionosférico aumenta o comprimento aparente do caminho que o sinal percorre (Leick et al., 2015).

Os efeitos ionosféricos dependem tanto da frequência quanto do índice de refração proporcionais ao TEC, ou seja, ao número de elétrons presentes entre o satélite e a antena receptora. Como o TEC varia em razão do ciclo solar, da sazonalidade planetária, da atividade geomagnética, entre outras, esses efeitos são bem complexos de se determinar. Um dos efeitos iniciais em relação a propagação dos sinais transmitidos pelos satélites de GPS é ocasionado pela refração ionosférica, que permite obter o TEC através desse efeito sobre as portadoras L1 e L2 do GPS. As ondas portadoras L1 e L2 possuem 1575,42 MHz e 1227,60 MHz. A portadora L1 possui dois códigos modulados, o código de aquisição livre (contém informações importantes para o posicionamento, como a contagem do relógio do satélite e sua posição) e o código de precisão (possui informações sobre a precisão das informações), enquanto que a portadora L2 possui apenas o código de precisão.

O principal efeito da refração é mudar a velocidade de propagação do sinal em relação a velocidade da luz devido ao fato do índice de refração ser diferente de 1. O efeito do índice de refração pode variar, dependendo da modulação de grupo ou da fase do sinal.

Davies (1965) define velocidade de fase e de grupo, como a velocidade com que as portadoras L1 e L2 se propagam, e a velocidade de propagação dos códigos modulados sobre as portadoras, respectivamente, representadas por:

$$V_f = \lambda f. \quad (3.1)$$

$$V_g = \frac{df}{d\lambda} \lambda^2. \quad (3.2)$$

em que λ denota o comprimento de onda e f a frequência.

A relação entre a fase e a velocidade de grupo pode ser obtida através da formação de uma diferenciação da Equação 3.1, resultando em:

$$dv_f = f d\lambda + \lambda df. \quad (3.3)$$

rearranjando a Equação 3.3

$$\frac{df}{d\lambda} = \frac{1}{\lambda} \frac{dv_f}{d\lambda} - \frac{f}{\lambda}. \quad (3.4)$$

A substituição da Equação 3.4 na equação 3.2 gera:

$$v_g = -\lambda \frac{dv_f}{d\lambda} + f\lambda. \quad (3.5)$$

dando origem a Equação de Rayleigh,

$$v_g = v_f - \frac{\lambda dv_f}{d\lambda}. \quad (3.6)$$

A diferenciação da Equação 3.4 contém implicitamente a dispersão, definida como uma dependência da velocidade de fase no comprimento ou frequência da onda. As velocidades de fase e de grupo são iguais em meio dispersivo e não corresponde à velocidade da luz no vácuo. Como a propagação de uma onda no meio depende do valor do índice de refração, a velocidade de propagação é dada por:

$$v = \frac{c}{n}. \quad (3.7)$$

em que n é o índice de refração e c é a velocidade da luz no vácuo.

Empregando o índice de refração nas Equações 3.1 e 3.2 tem-se:

$$v_f = \frac{c}{n_f}. \quad (3.8)$$

$$v_g = \frac{c}{n_g}. \quad (3.9)$$

em que n_f e n_g são respectivamente os índices de refração de fase e de grupo. Diferenciando a Equação 3.8 em relação a λ obtém-se:

$$\frac{dv_f}{d\lambda} = -\frac{c}{n^2 f} \frac{dn_f}{d\lambda}. \quad (3.10)$$

Substituindo as Equações 3.8 e 3.9 na Equação 3.6 obtém-se:

$$n_g = n_f \left(1 + \frac{\lambda}{n_f} \frac{dn_f}{d\lambda} \right)^{-1}. \quad (3.11)$$

usando a aproximação $(1 + \epsilon)^{-1} = 1 - \epsilon$, a Equação 3.11 apresenta-se como:

$$n_g = n_f - \lambda \frac{dn_f}{d\lambda}. \quad (3.12)$$

A Equação 3.12 é a equação de Rayleigh modificada, e através desta o índice de refração pode ser obtido de outra maneira, diferenciando $c = \lambda f$ em relação a λ e f , sendo:

$$\frac{d\lambda}{\lambda} = -\frac{df}{f}. \quad (3.13)$$

que substituindo na Equação 3.12, é gerado uma expressão capaz de relacionar todos os índices:

$$n_g + n_f + f \frac{dn_f}{df}. \quad (3.14)$$

Segundo Seeber (2003), a influência da Ionosfera na propagação de sinais, é caracterizada sobretudo pela dispersão, e o índice de refração de fase pode ser escrito com uma série de potências, como:

$$n_f = 1 + \frac{c_2}{f^2} + \frac{c_3}{f^3} + \frac{c_4}{f^4} + \dots; \quad (3.15)$$

em que os termos c' s maiores que os termos quadráticos podem ser desprezados, pois

este é independente da frequência e depende somente da densidade eletrônica (N_e), de modo que:

$$n_f = 1 + \frac{c_2}{f^2}. \quad (3.16)$$

O termo c_2 , foi calculado para ser $c_2 = -40,3N_e$, então deste modo, tem-se:

$$n_f = 1 - \frac{40,3N_e}{f^2}. \quad (3.17)$$

o índice de refração do atraso do grupo seguindo a Equação 3.12 e derivando inicialmente a Equação 3.15, obtém-se:

$$n_g = n_f - \frac{2c_2}{f^3} - \frac{3c_3}{f^4} - \frac{4c_4}{f^5} - \dots; \quad (3.18)$$

como

$$\frac{dn}{df} = -\frac{2c_2}{f^3} - \frac{3c_3}{f^4} - \frac{4c_4}{f^5} - \dots; \quad (3.19)$$

E com a Equação 3.15 como:

$$n_g = 1 - \frac{2c_2}{f^3} - \frac{3c_3}{f^4} - \frac{4c_4}{f^5} - \dots; \quad (3.20)$$

O índice de refração de grupo é maior que 1, ou seja, o intervalo de medições é bastante vasto, logo;

$$n_g = 1 + \frac{40,3N_e}{f^2}. \quad (3.21)$$

Se o caminho do sinal percorrido deste o satélite transmissor (ST_x) até o receptor (R_x), pode ser representado por:

$$S = c \int_{ST_x}^{R_x} \frac{dl}{v} = \int_{ST_x}^{R_x} n ds. \quad (3.22)$$

em que n é o índice de refração e S é a distância medida. Já a distância geométrica S_0 , considerando $n = 1$, é apresentada por:

$$S_0 = \int_{ST_x}^{R_x} dS_0. \quad (3.23)$$

O intervalo de erro, causado pelo atraso de propagação ionosférica pode ser facilmente estimado a partir da diferença entre a distância medida e a distância geométrica (Hofmann-Wellenhof et al., 2001):

$$\Delta^{IONO} = S - S_0 = \int_{ST_x}^{R_x} n dS - \int_{ST_x}^{R_x} dS_0. \quad (3.24)$$

A partir da Equação 3.24 é possível determinar os valores de refração da fase e do grupo. Integrando a Equação 3.24 ao longo do caminho geométrico, em que dS transforma-se em dS_0 , as contribuições ionosféricas tornam-se :

$$\Delta_f^{IONO} = -\frac{40,3}{f^2} \int_{ST_x}^{R_x} N_e dS_0. \quad (3.25)$$

e

$$\Delta_g^{IONO} = \frac{40,3}{f^2} \int_{ST_x}^{R_x} N_e dS_0. \quad (3.26)$$

Sabendo que o efeito ionosférico é semelhante em magnitude, tanto para fase quanto para grupo, mas com sinais opostos. Consequentemente o atraso do grupo e o avanço da fase ocorrem devido às diferenças entre as velocidades destas, em que $v_g < v_f$, pois $n_g > n_f$. Desse modo o código GPS é atrasado e as fases das portadoras são adiantadas. Consequentemente as distâncias obtidas a partir das medidas do código são mais longas e as obtidas por meio das medidas de fase são mais curtas que a distância geométrica entre

o satélite transmissor e o receptor (Muella, 2008).

O TEC é definido como a integral da densidade eletrônica ao longo caminho percorrido pelo sinal, entre o satélite transmissor e o receptor, apresentado como:

$$TEC = \int_{ST_x}^{R_x} N_e dS_0. \quad (3.27)$$

e substituindo a Equação 3.27 nas Equações 3.25 e 3.26, tem-se:

$$\Delta_f^{IONO} = -\frac{40,3}{f^2} TEC. \quad (3.28)$$

e

$$\Delta_g^{IONO} = \frac{40,3}{f^2} TEC. \quad (3.29)$$

3.1.1 As Observáveis de GPS e a Determinação do TEC

As observáveis de GPS são os intervalos deduzidos a partir das diferenças de medidas de tempo ou de fase, baseado numa comparação entre o sinal recebido e o sinal gerado pelo receptor (Hofmann-Wellenhof et al., 2001).

As pseudo distâncias correspondem às medidas entre satélite e receptor, obtidas por meio de comparação entre segmentos específicos dos códigos PRN (pseudo ruído) produzidos pelos osciladores dos satélites e as respectivas réplicas geradas dentro do receptor. As pseudo distâncias determinadas a partir das portadoras L1 e L2 podem expressadas com (Kantor et al., 2000):

$$\rho_1 = R + c\Delta\delta + \Delta_{gL1}^{IONO} + \Delta^{TROP} + d_{\rho_1}^R + d_{\rho_1}^{ST} + m_{\rho_1} + \varepsilon_{\rho_1}. \quad (3.30)$$

$$\rho_2 = R + c\Delta\delta + \Delta_{gL2}^{IONO} + \Delta^{TROP} + d_{\rho_2}^R + d_{\rho_2}^{ST} + m_{\rho_2} + \varepsilon_{\rho_2}. \quad (3.31)$$

em que R é a distância geométrica entre o satélite e o receptor, $c\Delta\delta$ é o erro devido aos desvios do relógio do satélite e do receptor em relação ao tempo GPS, Δ^{IONO} é o erro devido a refração ionosférica, Δ^{TROP} é o erro devido a refração troposférica, d^R e d^S são os erros devido aos atrasos instrumentais do receptor e satélite, m é o erro devido a reflexões de múltiplos caminhos, e ϵ é o erro devido a ruídos no receptor.

[Kantor et al. \(2000\)](#) determinaram o TEC a partir das diferenças entre as pseudo distâncias de código nas portadoras L1 e L2:

$$\rho_2 - \rho_1 = \Delta_{gL2}^{IONO} - \delta + \Delta_{gL1}^{IONO} + d_{\rho 2}^R - d_{\rho 1}^R + d_{\rho 2}^{ST} - d_{\rho 1}^{ST} + m_{\rho 2} - m_{\rho 1} + \varepsilon_{\rho 2} - \varepsilon_{\rho 1}. \quad (3.32)$$

$$\text{em que } \Delta_{gL1}^{IONO} = \frac{40,3}{f_{L1}^2} TEC \text{ e } \Delta_{gL2}^{IONO} = \frac{40,3}{f_{L2}^2} TEC.$$

Os efeitos da distância geométrica entre satélite e receptor, relacionados a troposfera, e aos erros nos relógios dos satélites e receptor acometem de forma parecida as observáveis em ambas as portadoras. Com isso $\rho_2 - \rho_1$ se anulam, e a Equação 3.32 pode ser expressa da seguinte maneira ([Fedrizzi, 2003](#)):

$$\rho_2 - \rho_1 = \frac{1}{S} TEC + d_{\rho}^R + d_{\rho}^{ST} + m_{\rho} + \varepsilon_{\rho}. \quad (3.33)$$

em que $S = \frac{1}{40,3} \frac{f_{L1}^2 f_{L2}^2}{f_{L1}^2 - f_{L2}^2} = 9,52 \times 10^{16} [\text{eletrons}/m^3]$, e é considerado um fator de conversão, de modo que f_{L1} e f_{L2} são as frequências das portadoras L1 e L2, correspondendo a 1,57542 GHz e 1,2276 GHz, respectivamente. Se $d_{\rho} = d_{\rho}^R - d_{\rho}^{ST}$, tem-se:

$$TEC_{\rho} = S[(\rho_2 - \rho_1) - d_{\rho} - m_{\rho} - \varepsilon_{\rho}](\text{eletrons}/m^2). \quad (3.34)$$

em que d_{ρ} representa os atrasos instrumentais do satélite e receptor entre as frequências L1 e L2.

De acordo com [Gao and Liu \(2002\)](#) esses erros podem ser considerados estáveis durante um determinado período de tempo, e com isso serem considerados constantes em modelos

de TEC. Semelhantemente, o TEC pode ser calculado por meio das observáveis de fase a partir das seguintes equações:

$$\Phi_1 = R + c\Delta\delta + \Delta_{FL1}^{IONO} + \Delta^{TROP} + \lambda_1 N_1 + d_{\phi 1}^R + d_{\phi 1}^{ST} + m_{\phi 1} + \varepsilon_{\phi 1}. \quad (3.35)$$

e

$$\Phi_2 = R + c\Delta\delta + \Delta_{FL2}^{IONO} + \Delta^{TROP} + \lambda_2 N_2 + d_{\phi 2}^R + d_{\phi 2}^{ST} + m_{\phi 2} + \varepsilon_{\phi 2}. \quad (3.36)$$

em que λ é o comprimento de onda do sinal, N ambiguidade, resultante do desconhecimento do número total de ciclos contidos na trajetória do sinal. Com isso o TEC pode ser obtido por meio da diferença entre as Equações 3.35 e 3.36:

$$\Phi_1 - \Phi_2 = \frac{1}{S} TEC_{\phi} + \lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2 + d_{\phi}^R + d_{\phi}^{ST} + m_{\phi} + \varepsilon_{\phi}. \quad (3.37)$$

em que:

$$d_{\phi}^R = d_{\phi 1}^R - d_{\phi 2}^R;$$

$$d_{\phi}^{ST} = d_{\phi 1}^{ST} - d_{\phi 2}^{ST};$$

$$m_{\phi} = m_{\phi 1} - m_{\phi 2};$$

$$\varepsilon_{\phi} = \varepsilon_{\phi 1} - \varepsilon_{\phi 2}.$$

Assim o TEC a partir das observáveis de fase é obtido da seguinte forma:

$$TEC_{\phi} = S[(\Phi_1 - \Phi_2) - (\lambda_1 N_1 - \lambda_2 N_2)d_{\phi} - m_{\phi} - \varepsilon_{\phi}][eletrons/m^2]. \quad (3.38)$$

em que $d_{\phi} = d_{\phi}^R + d_{\phi}^{ST}$.

3.2 TEC vertical (VTEC)

O TEC absoluto resultante é o TEC-GPS derivado ao longo do caminho do sinal entre satélite e o receptor no chão. Então para tornar esse TEC livre da dependência da geometria do raio satélite-receptor, é necessário convertê-lo para VTEC. Além disso, o VTEC é um parâmetro mais compacto para caracterizar o TEC sobre uma determinada posição do receptor e usado como bom indicador da ionização da ionosfera terrestre ([Tariku, 2016](#)).

Desse modo, o TEC tem que ser convertido para VTEC, como:

$$VTEC = STEC x \cos \chi. \quad (3.39)$$

A [Equação 3.39](#) deve ser corrigida tendo em conta os satélites e o código diferencial do receptor, apresentado como:

$$VTEC = STEC x \cos \chi - b_S - b_R. \quad (3.40)$$

em que:

$$\chi = \arcsin \left(\frac{R_E}{R_E + h} \cos \alpha \right). \quad (3.41)$$

em que $STEC$ é o TEC absoluto resultante, χ é o ângulo do zênite, α é a elevação do ângulo, R_E é o raio médio da Terra, h é a altura da ionosfera, b_S e b_R são o satélite e o receptor, respectivamente.

Capítulo 4

ONDAS NO SISTEMA MESOSFERA- TERMOSFERA-IONOSFERA

A dinâmica da região da alta mesosfera e baixa termosfera é comandada por oscilações, tais como: marés atmosféricas, ondas planetárias e ondas de gravidade. Essas oscilações propagam-se tanto vertical como horizontalmente, transportando significativa quantidade de energia e momentum e ainda influenciando movimentos de grande escala, gerando fatores fundamentais na caracterização energética e da dinâmica da atmosfera terrestre. A propagação vertical faz com que essas oscilações atravessem as camadas atmosféricas inspirando a realização de pesquisas para caracterização de inúmeros fenômenos, dentre os quais se destacam os efeitos dos processos de acoplamento ente as regiões atmosféricas.

4.1 Características Gerais das Ondas na Atmosfera Terrestre

As marés atmosféricas são oscilações de escala global e contribuem significativamente com a dinâmica da atmosfera terrestre. As marés atmosféricas são geradas através da combinação de ações gravitacionais do Sol e da Lua sobre a atmosfera da Terra, e ainda pela ação térmica do Sol. Estas oscilações apresentam períodos que são sub harmônicos

de um dia solar ou de dia lunar. As marés podem ser migrantes e não migrantes. Marés migrantes são aquelas que seguem o movimento aparente do astro que as rege ([Chapman and Lindzen, 1970](#)).

As marés solares migrantes são causadas por mecanismos térmicos por meio da absorção periódica da radiação solar pela atmosfera terrestre, seguida de aquecimento, sobretudo, pela absorção de radiação no infravermelho próximo pela água e vapor d'água na troposfera; no ultravioleta pelo ozônio da estratosfera e da baixa mesosfera; nas bandas e no contínuo de Schumann-Runge pelo O_2 e N_2 ; e no ultravioleta extremo pelo O da alta termosfera. A excitação juntamente com esses mecanismos forma componentes propagantes e evanescentes de marés principalmente diurna e semidiurna. A propagação das marés atmosféricas ocorre por toda atmosfera, e é atribuída a diversos fatores como o arraste iônico, viscosidade molecular e turbulenta, e amortecimento radiativo ([Hagan et al., 1995](#)).

As marés atmosféricas se propagam para oeste seguindo o movimento aparente do Sol, mas também podem se propagar para leste, ou ainda podem ser oscilações estacionárias para qualquer número de onda zonal diferentes das marés migrantes. O mecanismo mais importante para geração de uma maré não migrante é a liberação de calor latente associado com atividade convectiva na região troposférica equatorial e de baixas latitudes ([Hagan and Forbes, 2003](#)).

As ondas de gravidade são oscilações que são formadas devido à força de gravidade e empuxo. O fluxo de ar sobre as montanhas, as tempestades convectivas, as interações onda-onda, o cisalhamento do vento e as atividades frontais, são as possíveis fontes geradoras das ondas de gravidade na região troposférica ([Fritts and Alexander, 2003](#)). Dependendo das características, elas são classificadas como evanescentes ou propagantes. As ondas propagantes se propagam tanto na horizontal quanto na vertical, enquanto que as ondas evanescentes se propagam somente na horizontal. As ondas propagantes, incluindo as ondas internas de gravidade, ao se propagarem na vertical de forma ascendente, aumentam a amplitude de oscilação à medida que a densidade da atmosfera decresce ([Nappo, 2002](#)).

O estudo da propagação vertical das ondas de gravidade é uma questão de grande importância, uma vez que elas transportam energia e momentum para os níveis mais altos da atmosfera, produzindo flutuações nos ventos e na temperatura das camadas menos densas, cujas magnitudes são várias ordens de grandeza maiores do que aquelas provocadas nas camadas mais densas onde as mesmas são geradas ([McLandress, 1998](#)).

Já as ondas planetárias, são ondas de escala global com estrutura horizontal da ordem do diâmetro da Terra e com períodos superiores a um dia. Fenômenos como processos convectivos, interações não lineares entre marés atmosféricas e ondas de gravidade, variações isoladas na topografia e até mesmo o aquecimento diferencial entre continentes e oceano são apontados como fontes geradoras das ondas planetárias ([Beer, 1974](#)). As ondas equatoriais de escala planetária são geradas principalmente por processos de instabilidades convectivas de larga escala na troposfera tropical acompanhada pela liberação de calor latente ([Salby and Garcia, 1987](#)).

Mesmo existindo todas essas oscilações na atmosfera terrestre, as do tipo ondas planetárias serão abordadas com maior ênfase, como mostrado na seção que segue, pois estas são a principal causa de investigação deste trabalho.

4.2 Ondas Planetárias

As ondas planetárias mais estudadas apresentam períodos de aproximadamente 2, 5-7, 8-10 e 12-22 dias.

4.2.1 Ondas de Quase 2 dias

A onda de quase 2 dias, é considerada a oscilação mais distinta observada na região MLT. Esta perturbação está associada a uma oscilação de escala planetária que se propaga na direção leste-oeste, a qual predomina durante os meses de solstícios, apresentando grandes amplitudes de baixas a altas latitudes. Em geral, essa máxima amplitude ocorre em torno de 95 km de altura ([Craig and Elford, 1981](#)), com maiores valores registrados

no hemisfério sul ([Harris and Vincent, 1993](#)).

A oscilação de quase 2 dias apresenta períodos variando entre 44 e 56 horas no hemisfério norte e períodos em torno de 48 horas para o hemisfério sul [mais detalhes ver [Clark et al. \(1994\)](#) ; [Meek et al. \(1996\)](#) ; [Craig and Elford \(1981\)](#)]. A oscilação de quase 2 dias foi interpretada como uma manifestação da mistura de ondas Rossby-gravidade em que o número de onda zonal 3 é típico do hemisfério Sul ([Rodgers and Prata, 1981](#)) e no hemisfério Norte o número de onda zonal dominante é 3 e 4 ([Meek et al., 1996](#)).

Na região equatorial, observações mostraram a presença da oscilação de quase 2 dias tanto no verão austral quanto no boreal [[Harris and Vincent \(1993\)](#); [Palo and Avery \(1996\)](#); [Gurubaran et al. \(2001\)](#)]. [Wu et al. \(1996\)](#) usando dados de temperatura, sugeriram que a geração da perturbação de quase 2 dias estaria associada a uma forçante de ondas planetárias no hemisfério de inverno, de onde as ondas se propagariam para o hemisfério de verão com uma intensificação, causada possivelmente pelas zonas de instabilidade baroclínica localizadas acima da corrente de jato estratosférica.

4.2.2 Ondas com períodos de 5-7 dias

A onda com período de quase 5 dias se propaga de leste para oeste com número de onda zonal um. Apresenta estrutura quase simétrica em torno do equador com intensificação observada em médias latitudes ([Madden and Julian, 1972](#)).

[Geisler and Dickinson \(1976\)](#) previram que dependendo do comportamento do vento básico, o período da onda de quase 5 dias sofre uma variação de 0,5 dia, porém, variações entre 4,7 e 5,3 dias foram identificadas durante o solstício de verão ([Williams and Avery, 1992](#)). [Hirooka \(2000\)](#) investigou o comportamento global da onda de quase 5 dias, usando dados de satélite, e mostraram que sua estrutura pode ser influenciada pelo vento zonal de amplitudes intensas e não uniformes.

[Meyer and Forbes \(1997\)](#) definiram a onda de 6,5 dias como uma manifestação de um modo instável gerado dentro da mesosfera pelo cisalhamento no vento zonal médio em torno de 70 km de altura, localizado próximo a 60°N, cujo período de onda flutua devido

aos efeitos do vento básico na altura de sua geração. Mesmo assim, a estrutura horizontal da onda de 6-7 dias é parecida com a onda de 5 dias.

4.2.3 Ondas com períodos de 10 dias

A onda de 10 dias representa um modo antissimétrico (1,-3), e vem sendo detectado na atmosfera em torno de 50 km de altura. Esta oscilação apresenta amplitudes máximas que ocorrem em torno das latitudes 50-60°, com maiores intensidades no hemisfério norte durante condições de inverno ([Hirooka and Hirota, 1984](#)). Além disso, apresentam um padrão irregular, exibindo um aumento de atividade durante os meses de solstícios de inverno, entretanto, sua presença também foi registrada durante o solstícios de verão ([Jacobi et al., 1998](#)).

4.2.4 Ondas com períodos de 16 dias

As ondas de 16 dias, com períodos de 12 e 20 dias, de acordo com as soluções da equação de marés de Laplace propagam-se na direção leste-oeste. A existência da onda de 16 dias no hemisfério de verão foi explicada devido à propagação da onda desde o hemisfério de inverno. Outra explicação para a onda de 16 dias seria o resultado da deposição de momentum na mesosfera pelas ondas de gravidade que se propagam ascendentemente após a modulação pelas ondas de 16 dias ([Luo et al., 2000](#)). Entretanto, a geração e a propagação da onda de 16 dias ainda não está completamente compreendido ([Scheiben et al., 2014](#)).

4.2.5 Ondas de Kelvin

Existem ainda, na região equatorial ondas que combinam características de ondas de gravidade e de ondas de Rossby, denominadas de onda de Kelvin e de onda mista de Rossby-gravidade. As ondas equatoriais são confinadas em baixas latitudes, sendo assim, suas propagações ocorrem ao longo do equador e suas amplitudes decrescem com a latitude. A onda de Kelvin propaga-se na direção oeste-leste e apresenta estrutura vertical

igual a de uma onda de gravidade que se propaga com mesma direção [Holton (2004) ; Andrews et al. (1987)].

4.3 Equações básicas

As ondas presentes na atmosfera de escala global podem acarretar perturbações em parâmetros atmosféricos. O movimento de rotação da própria Terra, atua de maneira significativa, nas marés atmosféricas e nas ondas planetárias, por estas serem perturbações de grande escala horizontal. Apesar das forçantes serem diferentes, a matemática para descrever estas ondas é a mesma. O aquecimento solar, dito como fonte de energia primária gera as marés térmicas. A interação de fontes primárias geram as fontes secundárias, como por exemplo a interação entre o aquecimento solar e os continentes, e o oceano, dentre outras, que são consideradas fontes geradoras das ondas planetárias.

As equações hidrodinâmicas e termodinâmicas, as chamadas equações primitivas, são a base para o estudo dos movimentos atmosféricos. Mas, para que essas equações sejam suficientes para demonstrar as observações é necessário que ocorra um número significativo de colisões dentro da escala espacial e temporal do fenômeno em observação.

Como a mistura de gases na baixa e média atmosfera pode ser considerada como tendo comportamento de um gás ideal único com peso molecular constante, as equações que descrevem as leis básicas da hidrodinâmica e termodinâmica deste gás, foram retiradas do Andrews et al. (1987), sendo:

1º) Equação do movimento para fluidos compressíveis (Navier-Stokes), expressa em um sistema de coordenadas girando com a Terra,

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{v} - \frac{1}{\rho} \nabla P + \vec{g} + \vec{F}. \quad (4.1)$$

A Equação 4.1 estabelece um balanço entre forças de diferentes naturezas, atuando sobre uma parcela de fluido em que $d\vec{v}/dt$ é a força inercial, $2\vec{\Omega} \times \vec{v}$ é a força de Coriolis,

$-\frac{1}{\rho} \nabla p$ é a força devida ao gradiente de pressão, $\vec{g}$ é a força devida à gravidade e $\vec{F}$ é a força, todas as forças por unidade de massa.

As diferentes soluções que a atmosfera sustenta, depende do balanço entre cada termo da Equação 4.1. Um bom exemplo, é o balanço na vertical, balanço hidrostático, ou seja, $\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dz} \approx g$. Em movimentos lentos, temos $\frac{d\vec{v}}{dt} \approx 2\vec{\Omega} \times \vec{v}$, e para ondas compressíveis vem que $\frac{d\vec{v}}{dt} + \frac{1}{\rho} \nabla p \approx \vec{g}$.

2º) Equação da continuidade de massa, a qual estabelece que a variação local da densidade de uma parcela de fluido mais a divergência do fluxo de massa é igual à produção menos a perda:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \vec{v} = P - L. \quad (4.2)$$

Quando $P = L$, a Equação 4.2 pode ser escrita como $\frac{d\rho}{dt} + \rho \cdot \nabla \cdot \vec{v} = 0$.

em que $\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \vec{v} \cdot \nabla$ é a derivada total do tempo, $\vec{v} = (u, v, w)$ é a velocidade com as componentes de direção para leste (u), para norte (v) e para cima (w); ρ é a densidade, P é a produção e L - é a perda.

Em situações que envolvem vários constituintes, a equação da continuidade deve ser escrita para cada constituinte separadamente.

3º) Equação da primeira lei da termodinâmica

$$\frac{dT}{dt} = -(\gamma - 1)T + \nabla \vec{v} + \frac{Q}{c_v}. \quad (4.3)$$

em que t é o tempo, $\vec{v} = (u, v, w)$ é a velocidade com as componentes de direção para leste (u), para norte (v) e para cima (w), T é a temperatura, Q é a entrada de calor ou divergência de fluxo de calor e $\gamma = \frac{c_p}{c_v}$ é a razão de calor específico com $c_p = 1004 K g^{-1} K^{-1}$ e $c_v = 717 K g^{-1} K^{-1}$ calores específicos a pressão e volume constante respectivamente.

4º) Lei dos gases ideais, que é uma boa aproximação para o ar seco.

$$P = \rho RT. \quad (4.4)$$

em que P é a pressão, ρ é a densidade, T é a temperatura e $R = \bar{R}/M$ é a constante do gás ($R = c_p - c_v$). A constante universal do gás é $\bar{R} = 8,31 \text{ J K}^{-1} \text{ mol}^{-1}$.

Por meio dessas equações básicas é possível modelar movimentos atmosféricos, como por exemplo ondas planetárias. Estas equações são a base para construção de modelos de circulação geral. Na sua forma total, essas equações não são lineares e podem ser solucionadas através do emprego de técnicas adequadas. Desse modo a aplicação de modelos matemáticos em que as equações são modificadas, preservando as características dos fenômenos e desprezando as complexidades de interação global, são de grande utilidade.

Para interpretar os movimentos atmosféricos de escala planetária a teoria clássica é aplicada considerando uma atmosfera esférica estratificada horizontalmente, em equilíbrio hidrostático, e isotérmica, e move-se em velocidade constante. Já que as equações do movimento são definidas a partir de um referencial esférico em rotação, elas contêm termos que descrevem a aceleração de Coriolis. Por meio da linearização se obtêm as equações que descrevem o estado e as perturbações presentes nesta atmosfera básica.

Feitas essas considerações para simplificar as equações básicas, é possível obter as equações que descrevem os movimentos ondulatórios numa esfera em rotação, representadas da seguinte maneira:

$$\frac{Du'}{Dt} + \left[\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos \phi) - 2\Omega \sin \phi \right] v' + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} w' + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = X'. \quad (4.5)$$

$$\frac{Dv'}{Dt} + (2\Omega \sin \phi + \frac{2\bar{u}}{a} \tan \phi) u' + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} = Y'. \quad (4.6)$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial z} = -\frac{R\theta'}{H}e^{-kZ/H}. \quad (4.7)$$

$$\frac{1}{a\cos\phi}\left[\frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{\partial(v'\cos\phi)}{\partial \phi}\right] + \frac{1}{\rho_0}\frac{\partial \rho_0 w'}{\partial z} = 0. \quad (4.8)$$

$$\frac{\overline{D}\theta'}{Dt} + \frac{1}{a}\frac{\partial \overline{\theta}}{\partial \phi}v' + \frac{\partial \overline{\theta}}{\partial z}w' = Q'. \quad (4.9)$$

$$\frac{D}{Dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\overline{u}}{a\cos\phi}\frac{\partial}{\partial \lambda}. \quad (4.10)$$

Em que: λ e ϕ são a longitude e a latitude; a é o raio da Terra; θ é o geopotencial; $\Omega \sin\phi$ é o parâmetro de Coriolis; Ω é a rotação da Terra; H é a escala de altura; t é o tempo; X e Y são as componentes horizontais dos forçantes; e $Q \equiv (J/c_P)e^{kZ/H}$, em que J é a taxa de entrada de calor por unidade de massa, $k = R/c_P$ com c_P dado como o calor específico a pressão constante. As quantidades perturbadas são representadas como: $L'(\lambda, \phi, z, t) \equiv L - \overline{L}$, em que L é a quantidade em questão e $\overline{L}$ é a sua média zonal.

A solução para as Equações 4.5 e 4.9 são encontradas usando o método da separação de variáveis, de forma que, ao desacopla-se a dependência vertical da horizontal e do tempo,

obtêm-se:

$$(u', v', \Phi') = e^{Z/2H} U(z) [\tilde{u}(\lambda, \phi, t), \tilde{v}(\lambda, \phi, t), \tilde{\Phi}(\lambda, \phi, t)]. \quad (4.11)$$

$$w' = e^{Z/2H} W(z) [\tilde{w}(\lambda, \phi, t)]. \quad (4.12)$$

em que $\tilde{u}$ e $\tilde{v}$ são as componentes da velocidade, $\tilde{\Phi}/g$ é o deslocamento da superfície livre do fluido em relação ao equilíbrio, e U e W são as amplitudes complexas dos respectivos valores.

Substituindo as Equações 4.11 e 4.12, nas equações linearizadas, obtêm-se as seguintes equações:

$$\frac{\partial \tilde{u}}{\partial t} - 2\Omega \sin \phi \tilde{v} + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = 0. \quad (4.13)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} - 2\Omega \sin \phi \tilde{u} + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \varepsilon \phi} = 0. \quad (4.14)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial \tilde{u}}{\partial \lambda} + \frac{\partial (\tilde{v} \cos \phi)}{\partial \phi} \right] + \frac{1}{gh} \frac{\partial \tilde{\Phi}}{\partial t} = 0. \quad (4.15)$$

Essas equações definem a estrutura horizontal temporal e são denominadas de equações

de marés de Laplace, em que h é uma constante de separação referida como profundidade equivalente.

Para a maré oceânica de Laplace, para observação dos modos livres, considera-se um fluido incompressível de profundidade conhecida h sobre uma esfera, em que os autovalores são as frequências. Para estudar as estruturas horizontais das oscilações faz-se a troca da atmosfera por um oceano de profundidade h , em que às oscilações naturais possuem as mesmas frequências e estrutura horizontal quando consideradas para a atmosfera. Por este motivo, a constante de separação h recebe o nome de profundidade equivalente ([Chapman and Lindzen, 1970](#)); ([Forbes et al., 1995](#)).

Para uma estrutura vertical, tem-se:

$$\frac{d^2W}{dz^2} + \left(\frac{N^2}{gh} - \frac{1}{4H^2} \right) W = 0. \quad (4.16)$$

em que:

$$\frac{dW}{dz} + \left(\frac{R\bar{T}(0)}{gh} - \frac{1}{2} \right) = 0. \quad (4.17)$$

Para $z = 0$, é a condição de contorno inferior e $N_2(z) = H^{-1}R(\partial\bar{\theta}/\partial z)e^{-kz/H}$ é o quadrado da frequência de Brunt-Vaisala, N .

As soluções procuradas para as Equações [4.13](#) a [4.15](#), são da forma:

$$\{\tilde{u}, \tilde{v}, \tilde{\Phi}\} = Re \left\{ [\hat{u}(\phi), \hat{v}(\phi), \hat{\Phi}(\phi) \exp[i(s\lambda - 2\Omega\sigma t)]] \right\}. \quad (4.18)$$

em que s é o número de onda zonal e $2\pi/2\Omega\sigma$, ou $(2\sigma)^{-1}$ em dias, é o período. Solucionando as Equações 4.13 e 4.14 para $\hat{u}$ e $\hat{v}$ e substituindo na Equação 4.15, tem-se:

$$L\hat{\Phi} + \gamma_*\hat{\Phi} = 0. \quad (4.19)$$

em que $\gamma_* = 4\Omega_2 a_2 / gh$ é o parâmetro de Lamb em que,

$$L = \frac{d}{d\mu} \left[\frac{1 - \mu^2}{\sigma^2 - \mu^2} \frac{d}{d\mu} \right] - \frac{1}{\sigma^2 - \mu^2} \left[\frac{-s(\sigma^2 + \mu^2)}{\sigma(\sigma^2 - \mu^2)} + \frac{s^2}{1 - \mu^2} \right]. \quad (4.20)$$

é um operador de Laplace diferencial de segunda ordem na variável $\mu = \sin\phi$, ($-1 \leq \mu \leq 1$) e depende de s e σ . A condição de contorno adequada é aquela em que $\hat{\Phi}$ é limitada nos pólos, ou seja, $\mu = \pm 1$.

Dadas as condições de contorno, a Equação 4.19 define um problema de autovalores-autofunções. Especificando-se s e σ , pode-se estabelecer um conjunto de autovalores $\gamma_n^{(\sigma,s)}$, ou profundidade equivalente $h_n^{(\sigma,s)}$, e as autofunções equivalentes $\Theta_n^{(\sigma,s)}$, que são limitadas nos pólos e satisfazem a seguinte relação:

$$\Theta_n^{(\sigma,s)} + \gamma_n^{(\sigma,s)} \Theta_n^{(\sigma,s)} = 0. \quad (4.21)$$

As soluções para a equação de Laplace, tanto para propagação para leste ($\sigma > 0$) como para oeste ($\sigma < 0$), são separadas em duas categorias: (1) as “oscilações de primeira classe” ou “soluções de primeira espécie”, também chamadas de modos de gravidade, apresentam autovalores positivos e estão presentes em alta e baixa frequência; (2) as “oscilações de segunda classe” ou “soluções de segunda espécie” são soluções que possuem autovalores

positivos apenas para ondas se propagando para oeste, e do contrário tem-se autovalores negativos.

Capítulo 5

INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

Neste capítulo são descritas algumas das características da instrumentação que forneceram os dados que foram utilizados neste estudo, além de uma explanação da metodologia aplicada a esta pesquisa.

5.0.1 Rede GPS

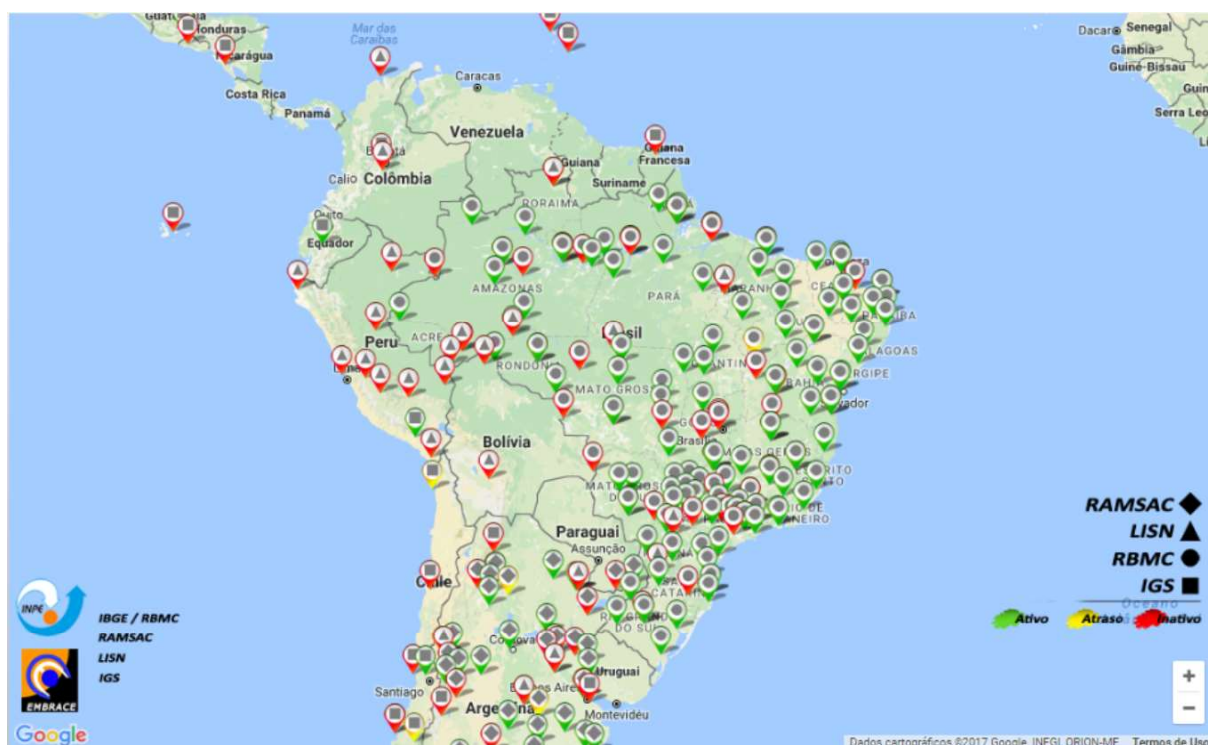
O conteúdo eletrônico total que foi utilizado neste trabalho é obtido a partir da rede de estações RBMC (Rede Brasileira de Monitoramento Contínuo dos Sistemas GNSS), que cobre praticamente todo território brasileiro, e se encontra sob responsabilidade e coordenação do Instituto Brasileiro de Geografia e Estatística (IBGE). Um receptor de GPS permite determinar a posição e velocidade de objetos situados em qualquer ponto sobre ou próximo à superfície terrestre em relação a um sistema de referência. Atualmente a rede RBMC é composta por 130 estações receptoras. Os dados da rede RBMC podem ser obtidos no site do IBGE (*www.ibge.gov.br*) Para esta pesquisa foram utilizadas as medidas no período de 2011, 2012 e 2014.

Os dados do TEC utilizados neste trabalho, foram disponibilizados pelo Programa de Estudo e Monitoramento Brasileiro do Clima Espacial (EMBRACE) do Instituto Nacional

de Pesquisas Espaciais (INPE), através de colaboração com o Grupo Física da Atmosfera da Universidade Estadual da Paraíba.

Na [Figura 5.1](#) é apresentada a distribuição da Rede RBMC no território brasileiro por meio de estações receptoras. Os localizadores com os círculos sólidos representam a rede RBMC, os localizadores amarelos são as estações com atraso, os localizadores verdes são as estações ativas e os localizadores vermelhos representam as estações inativas.

Figura 5.1: Estações receptoras de GPS pertencentes a rede RBMC/IBGE.



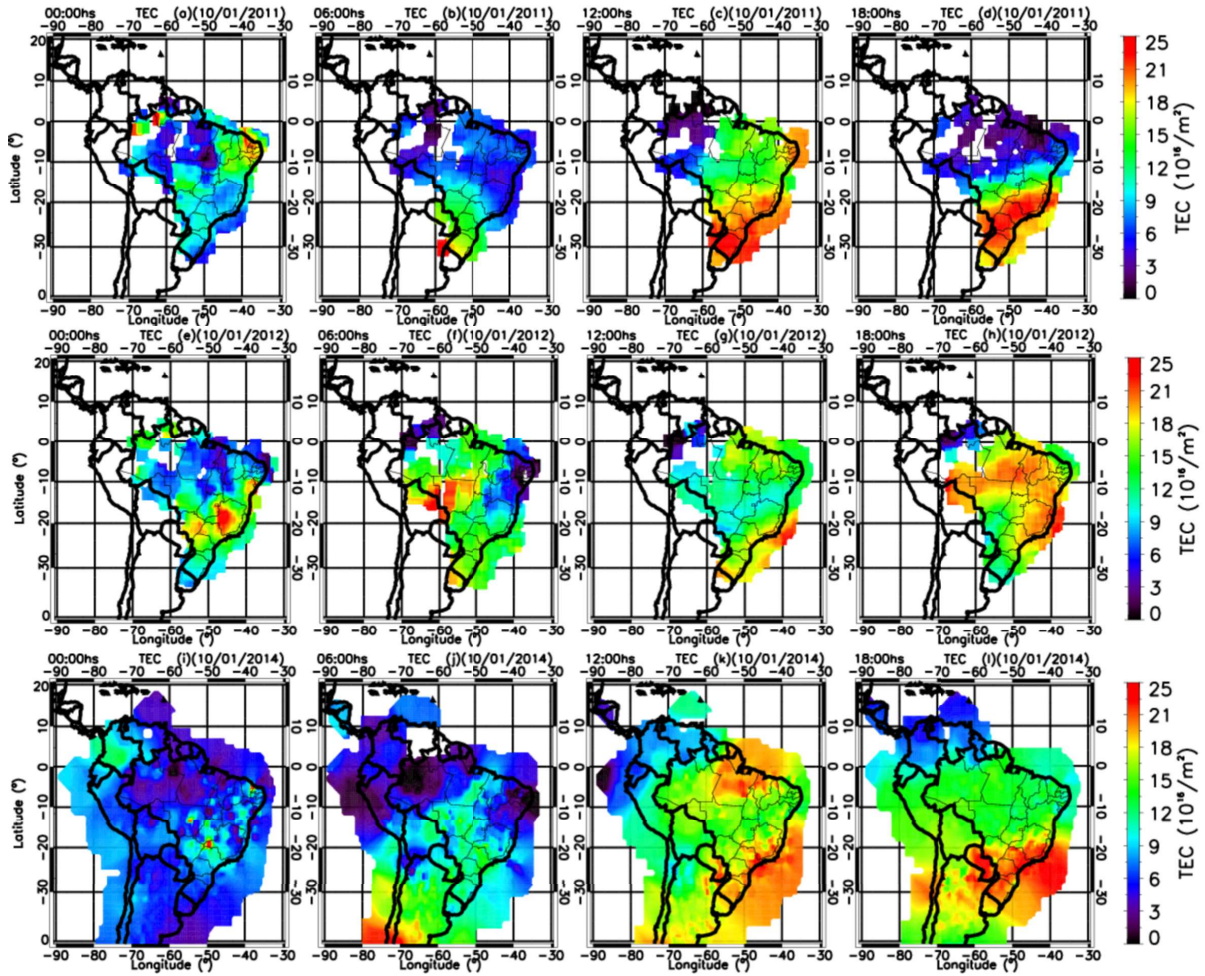
Fonte: Site do Clima espacial-INPE

(<http://www2.inpe.br/climaespacial/portal/tec-map-estacoes/>) em 21 de janeiro de 2017.

Com a finalidade de observar o comportamento do TEC ao longo do território brasileiro durante o período que estão sendo estudados, a construção de mapas TEC para um mesmo dia para todos os anos foi feita. A [Figura 5.2](#) mostra um exemplo da variação do TEC para os dias 10 de janeiro de 2011 (painéis a,b,c,d), 10 de janeiro 2012 (painéis e,f,g,h) e 10 de janeiro de 2014 (painéis i,j,k,l). A figura representa a distribuição do TEC ao longo do território brasileiro para quatro horários distintos, 00:00 UT (painéis a,e,i), 06:00 UT

(painéis b,f,j), 12:00 UT (painéis c,g,k) e 18:00 UT (painéis d,h,l). Para ambos os anos, o TEC apresenta densidade máxima em 12:00 UT e 18:00 UT, e a mínima em 00:00 UT e 06:00 UT.

Figura 5.2: Variação do TEC para o dia 10 de janeiro de 2011, 2012 E 2014 para 00:00UT(painéis a,e,i), 06:00UT(painéis b,f,j), 12:00UT(painéis c,g,k) e 18:00UT(painéis d,h,l).



5.0.2 Índices Geomagnéticos

Como as principais variabilidades da ionosfera são causadas entre outros fatores, pela atividade geomagnética, nesta pesquisa o estudo foi desenvolvido em períodos geomagneticamente calmos. Desse modo, faz-se necessário o uso de índices geomagnéticos para identificação deste período.

Os índices geomagnéticos agregam uma série de informações que têm por objetivo medir em escala planetária a atividade geomagnética e/ou algumas de suas componentes. Os índices geomagnéticos mais utilizados para determinar a duração e a intensidade das tempestades geomagnéticas são: DST(Disturbance Storm-Time), Kp (Kenniffer ou índice planetário), e AE(Auroral Electrojet).

Aqui será utilizado o índice Kp como indicativo da atividade geomagnética. O índice Kp é derivado do índice K, de 13 observatórios magnéticos. Foi introduzido inicialmente por Julius Barteus em 1949 e é definido com um índice local quase logaritmo que contém as variações que ocorrem na atividade geomagnética, relativas a curva do dia calmo para um determinado observatório. Essas medidas são convertidas para uma escala quase logaritma.

O índice Kp é uma média aritmética dos valores K padronizados, obtidos no espaço de tempo de três horas, começando a zero hora (mais detalhes em: <http://www.gfz-potsdam.de/magservice/faq/>). Na [Tabela 5.1](#) são mostradas as informações sobre o nível de atividade geomagnética:

Tabela 5.1: Valores dos índices Kp e condições de atividade geomagnética

Atividade geomagnética	Valor do índice
Muito calmo	0 a 1
Calmo	1 a 2 ⁻
Normal	2 ⁻ a 3 ⁺
Perturbado	3 ⁺ a 4 ⁺
Muito perturbado	4 ⁺ a 9

Fonte: Adaptado de Fedrizzi, 2003

Baseados nos valores mostrados na [Tabela 5.1](#) nesta pesquisa estão sendo utilizados apenas dados em que os dias apresentarem valores de Kp menores que 3⁺, ou seja, períodos geomagneticamente calmos. As [Figura 5.3](#), [Figura 5.4](#) e [Figura 5.5](#) exibem o comportamento geomagnético para os anos de 2011, 2012 e 2014, respectivamente.

Figura 5.3: Índice Kp para janeiro, fevereiro e março de 2011.

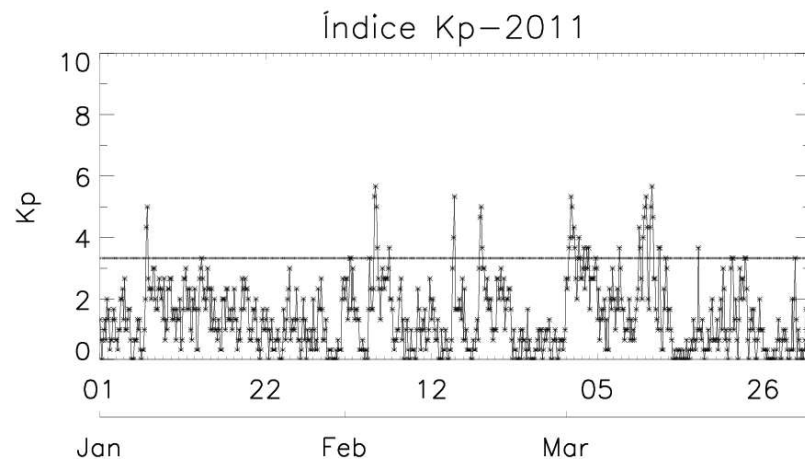


Figura 5.4: Índice Kp para janeiro, fevereiro e março de 2012.

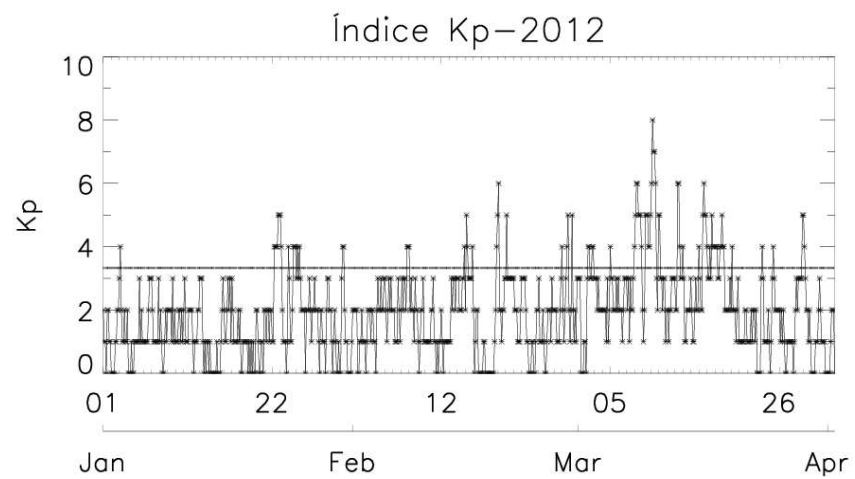
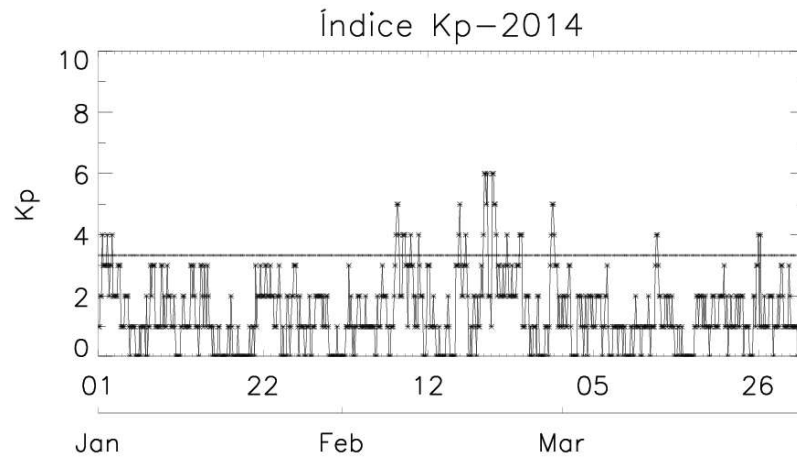


Figura 5.5: Índice Kp para janeiro, fevereiro e março de 2014.



5.0.3 Estrutura dos Dados de TEC

As medidas de TEC disponibilizadas pelo EMBRACE-INPE foram obtidas para todo intervalo de longitude e latitude que abrange o território brasileiro, com resolução de 10 em 10 minutos operando 24 horas por dia (Takahashi et al., 2016). Entretanto, por inatividade, manutenção nas estações receptoras, etc., o não registro de dados pode existir. Para evitar esses gaps, uma média horária foi calculada. Porém, como se deseja estudar as medidas em um período geomagneticamente calmo, a substituição dos dias considerados perturbados foi feita através de interpolação para então ser feito o cálculo do TEC médio horário.

Essa média horária foi calculada dia a dia de 01 de janeiro a 31 março de 2011, 01 de dezembro de 2011 a 31 de março de 2012 e 01 de dezembro de 2013 a 31 de março de 2014.

Adicionalmente, foi feito o cálculo de uma média composta a fim de se aplicar a metodologia posteriormente proposta.

5.0.4 Normalização do TEC

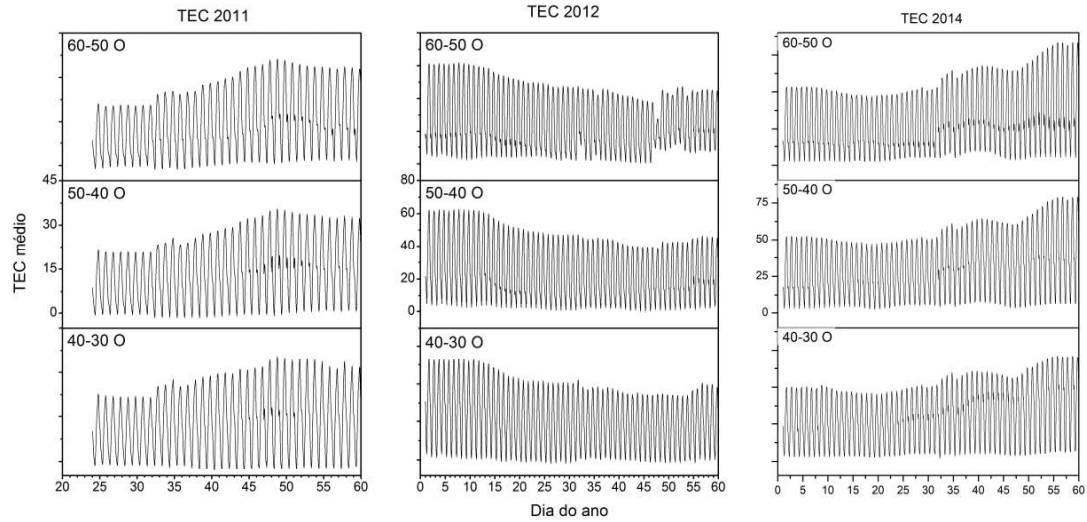
Após, a montagem do banco de dados foi realizado a normalização das medidas de TEC com intuito de retirar o ciclo diário presente. A aplicação de uma média móvel aos dados horários de TEC pode reduzir este efeito, e é utilizada para obtenção do TEC diferencial, aqui tratado como TEC normalizado, dado por:

$$dTEC = \frac{TEC_m - TEC_{mm}}{TEC_m} \times 100. \quad (5.1)$$

em que TEC_m é o TEC médio horário e TEC_{mm} a média móvel. O comprimento da janela é definido para 48 dias, com a finalidade de englobar as oscilações do tipo ondas planetárias. No entanto, este procedimento não retira os ciclo solar e o diurno, mas sim o comportamento diário que o TEC apresenta.

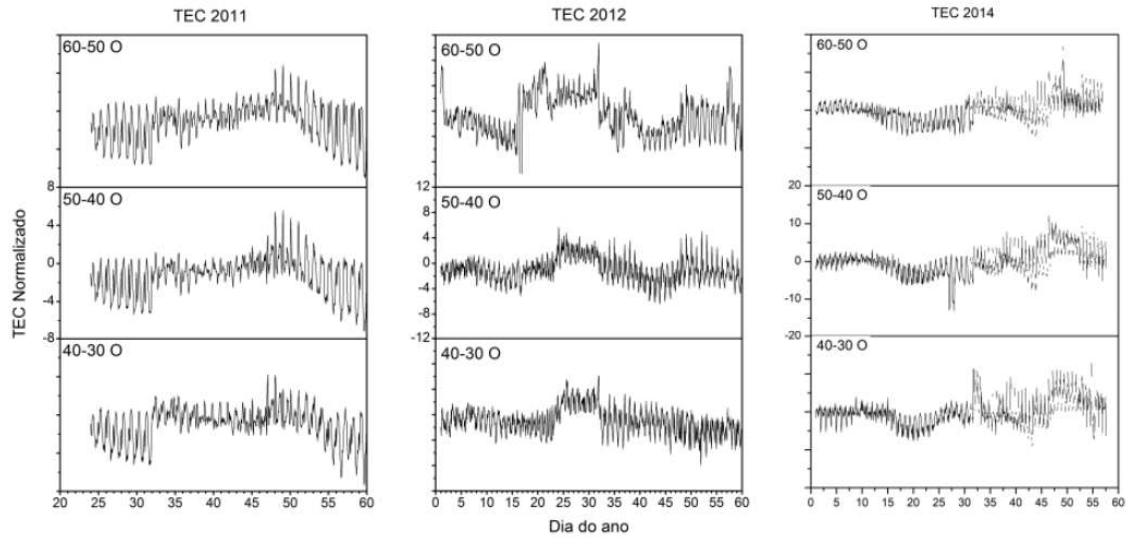
A seguir na [Figura 5.6](#) é ilustrado o comportamento do TEC médio para os anos de 2011, 2012 e 2014. A Figura representa os meses de janeiro e fevereiro para três diferentes intervalos de longitude em todos os anos centrados na latitude de $0 - 10_oS$.

Figura 5.6: Conteúdo eletrônico total médio para os anos de 2011 (painel esquerdo), 2012 (painel central) e 2014 (painel direito).



Na [Figura 5.7](#) é apresentado o TEC normalizado para 2011, 2012 e 2014, a fim de compará-lo com o TEC médio apresentado anteriormente. A figuras mostra um comportamento semelhante em todos os intervalos de longitudes estudados, com uma leve diferença nos valores de TEC.

Figura 5.7: Conteúdo eletrônico total normalizado para janeiro e fevereiro de 2011, 2012 e 2014.



Após a normalização dos dados de TEC aplicou-se a Transformada de Fourier e posteriormente a Transformada Wavelet.

Em geral, as variações atmosféricas de escala planetária ocorrem como manifestações transitórias de atividades de ondas durante determinados intervalos de tempo que se prolongam por semanas ou até meses. Consequentemente se faz necessário avaliar a distribuição temporal do espectro de frequências. Neste sentido, o emprego da transformada de ondaletas mostra-se uma ferramenta útil na análise de séries não estacionárias ([Kumar and Foufoula-Georgiou \(1997\)](#), [Torrence and Compo \(1998\)](#)). Dada a sua simplicidade, a transformada em wavelet de Morlet tem sido utilizada na investigação de perturbações ondulatórias observadas nos ventos neutros da região próxima a mesopausa ([Lima et al. \(2005\)](#)), a qual foi empregada no presente trabalho.

Adicionalmente, para investigar os processos de acoplamento entre ondas planetárias e os modos de marés atmosféricas no sistema atmosfera neutra e ionizada, foi empregado a técnica de espectro cruzado.

5.0.5 Transformada de Fourier

No tratamento das medidas de TEC, a transformada de Fourier foi empregada inicialmente a um intervalo de tempo que variou entre dezembro do ano anterior a março do ano subsequente para os anos de 2011, 2012 e 2014. Mas, para que essa ferramenta fosse aplicada, fez-se necessário uma série de procedimentos a fim de adequar os dados originais aos requisitos pré estabelecidos para pesquisa.

Tendo estabelecido o período de amostragem para os anos 2011, 2012 e 2014, foi feito a delimitação de um conjunto de longitudes e latitudes específicos. A latitude foi fixada entre 0° e 10°S , enquanto que, a longitude variou entre $60^\circ\text{--}50^\circ\text{O}$, $-50^\circ\text{--}40^\circ\text{O}$ e entre $40^\circ\text{--}30^\circ\text{O}$, gerando três diferentes conjuntos de dados para cada ano. A partir dessa delimitação foi calculado a média horária do TEC para cada dia e em seguida feito a normalização desses dados, como descrito anteriormente.

Aos dados normalizados foi aplicado FFT para retirada do ciclo de 27 dias, a contribuição diurna, semidiurna e terdiurna presentes nos dados originais, pois geralmente essas oscilações apresentam maior energia espectral do que as oscilações de escala planetária que se deseja estudar.

Com a retirada dessas contribuições, um novo conjunto de dados foi gerado denominado de TEC residual os quais foram usados para o emprego da transformada de wavelet a fim de identificar a presença de oscilações do tipo ondas planetárias.

A transformada de Fourier pode representar a maioria das funções periódicas, podendo ser representadas através de uma soma infinita de senos e cossenos, como:

$$f(x) = a_0 + \sum_{n=1}^{\infty} a_n \cos\left(\frac{2\pi nx}{L}\right) + \sum_{n=1}^{\infty} b_n \sin\left(\frac{2\pi nx}{L}\right). \quad (5.2)$$

em que a_0 (média da função), a_n (são os coeficientes dos cossenos das ondas) e b_n (são os coeficientes das ondas senoidais) são os coeficientes de Fourier, que representam a contribuição de cada função seno e cosseno, em cada frequência, permitindo que o sinal seja analisado por meio do conteúdo dessas frequências, dados por:

$$a_0 = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x) dx. \quad (5.3)$$

$$a_n = \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x) \cos(2\pi nx/L) dx. \quad (5.4)$$

$$b_n = \frac{2}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x) \sin(2\pi nx/L) dx. \quad (5.5)$$

A transformada de Fourier pode ser representada usando notação complexa, apresentada como:

$$f(x) = \sum_{n=-\infty}^{\infty} F_n \exp[i2\pi nx/L]. \quad (5.6)$$

De maneira que os coeficientes F_n sejam os números complexos, com uma parte real representando a amplitude do cosseno da onda, e uma parte imaginária que representa a amplitude do seno da onda,

$$F(x) \frac{1}{2} (a_n - ib_n) = \frac{1}{L} \int_{-L/2}^{L/2} f(x) \exp(i2\pi nx/L) dx. \quad (5.7)$$

Cada coeficiente de Fourier (α_n), é associado com uma onda senoidal com determinado comprimento de onda. Há um negativo na frente do termo b_n devido a representação de Euler de uma senoide que ao se expandir produz:

$$A \exp(i\theta) = (a + ib)(\cos \theta + i \sin \theta) = a \cos \theta - b \sin \theta + i(a \sin \theta + b \cos \theta). \quad (5.8)$$

Já que a parte real é o termo de interesse para o estudo, obtém-se:

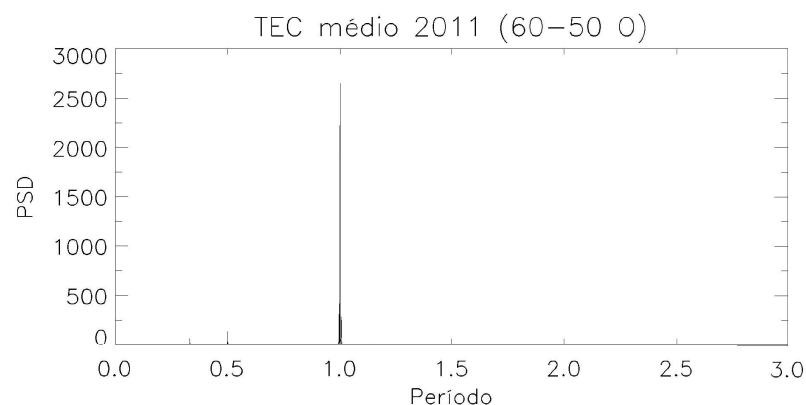
$$\text{Re}[A \exp(i\theta)] = a \cos \theta - b \sin \theta. \quad (5.9)$$

Deste modo, a representação complexa de uma onda senoidal positiva requer um negativo em frente ao termo b_n . Então, se a parte imaginária do coeficiente de Fourier é negativa, o componente do seno, tem realmente uma amplitude positiva. Na teoria, a transformada de Fourier assume o sinal como contínuo com extensão infinita, entretanto, em situações comuns os sinais registrados são descontínuos de duração infinita, sendo sua análise feita da utilização da transformada discreta de Fourier através do algoritmo denominado de transformada rápida de Fourier (FFT) (Press et al., 1992).

A seguir será mostrado um exemplo do comportamento das medidas de TEC antes da normalização dos dados (Figura 5.8), após a normalização (Figura 5.9) e depois da obtenção do TEC residual (Figura 5.10) a partir do emprego da FFT.

A Figura 5.8 exibe o comportamento das medidas horárias de TEC para o intervalo de longitude $60 - 50^\circ\text{O}$ para 2011 a partir do emprego do periodograma de Lomb-Scargle. A figura apresenta o potencial de densidade espectral em função do período (em dias), mostrando a presença de forte energia espectral no período de 1 dia. O periodograma foi construído com um nível de significância de 99%.

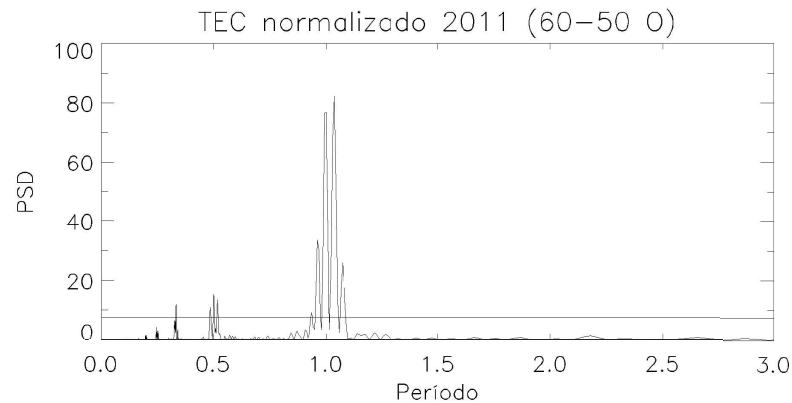
Figura 5.8: Periodograma de Lomb-Scargle para o TEC médio de janeiro/fevereiro de 2011 na longitude $60^\circ - 50^\circ\text{O}$.



A Figura 5.9 mostra o periodograma de Lomb-Scargle aplicado ao TEC médio após a normalização das medidas para o mesmo ano e intervalo de longitude da Figura 5.8. Nesta figura a energia espectral em torno de 1 dia ainda é muito forte, porém bem inferior

a mostrada na figura anterior. É observado ainda, uma periodicidade de 0,5 e 0,3 dia, que corresponde a maré solar semidiurna e terdiurna, respectivamente. Assim, o emprego FFT faz-se necessário a fim de retirar essas periodicidades que ainda estão presentes com energia espectral significativa.

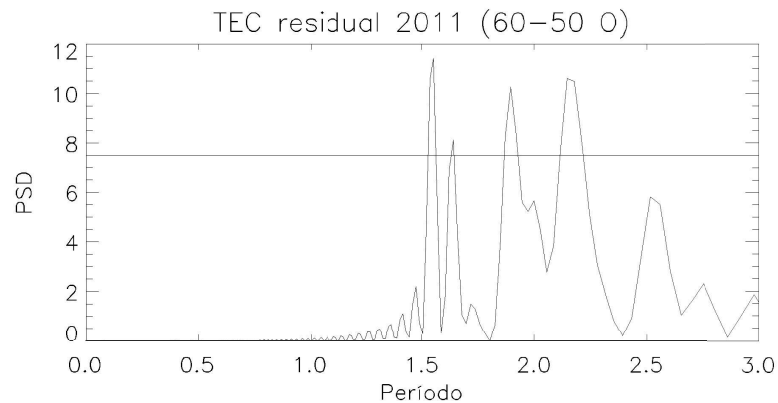
Figura 5.9: Periodograma de Lomb-Scargle para o TEC normalizado de janeiro/fevereiro de 2011 na longitude $60^\circ - 50^\circ\text{O}$.



As oscilações do tipo ondas planetárias no TEC devem ser investigadas em períodos geomagneticamente calmos, por isso, antes de ser aplicado FFT aos dados foi feito a substituição dos dias perturbados por NaN. Mas, como a transformada de Fourier é aplicada somente a dados igualmente espaçados, o método de interpolação foi aplicado para finalmente fazer o uso da FFT.

A [Figura 5.10](#) mostra a energia espectral presente no TEC residual após o emprego da técnica FFT. Esta figura exhibe as periodicidades presentes nas medidas de TEC residual para o ano de 2011 no mesmo intervalo de longitude da figura [Figura 5.8](#). A [Figura 5.10](#) mostra uma periodicidade entre 1,5 e 2,5 dias com probabilidade de ocorrência de 99%. Note que a periodicidade de um dia desaparece fazendo com que outras periodicidades sejam enxergadas, isso ocorre devido ao método FFT retirar todas as frequências inferiores a 1,5 dia.

Figura 5.10: Periodograma de Lomb-Scargle para o TEC residual de janeiro/fevereiro de 2011 na longitude $60^\circ - 50^\circ\text{O}$



Após o emprego da Transformada de Fourier o novo conjunto de dados foi denominado de residual ao qual foi submento a análise de ondaletas a fim de se identificar o período das oscilações presentes, bem como seu tempo determinado de acontecimento.

5.0.6 Análise Wavelet

A análise wavelet é uma ferramenta eficiente na análise local de sinais não estacionários e sinais transientes rápidos. A transformada wavelet corresponde a um mapeamento do sinal em uma representação conjunta tempo-escala, em que o atributo temporal do sinal é preservado.

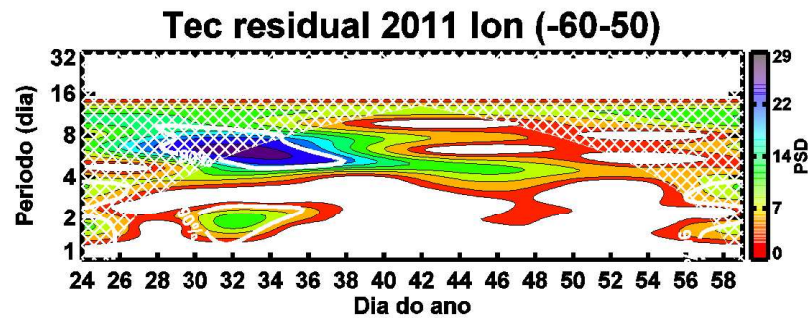
O modelo matemático para cálculo e interpretação do conceito de representação multi-resolucional decompõe o sinal original usando bases ortogonais, o que é interpretado como uma decomposição do sinal utilizando um conjunto de filtros passa banda independentes [mais detalhes ver: [Torrence and Compo \(1998\)](#)].

Em 1982, Jean Morlet introduziu a ideia da transformada de wavelet e forneceu uma nova ferramenta para análise de ondas. Considera inicialmente a wavelet como uma família de funções construídas a partir de uma função única denominada de "wavelet mãe" ($\psi(t)$), definida como:

$$\psi_{a,b}(t) = \frac{1}{\sqrt{|a|}} \psi\left(\frac{t-b}{a}\right). \quad (5.10)$$

em que $a, b \in \mathbb{R}$ e $a \neq 0$, que é o parâmetro de escalonamento e mede o grau de compressão. O parâmetro b determina a localização no tempo da wavelet.

A Figura 5.11 exibe o espectro em wavelet do TEC residual da Figura 5.10 em função do dia do ano. A barra de cores representa o potencial de densidade espectral (PSD). As regiões com linhas cruzadas em cada extremidade indicam o "cone de influência". Os contornos na cor branca representam o nível de confiança de 90%. Na figura é observada uma periodicidade de quase 2 dias como observado na Figura 5.10 após aplicação da FFT. Figura 5.11: Espectro em wavelet para janeiro e fevereiro de 2011 na longitude $60^\circ - 50^\circ\text{O}$.



5.1 Magnetômetros

Os magnetômetros são instrumentos que usam sensores que detectam as variações em campos magnéticos. Realizam medidas, fornecendo informações de direção e intensidades das componentes do campo geomagnético (X-direção norte, Y-direção sul e/ou Z-direção vertical para o centro da Terra).

A determinação de direção e amplitude do campo magnético terrestre foi estudada pela primeira vez por Von Humboldt. Considerou que o campo magnético terrestre apresentava comportamento similar ao de um pêndulo e observando o período das oscilações de um ímã suspenso que movia-se em um plano horizontal sob ação do campo magnético terrestre,

poderia ser representado por (Miranda, 2009):

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mB}}. \quad (5.11)$$

em que m é o momento magnético do ímã, I seu momento de inércia e B a intensidade da componente zonal do campo magnético terrestre. Este método coloca que I deve ser determinado a partir da forma e da massa do ímã, m deve ser determinado de forma independente.

Karl Friedrich Gauss estudando o método de Humboldt completou-o com a medição da deflexão α sofrida por uma bússola horizontal a partir do momento em que se adiciona ao campo magnético terrestre a influência de um ímã colocado a uma distância conhecida de uma agulha, logo o campo magnético em posição axial pode ser descrito como:

$$B_1 = \frac{2m}{r^3}. \quad (5.12)$$

em que o equilíbrio é alcançado quando:

$$\frac{B}{m} = \frac{2}{r^3 \sin \alpha}. \quad (5.13)$$

Os magnetômetros são constituídos basicamente por um sensor magnético e uma unidade eletrônica, que interpreta as medidas do sensor. Encontram-se tanto abaixo da superfície terrestre quanto instalados a bordo de satélites. Os mais conhecidos são: os magnetômetros quânticos e os magnetômetros de indução. São classificados como instrumentos absolutos (medem o campo magnético a partir de medidas de massa, comprimento, tempo ou intensidade de corrente elétrica), relativos (precisam de calibração) ou variáveis (medem apenas a variação temporal do campo magnético).

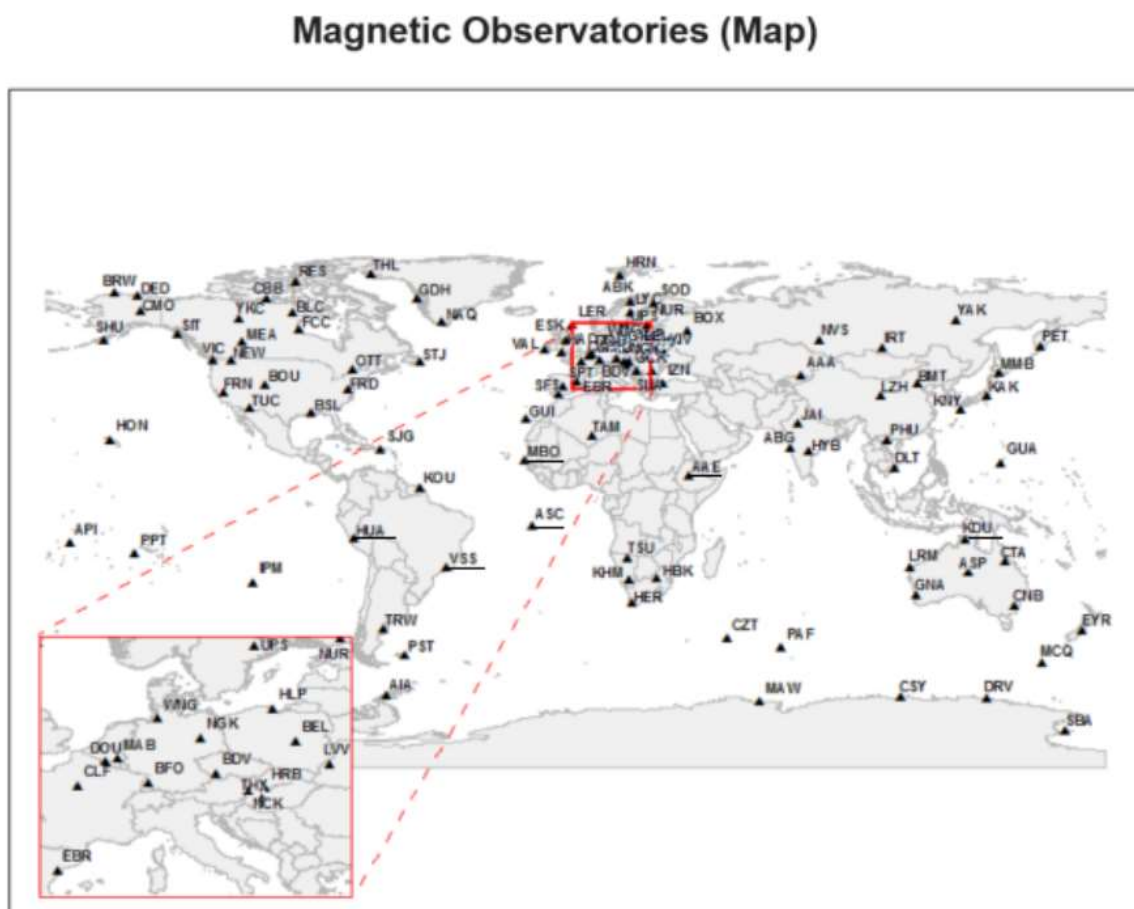
O magnetômetro fluxgate (magnetômetro de indução-núcleo saturado) é o modelo mais utilizado nos observatórios geomagnéticos atuais. O seu princípio de funcionamento é baseado no aparecimento de uma força eletromotriz induzida pela variação do campo magnético. É um magnetômetro vetorial e mede de forma independente as três compo-

nentes do campo magnético terrestre (Campbell, 2003a). Em instrumentos deste tipo, a não linearidade das propriedades de magnetização para alta permeabilidade de ligas ferromagnéticas facilmente saturadas fornece um indicador da intensidade de campo local. O termo núcleo saturado significa que um material altamente permeável é usado para amplificar o sinal de campo magnético captado (Campbell, 2003b).

5.1.1 Dados de magnetômetros

A Figura 5.12 apresenta a distribuição da rede de magnetômetros ao longo do globo terrestre. Nesta trabalho as medidas das estações de Addis Ababa-AAE, Ascension Island-ASC, Huancayo-HUA, Kakadu-KDU, Mbour-MBO e Vassouras-VSS foram utilizadas, as quais encontram-se sublinhadas por uma linha negra na Figura 5.12.

Figura 5.12: Rede de magnetômetros.



Fonte: Site do INTERMAGNETIC

Os dados do campo geomagnético foram obtidos por magnetômetros instalados em estações localizadas em latitudes próximas a região equatorial, os quais estão disponíveis para download a partir do International Real-Time Magnetic Observatory Network (www.intermagnetic.org). As medidas de magnetômetros, ou seja as componentes X, Y e Z do campo magnético, são obtidas para uma dada localidade, especificada inicialmente, com resolução de 1 minuto operando 24 horas por dia, fornecendo as variações das três componentes do campo geomagnético.

Os dados foram transformados em médias horárias. A média neste caso só foi considerada se o número de medidas em cada hora excedeu 50 (ou seja, no mínimo 85% de medidas em uma hora).

De acordo com (Pancheva et al., 2006) a amplitude da perturbação detectada no sinal geomagnético não depende apenas da perturbação do vento neutro na região do dínamo, mas também depende da condutividade. Na observação de dados brutos obtidos a partir de magnetômetros, observaram que durante períodos em que a onda de 2 dias está presente, o ciclo diurno é significativamente distorcido.

Para investigação das variações horárias nas componentes X, Y e Z do campo geomagnético com períodos de ondas planetárias, o método descrito por Pancheva et al. (2006) é aplicado no processo de análise dos dados do campo geomagnético.

Para distinguir os intervalos com ciclos diurnos modulados (ou distorcidos), supondo que estes estejam relacionados com as variações de 2 dias, é necessário inicialmente escolher períodos geomagneticamente calmos. Determinaram o ciclo médio diurno de todo período estudado para representar o ciclo diurno normal, representado por $R_m(UT)$, em que R representa as componentes X, Y ou Z e $UT = 0,1,...,23$. Observaram que valores médios diários não são importantes para esta metodologia, pois o mais importante são os ciclos diurnos modulados. Assim a metodologia propõe trabalhar com um ciclo diurno médio com média diária removida antecipadamente. Este ciclo diurno é utilizado como referência devido à modulação da onda de 2 dias. O ciclo diurno médio é representado por:

$$dR(vt) = R(vt) - R_0(t). \quad (5.14)$$

em que $vt = t - 11, t - 10, \dots, t, t + 12$ e R_0t a média diária móvel.

Para comparar cada ciclo, descrito pela [Equação 5.14](#), foi utilizada a regressão linear usando um segmento de 24 horas e um passo deslizante de 1 hora é então realizado. Os coeficientes $M_s(t)$ e $M_0(t)$ foram encontrados pelo método dos mínimos quadrados a partir da relação:

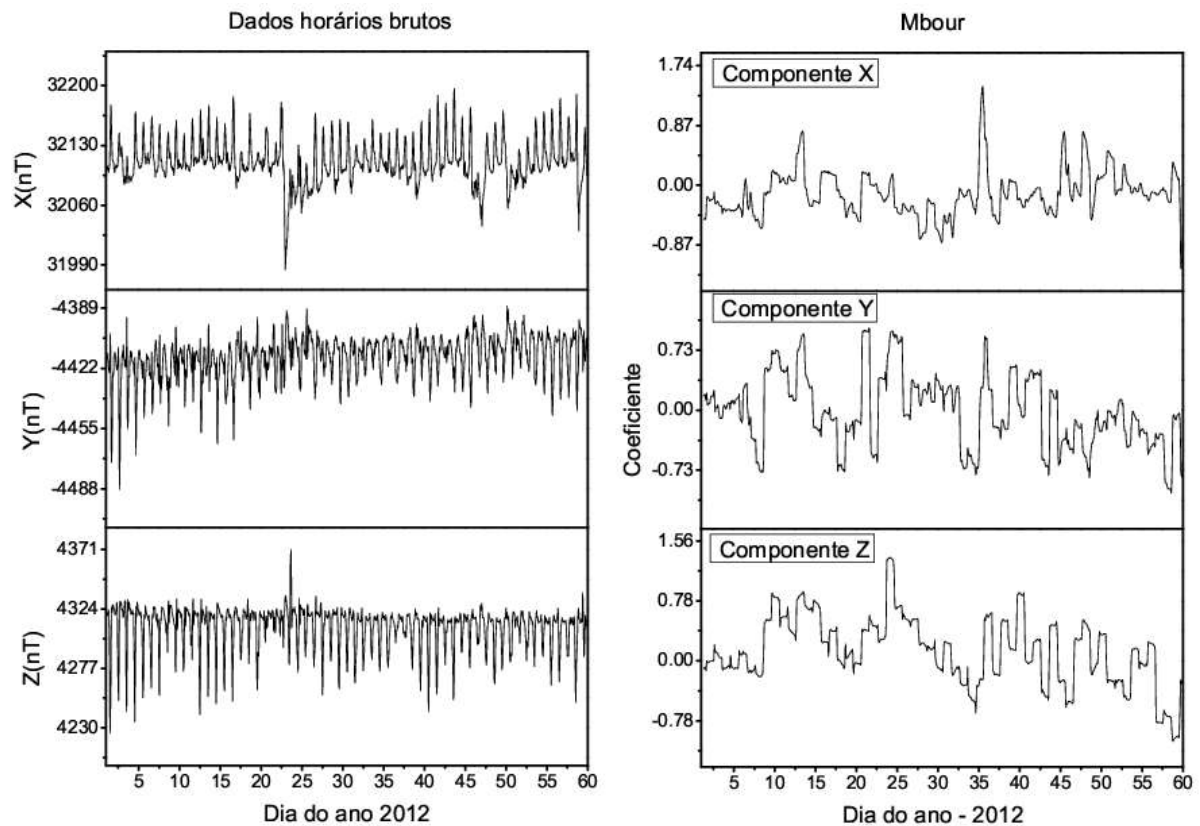
$$dR(vt) \approx M_s(t)dR_m(vt) + M_0(t). \quad (5.15)$$

Como os valores $M_0(t)$ são muito pequenos devido à remoção antecipada das médias diárias, os coeficientes $M_s(t)$ servem como um fator de escala e definem a mudança de um determinado ciclo diurno em relação à média diurna para o intervalo estudado. Logo os coeficientes relativos são definidos por:

$$M_{sr}(t) = M_s(t) - 1. \quad (5.16)$$

O método descrito usa séries temporais dos coeficientes relativos (medidas obtidas após emprego do método), obtidas a partir das médias horárias das componentes do campo geomagnético, em que a periodicidade de 24 horas juntamente com todos os harmônicos são removidos. O método representa uma especial decomposição dos dados, onde ao invés de usar a função seno, usa-se o curso do ciclo diurno, o qual é tratado como periódico, porém não se trata de uma simples sinusoidal. Um exemplo de dados para as componentes X, Y e Z, obtidos em Mbour entre o dia 1 de janeiro a 28 de fevereiro de 2012, são apresentados na [Figura 5.13](#) (dados horários brutos painéis da esquerda) e (série temporal obtida para os coeficientes relativos, os quais foram obtidos através do método aplicado, painéis da direita).

Figura 5.13: Exemplo de dados horários brutos para as componentes X, Y e Z e suas respectivas séries temporais obtidas para os coeficientes relativos para o período de janeiro e fevereiro de 2012.



A metodologia proposta mostrou-se satisfatória quando se quer retirar o ciclo diário e as marés diurna, semi-diurna e terdiurna, para que se possa observar as demais periodicidades presentes nas medidas do TEC analisadas.

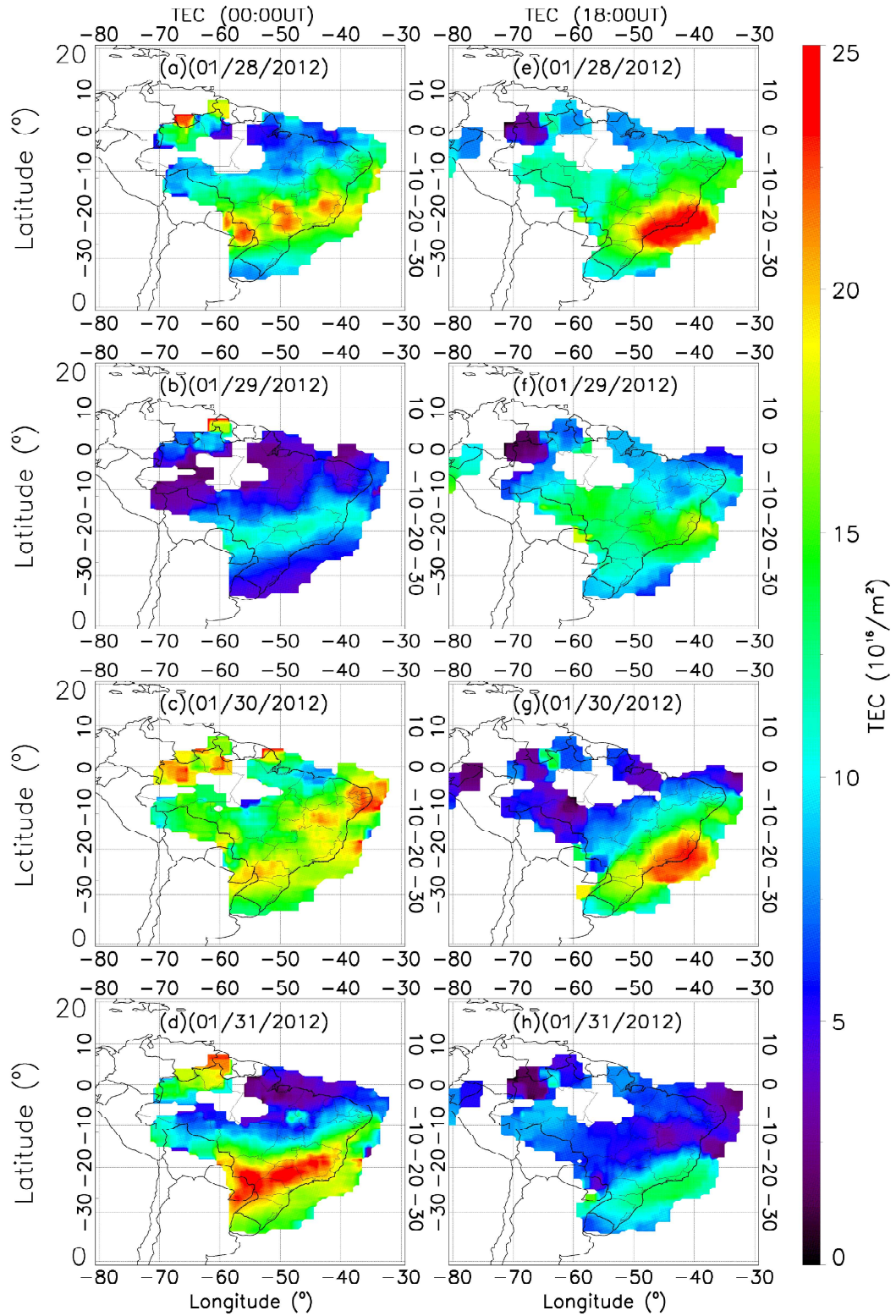
Capítulo 6

RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo são apresentados os resultados obtidos para os intervalos de longitudes de $60^{\circ} - 50^{\circ}\text{O}$, $50^{\circ} - 40^{\circ}\text{O}$ e $40^{\circ} - 30^{\circ}\text{O}$, com latitude centrada em $0^{\circ} - 10^{\circ}\text{S}$ para as medidas de TEC e magnetômetro.

Na [Figura 6.1](#) são exibidos os mapas de TEC médio obtidos sobre a região brasileira entre os dias 28 e 31 de janeiro de 2012 para 00:00 UT (painéis a, b, c e d) e para 18:00 UT (painéis e, f, g e h). A barra de cores representa a densidade de energia espectral. A partir desta figura é possível perceber que os mapas apresentam variações dia a dia em que os valores de TEC nos dias 28 e 30 superam os valores dos dias 29 e 31, em 00:00 UT como também em 18:00 UT. Verifica-se ainda que, em geral, na faixa de latitude $20^{\circ} - 30^{\circ}\text{S}$ ocorre um aumento na densidade eletrônica da ionosfera. O aumento observado é ocasionado pela variação latitudinal da densidade eletrônica na região equatorial provocada pelo efeito fonte, por este intervalo de latitude está dentro da região da crista de anomalia equatorial.

Figura 6.1: Variação do TEC para 28, 29, 30 e 31 de janeiro de 2012 para 00:00 UT (painéis a, b, c, d) e 18:00 UT (painéis e, f, g, h).

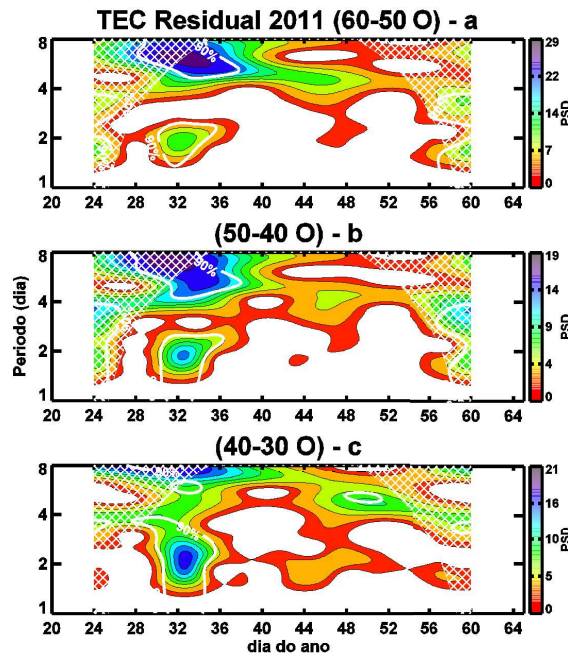


O TEC residual foi obtido para identificação das possíveis periodicidades presentes na região ionosférica. Para tanto a técnica de FFT descrita anteriormente foi empregada ao TEC normalizado com a finalidade de extrair os efeitos das marés e do ciclo solar presentes nos dados. Os resultados obtidos são apresentados nos espectros em wavelets nas [Figura 6.2](#), [Figura 6.3](#) e [Figura 6.4](#).

A [Figura 6.2](#) apresenta o espectro em wavelet para o TEC residual dos três intervalos de longitude delimitados inicialmente. As regiões com linhas cruzadas em cada extremidade indicam o "cone de influência", onde os efeitos de borda se tornam importantes (?). Os contornos na cor branca representam o nível de confiança de 90%. A barra de cores representa a densidade de energia espectral.

Na [Figura 6.2a](#) verifica-se a presença de picos de energia espectral que podem ser associados as oscilações nos períodos de 2 e 4-8 dias. Energia espectral referente a oscilação com período de quase 2 dias é identificada entre os dias 28 e 36, enquanto que, a oscilação com período de 4-8 dias, é observada entre os dias 30 e 38, com período diminuído quando se aproxima do dia 38 ficando em torno de 4 dias. Na [Figura 6.2b](#) são observadas oscilações com os mesmos períodos observados na [Figura 6.2 a](#). A oscilação com período de quase 2 dias é observada entre os dias 30 e 34, já as oscilações de 4-8 dias são observadas entre os dias 30 e 42. Na [Figura 6.2c](#) a oscilação de quase 2 dias foi praticamente a única observada, bem estabelecida entre os dias 30 e 34, entretanto, indícios de energia espectral entre 4-6 dias são observados entre os dias 30-34 e 46 e 52. A assinatura da oscilação com período de quase 2 dias foi observada em todos intervalos de longitude analisados para janeiro e fevereiro de 2011 .

Figura 6.2: Espectro wavelets para janeiro e fevereiro de 2011 em três diferentes intervalos de longitudes centrados na latitude de $0^\circ - 10^\circ\text{S}$.

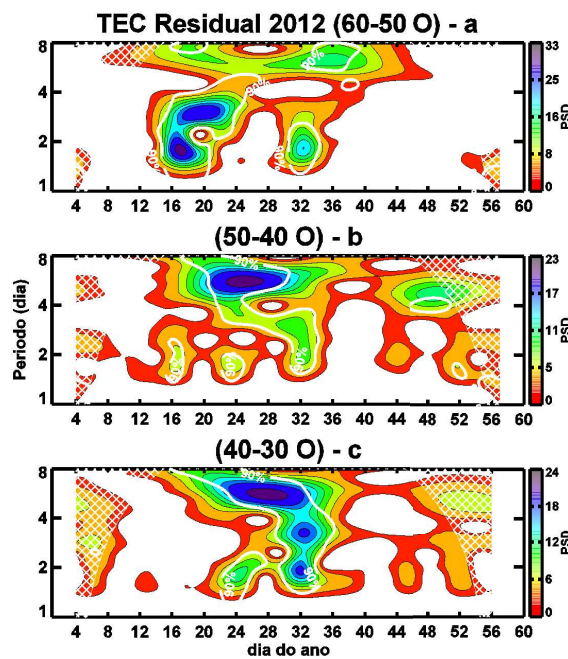


A Figura 6.3 exibe os espectros em wavelets para os mesmos intervalos de longitude da Figura 6.2 sendo que para janeiro e fevereiro de 2012. Na Figura 6.3a verifica-se a presença de picos de energia espectral que podem ser associadas as oscilações com os seguintes períodos 2, 3-4, e 5-7. Energia espectral referente a oscilação com período de quase 2 dias é identificada entre os dias 16 e 20 e em torno do dia 32, sendo mais intensa no primeiro intervalo. Para a oscilação com período de 3-4 dias observa-se uma forte energia espectral entre os dias 16 e 24, enquanto que, para a oscilação com período de 5-7 dias, é observada entre os dias 32 e 40 com menor energia espectral quando comparada as demais. A oscilação de quase 2 dias apresenta a maior energia espectral. Na Figura 6.3b é possível observar oscilações com os mesmos períodos observados na Figura 6.3a. A oscilação com período de quase 2 dias é observada em torno dos dias 16, 24 e 32 com energia espectral bem acentuada. As oscilações com períodos de 3-4, 5-7 são bem estabelecidas nos intervalos em torno dos dias 32 e entre 20-28, respectivamente.

Na Figura 6.3c estão presentes as mesmas periodicidades identificadas nos demais

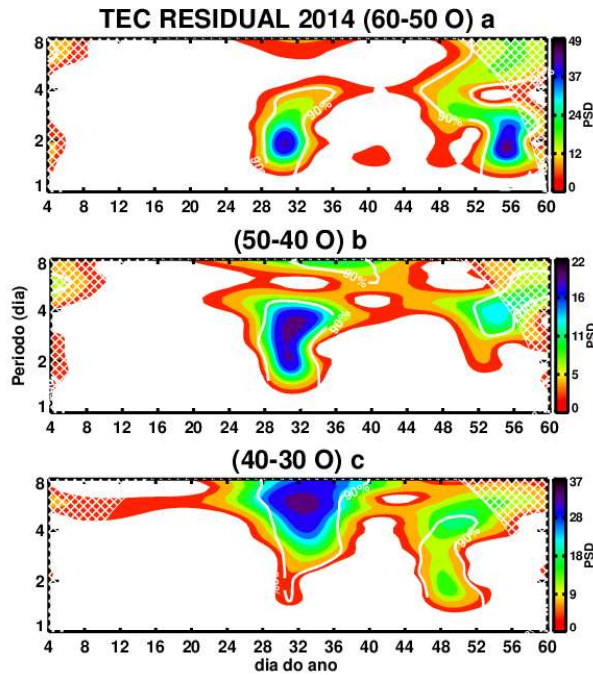
intervalos de longitude. A assinatura da oscilação com período de quase 2 dias é observada entre os dias 24 e 32, com maior energia espectral em torno do dia 32. As oscilações de 3-4 e 5-7 dias apresentam maior intensidade nos dias 32 e 20-32, respectivamente, a periodicidade de 5-7 dias mostrou-se bem intensa. Nos três intervalos de longitude estudados para o ano de 2012, foi observado a assinatura da oscilação com periodicidade de quase 2 dias.

Figura 6.3: Espectro wavelets para janeiro e fevereiro de 2012 em três diferentes intervalos de longitudes centrados na latitude de $0^\circ - 10^\circ\text{S}$.



A Figura 6.4 mostra os espectros em wavelets para os mesmos intervalos de longitude das figuras anteriores sendo que para o período de janeiro e fevereiro de 2014. Os espectro em wavelets para a Figura 6.4 não deixa claro a evidência da oscilação de quase 2 dias na Figura 6.4b e Figura 6.4c, na Figura 6.4 a oscilação de quase 2 dias pode ser vista entre os dias 28 e 36 e entre os dias 52 e 60.

Figura 6.4: Espectro wavelets para janeiro e fevereiro de 2014 em três diferentes intervalos de longitudes centrados na latitude de $0^\circ - 10^\circ S$.



Esse comportamento quase periódico observado durante o mês de janeiro e início de fevereiro dos anos analisados ocorre justamente na época do ano em que a dinâmica da região MLT é caracterizada pela presença da onda de quase 2 dias [Lima et al. (2005); Araújo et al. (2014)]. Portanto, a evidência da assinatura de uma onda com período de aproximadamente 2 dias nas medidas de TEC é um indicativo do acoplamento entre a atmosfera neutra e ionizada.

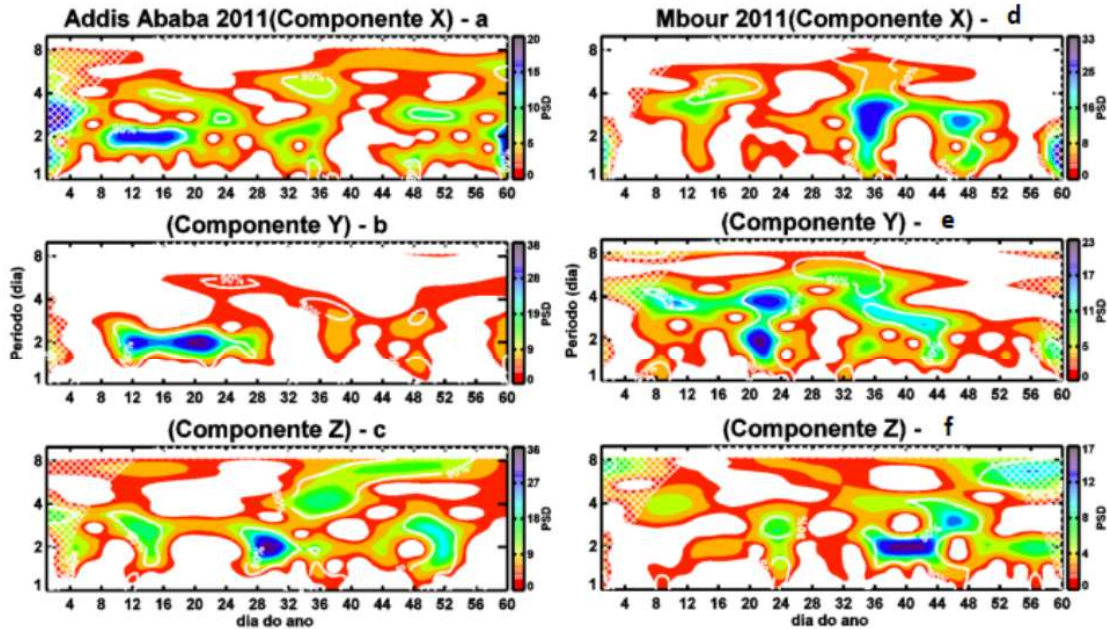
Com a identificação das oscilações presentes na variação do TEC e sabendo que estas oscilações podem causar perturbações no sistema de correntes elétricas da região E, produzindo variações nas medições do campo geomagnético, dados de magnetômetros foram analisados com intuito de observar simultaneamente as oscilações presentes nas regiões ionosféricas. Para tanto, os dados de magnetômetros foram analisados para o período de janeiro e fevereiro de 2011, 2012 e 2014, nas localidades de Addis Ababa ($9.04^\circ N - 38.77^\circ E$) e Mbour ($14.39^\circ N - 17^\circ E$) para 2011 e 2012, Ascension Island ($7.56^\circ S - 345.62^\circ E$), Kakadu ($13.03^\circ S - 132.26^\circ E$), Huancayo ($-12.30^\circ S - 75.12^\circ E$)

e Vassouras ($13.43^{\circ}S - 27.11^{\circ}L$) para confirmar a presença da oscilação do tipo onda planetária com período de quase 2 dias na ionosfera durante 2014.

A [Figura 6.5](#) exibe os espectros de wavelets para os coeficientes relativos dos dados de magnetômetros para as componentes X ([Figura 6.5a](#)), Y ([Figura 6.5b](#)) e Z ([Figura 6.5c](#)), para a localidade de Addis Ababa em função dos dias do ano de 2011. A presença da oscilação com período de quase 2 dias pode ser vista em todas as componentes. Na componente X a assinatura desta oscilação é observada entre os dias 8 e 20. Para a componente Y a presença da assinatura desta oscilação é vista com grande intensidade entre os dias 8 e 24, enquanto que, na componente Z esta oscilação apresenta comportamento bem intenso entre os dias 28 e 32.

A [Figura 6.5](#) mostra também os espectros wavelets para Mbour (painéis da direita). Na componente X ([Figura 6.5d](#)) observa-se a assinatura da oscilação com período de quase 2 dias em torno do dia 48, com menor intensidade em relação as demais componentes. Na componente Y ([Figura 6.5e](#)) a assinatura de quase 2 dias é observada com maior energia espectral entre os dias 20 e 24. Já na componente Z ([Figura 6.5f](#)) essa assinatura é mais intensa entre os dias 36 e 44.

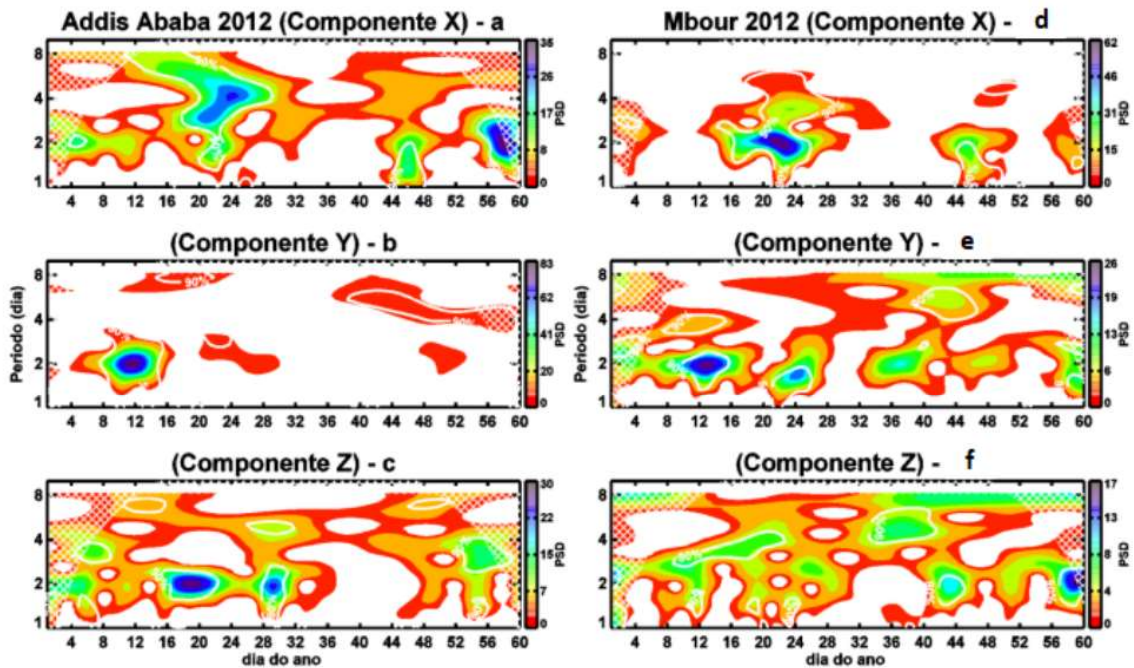
Figura 6.5: Espectro em Wavelet para os coeficientes obtidos dos dados de magnetômetros, para as componentes X (painéis a,d), Y (painéis b,e) e Z (painéis c,f) para Addis Ababa (painéis da esquerda) e Mbour (painéis da direita) para janeiro e fevereiro 2011.



A Figura 6.6 exibe os espectros de ondaletas para os coeficientes relativos dos dados de magnetômetros para a componente X (Figura 6.6a e Figura 6.6d), Y (Figura 6.6b e Figura 6.6e) e Z (Figura 6.6c e Figura 6.6f), para as localidades de Addis Ababa (painéis da esquerda) e Mbour (painéis da direita) para janeiro/fevereiro de 2012. A presença da oscilação com período de quase 2 dias pode ser vista em todas as componentes. Na componente X (Figura 6.6a) a assinatura desta oscilação é observada no início do ano a partir do dia 4 e se estendendo até aproximadamente o dia 12, voltando a aparecer entre os dias 20 e 24, 44 e 48 e com maior intensidade em torno dos dias 56 e 60. Para a componente Y (Figura 6.6b) a assinatura da oscilação com periodicidade de 2 dias é vista com grande intensidade entre os dias 8 e 16 enquanto que na componente Z (Figura 6.6c) ela aparece bem intensa entre os dias 16 e 24 e em torno do dia 30. Na Figura 6.6d observa-se a assinatura da oscilação com período de quase 2 dias entre os dias 20 e 24 e entre os dias 44 e 48 como observado para Addis Ababa. Na componente Y (Figura 6.6e)

a assinatura de quase 2 dias é observada entre os dias 12 e 16 e em torno do dia 24. Já na componente Z (Figura 6.6f) essa mesma assinatura é vista com menor energia espectral, quando comparada as demais componentes, em torno do dia 12 e próximo ao dia 44.

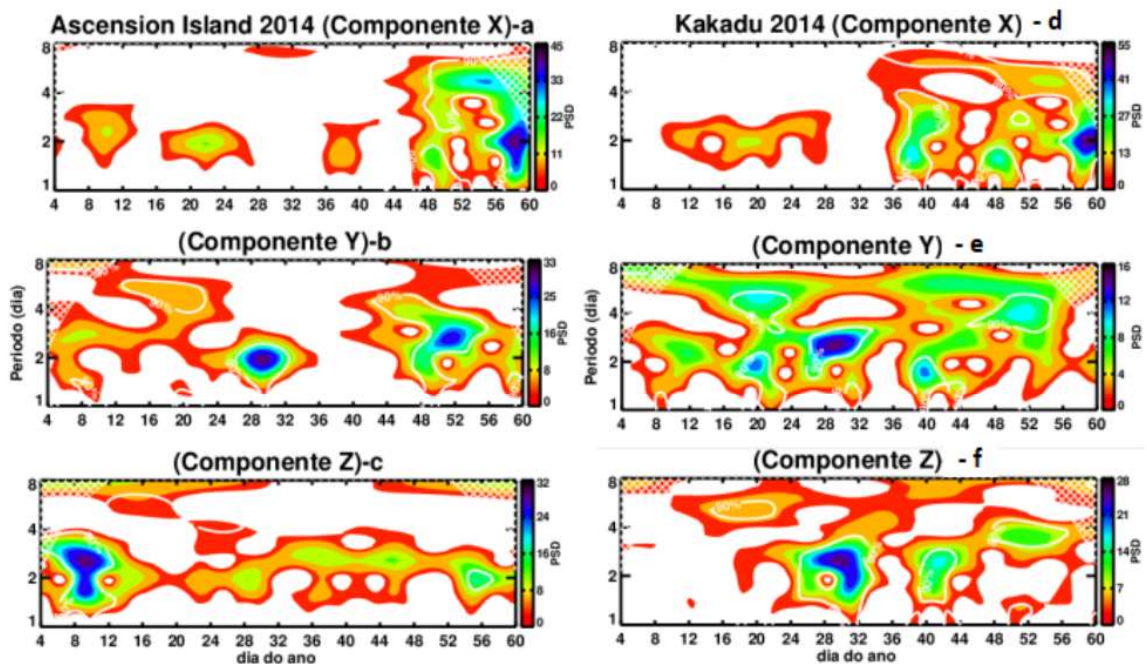
Figura 6.6: Espectro em Wavelet para os coeficientes obtidos dos dados de magnetômetros, para as componentes X (painéis a,d), Y (painéis b,e) e Z (painéis c,f) para Addis Ababa (painéis da esquerda) e Mbour (painéis da direita) para janeiro e fevereiro 2012.



Durante o ano de 2014 as mesmas localidades utilizadas nos anos de 2011 e 2012 não disponibilizaram dados igualmente espaçados, como exigido pela metodologia proposta, assim as estações de Ascension Island e Kakadu foram utilizadas para análise das componentes do campo geomagnético para 2014. A Figura 6.7 exhibe os espectros de ondaletas para os coeficientes relativos dos dados de magnetômetros para a componente X (Figura 6.7 painéis superiores), Y (Figura 6.7 painéis centrais) e Z (Figura 6.7 painéis inferiores), para a localidade de Ascension Island e Kakadu para janeiro/fevereiro de 2014. A presença da oscilação com período de quase 2 dias é observada em todas as componentes. Na Figura 6.7a, que correspondem a localidade de Ascension Island, na componente X a assinatura desta oscilação é observada entre os dias 8-12, 16-28, 36-40 e 48-60, com maior

intensidade no último intervalo de dias. Para a componente Y (Figura 6.7b) a assinatura da oscilação com periodicidade de 2 dias é vista com grande intensidade entre os dias 24-36 e 48-52 enquanto que na componente Z (Figura 6.7c) ela aparece bem intensa entre os dias 8-12 e em torno do dia 28-30 e próximo ao dia 55. Na Figura 6.7d observa-se a assinatura da oscilação com período de quase 2 dias entre os dias 12 e 28 e entre os dias 36 e 40. Na componente Y (Figura 6.7e) a assinatura de quase 2 dias é observada mais nitidamente entre os dias 16-24 e 40-44. Já na componente Z (Figura 6.7f) essa mesma assinatura é vista entre os dias 24-36 e entre 40-44.

Figura 6.7: Espectro em Wavelet para os coeficientes obtidos dos dados de magnetômetros, para as componentes X (painéis a,d), Y (painéis b,e) e Z (painéis c,f) para Ascension Island (painéis da esquerda) e Kakadu (painéis da direita) para janeiro e fevereiro 2014.



A presença simultânea de uma oscilação com período de quase 2 dias em ambos os parâmetros ionosféricos, indica que as medidas de GPS-TEC e do campo magnético foram modulados por esta oscilação. Enfatizando que a onda de quase 2 dias domina a dinâmica da região mesosférica no intervalo observado (janeiro/fevereiro) e sabendo que ela está presente em mais de um parâmetro ionosférico, a análise da evolução da oscilação de

quase 2 dias seja fundamental.

6.1 Discussão

O estudo da dinâmica da região MLT tem sido realizado tanto sob o ponto de vista teórico como observacional. Dada a variedade de oscilações periódicas de diferentes escalas de espaço e tempo que esta região comporta, torna-se difícil generalizar a dinâmica de seus movimentos, sendo necessário a adoção de aproximações matemáticas, de forma a contemplar a escala do fenômeno de interesse. A investigação da dinâmica da atmosfera em alturas próximas a mesopausa tem sido viabilizada graças à estimativa dos seus parâmetros pelo emprego de diversas técnicas e instrumentos. Em geral os parâmetros observados são submetidos à análises com o objetivo de caracterizar as oscilações presentes e associar a estas, modos de propagação em acordo com estudos teóricos (Lima et al., 2005).

Nos últimos anos tem crescido o número de estudos abordando a temática de oscilações com períodos de ondas planetárias na região ionosférica. Modulações com assinaturas da oscilação com período de quase 2 dias vem sendo observadas a partir de parâmetros ionosféricos [Zhou (1998); Palo and Hagan (1999); Altadill and Apostolov (2001); Gurubaran et al. (2001); Pancheva et al. (2006); Hoffmann and Jacobi (2006); Abdu et al. (2006); Chang et al. (2011); Takahashi et al. (2012) Gu et al. (2014)]. Usando medidas do TEC e do campo geomagnético identificamos oscilações com assinaturas de ondas planetárias como observado nas Figura 6.2, Figura 6.3, Figura 6.4, Figura 6.5, Figura 6.6 e Figura 6.7. A oscilação com assinatura de quase 2 dias foi identificada em ambos os parâmetros analisados em 2011, 2012 e 2014.

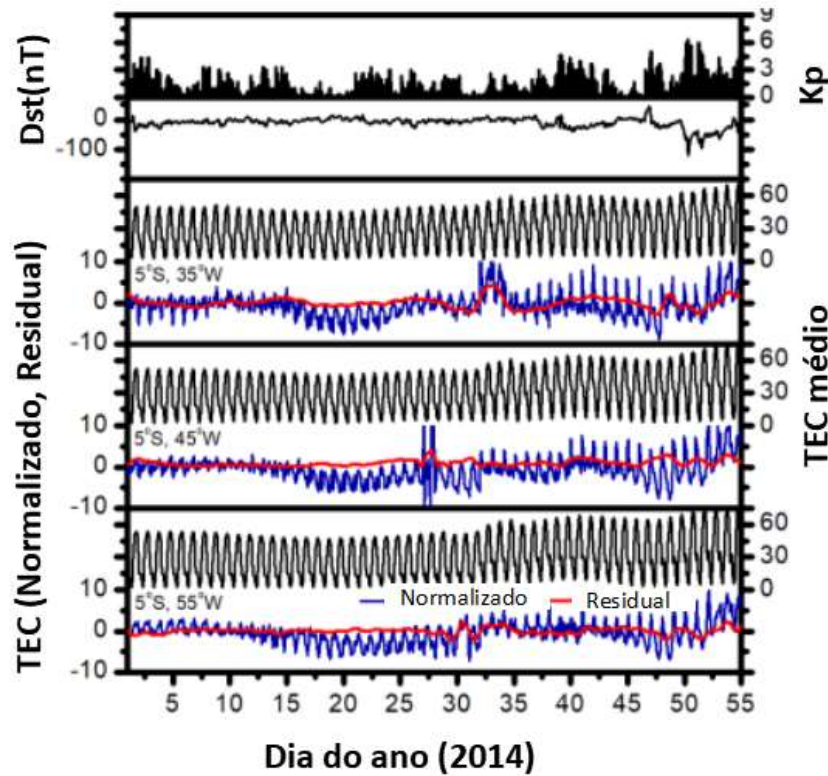
A detecção simultânea da assinatura de ondas planetárias nas medidas de TEC, e magnetômetros fornece evidências de que exista um mecanismo de acoplamento entre a atmosfera neutra e a ionosfera. Entretanto, observações utilizando medidas de temperatura fornecidas pelo satélite TIMED/SABER como também estudos de modelos têm mostrado que a propagação direta de ondas planetárias até a região ionosférica não seja

possível. Os modelos mostraram que somente ondas ultra rápidas de Kelvin e ondas secundárias são capazes de alcançar a baixa termosfera [Forbes (2000); Pogoreltsev et al. (2007); Pancheva et al. (2008); Mukhtarov et al. (2010)]. Daí a necessidade do estudo sobre a evolução da oscilação com assinatura de quase 2 dias detectadas nos parâmetros ionosféricos analisados mostrados nas Figura 6.2 Figura 6.3 e Figura 6.4. Todavia, no nosso estudo assinaturas de oscilações tipo ondas planetárias foram identificadas em parâmetros ionosféricos simultaneamente com ondas planetárias observadas na região MLT.

Muitos mecanismos são indicados como responsáveis pela transferência de informação de ondas planetárias para dentro do sistema atmosfera neutra/ionosfera. Esses mecanismos podem ser considerados como uma conexão direta entre atmosfera neutra-atmosfera ionizada, em que são capazes de desencadear oscilações do tipo ondas planetárias para a região ionosférica.

Na Figura 6.8 são mostrados os valores do TEC por hora (linha preta), do TEC normalizado (linha azul) e do TEC residual (linha vermelha) para $10^\circ \times 10^\circ$ de grade centrada em $(5^\circ S, 35^\circ O)$ Figura 6.8b, $(5^\circ S, 45^\circ O)$ Figura 6.8c e $(5^\circ S, 55^\circ O)$ Figura 6.8d, respectivamente, observados durante janeiro-fevereiro de 2014. Os índices Kp e Dst também são mostrados na Figura 6.8a, onde é possível observar que durante o intervalo de tempo a atividade geomagnética variou de intensa a moderada. Além de um ciclo diário forte, o TEC horário apresentou variações ao longo do tempo. Comportamento semelhante também pode ser visto para valores de TEC normalizados, no entanto, as amplitudes do ciclo diário são muito menores, uma vez que o ciclo médio diário foi subtraído no processo de normalização. O resíduo do TEC não apresenta ciclo diário, mas a variabilidade ao longo do tempo segue aqueles observados para valores normalizados.

Figura 6.8: De cima para baixo: Índices Kp e Dst, valores do TEC por hora (linha preta), TEC normalizados (linha azul) e TEC residual (linha vermelha) para caixas de 10° latitude x 10° longitude centradas em $(5^\circ S, 35^\circ O)$, $(5^\circ S, 45^\circ O)$ e $(5^\circ S, 55^\circ O)$, respectivamente, durante janeiro-fevereiro de 2014.

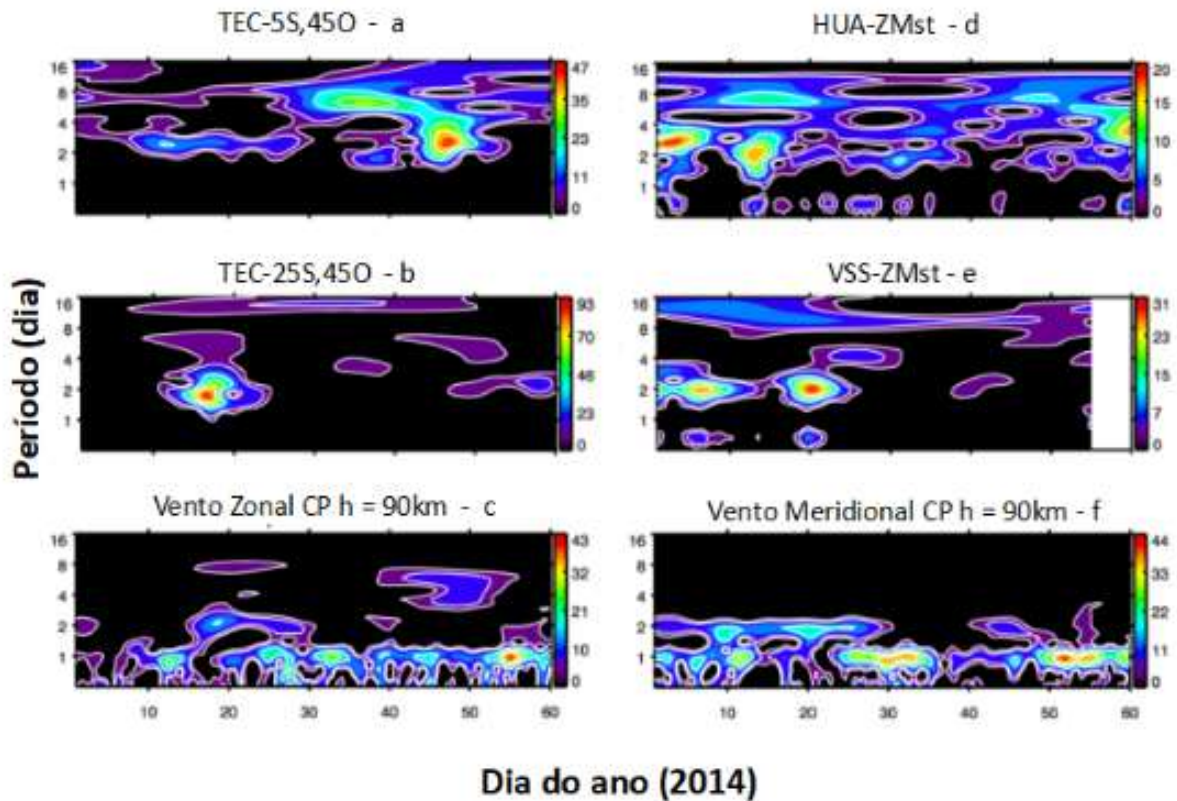


Antes de prosseguir com a discussão, é necessário lembrar que a contribuição majoritária para o TEC se deve à alta densidade eletrônica da região F. Assim, as variações do tipo onda planetária observadas no TEC são traços de tais variações na região F. Por sua vez, as variações do tipo onda planetária no sistema de corrente elétrica da região E podem ser observadas a partir de medições do campo geomagnético. Neste sentido, para identificar a presença de espectros de potência em períodos de ondas planetárias, as séries temporais do TEC residual, do coeficiente de escala relativo obtido a partir de componentes do campo geomagnético e ventos do radar de meteoros foram submetidas à análise espectral por wavelet.

Na [Figura 6.9](#) são mostrados os resíduos do TEC por hora para janeiro-fevereiro de 2014 para uma grade de $10^\circ \times 10^\circ$ centrada nas latitudes e longitudes de $5^\circ S \times 45^\circ O$

Figura 6.9a e $25^{\circ}S$ x $45^{\circ}O$ Figura 6.9b. Note que o equador geomagnético cruza a caixa centrada em $5^{\circ}S$ x $45^{\circ}O$, enquanto a caixa centrada em $25^{\circ}S$ x $45^{\circ}O$ é em torno da região de anomalia de ionização equatorial (EIA). O coeficiente de escala relativo horário obtido a partir do componente Z dos dados do campo geomagnético (ZMst) em Huancayo Figura 6.9d e em Vassouras Figura 6.9e. Nos painéis inferiores estão representados os ventos horários zonal Figura 6.9c e meridional Figura 6.9f em 90 km de altura. A barra de cores representa a densidade de energia espectral.

Figura 6.9: Transformada de ondaletas para o TEC residual por hora em caixas centralizadas em $5^{\circ}S$, $45^{\circ}O$ (painel a) e $25^{\circ}S$, $45^{\circ}O$ (painel b), para dados ZMst horários em Huancayo (painel d), para dados ZMst em Vassouras (painel e), para a componente zonal dos ventos por hora (painel c) e meridional (painel f) em 90 km de altura.

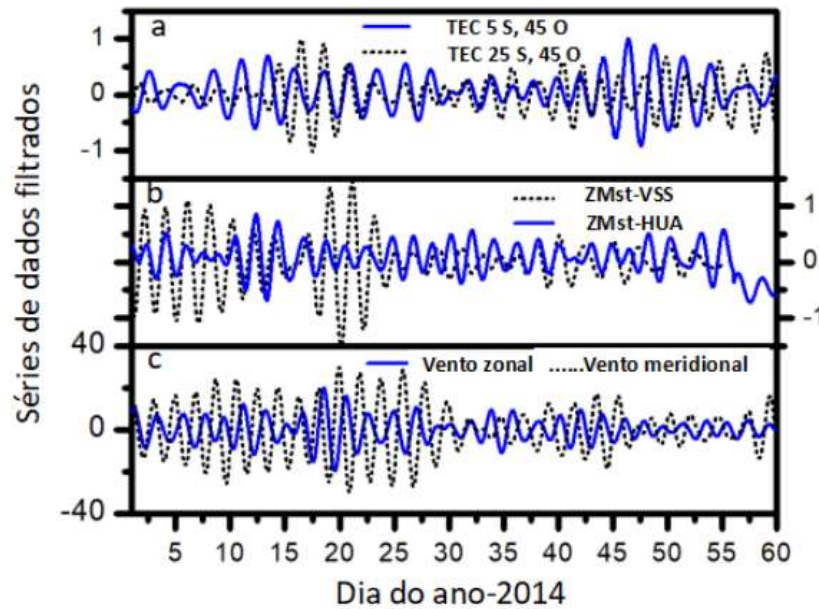


Dos espectros de ondaletas podemos ver que o TEC residual e o coeficiente relativo obtido do campo geomagnético apresentam energia com períodos de 2-16 dias, nos quais o TEC residual ($5^{\circ}S$ x $45^{\circ}O$) mostram uma energia para o período de 2 dias entre 10-31

de janeiro, bem como uma forte energia durante 45-50 (14-19 de fevereiro), enquanto os dados dos ZMst em Huancayo mostram uma forte explosão de energia para o período de 2 dias de 10-16 de janeiro e fracos durante os dias 18-38 (18 de janeiro a 7 de fevereiro). O TEC residual ($25^{\circ}S$ x $45^{\circ}O$) mostram energia espectral para o período de 2 dias durante 10-25 de janeiro e do dia 48 (17 de fevereiro), enquanto os dados do ZMst em Vassouras mostraram energia espectral para o período de 2 dias durante janeiro. Os espectros de ventos a 90 km mostram energia para o período de 2 dias durante os dias 15-30 de janeiro na componente zonal, enquanto a energia espectral de 2 dias apareceram até janeiro e entre os dias 40 e 50 (9-19 de fevereiro), sugerindo uma conexão entre a onda MLT de 2 dias e a variabilidade de 2 dias nas regiões E e F.

O comportamento da oscilação de 2 dias no domínio do tempo pode ser visto isolando seu componente na série temporal. Para isso, um filtro passa banda de 1,6-2,5 dias foi aplicado à série temporal. A [Figura 6.10](#) mostra os dados filtrados para o TEC residual (painel a), para os dados dos ZMst em Huancayo e Vassouras (painel b) e para ventos zonais e meridionais a 96 km sobre Cachoeira Paulista (painel c). A partir da figura é possível observar que a oscilação de 2 dias no TEC residual próximo ao equador geomagnético ($5^{\circ}S$ x $45^{\circ}O$) (linha azul) mostra duas amplificações, uma durante 7-30 de janeiro e outra durante os dias 40-55 (9 de fevereiro- 24), enquanto o TEC residual em torno da região EIA ($25^{\circ}S$ x $45^{\circ}O$) (linha pontilhada preta) exibe uma intensificação de 2 dias durante os dias 13 a 25 de janeiro até fevereiro. A oscilação de 2 dias nos dados do ZMst em Huancayo (linha azul) mostra intensificação durante os dias 1-40 (1 de janeiro a 9 de fevereiro), mas nos dados dos ZMst em Vassouras (na região EIA) (linha pontilhada preta) aparecem amplificações de 2 dias no início de janeiro e por volta do dia 20. O vento zonal (linha azul) mostra intensificação de onda de 2 dias durante a segunda metade de janeiro, enquanto no vento meridional (linha pontilhada preta) a onda de dois dias aparece durante todo o mês de janeiro e durante 6-16 de fevereiro (dias 37-46).

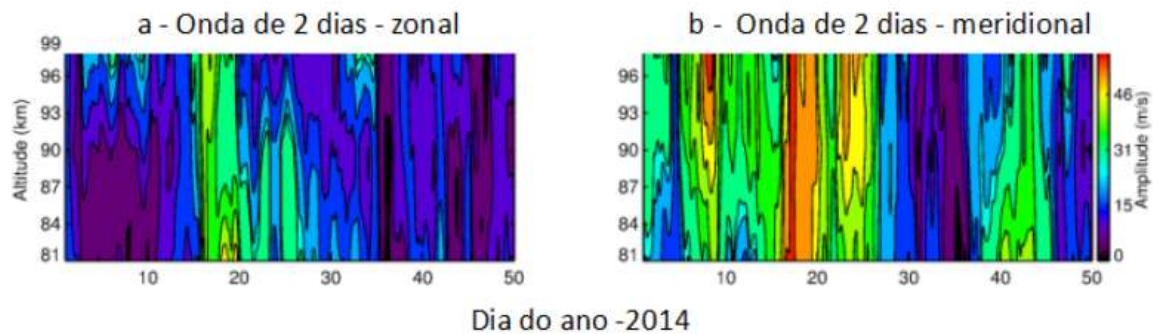
Figura 6.10: Séries temporais filtradas para o TEC residual (painel a), para dados dos YMst na Ascension Island e dados dos ZMst em Vassouras (painel b) e para os ventos zonais e meridionais a 96 km sobre Cachoeira Paulista (painel c). Os dados foram filtrados por um filtro passa-banda com períodos de corte de 1,6 e 2,5 dias.



Para melhor visualizar uma possível conexão com a região MLT, e aproveitando o radar de meteoro de Cachoeira Paulista que operou durante janeiro-fevereiro de 2014, na [Figura 6.11](#) são mostradas as amplitudes da onda de 2 dias em função da altura para as componentes zonal (painel a) e meridional (painel b) do vento. Nesta figura, é possível ver que a amplitude exibe a variabilidade em altura e tempo para ambos os componentes, em que a amplitude da onda de 2 dias no vento zonal maximiza em torno do dia 20 para toda a faixa de altitude abaixo de 93 km do dia 20 ao dia 30. Já para o vento meridional máximo de 60 m/s ocorre acima de 93 km em torno do dia 8, para toda a faixa de altitude em torno do dia 18 e outra amplificação em torno dos dias 22-26 acima de 90 km. O vento meridional também apresenta amplificação de dois dias por volta dos dias 40-44, com máximo de 40 m/s, principalmente abaixo de 90 km. O comportamento da fase com altura (não mostrada aqui) revela que o período máximo do vento é mais cedo em alturas maiores, isto é, uma fase descendente, o que é compatível com a propagação de energia ascendente. Um comprimento de onda vertical de 55 ± 3 km foi estimado a

partir da estrutura de fase vertical.

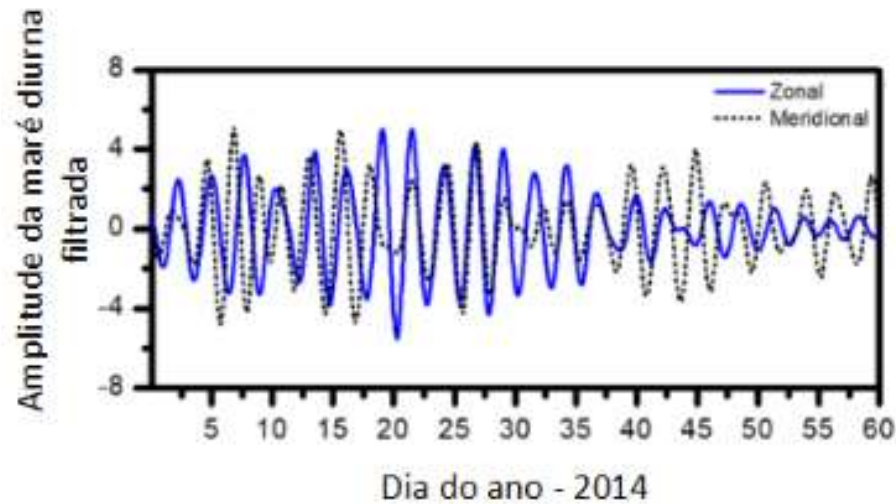
Figura 6.11: Amplitudes em função da altura para onda de 2 dias nos ventos zonal e meridional observados em Cachoeira Paulista no período de janeiro a fevereiro de 2014.



O fato da onda de 2 dias manter as suas amplitudes acima de 96 km indica que não houve quebra na região MLT apontando para a possibilidade dessa onda se propagar acima 100 km de altura, ou seja, a propagação direta da onda de 2 dias até a região E não deve ser descartada para este caso em particular.

Para ver um possível acoplamento através da modulação da maré diurna pela oscilação de quase 2 dias, as amplitudes da maré diurna foram filtradas por um filtro passa-banda com períodos de corte de 1,6 e 2,5 dias e os resultados são mostrados na [Figura 6.12](#), para as componentes zonal (linha azul) e meridional (linha pontilhada preta). A partir da figura percebe-se que a amplitude diurna da maré para componente meridional é modulada pela oscilação de 2 dias durante janeiro e para os dias 37-47 (6 a 16 fevereiro), enquanto na componente zonal a modulação ocorre de janeiro a 4 fevereiro. Este resultado aponta para uma possível modulação de amplitude das marés com um período de oscilação de quase 2 dias que, por sua vez, pode ter contribuído para induzir uma variabilidade de quase 2 dias do dínamo da região E ionosférica.

Figura 6.12: Séries temporais filtradas para a amplitude da maré diurna nos ventos zonal (linha azul) e meridional (linha pontilhada preta) em 96 km sobre Cachoeira Paulista em 2014.



Usando simulações [Yue et al. \(2012\)](#) mostraram que ondas de quase 2 dias podem atingir alturas acima 100 km e modular os ventos e o campo elétrico na região E. Os resultados da simulação também mostram que estruturas de fase vertical para os ventos indicam que a onda de quase 2 dias é evanescente acima de 110 km e é insignificante acima de 150 km, ou seja, a onda de quase 2 dias não se propaga na região F para modular a densidade eletrônica. A presença de oscilações com períodos de onda planetária nos parâmetros da região F tem sido explicada como devido a tal oscilação no campo elétrico de polarização da região E que é transmitido ao longo das linhas do campo magnético para a região F e modulando a deriva vertical e, como consequência, as oscilações aparecem na densidade eletrônica da região F ([Immel et al., 2009](#)).

De acordo com as simulações de [Yue et al. \(2012\)](#) a interação entre ondas secundárias e marés geram apenas uma modulação da amplitude de maré local com um período de onda planetária, no entanto as marés migrantes não são moduladas. Os resultados apresentados nas [Figura 6.11](#) e [Figura 6.12](#) apontam para uma possível propagação de ondas de quase dois dias, acima de 100 km, bem como uma modulação da amplitude de maré diurna na

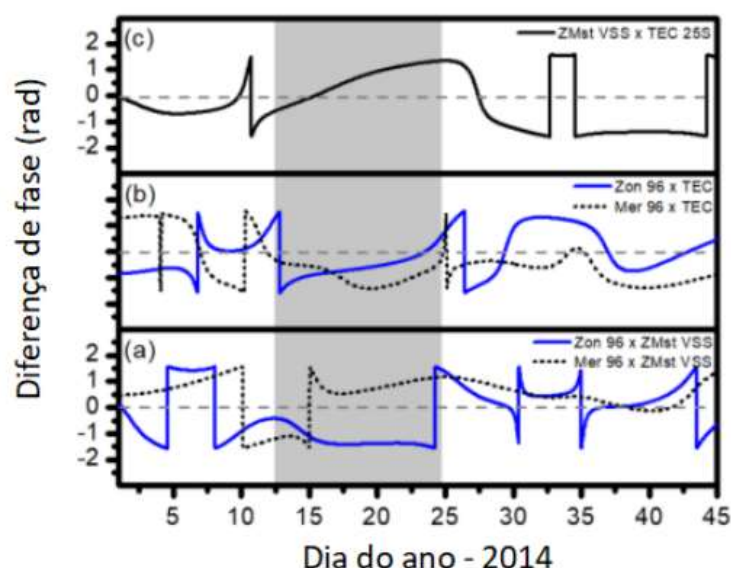
região MLT. Para ver um possível acoplamento entre ondas de quase 2 dias em ventos da região MLT e parâmetros ionosféricos a evolução temporal da diferença de fase para ventos em 96 km e ZMst (Vassouras), para ventos (96 km) e TEC ($25^{\circ}S$ x $45^{\circ}O$) e para os conjuntos ZMst (Vassouras) e TEC ($25^{\circ}S$ x $45^{\circ}O$) foram obtidos por espectro cruzado de wavelets e os resultados são mostrados na [Figura 6.13](#).

A partir da figura, é possível observar que a onda de quase 2 dias no vento zonal em 96 km é atrasada em relação a oscilação de quase dois dias no ZMst (Vassouras) durante 15-25 de janeiro, quando a onda de quase 2 dias foi mais forte na região MLT. No mesmo período, a onda de quase 2 dias na componente meridional precede a oscilação de quase 2 dias no ZMst (Vassouras). No entanto, em ambos os casos, o atraso nas fases foram quase constantes ao longo deste intervalo de tempo, indicando que a oscilação de quase 2 dias nos acoplamentos MLT e ZMst (Vassouras) estão em um estado coerente de fase, indicando uma possível ligação entre a oscilação de quase 2 na região E e a oscilação de quase 2 dias na região MLT através das interações não lineares entre as ondas atmosféricas provenientes da baixa atmosfera. Os resultados também revelaram que a onda de quase 2 dias nos ventos meridionais e zonais em 96 km é atrasada em relação a oscilação de quase 2 dias nas medidas de TEC ($25^{\circ}S$ x $45^{\circ}O$), mas a diferença de fase varia ao longo do intervalo de tempo quando a onda de 2 dias foi mais forte, o que sugere que o acoplamento entre a região MLT e a região F não envolveu interações não-lineares de ondas e do vento médio das regiões abaixo. A oscilação de quase 2 dias no ZMst (Vassouras) precede aquelas nas oscilação observadas no TEC ($25^{\circ}S$ x $45^{\circ}O$) e a defasagem também variou ao longo do intervalo de tempo sugerindo que a ligação entre as regiões E e F pela oscilação de quase 2 dias não envolveu interações não lineares a partir de baixo.

A análise de diferença de fase apresentada aqui aponta para um possível acoplamento de oscilações de quase 2 dias entre a região MLT e a região E por propagação direta da onda de 2 dias, bem como por interações não lineares entre as ondas a partir de baixo. No entanto, a presença de oscilações de quase 2 dias na região F não pode ser explicada por interações não lineares envolvendo ondas da baixa atmosfera. Portanto, a presença da oscilação de quase 2 dias no TEC é interpretada como devida à propagação direta da

onda de quase 2 dias proveniente da região MLT, que modula os ventos e campo elétrico na região E que, por sua vez, é transmitida por linhas de campos magnéticos para região F afim de modular a deriva vertical, e, assim, imprimir uma oscilação com período de quase 2 dias na densidade eletrônica, que foram observados nos dados do TEC. Esses resultados estão de acordo com os achados de [Yue et al. \(2012\)](#) por simulação numérica utilizando o Modelo Nacional de Circulação da Atmosfera-Ionosfera-Magnetosfera-Eletrodinâmica (NCAR) (TIME-GCM).

Figura 6.13: Diferença de fase para oscilações de quase 2 dias acopladas em ventos a 96 km e ZMst-VSS (painel inferior), em ventos e TEC (painel central) e em ZMst-VSS e TEC (painel superior). Os ventos meridional e zonal são representados por linhas pontilhadas azuis e pretas, respectivamente. A área cinzenta indica o período de tempo em que a onda de 2 dias de MLT foi mais forte.



[Abdu et al. \(2006\)](#) tentaram explicar as assinaturas de ondas planetárias observadas na ionosfera através de um mecanismo que consiste na produção de um campo elétrico vertical/descendente na região F por meio do vento termosférico zonal leste noturno, que levará ao desenvolvimento de um campo elétrico zonal de pré reversão. Em razão do rápido decaimento da condutividade da região E logo após o por do Sol, quando comparada a região F, o campo elétrico vertical tende a aumentar em direção ao lado noturno, e a aplicação de uma condição de ondulação livre para o campo elétrico vertical poderia levar há um campo elétrico zonal melhorado. A amplitude do campo elétrico zonal de pré reversão é muito sensível ao gradiente tempo local/longitude nas condutividades

integradas da região E. Esse gradiente é determinado pelo decaimento da ionização após o por do Sol, por recombinação e pelo transporte vertical de plasma pelos ventos de maré (possivelmente modulados por ondas planetárias). Oscilações de escala planetárias observadas no campo elétrico zonal podem ser causadas por tais oscilações nos ventos de maré da região E que são possivelmente moduladas pelas ondas planetárias de propagação ascendente.

Outro caminho potencial para transferência de informação de assinaturas de ondas planetárias para dentro do sistema atmosfera neutra/ionosfera seria a modulação de ondas de gravidade por ondas planetárias. Por exemplo, se existe acoplamento entre atmosfera neutra/ionosfera, os mecanismos indiretos podem ser responsáveis pela modulação de ondas de gravidade por ondas planetárias de escala global, sendo esse um processo provável para transferência de informações da baixa para alta atmosfera. [Hoffmann and Jacobi \(2006\)](#) mostram que os fenômenos de pequena escala na ionosfera (distúrbios ionosféricos propagantes) e suas magnitudes podem ser obtidos por dados de TEC, e se sinais comuns ou simultâneos de ondas planetárias coexistem com assinaturas indiretas de ondas planetárias causadas pela modulação de ondas de gravidade por oscilações tipo ondas planetárias o acoplamento vertical torna-se provável. Há também quem proponha que as ondas internas sejam o principal mecanismo de acoplamento vertical entre a atmosfera neutra/ionosfera devido a sua capacidade de se propagar verticalmente, entretanto, questões como o fluxo de momentum de ondas de gravidades internas que penetram na alta atmosfera, até que ponto as fontes externas de energia e a variabilidade na alta atmosfera afetam a atmosfera inferior, bem como quais as informações da atmosfera inferior são necessárias para descrever a variabilidade da ionosfera, ainda requerem respostas ([Yigit and Medvedev, 2015](#)).

[Chang et al. \(2011\)](#) usando observações em escala global das temperaturas da região MLT a partir do TIMED/SABER e de mapas ionosféricos do TEC para responder a questão do acoplamento da onda de quase 2 dias na região MLT, encontraram sinais de atividade geomagnética nas medidas de TEC, sendo que a coerência e consistência da perturbação onda de quase 2 dias entre a MLT e a ionosfera não podem ser atribuídas

a forçantes geomagnéticas, descobrindo que tais ondas que se propagam podem produzir variabilidade transiente na região de anomalia equatorial, embora a eficácia e simetria hemisférica de tal acoplamento dependa de outros fatores e não somente da máxima amplitude da onda planetária.

[Yue et al. \(2012\)](#) Encontraram que tanto a modulação de 2 dias do efeito fonte da região equatorial quanto a deriva de íons verticais em médias latitudes contribuem para a oscilação de quase 2 dias no plasma e no TEC de baixas e médias latitudes. A oscilação de quase 2 dias na deriva de íons vertical próxima ao equador modula o efeito fonte. Produz um pico da oscilação de 2 dias em torno do equador e dois picos fora do equador. O pico no equador está fora de fase com os que ficaram fora. Além do mais, a oscilação de quase 2 dias na deriva de íons verticais em médias latitudes aumenta diretamente a oscilação de 2 dias na densidade do plasma e no TEC nas mesmas latitudes.

As oscilações tipo ondas planetárias na região F ionosférica podem ser atribuídas a ondas planetárias de propagação vertical que modulam o espectro de maré, esses movimentos verticais na região F foram diagnosticados em termos de mudanças no pico da altura da camada F2, que são dirigidas por projeções verticais da deriva e do campo in situ no vento neutro. A deriva ExB é dominante no equador magnético, em que essas duas fontes desempenham um papel semelhante entre 20° e 40° de latitude magnética em cada hemisfério. O efeito do vento neutro in-situ surge a partir da propagação de PW moduladas por marés, enquanto que a deriva ExB é originada a partir da produção do dínamo do campo elétrico produzido pela componente do campo de vento da região E. Aproximadamente metade da variabilidade acima mencionada na densidade ionosférica e na altura de pico da camada F2 está associada com oscilações simétricas zonais, que contribuem com cerca de metade do nível da baixa atividade magnética ([Forbes et al., 2018](#)).

Assim, a modulação de marés, bem como a modulação de ondas de gravidade por ondas planetárias geradas na região MLT podem ser os principais mecanismos de propagação dessas oscilações até a ionosfera. Entretanto, a modulação do campo elétrico do dínamo da região F possivelmente é capaz de transferir assinaturas de ondas planetárias para

a ionosfera. A possível contribuição através do mecanismo que envolve a filtragem das ondas de gravidade não pôde ser averiguada no presente trabalho.

Capítulo 7

CONCLUSÕES

O estudo realizado teve como objetivo principal investigar os processos de acoplamento no sistema atmosfera neutra/atmosfera ionizada devido à propagação de oscilações de escala planetária a partir de observações do conteúdo eletrônico total e do campo geomagnético obtidos em baixas latitudes.

As análises dos parâmetros ionosféricos mostraram a presença de uma oscilação de quase 2 dias.

Com relação aos possíveis mecanismos de acoplamento da atmosfera neutra/atmosfera ionizada, destacam-se a modulação das marés atmosféricas, modulação das ondas de gravidade, mecanismo do dínano atmosférico.

A modulação das marés pode ser um dos mecanismos responsáveis pelo acoplamento da atmosfera neutra-atmosfera ionizada, como visto na detecção simultânea da oscilação de quase 2 dias nas medidas de TEC e das componentes da maré diurna durante o ano de 2014.

Análise simultânea do TEC e de medidas de ventos mostraram a presença da oscilação de quase 2 dias simultaneamente em ambos os parâmetros, sugerindo uma conexão entre a onda de quase 2 dias da região MLT e a oscilação de quase 2 dias observada na ionosfera.

A onda de quase 2 dias manteve suas amplitudes acima de 96 km de altura, indicando a possibilidade dessa onda se propagar até 100 km de altura, ou seja, a propagação direta

da onda de quase 2 dias até a região E é uma hipótese plausível.

A análise de diferença de fase apresentada mostrou um possível acoplamento da oscilação de quase 2 dias entre a região MLT e a região E por propagação direta, além de interação não linear entre as ondas a partir da baixa atmosfera.

Os resultados apresentados mostraram-se satisfatórios no que se refere à investigação da oscilação de quase 2 dias nos parâmetros ionosféricos analisados, entretanto os processos de acoplamento entre a atmosfera neutra/atmosfera ionizada sugere estudos mais aprofundados em relação aos mecanismos responsáveis pelo processo de acoplamento.

A identificação da oscilação de quase 2 dias nos parâmetros ionosféricos é um grande avanço em relação aos estudos que contradizem que essas oscilações se propagam até a ionosfera. A metodologia apresentada mostrou-se satisfatória no estudo dos parâmetros ionosféricos. Análises adicionais são necessárias para confirmar os mecanismos responsáveis pela presença da oscilação de quase 2 dias observada na ionosfera.

Referências Bibliográficas

- Abdu, M. (2005). Equatorial ionosphere-thermosphere system: Electrodynamics and irregularities. *Advances in Space Research*, 35(5):771 – 787. Fundamentals of Space Environment Science.
- Abdu, M. A., Batista, P. P., Batista, I. S., Brum, C. G. M., Carrasco, A. J., and Reinisch, B. W. (2006). Planetary wave oscillations in mesospheric winds, equatorial evening prereversal electric field and spread f. *Geophysical Research Letters*, 33(7):509–522. L07107.
- Altadill, D. and Apostolov, E. M. (2001). Vertical propagating signatures of wave-type oscillations (2- and 6.5-days) in the ionosphere obtained from electron-density profiles. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63(9):823 – 834. Mesosphere-Thermosphere-Ionosphere Coupling and Energetics.
- Andrews, D. G., Holton, J. R., and Leovy, C. B. (1987). *Middle atmospheric dynamics*. Academic Press, Orlando. 489 p.
- Araújo, L. R., Lima, L. M., Batista, P. P., Clemesha, B. R., and Takahashi, H. (2014). Planetary wave seasonality from meteor wind measurements at 7.4° s and 22.7° s. *Annales Geophysicae*, 32(5):519–531.
- Banks, P. M. and Kockarts, G. (1973). *Aeronomy*. Academic Press, New York.
- Batista, I. S., de Medeiros, R. T., Abdu, M. A., de Souza, J. R., Bailey, G. J., and de Paula, E. R. (1996). Equatorial ionospheric vertical plasma drift model over the brazilian region. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 101(A5):10887–10892.

- Beer, T. (1974). *Atmospheric waves*. Adam Hilder, London. 300 p.
- Brasseur, G. P. and Solomon, S. (2005). *Aeronomy of the Middle Atmosphere: Chemistry and Physics of the Stratosphere and Mesosphere*. Atmospheric and Oceanographic Sciences Library 32. Springer Netherlands, 3 edition.
- Campbell, W. (2003a). *Introduction to Geomagnetic Fields*. Cambridge University Press, 2ed. edition.
- Campbell, W. H. (2003b). *Introduction to geomagnetic fields*. Cambridge. Cambridge University press.
- Carrasco, A. J. (2005). *O PICO PRÉ-INVERSÃO NA DERIVA VERTICAL DE PLASMA E A CAMADA E ESPORÁDICA*. Tese(doutorado em geofísica espacial), Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos.
- Chang, L., Yue, J., Wang, W., Wu, Q., and R. Meier, R. (2014). Quasi-two day wave related variability in the background dynamics and composition of the mesosphere / thermosphere, and the ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*.
- Chang, L. C., Liu, J.-Y., and Palo, S. E. (2011). Propagating planetary wave coupling in saber mlt temperatures and gps tec during the 2005/2006 austral summer. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 116(A10). A10324.
- Chapman, S. and Lindzen, R. S. (1970). *Atmospheric tides*. Dordrecht. D. Reidel Publishing Company.
- Clark, R., Current, A., Manson, A., Meek, C., Avery, S., Palo, S., and Aso, T. (1994). Hemispheric properties of the two-day wave from mesosphere-lower-thermosphere radar observations. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 56(10):1279 – 1288.
- Craig, R. and Elford, W. (1981). Observations of the quasi 2-day wave near 90 km altitude at adelaide (35°s). *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 43(10):1051 – 1056.
- Davies, K. (1965). *Ionospheric Radio Propagation*. U.S. Dept. of Commerce, National Bureau of Standards : For sale by the Supt. of Docs., U.S. G.P.O., 1 edition.

- Denardini, C. M., Resende, L. C. A., Moro, J., and Chen, S. S. (2016). Occurrence of the blanketing sporadic e layer during the recovery phase of the october 2003 superstorm. *Earth, Planets and Space*, 68(1):80.
- Farley, D. T., Bonelli, E., Fejer, B. G., and Larsen, M. F. (1986). The prereversal enhancement of the zonal electric field in the equatorial ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 91(A12):13723–13728.
- Fedrizzi, M. (2003). *Estudo do efeito das tempestades magnéticas sobre a ionosfera utilizando os dados de GPS*. Tese (doutorado em geofísica espacial), Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos.
- Forbes, J. M. (1996). Planetary waves in the thermosphere–ionosphere system. journal of geomagnetism and geoelectricity. *Journal of Geomagnetism and Geoelectricity*, 48. 91-98.
- Forbes, J. M. (2000). Wave coupling between the lower and upper atmosphere: case study of an ultra-fast kelvin wave. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 62(17–18):1603 – 1621.
- Forbes, J. M., Hagan, M. E., Miyahara, S., Vial, F., Manson, A. H., Meek, C. E., and Portnyagin, Y. I. (1995). Quasi 16-day oscillation in the mesosphere and lower thermosphere. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 100(D5):9149–9163.
- Forbes, J. M., Zhang, X., Maute, A., and Hagan, M. E. (2018). Zonally symmetric oscillations of the thermosphere at planetary wave periods. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 123(5):4110–4128.
- Fritts, D. C. and Alexander, M. J. (2003). Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Reviews of Geophysics*, 41(1). 1003.
- Gao, Y. and Liu, Z. Z. (2002). Precise ionosphere modeling using regional gps network data. *Global Positioning Systems*, pages 18–24.

- Geisler, J. E. and Dickinson, R. E. (1976). The five-day wave on a sphere with realistic zonal winds. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 33(4):632–641.
- Goncharenko, L. P., Chau, J. L., Liu, H.-L., and Coster, A. J. (2010). Unexpected connections between the stratosphere and ionosphere. *Geophysical Research Letters*, 37(10). L10101.
- Gu, S.-Y., Dou, X., Lei, J., Li, T., Luan, X., Wan, W., and Russell, J. M. (2014). Ionospheric response to the ultrafast kelvin wave in the mlt region. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 119(2):1369–1380. 2013JA019086.
- Gurubaran, S., Ramkumar, T. K., Sridharan, S., and Rajaram, R. (2001). *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 63. 813-821.
- Hagan, M. E. and Forbes, J. M. (2003). Migrating and nonmigrating semidiurnal tides in the upper atmosphere excited by tropospheric latent heat release. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 108(A2). 1062.
- Hagan, M. E., Forbes, J. M., and Vial, F. (1995). On modeling migrating solar tides. *Geophysical Research Letters*, 22(8):893–896.
- Haldoupis, C., Pancheva, D., and Mitchell, N. J. (2004). A study of tidal and planetary wave periodicities present in midlatitude sporadic e layers. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 109(A2):n/a–n/a. A02302.
- Hargreaves, J. K. (1992). *The Solar-Terrestrial Environment*. Cambridge University Press. Cambridge Books Online.
- Hargreaves, J. K. (1995). *The Solar-Terrestrial Environment: An Introduction to Geospace - the Science of the Terrestrial Upper Atmosphere, Ionosphere, and Magnetosphere*. Cambridge Atmospheric and Space Science Series. Cambridge University Press.
- Harris, T. J. and Vincent, R. A. (1993). The quasi-two-day wave observed in the equatorial middle atmosphere. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 98(D6):10481–10490.

- Heelis, R., Kendall, P., Moffett, R., Windle, D., and Rishbeth, H. (1974). Electrical coupling of the e- and f-regions and its effect on f-region drifts and winds. *Planetary and Space Science*, 22(5):743 – 756.
- Hirooka, T. (2000). Normal mode rossby waves as revealed by uars/isams observations. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 57(9):1277–1285.
- Hirooka, T. and Hirota, I. (1984). Normal mode rossby waves observed in the upper stratosphere. part ii: Second antisymmetric modes of zonal wavenumbers 1 and 2. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 42(6):536–548.
- Hoffmann, P. and Jacobi, C. (2006). Analysis of planetary waves seen in ionospheric total electron content (tec) perturbations. *Inst. f. Meteorol. Univ. Leipzig*, 37:1–11.
- Hofmann-Wellenhof, B., Lichtenegger, H., and Collins, J. (2001). *Global Positioning System: Theory and Practice*. Springer-Verlag Wien, 5 edition.
- Holton, J. R. (2004). *An introduction to dynamic meteorology*. Elsevier Academic Press, San Diego. 529 p.
- Immel, T., England, S., Zhang, X., Forbes, J., and DeMajistre, R. (2009). Upward propagating tidal effects across the e- and f-regions of the ionosphere. *Earth, Planets and Space*, 61(4):505–512.
- Jacobi, C., Schinder, R., and Kürschner, D. (1998). Planetary wave activity obtained from long-period (2–18 days) variations of mesopause region winds over central europe (52 °n, 15 °e). *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60(1):81 – 93.
- Kantor, I., Fedrizzi, M., and Paula, E. (2000). Total ionospheric electron content from gps measurements over the brazilian region. *Geofísica Internacional*, 39(1). 81-85.
- Kelley, M. C. and Heelis, R. A. (1989). *The earth's ionosphere*. Academic Press, New York. 247p.
- Kirchhoff, V. W. J. H. (1981). Campos elétricos na região ionizada da atmosfera. *Revista Brasileira de Física*, 11(3).

- Kirchhoff, V. W. J. H. (1991). *Introdução à geofísica espacial*. Nova Estrela, São Paulo.
- Kumar, P. and Foufoula-Georgiou, E. (1997). Wavelet analysis for geophysical applications. *Reviews of Geophysics*, 35(4):385–412.
- Leick, A., Rapoport, L., and Tatarnikov, D. (2015). *GPS Satellite Surveying*. Wiley, fourth edition edition.
- Lima, L., Batista, P., Clemesha, B., and Takahashi, H. (2005). The 6.5-day oscillations observed in meteor winds over cachoeira paulista (22.7°s). *Advances in Space Research*, 36(11):2212 – 2217. Planetary Atmospheres, Ionospheres, and Magnetospheres.
- Luo, Y., Manson, A. H., Meek, C. E., Meyer, C. K., and Forbes, J. M. (2000). The quasi 16-day oscillations in the mesosphere and lower thermosphere at saskatoon (52°n, 107°w), 1980–1996. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 105(D2):2125–2138.
- Madden, R. and Julian, P. (1972). Further evidence of global-scale 5-day pressure waves. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 28(8):1464–1469.
- Matsuoka, M., Camargo, P., and Batista, I. (2007). Impacto de explosões solares no comportamento da ionosfera e no posicionamento com gps na região brasileira. *Boletim de Ciências Geodésicas*, 12(2).
- McEwan, M. J. (1975). *Chemistry of the atmosphere*. Wiley.
- McLandress, C. (1998). On the importance of gravity waves in the middle atmosphere and their parameterization in general circulation models. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60(14):1357 – 1383.
- McNamara, L. F. (1991). *The ionosphere: communications, surveillance, and direction finding*. Krieger, Flórida.
- Meek, C., Manson, A., Franke, S., Singer, W., Hoffmann, P., Clark, R., Tsuda, T., Nakamura, T., Tsutsumi, M., Hagan, M., Fritts, D., Isler, J., and Portnyagin, Y. I. (1996). Global study of northern hemisphere quasi-2-day wave events in recent summers

- near 90 km altitude. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 58(13):1401 – 1411.
- Meyer, C. K. and Forbes, J. M. (1997). A 6.5-day westward propagating planetary wave: Origin and characteristics. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 102(D22):26173–26178.
- Miranda, J. M. (2009). *INTRODUÇÃO AO GEOMAGNETISMO*. 78 p.
- Muella, M. T. A. H. (2008). *Morfologia e dinâmica das irregularidades ionosféricas de pequena escala e imageamento ionosférico por GPS*. Tese (doutorado em geofísica espacial), Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos.
- Mukhtarov, P., Andonov, B., Borries, C., Pancheva, D., and Jakowski, N. (2010). Forcing of the ionosphere from above and below during the arctic winter of 2005/2006. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 72(2–3):193 – 205.
- Nappo, C. J. (2002). *An introduction to atmospheric gravity waves*. San Diego. Academic Press.
- Nogueira, P. A. B. (2009). *ESTUDO DA ANOMALIA DE IONIZAÇÃO EQUATORIAL E DOS VENTOS TERMOSFERICOS MERIDIONAIS DURANTE PERIODOS CALMOS E PERTURBADOS NA REGIÃO DE BAIXAS LATITUDES BRASILEIRA*. Dissertação(mestrado em geofísica espacial), Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos.
- Nogueira, P. A. B. (2013). *Estudo das características do padrão de onda número 4 e variabilidade do TEC sobre a América do Sul*. Tese(doutorado em geofísica espacial), Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São José dos Campos.
- Palo, Scott E. and Roble, R. G. and Hagan, M. E. (1999). Middle atmosphere effects of the quasi-two-day wave determined from a general circulation model. *Earth, Planets and Space*, 51(7):629–647.

- Palo, S. E. and Avery, S. K. (1996). Observations of the quasi-two-day wave in the middle and lower atmosphere over christmas island. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 101(D8):12833–12846.
- Pancheva, D. and Lysenko, I. (1988). Quasi-two-day fluctuations observed in the summer f region electron maximum. *Bulgarian Geophysical*, XIV(2):41–51.
- Pancheva, D., Mukhtarov, P., Mitchell, N. J., Merzlyakov, E., Smith, A. K., Andonov, B., Singer, W., Hocking, W., Meek, C., Manson, A., and Murayama, Y. (2008). Planetary waves in coupling the stratosphere and mesosphere during the major stratospheric warming in 2003/2004. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 113(D12):n/a–n/a. D12105.
- Pancheva, D. V., Mukhtarov, P. J., Shepherd, M. G., Mitchell, N. J., Fritts, D. C., Riggins, D. M., Franke, S. J., Batista, P. P., Abdu, M. A., Batista, I. S., Clemesha, B. R., and Kikuchi, T. (2006). Two-day wave coupling of the low-latitude atmosphere-ionosphere system. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 111(A7). A07313.
- Papagiannis, M. D. (1972). *Space physics and space astronomy*. NY: Gordon and Breach Science, New York.
- Pillat, V. (2006). *Estudo da ionosfera em baixas latitudes através do modelo computacional lion e comparação com parâmetros ionosféricos observados*. Dissertação(mestrado em física e astronomia), Universidade do Vale do Paraíba(UNIVAP), São José dos Campos.
- Pogoreltsev, A., Vlasov, A., Fröhlich, K., and Jacobi, C. (2007). Planetary waves in coupling the lower and upper atmosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 69(17–18):2083 – 2101. Vertical Coupling in the Atmosphere/Ionosphere System3rd IAGA/ICMA Workshop.
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., and Flannery, B. P. (1992). *Numerical Recipes: in Fortran 77*. Press Syndicate of the University of Cambridge, New York.
- Resende, L. C. A. and Denardini, C. M. (2012). Equatorial sporadic e-layer abnormal

- density enhancement during the recovery phase of the december 2006 magnetic storm: A case study. *Earth, Planets and Space*, 64(4):345–351.
- Rishbeth, H. and Garriot, O. K. (1969). *Introduction to the ionospheric physics*. Academic Press, New York. 44p.
- Rodgers, C. D. and Prata, A. J. (1981). Evidence for a traveling two-day wave in the middle atmosphere. *Journal of Geophysical Research: Oceans*, 86(C10):9661–9664.
- Salby, M. L. and Garcia, R. R. (1987). Transient response to localized episodic heating in the tropics. part i: Excitation and short-time near-field behavior. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 44(2):458–498.
- Scheiben, D., Tschanz, B., Hocke, K., Kämpfer, N., Ka, S., and Oh, J. J. (2014). The quasi 16-day wave in mesospheric water vapor during boreal winter 2011/2012. *Atmospheric Chemistry and Physics*, 14(13):6511–6522.
- Seeber, G. (2003). *Satellite Geodesy*. de Gruyter, 2 revised edition.
- Seinfeld, J. and Pandis, S. N. (2006). *Atmospheric chemistry and physics: from air pollution to climate change*. Wiley-Interscience, 2 edition.
- Smith, E. K. (2009). Radio studies of ionospheric sporadic e (1950-1960). *Progress In Electromagnetics Research Symposium Proceedings*, pages 715–717.
- Takahashi, H., Lima, L., Wrasse, C., Batista, I., Onohara, A., Aquino, M., Batista, P., and Abdu, M. A. (2012). Ionospheric response to 2-day planetary wave in the equatorial and low latitude regions. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 90–91:164 – 171. Recent Progress in the Vertical Coupling in the Atmosphere-Ionosphere System.
- Takahashi, H., Lima, L. M., Wrasse, C. M., Abdu, M. A., Batista, I. S., Gobbi, D., Buriti, R. A., and Batista, P. P. (2005). Evidence on 2 - 4 day oscillations of the equatorial ionosphere hf and mesospheric airglow emissions. *Geophysical Research Letters*, 32(12). L12102.

- Takahashi, H., Wrasse, C. M., Denardini, C. M., Pádua, M. B., de Paula, E. R., Costa, S. M. A., Otsuka, Y., Shiokawa, K., Monico, J. F. G., Ivo, A., and Sant’Anna, N. (2016). Ionospheric tec weather map over south america. *Space Weather*, pages n/a–n/a. 2016SW001474.
- Tariku, Y. A. (2016). The study of variability of {TEC} over mid-latitude american regions during the ascending phase of solar cycle 24 (2009–2011). *Advances in Space Research*, 58(4):598 – 608.
- Torrence, C. and Compo, G. (1998). A practical guide to wavelet analysis. *Bulletin of the American Meteorological Society*, 79(1):61–78.
- Varejão-Silva, M. A. (2006). *Meteorologia e Climatologia*. Versão digital, 2 edition.
- White, R. S. (1970). *Space physics*. Oxford University, London.
- Williams, C. R. and Avery, S. K. (1992). Analysis of long-period waves using the mesosphere-stratosphere-troposphere radar at poker flat, alaska. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, 97(D18):20855–20861.
- Wu, D. L., Fishbein, E. F., Read, W. G., and Waters, J. W. (1996). Excitation and evolution of the quasi-2-day wave observed in uars/mls temperature measurements. *Journal of the Atmospheric Sciences*, 53(5):728–738.
- Yiğit, E. and Medvedev, A. S. (2015). Internal wave coupling processes in earth’s atmosphere. *Advances in Space Research*, 55(4):983 – 1003.
- Yue, J., Wang, W., Richmond, A. D., and Liu, H.-L. (2012). Quasi-two-day wave coupling of the mesosphere and lower thermosphere-ionosphere in the time-gcm: Two-day oscillations in the ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 117(A7).
- Yue, J., Wang, W., Richmond, A. D., Liu, H.-L., and Chang, L. C. (2013). Wavenumber broadening of the quasi 2 day planetary wave in the ionosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 118(6):3515–3526.

- Yue, J., Wang, W., Ruan, H., Chang, L. C., and Lei, J. (2016). Impact of the interaction between the quasi-2day wave and tides on the ionosphere and thermosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, 121(4):3555–3563.
- Zhou, Q. (1998). Two-day oscillation of electron concentration in the lower ionosphere. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, 60(17):1669 – 1677.