



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIA E TECNOLOGIA
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICA

DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**OBSERVAÇÕES DE OSCILAÇÕES DE ESCALA PLANETÁRIA NA BAIXA
TERMOFERA EQUATORIAL**

Solomon Otoo Lomotey

Campina Grande - Paraíba

Agosto/2016

SOLOMON OTOO LOMOTÉY

**OBSERVAÇÕES DE OSCILAÇÕES DE ESCALA PLANETÁRIA NA BAIXA
TERMOSEFERA EQUATORIAL**

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-Graduação em Física da Unidade Acadêmica de Física da Universidade Federal de Campina Grande para obtenção do título de mestre em Física.

Área de Concentração: Física da Atmosfera.

Orientadores: Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa e Prof. Dr. Igo Paulino da Silva.

Campina Grande - Paraíba
Agosto/2016

FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCG

L846o Lomotey, Solomon Otoo.
Observações de oscilações de escala planetária na baixa termosfera equatorial / Solomon Otoo Lomotey. – Campina Grande, 2016.
64 f. : il. color.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2016.
"Orientação: Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa, Prof. Dr. Igo Paulino da Silva".
Referências.

1. Onda Planetária. 2. Baixa Termosfera. 3. Oxigênio Atômico.
I. Costa, Ricardo Arlen Buriti da. II. Silva, Igo Paulino da. III. Título.

CDU 551.513.11(043)

SOLOMON OTOO LOMOTÉY

**OBSERVAÇÕES DE OSCILAÇÕES DE ESCALA PLANETÁRIA NA
TERMOSEFERA EQUATORIAL**

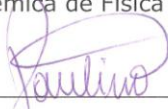
Dissertação aprovada em 12/08/2016

BANCA EXAMINADORA



(Presidente)

Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa
Unidade Acadêmica de Física – UFCG



(Co-Orientador)

Prof. Dr. Igo Paulino da Silva
Unidade Acadêmica de Física – UFCG



(Membro interno)

Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros
Unidade Acadêmica de Física – UFCG



(Membro externo)

Prof. Dr. Edvaldo de Oliveira Alves
Departamento de Física – UEPB

Dedicado à J.K Lomotey.

AGRADECIMENTOS

Em primeiro lugar quero agradecer ao Senhor Todo-Poderoso que é a base da minha vida, por sua graça contínua e favor desde o início desta pesquisa.

Gostaria de expressar minha mais profunda gratidão ao meu supervisor, Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti, por sua orientação e assistência ao longo desta dissertação.

Gostaria de agradecer ao Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros por seu apoio, incentivo e entusiasmodurante meus dois anos de meu programa de mestrado.

Gostaria de expressar o meu sincero apreço, a quem eu também sou grato, ao Prof. Dr. Igo Paulino, por seu tremendo apoio e sugestões de inspiração durante a minha estadia e especialmente durante os momentos difíceis desta dissertação, assim como à Dra . Ana Roberta Paulino, por suas inúmeras sugestões.

Um agradecimento especial à CAPES, pelo apoio financeiro durante este programa de mestrado sem o qual esta investigação não teria sido um sucesso.

Gostaria de agradecer a todos os professores do Departamento de Física (UFCG-UAF) por seu amor e apoio ao longo dos meus dois anos nesta nobre instituição.

Um agradecimento especial também vai para Dr. Nana Ama Browne Klutse (do Instituto Espacial de Gana, *Gana Space Institute*), por sua solicitude materna e apoio.

Sou grato ao meu pai, James Kwaku Lomotey e a minha mãe, Diana Ayivi, pelo constante cuidado e apoio durante a minha estadia aqui no Brasil e não esquecendo os meus irmãos (Abraham, Thomas, Peter, Alex) e irmãs (Catherine e Rose) pelo amor inabalável e apoio incondicional durante toda a minha vida e meus estudos.

Também gostaria de agradecer ao Dr. Fabio Egito por seu grande apoio durante esta dissertação e não esquecendo Lidiane Trajano de Souza pelo seu apoio a este trabalho.

Agradeço aos professores John Meriwether (Clemson University) e Jonathan Makela (University of Illinois) pelo apoio técnico-científico ao Interferômetro Fabry-Perot.

Finalmente, um agradecimento especial vai para os nossos membros do grupo de pesquisa AEROLUME pelo cuidado e motivações.

“Se algum de vocês tem falta de sabedoria, peça-a a Deus, que a todos dá livremente, de boa vontade; e lhe será concedida”.
(Tiago 1:5)

RESUMO

Medições de ventos termosféricos a partir de interferômetros Fabry-Perot localizados em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) e Cajazeiras (6,9°S; 38,6°O) com coordenadas geomagnéticas (0,48°N; 35,8°L) foram investigadas para periodicidades acima de 2 dias. Para tanto, foi usada emissão de aeroluminescência de oxigênio atômico (OI630.0 nm linha vermelha) durante a noite, das 20h às 3h, horário local (LT). Análise Lomb-Scargle foi utilizada para analisar os ventos termosféricos e a temperatura. As fases (hora de máximos) e amplitudes destas oscilações foram estimadas usando o Método dos Mínimos Quadrados (MMQ). A partir do resultado obtido, fortes oscilações planetárias de quase 6-8 dias foram observadas a partir das medições de vento e períodos fortes foram observados de 2012 a 2014. Um período de 6 dias foi observado nos ventos meridional e zonal enquanto períodos de 8 e 9 dias foram observados na intensidade e temperatura durante novembro de 2013. As amplitudes e fases dessas oscilações foram determinadas, amplitudes de 30 m/s, 18,6 m/s, 0,88 R e 94,67 K foram observadas nos ventos meridional e zonal, intensidade e temperatura, respectivamente. Também foi observada a mesma fase (hora de máxima) nas medições de vento.

Palavras-chave: Onda planetária, Baixa termosfera, Oxigênio atômico.

ABSTRACT

Thermospheric wind measurements from Fabry-Perot interferometers located at São João do Cariri (7.4°S; 36.5°W) and Cajazeiras (6.9°S; 38.6°W) with both having geomagnetic coordinates (35.8°E; 0.48°N) were investigated for periodicities above 2 days. This was done by using airglow emission of Atomic Oxygen (OI630.0 nm the red line) during the nighttime from 20:00 to 03:00 local time (LT). Lomb–Scargle analysis was used to process the thermospheric winds and temperature. The phases (time of maximum) and amplitudes of these oscillations were estimated by using least square fitting method (LSF). From the result obtained, strong quasi 6-8 days planetary oscillations were observed from the wind measurements 2012 to 2014. A period of 6-days was observed in the meridional and zonal winds, while periods of 8 and 9 days were observed in the intensity and temperature during November 2013. The amplitudes and phases of these oscillations were determined, amplitudes of 30 m/s, 18.6 m/s, 0.88 R and 94.67 K were observed in the meridional and zonal winds, intensity and temperature, respectively. Also the same phase (time of maximum) was observed in the wind measurements.

Keywords: Planetary wave, Lower Thermosphere, Atomic Oxygen.

LISTA DE FIGURAS

Figura 1.1: Perfil típico de temperatura da atmosférica neutra a partir do modelo MSIS.	4
Figura 1.2: Perfil típico de densidade do plasma ionosférico mostrando várias camadas do modelo IRI.	5
Figura 2.1: Vista plana de velocidade horizontal e altura de perturbação associada a uma onda de Kelvin equatorial.	7
Figura 2.2: Vista plana das velocidades horizontais e altura de perturbações associadas a uma onda equatorial de Rossby-gravidade.	8
Figura 2.3 Perturbação do campo de vorticidade e campo de velocidade induzida para uma cadeia meridionalmente deslocada de parcelas de fluido.	9
Figura 2.4: Diagrama de dispersão para ondas equatoriais livres.	10
Figure 2.5: Autovalores $\gamma_n^{(\sigma,s)}$ para modos de número de onda zonal $s = 1$ em função da frequência normalizada σ / Ω .	17
Figura 2.6: Modos de Hough correspondentes aos três primeiros modos normais de ondas do tipo Rossby com número de onda zonal $s=1$.	18
Figura 3.1: Intensidade das emissões nas faixas da atmosfera superior versus o seu respectivo comprimento de onda.	21
Figura 3.2: Perfis das espécies químicas mais importantes na atmosfera superior a partir do modelo IRI 2013.	22
Figura 3.3: Perfil vertical da taxa de emissão volumétrica da OI 630.0 nm nos sítios São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) e Cajazeiras (6,9°S; 38,6°O) durante novembro de 2013 a partir dos modelos MSIS e IRI.	27
Figura 4.1: Ilustração das duas estações com o Interferômetro de Fabri-Perot (IFP) instalado.	28
Figura 4.2: Mapa mostrando os locais dos dois observatórios em Cajazeiras e São João do Cariri, no nordeste do Brasil.	29
Figura 4.3: Um diagrama esquemático de IFP com os principais componentes.	30
Figura 4.4: Diagrama esquemático mostrando a observação na direção cíclica ou cardeal.	30
Figura 4.5: Interferômetro de Fabry-Perot.	31
Figura 4.6: Transmissão e reflexão em um etalon planar de Fabry-Perot.	31
Figura 4.7: Caminhos de luz, como resultado de reflexões entre duas placas paralelas.	32

Figura 4.8: Gráfico da distribuição de intensidade de franjas de interferências.	34
Figura 4.9: Imagem de franja de aeroluminescência via IFP.	35
Figura 4.10: Uma descrição gráfica de medição da linha de visão para o leste.	38
Figura 4.11 Ilustração dos setores de observação norte, sul e central.	41
Figura 4.12: Série histórica dos dados do vento zonal e meridional durante 2013 medida pelo IFP no modo de volume comum.	42
Figura 4.13: Exemplo de um gráfico de análise Lomb-Scargle a partir de uma medição de vento zonal no modo de volume comum mostrando períodos de 3, 4 e 5 dias.	44
Figura. 5.1: Ventos observados <i>versus</i> mês do ano, medições do IFP de São João do Cariri e Cajazeiras 2009-2014.	48
Figura. 5.2: Período <i>versus</i> mês do ano (2009-2014) a partir da análise Lomb-Scargle.	50
Figura 5.3: Um gráfico de período <i>versus</i> mês de julho de 2013 - maio de 2014 a partir da análise Lomb-Scargle mostrando evidências de onda planetária forte.	51
Figura 5.4 (a): Gráfico Lomb-Scargle para a direção cardeal oeste, novembro de 2013.	52
Figura 5.4 (b): Gráfico Lomb-Scargle para a direção cardeal leste, novembro de 2013.	53
Figura 5.4 (c): Gráfico Lomb-Scargle para a direção cardeal sul, novembro de 2013.	53
Figura 5.4 (d): Gráfico Lomb-Scargle para a direção cardeal norte, novembro de 2013.	53
Figura 5.5: Medição do vento <i>versus</i> mês do ano mostrando a propagação de onda planetária durante novembro-dezembro de 2013.	54
Figura 5.6: O ajuste da curva que mostra a amplitude e a fase da oscilação da medição de ventos do IFP <i>versus</i> o dia do ano novembro de 2013.	55
Figura 5.7: Gráfico períodos <i>versus</i> meses do ano da atividade geomagnética, índice (<i>kp</i>) e atividade solar (F10.7 cm) de julho 2013- abril 2014.	56

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1: Nomenclatura dos principais modos livres propagantes para oeste na média e alta termosfera.	18
Tabela 3.1: Emissão de algumas espécies excitadas na atmosfera média e superior.	22
Tabela 3.2 Os valores para todas as constantes utilizadas no cálculo da taxa de emissão volumétrica de OI630nm.	26

LISTA DE SÍMBOLOS

c_p - calor específico à pressão constante

c_g - velocidade de grupo

$\frac{D}{Dt}$ - material derivativo

f - frequência; parâmetro de Coriolis no plano Beta; vorticidade planetária

$f_0 F2$ - frequência crítica

\vec{F} - força externa não conservativa

g - aceleração da gravidade

$hmF2$ - pico de altura da ionosfera

$h'F$ - altura de escala ionosférica

H - escala de altura; polinômio de Hermite

k - número de onda horizontal; Coeficiente cinético de reação

L - perda de íon

N - frequência de Brunt-Väisälä

n - ordem do modo

p' - pressão de fluido

P - produção de íon

$P(z)$ - probabilidade de falso alarme no periodograma de Lomb-Scargle

s - número de onda zonal

T - temperatura; período

u - velocidade de fase na direção zonal

v - velocidade de fase na direção meridional

V - taxa de emissão volumétrica

w - velocidade vertical

Y - componente horizontal do forçante

y - distância meridional

z - coordenada vertical

β - plano beta; fator de *quenching*

θ - temperatura potencial

φ - latitude; fase
 Ω - taxa de rotação da Terra
 ζ - vorticidade
 σ - frequência
 λ - longitude; comprimento de onda
 ∇ - operador gradiente
 Φ - altura geopotencial
 Θ - função de Hough
 ν - frequência
 ω - frequência angular
 ρ - densidade
 ψ - função de corrente
 γ_n - autovalores
 ψ' - onda plana perturbada
 \mathcal{L} - operador diferencial de Laplace

SUMÁRIO

1.INTRODUÇÃO	1
1.1 ESTRUTURA BÁSICA DA ATMOSFERA	3
1.2 A ionosfera	4
1.2.1 A camada D	4
1.2.2 A camada E	4
1.2.3 A camada F	5
2.0 OBSERVAÇÕES DE ONDAS PLANETÁRIAS NA BAIXA TERMOSFERA	6
2.1 Ondas Equatoriais	7
2.1.1 Kelvin Waves	7
2.2 Ondas planetárias	8
2.3 Dinâmica da atmosfera	10
2.4 Teoria de onda planetária para uma esfera em rotação	12
3.0 AEROLUMINESCÊNCIA	19
3.1 Emissões na Atmosfera Superior	19
3.2 Emissão na linha vermelha de 630 nm	23
4.0 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA	28
4.1 Formação de Interferência Construtiva e Destrutiva	31
4.2 Deslocamento Doppler	38
4.3 METODOLOGIA	40
4.3.1 Modo de volume comum	41
4.3.2 Periodograma Lomb-Scargle	42
4.3.3 Método dos Quadrados Mínimos	45
5.0 RESULTADOS E DISCUSSÃO	47
5.1 Análise Lomb-Scargle	48

5.2	Método dos Mínimos Quadrados	54
6.0	CONCLUSÃO E RECOMENDAÇÕES	58
	REFERÊNCIAS	

1. INTRODUÇÃO

A atmosfera da Terra consiste de uma mistura de gases, principalmente nitrogênio molecular (78% em volume) e o oxigênio molecular (21% em volume). Os constituintes gasosos restantes, tais como ozônio, o óxido nítrico (NO_x) e argônio compreendem menos que 1% da atmosfera, no entanto, estes gases têm um papel importante no equilíbrio radiativo e propriedades químicas da atmosfera, (Salby, 1996). A atmosfera da Terra, entre outras coisas, torna possível o clima, fornece oxigênio e água para manter a vida.

A mesosfera e baixa termosfera, ou região MLT (do inglês *Mesosphere and Lower Thermosphere*), é controlada pela dinâmica impulsionada por ondas atmosféricas de grande escala geradas muitas vezes em regiões mais baixas da atmosfera. A interação entre essas ondas com fluxo médio direciona as circulações de grande escala que contribuem para tornar a física desta região mais complexa, (Manson *et al.*, 2003).

Dois importantes movimentos de onda que são componentes essenciais das circulações gerais são as marés atmosféricas (solares) e as ondas planetárias. Muito da variabilidade temporal e espacial observada em ventos neutros, temperatura e concentrações de espécies traços na mesosfera e baixa termosfera é devido, direta ou indiretamente, aos movimentos ondulatórios. Estas ondas também desempenham papéis importantes para manter o equilíbrio zonal médio do momentum e da temperatura. Adicionalmente, os movimentos das ondas na atmosfera podem ser classificados de acordo com os mecanismos de restauração, nomeadamente, as ondas acústicas, restauradas pela compressibilidade do ar, as ondas de gravidade interna, que resulta da estratificação da atmosfera, e as ondas de gravidade inercial cujo resultado é uma combinação da estratificação e efeitos da força de Coriolis devido à rotação da Terra. Essas ondas são chamadas ondas planetárias.

Modelos computacionais confirmaram transformação adequada de oscilações do tipo planetárias na atmosfera neutra em oscilações na absorção de ondas de rádio (Lastovicka, 1994). As ondas tipos planetárias na ionosfera foram estudadas em uma série de trabalhos (por exemplo, Lastovicka e Pancheva, 1991, Lastovicka *et al.*, 1994). A atividade da onda planetária na ionosfera inferior é maior no inverno do que no verão devido às diferentes

condições da penetração ascendente de ondas planetárias, e exibe uma ligeira tendência de aumento da amplitude (por exemplo, Lastovicka, 2001).

Ao usar a temperatura atmosférica e intensidade de emissão de OI630.0 nm, este estudo tem por objetivo caracterizar a dinâmica na baixa termosfera para melhor compreender as ondas equatoriais atmosféricas e seus processos de acoplamento dentro da ionosfera. O objetivo principal desta dissertação é determinar as periodicidades de oscilações do tipo onda planetária (do inglês, *PWTO - Planetary Wave Type Oscillations*) nos baixos ventos termosféricos (ventos zonal e meridional) observados por dois Interferômetros Fabry-Perot (IFP), localizados na cidade de Cajazeiras-PB e São João do Cariri-PB. Adicionalmente, tentar estimar o possível mecanismo de geração dessas oscilações. A estrutura geral desta dissertação é a seguinte:

- O primeiro Capítulo introduz o perfil vertical da atmosfera.
- O segundo Capítulo apresenta breves observações sobre ondas planetárias na termosfera inferior e a teoria por trás das ondas de escala planetária.
- O terceiro Capítulo descreve resumidamente as emissões de luminescência atmosférica.
- O quarto Capítulo trata da instrumentação e metodologia dos interferômetros Fabry-Perot, com os princípios matemáticos básicos que governam o etalon e interferências formadas no CCD e análise de Lomb-Scargle.
- O quinto Capítulo trata dos resultados e das discussões da análise dos dados.
- O sexto Capítulo trata dos comentários finais, recomendações e sugestões para estudos futuros.

1.1 ESTRUTURA BÁSICA DA ATMOSFERA

A Figura 1.0 mostra um perfil vertical típico da atmosfera da Terra, que é convencionalmente dividida em camadas na direção vertical de acordo com a variação da temperatura com a altura. A camada entre a superfície da Terra e cerca de 12 km de altitude é chamada troposfera e dentro desta região a temperatura diminui com a altitude. Esta região contém 75% a 80% da massa total da atmosfera e quase todos os sistemas meteorológicos acontecem nesta região. O solo absorve mais radiação solar do que o vapor de água e por isso a temperatura da troposfera decai com a altitude. Há também a tropopausa que é a região que separa a troposfera e a estratosfera. Nesta região a taxa de queda varia de positivo na troposfera para negativo na estratosfera. A estratosfera é a região acima da troposfera, que se estende desde a tropopausa para ~ 50 km. A temperatura nesta região é estratificada com camadas de baixa temperatura em baixa altitude e camadas de alta temperatura em altitudes mais elevadas. Acima da estratopausa está a região mesosférica que se estende da estratopausa até ~ 90 km. A concentração de ozônio nesta região diminui drasticamente com o aumento da altura resultando numa redução da absorção da radiação solar pelo ozônio e uma consequente diminuição de temperatura com a altura, somado ao fato de que a densidade atmosférica diminui exponencialmente com a altura. A mesosfera está situada acima da estratosfera, entre 50 e 90 km de altitude, sua temperatura diminui com a altitude atingindo 190 K, é uma das regiões mais frias da atmosfera. Imediatamente acima da mesopausa está a camada termosférica que começa a cerca de 90 km de altitude e se estende até 300 km, a temperatura nessa região aumenta com a altitude com um máximo de 300 K.

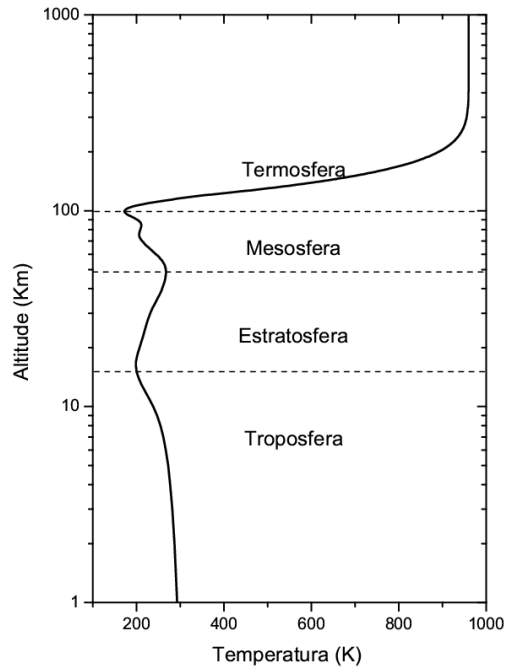


Figura 1.1: Perfil típico de temperatura da atmosférica neutra do modelo MSIS, 2013.

1.2 A ionosfera

A ionosfera é a região da atmosfera da Terra onde a concentração de elétrons livres é tão grande que afeta a propagação de ondas de rádio. A ionosfera é formada quando partículas energéticas eletromagnéticas e radiação proveniente do Sol e do espaço ionizam as moléculas presentes na termosfera, criando plasma na alta atmosfera. A ionosfera é dividida em três camadas, a saber: as regiões D, E e F que são separadas de acordo com as suas composições de íons e densidades de elétrons, como ilustrado na Figura 1.2, usando o modelo IRI 2010, durante o dia.

1.2.1 A camada D

Região que está abaixo da ionosfera, situada entre 60 e 90 km de altitude, que quase desaparece de noite, tem baixa concentração de elétrons. As radiações ionizantes predominantes são raios-X e radiação Lyman- α .

1.2.2 A camada E

A camada E estende-se de cerca de 85 a 130 km de altitude e é dominada por moléculas de oxigênio e nitrogênio. Esta região é formada durante o dia em que elétrons livres resultam de

ionização de O_2 e N_2 por raios X e radiações de UV para formar NO^+ e O^+ . Assim como na região D, à noite, ocorre a reação inversa e esta região enfraquece ou a uma extensão maior desaparece.

1.2.3 A camada F

Na altitude acima 150 km, íons e elétrons são formados quando os principais componentes da atmosfera, O e N_2 , absorvem a radiação EUV (*Extreme Ultraviolet*), com comprimento de onda de $10\text{nm} < \lambda < 90\text{nm}$. Ao contrário da região E que perece durante a noite, a região F persiste devido à difusão descendente de íons da região superior.

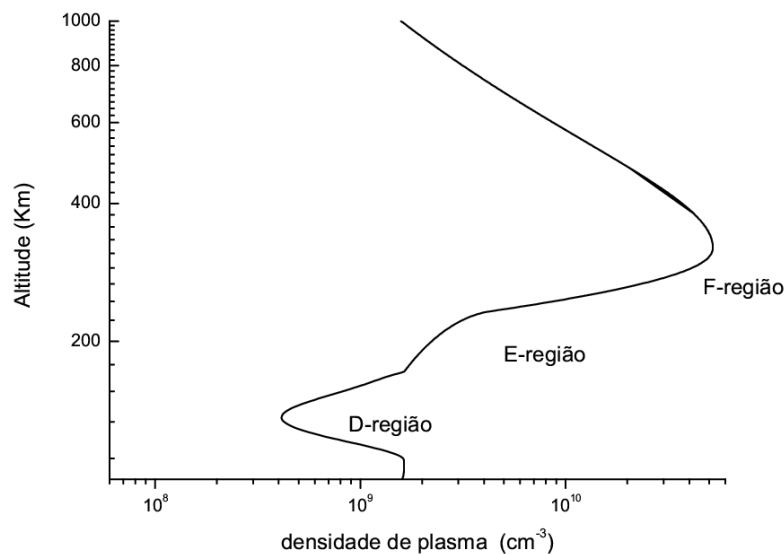


Figura 1.2: Perfil típico de densidade do plasma ionosférico mostrando várias camadas do modelo IRI 2010.

CAPÍTULO 2

2.0 OBSERVAÇÕES DE ONDAS PLANETÁRIAS NA BAIXA TERMOSFERA

Ondas planetárias são oscilações de escala global que se propagam com períodos acima de 2-dias, tendo números de onda zonais dominantes 1, 2, 3 e, geralmente, têm a sua origem na baixa atmosfera (Vincent et al., 1990). Ondas planetárias são classificadas em dois grupos principais, a saber, as estacionárias, que estão associadas principalmente com características meteorológicas quase estável, e as transientes, que se propagam para oeste embora as que se direcionam para o leste dominem (Pancheva et al., 1993). Os períodos de 2, 5, 10 e 16 dias são conhecidos como sendo dominante (Forbes, 1995). Na verdade, oscilações do tipo onda planetária são investigadas na atmosfera neutra (Forbes, 1995, 1996; e Altadil Apostolov, 2001, 2003; Lastovicka, 2006; Xiong et al., 2006). Geralmente acredita-se que as ondas planetárias geradas na troposfera podem alcançar apenas a região da baixa termosfera mas não podem propagar-se diretamente através da região da termosfera superior/ ionosfera região de picos F_2 (Vincent, 1990; Lastovicka, 2006; Pogoreltsev et al., 2007). As oscilações tipo ondas planetárias observadas na atmosfera superior são tidas como o resultado de ondas secundárias originadas na baixa termosfera e moduladas por outras ondas (por exemplo, Liu *et al.*, 2010; Yue et al., 2002). A variabilidade diária das ondas planetárias desempenha um papel significativo observado nos parâmetros da região equatorial e de baixa latitude da ionosfera. Altadil e Apostolov (2001) analisaram diversos eventos de oscilações tipo onda planetária propagantes, ambos de modo ascendente e descendente com períodos de 2 e 6,5 dias na camada F. Eles atribuíram os eventos de propagação ascendentes às ondas planetárias observadas simultaneamente na mesosfera e na região da baixa termosfera (MLT) e o evento de propagação descendente pode ser atribuído à atividade geomagnética periódica. Embora seja amplamente conhecido que a atividade geomagnética desempenha um papel ao induzir estas ondas pela literatura, tem sido demonstrado que as oscilações de onda tipo planetária são causadas por ondas planetárias na atmosfera neutra e não pela atividade solar ou geomagnética em alguns estudos de casos [Pancheva e Lastovicka, 1989]. Uma das possibilidades, pelas quais as ondas planetárias podem propagar na baixa termosfera é por uma modulação de uma maré que se propaga para cima (Lastovicka e Sauli 1999, Pancheva et al., 1994, 2002) e ondas de gravidade (Meyer, 1999) na mesosfera. Altadil e Apostolov (2001) resumiram os mecanismos de oscilações do tipo onda planetárias na ionosfera, que são: (a) o transporte vertical de constituintes minoritários, (b) movimento vertical do plasma, (c) a interação de onda planetária com a dependência semidiurna/ diurna no dínamo da ionosfera, (d) aumento da atividade geomagnética que são seguidas por uma sequência de tempestades e sub-tempestades ligadas à grande tempestade, (e) aumento de atividade

geomagnética através da introdução de grandes instabilidades na ionosfera e resultando oscilações tipo onda.

2.1 Ondas Equatoriais

Ondas equatoriais na atmosfera são uma importante classe de perturbações que se propagam para leste e oeste que estão presas no equador. Ondas atmosféricas equatoriais são geralmente excitadas por convecção tropical organizada. A propagação de ondas atmosféricas equatoriais pode fazer com que os efeitos das tempestades convectivas sejam transmitidos através de grande distância longitudinal, produzindo respostas remotas para fontes de calor locais.

2.1.1 Kelvin Waves

Ondas de Kelvin são um dos tipos de onda equatoriais mais dominantes. A mudança no sinal do parâmetro de Coriolis no equador permite que este tipo de ondas equatoriais exista. Ondas de Kelvin são um tipo especial de ondas de gravidade, modificado pela rotação da Terra (Andrews et al., 1987). Elas são ondas presas equatorialmente que se propagam para o leste (ou seja, sua velocidade zonal, temperatura e perturbações geopotenciais variam em latitude como funções gaussianas centradas no equador) e elas são excitadas por aquecimento de convecção tropical (Holton, 1972; Salby e Garcia, 1987; Bergman e Salby, 1994). A Figura 2.1 mostra a perturbação do vento e estrutura geopotencial para a onda de Kelvin, indicando que a sua perturbação de vento horizontal aparece apenas na direção zonal, enquanto a estrutura da onda horizontal é traçada na Figura 2.2, que mostra uma estrutura anti-simétrica sobre o equador.

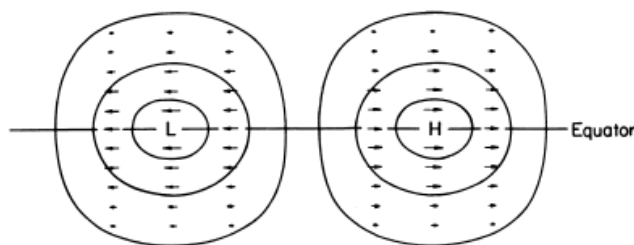


Figura 2.1: Vista plana de velocidade horizontal e altura de perturbação associada a uma onda de Kelvin equatorial. Adaptado de Matsuno de 1966.

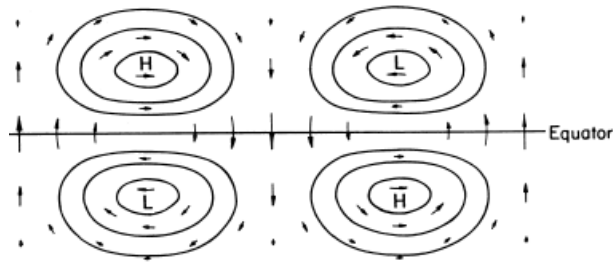


Figura 2.2: Vista plana de velocidades horizontais e altura de perturbações associadas a uma onda equatorial de Rossby-gravidade. Adaptado de Matsuno de 1966.

2.2 Ondas planetárias

O tipo de onda que é da maior importância para os processos meteorológicos de grande escala é a onda Rossby ou onda planetária. Em um fluido barotrópico invíscido de profundidade constante, a onda de Rossby é um movimento de conservação de vorticidade absoluta que deve sua existência à variação do parâmetro de Coriolis com a latitude (Holton, 2004).

$$\zeta_{r1} = f_{t_0} - f_{t_1} = -\beta \delta y. \quad (2.0)$$

Onde ζ é a vorticidade relativa, δy representa o deslocamento meridional de um fluido da posição de latitude original, f_{t_0} é parâmetro de Coriolis no tempo $t = 0$ e f_{t_1} no instante $t = 1$ e o gradiente de vorticidade planetária é dada como:

$$\beta = \frac{df}{dy}. \quad (2.1)$$

Sob condições não divergentes, o movimento atmosférico é regido pela conservação da vorticidade absoluta, que a partir de um plano beta é expresso por

$$\frac{d\xi}{dt} + \beta v = 0. \quad (2.2)$$

Onde v é a velocidade zonal, linearizando sobre um estado básico que é barotropicamente estratificado e em movimento uniforme, obtém-se a equação de perturbação de vorticidade:

$$\frac{d\xi'}{dt} + \beta v' = 0. \quad (2.3)$$

O movimento é não divergente, de modo que pode ser representado em termos de uma função corrente como

$$v'_h = k \times \nabla \psi'. \quad (2.4)$$

Onde ψ' é a onda plana perturbada, k é o número de onda e v'_h é a velocidade perturbada normal a $\nabla \psi'$. Por isso, a equação da perturbação de vorticidade é dada como

$$\frac{D}{Dt} \nabla^2 \psi' + \beta \frac{\partial \psi'}{\partial x} = 0. \quad (2.5)$$

Onde a equação (2.5) é conhecida como a equação de onda de Rossby e reflete uma mudança de equilíbrio na vorticidade relativa de uma parcela de ar e mudanças na sua vorticidade planetária devido ao deslocamento meridional. Uma parcela que se move para o leste desviada para o equador (Figura 2.3) tem a sua vorticidade planetária f reduzida por isso gira ciclonicamente para conservar a vorticidade absoluta. Assim, a partir da Figura 2.3 as parcelas de fluido oscilam para frente e para trás sobre a sua latitude de equilíbrio, e o padrão de vorticidade de máxima e mínima se propaga para o oeste. Este campo de vorticidade que se propaga para oeste constitui uma onda de Rossby.

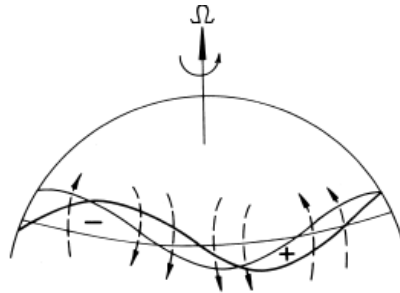


Figura 2.3: Perturbação do campo de vorticidade e campo de velocidade induzida (setas tracejadas) para uma cadeia meridionalmente deslocada de parcelas de fluido. Linha ondulada grossa mostra a posição original da perturbação; linha fina mostra o deslocamento para o oeste do padrão devido à advecção pela velocidade induzida. Adaptado de Holton, de 2004.

Os coeficientes na equação (2.5) são constantes, uma solução de uma onda plana pode ser assumida na forma $e^{i(kx+ly-\sigma t)}$, em que k , l e σ são os números de onda nas direções vertical, horizontal e frequência, respectivamente. Substituindo a onda plana na equação (2.5) resulta na relação de dispersão de ondas de Rossby, e tem-se:

$$c_x - \bar{u} = -\frac{\beta}{k^2 + l^2}. \quad (2.6)$$

Onde c_x e \bar{u} são a velocidade de fase e vento zonal médio, respectivamente. Em relação ao estado básico, as ondas de Rossby propagam-se apenas na direção oeste e são dispersivas, como mostrado na Figura 2.4, que também mostra a relação entre a frequência e número de onda zonal para vários outros modos de onda equatoriais.

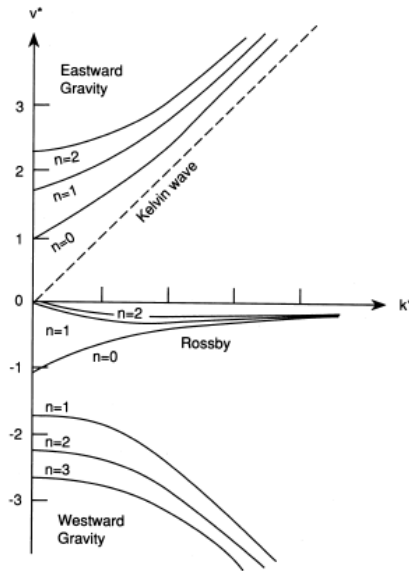


Figura 2.4 Diagrama de dispersão para ondas equatoriais livres. Adaptado de Holton, de 2004.

2.3 Dinâmica da atmosfera

A mistura de gases nas atmosferas baixa e média pode ser tratada como um único peso molecular constante dos gases perfeitos. Assim, de acordo com Andrews et al. (1987), as leis básicas da hidrodinâmica e da termodinâmica deste gás atmosférico podem ser representadas por:

(i) A equação do movimento para fluidos compressíveis (equação de Navier-Stokes) pode ser expressa num sistema de coordenadas de rotação com a terra,

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -2\vec{\Omega} \times \vec{v} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{g} + \vec{F}. \quad (2.7)$$

Onde \vec{v} é a velocidade do fluido, ρ a densidade de massa, Ω taxa de rotação angular da Terra, p pressão, g aceleração devida à gravidade e \vec{F} força externa não conservativa. Esta equação estabelece um equilíbrio entre as forças de diferentes formas, agindo sobre uma parcela de fluido:

- $\frac{d\vec{v}}{dt}$, sendo a força inercial, que atua sobre uma unidade de massa de fluido.
- $2\vec{\Omega} \times \vec{v}$, a força de Coriolis (devido à rotação da unidade de massa).
- $-\frac{1}{\rho} \nabla p$, força como resultado do gradiente de pressão.
- \vec{g} , força devida à gravidade atuando sobre uma unidade de massa de um fluido.

As diferentes formas de movimentos na atmosfera dependem do equilíbrio entre cada termo na Equação (2.7). O equilíbrio principal é representado pelo equilíbrio hidrostático, onde $dp/dz = -\rho g$, no caso dos movimentos lentos, temos $d\vec{v}/dt \approx 2\vec{\Omega} \times \vec{v}$ e para ondas de compressão, temos $d\vec{v}/dt + 1/\rho \nabla p \approx \vec{g}$

(ii) equação de continuidade de massa, o que indica que, em qualquer processo em estado estacionário, a taxa de massa que entra um sistema é igual à taxa de massa que sai do sistema.

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = P - L. \quad (2.8)$$

No caso de P (produção de íons) = L (perda de íon), temos:

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \rho \vec{v} = 0. \quad (2.9)$$

(iii) A equação da primeira lei da termodinâmica é dada como

$$\frac{dT}{dt} = -\frac{p^d}{c_v} \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \frac{Q}{c_v}. \quad (2.10)$$

Isto pode ser expresso em termos de temperatura potencial como, $\frac{d\theta}{dt} = \left[\frac{p_s}{p} \right]^{c_p/R}$. Esta equação assume uma ainda mais simples quando expressa no sistema de coordenadas logaritmo da

pressão $\frac{d\theta}{dt} = Q$, em que $z = -H \ln p / p$, onde H é a escala de altura dada como $H = kT/Mg$ e sendo k a constante de Boltzmann.

2.4 Teoria de onda planetária para uma esfera em rotação

Em geral, a variação dos parâmetros de Coriolis que descrevem os efeitos de rotação da terra deve ser considerada quando a escala espacial dos movimentos analisados é da ordem de milhares de quilômetros. Utilizando o método de perturbação, é possível separar as variáveis de campos de vento que têm uma ligeira separação de um estado básico em repouso relativo para um fluxo básico para uma porção perturbada (Holton, 2004). Nesta análise são considerados os componentes básicos da velocidade do vento $u_0 = v_0 = w_0 = 0$, para o leste, norte e para cima, respectivamente, de modo que a temperatura T_0 , a pressão p_0 , e a densidade ρ_0 dependem apenas da altitude, e estas variáveis se relacionam por:

$$P = \rho_0 R T_0, \quad (2.11)$$

$$\frac{\partial P}{\partial z} = -g \rho. \quad (2.12)$$

Onde g é a aceleração da gravidade e R representa a constante universal dos gases. O ponto de partida na abordagem matemática para o problema é escrever as equações fundamentais que descrevem o movimento de um fluido (as equações de movimento, continuidade e energia) em uma esfera em rotação. Então este conjunto de equações é linearizado em um fluxo zonal médio. Isto significa que os campos das variáveis são compostos de um estado básico estacionário e uma pequena perturbação desta condição básica, negligenciando os termos que envolvem produtos das perturbações. De acordo com Andrews et al. (1987), o conjunto de equações linearizadas em um fluxo zonal básico que descreve o equilíbrio do momentum zonal e meridional, equilíbrio hidrostático, conservação de massa e energia, respectivamente, são as seguintes:

$$\frac{\bar{d}u}{dt} + \left[\frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \phi} (\bar{u} \cos \phi) - f \right] v' + \frac{\partial \bar{u}}{\partial z} w' + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi'}{\partial \lambda} = X', \quad (2.13)$$

$$\frac{\bar{d}v'}{dt} + \left(f + \frac{2\bar{u}}{a} \tan \phi \right) u' + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi'}{\partial \phi} = Y', \quad (2.14)$$

$$\frac{\partial \Phi'}{\partial z} = H^{-1} R \theta e^{-kz/H}, \quad (2.15)$$

$$\frac{1}{a \cos \phi} \left[\frac{\partial u'}{\partial \lambda} + \frac{\partial (v' \cos \phi)}{\partial \phi} \right] + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial (\rho_0 w')}{\partial z} = 0, \quad (2.16)$$

$$\frac{d\theta'}{dt} + \frac{1}{a} \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial \phi} v' + \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} w' = Q', \quad (2.17)$$

$$\frac{d}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} + \frac{\bar{u}}{a \cos \phi} \frac{\partial}{\partial \lambda}. \quad (2.18)$$

Onde a equação (2.18) é a derivada total para o fluxo básico e \bar{u} o vento zonal. λ e ϕ representam longitude e latitude, a é o raio da Terra, $f = 2\Omega \sin \phi$ é o parâmetro de Coriolis; Ω é a rotação da terra; t é o tempo, X e Y são distúrbios no forçante mecânico não conservativo nas direções longitudinal e de latitudinal, respectivamente, e $Q' = \left(\frac{J}{c_p} \right) e^{\frac{kz}{H}}$

é a perturbação na taxa de aquecimento. As variáveis u', v', w', Φ' e θ são perturbações na velocidade zonal, na velocidade de sul, na velocidade vertical, no geopotencial e na temperatura potencial, respectivamente. De acordo com Forbes (1995), assumindo que a atmosfera de fundo é horizontalmente estratificada (propriedades atmosféricas na horizontal são as mesmas em todos os pontos na mesma altitude) os ventos zonais médios são nulos e as equações que descrevem a dinâmica dos movimentos atmosféricos podem ser separadas.

As soluções das equações (2.13) a (2.17) para os campos perturbados são obtidas ao separar inicialmente as dependências horizontal, vertical e temporal. Para este fim, são consideradas soluções como:

$$(u', v', \Phi') = e^{z/2H} U(z) \left[u(\lambda, \phi, t), \tilde{v}(\lambda, \phi, t) \right]; \quad (2.19)$$

$$w' = e^{z/2H} W(z) w(\lambda, \phi, t). \quad (2.20)$$

Portanto, a substituição das equações (2.19) e (2.20) nas equações (2.13) a (2.17) e tendo em conta o caso não forçado ($Q' = 0$), obtém-se o seguinte conjunto de equações:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + f u + \frac{1}{a \cos \phi} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = 0; \quad (2.21)$$

$$\frac{\partial \tilde{v}}{\partial t} + f u + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \phi} = 0; \quad (2.22)$$

$$\left(\frac{U}{2H} + \frac{\partial U}{\partial z} \right) \frac{\partial \Phi}{\partial t} + N^2 W w = 0. \quad (2.23)$$

Onde $N^2(z) = H^{-1} R \frac{\partial \bar{\theta}}{\partial z} e^{-k/H}$ é o quadrado da frequência de Brunt-Väisälä.

Percebe-se também que existe um acoplamento entre as dependências horizontal e vertical presentes nas equações (2.22) e (2.23). Nas tentativas para separar as estruturas horizontais e verticais, verificou-se que a função $U(z)$ que descreve a estrutura vertical das perturbações nos campos de velocidade zonal e meridional e geopotencial u', v' , e Φ' respectivamente, deve ser distinguida da função $W(z)$ que descreve a estrutura vertical da perturbação vertical na velocidade w' . No entanto, ao examinar as soluções propostas (2.19) e (2.20), é possível relacionar as funções $U(z)$ e $W(z)$ sem perda de generalidade, como se segue (Andrews et al., 1987):

$$U = \frac{\partial W}{\partial z} - \frac{W}{2H}. \quad (2.24)$$

Assim, substituindo (2.24) em (2.23) é obtido a seguinte equação separável em latitude, longitude, hora e altura:

$$\frac{w}{\partial \Phi / \partial t} + \frac{\left(\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + \frac{W}{4H^2} \right)}{N^2 W} = 0. \quad (2.25)$$

A equação (2.24) pode ser reescrita como se segue:

$$-\frac{\left(\frac{\partial^2 W}{\partial z^2} + \frac{W}{4H^2} \right)}{N^2 W} = \frac{w}{\partial \Phi / \partial t} = (gh)^{-1}. \quad (2.26)$$

Onde gh é a constante de separação, com h possuindo dimensões de comprimento.

A partir da equação (2.26), podemos escrever como:

$$w = (gh)^{-1} \frac{\partial \Phi}{\partial t}. \quad (2.27)$$

Substituindo (2.24) e (2.27) em (2.23) tem-se:

$$\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial(\tilde{v} \cos \phi)}{\partial \lambda} + \frac{1}{gh} \frac{\partial \Phi}{\partial t} = 0. \quad (2.28)$$

As equações (2.21), (2.22) e (2.28) definem a estrutura horizontal e temporal dos movimentos atmosféricos, sendo chamadas de "equações de maré de Laplace", elas são idênticas às estudadas por Laplace em seu estudo dos modos de oscilação de um fluido com profundidade conhecida sobre uma esfera em rotação em que o fluido tem uma profundidade muito menor que o raio da esfera. No caso de Laplace, a profundidade do fluido, h , era conhecida. Em seguida, a constante h que surge na teoria dos movimentos atmosféricos tem sido chamado de profundidade equivalente, sem, contudo, representar a profundidade da atmosfera.

A partir da equação (2.26) também é obtida uma equação chamada "equação da estrutura vertical" escrita como

$$\frac{d^2 W}{dz^2} + \left(\frac{N^2}{gh} + \frac{1}{4H^2} \right) W = 0. \quad (2.29)$$

A equação (2.29) é uma equação diferencial de segunda ordem. Isto significa que são necessárias duas condições de contorno para a obtenção de soluções particulares da equação. A condição de contorno no limite inferior é dada por

$$\frac{dW}{dz} + \left(\frac{R\bar{T}(0)N^2}{gh} + \frac{1}{2} \right) \frac{W}{H} = 0. \quad (2.30)$$

em $z=0$ (Andrews et al., 1987), onde $\bar{T}=0$ é a temperatura cinética em $z=0$. No limite superior, a condição de contorno depende do problema em questão.

A resolução da equação de maré de Laplace é feita considerando que os campos variáveis são periódicos em tempo e longitude e têm uma estrutura latitudinal a ser determinada. Matematicamente, estas considerações podem ser expressas da seguinte maneira:

$$\{u, \tilde{v}, \Phi\} = \text{Re} \left\{ \left[u(\phi), \hat{v}(\phi), \Phi(\phi) \right] \exp \left[i(s\lambda - 2\Omega\sigma t) \right] \right\}. \quad (2.31)$$

Onde s é o número de onda de zonal, σ é a frequência da onda e $2\pi/2\Omega\sigma$ ou $(2\Omega)^{-1}$ em dias, é o período da onda.

Substituindo (2.31) nas equações (2.21) e (2.22), são obtidas soluções para u e \tilde{v} que substituídas na equação (2.28) resulta na chamada *equação de maré de Laplace*:

$$L\Phi + \gamma\Phi = 0, \quad (2.32)$$

em que L é um operador diferencial de segunda ordem na variável $\mu = \sin \phi, (-1 \leq \mu \leq 1)$, definido abaixo, e $\gamma = 4\Omega^2 a^2 / gh$ é chamado de "parâmetro de Lamb". A equação de maré Laplace também é de segunda ordem. Assim, conseqüentemente, também são necessárias duas condições de contorno. As condições de contorno adequadas são que Φ é limitado nos pólos, $\mu = \pm 1$.

$$L = \frac{d}{d\mu} \left[\frac{(1-\mu^2)}{(\sigma^2 - \mu^2)} \frac{d}{d\mu} \right] - \frac{1}{\sigma^2 - \mu^2} \left[\frac{-s(\sigma^2 + \mu^2)}{\sigma(\sigma^2 - \mu^2)} + \frac{s^2}{1-\mu} \right]. \quad (2.33)$$

A equação (2.33) define um problema de autovalores e autovetores cuja resolução depende dos valores de s e σ , sendo obtido expandindo Φ em termos de um conjunto de funções básicas $\Theta_n^{(s,\sigma)}$ chamadas *funções de Hough*, em homenagem ao pioneiro em encontrar algumas soluções da equação de maré de Laplace. De acordo com as funções de Hough, a equação (2.32) pode ser expressa como se segue:

$$L\Theta_n^{(\sigma,s)} + \gamma_n^{(\sigma,s)}\Theta_n^{(\sigma,s)} = 0. \quad (2.34)$$

Os sobrescritos s e σ , lembram que soluções diferentes são obtidas para cada par s and σ . Enquanto o expoente n , número inteiro, indica que, para cada par s and σ existem n soluções para a equação que corresponde aos diferentes modos de vibração do fluido sobre a esfera em rotação. As funções de Hough formam um conjunto completo no intervalo $0 \leq \phi \leq \pi$.

No caso das marés atmosféricas, o s and σ são conhecidos. Assim, precisa-se apenas determinar os autovalores correspondentes $\gamma_n^{(\sigma,s)}$ com o qual é obtida a profundidade equivalente e as funções de Hough que estão relacionadas com cada autovalor, em que os campos variáveis restantes também são expandidos. Por outro lado, no caso dos modos normais, s e σ não são conhecidos. Assim, a equação da estrutura vertical (2.29) é resolvida como um problema de autovalores e autovetor sujeito às condições de contorno adequadas, no

qual são determinados os $\gamma_n^{(\sigma,s)}$ para, junto com o número de onda zonal s , serem substituídos na equação de maré de Laplace a qual é resolvida como um problema de autovalor para σ , dado um conjunto de autofrequências e correspondentes funções de Hough (Andrews et al., 1987). Os autovalores $\gamma_n^{(\sigma,s)}$ são geralmente relacionados parametricamente com a frequência σ utilizando diagramas como mostrado na Figura 2.5 para $s=1$. Aqui as ondas com $\sigma > 0$ se propagam para o leste, enquanto as ondas com $\sigma < 0$ se propagam para o oeste. As ondas que surgem a partir da teoria clássica das marés podem ser agrupadas em duas grandes categorias. As ondas de classe I e ondas de classe II. Esta divisão é feita em termos da existência da onda quando se considera a rotação da terra ou não. As ondas de classe I ou "soluções de primeira espécie" são aquelas que existem mesmo quando não há rotação. Por outro lado, as ondas de classe II ou "soluções de segunda espécie" desaparecem quando não há rotação. Além destas classificações, também é comum referir-se às ondas de classe I como "modos de gravidade" e ondas de classe II como "modos Rossby" ou "modos rotacionais."

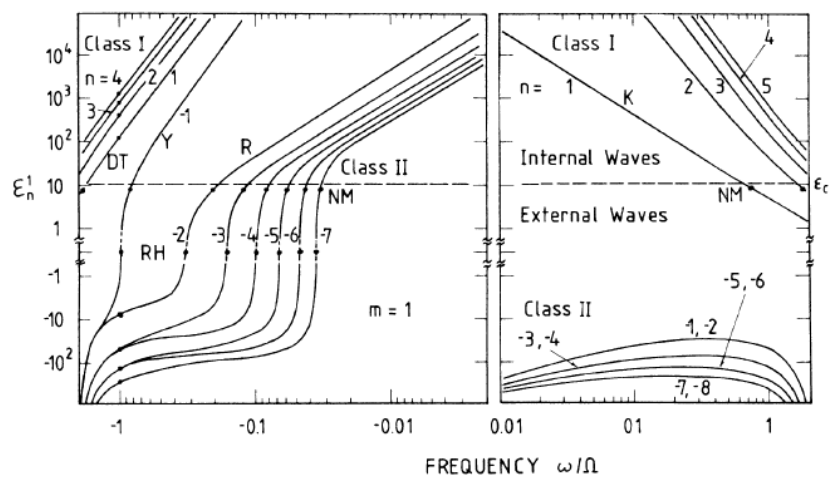


Figura 2.5: Autovalores $\gamma_n^{(\sigma,s)}$ para modos de número de onda zonal $s = 1$ em função da frequência normalizada σ / Ω . Adaptado de Volland de 1988.

A nomenclatura dos modos de oscilação é feita através da especificação do número de onda zonal s , a ordem do modo n , também referido como índice meridional de sul devido à sua relação com a simetria de modo ao redor do equador, e a frequência de onda (ou período). Os modos podem ser referidos, então, como "modo (s,n) " acompanhado da informação sobre o período ou frequência da onda. Por exemplo, "o modo $(1,1)$ da maré diurna". Em vez de se referir ao período ou frequência da onda, também é frequentemente utilizada a notação $(s,n,\pm\sigma/\Omega)$, em que a informação sobre a frequência da onda está contida na razão $\pm\sigma/\Omega$.

Na nomenclatura utilizada por Chapman et al. (1970) e Volland (1988) a simetria da função de Hough em torno do equador é como se segue: Se $(n+s)$ é par (ímpar) para oscilações tipo

de gravidade, então o modo é simétrico (antissimétrico) e se $(n + s)$ é ímpar (para) para as oscilações do tipo rotacionais, então o modo é simétrico (antissimétrico).

Ao se considerar apenas as ondas planetárias, a nomenclatura dos modos é feita usando a seguinte notação: $(s, |n| - s)$. Assim, por exemplo, o modo $(1, -2)$ que corresponde à onda de 5 dias, na nomenclatura das ondas planetárias é referido como modo $(1, 1)$ pois $(s, |n|, -s) \equiv (1, 1)$.

A linha horizontal tracejada na Figura 2.5 indica o autovalor $\gamma_n^1 = 8,4$ correspondente às oscilações não-forçadas da atmosfera. Os pontos em que a linha horizontal tracejada intersecta as curvas cheias mostradas na Figura 2.5 correspondem a alguns dos possíveis modos de oscilação livre da atmosfera, neste caso, com uma temperatura constante de 256 K. A partir desta figura pode-se inferir então os autovalores correspondentes aos diferentes modos de oscilação. Por exemplo, o modo normal $(1, -2)$ ou $(1, 1)$ na nomenclatura das ondas planetárias, correspondem a uma oscilação com período de aproximadamente cinco dias. A Tabela 2.1 mostra alguns modos normais identificados pela Figura 2.5 acompanhados por sua respectivas nomenclaturas e descrições. Além disso, um modo normal com número de onda zonal $s = 3$, que pode ser identificado em uma figura semelhante à Figura 2.5, correspondente à onda de 2 dias também tem suas características e nomenclaturas mostrada na Tabela 2.1.

Onda	(s, n)	$(s, n - s)$	Descrição
2-dias	(3,-3)	(3,0)	Mista de Rossby-gravidade; assimétrica
4-dias	(2,-3)	(2,1)	Rotacional; Rossby; primeiro simétrico
5-dias	(1,-2)	(1,1)	Rotacional; Rossby; primeiro simétrico
10-dias	(1,-3)	(1,2)	Rotacional; Rossby; primeiro assimétrico
16-dias	(1,-4)	(1,3)	Rotacional; Rossby; segundo simétrico

Tabela 2.1: Nomenclatura dos principais modos livres propagantes para oeste na média e alta termosfera. Adaptado da Forbes de 1995.

A Figura 2.6 mostra as funções de Hough Θ_n para os três primeiros modos normais de Rossby propagantes para oeste com número de onda $s=1$. Observa-se que esses modos estão presentes em escala global com amplitudes máximas de médias para altas latitudes. Apesar de

a Figura 2.5 mostrar apenas a forma das funções de Hough referentes a um hemisfério, a forma da curva no hemisfério oposto pode ser deduzida a partir da simetria do modo.

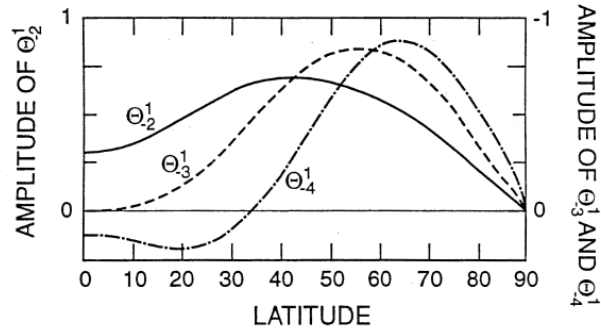


Figura 2.6 – Modos de Hough correspondentes aos três primeiros modos normais de ondas do tipo Rossby com número de onda zonal $s=1$. Fonte: Adaptada de Forbes (1995)

Observa-se que L também é uma função de s e σ . Assim, para se resolver o problema de autovalor e autovetor definido pela equação (3.19) é necessário especificar o valor.

CAPÍTULO 3

3.0 AEROLUMINESCÊNCIA

Aeroluminescência é um fenômeno no qual átomos são excitados através de processos químicos devido à radiação solar e para alcançar estabilidade, elas emitem energia em forma de fótons. Essas emissões são pequenas dentro do espectro visível, também têm intensidades muito baixas e exigiriam instrumentos ópticos muito sensíveis para medi-las. A medição desta emissão de aeroluminescência pode ajudar nos estudos de:

- Ondas atmosféricas (ou seja, as ondas gravitacionais, ondas de maré, ondas de escala planetária).
- Processos iônicos, químicos e dinâmicos dos perfis verticais das distribuições dos constituintes atmosféricos.
- A dinâmica atmosférica da termosfera e da ionosfera.
- Deposição de energia e momentum para a atmosfera por ondas atmosféricas.
- Irregularidades no plasma na região F da ionosfera durante a noite.

3.1 Emissões na Atmosfera Superior

A atmosfera superior da Terra é uma fonte permanente de fótons emitidos pelos átomos e moléculas, como resultado de processos físicos e químicos que as fazem ficar em estados de energia excitados. A emissão de radiação (fótons) ocorre quando estas espécies excitadas retornam aos seus estados de energia mais baixos. É conhecida como aeroluminescência, a radiação óptica amorfa, emitida continuamente pela atmosfera de um planeta, cujo espectro se estende do ultravioleta distante ao infravermelho próximo, excluindo a radiação térmica emitida no infravermelho distante (Chamberlain, 1978). Entre os processos físico-químicos responsáveis pelas emissões de aeroluminescência temos: ressonância, fluorescência, fotoionização, fotodissociação, colisões inelásticas entre átomos e moléculas, a excitação por raios cósmicos e quimiluminescência. A incidência ou não da radiação solar sobre a atmosfera define os processos responsáveis pela excitação da espécie emissora. Quando a radiação solar incide diretamente sobre a atmosfera, a ressonância, a fluorescência, a fotoionização e a fotodissociação são as principais responsáveis pela excitação das espécies emissoras. Por outro lado, na ausência da radiação solar, a quimiluminescência é a principal fonte de excitação. Neste caso, reações exotérmicas envolvendo constituintes minoritários fornecem a

energia necessária para a excitação das espécies emissoras. A aeroluminescência é geralmente classificada de acordo com o ângulo zenital do Sol: aeroluminescência diurna, quando o Sol está acima da linha do horizonte; aeroluminescência do crepúsculo, quando o Sol está abaixo da linha do horizonte, mas ainda ilumina a região de onde as emissões se originam, e aeroluminescência noturna, quando a atmosfera não é iluminada pela radiação solar. Em geral, as medições de aeroluminescência ocorrem durante a noite uma vez que a presença de radiação solar direta contamina os espectros de emissão e dificulta a sua detecção. Assim, durante a dissertação, o termo aeroluminescência irá se referir às medidas noturnas desta radiação.

As emissões de aeroluminescência ocorrem em linhas e bandas espectrais e os átomos de oxigênio atômico e molecular, hidroxila e átomos de metais, como sódio, são os principais responsáveis pelas emissões. Estas emissões são oriundas principalmente da região da mesosfera e baixa termosfera (MLT) (80-100 km) e termosfera (200-300 km). No MLT as bandas do radical hidroxila (OH) e do oxigênio molecular (O₂), juntamente com a linha verde de oxigênio atômico (OI 557,7 nm) e amarelas de sódio (Na D 589,0 e 589,6 nm) são as emissões mais estudadas. Na termosfera, as emissões de oxigênio atômico são importantes para a linha verde (557,7nm OI), vermelha (630,0nm OI), infravermelha (OI 777,4nm) e ultravioleta (OI 135,6nm). Na Figura 3.1 mostra-se um espectro de aeroluminescência obtida experimentalmente por Johnston et al. (1993) no observatório Mount Lemon, da Universidade do Arizona (32,4°N; 111,8°O). Neste espectro, é possível identificar a presença das linhas espectrais de emissão supracitadas.

Em latitudes superiores a 100 km, a concentração de oxigênio atômico é ainda maior do que a concentração de O₂. Acima de 100 km de altitude a mistura vertical torna-se fraca. A distribuição das espécies químicas é, então, em grande parte controlada pela difusão molecular: gases mais leves (como H, He) são transportados para cima e se tornam relativamente mais presentes em altitudes mais elevadas do que as espécies mais pesadas. A Figura 3.2 mostra os perfis verticais de algumas espécies importantes na atmosfera superior para Novembro de 2013, que está disponível on-line a partir do modelo IRI.

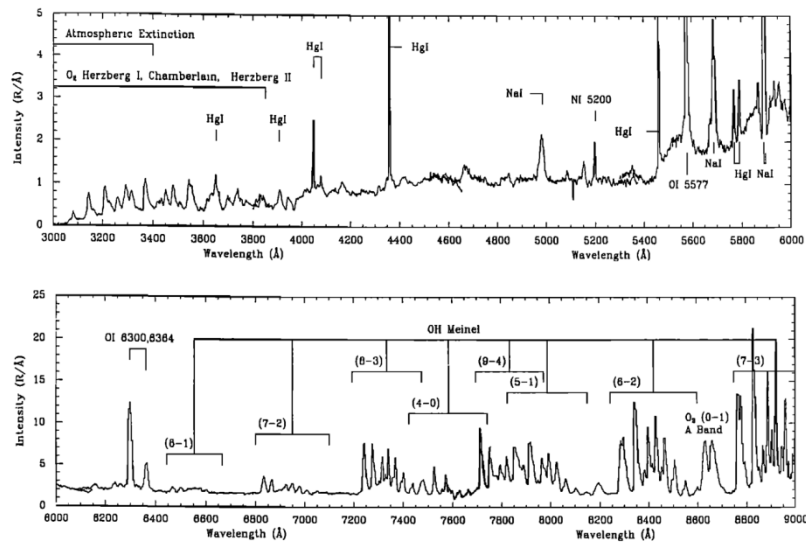


Figura 3.1: Intensidade das emissões nas faixas da atmosfera superior versus o seu respectivo comprimento de onda. Adaptado de Johnston & Broadfoot de 1993.

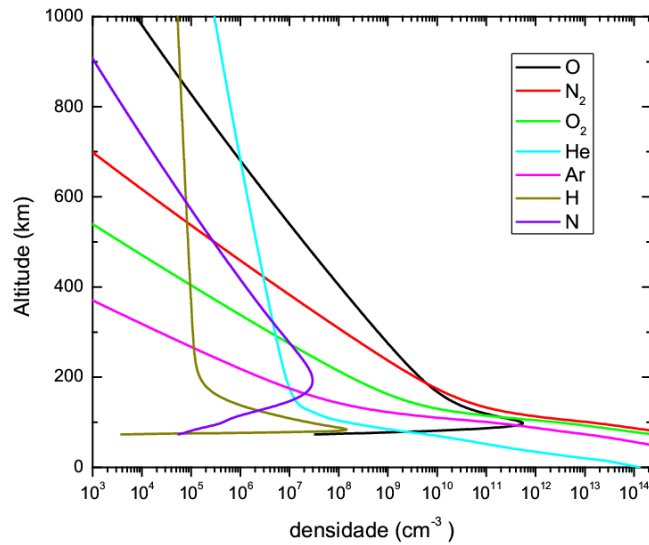


Figura 3.2: Perfis das espécies químicas mais importantes na atmosfera superior do modelo IRI 2013.

Espécies excitadas na atmosfera média e superior podem emitir fótons durante as transições para estados energéticos mais baixos. A Tabela 3.1 mostra algumas transições proeminentes com suas linhas de emissão.

Lower state	Excited state	$\lambda(\text{\AA})$	Name
O(³ P)	O(¹ D)	6300	Red line
O(³ P)	O(¹ S)	5577	Green line
O ₂ (X ³ Σ_g^-)	O ₂ (a ¹ Δ_g)	12700+	Infrared atmospheric bands
O ₂ (X ³ Σ_g^-)	O ₂ (b ¹ Σ_g^+)	7619+	Atmospheric bands
O ₂ (X ³ Σ_g^-)	O ₂ (A ³ Σ_u^+)	2600–3800	Herzberg bands
OH(X ² Π) _{v=0,1,...}	OH(X ² Π) _{v=9,8,...}	< 28007	Meinel bands
N(⁴ S)	N(² D)	5200	
N(⁴ S)	N(² P)	3466	
N ₂ (X ¹ Σ_g^+)	N ₂ (A ³ Σ_u^+)	2000–4000	Vegard-Kaplan bands
N ₂ (X ¹ Σ_g^+)	N ₂ (a ¹ Π_g)	1273–1700	Lyman-Birge-Hopfield bands
NO(X ² Π)	NO(A ² Σ^+)	2000–3000	γ -bands

Tabela 3.1: Emissão de algumas espécies excitadas na atmosfera média e superior. Adaptado de Johnston & Broadfoot de 1993.

A excitação química também é possível durante o período noturno, onde contribui para a aeroluminescência noturna. Diferentes mecanismos são responsáveis pela criação de espécies excitadas:

- Excitação de impacto de fótons: $h\nu + A \rightarrow A^*$;
- Excitação química: $A + B \rightarrow C^* + D$;
- Excitação Fotodissociativa: $h\nu + AB \rightarrow A^* + B^*$;
- Excitação de elétrons: $e^- + A \rightarrow e^- + A^*$.

3.2 Emissão na linha vermelha de 630 nm

Também conhecida como a linha vermelha de oxigênio atômico, é amplamente utilizada no estudo da dinâmica da atmosfera superior que tem um pico de emissão na região F da ionosfera, situadas entre 240 e 350 km de altitude, com uma espessura de cerca de 50 km. A densidade elétrica do plasma nesta região é um fator de intensidade na emissão dessa linha, de modo que quando o plasma ionosférico se move para cima o valor desta emissão é reduzido e quando o plasma se move para baixo, há um aumento na intensidade da luminescência atmosférica. A linha de emissão de oxigênio atômico ocorre através do declínio do oxigênio atômico do nível ¹D (abaixo ¹S) para o nível ³P. O mecanismo de excitação do oxigênio atômico da linha vermelha (OI630.0 nm) envolve O₂⁺ e elétrons através do processo de

recombinação dissociativa (Van Zandt e Peterson (1969) e é expressa como o produto da concentração do componente emissor e a probabilidade de emissão:

$$V_{OI630} = A_{630} [O^1D], \quad (3.1)$$

sendo A_{OI630} a possibilidade da transição e $[O^1D]$ a concentração do oxigênio atômico no estado excitado 1D .

Para calcular a taxa de emissão é necessário conhecer os processos fotoquímicos de produção e perda de oxigênio no estado $O(^1D)$. Seguem-se os mecanismos de produção e perda envolvidas na emissão de OI 630nm acompanhada pelos respectivos coeficientes de reação de acordo com Sobral (1993).

Mecanismos de produção:



Mecanismos de perda:



Onde $\alpha(^1D) = \beta_1\alpha_1, K_1, K_2, K_3, K_4$ e A_D são os coeficientes de reação que são geralmente dependentes da temperatura. O tempo de vida de $O(^1D)$ é ≤ 100 segundos (Peterson et al., 1966) e pode ser desativado durante este período por colisões, sem a emissão de fótons. O processo de desativação sem a emissão de fótons é chamado de *quenching*.

Sabe-se que no equilíbrio fotoquímico a produção de oxigênio excitado no estado $O(^1D)$ é numericamente igual à perda (L), a saber:

$$P[O^1D] = L[O^1D]. \quad (3.8)$$

A produção de $O(^1D)$ pode ser expressa utilizando a equação (3.2) como se segue:

$$P[O^1D] = \alpha(^1D)[O_2^+]e. \quad (3.9)$$

Da mesma forma a perda de $O(^1D)$ pode ser expressa usando as equações (3.2) e (3.6), dadas como:

$$L[O^1D] = K_1[O(^1D)]N_2, \quad (3.10)$$

$$L[O^1D] = K_2[O(^1D)]O_2, \quad (3.11)$$

$$L[O^1D] = K_3[O(^1D)]O, \quad (3.12)$$

$$L[O^1D] = K_4[O(^1D)]e, \quad (3.13)$$

$$L[O^1D] = A_D[O(^1D)]. \quad (3.14)$$

Daí o equilíbrio fotoquímico pode ser escrito como:

$$\begin{aligned} \alpha(^1D)[O_2^+]e &= K_1[O(^1D)]N_2 + K_2[O(^1D)]O_2 + K_3[O(^1D)]O \\ &+ K_4[O(^1D)]e + A_D[O(^1D)]. \end{aligned} \quad (3.15)$$

A equação acima pode reescrita como:

$$[O(^1D)] = \frac{\alpha(^1D)[O_2^+]e}{K_1N_2 + K_2O_2 + K_3O + K_4e + A_D}. \quad (3.16)$$

Notando que a equação acima é função da concentração de O_2 , portanto, os processos de produção e perda devem ser considerados para o cálculo da taxa de emissão volumétrica de OI630 nm. As equações de produção e de perda são dadas abaixo (Link e Cogger, 1988):



E reescrevendo as equações em termos de produção e perda de concentração, obtemos:

$$P[O_2^+] = K_5 O_2 [O^+], \quad (3.19)$$

$$L[O_2^+] = \alpha_1 [O_2^+] e, \quad (3.20)$$

Então, para o equilíbrio fotoquímico, usando equações 3.19 to 3.20, temos:

$$K_5 O_2 [O^+] = \alpha_1 [O_2^+] e. \quad (3.21)$$

A equação acima pode ser reescrita como se segue:

$$[O_2^+] = \frac{K_5 O_2 [O^+]}{\alpha_1 e}. \quad (3.22)$$

Substituindo a equação 3.22 em 3.16 a equação da concentração de $O(^1D)$ é dada por:

$$[O(^1D)] = \frac{\alpha(^1D) K_5 O_2 [O^+] e}{\alpha_1 e K_1 N_2 + K_2 O_2 + K_3 O + K_4 e + A_D}. \quad (3.23)$$

Sabendo que $\alpha(^1D) \equiv \beta_1 \alpha_1$ e definindo $\Theta = [O^+]/e$, a equação acima pode ser escrita como:

$$[O(^1D)] = \frac{\beta K_5 \Theta O_2 e}{K_1 N_2 + K_2 O_2 + K_3 O + K_4 e + A_D}. \quad (3.24)$$

Finalmente, substituindo $[O(^1D)]$ na equação da taxa de emissão volumétrica, temos:

$$V_{OI630} = A_{630} \frac{\beta K_5 \Theta O_2 e}{K_1 N_2 + K_2 O_2 + K_3 O + K_4 e + A_D}. \quad (3.25)$$

Os valores para todas as constantes utilizadas no cálculo da taxa de emissão volumétrica de OI 630nm está listada na Tabela 3.2.

Coefficient	units	Value
K_1	$cm^3 s^{-1}$	$2 \times 10^{-11} e^{\frac{111.8}{T}}$
K_2	$cm^3 s^{-1}$	$2.9 \times 10^{-11} e^{\frac{67.5}{T}}$
K_3	$cm^3 s^{-1}$	2.55×10^{-12}
K_4	$cm^3 s^{-1}$	$1.6 \times 10^{-12} e^{T_{el}^{0.91}}$
K_5	$cm^3 s^{-1}$	$3.2 \times 10^{-12} e^{\frac{3.72}{t_i} - \frac{1.87}{t_i^2}}$
β_1	-	1.1
A_D	s^{-1}	6.81×10^{-3}
A_{630}	s^{-1}	5.15×10^{-3}

Tabela 3.2 Os valores para todas as constantes utilizadas no cálculo da taxa de emissão volumétrica de OI630nm. T_{el} é a temperatura de elétrons; $t_i \equiv T_{el}/300$; T é a temperatura neutra. Adaptado de Link e Cogger de 1988.

Na Figura 3.3 é apresentado um gráfico do perfil vertical da taxa de emissão volumétrica do OI 630,0 nm a partir dos sítios em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) e Cajazeiras (6,9°S; 38,6°O), durante 1 de novembro de 2013. O perfil foi gerado a partir de equações 3.25 e os dados foram obtidos a partir de modelos MISIS-E e IRI -2013 que estão disponíveis online.

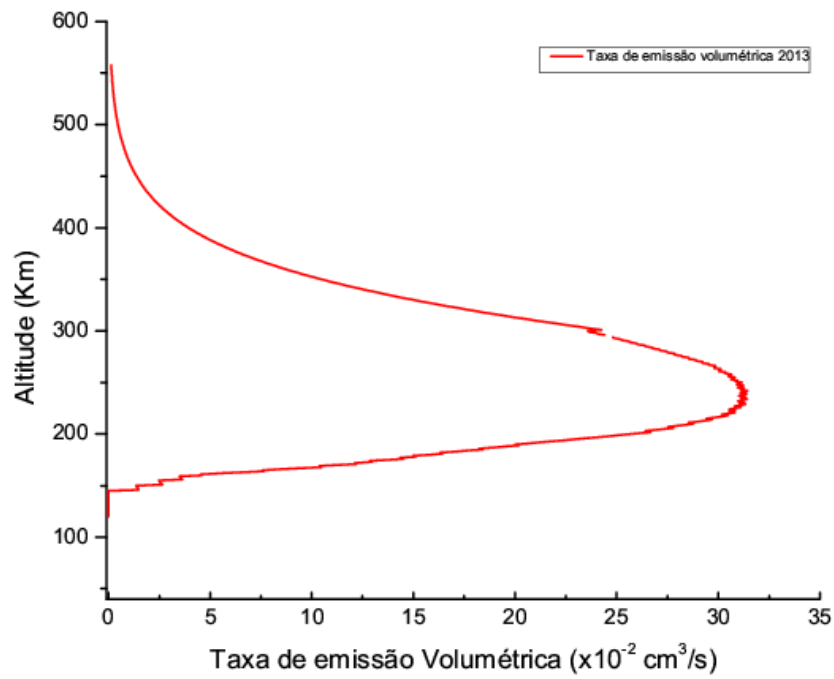


Figura 3.3: Perfil vertical da taxa de emissão volumétrica da OI 630.0 nm dos sítios São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) e Cajazeiras (6,9°S; 38,6°O) durante Novembro de 2013 a partir dos modelos MSIS e IRI. Disponíveis online.

CAPÍTULO 4

4.0 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

O Laboratório de Luminescência Atmosférica da Paraíba possui duas estações sendo uma instalada em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) e outra em Cajazeiras (6,9°S; 38,6°O). Elas estão vinculadas à Universidade Federal de Campina Grande (UFCG) e mantém cooperação com a Universidade de Illinois em Urbana-Champaign e à Universidade de Clemson.



Figura 4.1: Ilustração das duas estações com o Interferômetro de Fabry-Perot (IFP) instalado.
Fonte: Cortesia de Ricardo A. Buriti da Costa.

.Os trailers que contêm os interferômetros Fabry-Perot, mostrados na Figura 4.1, estão localizados no nordeste do Brasil perto da região convectiva de mesoescala da Bacia Amazônica a qual se espera ser uma poderosa fonte para eventos de ondas gravitacionais (Vadas e Liu, 2009). Estas duas estações estão localizadas $\sim 6^\circ$ a 7° sul do equador geomagnético, como mostrado na Figura 4.2, e perto da anomalia presente no sul de Appleton, onde o sinal de 630,0 nm de aeroluminescência noturna é aumentado substancialmente em relação à intensidade da aeroluminescência noturna ao longo do equador geomagnético. Este local também foi escolhido porque as condições de visão ópticas são excelentes para medições da aeroluminescência noturna (Buriti et al., 2001a, 2001b).

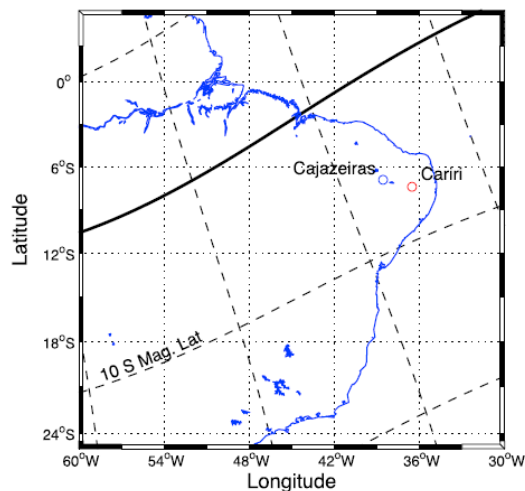


Figura 4.2: Mapa mostrando os locais dos dois observatórios em Cajazeiras e São João do Cariri, no nordeste do Brasil. A localização do equador geomagnético é indicado pela linha preta grossa. Adaptado de Meriwether de 2011.

O interferômetro de Fabry-Perot (IFP) é utilizado para medir o vento termosférico e a temperatura. A Figura 4.3 mostra um diagrama esquemático do IFP composto de um filtro de interferência de 50 milímetros de diâmetro com um etalon de 42 milímetros de diâmetro tendo um espaçamento de fenda fixa de 1,5 cm. É necessário que a refletividade do revestimento etalon seja $\sim 77\%$ para aumentar a transmissão da emissão de 630,0 nm sem muita perda de resolução espectral na função do instrumento. O etalon que está abrigado na câmara é controlado termicamente em temperatura de $30^\circ (\pm 0,1^\circ \text{C})$. O Sky Scanner é dirigido por um motor inteligente para observar diferentes direções de observação. O tempo de exposição utilizado para cada medição celeste de 630,0 nm foi de 300s para as observações e as imagens de calibração a laser usa exposição a 30s com o Sky Scanner apontado para uma caixa de calibração uniformemente iluminada por laser de frequência estabilizada de HeNe utilizando um cabo de fibra óptica (Meriwether et al., 2011).

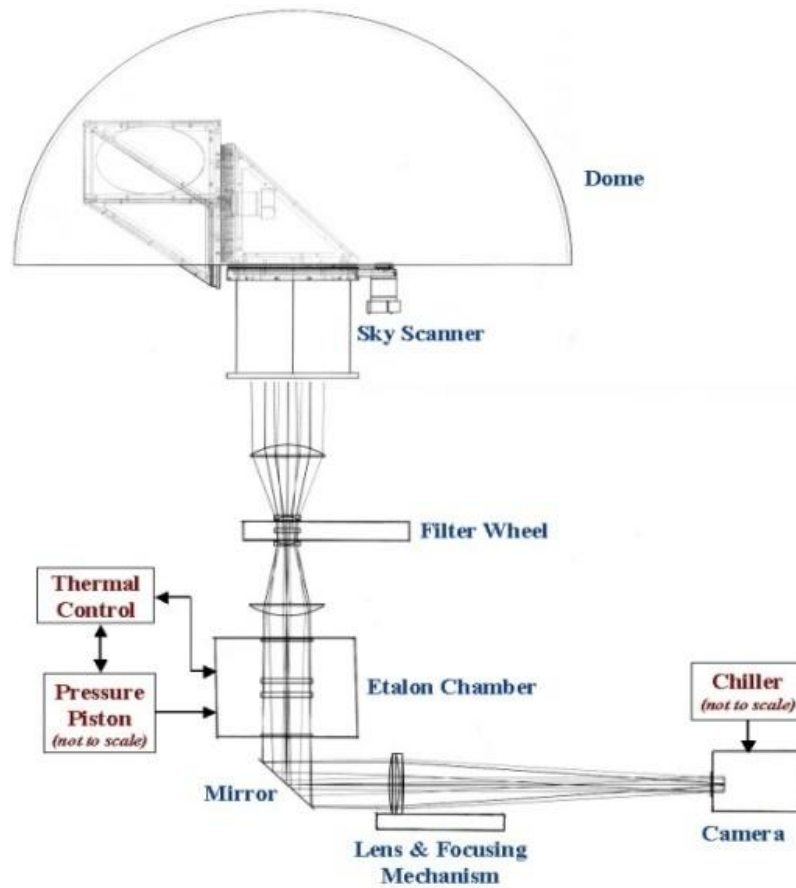


Figura 4.3: Um diagrama esquemático de IFP com os principais componentes.

Fonte: Adaptado de Qian, Wu, 2005.

O IFP explora através de diferentes direções para fornecer os vetores de vento em diferentes componentes, como mostrado na Figura 4.4. Mede o zénite seguido pelos quatro pontos cardeais (Norte, Leste, Sul, Oeste).

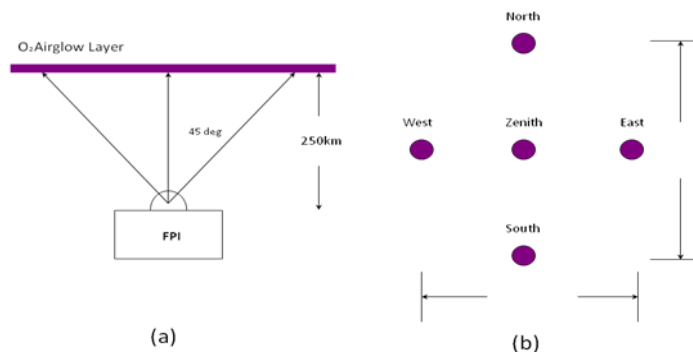


Figura 4.4: Diagrama esquemático mostrando a observação em direção cíclica ou cardeal. Fonte: Adaptado de Wu de 2005.

4.1 Formação de Interferência Construtiva e Destrutiva

O IFP é constituído por duas placas planas opticamente refletoras, que são mantidas em posição paralela. A luz primária é parcialmente refletida e parcialmente transmitida na primeira superfície. A parte transmitida é, subsequentemente, refletida para trás e para frente entre as duas superfícies, como se mostra na Figura 4.5, o que resulta na formação de interferência construtiva e destrutiva que é formada na tela.

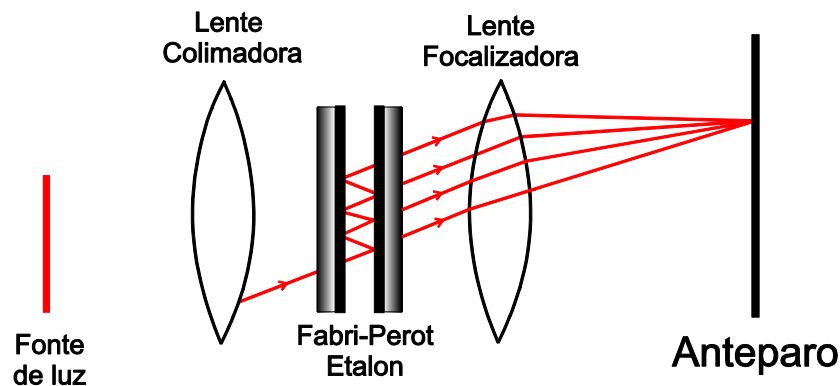


Figura 4.5: Interferômetro de Fabry-Perot. Fonte: Adaptado de Grant R. Fowles, 1975

A base do IFP é o etalon, um par de superfícies planas paralelas sendo cada uma revestida por um material de índice de refração n e espessura h . A luz que entra na cavidade etalon é refletida para trás e para frente através da abertura, num processo repetitivo com alguns raios emergentes em cada reflexão da luz, como mostrado na Figura 4.6.

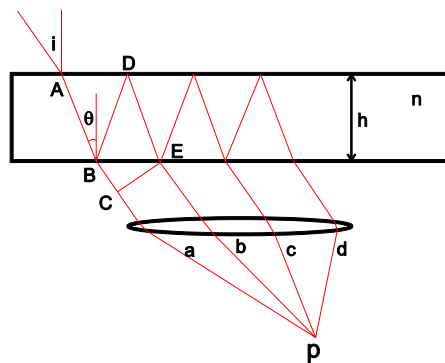


Figura 4.6: Transmissão e reflexão em um etalon planar de Fabry-Perot.

Fonte: Adaptado de GG Shepherd, 2002.

A diferença do caminho óptico (OPD) entre raios adjacentes, denotados d , surge a partir da diferença entre os caminhos ópticos \underline{BDE} como mostrado na Figura 4.6. A luz que emerge em B passa através de um OPD de $n' \underline{BC}$, onde n' é o índice de refração do meio exterior ao etalon. O raio BDE viaja uma OPD de $n(\underline{BD} + \underline{DE})$, onde n é o índice de refração dentro do etalon, obtendo-se,

$$d = n(\underline{BD} + \underline{DE}) - n' \underline{BC} = 2n\underline{BD} - n' \underline{BE} \sin i. \quad (4.0)$$

Onde i é o ângulo de incidência e θ o referido ângulo no interior da cavidade. Notar que $\underline{BD} = h/\cos \theta$, $\underline{BE} = 2\underline{BD} \sin \theta$ e aplicando a lei de Snell, sob a forma $n \sin \theta = n' \sin \theta'$ o resultado é a partir da Figura 4.6:

$$d = \frac{2nh}{\cos \theta} - \frac{2nh \sin^2 \theta}{\cos \theta} = 2nh \frac{(1 - \sin^2 \theta)}{\cos \theta} = 2nh \cos \theta. \quad (4.1)$$

A diferença geral no caminho óptico entre raios adjacentes tem o seu valor máximo de $2nt$ para a incidência normal e diminui com o aumento do ângulo de incidência. Se o etalon é iluminado com uma luz monocromática de comprimento de onda λ (630,0 nm) e se $d = m\lambda$ para algum ângulo θ , onde m é um número inteiro $m = 1, 2, 3, \dots$, então a luz tem a mesma fase tanto em C como em E e os raios a, b e c chegam ao plano da imagem em fase dando um brilho máximo no ponto P da Figura 4.6, tomando t e r como coeficientes de transmissão e reflexão, respectivamente. Onde não há absorção pelas superfícies reflexivas, as amplitudes de cada raio interno consecutivo refletido e transmitidos são $E_0 t, E_0 t r, E_0 t r^2$ e $E_0 t^2, E_0 t^2 r^2, E_0 t^2 r^4$, respectivamente, mostrados na Figura 4.7.

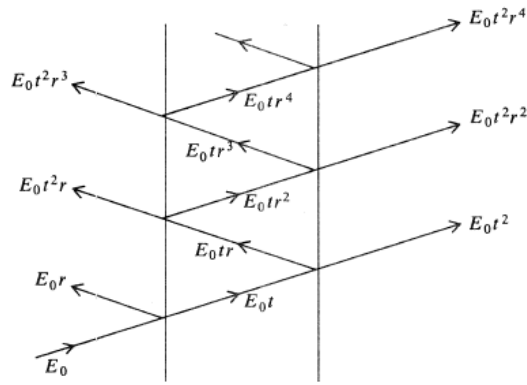


Figura 4.7: Caminhos de luz, como resultado de reflexões entre duas placas paralelas. Fonte: Grant R. Fowles de 1975

$$E_{Trans} = E_0 t^2 + E_0 t^2 r^2 e^{i\varphi} + E_0 t^2 r^4 e^{2i\varphi} + \dots \quad (4.2)$$

e fatorando $E_0 t^2$ a partir da equação (4.2), temos:

$$E_{Trans} = E_0 t^2 (1 + r^2 e^{i\varphi} + r^4 e^{2i\varphi} + \dots), \quad (4.3)$$

E a equação torna-se uma série geométrica com uma razão $r^2 e^{i\varphi}$ portanto, a equação (4.4) pode ser reescrita como:

$$\frac{1}{E_{Trans}} = \frac{1 - r^2 e^{i\varphi}}{E_0 t^2}. \quad (4.4)$$

A intensidade da onda é diretamente proporcional ao quadrado da amplitude, $I_T = |E_{Trans}|^2$ portanto, a intensidade da luz transmitida é dada por:

$$I_T = I_0 \frac{|t|^4}{|1 - r^2 e^{i\varphi}|^2}. \quad (4.5)$$

Onde a intensidade do raio incidente é $I_0 = |E_0|^2$.

Deixando R e T serem a reflectância e a transmitância das superfícies e reescrevendo em termos de r e t , obtemos:

$$R = r r^* = |r|^2 \quad (4.6)$$

$$T = tt^* = |t|^2 \quad (4.7)$$

Onde t^* e r^* são os complexos conjugados e, conseqüentemente, a intensidade pode ser escrita como:

$$I_T = I_0 \frac{T^2}{|1 - R e^{i\alpha}|^2} \quad (4.8)$$

Onde a soma da diferença entre as fases cada feixe consecutivo e expandindo o denominador da equação (4.8), temos:

$$\begin{aligned} |1 - R e^{i\alpha}|^2 &= (1 - R e^{i\alpha})(1 - R e^{-i\alpha}) = 1 - R(e^{-i\alpha} + e^{i\alpha}) + R^2 \\ &= (1 - R)^2 \left[1 + \frac{4R}{(1 - R)^2} \sin^2 \frac{\alpha}{2} \right]. \end{aligned} \quad (4.9)$$

Por isso, a intensidade pode ser escrita como:

$$I_T = \frac{I_0 T^2}{(1 - R)^2} \frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\alpha}{2}}. \quad (4.10)$$

Onde $\frac{1}{1 + F \sin^2 \frac{\alpha}{2}}$ é a função de Airy e o coeficiente de finesse que estima a acuidade da

forma das franjas na tela é dado como:

$$F = \frac{4R}{(1 - R)^2}. \quad (4.11)$$

A curva mostrada na Figura 4.8 mostra um gráfico da função de Airy como uma função de fase para diferentes valores de refletividade. Se o argumento do termo de seno na função de Airy $[1 + F \sin^2(\alpha/2)]^{-1}$ é um múltiplo integral de π , a função é igual ao seu valor máximo da unidade para qualquer valor de F . Quando a reflectância é muito pequena, de modo que F torna-se menor, as franjas, como resultado de interferências, se tornariam largas e indistintas. Uma vez aumentando a refletividade aumenta o coeficiente de finesse, ou a estreiteza de cada franja.

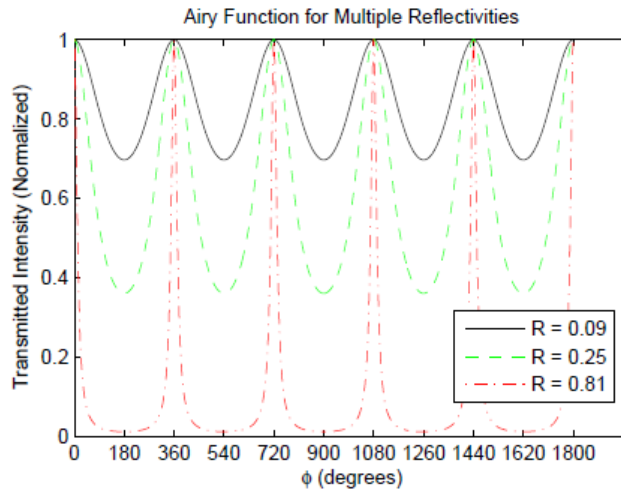


Figura 4.8: Gráfico da distribuição de intensidade de franjas de interferências. Fonte: Hedlund, 2010.

Onde $\alpha/2$ que é encontrada na função de Airy, conforme a reflectância é próxima da unidade, alarga o F e, portanto, afunila as franjas. Uma franja máxima ocorrerá quando $\alpha/2 = k\pi$, em que k é um número inteiro, igual a:

$$2k\pi = \frac{4\pi}{\lambda_0} nd \cos \theta + \varphi_r. \quad (4.12)$$

Em que a ordem de interferência é também conhecida como k , e isto é o mesmo que a diferença de trajeto medido entre dois feixes consecutivos, conforme mostrado na Figura 4.9. As franjas brilhantes são resultados das interferências construtivas enquanto as franjas escuras são formadas a partir das interferências destrutivas no CCD.

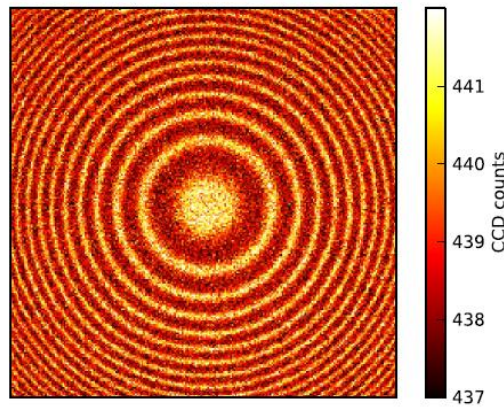


Figura 4.9: Imagem de franja de aeroluminescência via IFP. Adaptado de Harding de 2014.

O número de contagens detectadas no anel ith ou canal no CCD sobre o tempo de integração de t segundos pode ser escrito como:

$$N_i = \frac{A_0 \Omega_i Q_i T \times 10^6}{4\pi} \int_0^\infty T_F(\lambda) \psi(\lambda, \theta_i) Y(\lambda) d\lambda + B_i. \quad (4.13)$$

Onde A_0 é a área de trabalho das placas etalon, Ω_i é o campo de visão do detector de anel ith , T é a transmissão óptica do instrumento, Q_i é a eficiência do canal ith do detector, $T_F(\lambda)$ é a função de transmissão do pré-filtro usado para selecionar a linha de emissão 630- nm, $\psi(\lambda, \theta_i)$ é a função de transferência do instrumento e θ_i é o ângulo subtendido pelo detector do i -ésimo anel na lente de imagem dada por:

$$\theta_i = \tan^{-1} \left[\frac{1}{f_0} \left(\frac{r_i^2 + r_{i+1}^2}{2} \right)^{1/2} \right]. \quad (4.14)$$

Onde f_0 é a comprimento focal efetivo das lentes e r_i é o raio interno do detector de anel e $Y(\lambda)$ é a distribuição espectral da luz, que pode ser assumida como sendo duas partes separadas dadas por:

$$Y(\lambda) = \frac{R_0 e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_0}{\Delta\lambda_r}\right)^2}}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_r} + \frac{\partial R}{\partial \lambda} \Big|_0. \quad (4.15)$$

O primeiro termo (4.15) descreve a gaussiana normalizada correspondente a uma linha de emissão térmica com uma superfície de brilho R_0 rayleighs, comprimento de onda central λ_0 e largura térmica $\Delta\lambda_r$. O segundo termo apresenta o brilho contínuo subjacente à linha de emissão e B_i é a contagem de fundo causada por corrente escura na CCD. A partir de (4.13), os termos são as funções de transferência de instrumento que podem ser expressas em termos dos seus coeficientes de Fourier, podendo ser escrito como:

$$T(\lambda, \theta_i) = a_{oi} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[a_{ni} \cos \frac{2\pi n}{\Delta\lambda_0} (\lambda - \lambda_r + \phi_i) + b_{ni} \sin \frac{2\pi n}{\Delta\lambda_0} (\lambda - \lambda_r - \phi_i) \right] \quad (4.16)$$

Onde $\Delta\lambda_0$ é taxa espectral livre do etalon, λ_r é o comprimento de onda de referência e ϕ_i é o desvio de fase entre o primeiro canal e o canal i th. Os coeficientes a_{ni} e b_{ni} contêm todas as informações necessárias para descrever completamente a função do instrumento, incluindo variação na sensibilidade e defeitos na óptica. Ao relacionar isto com a distribuição espectral da luz definida na equação (4.15), podemos derivar a resposta do instrumento para uma linha de emissão. Definindo o comprimento de onda de referência, λ_r , as quatro incógnitas podem ser definidas como:

$$U_1 = C_{oi} t \Delta\lambda_F \frac{\partial R}{\partial \lambda} a_0 \left(\frac{1-R}{1+R} \right); \quad (4.17)$$

$$U_2 = C_{oi} a_0 t T_{Fo} R_0; \quad (4.18)$$

$$U_3 = \frac{K \lambda_l}{\Delta\lambda_o}; \quad (4.19)$$

$$U_4 = G(T) = \frac{\pi}{c} \sqrt{\frac{2kT}{m}} \frac{\lambda_l}{\Delta\lambda_0}. \quad (4.20)$$

Portanto, a partir destas equações,

$$C_{oi} = A_o \Omega_i Q_i T_{oi} \times 10^6 \frac{1}{4\pi}. \quad (4.21)$$

O termo $\partial R/\partial \lambda$ é a correção para o brilho contínuo, K é o número de elementos espectrais em ordem para os espectros unidimensionais, m, k , e c são a massa atômica do oxigênio atômico emitente, constante de Boltzmann e a velocidade da luz, respectivamente. A partir das incógnitas U_1, U_2, U_3 e U_4 , podemos escrever a resposta do instrumento:

$$N_i = t \left(U_1 + U_2 \left[a_0 + \sum_{n=1}^{n_{\max}} (a'_n \cos[2\pi n(\phi_i + U_3)]) + b'_n \sin[2\pi n(\phi_i + U_3)] \right] \right) \bullet e^{-n^2 u_4^2} + B_i \quad (4.22)$$

Onde a'_n e b'_n são definidos como

$$a'_n = a_n \cos \beta + b_n \sin \beta \quad (4.23)$$

$$b_n' = -a_n \sin \beta + b_n \cos \beta. \quad (4.24)$$

Onde β é o deslocamento de fase, definido como

$$\beta = \frac{2\pi}{K} \left(1 + \frac{Peak_{emission}}{Peak_{calibration}} \right). \quad (4.25)$$

Estimativas iniciais são inseridas para as quatro incógnitas, U_1, U_2, U_3 e U_4 . As estimativas para os quatro parâmetros são dadas geralmente após cinco a nove iterações do algoritmo. Em seguida, o deslocamento Doppler é dado por:

$$v = -c \Delta U_3 \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0 K}. \quad (4.26)$$

Onde U_2 é uma medida da intensidade da imagem e a temperatura é calculada por (4.18) dada como:

$$T = \left(U_4 \frac{c}{\pi} \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \right)^2 \frac{m}{2k}. \quad (4.27)$$

4.2 Deslocamento Doppler

O deslocamento de Doppler é uma mudança observada no comprimento de onda de uma onda, quando a fonte da onda se move em relação ao observador. O comprimento de onda é menor quando a fonte está direcionada para o observador e é maior quando a fonte está afastando-se do observador. O comprimento de onda observada pode ser escrito como:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{1 - v/c}. \quad (4.28)$$

Onde λ_0 é o comprimento de onda da fonte estacionária, v representa a velocidade da fonte para o observador e c é a velocidade da onda. Dado um ponto de observação fixo e um comprimento de onda observado para um comprimento de onda de referência conhecida, a equação (4.28) pode ser usada para encontrar a velocidade da fonte:

$$v = c \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \right). \quad (4.29)$$

Este é o princípio usado para determinar os ventos termosféricos com um interferómetro de Fabry-Perot.

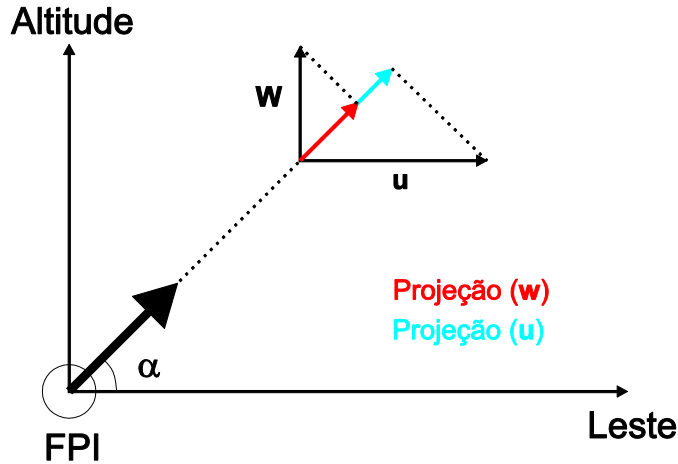


Figura 4.10: Uma descrição gráfica de medição da linha de visão para o leste com ângulo de elevação. Adaptado de Hedlund, 2010.

A Figura 4.10 mostra a descrição de linhas de visão (LOS) das medições de vento, onde u , v e w são as direções zonal, meridional e vertical. Da ilustração acima (Hedlund, 2010), obtém-se:

$$v = u \cos \alpha \sin \theta + v \cos \alpha \cos \theta + w \sin \alpha + \beta. \quad (4.30)$$

Quando as medições são as direções cardeais, o ângulo azimutal θ é igual a $0, \pi/2, \pi$ e $3\pi/2$ radianos. Daí a medição nas direções cardeais tem três termos principais, onde os dois primeiros termos são os ventos horizontais e verticais projetados sobre o vetor de observação. A Figura 4.10 mostra uma observação para o leste ($\theta = \pi/2$) que pode ser escrita como:

$$v_{east} = u \cos \alpha + w \sin \alpha + \beta. \quad (4.31)$$

As medições para o leste e zênite são estimadas subtraindo (4.30) a partir de (4.31), o que produz o deslocamento Doppler absoluto para o leste.

$$v_{dop_{east}} = u \cos \alpha + w(\sin \alpha - 1). \quad (4.32)$$

uma vez que um ângulo de elevação de $\alpha = \pi/2$ é simplesmente uma outra medição zênite. Principalmente, pode-se supor que a velocidade do vento vertical é aproximadamente zero. Partindo deste pressuposto, o vento para o leste é dado como:

$$u = \frac{v_{dope}}{\cos \alpha}. \quad (4.33)$$

A medida para o oeste é idêntica à medição leste com exceção de uma mudança no sinal do deslocamento Doppler, e pode ser escrita como sendo:

$$v_{dop_w} = -u \cos \alpha + w(\sin \alpha - 1) \quad (4.34)$$

Adicionando (4.33) e (4.34) anula-se o vento zonal:

$$v_{dop_e} + v_{dop_w} = u \cos \alpha + w(\sin \alpha - 1) - u \cos \alpha + w(\sin \alpha - 1) = 2w(\sin \alpha - 1) \quad (4.35)$$

E reorganizando a equação (4.35) para resolver para w em termos das medições observadas, obtém-se:

$$w = \frac{v_{dop_e} + v_{dop_w}}{2(\sin \alpha - 1)}. \quad (4.36)$$

Da mesma forma subtraindo (4.33) de (4.34) cancela-se o vento meridional:

$$v_{dop_e} - v_{dop_w} = -u \cos \alpha + w(\sin \alpha - 1) - u \cos \alpha - w(\sin \alpha - 1). \quad (4.37)$$

$$u = \frac{v_{dop_w} - v_{dop_e}}{2 \cos \alpha}. \quad (4.38)$$

O mesmo método pode ser aplicado utilizando as observações nas direções Norte e Sul.

4.3 METODOLOGIA

Este estudo foi realizado utilizando medições de ventos termosféricos obtidos na região equatorial usando interferômetro de Fabry-Perot. Os dados de ventos zonal e meridional utilizados para esta pesquisa foram de 2009-2014. Estes ventos atmosféricos (ou seja, ventos zonal e meridional, intensidade e temperatura) foram extraídos utilizando os interferômetros,

estas observações ocorreram durante o período noturno. Nos dias em que há Lua, o interferômetro observa apenas nas direções em que é 37° para fora da posição angular da Lua para evitar erros nas observações devido ao brilho da mesma. Cada local de observação fornece dados de vento zonal e meridional, quando eles estão observando o modo cardeal. Quando os equipamentos são configurados para observar no modo de volume comum, ele mede dados de vento zonal e meridional para o setor norte e dados de vento zonal e meridional para o setor sul. Assim, os dados de vento zonal e meridional são obtidos de quatro maneiras diferentes. Assim, os dados de vento zonal e meridional são dados como:

Modo Cardeal:

- Cajazeiras,
- São João do Cariri.

Modo de volume comum:

- Setor Norte,
- Setor Sul.

Em seguida, as médias desses ventos são tomadas entre os ventos zonais de Cajazeiras e São João do Cariri entre os setores sul e norte. O mesmo procedimento é repetido para o vento sul. Assim, a partir deste processo, os ventos zonal e meridional em modo cardeal e ventos zonal e meridional no modo de volume comum são estimados. Depois as médias foram estimadas e extraíram-se valores de vento absurdo de modo que os valores abaixo de -200m e acima de 200m são negligenciados.

4.3.1 Modo de volume comum

Esta nova abordagem de observação é usada por dois IFPs para medir ventos termosféricos e temperatura. Os IFPs localizados nessas duas estações observam simultaneamente a direção zenital, norte, sul e o ponto central dos dois instrumentos. Eles são programados, a fim de observar a mesma região da camada de emissão (~ 250 km), com exceção para a medida na direção norte, sul e ponto central, que serão chamados aqui de setor Norte (SN), o setor Sul (SS) e setor central (SC). Os detalhes deste método podem ser vistos na Figura 11, onde está

indicada a localização dos IFP 's, dos setores norte, sul e central, e as projeções destes pontos de observação no solo. Um ciclo de observação neste modo requer cerca de 20 minutos. A Figura 4.12 mostra um exemplo de uma série temporal dos ventos zonal e meridional medidos no modo volume comum.



Figura 4.11 Ilustração dos setores de observação norte, sul e central. As linhas amarelas representam as linhas de visão de interferômetros e as linhas pretas representam as projeções das linhas amarelas.

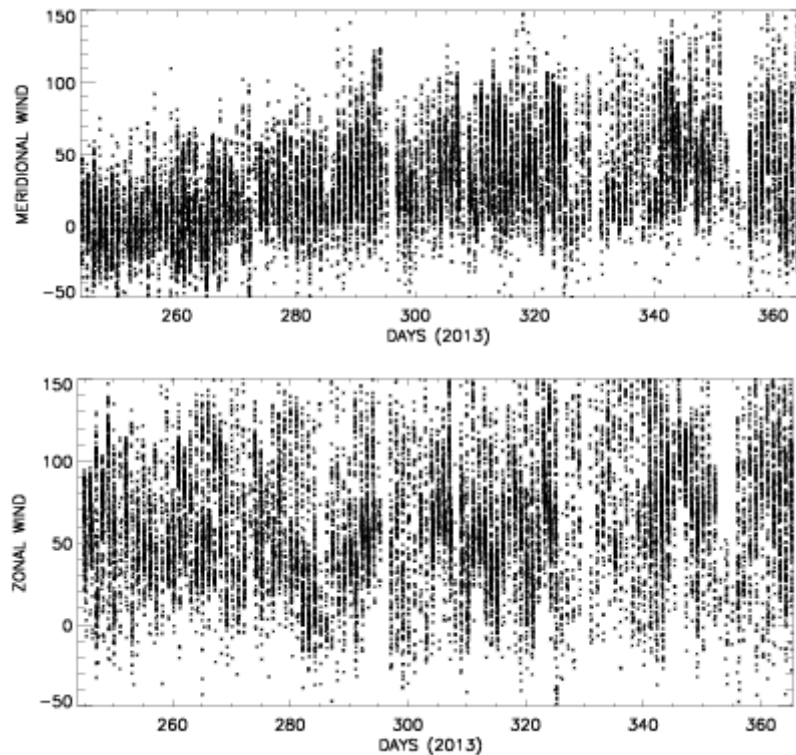


Figura 4.12: Série histórica dos dados do vento zonal e meridional durante 2013, medida pelo IFP no modo de volume comum.

4.3.2 Periodograma Lomb-Scargle

A maioria das medições geofísicas, meteorológicas e climatológicas são normalmente registradas como uma série temporal e estas séries temporais são então analisadas para demonstrar as ocorrências estatisticamente significativas. Neste estudo, o periodograma Lomb-Scargle foi usado para identificar os períodos das ondas planetárias observadas pelo IFP. Esta técnica é amplamente utilizada no meio científico, especialmente na análise de dados astronômicos na identificação de periodicidades presentes em séries temporais que não são amostradas em intervalos de tempo constantes e baseia-se no trabalho de Lomb (1976) e Scargle (1982) e Horne et al. (1986). A definição de periodograma GS, utilizada para estimar a contribuição de uma certa frequência ω para a composição de todo o sinal para uma série temporal $X(t_i)$, onde $i = 1, 2, \dots, N_0$ é o número de dados amostrados, é dada por:

$$P_x(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\left[\sum_{j=1}^{N_0} X_j \cos \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{\left[\sum_{j=1}^{N_0} X_j \sin \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\}. \quad (4.39)$$

Onde o termo τ tem a seguinte definição:

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\left(\sum_{j=1}^{N_0} \sin 2\omega t_j \right)}{\left(\sum_{j=1}^{N_0} \cos 2\omega t_j \right)}. \quad (4.40)$$

A definição de τ mostrada acima faz com que o periodograma torne-se equivalente para ajustar as funções senos e cossenos de um conjunto de dados para uma dada frequência ω , pelo método dos mínimos quadrados. Além disso, a constante τ torna o periodograma invariante no que diz respeito a um deslocamento da origem de tempo Lomb (1976). A principal diferença entre o periodograma GS para a análise de Fourier é que enquanto esta última considera os dados com base no intervalo de tempo entre amostras, o método LS considera os dados com base em pontos, estimando-se o componente seno e cosseno somente quando os dados são amostrados.

Embora seja um método muito útil, considerando que muitas séries temporais não são amostradas em intervalos de tempo iguais, há alguns problemas que, no entanto, podem ser minimizados. Um deles é o vazamento espectral. O vazamento espectral ocorre quando energia espectral associada com certa frequência ω_0 , escapa para outras frequências devido à comprimento finito da janela de dados e às irregularidades no espaçamento de dados (Horne et al., 1986). O vazamento espectral que ocorre de altas para baixas frequências é chamado *aliasing*. Horne et al. (1986) sugeriram um procedimento para minimizar problemas devido ao vazamento espectral num periodograma LS. Eles sugeriram subtrair uma senóide dos dados originais correspondente ao pico mais significativo não identificado no periodograma. Em seguida, recalculam um novo periodograma. Neste novo periodograma, deve desaparecer tanto o pico referente à frequência ajustada quanto aqueles que são devido ao vazamento espectral. Assim, os picos restantes devem ser devidos aos sinais realmente presentes nos dados. Tão importante quanto identificar a presença de variações periódicas em séries temporais é a avaliação da confiança dos resultados obtidos. No caso do periodograma de Lomb-Scargle, a avaliação da confiança dos resultados pode ser acessada através do teste de probabilidade de falso alarme (False Alarm Probability). A aplicação do FAP testa a hipótese de que o sinal analisado é constituído de ruído gaussiano puro e, assim, nenhum pico no espectro apresenta energia superior a um determinado nível z_c . O FAP é definido por:

$$FAP = 1 - (1 - e^{-z_c})^{n_i} . \quad (4.41)$$

Onde n_i é o número de pontos da série analisada.

Um pico é significativo, com nível de confiança maior que $P(P = 1 - FAP)$, se a energia espectral excede um determinado valor crítico z_c , dado por

$$z_c = -\ln \left(1 - (1 - FAP)^{\frac{1}{n_i}} \right) . \quad (4.42)$$

As análises realizadas neste estudo foram feitas considerando-se um nível de confiança de 98%. Isto significa que a probabilidade de falso alarme foi testada com probabilidade 0,02 (FAP = 0,02). Na Figura 4.11 são representados os dados a partir do vento zonal medido por IFP no modo de volume comum que foi analisado utilizando o periodograma Lomb-Scargle mostrando períodos de 3, 4 e 5 dias acima do nível significativo, estes períodos

observados em periodograma, que estão acima deste nível são muitos mais precisos do que aqueles abaixo dele.

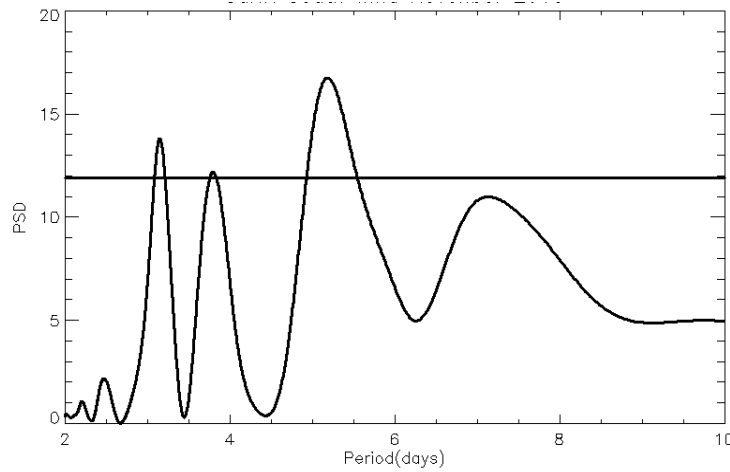


Figura 4.13: Exemplo de um gráfico de análise Lomb-Scargle a partir de uma medição de vento zonal no modo de volume comum mostrando períodos de 3, 4 e 5 dias. A linha horizontal grossa indica um nível significativo de 98%.

4.3.3 Método dos Quadrados Mínimos

Após ser realizada a análise do periodograma nos dados do vento para obter os períodos, é necessário fazer uma estimativa dos parâmetros da onda planetária, assim, no presente estudo foi usado o método dos mínimos quadrados. O método dos mínimos quadrados é um procedimento para determinar a melhor linha de ajuste aos dados usando cálculo simples e álgebra linear. O método é facilmente generalizado para encontrar o melhor ajuste da forma:

$$y = af(x) + bg(x). \tag{4.43}$$

Poderíamos ter (4.43) e os argumentos que nos levaria a

$$\begin{pmatrix} \sum_{n=1}^{N=1} f(x_n)^2 & \sum_{n=1}^N f(x_n)g(x_n) \\ \sum_{n=1}^N f(x_n)g(x_n) & \sum_{n=1}^N g(x_n)^2 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sum_{n=1}^N f(x_n)y_n \\ \sum_{n=1}^N g(x_n)y_n \end{pmatrix}. \tag{4.44}$$

Partindo do princípio de ajuste de uma curva de uma função $y = A \cos(\omega t + \phi)$, onde A, ω, t e ϕ são a amplitude, frequência angular, tempo e fase (dia ou ano), respectivamente. Usando identidades trigonométricas, temos:

$$y = A \cos \phi \cos \omega t - A \sin \phi \sin \omega t, \quad (4.45)$$

e a partir de (4.45), permitindo que $A \cos \phi = B$ e $-A \sin \phi = C$, respectivamente, temos:

$$y = B \cos \omega t + C \sin \omega t. \quad (4.46)$$

Além disso, pode-se generalizar o encaixe da função em (4.46) na forma de:

$$D(\omega, B, C) = \sum_{n=1}^N \left\{ y_n - (B \cos \omega t_n + C \sin \omega t_n) \right\}^2. \quad (4.47)$$

Além disso, a partir de $\frac{\partial D}{\partial B} = 0$ e $\frac{\partial D}{\partial C} = 0$, fixando o mínimo de $D(B, C)$, obtemos a solução

$$\begin{pmatrix} \langle \cos \omega t_n \cos \omega t_n \rangle & \langle \sin \omega t_n \cos \omega t_n \rangle \\ \langle \cos \omega t_n \sin \omega t_n \rangle & \langle \sin \omega t_n \sin \omega t_n \rangle \end{pmatrix} \begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \langle y_n \cos \omega t_n \rangle \\ \langle y_n \sin \omega t_n \rangle \end{pmatrix}, \quad (4.48)$$

os coeficiente B e C podem ser determinados pela matriz identidade

$$F = E^{-1}G. \quad (4.49)$$

$$\text{Onde } F = \begin{pmatrix} B \\ C \end{pmatrix}; E = \begin{pmatrix} \langle \cos \omega t_n \cos \omega t_n \rangle & \langle \sin \omega t_n \cos \omega t_n \rangle \\ \langle \cos \omega t_n \sin \omega t_n \rangle & \langle \sin \omega t_n \sin \omega t_n \rangle \end{pmatrix}; G = \begin{pmatrix} \langle y_n \cos \omega t_n \rangle \\ \langle y_n \sin \omega t_n \rangle \end{pmatrix}.$$

As amplitudes e fases, A e ϕ do vento termosféricos podem ser estimadas respectivamente, a partir de (4.45) por:

$$B^2 + C^2 = A^2 \cos^2 \phi + A^2 \sin^2 \phi = A^2 [\cos^2 \phi + \sin^2 \phi] = A^2 [1], \quad (4.50)$$

$$A = \sqrt{B^2 + C^2}, \quad (4.51)$$

e

$$\tan \phi = \frac{C}{B} = -\frac{A \sin \phi}{A \cos \phi}. \quad (4.52)$$

$$\phi = \tan^{-1}\left(\frac{-C}{B}\right). \quad (4.53)$$

CAPÍTULO 5

5.0 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Nesta dissertação, dados de 2009 a 2014 foram coletados por dois Interferômetros Fabry-Perot (IFP), que estão localizados em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) e Cajazeiras (6,9°S; 38,6°O), no estado da Paraíba, Brasil. A Figura 5.1 mostra um gráfico da medição vento *versus* ano (intervalos de 3 meses) de ventos meridionais e ventos zonais obtidos pelo IFP no modo volume comum. Esta medida foi tomada à noite pelo IFP das 20h às 3h, horário local. A Figura 5.1 mostra uma variação na direção do vento durante o tempo de observação, que pode ser observado no vento meridional durante o mês de julho de 2012, em que a direção do vento foi para sul durante o início da coleta de dados pelo IFP no horário da noite até o fim de observação. Enquanto que em janeiro de 2013, durante a noite de observação, o vento estava soprando na direção leste com mudança em direção ao norte da meia-noite até o final da observação. No entanto, esta mudança sazonal na direção do vento meridional foi observada também no mês de julho de 2013 a janeiro de 2014. No vento zonal, os ventos estavam soprando em direção ao leste durante Julho de 2012, no início da observação pelo IFP, no entanto, durante a meia-noite observou-se que a direção do vento mudou para o oeste. Mas durante Julho de 2013, pode ser claramente observado que o vento começou a se mover em direção ao leste conforme observado pelo IFP enquanto que da meia-noite até o tempo final da observação, mudou de direção em direção ao oeste e isso também pode ser observado durante janeiro de 2014 e julho de 2014, adicionalmente, foram registrados intensidades fortes e temperaturas, respectivamente, durante esse período.

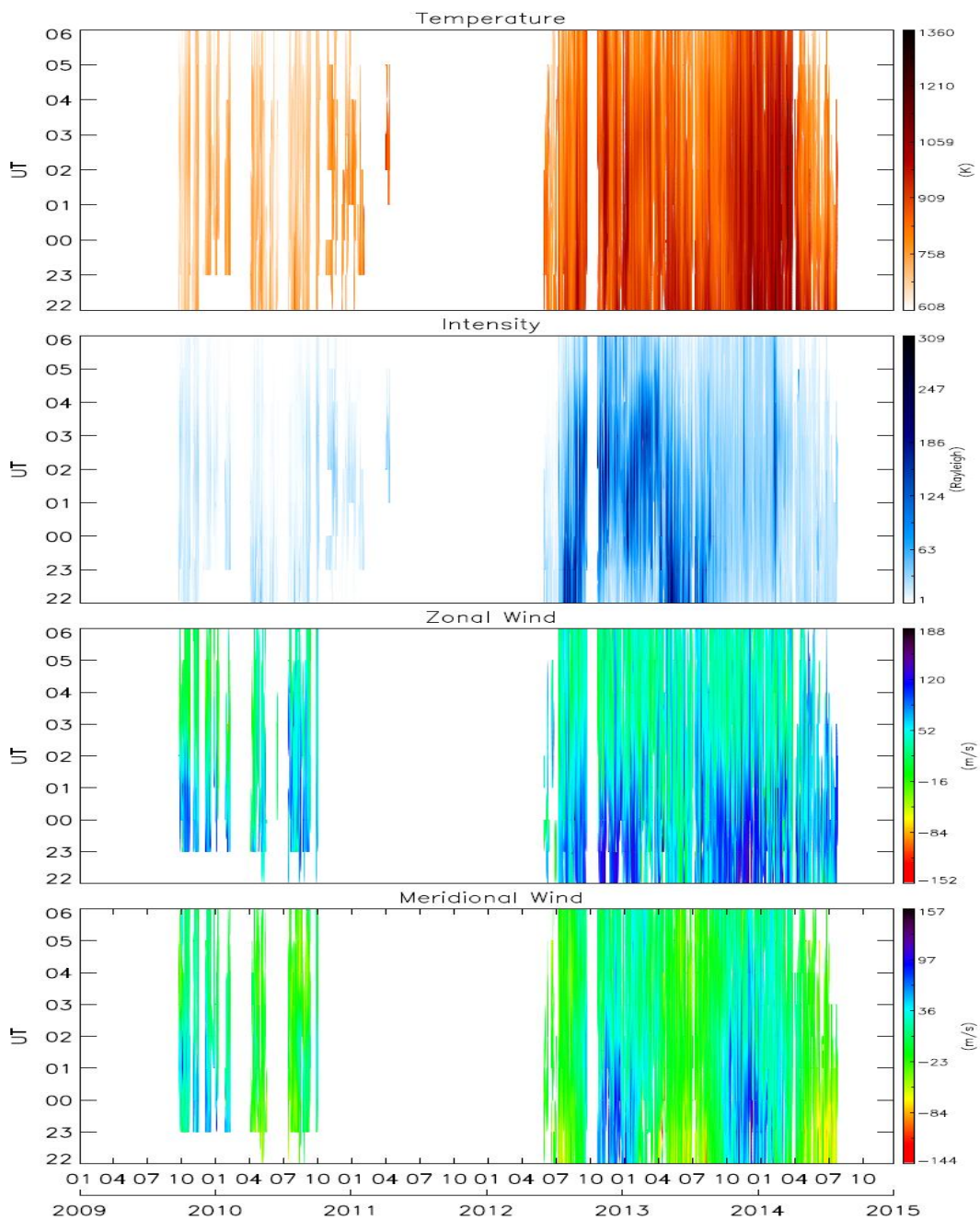


Figura. 5.1: Ventos observados *versus* mês do ano, medições dos IFP's de São João do Cariri e Cajazeiras 2009-2014.

5.1 Análise Lomb-Scargle

Oscilações de ondas planetárias, geralmente, são oscilações com períodos típicos de cerca de 2-30 dias. Na Figura 5.2 é mostrado um gráfico de período *versus* tempo de observação pelo IFP durante o período da noite. O principal objetivo desta pesquisa foi determinar as periodicidades nas medições de vento na Figura 5.1 e, para tal, a análise de um periodograma Lomb-Scargle foi realizada nestes dados de 2009-2014. A análise Lomb-scargle foi usada

para lidar com a amostragem não-uniforme de dados. Esta irregularidade é criada por efeitos como os ciclos de volumes de visão e a ausência de pontos de dados devido seja a céu nublado ou sinal fraco para taxas de ruído e, adicionalmente, porque a observação foi feita durante a noite. Periodicidades nos ventos puderam ser vistas a partir dos gráficos, no vento meridional, vento zonal, intensidade e temperatura respectivamente, de julho de 2009 a outubro de 2009. Nesta análise, uma densidade de potência espectral normalizada entre 0,8 e 1,0 foi utilizada como mostrado na Figura 5.2, isto ilustra períodos que são encontrados acima do nível significativo de 98%. No vento meridional, foram observadas oscilações de onda planetária de quase 8 dias em janeiro de 2010. Aglomerados de períodos fortes foram observados de outubro de 2012 a julho 2014 e períodos de quase 6 e 8 dias foram vistos em novembro de 2013 enquanto que 11, 6 e 5 dias foram observados durante a abril de 2014. Além disso, as ocorrências de oscilações fortes de quase 6 dias foram observadas em novembro de 2013 e de 5, 7 e 10 dias durante abril 2014 a partir do vento zonal. Durante julho e novembro de 2013, foram observados períodos de 12 e 6-8 dias, respectivamente, a partir da análise do periodograma da intensidade enquanto na temperatura oscilações fortes de quase 9 dias foram observadas em janeiro e julho de 2014. De outubro a novembro 2013 períodos fortes de 13, 12 e 6 dias também foram observados. Oscilações de quase 5 dias foram observadas nos ventos meridional e zonal, a intensidade e temperatura durante outubro de 2013.

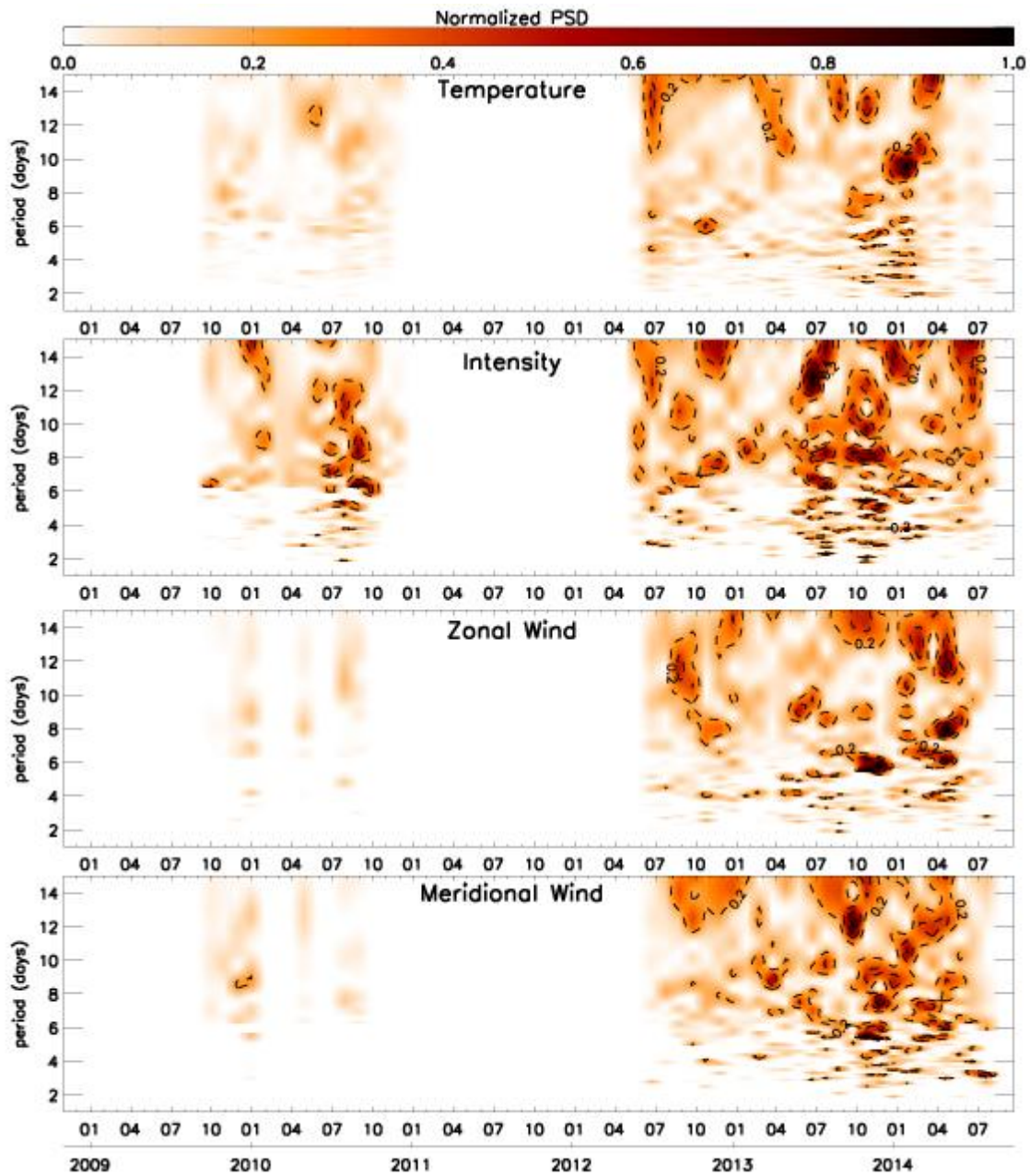


Figura. 5.2: Períodos *versus* mês do ano (2009-2014) a partir da análise Lomb-Scargle.

A partir desta análise de periodograma realizada nesta medição do vento na Figura 5.2 a ideia é investigar periodicidades simultâneas que poderiam ser observadas no vento meridional, vento zonal, intensidade e temperatura. A partir da Figura 5.2 as oscilações de ondas planetárias foram proeminentes durante os meses de julho 2013 - maio de 2014.

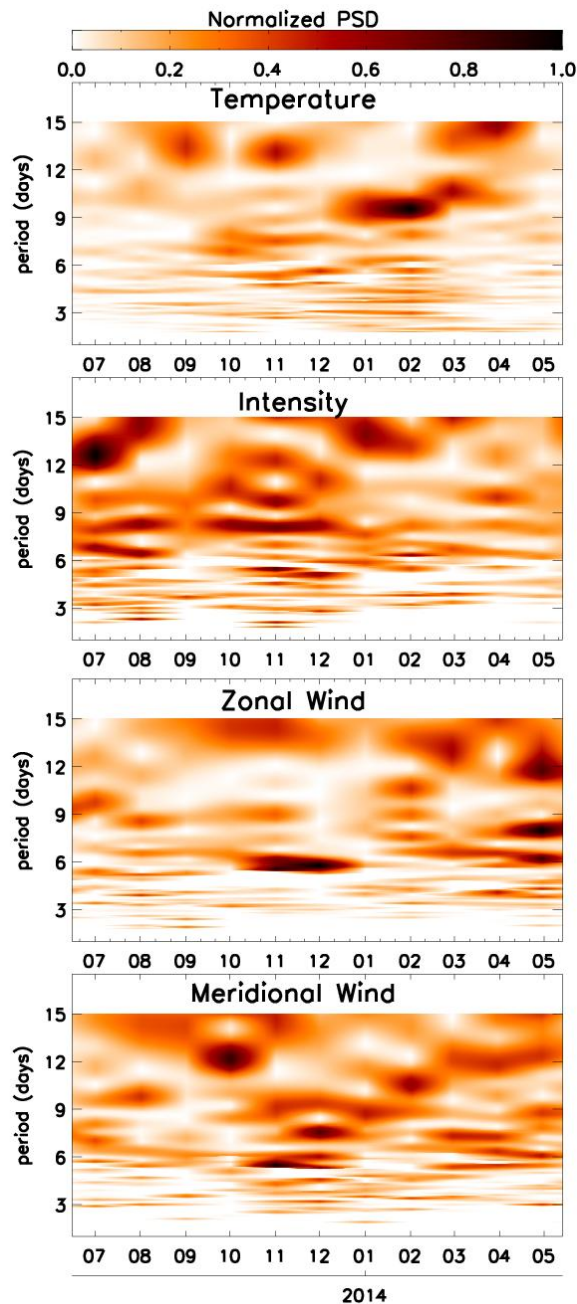


Figura 5.3: Um gráfico de períodos *versus* mês de julho de 2013 - maio de 2014 a partir da análise Lomb-Scargle mostrando evidências de onda planetária forte.

A Figura 5.3 mostra o gráfico periodograma *versus* o mês do ano a partir de julho de 2013 a maio 2014 a fim de observar possíveis períodos simultâneos de oscilações de ondas planetárias nos ventos meridional e zonal, a intensidade e temperatura. A partir do gráfico, no vento meridional, períodos fortes de quase 12 dias foram observados em outubro de 2013 enquanto de 6 e 8 dias foram observados em novembro e dezembro de 2013, respectivamente. Também em fevereiro, março e maio de 2014 períodos de quase 10, 5 e 6 dias de oscilações de ondas planetárias foram observados, respectivamente. Além disso, no vento zonal, foi observada uma clara evidência de um período forte de quase 6 dias em

novembro de 2013 e tal fato estende-se ligeiramente até dezembro de 2013. Os períodos de 6, 8 e 12 dias foram claramente vistos durante o mês de maio de 2014. Além disso, na intensidade, um período forte de quase 12 dias foi observado em julho de 2013 enquanto que no mês de agosto de 2013 foram observados períodos fortes de quase 7, 8 e 14 dias. Na temperatura, alguns períodos fortes de quase 9 dias foram observados durante fevereiro de 2014, e de 14, 13 e 15 dias em outubro do mesmo ano. A partir da Figura 5.3, períodos de 6 dias foram observados nos ventos meridional e zonal durante novembro de 2013 enquanto períodos de quase 9 dias foram vistos na intensidade durante o mesmo mês, mas períodos de 9 dias que foram observados na temperatura ocorreram durante janeiro-fevereiro de 2014. O interferômetro de Fabry-Perot coleta dados dos pontos cardeais (oeste, leste, sul e norte) para obter essa medição do vento, e, a fim de confirmar as oscilações simultâneas observadas na Figura 5.3, uma análise Lomb Scargle foi realizada na medição de vento para o mês de novembro de 2013. Nas Figuras 5.4a e 5.4b são mostrados períodos observados na direção zonal (Oeste-Leste), e períodos fortes de quase 4, 6 dias foram observados como confirmado na Figura 5.3 enquanto um período de quase 6 dias foi observado na direção meridional (Sul-norte), como mostram as Figuras 5.4c e 5.4d.

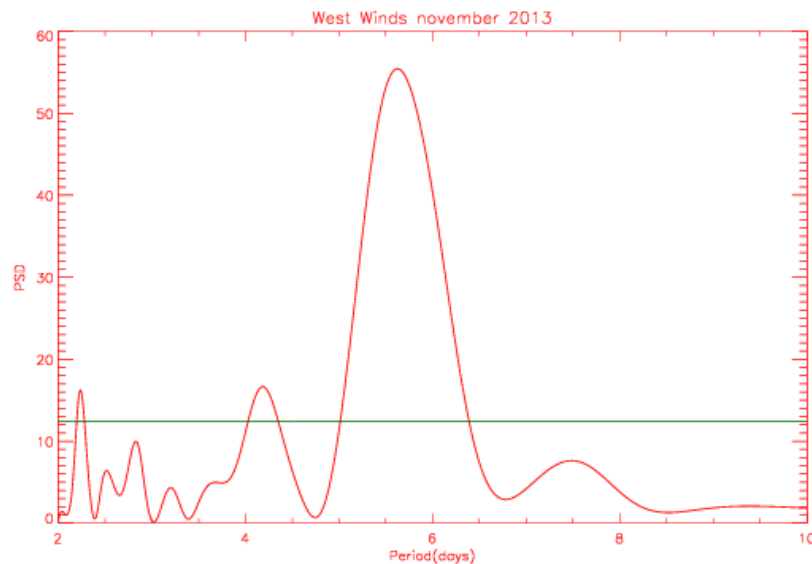


Figura 5.4 (a): Gráfico Lomb-Scargle para a direção cardinal oeste, novembro de 2013

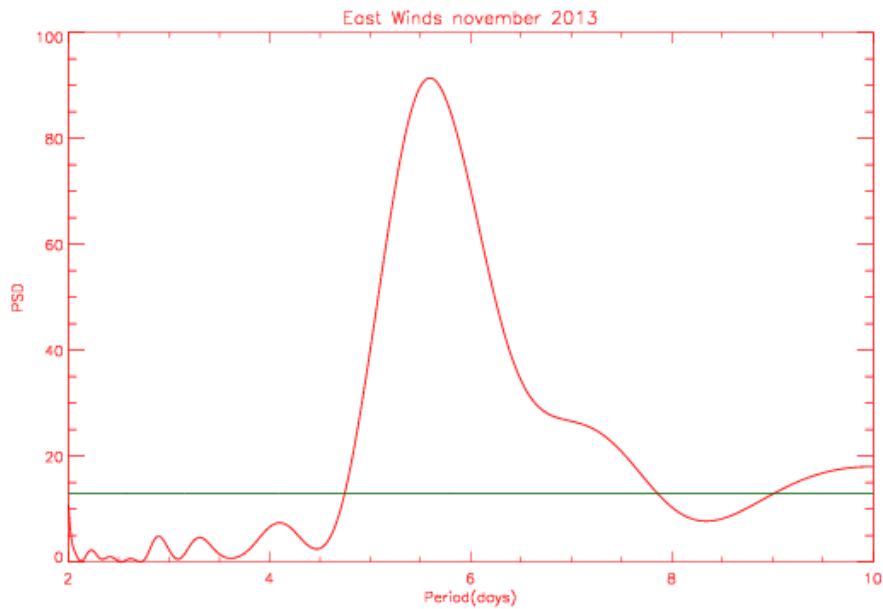


Figura 5.4 (b): Gráfico Lomb-Scargle para a direção cardinal leste, novembro de 2013

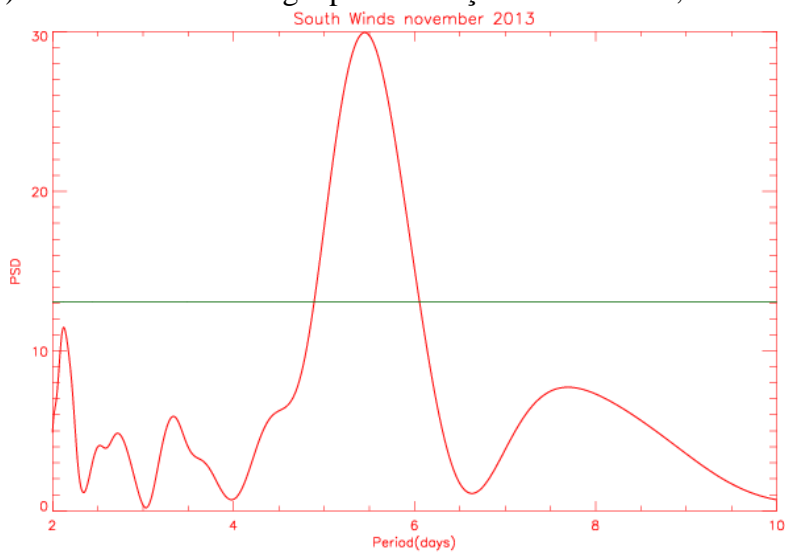


Figura 5.4 (c): gráfico Lomb-Scargle para a direção cardinal sul, novembro de 2013

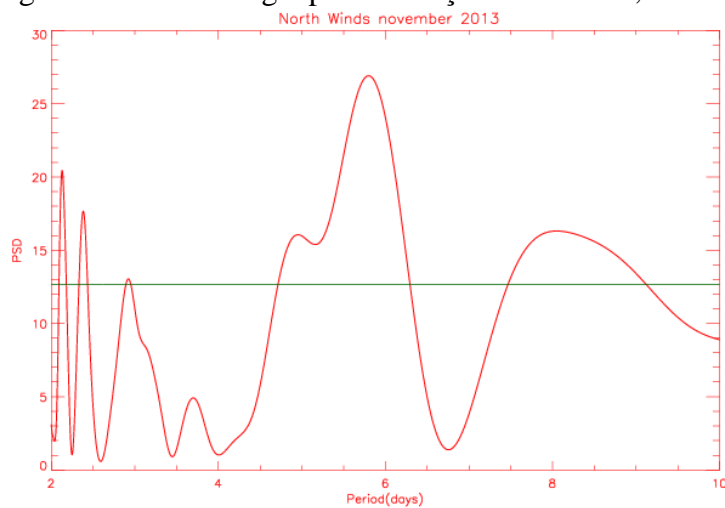


Figura 5.4 (d): Gráfico Lomb-Scargle para a direção cardinal norte, novembro de 2013

A Figura 5.5 mostra o comportamento do vento durante o período de observação noturna feita pelo interferômetro de Fabry-Perot. Observou-se nos ventos meridionais que o vento se propaga para leste durante essa observação e para o oeste em torno das 2 horas (horário local) em novembro de 2013 enquanto que no vento zonal foi observado um forte comportamento similar. Uma intensidade forte e temperatura foram observadas durante esta propagação.

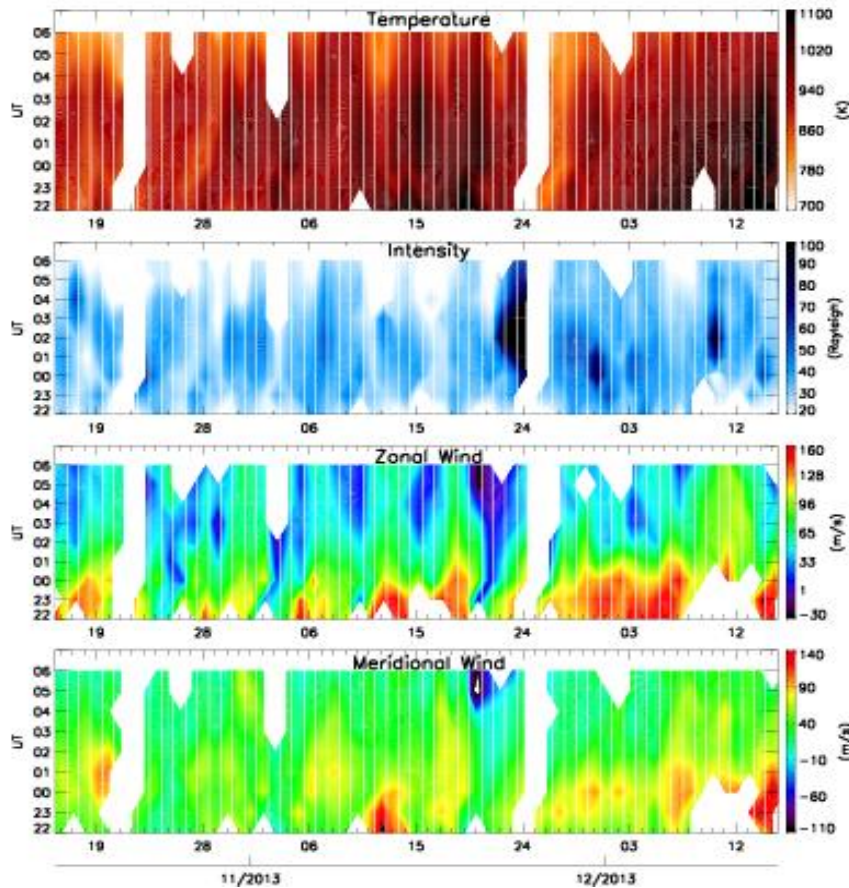


Figura 5.5: Medição do vento *versus* mês do ano, mostrando a propagação de onda planetária durante novembro-dezembro de 2013.

5.2 Método dos Mínimos Quadrados

Foi necessário investigar o parâmetro destas fortes ondas planetárias. O método dos mínimos quadrados é um método padrão para a análise de regressão para a solução aproximada de um determinado sistema, isto é, conjuntos de equações nas quais existem mais equações do que incógnitas. Esta análise de regressão foi usada para estimar a fase (hora de máximo) e as amplitudes das oscilações de onda planetária observadas na Figura 5.4 que demonstra a análise de regressão realizada na medição do vento onde amplitudes de 94,67K e 0,88R foram observadas na temperatura e intensidade enquanto os ventos meridional e zonal

apresentaram amplitudes de 30 m/s e 18,6 m/s, respectivamente. A partir desta análise de regressão, grandes amplitudes foram observadas nas medições de vento com todas possuindo a mesma fase (304 dias).

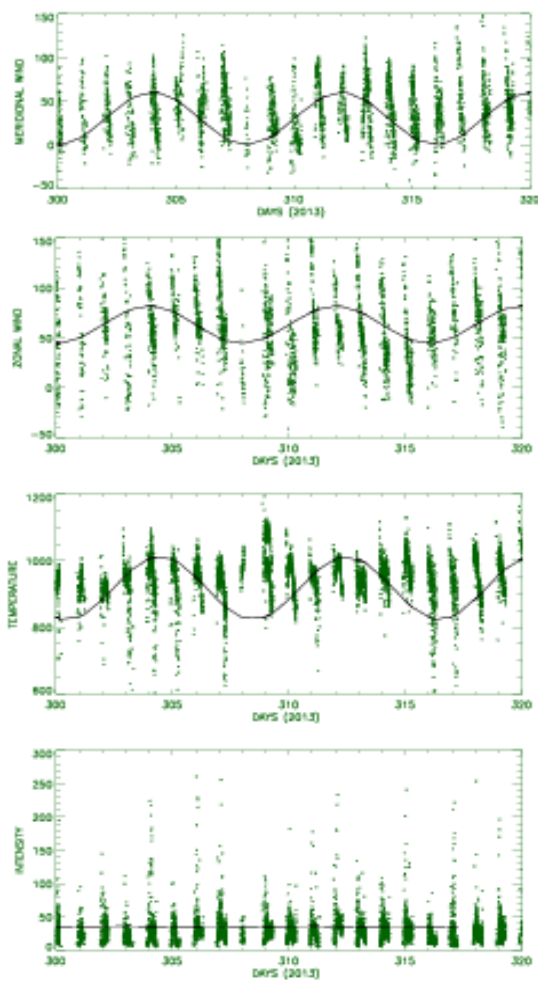


Figura 5.6: O ajuste da curva que mostra a amplitude e a fase da oscilação da medição de ventos do IFP contra o dia do ano novembro de 2013.

As mais importantes são as ondas quase estacionárias de Rossby, que se propagam para cima a partir da troposfera e são muito forte mas muito variáveis durante o inverno. Ondas de escala planetária na região equatorial, ondas de Kelvin e ondas de Rossby-gravidade são aquelas que estão presas nas regiões equatoriais e de baixa latitude. Acredita-se que essas ondas são excitadas pela oscilação de convecção tropical de grande escala [Holton, 1979].

Além disso, a propagação de oscilações planetárias na baixa termosfera é conhecida por ser causada pelas oscilações do tipo planetária, tais como atividades solar e magnética, [por exemplo, Meyer, 1999; . Pancheva et al, 1994, 2002; Altadil e Apostolov, 2003]. Assim, vento termosféricos nesta estação poderiam ser afetados por atividades solar e magnética, o

índice magnético Kp e fluxo solar em 10.7 cm são bem notados para examinar a relação das oscilações tipo planetária nos ventos termosféricos com as atividades solar e geomagnética. A Figura 5.5 mostra a forma de análise do periodograma das atividades solar (a baixa termosfera recebe uma grande quantidade de radiação solar) e atividades geomagnética na estação (mais perto do equador geomagnético). Fortes oscilações de quase 12 e 15 dias foram observadas em novembro de 2013, as quais parecem ser contínuas e isso se estende a abril de 2014. Períodos de quase 7, 9, 12, e 13 dias, foram observados no fluxo solar 10.7 cm que são contínuos, como observado no índice Kp em novembro de 2013.

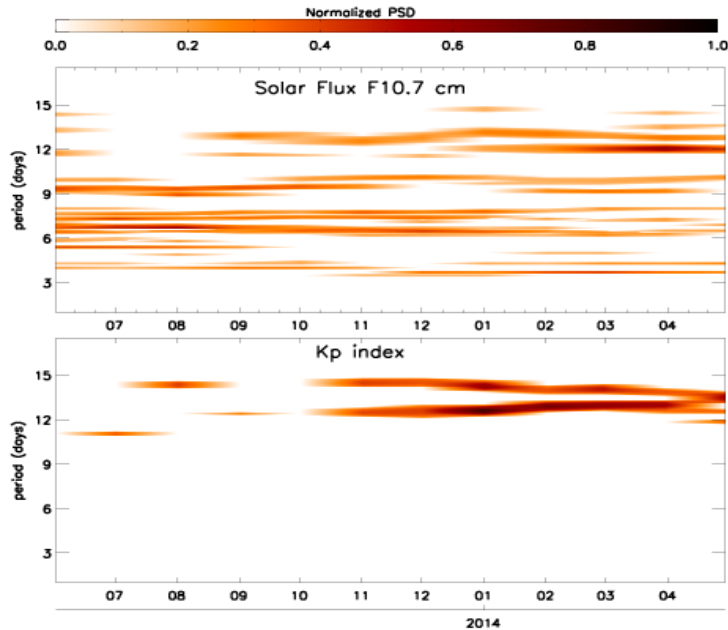


Figura 5.7: Um gráfico que mostra períodos *versus* meses do ano da atividade geomagnética, índice (kp) e atividade solar (F10.7 cm) de julho 2013- abril 2014

Oscilações tipo ondas planetárias que foram observadas na baixa termosfera podem ser excitadas por oscilações tipo planetária na atmosfera neutra, mas não necessariamente causada por atividades solar e geomagnética, (Pancheva et al, 1989;. Pancheva e Lastovicka, 1989) e na Figura 5.5 pode ser confirmado que as periodicidades contínuas observadas a partir das atividades solares e magnéticas não podem ter desempenhado um papel de induzir as periodicidades vistas nos ventos meridional e zonal, na intensidade e temperatura.

A onda planetária de 6 dias é uma oscilação normal na região da mesosfera e baixa termosfera, que tem sido estudada com ambas observações e simulações de modelos (Wu et al, 1994;. Miyoshi e Hiroaka, 1999; Talent et al., 2001 ; Lieberman, et al, 2003;.. Kishore et ai, 2004;. Riggin et ai, 2006;. Jiang et al, 2008;. Pancheva et ai, 2008). Uma onda de 6 dias com número zonal 1 que se propaga para oeste também foi relatada por Wu et al., (1994). Foi

sugerido que esta onda de 6 dias seja o modo normal (1,1) de Rossby (Salby, 1981), que tem um período teórico de ~ 4-6 dias (Wu et al., 1994;.. Talaat et al., 2001) .

Adicionalmente, uma oscilação de 6-8 dias também foi observada simultaneamente na altura virtual ionosférica mínima e no vento zonal nas regiões da mesosfera e baixa termosfera nas regiões equatoriais (Takahashi et al., 2006). Sugeriu-se que as perturbações de vento podem modular a condutividade da região E e na mudança ascendente do pós pôr do sol $E \times B$ na região F. Pancheva et al., (2008) também propôs que as correntes elétricas ionosféricas observadas em 2004 foram causadas por atividades de 6 dias na região da mesosfera e baixa termosfera. Alguns estudos relatam observações simultâneas de ondas planetárias na ionosfera inferior e superior como, por exemplo, Pancheva et al. (1994). Uma possibilidade da propagação de ondas planetárias na baixa termosfera é devido à modulação de marés de propagação ascendente na mesosfera e baixa termosfera (Mitchell et al., 1996;.. Beard et al., 1999; Pancheva, 2001). Além disso, outra possibilidade poderia ser associada à modulação de ondas gravitacionais de propagação ascendente, (Meyer, 1999). Assim, a partir de nossos resultados nesta dissertação, a oscilação 6-8 dia observada a partir da baixa termosfera com grandes amplitudes é possível propagar para as baixas regiões E e F da ionosfera.

CAPÍTULO 6

6.0 CONCLUSÃO E RECOMENDAÇÕES

Medições de vento termosféricos de interferômetros Fabry-Perot localizados em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) e Cajazeiras (6,9°S; 38,6°O) com coordenadas geomagnéticas (0,48°N; 35,8°L) foram investigadas para periodicidades acima de 2 dias. Foi usada emissão de aeroluminescência oxigênio atômico de linha vermelha de OI630.0 nm durante o período da noite, ou seja, entre 20h e 3h, hora local. A Análise Lomb-Scargle foi utilizada para processar os ventos termosféricos e temperatura. As fases (tempo de máximo) e amplitudes destas oscilações foram estimadas usando o Método dos Mínimos Quadrados.

A partir dos resultados obtidos, fortes oscilações planetárias de quase 6-8 dias foram observadas a partir das medições de vento e períodos fortes foram observados durante 2012 a 2014. No entanto, o objetivo desta pesquisa foi procurar períodos simultâneos nos ventos meridional e zonal, intensidade e temperatura de forma a caracterizá-los. Um período de 6 dias foi observado nos ventos meridional e zonal enquanto de 8 e 9 dias foram observadas na intensidade e temperatura durante novembro de 2013. As amplitudes e fases destas oscilações foram determinadas, amplitudes de 30 m/s, de 18,6 m/s, 0,88 R e 94,67 K foram observados nos ventos meridional e zonal, intensidade e temperatura, respectivamente. Também foi observada a mesma fase (tempo de máximo) nas medições de vento. As causas para estas periodicidades foram investigadas utilizando as atividades solares e magnéticas que não desempenharam nenhum papel ao induzir essas periodicidades observadas nos ventos termosféricos. Isto indica que as fontes para estas oscilações vêm dos níveis mais baixos da atmosfera. Outras investigações são necessárias para estudar o possível mecanismo de acoplamento levando essas oscilações à altitude do OI6300.

Análises mais aprofundadas podem ser realizadas utilizando parâmetros ionosféricos (f_0F2 , $hmF2$, $h'F$) e dados coincidentes para investigar os efeitos destas fortes oscilações de ondas planetárias e o acoplamento dinâmico entre camadas ionosféricas.

REFERÊNCIAS

- ALTADIL, D., APOSTOLOV, E. M. **Vertical propagating signatures of wave-type oscillations (2-and 6.5 days) in the ionosphere obtained from electron density profiles.** J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 63, 823-834, 2001.
- ALTADIL, D., APOSTOLOV, E. M., SOLE, J. G., JACOBI, CH. **Origin and development of vertical propagation oscillations with periods of planetary in the ionospheric F-region.** Phys. Chem. Earth, 26, Part C, 387-393, 2001.
- ANDREWS, DG, HOLTON, JR., LEOVY, C.B. **Middle atmosphere dynamics.** Academic Press, London, 1987.
- BURITI, R. A., H. TAKAHASHI, D. GOBBI. **First results from mesospheric airglow observations at 7.5° S.** Rev. Bras. Geofis., 19, 169–176, 2001.
- CHAPMAN, S., R.S. LINDZEN. **Atmospheric Tides: Thermal and Gravitational.** Gordon and Breach, 200 pp, New York, 1970.
- FORBES, J.M. **Tidal and Planetary Waves in the Upper and Lower Thermosphere: A Review of Experiment and Theory .**Geophys. Monogr. ser., vol. 87, edited by R.M.Johnson and T.L .Kileen, pp.67-87, AGU, Washington, D.C., 1995.
- FORBES, J. M., LEVERONI, S. **Quasi 16- day oscillations in the ionosphere.** Geophys. Res. Lett., 19, 981-984, 1992.
- GRANT, R. FOWLES. **Introduction to Modern Optics,** Dover Publication., New York, 2nd Edition, 1975.
- HAGAN, M. E., FORBES, J. M., VIAL, F. **A numerical investigation of the propagation of the quasi 2-day wave into the lower thermosphere.** Journal of Geophysical Research, 98, 23193-23205, 1993.
- HARDING, B. J, GEHRELS, T. W, MAKELA, J.J. **Nonlinear regression method for estimating neutral wind and temperature from Fabry–Perot interferometer data.** APPLIED OPTICS / Vol. 53, No. 4, page 2, February, 2014.
- HEDIN, A. E. **Extension of the MSIS thermosphere model into the middle and lower atmosphere.** J. Geophys. Res., 96, A2, p. 1159-1172, 1991.
- HEDLUND, R. P. **Using a Bistatic Fabry-Perot Interferometer System to improve the estimation of thermospheric winds.** University of Illinois, Urbana-Champaign, 2010.
- HOLTON, J. **An introduction to Dynamic Meteorology.** Elsevier Academic Press, 4th Edition, 2004.

- HORNE, J. H., BALIUNAS, S. L. **A Prescription for Period Analysis of Unevenly Sampled Time-Series.** *Astrophysical Journal.* v.302, 2, p.757-763, 1986.
- JIANG, G., et al. **A case study of the mesospheric 6.5-day wave observed by radar systems.** *J. Geophys. Res.*, 113, 2008.
- JOHNSTON, J.E., BROADFOOT, A. L. **Mid latitude observations of the night airglow: Implications to quenching near the mesopause.** *Journal of Geophysical Research*, vol. 98, no. A12, p. 21,593-21,603.12, 1993.
- KELLEY, M. C. **The Earth`s ionosphere, Plasma physics and Electrodynamics.** Academic Press, 2nd Edition, 2008.
- KISHORE, P., NAMBOOTHIRI, S. P., IGARASHI, K., GURUBARAN, SRIDHARAN, S., RAJARAM, S. R., RATNAM, M. V. **MF radar observations of 6.5-day wave in the equatorial mesosphere and lower thermosphere.** *J. Atmos. Sol. Terr. Phys.*, 66, 507–515, 2004.
- KUNDU, M. **Solar Radio Astronomy.** John Wiley, New York, 1965.
- KRUGER, A. **Introduction to solar radio astronomy and radio physics, Geophys. and Astrophys. Monogt.**, vol.16, D.ReidelDordrecht, Netherland, 1979.
- LASTOVICKA, J., P. KRIZAN, P. SAULI, NOVOTNA, D. **Persistence of the planetary wave type oscillations in foF2 over Europe.** *Ann. Geophys.* 21 1543–1552, 2003.
- LASTOVICKA, J., EBEL, A., ONDRASKOVA, A. **On the transformation of planetary waves of tropospheric origin into waves in radio wave absorption in the lower ionosphere.** *Studia geoph. et geod.*, 38,71-81, 1994.
- LASTOVICKA, J., PANCHEVA, D. **Changes in the characteristics of planetary at 80-100 km over Central and Southern Europe since 1980.** *Adv. Space Res.*, 11, 31-34, 1991.
- LASTOVICKA, J. **Effect of gravity and planetary on the lower ionosphere as obtained from radio waves absorption measurements.** *Phys. Chem. Earth*, 26, 381-386, 2001.
- LIEBERMAN, R. S., RIGGIN, D. M., FRANKE, S. J., MANSON, A. H., MEEK, NAKAMURA, C., TSUDA, T. T., VINCENT, R. A., REID, I. **The 6.5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere: Evidence for baroclinic/barotropic instability.** *J. Geophys. Res.*, 108, 4640, 2003.
- LIU, H. L., TALAAT, E. R., ROBLE, R. G., LIEBERMAN, R. S., RIGGIN, D. M., YEE, J. H. **The 6.5-day wave and its seasonal variability in the middle and upper atmosphere,** *J. Geophys. Res.*, 109, 2004.

- LIU, H., RICHMOND, L., ROBLE, R.G. **Ionospheric variability due to planetary waves and tides for solar minimum conditions.** J. Geophys. Res., 115, 2010.
- LIU, X., XU, J., ZHANG, S., JIANG, G., ZHOU, Q., YUAN, W., KERR, R. **Thermospheric planetary wave-type oscillations observed by IFPs over Xinglong and Millstone Hill.** J. Geophys. Res. Space Physics, 119, 2014.
- LOMB, N. R. **Least squares frequency analysis of unequally spaced data.** Astrophys Space Sci., 1976.
- MATSUNO, T. **Quasi-geostrophic motions in the equatorial area.** J. Meteor. Soc. Japan, 44, 25–42, 1966.
- MERIWETHER, J., M. FAIVRE, C. FESEN, P. SHERWOOD, VELIZ, O. **New results on equatorial thermospheric winds and the midnight temperature maximum.** Ann. Geophys., 26, 447–466, doi: 10.5194/angeo-26- 447, 2008.
- MITCHELL, N. J., WILLIAMS, P.S.J., BEARD, A.G., BUESNEL, G. R., MULLER, H.G. **Nonlinear planetary / tidal wave interactions in the lower thermosphere observed by meteor radar.** Ann. Geophysicae , 14, 364-366, 1996.
- MIYOSHI, Y., HIROOKA, T. **A numerical experiment of excitation of the 5-day wave by a GCM.** J. Atmos. Sci., 56, 1698–1707, 1999.
- PANCHEVA, LASTOVICKA, D. J. **Solar or meteorological control of lower ionospheric fluctuations (2-15 and 27 days) in the middle latitudes.** Handbook for MAP 29,210-214, 1989.
- PANCHEVA, D. V., MUKHTAROV, P. J., MITCHELL, N. J., FRITTS, D. C., RIGGIN, D. M., TAKAHASHI,H., BATISTA,P. P., CLEMESHA,B. R., GURUBARAN,S., RAMKUMAR, G. **Planetary wave coupling (5–6-day waves) in the low-latitude atmosphere–ionosphere system.** J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 70, 101–122, 2008.
- RIGGIN, D. M., et al. **Observations of the 5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere,** J. Atmos. Sol. Terr. Phys., 68, 323–339, 2006.
- SALBY, M. L. **Rosby normal modes in nonuniform background configurations. Part II. Equinox and solstice conditions.** J. Atmos. Sci., 38, 1827–1840, 1981.
- _____. **Survey of planetary-scale traveling waves: the state of theory and observations.** Reviews of Geophysics and Space Physics, v. 22, n. 2, p. 209-236, May, 1984.

SASSI, F.; GARCIA, R. R. **The Role of Equatorial Waves Forced by Convection in the Tropical Semiannual Oscillation.** Journal of the Atmospheric Sciences, v. 54, n. 15, p. 1925-1942, 1997.

TAKAHASHI, H., WRASSE, C. M., PANCHEVA, D., ABDU, M. A., BATISTA, I. S., LIMA, L. M., BATISTA, P. P., CLEMESHA, B. R., SHIOKAWA, K. **Signatures of 3–6 day planetary waves in the equatorial mesosphere and ionosphere.** Ann. Geophys., 24, 3343–3350, 2006.

TALAAAT, E. R., YEE, J. H., ZHU, X. **Observations of the 6.5-day wave in the mesosphere and lower thermosphere,** J. Geophys. Res., 106, 20,715–20,723, 2001.

VADAS, S. L., H, LIU. **Generation of large-scale gravity waves and neutral winds in the thermosphere from the dissipation of convectively generated gravity waves.** J. Geophys. Res., 114, 2009.

VINCENT, R. **Planetary and gravity waves in the mesosphere and Lower thermosphere,** Adv. Space. Res., 10(12), 93-101, 1990.

VOLLAND, H. **Atmospheric tidal and planetary waves.** Dordrecht: Kluwer Academic Publ., v.348 p, 1988.

YUE, J., WANG, W., RICHMOND, A. D., LIU, H.L. **Quasi-two-day wave coupling of the mesosphere and lower thermosphere-ionosphere in the TIME-GCM: Two-day oscillations in the ionosphere,** J. Geophys.Res., 117, 2012.

WU, D. L., HAYS, P. B., SKINNER, W. R. **Observations of the 5-Day wave in the mesosphere and lower thermosphere.** Geophys. Res. Lett., 21, 2733–2736, 1994.