



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
PROGRAMA DE PÓS GRADUAÇÃO EM FÍSICA
UNIDADE ACADÊMICA DE FÍSICA

Luiz Fillip Rodrigues Vital

**DETERMINAÇÃO DE PARÂMETROS DE
ONDAS DE GRAVIDADE, USANDO
MEDIDAS DE TEMPERATURA
TERMOSFÉRICAS**

Campina Grande, Paraíba, Brasil

5 de novembro de 2020

Luiz Phillip Rodrigues Vital

**DETERMINAÇÃO DE PARÂMETROS DE ONDAS DE
GRAVIDADE, USANDO MEDIDAS DE
TEMPERATURA TERMOSFÉRICAS**

Dissertação realizada sob orientação do Prof. Dr. Lourivaldo Mota Lima e do Prof. Dr. Igo Paulino, apresentada à Unidade Acadêmica de Física, em complementação aos requisitos para a obtenção do título de Mestre em Física.

Orientador: Professor Dr. Lourivaldo Mota Lima

Coorientador: Professor Dr. Igo Paulino

Campina Grande, Paraíba, Brasil

5 de novembro de 2020

V836d Vital, Luiz Phillip Rodrigues.
Determinação de parâmetros de ondas de gravidade, usando medidas de temperatura termosféricas / Luiz Phillip Rodrigues Vital. - Campina Grande, 2020.
107f. : il. Color.

Dissertação (Mestrado em Física) - Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2020.
"Orientação: Prof. Dr. Lourivaldo Mota Lima, Prof. Dr. Igo Paulino Silva".
Referências.

1. Ondas de Gravidade. 2. Interferômetro fabry-perot. 3. Oxigênio Atômico. 4. Distúrbios Ionosféricos Propagantes. 5. Termosfera-Ionosfera. I. Lima, Lourivaldo Mota. II. Silva, Igo Paulino. III. Título.

CDU 551.511.31(043)

À minha mãe, Jussara Rodrigues Vital

Agradecimentos

- Ao Professor Dr. Lourivaldo Mota Lima, por permitir a escolha da área de estudo e da metodologia utilizada. Pela motivação desde a graduação até os momentos finais do mestrado. Pelas sugestões e correções durante esse processo.
- Ao Professor Dr. Igo Paulino, pela co-orientação que recebi durante a fase de preparação desta dissertação e pela paciência e motivação que me permitiu obter essa conclusão.
- Ao Professor Dr. Ricardo Arlen Buriti pelas aulas de geofísica espacial, ensinamentos sobre o interferômetro Fabry-Perot e agradáveis conversas. Pela dedicação na coordenação/manutenção das observações experimentais de aeroluminescência atmosférica em São João do Cariri e em Cajazeiras, pois sem os dados não teria sido possível realizar este trabalho e dezenas de outros anteriores.
- Ao Professor Dr. João Rafael pelas agradáveis aulas de electromagnetismo e mecânica quântica. Pelo auxílio na tramitação de documentos na fase de conclusão do curso que possibilitou ingresso no doutorado.
- Às amigadas que fiz e fortaleci durante esta caminhada: Rennan Rocha, Welligthon Benevenuto, Émerson Eduardo.
- Aos meus familiares pelo apoio, confiança e incentivo.
- Aos colegas da pós-graduação e aos funcionários da Unidade Acadêmica de Física pela grata convivência durante a minha permanência nessa Unidade.
- À CAPES pelo suporte financeiro.
- A todos que direta ou indiretamente possibilitaram a conclusão deste trabalho.

*A força não provem da capacidade física.
Provém de uma vontade indomável.
(Mahatma Gandhi)*

Resumo

Ondas de gravidade atmosféricas são essenciais na transferência de energia e momentum da média para a alta atmosfera. Elas são capazes de desestabilizar o equilíbrio hidrostático do fluido atmosférico, tendo como principal força restauradora um desbalanço entre a força de gravidade e o empuxo. Nesse trabalho são utilizados dados de temperatura, coletados por dois interferômetros Fabry-Perot (FPI), que realizam medições de emissões da linha vermelha do oxigênio atômico - OI630,0 nm durante o período noturno, um localizado em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) e outro em Cajazeiras (6,8°S; 38,5°O) durante o ano 2013. Foram estimados parâmetros de ondas de gravidade, tais como amplitude, período, comprimento de onda horizontal e direção de propagação de fase horizontal na região da termosfera-ionosfera em uma altitude em torno de 250 km. O periodograma de Lomb-Scargle e a análise de ondaletas foram utilizados na determinação dos parâmetros das ondas observadas. Para a obtenção das amplitudes e a fases os dados foram submetidos a análise harmônica com o uso do método dos mínimos quadrados. Após a análise de 340 noites para Cajazeiras e 346 para São João do Cariri, observou-se um total de 14 e 27 eventos, respectivamente, com comprimentos de ondas variando de 18 a 938 km, com períodos entre 35,4 min a 155,4 min, amplitude médias variando de 3,84 K até 130,6 K. Notou-se, ainda, que as ondas observadas se propagaram preferencialmente entre nordeste e sudeste.

Palavras-chave: Ondas de Gravidade, Interferômetro Fabry-Perot, Oxigênio Atômico.

Abstract

Atmospheric gravity waves are essential in to transport energy and momentum from the middle to upper atmosphere. These waves are able to destabilize the hydrostatic balance of the atmospheric fluid, in that the imbalance between the gravity and buoyancy acts as the main restoring force. In this work, temperature data has been used, which were collected by two Fabry-Perot interferometers (FPI), which measure emissions of the red line of atomic oxygen - OI630.0 nm during the night, one located in São João do Cariri (7,4 ° S; 36.5° W) and one in Cajazeiras (6.8 ° S; 38.5°W) during 2013. Gravity wave parameters were estimated, such as amplitude, period, horizontal wavelength and horizontal phase propagation direction in the thermosphere-ionosphere region at altitude around 250 km. The Lomb-Scargle periodogram and wavelet analysis were used to determine the parameters of the observed waves. To obtain amplitudes and phases, the data were subjected to harmonic analysis using the least squares method. After analyzing 340 nights for Cajazeiras and 346 for São João do Cariri, a total of 14 and 27 events were observed, respectively, with wavelengths ranging from 18 to 938 km, with periods between 35.4 min and 155.4 min, and mean amplitude ranging from 3.84 K to 130.6 K. It was also noted that the observed waves propagated preferentially between the northeast and the southeast.

Keywords: Gravity Waves; Fabry-Perot Interferometer, Atomic Oxygen.

Lista de ilustrações

Figura 1 – Perfis de temperatura (lado esquerdo) e a densidade eletrônica (lado direito) variando com a altitude. Os valores ambos foram fornecidos pelos modelos MSISE00 e IRI2007, respectivamente. Os valores de entrada foram referente a localidade de São João do Cariri em 01 de janeiro de 2000 as 12 UT (dia) e 24 UT (noite), no caso das medidas de densidade eletrônica.	32
Figura 2 – Fluxo de vento sobre uma montanha. Note que a perturbação do fluxo propaga-se verticalmente na região acima da montanha, gerando uma caso de instabilidade.	34
Figura 3 – Ilustração da frente de um GW Relação entre o comprimento de onda, velocidade e ângulo de propagação.	35
Figura 4 – Propagação ascendente de uma GW.	36
Figura 5 – Imagens de airglow observadas na emissão do OI 5577 (direito), mostrando as "ripples"na noite de 16/05/1999 às 23:42 UT e as "bandas"(esquerdo) na noite de 11/04/1999 às 04:29 UT em Cachoeira Paulista (23°S, 45°O).	37
Figura 6 – Temperaturas neutras com um valor suavizado de 2h removido (a) e seu periodograma de Lomb-Scargle (b) para medida de KEOPS em 25 de novembro 2003. O gráfico de fundo também mostra o periodograma para as densidades de corrente equivalentes (linha preta grossa) calculado por uma rede de magnetômetros IMAGE.	38
Figura 7 – Regiões de instabilidade dos vetores de onda \mathbf{k} para a instabilidade Perkins quando com campo elétrico efetivo \mathbf{E}_0^* se encontra no quadrante nordeste (esquerdo) e no sudoeste (direito) no hemisfério Norte. Quando \mathbf{k} está entre \mathbf{E} e a direção zonal, a instabilidade ocorre.	40
Figura 8 – Propagação de uma estrutura banda escura, classificada como um MSTID. A sequência de imagens são referente a emissão do OI 630,0 nm, em que é possível visualizar a estrutura propagando-se para Noroeste, indicado por setas brancas, referente a noite de 05/07/2013, entre às 02:00 e 03:00 UT.	42
Figura 9 – Densidade de fluxo solar no comprimento de onda 10,7 cm (2800 MHz). O painel superior ilustra as medições sistemáticas de 1947 a 2020. A região em cinza ilustra o ano de 2013, detalhado no painel inferior . . .	43

Figura 10 – No painel (a), apresenta-se a estimativa a cada 3 horas do índice planetário K_p usado para caracterizar a magnitude de atividade geomagnéticas e no painel (b), o índice Dst, que mede o nível e tempo de perturbação do campo magnético terrestre.	44
Figura 11 – Perfis de altitude de (a) densidade eletrônica (N_e , linha sólida) e densidade de oxigênio molecular ($[O_2]$, linha tracejada) e (b) taxas de emissão de luminescência do volume de OI 630,0 nm (V_{630} , linha sólida) e OI777,4 nm airglow (V_{777} , linha tracejada), usado como uma condição inicial do cálculo das estruturas do modelo do airglow de 17 de maio de 2001. Os perfis de N_e e $[O_2]$ são extraídos dos modelos atmosféricos IRI-95 e do MSIS-86, respectivamente.	48
Figura 12 – Sistema de um Interferômetro Fabry-Perot hospedado em São João do Cariri. O instrumento se encontra posicionado na posição vertical com a lente posicionada para SkyScanner (painel superior).	51
Figura 13 – Padrões de interferência registrados em Cajazeiras, para emissão do OI 630,0 nm na noite de 22 de setembro de 2009, usando um tempo de integração de 300s.	52
Figura 14 – Mapa com as localizações geográficas dos dois FPIs em Cajazeiras (ponto vermelho) e São João do Cariri (ponto azul) no nordeste do Brasil, os sítios estão a uma distância entre os dois sítio é de 230,64 km (em linha reta). As linhas azuis indicam a inclinação do campo magnético calculado pelo modelo IGRF a 250 km de altitude.	54
Figura 15 – Demonstração da aplicação do periodograma de Lomb-Scargle ao conjunto de medidas arbitrárias que evoluem no tempo.	59
Figura 16 – Periodograma de Lomb-Scargle (normalizado) simulado para um ruído somado com três funções periódicas com períodos fixos (4, 6 e 9), em (a) a amostra com 50 pontos e (b) com 150. A linha horizontal tracejada indica um nível de significância de 95% (FAP).	59
Figura 17 – Análise de ondaletas aplicadas ao conjunto de dados ilustrados na Figura 15 (a). No painel (a) temos a potência espectral, a linha sólida preta indica um nível de significância de 95%, em (b) a fase de oscilação e (c) amplitude do espectro.	62
Figura 18 – Exemplo da aplicação do filtro Butterworth em um conjuntos de dados arbitrários. O tipo de filtro é passa-banda com intervalos de frequências entre 500 e 1250 Hz. No painel (a) ilustra o "ganho" para cada ordem em função do intervalo de frequências e no painel (b) o conjunto de dados (sinal-ruído), simbolizado pela linha azul, e um sinal filtrado com frequência de 600 Hz, representado pela linha laranja.	64

Figura 19 – Fluxograma descrevendo todos os passos para a obtenção dos parâmetros das GWs.	65
Figura 20 – Perfis de temperatura (esquerdo) e de vento (direito) para as quatro direções cardiais para a noite de 25-26 de Abril de 2013 em São João do Cariri. A região em cinza indica o período de inconsistência nos dados.	66
Figura 21 – Medidas de temperatura observadas e interpolados, simbolizados pelos triângulos azuis e os círculos pretos, respectivamente. Para a noite 05-06 de maio de 2013, em São João do Cariri.	68
Figura 22 – Flutuações referentes às medidas de temperatura ilustrada na Figura 21.	68
Figura 23 – Procedimento de remoção dos harmônicos com período maiores. O lado esquerdo ilustra os diferentes perfis de temperatura, juntamente com o ajuste linear de mínimos quadrados e o do lado direito o seu respectivo periodograma de Lomb-Scargle. (a) Filtro passa-banda do tipo Butterworth, (b) Flutuações diárias (média mensal removida), (c) Flutuações com a remoção de um período de sete horas e (d) temos as flutuações com os harmônicos de cinco e três horas removidos.	70
Figura 24 – Ilustração dos ajustes senoidais de mínimos quadrados aplicados às medidas de temperaturas filtradas para cada direção, indicados pelos painéis superiores. As linhas azuis indicam o norte e leste e as pretas o sul e oeste. Os painéis inferiores são referentes aos ajustes lineares baseados na distância relativa e nas fases de oscilação.	72
Figura 25 – Temperatura fornecida pelo modelo IRI-2007 para o ano de 2013, e foi alimentado com as informações de São João do Cariri. A Figura ilustra a evolução temporal do período noturno em função do dia do ano, com período condizente com o tempo de observação do FPI em UT.	74
Figura 26 – Temperaturas medidas nas quatro direções cardiais e o valor médio (linha sólida) e os seus respectivos desvios padrões calculados para cada mês do ano de 2013 em São João do Cariri. Os triângulos azuis correspondem à temperatura medida ao norte, os círculos laranjas ao sul, os losangos verdes ao leste e os quadrados vermelhos ao oeste.	75
Figura 27 – Temperaturas medidas e os seus valores médios para Cajazeiras. Mesma descrição da Figura 26.	76
Figura 28 – Temperaturas horárias medidas em ambos sítios de observação e seus valores médios (linha sólida preta) calculada para a noite 04-05 de Maio de 2013 em São João do Cariri.	78
Figura 29 – Periodograma de Lomb-Scargle aplicado às flutuações diárias filtradas (sem os harmônicos com períodos maiores).	79

Figura 30 – Espectro de ondaleta aplicado às flutuações filtradas (sem os harmônicos de períodos superiores) em cada direção de observação. A linha de contorno preta indica um nível de significância de 95%.	80
Figura 31 – Perfis de temperatura no dia 04-05 de Maio de 2013 em São João do Cariri nas quatro direções cardiais. A linha cinza representam as flutuações diárias, as linhas na cor preta as flutuações diárias filtradas (sem as oscilações de períodos superiores). As linhas azuis, o ajustes senoidais de mínimos quadrados, indicando a onda reconstruída com período médio de oscilação.	80
Figura 32 – Espectro de ondaletas referente à energia espectral da fase para as quatro direções de observação.	81
Figura 33 – Espectro de ondaletas referente a amplitude da energia espectral para as quatro direções de observação.	82
Figura 34 – Histograma dos períodos observados. O valor médio da grandeza está simbolizado por $\langle \rangle$ e o desvio padrão da média será ilustrado por σ , e em todos os subsequentes terão a mesma caracterização.	85
Figura 35 – Gráfico de histograma dos comprimentos de onda horizontais observados em (a) São João do Cariri e (b) Cajazeiras. Os símbolos mostrados nesta figura têm a mesmo significado da Figura 34	86
Figura 36 – Histogramas das amplitudes observadas. Mesma descrição que a Figura 34.	87
Figura 37 – Diagrama dos vetores das velocidade de fase horizontais e as suas direções de propagação para (a) São João do Cariri e (b) Cajazeiras. Os círculos representam uma isolinha de 50 m/s, cada.	87
Figura 38 – Distribuição das GWs de acordo com a atividade geomagnética.	88
Figura 39 – Geometria da incidência do feixe sobre o Etalon.	94
Figura 40 – Função de Airy, ou intensidade transmitida do etalon para múltiplas refletividades.	95
Figura 41 – Imagem típica dos anéis formados quando luz do HeNe ilumina a CCD pelo etalon.	96

Lista de tabelas

Tabela 1 – Propriedades das ondas de gravidade manifestadas pelo TIDs.	39
Tabela 2 – Significado do índice K_p e a relação com a máxima flutuação da componente horizontal do campo geomagnético e a escala geomagnética (G) do NOAA.	45
Tabela 3 – Distribuição do número (N°) de noites disponíveis para análise durante o ano de 2013 em cada localidade. \bar{T} indica a temperatura média medida mais o desvio padrão, em Kelvins.	53
Tabela 4 – Parâmetros calculados das ondas de gravidade detectadas em Cajazeiras durante o ano de 2013.	83
Tabela 5 – Parâmetros calculados das ondas de gravidade detectadas em São João do Cariri durante o ano de 2013.	84
Tabela 6 – Variáveis utilizadas na descrição do instrumento e a resposta espectral para o procedimento de análise.	98

Lista de abreviaturas e siglas

CCD	do Inglês, "Charge-Coupled Device"
UFMG	Universidade Federal de Campina Grande
UAF	Unidade Acadêmica de Física
PPGF	Programa de Pós-Graduação em Física
GW	Onda de Gravida (do Inglês, "Gravity Wave")
MTM	Máxima de temperatura na meia-noite (do Inglês, "Midnight Temperature Maximum")
TID	Distúrbio ionosférico propagante (do Inglês, "Traveling Ionospheric Disturbance")
FPI	Interferômetro Fabry-Perot
RENOIR	Do inglês, Relocatable Equatorial Nighttime Observatory of Ionospheric Regions
UT	hora universal (do Inglês, "Universal Time")
IGRF	do Inglês, "International Geomagnetic Reference Field"
F10.7 cm	Índice do fluxo solar em 10.7 cm (2800 MHz)
FAP	do Inglês, "False Alarm Probability"

Lista de símbolos

A_o	Área efetiva iluminada pelo FPI n chip da CCD
a_0	Coefficiente linear da reta na direção zonal
a_1	Coefficiente angular da reta na direção zonal
b_0	Coefficiente linear da reta na direção meridional
b_1	Coefficiente angular da reta na direção meridional
v_x	Velocidade de fase na direção zonal
v_y	Velocidade de fase na direção meridional
c_H	Velocidade de onda horizontal da onda de gravidade
d_x	Deslocamento na direção zonal
d_y	Deslocamento na direção meridional
C_p	Capacidade calorífica a pressão constante
D	Diâmetro do etalon
f_0	Comprimento focal das lentes do sistema
g	Módulo da aceleração da gravidade
\vec{g}	Vetor aceleração da gravidade
μ	Índice de refração do etalon
Ω_i	Campo de visão do i -enésimo elemento espectral
θ_i	O angulo subtendido pelo i -enésimo elemento espectral
$\Psi(\lambda, \theta_i)$	Função instrumento
Q_i	Eficiência quântica i -enésimo elemento espectral
T_{oi}	Transmissão ótica do instrumento
$T_F(\lambda)$	Função do filtro de transmissão
$Y(\lambda)$	Distribuição espectral da fonte de emissão

$\Delta\lambda_F$	largura espectral do filtros de interferência usado pelo FPI
T_{Fo}	Transmissão do filtro banda passante
t	Tempo de integração
C_{0j}	fator de calibração para o i -enésimo elemento espectral
h	Constante de Plank
ν	Comprimento de onda do OI630,0 nm
d	Distância entre as placas do etalon
R	Coefficiente de reflexão do etalon
T	Coefficiente de transmissão do etalon
c	Velocidade da luz
v	Velocidade da fonte de onda
t_{ave}	Tempo médio
R	Constantes dos gases
P_r	Número de Prandtl
$\frac{D}{Dt}$	Derivada substantiva
$\frac{d}{dt}$	derivada total em relação a "t"
$\frac{\partial}{\partial t}$	derivada parcial em relação a "t"
τ	Período da onda de gravidade
$\langle \rangle$	Valor médio
f_{cutt}	Frequência de corte do filtro de Butterworth
α	Direção de propagação
ω	Frequência angular
Δ	Variação
$W(a, b)$	Transformada de Ondaletas
$\Psi_{b,a}$	"Ondaleta-filha"

θ	Campo de visão do instrumento
λ_x	Comprimento de onda zonal
λ_y	Comprimento de onda meridional
λ_H	Comprimento de onda Horizontal

Sumário

1	INTRODUÇÃO	27
1.1	Objetivos	28
1.2	Estrutura da dissertação	29
2	FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA	31
2.1	Sistema termosfera-ionosfera	31
2.2	Ondas de gravidade atmosféricas	33
2.2.1	Propagação de uma onda de gravidade	34
2.2.2	Observações das ondas de gravidade	36
2.3	Distúrbios ionosféricos propagantes	38
2.4	Indicadores de perturbações planetárias	41
2.4.1	Fluxo solar	41
2.4.2	Índices geomagnéticos	43
3	INSTRUMENTAÇÃO	47
3.1	Emissão do Oxigênio Atômico	47
3.2	O Interferômetro Fabry-Perot	49
3.2.1	Projeto RENOIR	49
3.2.1.1	Sítios de Observação	52
4	MÉTODOS DA PESQUISA	57
4.1	Periodograma de Lomb-Scargle	57
4.1.1	Estatística do periodograma	57
4.2	Análise de ondaletas	60
4.3	Filtro Butterworth	62
4.4	Procedimentos de análise dos dados termosféricos	64
4.4.1	Qualificação preliminar	65
4.4.2	Flutuações diárias	67
4.4.3	Análise harmônica	67
4.4.4	Determinação dos parâmetros das ondas de gravidade	70
5	RESULTADOS E DISCUSSÃO	73
5.1	Temperatura neutra	73
5.2	Estudo de caso: noite 04-05 de maio de 2013	78
5.3	Parâmetros observados das ondas de gravidade	82
5.3.1	Direção de propagação	85

5.3.2	Influência da atividade magnética e solar	88
6	CONCLUSÕES	89
6.1	Principais conclusões	89
6.2	Trabalhos futuros	90
	 APÊNDICES	 91
	 APÊNDICE A – O INTERFERÔMETRO FABRY-PEROT	 93
A.1	Deslocamento doppler	93
A.2	Etalon básico	93
A.2.1	Geração de interferência	94
A.3	Descrição analítica de um FPI multicanal	97
	 REFERÊNCIAS	 101

1 INTRODUÇÃO

As ondas de gravidade (GWs, do inglês "*Gravity Waves*") são perturbações periódicas na densidade, temperatura e movimento do fluido atmosférico, provocadas pelo efeito recíproco entre o gradiente de pressão, força de flutuabilidade e força inercial, pelo campo de gravidade da Terra (HOCKE; SCHLEGEL, 1996). A compreensão das GWs é relevante para o completo entendimento dos procedimentos dinâmicos que ocorrem no fluido atmosférico. Sua contribuição para os processos atmosféricos vai desde o transporte de momentum e energia, até a mistura dos constituintes atmosféricos (FRITTS; ALEXANDER, 2003). As GWs têm papel essencial na circulação geral da atmosfera, uma vez que as fases de propagação podem ter qualquer direção (FRITTS; ALEXANDER, 2003; HINES, 1974). Dentre as principais fontes das GWs, as mais comuns são as atividades convectivas (VADAS; NICOLLS, 2009), o fluxo de vento sob cadeias de montanhas (FORD et al., 2006) e o cisalhamento de vento (CLEMESHIA; BASTISTA, 2008).

Hines (1960) foi pioneiro no estudo de GWs em altitudes ionosféricas, relacionando os modos de propagação com os efeitos de saturação e irregularidades nos perfis dos ventos. A importância de se estudar as GWs é devido a sua capacidade de se propagarem, tanto verticalmente como horizontalmente através da atmosfera, fazendo com que regulem a transferência de energia e momentum desde as camadas mais baixas para a atmosfera superior (HOCKE; SCHLEGEL, 1996; MCLANDRESS, 1998). Entretanto, a maioria das GWs formadas na troposfera são dissipadas antes mesmo de chegarem em altitudes da região ionosférica F (FORD et al., 2006). Fontes adicionais das GWs na termosfera podem ser devido ao aumento de energia durante tempestades geomagnéticas e períodos de intensa atividade solar (AFRAIMOVICH et al., 2000; ISHIDA et al., 2008).

Muitos estudos revelam a manifestação de GWs como Distúrbios ionosféricos Propagantes (TIDs, do Inglês "*Travelling Ionospheric Disturbances*") que são perturbações do tipo onda, que ocorrem no plasma ionosférico, possuem velocidades da ordem de centenas de metros por segundo, resultando em comprimentos de onda de centenas a milhares de quilômetros, na qual a densidade iônica é forçada pelas linhas de campo magnético contribuídos pela onda de pressão, consequência do deslocamento do vento neutro (BALTHAZOR; MOFFETT, 1997; HOCKE; SCHLEGEL, 1996; HUNSUCKER, 1982; BALTHAZOR; MOFFETT, 1997; BALTHAZOR; MOFFETT, 1999; RICHMOND; MATSUSHITA, 1975; WILLIAMS et al., 1993). Acredita-se que os TIDs têm origem em altas latitudes e viajam em direção ao equador (HUNSUCKER, 1982; KELLEY, 2009).

Esses tipos de ondas são normalmente investigadas por observações de imageamento da aeroluminescência atmosférica (airglow), que são capazes de detectar um amplo espectro

dessas ondas, com base na composição química em cada altitude. Um exemplo disso é, que em altitudes da mesosfera e baixa termosfera (MLT¹), são observadas emissões de diferentes constituintes químicos como a OH , O_2 , $OI_{557,7nm}$, e $OI_{774,4nm}$ (GARCIA et al., 1997; MEDEIROS et al., 2003; MEDEIROS et al., 2004; TAKAHASHI et al., 2009; TAYLOR et al., 1997; TAYLOR et al., 1998). Em contrapartida, os imageadores também são utilizados para estudar a propagação de GWs no sistema termosfera-ionosfera, pelas emissões do $OI_{630,0}$ nm (PAULINO et al., 2018; PAULINO et al., 2016; TAYLOR et al., 1998), ou eventos como bolhas de plasma equatorial e MSTIDs (SHIOKAWA et al., 2006; PIMENTA et al., 2008a; PIMENTA et al., 2008b).

O interferômetro Fabry-Perot é um instrumento de alta resolução que realiza medidas do vento e da temperatura na termosfera a partir de emissões do oxigênio atômico no 630,0 nm, a 250 km de altitude. Os dados de Fabry-Perot tem sido utilizados em inúmeros trabalhos sobre a sazonalidade desses parâmetros foram realizados ao redor do mundo (BIONDI et al., 1988; SAHAI et al., 1981; MERIWETHER et al., 2011; DEUGE et al., 1994).

Ford et al. (2006) utilizaram o periodograma de Lomb-Scargle para determinar as periodicidades de GWs em dados de interferômetros Fabry-Perot (FPI), localizados em latitudes próximas da calota polar, onde foram determinados parâmetros de ondas de gravidade em medidas de vento, temperatura e intensidade da emissão do oxigênio atômico. O presente trabalho teve como motivação complementar os trabalhos de Ford et al. (2006) com a determinação de parâmetros das GWs em medidas termosféricas, porém para região do nordeste brasileiro.

1.1 Objetivos

O objetivo deste trabalho foi determinar parâmetros de ondas de gravidade a partir das medidas de temperatura da termosfera.

Para tanto os seguintes objetivos foram buscados:

1. Investigar as características das ondas: Comprimento de onda horizontal, direção de propagação e velocidade de fase horizontal;
2. Discutir possíveis fontes das ondas;
3. Extrair contribuições e possibilidades para trabalhos futuros.

¹ Sigla em inglês para, "*Mesosphere Lower Thermosphere*"

1.2 Estrutura da dissertação

Com o intuito de alcançar os objetivos citados, a presente dissertação foi organizada da seguinte maneira:

- O [Capítulo 2](#) apresenta uma revisão bibliográfica, destacando trabalhos anteriores como também as principais características/particularidades das GWs e suas técnicas observacionais. Também foram contemplados temas referentes aos TIDs e suas manifestações no sistema termosfera-ionosfera, além dos indicadores de perturbação planetária;
- O [Capítulo 3](#) trás uma breve descrição sobre o Interferômetro Fabry-Perot e como as medições do vento e temperatura são obtidos, único instrumento utilizado no presente trabalho;
- O [Capítulo 4](#) evidencia as técnicas utilizadas na obtenção das periodicidades das GWs. As seções consistem de uma qualificação inicial dos dados termosféricos, procedimentos e ao cálculo dos parâmetros das ondas.
- O [Capítulo 5](#) dispõe dos resultados e suas discussões, em que são abordados os seguintes aspectos: Uma breve discussão sobre o comportamento da temperatura neutra durante o ano de 2013, um estudo de caso referente a uma noite para São João do Cariri e por fim um panorama geral sobre todos os eventos de GWs estudados.
- Por fim, as principais conclusões e sugestões de trabalhos futuros estão disponíveis no [Capítulo 6](#)

2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

2.1 Sistema termosfera-ionosfera

A termosfera é a região atmosférica localizada acima da mesopausa, se estendendo de 90 km até cerca de 500 km. É caracterizada pelo aumento quase assintótico do gradiente de temperatura com a altitude. Esse aumento da temperatura é causado pela absorção da radiação UV e EUV proveniente do sol. Seu limite superior é a exosfera, região acima de 600 km, onde as partículas de gás atmosférico seguem trajetórias balísticas e as equações hidrodinâmicas que descrevem o comportamento termosférico, perdem o sentido (RISHBETH; GARRIOTT, 1969).

Em paralelo à termosfera, existe um meio atmosférico caracterizado por constituintes ionizados, a ionosfera, que surge a partir da interação entre partículas neutras com a radiação solar que origina o plasma ionosférico, mesmo responsável pelo aumento da temperatura na termosfera. A ionosfera compreende o intervalo entre 60 e 1000 km de altitude, subdivida em regiões de acordo com o densidade eletrônica, são elas D , E , F_1 e F_2 , que apresentam além do ciclo diário, variações sazonal, e condições associadas a atividade solar. Grande parte da reflexão de ondas de rádio ocorre na ionosfera, portanto, é de suma importância na radiocomunicação.

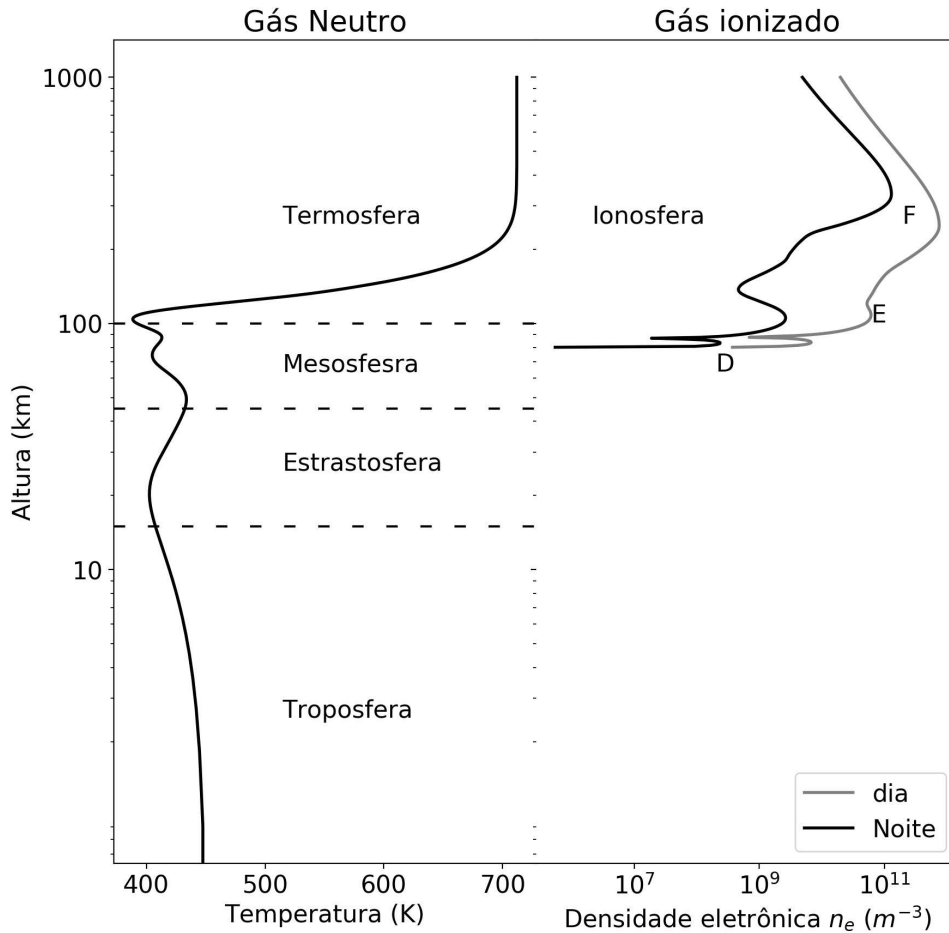
No lado esquerdo da [Figura 1](#) está representada a estratificação da temperatura com a altitude, que por sua vez caracteriza a atmosfera neutra onde se encontra a troposfera, estratosfera, mesosfera, termosfera e a exosfera (não mostrada). A atmosfera ionizada é caracterizada pela distribuição de elétrons livres (ou densidade eletrônica) conforme a altitude aumenta e é ilustrada no lado direito da [Figura 1](#). Os valores de temperatura e a densidade eletrônica foram fornecidos pelos modelos NRLMSISE00¹ (PICONE et al., 2002) e IRI-2007² (BILITZA; REINISCH, 2008), respectivamente.

A região F , localizada acima da camada E , devido à maior entrada de radiação solar durante o dia, subdivide-se em duas regiões, F_1 e F_2 , e no período noturno essa última sofre uma atenuação e formam uma única camada. É formada principalmente, pela ionização do oxigênio atômico, O^+ , da qual produz um número igual de íons e elétrons livres. O seu grau de ionização depende do período de atividade solar, hora local e estação do ano (ZOLESKI; CANDER, 2014; BANKS, 2018). Os princípios físicos e químicos relacionados às outras camadas da atmosfera neutra e das demais camadas ionosféricas podem ser encontrados em Salby (1997), Salby (2012), Zoleski e Cander (2014), Rishbeth e

¹ O primeiro termo, significa "Naval Research Laboratory"(NRL) e o segundo "Mass Spectrometer and Incoherent Scatter Radar"(MSIS). A letra "E", refere-se que o modelo se estende do solo até o espaço.

² acrônimo em inglês para para International Reference Ionosphere.

Figura 1 – Perfis de temperatura (lado esquerdo) e a densidade eletrônica (lado direito) variando com a altitude. Os valores ambos foram fornecidos pelos modelos MSISE00 e IRI2007, respectivamente. Os valores de entrada foram referente a localidade de São João do Cariri em 01 de janeiro de 2000 as 12 UT (dia) e 24 UT (noite), no caso das medidas de densidade eletrônica.



Fonte: Adaptado de [Kelley \(2009\)](#).

[Garriott \(1969\)](#).

O sistema termosfera-ionosfera tem sido muito observado pelas medidas, que são feitas por técnicas indiretas como rádio sondagens, imageamentos de solo ou de satélites, radio ocultações GPS, interferometria, dentre outros meios, instrumentos que, em suma realizam medidas de vento, temperatura e densidade com altíssima resolução de tempo e espaço. De tal forma, foram possíveis realizar investigações sobre ondas e marés, aperfeiçoar modelos atmosféricos (por exemplo, MSISE (-86, -90), HWM87 e TCGMs) e diversas contribuições para o cenário científico. Uma revisão detalhada do sistema termosfera-ionosfera pode ser vista em [CROWLEY \(1991\)](#), que aborda os principais pontos destacados.

2.2 Ondas de gravidade atmosféricas

O período das GWs são compreendidos entre 270 s e 8 h (FRITTS; ALEXANDER, 2003). Essas ondas têm se apresentado em diferentes observações, como estruturas policromáticas complexas ou até mesmo na forma de pulsos solitários. Todavia, uma onda de gravidade pode ser aproximada como uma estrutura monocromática (PAULINO, 2012). Devido ao decréscimo exponencial da densidade com a altitude, as GWs podem se propagar tanto horizontalmente como verticalmente pela atmosfera, caso a onda suporte os processos de instabilidades e não se dissipe até atingir as camadas mais altas. Essas ondas podem ser produzidas na alta atmosfera pela quebra dos movimentos das marés, e, ao atingirem grandes amplitudes, ocorrem processos não lineares e causam dissipação de energia.

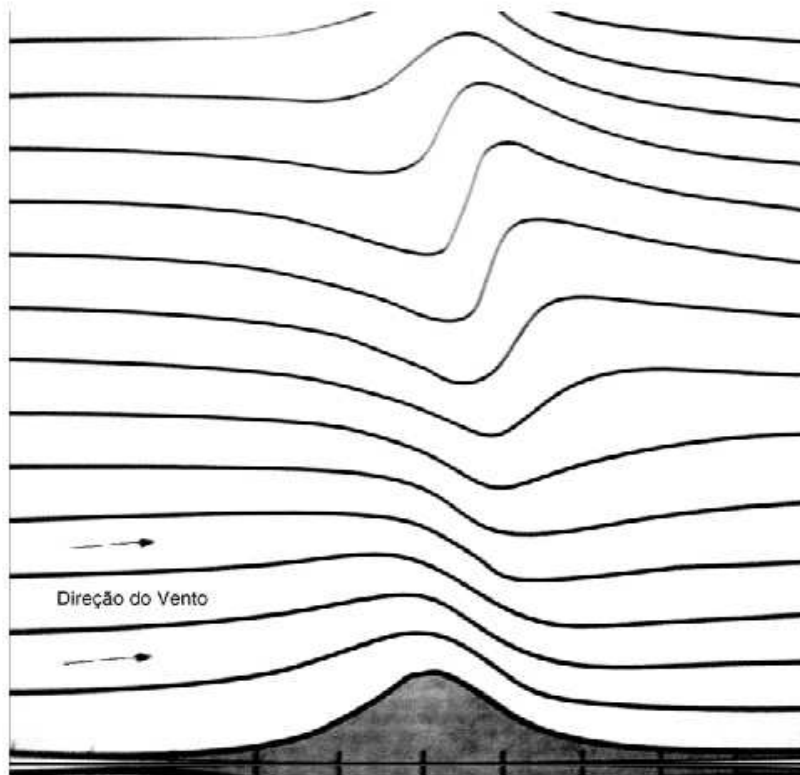
Pelas análises dos dados, obtidos com instrumentos, pode-se perceber as ondas, apesar de que, na sua maior parte, é limitada a uma teoria linear. A caracterização das ondas de gravidade, se dá pela determinação dos parâmetros de onda habituais, tais como período (frequência) e número de onda, equivalentemente à velocidade de fase e comprimento de onda horizontal (NAPPO, 2002). Em altitudes termosféricas não podem ter períodos intrínsecos menores do que do período de Brunt-Väissälä ou de flutuabilidade, que é $\sim 8 - 9$ minutos nessa altitude (VADAS, 2007). Os principais métodos de observação das GWs serão discutidos na próxima seção.

Alternativamente, Hines (1960) propôs que perturbações associados aos ventos na baixa atmosfera, ou às possíveis instabilidades na média atmosfera, pudessem gerar ondas atmosféricas, as quais poderiam propagar-se por toda atmosfera. Por exemplo, a formação de instabilidades geradas pelo deslocamento de vento sobre cadeias de montanhas, colinas como também depressões de terreno, “canyons” e vales, podem gerar GWs (NAPPO, 2002). Em casos como esses, as ondas transportam energia e *momentum* para depositarem em camadas superiores. A Figura 2 ilustra o deslocamento de vento sobre uma montanha que resulta numa instabilidade ascendente que, por sua vez, gera GW quase estacionária, que poderá depositar energia em altitudes da mesosfera, bem como gerar ondas secundárias.

Um eficiente mecanismo para a geração das GWs de curto período são as fortes convecções troposféricas, que muitas vezes culminam em tempestades elétricas (PIERCE; CORONITI, 1966). Forbes et al. (1997) relataram atividades das GWs às fortes convecções em regiões tropicais, a partir de observações de satélite. Wrasse (2004) utilizou a técnica de traçador de trajetórias reverso para investigar as condições de propagação de ondas de gravidade observadas em São João do Cariri e Cachoeira Paulista, e encontrou que 16% das ondas observadas em Cachoeira Paulista tiveram origem na troposfera e foram associadas a frentes frias, convecções troposféricas e efeitos orográficos (WRASSE, 2004).

A formulação matemática do modelo idealizado das GWs É descrita por equações

Figura 2 – Fluxo de vento sobre uma montanha. Note que a perturbação do fluxo propaga-se verticalmente na região acima da montanha, gerando um caso de instabilidade.



Fonte: Adaptada de [Gossard e Hooke \(1975\)](#)

hidrodinâmicas e termodinâmicas, ou seja, conservação da massa, lei dos gases ideais, equação de continuidade, que na sua totalidade, resultará em um sistema de seis equações básicas, que não admitem solução analítica devido à quantidade de incógnitas e ao fato de que as soluções numéricas são bastante complexas. Além disso, os termos dissipativos e estados termodinâmicos da atmosfera não estão bem definidos. No entanto, podem ser admitidas soluções do tipo onda planas, sendo possível extrair informações sobre o conjunto de ondas permitidas. Detalhes sobre as simplificações no conjunto de equações básicas e os processos dissipativos podem ser encontrados em [Paulino \(2012\)](#) e [Figueiredo \(2017\)](#).

2.2.1 Propagação de uma onda de gravidade

Na presente seção, serão discutidos os principais parâmetros de uma GW. Segundo [Hargreaves \(1992\)](#), para o caso mais simples, assume-se:

1. Apenas pequenas variações de pressão e densidade;
2. Sem perda de energia (por exemplo, viscosidade nula);

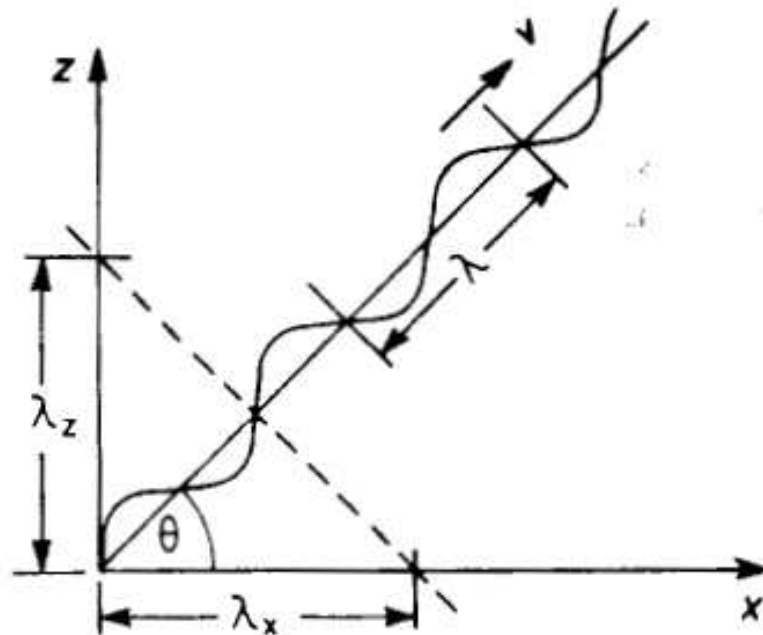
3. Uma solução de uma onda-plana bidimensional (mais o tempo) da forma $\exp i(\omega t - k_x x - k_z z)$,

Pitteway e Hines (1963) forneceu uma relação de dispersão para ondas de gravidade internas e acústicas, o qual é descrita pela Equação 2.1

$$\omega^4 - \omega^2 c_s^2 (k_x^2 + k_z^2) + (\gamma - 1)g^2 k_x^2 + \omega^2 \gamma^2 g^2 / 4c_s^2 = 0, \quad (2.1)$$

Nessa equação, ω é a frequência angular da onda, c_s é a velocidade do som, γ é a razão dos calores específicos para o gás atmosférico (c_p/c_v), g é a aceleração devido à gravidade, e k_x e k_z são os números de onda ($k = 2\pi/\lambda$) nas direções horizontal e vertical, respectivamente (HARGREAVES, 1992). Não há necessidade de considerar a direção y pois não há assimetria com a horizontal, então é suficiente um tratamento bidimensional (mais o tempo). A Equação 2.1 expressa as relações permitidas entre a frequência de onda e os comprimentos de onda horizontal e vertical. A Figura 3, ilustra uma frente de onda e a relação dos componentes de uma onda bidimensional. O comprimento de onda total, λ , é projetado no eixo horizontal, sendo expresso por λ_x , da mesma maneira sua projeção no eixo vertical, λ_z , e o ângulo θ é a inclinação (elevação) em relação ao plano horizontal. Essas quantidades definem por completo o comportamento de fase da onda.

Figura 3 – Ilustração da frente de um GW Relação entre o comprimento de onda, velocidade e ângulo de propagação.

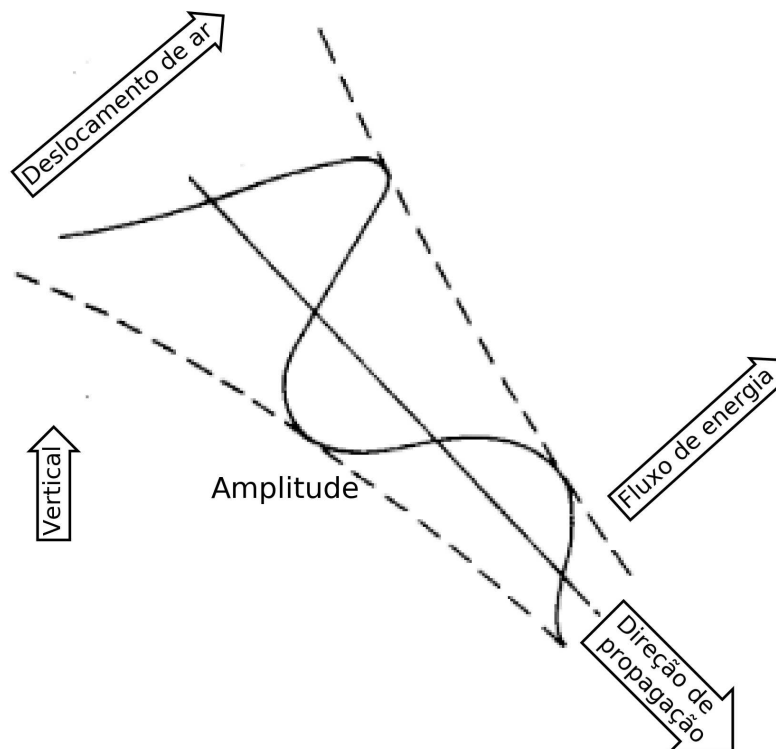


Fonte: Hargreaves (1992).

No presente trabalho apenas o comprimento de onda horizontal é determinado e a direção de propagação da onda em relação ao plano, que será referido aqui como λ_H e α , respectivamente.

Ao contrário do que se observa na [Figura 3](#), o ângulo θ pode ser diferente de 45° . A [Figura 4](#) ilustra a propagação de uma GW simples. Em baixas frequências as parcelas de ar se deslocam perpendicularmente à direção da fase de propagação, o mesmo ocorre com a energia. A amplitude da onda aumenta com altura, variando com o quadrado da densidade de ar para manter o fluxo de energia constante (desprezando os efeitos de viscosidade) ([HARGREAVES, 1992](#)).

Figura 4 – Propagação ascendente de uma GW.



Fonte: Adaptada de [Hargreaves \(1992\)](#).

Vale ressaltar que a so se propagar, a onda transporta energia e *momentum* para diferentes camadas atmosféricas, ou seja, a Gw não propaga massa, na realidade a massa é deslocada em virtude da passagem da onda que perturba o meio.

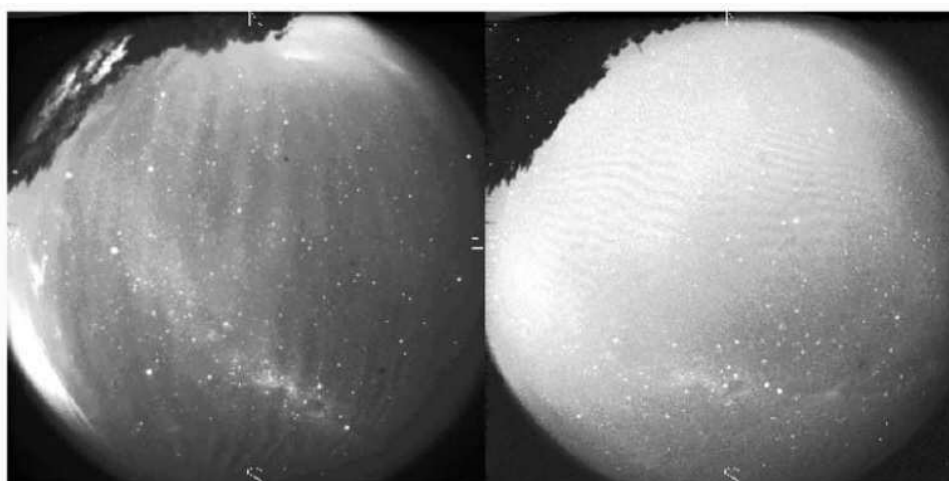
2.2.2 Observações das ondas de gravidade

Oscilações periódicas têm sido observadas em diferentes camadas atmosféricas, como assinaturas em campos atmosféricos, tais como temperatura, vento, densidade eletrônica e airglow. São inúmeros os instrumentos e as técnicas desenvolvidas para esse fim, no caso das ondas de gravidade atmosféricas, podemos citar radares (por exemplo, meteoricos, reflexão parcial e de laser), observações fotométricas e imageamento de aeroluminescência. Lembrando que os instrumentos/sensores operam tanto no solo como a bordo de satélites, foguetes, avião e entre outro. Logo, foi possível delinear as principais características das ondas de gravidade: comprimento de onda, velocidade de fase, variabilidade (latitudinal,

sazonal e temporal) e evidências de saturação sob diferentes condições de perturbação planetária, em todas camadas da atmosfera (MEDEIROS et al., 2003).

O imageador *all-sky* fornece sequências de imagens da emissão do airglow para diferentes camadas atmosféricas, que possibilitam observar nitidamente a propagação das GWs dentro do campo de visão do instrumento. Devido ao formato das lentes (olho de peixe) acopladas ao sistema imageador, é possível obter imagens com 180° de visada do céu noturno, possibilitando a observação clara da estrutura horizontal e a propagação das ondas. A Figura 5, exemplifica essa técnica com a propagação de dois tipos de padrões dessas ondas em Cachoeira Paulista, Brasil (MEDEIROS et al., 2003). Essas ondas são chamadas de "bandas" (painel esquerdo) e a outra de "ripples" (painel direito), caracterizadas por apresentarem comprimentos de onda e períodos menores que uma hora (TAYLOR et al., 1997; SWENSON et al., 1999).

Figura 5 – Imagens de airglow observadas na emissão do OI 5577 (direito), mostrando as "ripples" na noite de 16/05/1999 às 23:42 UT e as "bandas" (esquerdo) na noite de 11/04/1999 às 04:29 UT em Cachoeira Paulista (23°S, 45°O).



Fonte: Medeiros et al. (2003).

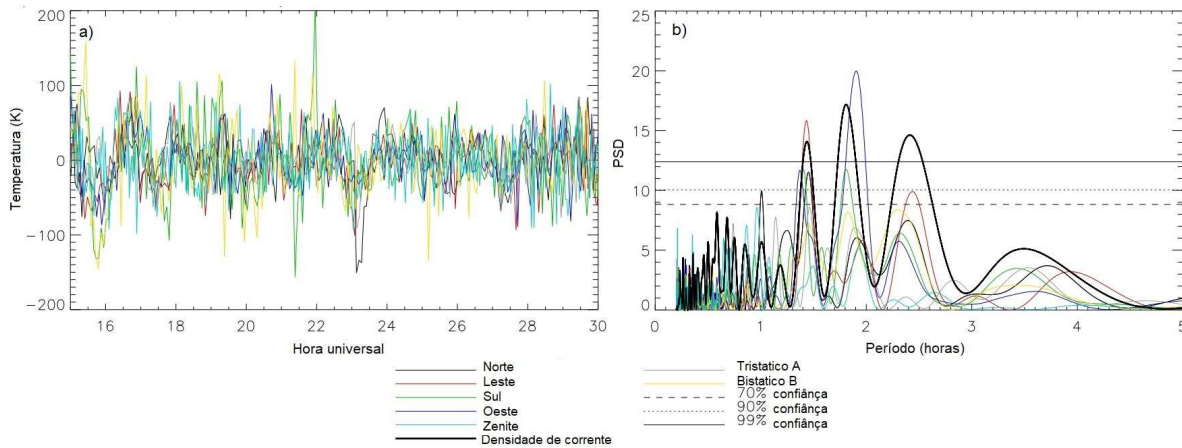
Como já foi mencionado, Ford et al. (2006) determinaram parâmetros das GWs a partir de medidas de interferômetros Fabry-Perot (FPI) localizados em diferentes sítios próximos da zona auroral. Foi pioneira a implementar uma metodologia dessa natureza. Basicamente utilizou-se o periodograma de Lomb-Scargle na determinação das periodicidades e o tempo de atraso (referido como, “time lags”) nas direções zonal e meridional. A Figura 6 ilustra o estudo de caso realizado com as medidas de temperatura do FPI de KEOPS³ em 25 de Novembro de 2003. O painel (a) ilustra as temperaturas (suavizadas) medidas para todas as direções usuais de observação do instrumento mais os pontos de volume comum⁴ e no painel (b) os respectivos periodogramas de Lomb-Scargle mais o da

³ (sigla em inglês para "Kiruna Esrange Optical Site"), Suécia (67,8°N, 20,4°L)

⁴ Referido como, Bistático (2 FPIs) e tristático (3 FPIs).

densidade de corrente equivalente⁵. As linhas horizontais indicam os níveis de significância de 70%, 90% e 99%.

Figura 6 – Temperaturas neutras com um valor suavizado de 2h removido (a) e seu periodograma de Lomb-Scargle (b) para medida de KEOPS em 25 de novembro 2003. O gráfico de fundo também mostra o periodograma para as densidades de corrente equivalentes (linha preta grossa) calculado por uma rede de magnetômetros IMAGE.



Fonte: Ford et al. (2006)

Na seleção das periodicidades foi considerado a semelhança na maioria das direções, por exemplo, para o período centrado em 1,8 hora foi determinada uma velocidade de fase de 250 ± 50 m/s e com uma direção de propagação de $302^\circ \pm 15^\circ$, com sentido para o norte. Foi obtido um comprimento de onda horizontal, λ_H de 1600 km. Isso é consistente com as observações e a teoria dos TIDs, que serão discutidas na próxima seção. Foi realizada uma análise estatística das noites de observações em trabalhos posteriores (FORD et al., 2007; FORD et al., 2008).

2.3 Distúrbios ionosféricos propagantes

Os TIDs foram observados no final da década de 1940. Utilizando os sinais de rádio de ionosondas foram analisados traços difusos (espalhados) nos ionogramas de três localidades diferentes, formando um triângulo. Essa aparência visual nos ionogramas foi nomeada de *spread-F*⁶ (MUNRO, 1948). Os primeiros estudos teóricos e experimentais sobre os TIDs foram realizados por Hines (1960) e Hooke (1968). Nos seus trabalhos, os autores postularam que os TIDs são manifestações da propagação de GWs no sistema termosfera-ionosfera.

⁵ Calculado por uma rede magnetômetros IMAGE.

⁶ Esses traços ocorrem tanto na faixa de altitudes (espalhamento em altura ou “range spread-F”) como na faixa de frequências (espalhamento em frequência ou “frequency spread-F”).

Em médias latitudes, os TIDs apresentam velocidades da ordem de centenas de metros por segundo e são frequentemente observadas como irregularidades (estruturas ondulatórias) no plasma ionosférico com comprimentos de onda horizontal de 100-1000 km (SHIOKAWA *et al.*, 2003b). A classificação dessas irregularidades está relacionada com os tipos de anomalias nos dados de instrumentos que monitoram o comportamento ionosférico, por exemplo: pequena escala, plumas nos dados dos radares de espalhamento em VHF; média escala (ordem de centenas de metros), que produzem as cintilações nos sinais transmitidos por satélites do Sistema de Posicionamento Global (GPS); grande escala, spread-F presente nos ionogramas.

Munro (1958), sugere que a energia dos TIDs tende a ficar aprisionada em algum tipo de "duto" horizontal, que pode resultar em ventos de grande escala, explicando as distâncias que os TIDs podem se propagar. A energia está em grande parte retida em altitudes de cerca de 100 km, mas alguma energia vaza para cima nas alturas em que os TIDs são observados (200 a 300 km). A Tabela 1 lista a classificação, segundo Hunsucker (1982) das nomenclaturas e características mais aceitas, pertinentes à manifestação das GWs como TIDs no sistema termosfera-ionosfera.

Tabela 1 – Propriedades das ondas de gravidade manifestadas pelo TIDs.

Escala	Velocidade (<i>m/s</i>)	Período	Comprimento de Onda	Possíveis causas	Notas
Larga	400 – 1000	30 min a 3 h	≥ 1000 km	Regiões polares. Durante tempestades geomagnéticas (FRANCIS, 1975)	Propagação equatorial
Média	1000 – 250	15 min a 1 h	Centenas de km	Fontes aurorais (FRANCIS, 1975)	Propagação dominantes no 'inverno em regiões polares'
Pequena	300 – 3000	pico em 3,5 e 4,5 min (2 – 5 min)		intensa atividade convectiva (GEORGES, 1973)	

*Na baixa atmosfera a velocidade do som é de 300 m/s

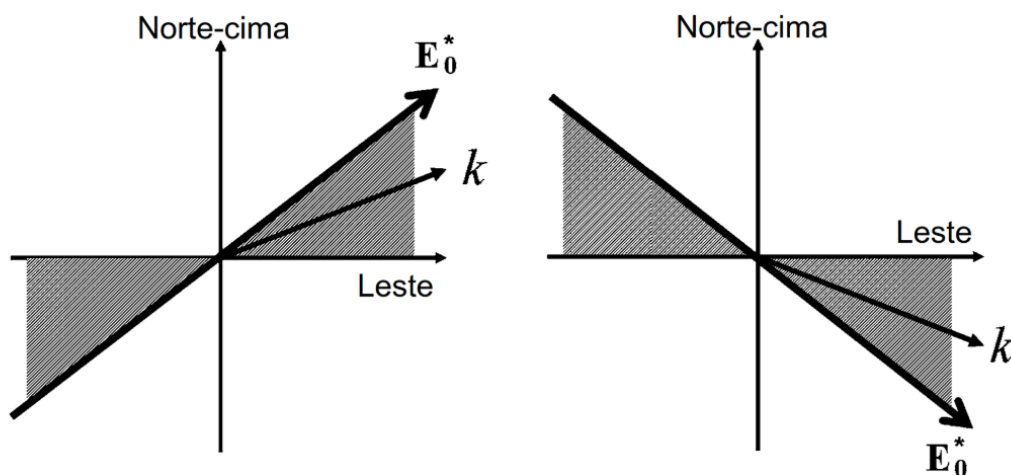
Fonte: Hunsucker (1982)

Os distúrbios ionosféricos propagantes de média escala (MSTIDs) podem se enquadrar em duas categorias: noturnos e diurnos. O primeiro podem se manifestar de

duas maneiras, como periódicos, pois apresentam estrutura ondulatória e se propagar no mínimo por 30 minutos (PAULINO et al., 2016). A segunda maneira, são os banda escura, que como próprio nome se refere é uma região escura que ocupa praticamente toda a imagem, neste caso apresentam frente de onda bem definida, resultado de um aumento na intensidade do airglow. O segundo grupo de MSTIDs são os diurnos que ao contrário dos noturnos se manifestam praticamente o ano todo e são observados, principalmente por, perturbações nos mapas de conteúdo eletrônico total (TEC) obtidos por receptores de GPS e são manifestações diretas de ondas de gravidade na termosfera-ionosfera (FIGUEIREDO, 2017). Os períodos desse tipo de MSTIDs são menores que 60 minutos e apresentam comprimento de onda horizontal menor que 1500 km.

Perkins (1973) propôs um modelo que explicasse o fenômeno de *spread-F* em médias latitudes que explicasse as perturbações que ocorriam no plasma ionosférico e posteriormente foi a teoria mais aceita como principal fonte de MSTIDs noturnos. Uma das principais observações deste modelo é a orientação azimutal da frente da onda, que depende da direção do campo elétrico de fundo e do vetor de onda, que resultará em uma fase frontal alinhada tipicamente para noroeste-sudeste no hemisfério Norte e nordeste-sudoeste no hemisfério Sul, como é ilustrado na Figura 7 (COSGROVE et al., 2004; MAKELA; OTSUKA, 2012).

Figura 7 – Regiões de instabilidade dos vetores de onda \mathbf{k} para a instabilidade Perkins quando o campo elétrico efetivo \mathbf{E}_0^* se encontra no quadrante nordeste (esquerdo) e no sudoeste (direito) no hemisfério Norte. Quando \mathbf{k} está entre \mathbf{E} e a direção zonal, a instabilidade ocorre.



Fonte: adaptado de Makela e Otsuka (2012).

Em altas latitudes, GWs/TIDs podem ser geradas por fontes aurorais durante tempestades magnéticas. Os dois principais mecanismos são: (1) Força de Lorentz e aquecimento Joule relacionado a picos na corrente do eletrojo auroral e (2) aquecimento intenso por precipitação de partículas (DEUGE et al., 1994). No caso de distúrbios ionosféricos de larga escala (LSTIDs) são gerados em altas latitudes, durante tempestades geomagnéticas, se propagam em direção ao equador (HUNSUCKER, 1982; KELLEY,

2009). Figueiredo (2017) apresentou um estudo de caso para três eventos de LSTIDs que ocorreram no hemisfério sul e um no hemisfério Sul durante a tempestade geomagnética, no dia 17 de março de 2015.

Pimenta et al. (2008a) investigaram estruturas banda escura de MSTIDS com imageamento de aeroluminescência em Cachoeira Paulista, Brasil. Foram feitas observações durante o período de baixa e alta atividade solar e em condições geomagneticamente calmas, $K_p < 2$. No entanto, os MSTIDs banda escuras só foram observados no período de baixa e ascendente atividade solar e a distribuição azimutal noturna foi bastante anisotrópica entre 280° e 320° (para noroeste). Conjecturou-se que a instabilidade Perkins é uma possível fonte dessas estruturas. A Figura 8 ilustra um TID-banda escura propagando-se para o noroeste entre às 02:00 e 03:00 UT para a noite de 05/07/2013. O topo da imagem se refere à direção do Norte geográfico e a direita da imagem, à direção do Leste geográfico.

No entanto, sob certas condições do campo elétrico e/ou condução dos ventos neutros, perturbações na condutividade ionosférica podem permitir a polarização de campos elétricos, gerando uma instabilidade que leva ao desenvolvimento de MSTIDs. No Hemisfério Norte, esse tipo de perturbação possui direção de propagação: nordeste-sudoeste e no Hemisfério Sul: sudeste-noroeste (SHIOKAWA et al., 2003a). TIDs noturnos e diurnos estudados em outros contextos, podem ser encontrados em (SHIOKAWA et al., 2003a; KOTAKE et al., 2007; KELLEY et al., 2000; SWARTZ et al., 2002; SHIOKAWA et al., 2003a; PARK et al., 2009; OTSUKA et al., 2004).

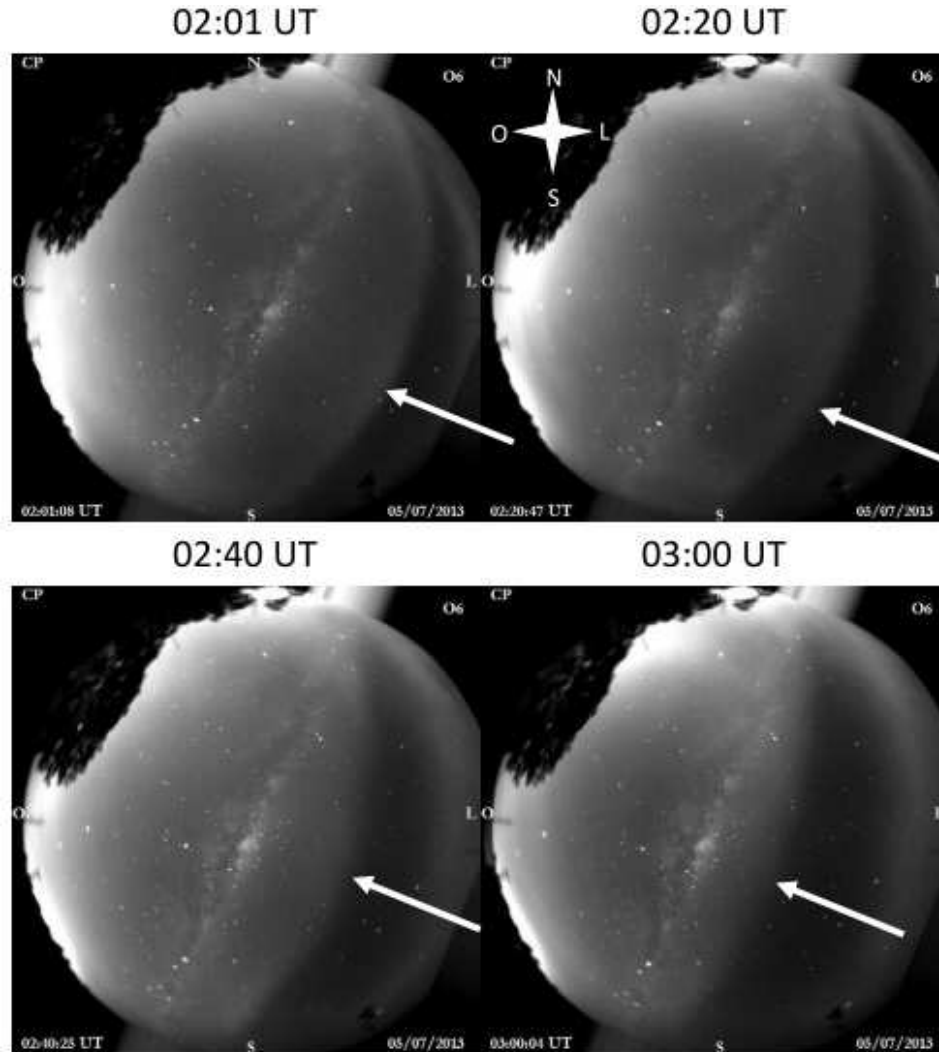
2.4 Indicadores de perturbações planetárias

A dinâmica do sistema termosfera-ionosfera é afetada durante tempestades geomagnéticas, resultantes da interação do vento solar com os campos elétrico e magnético do meio interplanetário. Durante esses períodos perturbados a ionosfera equatorial sofre influência direta de campos elétricos perturbados em altas latitudes (consequência do aquecimento da termosfera no local) resultando em uma intensificação de ventos dirigidos para o equador.

2.4.1 Fluxo solar

O fluxo de energia solar de rádio 10,7 cm (2800 MHz) é um excelente indicador da atividade solar e descreve a forçante solar na faixa do ultravioleta na alta atmosfera. É expresso em unidades de fluxo solar (*sfu*), em que $1 \text{ sfu} = 10^{-22} \text{ W m}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ (TAPPING, 2013). Ficou evidente que as emissões com comprimento de onda na faixa de 10 cm são os melhores para monitorar os níveis de atividade solar e a variabilidade UV, na qual muitos estudos confirmaram uma conexão com o número de manchas solares variando de 60 (sem manchas) a 300 (muitas manchas).

Figura 8 – Propagação de uma estrutura banda escura, classificada como um MSTID. A sequência de imagens são referente a emissão do OI 630,0 nm, em que é possível visualizar a estrutura propagando-se para Noroeste, indicado por setas brancas, referente a noite de 05/07/2013, entre às 02:00 e 03:00 UT.



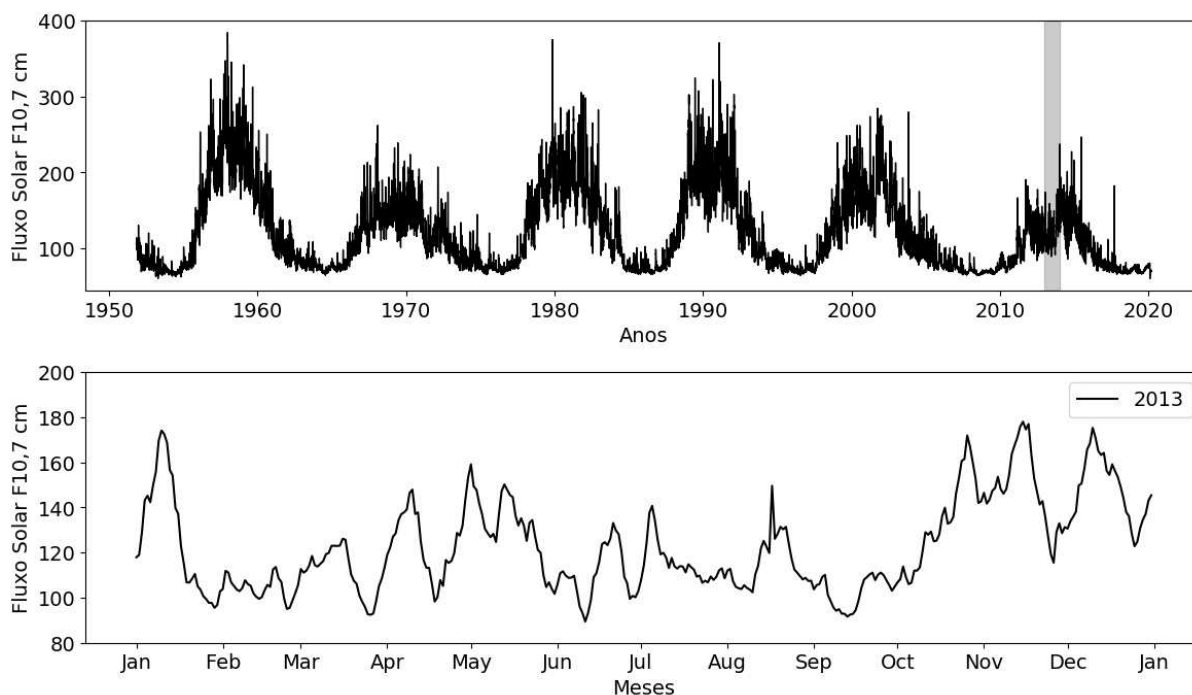
Fonte:

Figueiredo (2017).

O painel superior da Figura 9 ilustra os valores diários de $F_{10,7}$ desde o início das observações⁷ sistemáticas de 1947 a dezembro de 2019. A região cinza representa os valores de janeiro a dezembro do ano de 2013, detalhada pelo painel inferior. Os valores correspondem às medições absolutas, ou seja, sem a correção da distância entre a Terra e o Sol, que se altera anualmente. O ciclo de atividade solar é em média 11 anos. O ciclo solar, no qual o ano de 2013 está incluído, foi relativamente calmo com meses de janeiro, novembro e dezembro de maior atividade solar. Contudo nota-se que as amplitudes das emissões não foram superiores a 180 sfu.

⁷ disponível em: <<https://spaceweather.cls.fr/services/radioflux/>>

Figura 9 – Densidade de fluxo solar no comprimento de onda 10,7 cm (2800 MHz). O painel superior ilustra as medições sistemáticas de 1947 a 2020. A região em cinza ilustra o ano de 2013, detalhado no painel inferior



2.4.2 Índices geomagnéticos

O índice Dst (sigla em inglês para, "*Disturbance Storm Time*") quantifica a força e a duração de tempestades geomagnéticas. O Dst é uma medida da diminuição do componente horizontal do campo magnético da Terra, próximo ao equador magnético, devido aos aumentos na corrente de anel magnetosférico. Valores menores que -50 nanoteslas (nT) indicam alta atividade geomagnética. As medidas originais são fornecidas pelo World Data Center for Geomagnetism (WDC - C2), Universidade de Kyoto, Japão⁸. Contudo, existem outros programas de aquisição de dados geofísicos ao redor do mundo, que fornece medidas do índice, com diferentes resolução de tempos e correções espaciais e sazonais (MURSULA et al., 2008).

Outro índice que quantifica distúrbios no componente horizontal do campo magnético da Terra, é o índice K_p ⁹, observado por magnetômetro durante um intervalo de três horas. Na maioria das vezes, é o mais utilizado, devido à sua escala de classificação, baseado em intervalo de 0-9, sendo 1 calmo e 5 ou mais indicando uma tempestade geomagnética.

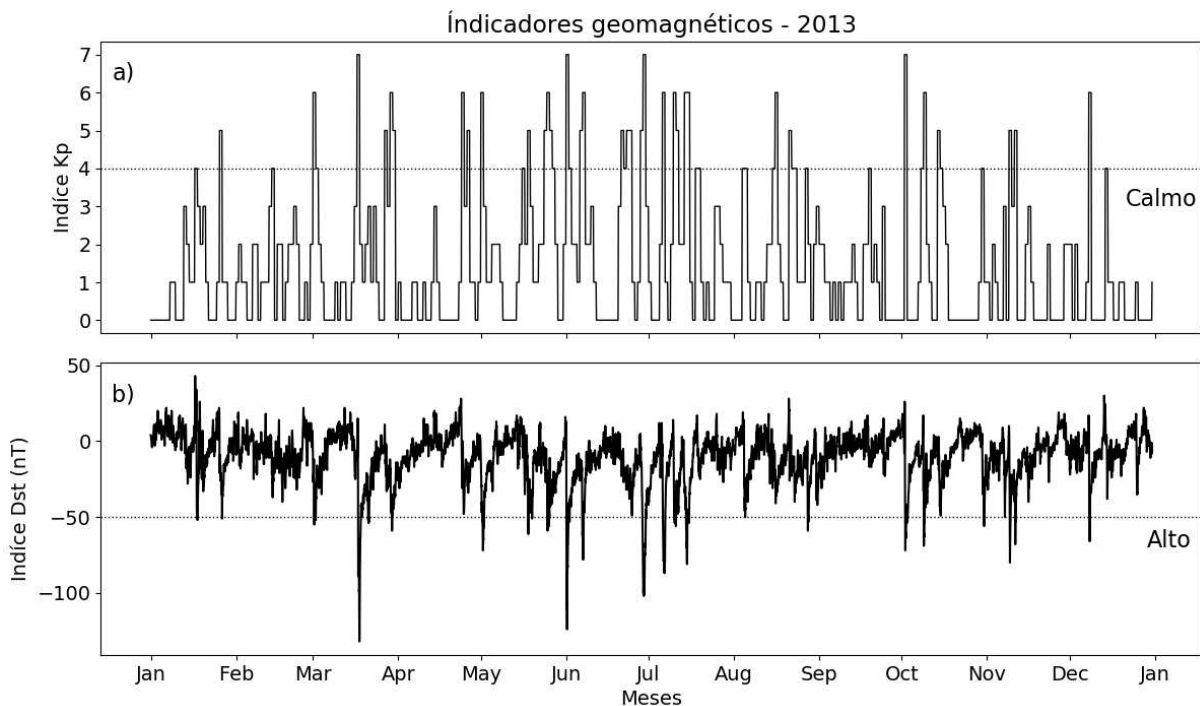
A Figura 10 ilustra o comportamento dos dois índices ao longo do ano de 2013, em (a) índice K_p e (b) Dst. Nota-se uma semelhança clara entre os dois indicadores em

⁸ Disponível em <<http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst/dir/>>. Disponibilidade dados compreende o período entre 1957 a 2014.

⁹ Disponível em <<http://www.gfz-potsdam.de/en/kp-index>>

relação as intensidades em ambos gráficos. As linhas horizontais pontilhadas indicam os limites para a ocorrência de uma tempestade geomagnética, em (a) sendo abaixo da linha como calmos e em (b) como perturbados. No geral, o ano de 2013, foi consideravelmente calmo com nenhum dia acima de $k_p = 7$, correlacionado com o fluxo solar em 10,7 cm, não tendo ocorrência de muitas manchas ao longo do ano.

Figura 10 – No painel (a), apresenta-se a estimativa a cada 3 horas do índice planetário K_p usado para caracterizar a magnitude de atividade geomagnéticas e no painel (b), o índice Dst, que mede o nível e tempo de perturbação do campo magnético terrestre.



A [Tabela 2](#) ilustra a conversão entre índice K_p , com perturbação da componente horizontal do campo magnético e a interpretação segundo a Escala Geomagnética (G) do NOAA ([NOAA, 2015](#)).

Tabela 2 – Significado do índice K_p e a relação com a máxima flutuação da componente horizontal do campo geomagnético e a escala geomagnética (G) do NOAA.

K_p	nT	Escala NOAA
0	0 - 5	G0 - Calmo
1	5 - 10	G0 - Calmo
2	10 - 20	G0 - Calmo
3	20 - 40	G0 - Calmo
4	40 - 70	G0 - Calmo
5	70 - 120	G1 - Fraca
6	120 - 200	G2 - Moderada
7	200 - 330	G3 - Forte
8	330 - 500	G4 - Severa
9	>500	G5 - Extrema

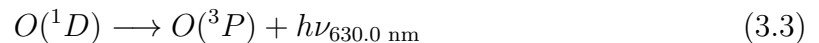
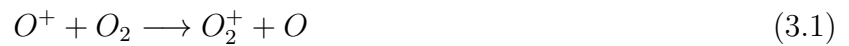
Fonte: [Ely \(2016\)](#).

3 INSTRUMENTAÇÃO

3.1 Emissão do Oxigênio Atômico

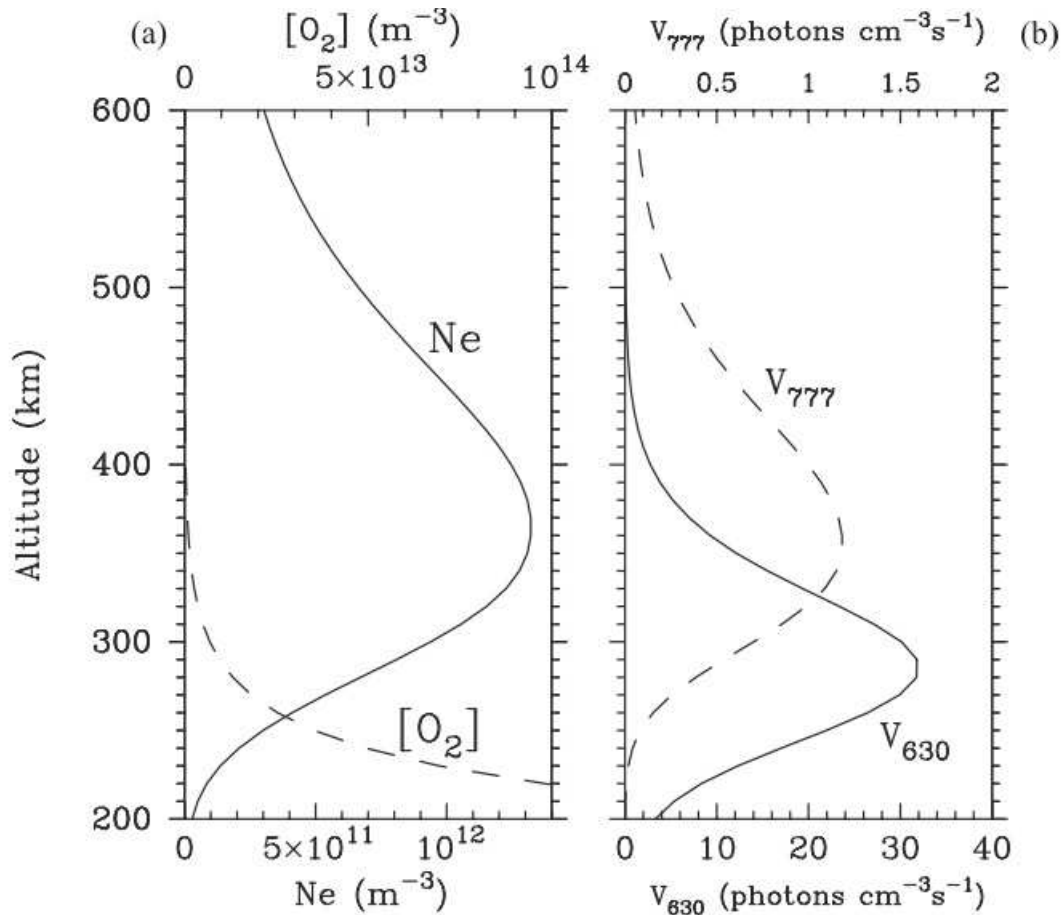
A atmosfera terrestre comporta uma série de reações químicas e físicas, que produz uma variedade de fenômenos luminescentes na forma de emissões eletromagnéticas, podendo ser classificada em aurora e airglow. As auroras ocorrem em altas latitudes pela interação entre partículas energéticas, oriundas do espaço com o campo magnético terrestre, enquanto a luminescência atmosférica (airglow) é originada a partir de reações químicas da radiação ultravioleta solar, com os constituintes atmosféricos, normalmente observada durante o período noturno, sendo também conhecida como "nightglow" (BURITI, 1997; AMORIM, 2010).

O espectro do oxigênio atômico apresenta três picos de emissão: a linha verde (OI 557,7 nm), a linha de emissão OI 777,4 nm e a emissão da linha vermelha, no comprimento de onda em 630,0 nm, que será discutida com mais detalhes aqui. Os átomos de $O(^1D)$ (referido aqui como OI 630,0 nm), durante o período noturno, são inicialmente produzidos pela recombinação dissociativa dos íons de O_2^+ com energia cinética muito maior do que a energia térmica das partículas neutras no ambiente. Portanto, a emissão do OI630,0 nm depende do grau de termalização dos átomos de $O(^1D)$, ou seja, conforme os átomos colidem com outras partículas do ambiente, e distribuem energia e momentum dos átomos após inúmeras colisões (YEE, 1988), quando o oxigênio decai do nível 1D (abaixo do 1S) para o nível 3P (BURITI, 1997). O mecanismo de emissão, envolve o O_2 e o elétron por recombinação dissociativas, que quimicamente é expressa por (FUKUSHIMA et al., 2012; PETERSON; VANZANDT, 1969):



Observa-se na Figura 11 (a) a densidade eletrônica (linha sólida) e o oxigênio molecular, $[O_2]$ (linha tracejada) em (b) estão representadas as alturas dos picos das taxas de emissão do OI630,0 nm e do 777,4 nm, que são indicados respectivamente por V_{630} (linha sólida) e V_{777} (linha tracejada), ambos localizados no lado inferior da região F . O cálculo das taxas de emissão foi realizado por Shiokawa et al. (2003a) e os coeficientes da reação química do OI 630,0 nm e 777,4 nm foram fornecidos respectivamente por Sobral et al. (1993) e Sahai et al. (1981).

Figura 11 – Perfis de altitude de (a) densidade eletrônica (N_e , linha sólida) e densidade de oxigênio molecular ($[O_2]$, linha tracejada) e (b) taxas de emissão de luminescência do volume de OI 630,0 nm (V_{630} , linha sólida) e OI777,4 nm airglow (V_{777} , linha tracejada), usado como uma condição inicial do cálculo das estruturas do modelo do airglow de 17 de maio de 2001. Os perfis de N_e e $[O_2]$ são extraídos dos modelos atmosféricos IRI-95 e do MSIS-86, respectivamente.



Fonte: [Shiokawa et al. \(2003a\)](#)

A reação definida pela [Equação 3.1](#) domina todo o processo de emissão do OI 630,0 nm que é proporcional à densidade de oxigênio molecular $[O_2]$ e os íons de oxigênio atômico O^+ ($\simeq N_e$). As equações das reações químicas que geram a emissão 777,4 nm podem ser encontradas, por exemplo em [Amorim \(2010\)](#) e [Shiokawa et al. \(2003a\)](#). O pico de emissão do OI 630,0 nm (linha vermelha) é em torno de ~ 250 km de altitude, e tem uma intensidade forte o suficiente para ser detectado por sistemas de imageamento do airglow, fotômetros e no caso do presente trabalho, por interferômetro Fabry-Perot. Observações baseadas no solo e por satélites contribuíram significativamente para a melhoria de modelos atmosféricos mais realistas, que fornecem longas séries temporais com eficiente variabilidade sazonal ([HEDIN, 1988](#); [HEDIN; THUILLIER, 1988](#)).

3.2 O Interferômetro Fabry-Perot

Um interferômetro é um aparato capaz de produzir padrões de interferência de ondas eletromagnéticas¹, podendo ser caracterizado na forma de franjas, que representa uma superposição de duas ou mais ondas num determinado ponto. Quando as ondas estão defasadas, elas possuem um caráter de aniquilação (interferência destrutiva) ou podem ter uma amplificação da onda resultante quando ocorre uma combinação das fases (interferência construtiva). A captação das ondas luminosas emitidas por fontes pontuais podem projetar diferentes padrões de interferência na CCD se os trajetos percorridos pelas emissões forem diferentes.

O interferômetro Fabry-Perot (FPI) foi desenvolvido por [Fabry e Perot \(1901\)](#) e também tem o intuito formar padrões de interferência, no entanto, possui como componente diferencial uma estrutura composta por duas placas planas, paralelas e transparentes (parcialmente refletivas), chamada de etalon, em que a luz (onda eletromagnética) incidente é parcialmente refletida e transmitida múltiplas vezes no espaçamento (fixo) entre as placas. O etalon possui ampla aplicação em diferentes áreas de estudo, como espectroscopia, lasers e telecomunicação. No [Apêndice A](#) é demonstrada a descrição matemática da física do etalon.

O primeiro a utilizar um FPI para estudar a atmosfera terrestre foi [Babcock \(1923\)](#), com emissões da linha verde na zona auroral. Os FPIs possuem uma alta sensibilidade à luz, devido às múltiplas reflexões, se comparado ao interferômetro de Michelson, que usa apenas a interferência de dois feixes. Como as emissões do OI 630,0 nm são fontes de luz fracas necessitam, portanto, de um alto poder de captação para detectá-las, como é o caso do FPI ([FORD, 2006](#)). Essa é uma das razões que as observações do OI630,0 nm sejam restritas ao período noturno (sem a presença da lua cheia), pois essa luminescência natural é completamente ofuscada pela luz do dia.

O sistema de um FPI básico é composto de um filtro, etalon, lente de focus e uma CCD. Nesse último são projetadas uma série de imagens de interferência, oriundas das emissões do OI630,0 nm. Dessa forma é possível realizar medidas de vento pelo deslocamento das franjas, nomeado de *Deslocamento doppler*) e da temperatura neutra pelo *Alargamento Doppler* descrito fisicamente pelas larguras das franjas de interferência([MAKELA et al., 2011](#)).

3.2.1 Projeto RENOIR

O projeto RENOIR (sigla em inglês para, "*Remote Equatorial Nighttime Observatory of Ionospheric Regions*") teve como intuito realizar observações ópticas e de rádio do acoplamento termosfera-ionosfera, em sítios próximos da linha do equador (regiões de

¹ Descrito matematicamente pelo físico inglês Thomas Young, com o experimento dupla-fenda.

baixas latitudes) e estudar as irregularidades equatoriais como o fenômeno ESF (do inglês, "*Equatorial Spread F*"), eventos que têm sido observados em períodos de intensa atividade geomagnética (MAKELA et al., 2009). A primeira iniciativa RENOIR foi implementada em Cabo Verde, na costa ocidental da África, mais especificamente nas ilhas de São Vicente e Sal. O sistema era composto por uma versão compacta do interferômetro Fabry-Perot usual, nomeado de *MiniMe Doppler Imaging*, Imageador All-Sky PICASSO e um monitor de conteúdo eletrônico total.

O equipamento do sistema RENOIR é composto por:

1. Por *smart* motor (dinâmico) chamado de SkyScanner que aponta a linha visada do equipamento para pontos pré-definido do céu;
2. O conjunto óptico do interferômetro tipo Fabry-Perot;
3. Um detector CCD² tipo Andor;
4. Uma unidade de calibração composta por um laser de frequência estabilizada;
5. Um microcomputador responsável pelo gerenciamento do sistema, aquisição e armazenamento dos dados.

Os componentes mencionados acima, são mostrados na [Figura 12](#), em que tem-se a SkyScanner no topo do trailer (imagem superior) e os demais componentes indicados pelas setas pretas.

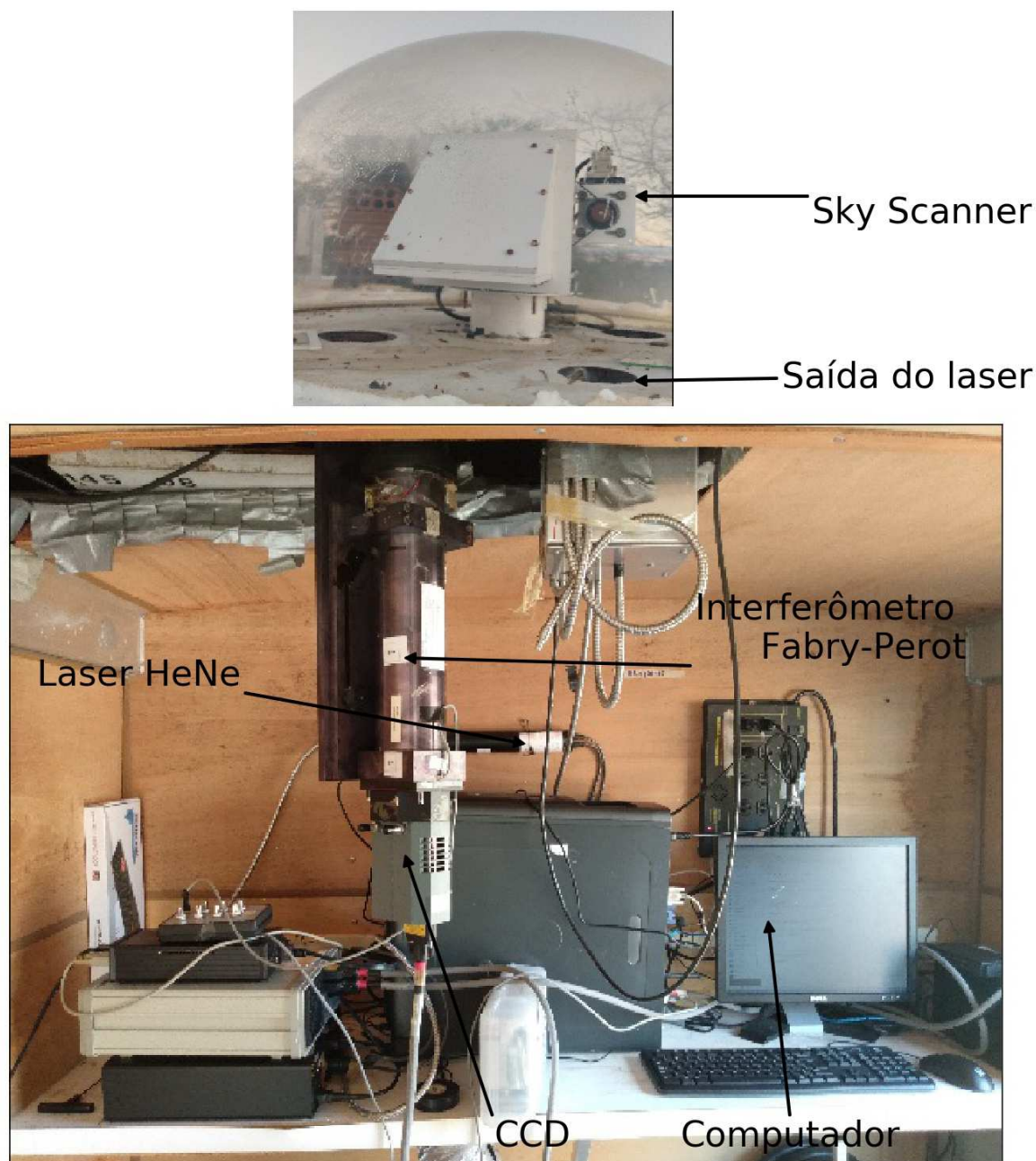
A SkyScanner, que fica no topo do trailer, coberto por uma cúpula de acrílico, acoplada ao um sistema constituído por dois espelhos planos, é localizada logo acima do FPI, posicionada na vertical. Esses dois componentes podem rotacionar por um "smart motor", realizando angulações de 360° no azimute (azimutais) e em 90° no de elevação (zenitais), com uma precisão de 0,2° de ângulo, conhecido como "Sky-Scanning" (FIGUEIREDO, 2013). Os ciclos de observação variam de 17 a 27 minutos, e são compostos pelos quatros pontos cardeais (norte, leste, sul, oeste) mais o zênite, repetido continuamente ao longo da noite. Nas direções cardeais o ângulo azimutal é de 45°, para uma altitude de ~250 km, configurando uma distribuição espacial de ~500 km entre os extremos das direções zonal e meridional.

A calibração das imagens é feita da seguinte maneira: Um laser do tipo HeNe de frequência estabilizada³ (632,8 nm) ilumina uma caixa uniformemente, por um cabo

² A nova geração de detectores CCD permitiu que medidas dos FPIs fossem feitas em resoluções de tempo muito altas.

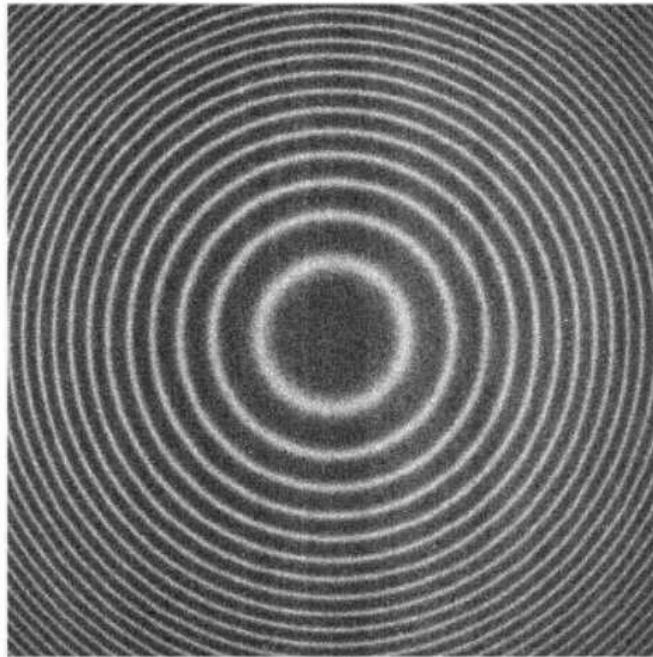
³ É usado para derivar a função do instrumento para cada ordem, que controla o deslocamento central dos anéis ao longo do tempo, causado por variações na temperatura ambiente. É esperada uma precisão nas medidas de 2 a 5 ms⁻¹ durante a noite de observação (10 horas).

Figura 12 – Sistema de um Interferômetro Fabry-Perot hospedado em São João do Cariri. O instrumento se encontra posicionado na posição vertical com a lente posicionada para SkyScanner (painel superior).



de fibra ótica. Em seguida, a SkyScanner é posicionada (ver, [Figura 12](#)) durante 30 segundos. Essas imagens (oriundas da calibração) são necessárias para a análise das quais foram medidas no céu, a fim de determinar as larguras das franjas de interferência, que possibilitam calcular as temperaturas termosféricas ([MERIWETHER et al., 2011](#)). A [Figura 13](#) mostra o resultado da interferência na forma de círculos concêntricos.

Figura 13 – Padrões de interferência registrados em Cajazeiras, para emissão do OI 630,0 nm na noite de 22 de setembro de 2009, usando um tempo de integração de 300s.



Fonte: [Makela et al. \(2011\)](#).

A instrumentação nesses sistemas inclui um sistema de posicionamento global, GPS (do inglês, "*Global Position System*") de dupla frequência unitária, monitorador de cintilação e interferômetros Fabry-Perot. Para mais detalhes técnicos sobre os demais componentes FPIs, ver [Makela et al. \(2011\)](#), [Meriwether et al. \(2011\)](#), [Fisher \(2013\)](#), [Hedlund \(2010\)](#).

3.2.1.1 Sítios de Observação

Em maio de 2009, o projeto RENOIR foi implementado no nordeste do Brasil em Cajazeiras (coordenadas geográficas: 6,87°S, 38,56°O, geomagnético: 5,73°S, 32,98°L) e São João do Cariri (coordenadas geográficas: 7,38°S, 36,52°O, geomagnético: 6,81°S, 34,70°L). Esses locais foram escolhidos por proporcionarem boas condições para a observação do airglow ([BURITI et al., 2001](#)), dada a pouca quantidade de nuvens e fontes luminosas externas durante o período noturno. Outro fator é a proximidade dessa região com a Bacia Amazônica que é uma fonte de atividade convectiva de mesoescala, sendo uma fonte potencial de GWs ([VADAS; LIU, 2009](#)).

Os FPIs são operados no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP) tendo uma colaboração da Universidade Federal de Campina Grande (UFCG), com a Universidade de Illinois em Urbana-Champaign e a Universidade de Clemson. A [Figura 14](#) mostra a localização geográfica dois FPIs no Nordeste do Brasil. As linhas azuis representam a inclinação do campo magnético terrestre calculada pelo modelo IGRF⁴ a uma altitude de 250 km. O mapa na parte superior da Figura indica as localização específica para cada região⁵.

Eventualmente, os dois FPIs operam em conjunto, realizando medições sincronizadas (via GPS) para uma região intermediária entre os sítios de observação, sendo chamado de volume comum (do inglês, "*common volume*"). Alguns trabalhos nomeiam esses pontos de "Bistatic" ([FISHER, 2013](#)) ou "Tristatic", caso possua três FPIs observando um ponto ([FORD et al., 2006](#); [FORD et al., 2007](#)).

A [Tabela 3](#) resume o número de noites que estão disponíveis no banco de dados⁶. Cajazeiras possui 294 noites e São João do Cariri tem 301, distribuídas em doze meses de observação durante o ano de 2013. A Tabela também apresenta as médias mensais do fluxo solar de rádio em 10,7 cm ($F_{10,7}$) e da temperatura (e os respectivos desvios padrão).

Tabela 3 – Distribuição do número (N°) de noites disponíveis para análise durante o ano de 2013 em cada localidade. \bar{T} indica a temperatura média medida mais o desvio padrão, em Kelvins.

Mês	N°	Cariri		N°	Cajazeiras	
		$\overline{F_{10,7}}$	\bar{T} (K)		$\overline{F_{10,7}}$	\bar{T} (K)
Janeiro	28	123	879±62	22	142	871±118
Fevereiro	28	101	851±39	28	123	833±73
Março	31	109	852±55	31	101	832±100
Abril	30	124	871±110	30	109	844±90
Mai	26	135	897±50	31	124	869±90
Junho	27	113	818±68	30	135	833±99
Julho	23	119	807±69	25	113	818±99
Agosto	31	118	1023±660	31	119	843±68
Setembro	30	103	828±44	30	118	821±68
Outubro	31	130	883±52	31	103	860±109
Novembro	30	145	947±52	25	130	1053±679
Dezembro	31	142	974±69	26	145	947±163

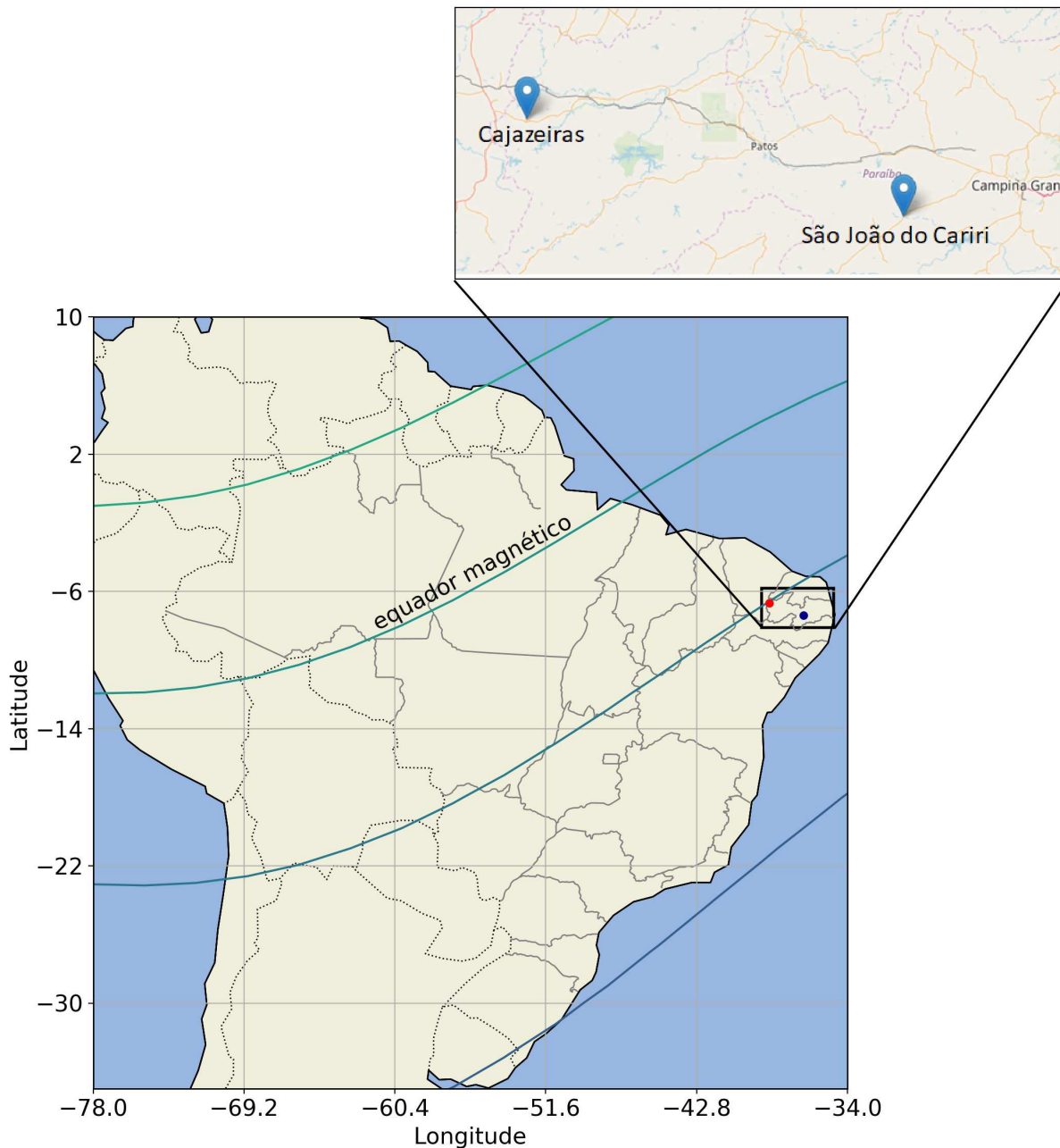
A [Tabela 3](#) apresenta o número de noites disponíveis no banco de dados, entretanto nem todas as noites são passíveis de análise, devido à ocorrência de lua cheia, nuvens, ou outro fator externo, como também devido a problemas técnicos. É importante lembrar

⁴ Sigla em inglês para, "*The International Geomagnetic Reference Field*"

⁵ As "tags" são oriunda do "GOOGLE MAPAS". A distância entre os dois sítio é de 230,64 km (em linha reta).

⁶ Disponível em: <<http://cedar.openmadrigal.org/index.html/>>

Figura 14 – Mapa com as localizações geográficas dos dois FPIs em Cajazeiras (ponto vermelho) e São João do Cariri (ponto azul) no nordeste do Brasil, os sítios estão a uma distância entre os dois sítios é de 230,64 km (em linha reta). As linhas azuis indicam a inclinação do campo magnético calculado pelo modelo IGRF a 250 km de altitude.



que as medidas do volume comum, não foram levadas em consideração neste trabalho, mas apenas as direções cardiais usuais. O comportamento médio da temperatura para cada mês será melhor discutido na [seção 5.1](#).

4 MÉTODOS DA PESQUISA

Neste capítulo são apresentadas técnicas utilizadas na determinação das periodicidades, análise e tratamento dos dados termosféricos e, posteriormente, as equações utilizadas no cálculo dos parâmetros das GWs.

4.1 Periodograma de Lomb-Scargle

O periodograma de Lomb-Scargle (LOMB, 1976; SCARGLE, 1982) é um algoritmo desenvolvido para detectar e caracterizar as periodicidades em séries temporais com espaçados entre os dados desiguais, sendo bastante utilizada na astronomia (VANDERPLAS, 2017). Essa técnica é usada ao invés da transformada de Fourier (FFT, sigla em inglês para, "Fast Fourier Transform"), devido à desigualdade de espaçamento dos dados (como é o caso do FPI). O método do periodograma (LOMB, 1976), usa mínimos quadrados ajustados a ondas senoidais e reduz a transformada de Fourier no limite de dados igualmente espaçados (HORNE; BALIUNAS, 1986). O periodograma é definido como uma função de somas de senos e cossenos, que dependem da frequência, ω , por uma série temporal, que é medida em um conjunto de tempos, t_i , resultando na variável física X

$$P_X(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{\left[\sum_{j=1}^{N_0} X_j \cos \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{\left[\sum_{j=1}^{N_0} X_j \sin \omega(t_j - \tau) \right]^2}{\sum_{j=1}^{N_0} \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\} \quad (4.1)$$

em que $X_j = X(t_j) = X_s(t_j) + R(t_j)$, $i = 1, 2, \dots, N_0$, em que X_s é sinal e R são os erros observacionais aleatórios. O parâmetro τ é definido por:

$$\text{tg}(2\omega\tau) = \frac{\sum_j^{N_0} \sin(2\omega t_j)}{\sum_j^{N_0} \cos(2\omega t_j)} \quad (4.2)$$

A Equação 4.2 possui dois efeitos importantes: o primeiro é que se torna potência espectral invariante no tempo, então a série temporal pode ser descolada para qualquer constante sem afetar os resultados.

4.1.1 Estatística do periodograma

Uma quantidade muito relevante para expressar incerteza nos resultados do periodograma é a probabilidade de alarme falso, (FAP, do Inglês "False Alarm Probability"), definida pela altura dos picos, ou seja, uma relação entre os picos considerados falsos e os

verdadeiros (VANDERPLAS, 2017). Considerando $Z = P_X(\omega)$, então para a distribuição de probabilidade, temos que:

$$P_Z(z)dz = Pr(z < Z < z + dz) = \exp(-z)dz \quad (4.3)$$

A Equação 4.3 ilustra que a função de distribuição de probabilidade é proporcional a e^{-z} , onde z é amplitude do pico no periodograma. A variância do ruído é escolhido como sendo igual a 1 (ou seja, P será medido em unidades de σ^2). Consequentemente, a função de distribuição cumulativa é,

$$F_Z(z) = Pr[Z < z] = \int_0^z p_Z(z')dz' = 1 - (1 - e^{-z}) \quad (4.4)$$

A quantidade mais útil é $Pr[Z > z] = \exp(-z)$, pois nos fornece uma significância estatística da potência espectral relacionada a uma frequência pré-estabelecida. Em outras palavras, é exponencialmente improvável que a potência observada (na verdade, seria proporção da potência entre relação 'sinal-ruído') seja resultado de uma flutuação do ruído da série temporal, mas de uma série harmônica que se ajusta as medidas (SCARGLE, 1982).

Seja um pico corresponde ao um valor máximo no periodograma, $Z = \max_n P(\omega_n)$, em que o máximo é sobre algum conjunto de frequências N , de modo que o $P(\omega_n)$ são variáveis aleatórias independentes. Então, a propriedade multiplicativa mencionada acima produz para esse caso é:

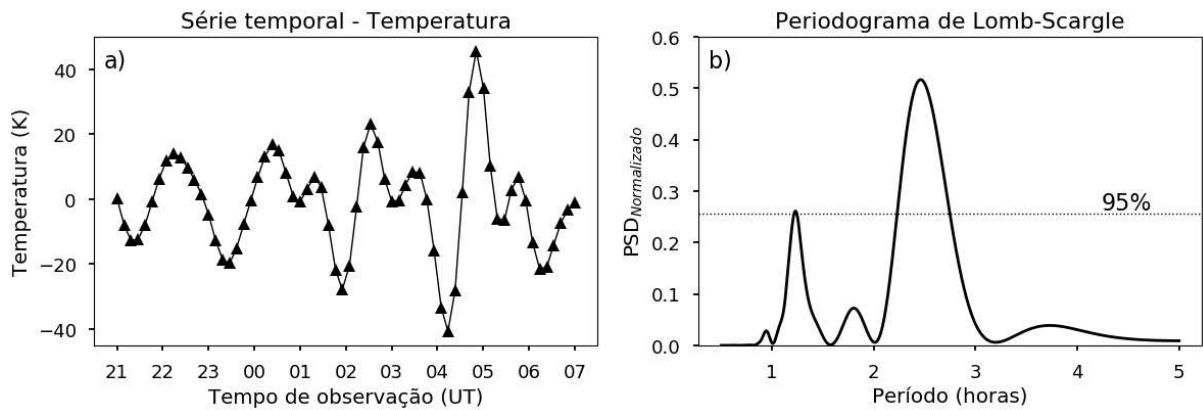
$$Pr[Z > z] = 1 - F_Z(z) = 1 - [1 - \exp(-z)]^N [Z = \max_n P(\omega_n)] \quad (4.5)$$

A Equação 4.5 descreve uma inspeção para ajustar um grande número de frequências a fim de selecionar a potência espectral, P , de maior valor. Se N experimentos independentes forem realizados, mesmo que cada um individualmente tenha uma pequena probabilidade de sucesso, a chance de alguma frequência ser verdadeira é muito grande caso N também seja (SCARGLE, 1982).

A Figura 15 mostra um exemplo do periodograma de Lomb-Scargle aplicado a uma série temporal arbitrária. O *FAP* é indicado pela linha horizontal pontilhada, para uma significância de 95%, em outras palavras, define uma probabilidade de que as periodicidades sejam reais. Nota-se dois picos bem definidos em (b): um em torno de 1,3 horas e outro em 2,5 horas, o primeiro coincidindo com a linha de significância e o segundo extrapolando-a significativamente. De fato é possível observar a segunda oscilação em (a), com um período em torno de 22:00 e 00:30 UT.

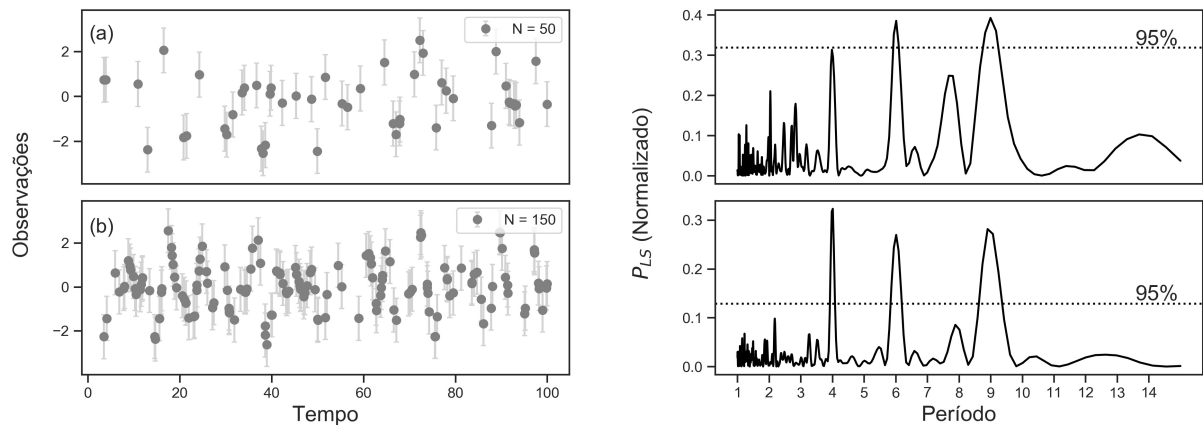
O *false alarm probability* é expresso graficamente pelos níveis de confiança (100 - significância), sendo uma indicação probabilística de que o sinal detectado seja real. Isso

Figura 15 – Demonstração da aplicação do periodograma de Lomb-Scargle ao conjunto de medidas arbitrárias que evoluem no tempo.



pode ser observado visualmente na [Figura 16](#), que mostra periodogramas de Lomb-Scargle simulados com ruído (espalhados aleatoriamente) para um conjunto de 50 pontos fixos em (a) e 150 em (b) ambos somados com três funções periódicas, cujo período são quatro, seis e nove (unidade de tempo não é relevante) e os seus respectivos periodogramas à direita.

Figura 16 – Periodograma de Lomb-Scargle (normalizado) simulado para um ruído somado com três funções periódicas com períodos fixos (4, 6 e 9), em (a) a amostra com 50 pontos e (b) com 150. A linha horizontal tracejada indica um nível de significância de 95% (FAP).



Nota-se os três picos bem definidos nos períodos fixados, larguras essencialmente idênticas e com alturas aproximadas. Porém no periodograma referente à (a) teve uma FAP relativamente alto quando comparado com (b), diminuindo a probabilidade de certeza dos picos, e aparecimento de um pico (com altura comparada aos demais) entre 7 e 8, sendo considerado como falso, uma vez que diminui no periodograma em (b) e FAP aumenta em torno de 20%, para mais que (a). No presente trabalho foi utilizado um periodograma de Lomb-Scargle da biblioteca **Astropy** na linguagem de programação *Python*.

4.2 Análise de ondaletas

A análise de ondaletas (do Inglês, "*Wavelet*") também é uma ferramenta que localiza variações periódicas em séries temporais de acordo com a potência espectral. Na década de 1980, Jean Morlet percebeu problemas da transformada de Fourier *janelada* e apresentou transformadas ondaletas, a fim de ter uma coerência de proporcionalidade entre o tempo e o período, que podem diminuir para capturar as altas componentes de frequências e aumentar a captura das componentes de baixas frequências (MORETTIN, 1999).

As funções de ondaletas são geradas a partir de uma ondaleta protótipo (ondaleta-mãe) por sucessivos escalonamentos (dilações e compressões) (LIMA, 2005). Lau e Weng (1995) descrevem matematicamente a transformada de ondaletas, decompondo um sinal real $s(t)$, e em termos de algumas funções elementares $\Psi_{b,a}(t)$, derivada de uma "ondaleta-mãe":

$$\Psi_{b,a}(t) = \frac{1}{(a)^{1/2}} \Psi \left(\frac{t-b}{a} \right) \quad (4.6)$$

O parâmetro b controla as translações discretas, que controla o parâmetro a (> 0), e as frequências; $\Psi_{b,a}$ são chamadas de "ondaletas-filhas" ou, simplesmente "ondaletas" (LIMA, 2005). O fator de normalização da energia na Equação 4.6 mantém a mesma energia de ondaletas filhas com as mães.

A transformada de ondaletas $W(a, b)$ de um sinal contínuo no tempo $S(t)$ é definida como:

$$W(a, b) = |a|^{-1/2} \int_{-\infty}^{\infty} \Psi^* \left(\frac{t-b}{a} \right) S(t) dt, \quad (4.7)$$

em que, Ψ^* é o conjugado complexo de Ψ a qual transfere o sinal do espaço em uma dimensão no tempo para um espaço em duas dimensões de (a, b) (LIMA, 2005). A Função $S(t)$ pode ser reconstruída formalmente a partir dos coeficientes em ondaletas por meio da inversa:

$$S(t) = \frac{1}{C_{\Psi}} \int \frac{da}{a^2} \int \frac{1}{(a)^{1/2}} \Psi \left(\frac{t-b}{a} \right) W_{b,a} db, \quad (4.8)$$

em que,

$$C_{\Psi} = \int_0^{+\infty} \frac{|\hat{\Psi}(\omega)|^2}{\omega} d\omega < +\infty, \quad (4.9)$$

sendo $\hat{\Psi}$ a transformada de Fourier de Ψ (LAU; WENG, 1995). Portanto, a função $S(t)$ pode ser reconstruída usando a transformada inversa a partir de $W(a, b)$. O espectro

de energia pode ser obtido pela integração da [Equação 4.8](#):

$$P(a) = \frac{1}{C_\Psi} a^{-2} \int_{-\infty}^{+\infty} |W(a, b)|^2 db \quad (4.10)$$

A função de ondaletas ψ no geral é complexa, e a sua transformada $W(a, b)$, também. Portanto pode ser dividida em uma parte real, $\Re\{W(a, b)\}$ e uma parte imaginária, $\Im\{W(a, b)\}$, pode determinar:

$$\text{Potência espectral: } |W(a, b)|^2 \quad (4.11)$$

$$\text{Fase: } \arctan\left(\frac{\Im\{W(a, b)\}}{\Re\{W(a, b)\}}\right) \quad (4.12)$$

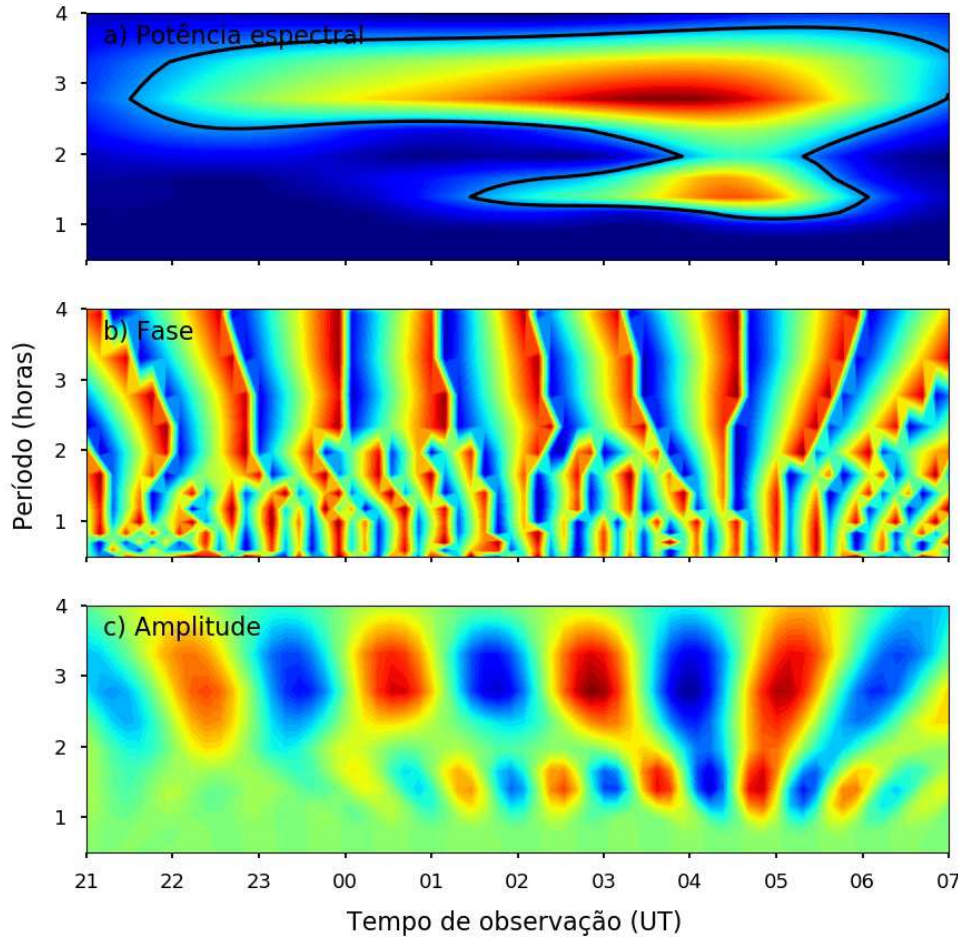
$$\text{Amplitude: } |W(a, b)| \text{ ou } \Re\{W(a, b)\} \quad (4.13)$$

Em qualquer sistema físico é de suma importância fazer as devidas relações entre os inúmeros fenômenos físicos atuantes em qualquer sistema natural. Nesse caso, as ondaletas contínuas propiciam um meio matemático adequado para se buscar essas relações. O diagrama de uma série temporal é construído de forma que: o eixo das ordenadas é a escala das frequências (ou períodos), o eixo das abscissas indica a evolução temporal. Por fim, a representação da densidade de energia espectral, a qual é realizada por uma escala de tons, ainda com resultados puramente qualitativos ([MORETTIN, 1999](#); [TORRENCE; COMPO, 1998](#)).

Ao aplicarmos a análise de ondaletas no conjunto de medidas da [Figura 15](#) (a), temos a representação da energia espectral dos períodos observados na sua localização temporal, que resulta em uma área e não mais em um ponto. Esse resultado é visto na [Figura 17](#), em que (a) potência espectral é referente aos períodos, a linha sólida preta indica um nível de significância de 95%, (b) a fase e (c) a amplitude, calculadas, respectivamente, pelas [Equação 4.11](#), [Equação 4.12](#) e [Equação 4.13](#).

No caso da amplitude de espectro pode ser representada de duas maneiras, neste caso ilustra a amplitude natural de oscilação, saído de um mínimo (negativo) para um máximo (positivo), dado pela parte real da transformada de ondaletas. Caso utiliza-se o módulo exibiria apenas os valores positivos (com mínimo, zero). Lembrando que as periodicidades não correspondem a uma única frequência, mas, a bandas de frequências. A escala de cores identificam a intensidade da energia espectral presente em cada oscilação ([ALVES, 2012](#)).

Figura 17 – Análise de ondaletas aplicadas ao conjunto de dados ilustrados na Figura 15 (a). No painel (a) temos a potência espectral, a linha sólida preta indica um nível de significância de 95%, em (b) a fase de oscilação e (c) amplitude do espectro.



4.3 Filtro Butterworth

Butterworth (1930) foi um dos primeiros a desenvolver um projeto de filtros digitais com a proposta de obter frequências desejadas, que seria aquelas determinadas para a aplicação do filtro, nomeadas de frequências de corte (referida aqui como f_{cutt}). As primeiras aplicações para os filtros digitais foram em circuitos eletrônicos, por exemplo RC ou RCL, com o tempo a mesma ideia foi sendo implementada em linguagens de programação para que fossem aplicados em séries temporais, com o intuito de atenuar as amplitudes de harmônicos com frequência maiores ou menores que f_{cutt} . Os três principais tipos são:

- *Passa-baixa*, permite a passagem de frequências menores que f_{cutt} e atenua a amplitude das maiores que f_{cutt} ;
- *Passa-alta*, permite a passagem de frequências maiores que f_{cutt} e atenua a amplitude das menores que f_{cutt} ;

- *Passa-banda*, permite a passagem de um intervalo de frequências, ou seja, é um tipo de combinação entre o passa-baixa e passa-alta.

Existem outros tipos como o rejeita-banda (baixa ou alta), que têm um princípio de funcionamento oposto aos citados acima, que permite a passagem da maioria das frequências, no entanto, atenua aquelas determinadas pelo filtro. Um elemento de suma importância em filtros digitais é o fator de transferência, dado pela ordem de ganho, com unidade em decibéis (*dB*) (SELESNICK; BURRUS, 1998). Definida pela Equação 4.14.

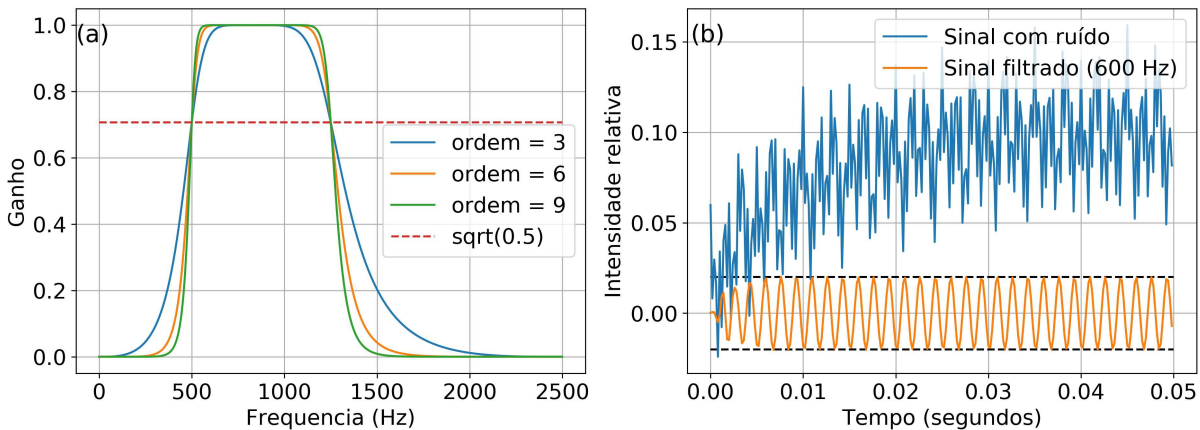
$$G(\omega) = \frac{1}{\sqrt{1 + \omega^{2n}}} \quad (4.14)$$

em que *omega* é a frequência angular que pode ser definida em termos do período ou da frequência e *n* é ordem do ganho. A Figura 18 exemplifica um filtro passa-banda aplicado a um conjunto de dados sintéticos e como a ordem do ganho se aplica ao intervalo de frequência, neste caso é entre 500 e 1250 Hz. No painel (a) mostra o ganho em função da frequência. Nota-se que o intervalo das frequências fica mais ajustado conforme maior for a ordem do ganho, neste caso $n = 9$. No painel (b) temos um conjunto de dados sintéticos¹ representado pela linha azul. Ao aplicar o filtro retornamos um conjunto de dados e isolamos uma série harmônica com frequência de 600 Hz (linha laranja) que está entre os limites das bandas de frequências de corte.

Apesar de ser um conjunto de dados "sintéticos", ilustra-se como podemos aplicar filtro Butterworth nas flutuações diárias de temperatura medidas pelo FPI. O filtro passa-banda foi aplicado no presente trabalho, a fim de isolar as periodicidade entre 30 minutos e 3 horas nas medidas de temperaturas obtidas pelo FPI. Um filtro digital Butterworth pode ser aplicado em imagens, por exemplo, de aeroluminescência atmosférica (PAULINO et al., 2016), com a finalidade de enfatizar a visualização da propagação de ondas periódicas em imageamento da emissão do OI 630,0 nm a uma altitude de 250 km.

¹ Basicamente, foi adicionado a funções senoidais com frequência fixa um conjunto de dados aleatórios (ruído).

Figura 18 – Exemplo da aplicação do filtro Butterworth em um conjunto de dados arbitrários. O tipo de filtro é passa-banda com intervalos de frequências entre 500 e 1250 Hz. No painel (a) ilustra o "ganho" para cada ordem em função do intervalo de frequências e no painel (b) o conjunto de dados (sinal-ruído), simbolizado pela linha azul, e um sinal filtrado com frequência de 600 Hz, representado pela linha laranja.



Fonte: Disponível em: <<https://stackoverflow.com/questions/12093594/how-to-implement-band-pass-butterworth-filter-with-scipy-signal-butter>>. Acessado em 13 de Março de 2020.

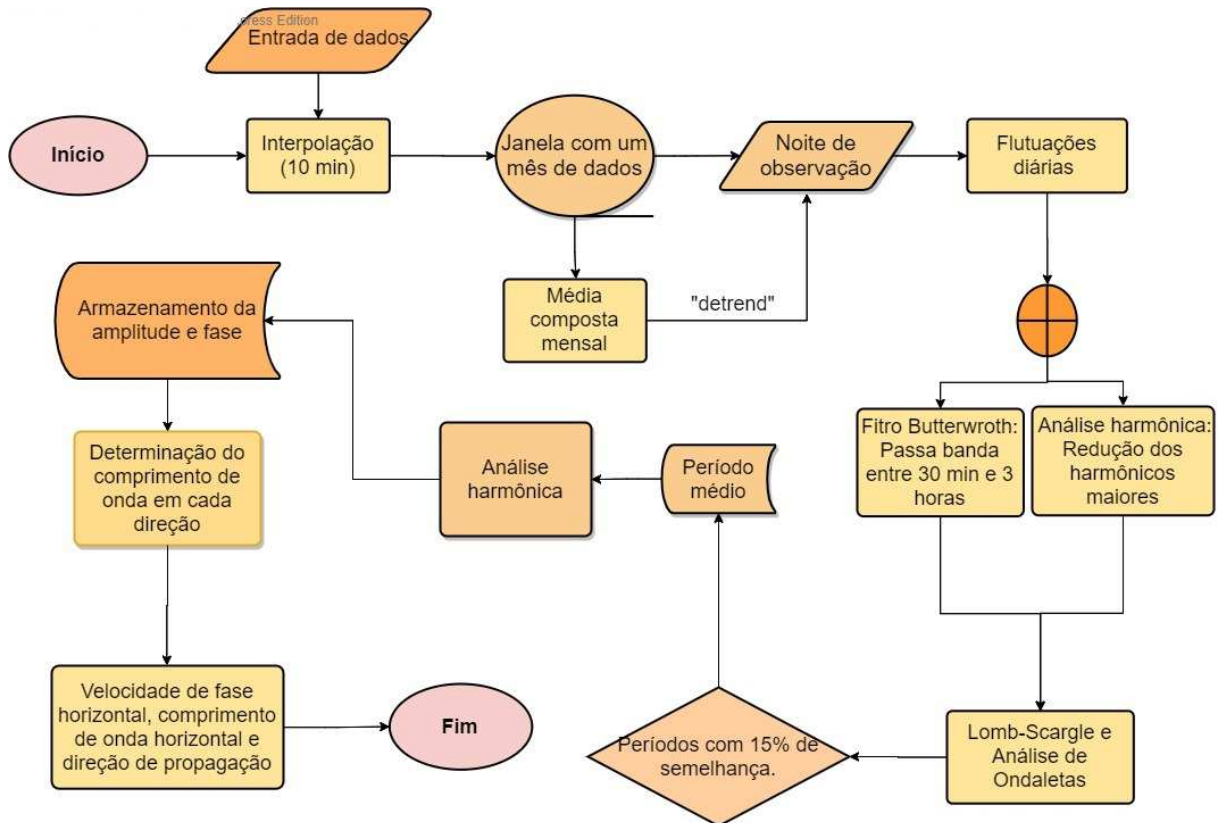
4.4 Procedimentos de análise dos dados termosféricos

O fluxograma apresentado na Figura 19, resume as etapas realizadas na determinação dos parâmetros das GWs. Os detalhes de cada etapa serão discutidos nas próximas seções. Basicamente temos:

1. Entrada de dados fornecidos pelo banco de dados;
2. Qualificação prévia, remoção dos dados com erro;
3. Reordenar para tempos igualmente espaçados e interpolar com 10 minutos;
4. Realizar a média mensal composta e extrair a tendência noturna nas medidas de uma noite;
5. Remover os harmônicos com períodos maiores ou aplicar um filtro passa-banda;
6. Aplicar o periodograma de Lomb-Scargle e análise de ondaletas;
7. Qualificar a noite com base numa semelhança de 15% nos períodos;
8. Realizar um ajuste senoidal de mínimos quadrados e extrair as informações de amplitude e fase;
9. Calcular os parâmetros de onda, tais como comprimento de onda horizontal, direção de propagação e período médio;

10. Salvar as informações.

Figura 19 – Fluxograma descrevendo todos os passos para a obtenção dos parâmetros das GWs.



A rotina de análise dos dados foi repetida para diferentes noites de observações em ambos sítios, a fim de encontrar o máximo de noites satisfatórias para realizar uma estatística dos parâmetros encontrados. Todas ferramentas matemáticas, análise dos dados e visualização (gráficos) foram desenvolvidas com linguagem de programação *Python*, utilizando as bibliotecas *Numpy* (OLIPHANT, 2006), *Pandas* (MCKINNEY, 2010), *Scipy* (VIRTANEN et al., 2020) e *Matplotlib* (HUNTER, 2007).

4.4.1 Qualificação preliminar

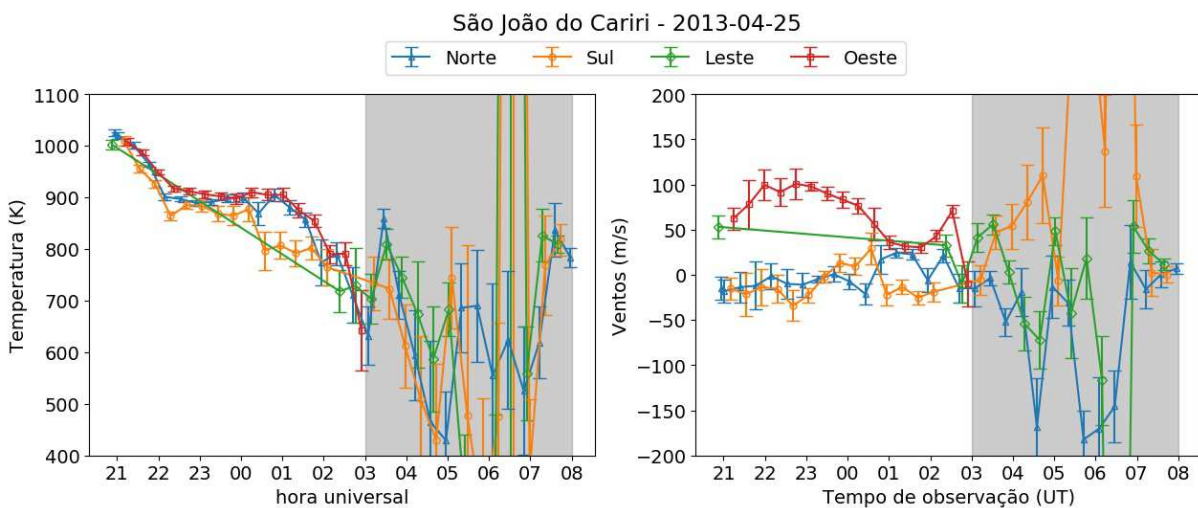
A qualificação preliminar envolve uma remoção dos dados que apresentaram algum tipo de inconsistência, sendo essa primeira etapa de extrema importância, uma vez que as análises podem ser comprometidas, devido a alguma contaminação nas medidas (por exemplo, estrelas, lua cheia e nuvens). Portanto, as informações nos arquivos de dados que apresentarem pelo menos um dos itens abaixo, terá a medida removida:

1. Cobertura de nuvens: < -25 implica céu limpo, então > -25 nuvens no local;

2. Desvio da temperatura (DTN, sigla em inglês para, "*Deviation Temperature Neutral*") acima de 50 K;
3. Ventos com amplitude acima de 400 ms^{-1} ;
4. Temperatura com intensidades acima de 1300 K ou menores que 600 K;
5. Erro geral da medida de temperatura, indicada pela sigla "TEMP_ERR" nos arquivos de dados, sendo igual a 2;
6. Erro geral da medida de vento, indicada pela sigla "WIND_ERR" nos arquivos de dados, sendo igual a 2.

Para exemplificar, tem-se a noite de 25-26 de Abril de 2013, em São João do Cariri apresentada na [Figura 20](#). Observa-se os perfis de vento e temperatura significativamente distorcidos em torno de 03:00 e 8:00 UT (região cinza), apesar das medidas no início da noite estarem adequadas, com exceção do Leste, as medidas apresentaram um erro igual a 2.

Figura 20 – Perfis de temperatura (esquerdo) e de vento (direito) para as quatro direções cardiais para a noite de 25-26 de Abril de 2013 em São João do Cariri. A região em cinza indica o período de inconsistência nos dados.



Algumas noites possuem falhas (gaps) nos dados observados em um ou mais pontos de observação, gerando diferentes tamanhos de séries, podendo ser causado por algum mau funcionamento da SkyScanner. Conseqüentemente, isso pode levar a descartar a noite por completa, mesmo que o déficit de medições seja em apenas um ponto cardinal. Em outras noites do instrumento, foca-se em medições no ponto de volume comum, realizando menos ou nenhuma medidas nas outras direções usuais.

4.4.2 Flutuações diárias

Ao longo de um mês de campanha, a temperatura experimenta pouca variação, pois possui uma tendência mensal, que é influenciada pelo ciclo noturno em cada época do ano, ou seja, a temperatura possui um comportamento característico para cada intervalo de tempo na noite de observação, que tende a permanecer ao longo do seu respectivo mês. O procedimento consiste na média composta para cada intervalo de tempo do ano. Portanto, optou-se por remover a tendência mensal (valores médios) para cada noite de observação do mês, com o propósito de observar apenas o fluido atmosférico perturbado (referido aqui como 'flutuações diárias'), sem a influência do comportamento predominante da temperatura termosférica. Essa técnica é geralmente conhecida como "detrend" ou dessazonalização que possibilita obter uma visualização mais clara de oscilações periódicas.

Como já foi ressaltado, o FPI realiza ciclos de medidas, que podem variar ao longo de uma noite de observação. Logo, ao longo do mês a distribuição das medidas terão intervalos diferentes. É necessário colocar os dados igualmente espaçados, para que seja realizado o 'detrend' e para que possa realizar a análise de ondaletas discutida na [seção 4.2](#). A [Figura 21](#) exemplifica a temperatura medida nas quatro direções cardinais para a noite de 05 de maio de 2013, em São João do Cariri. Os triângulos azuis indicam os dados observados pelo instrumento e os círculos pretos representam os mesmo conjunto de dados interpolados com intervalos de tempos de 10 minutos, tornando-se igualmente espaçados. Nota-se, claramente, que o comportamento da temperatura não se altera no decorrer da noite.

A [Figura 22](#) exemplifica as flutuações nas medidas de temperatura nas quatro direções cardiais para a noite de 05-06 de maio de 2013. Comparando-se com a [Figura 21](#), nota-se que a amplitude da temperatura diminui consideravelmente após a remoção ciclo mensal que, por sua vez, resultou em perfis que oscilam em torno de zero (ou próximo de zero), de tal maneira que torne-se visível as pequenas variações nas medidas temperatura.

4.4.3 Análise harmônica

Após concluir todas as etapas anteriores e obter as flutuações nas medidas de temperatura, teoricamente já seria possível determinar os períodos de oscilação com o periodograma de Lomb-Scargle e a análise de ondaletas, no entanto, é comum existir oscilações que não são de interesse para o estudo, visto que possuem períodos maiores do que aqueles estabelecidos para GWs, que são de extrema complexidade para se identificar. Portanto, faz-se necessário utilizar um ajuste senoidal de mínimos quadrados, a fim de atenuar essas oscilações. Para isso, assume-se que os perfis de temperatura em cada direção

Figura 21 – Medidas de temperatura observadas e interpolados, simbolizados pelos triângulos azuis e os círculos pretos, respectivamente. Para a noite 05-06 de maio de 2013, em São João do Cariri.

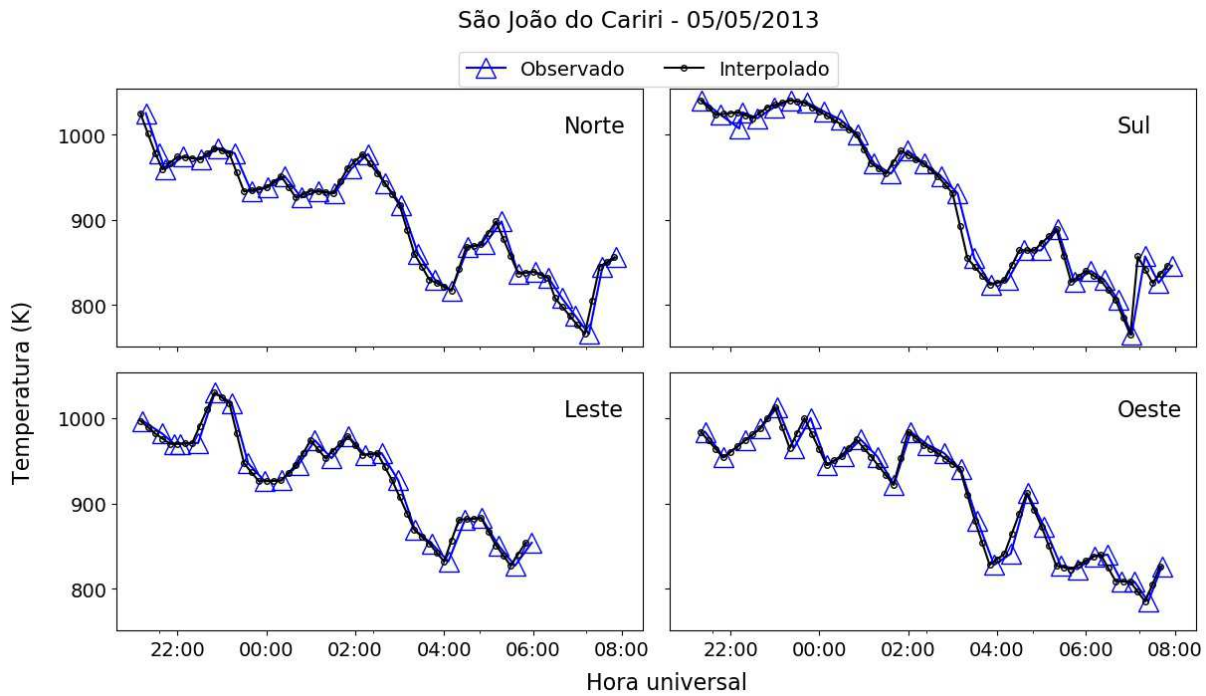
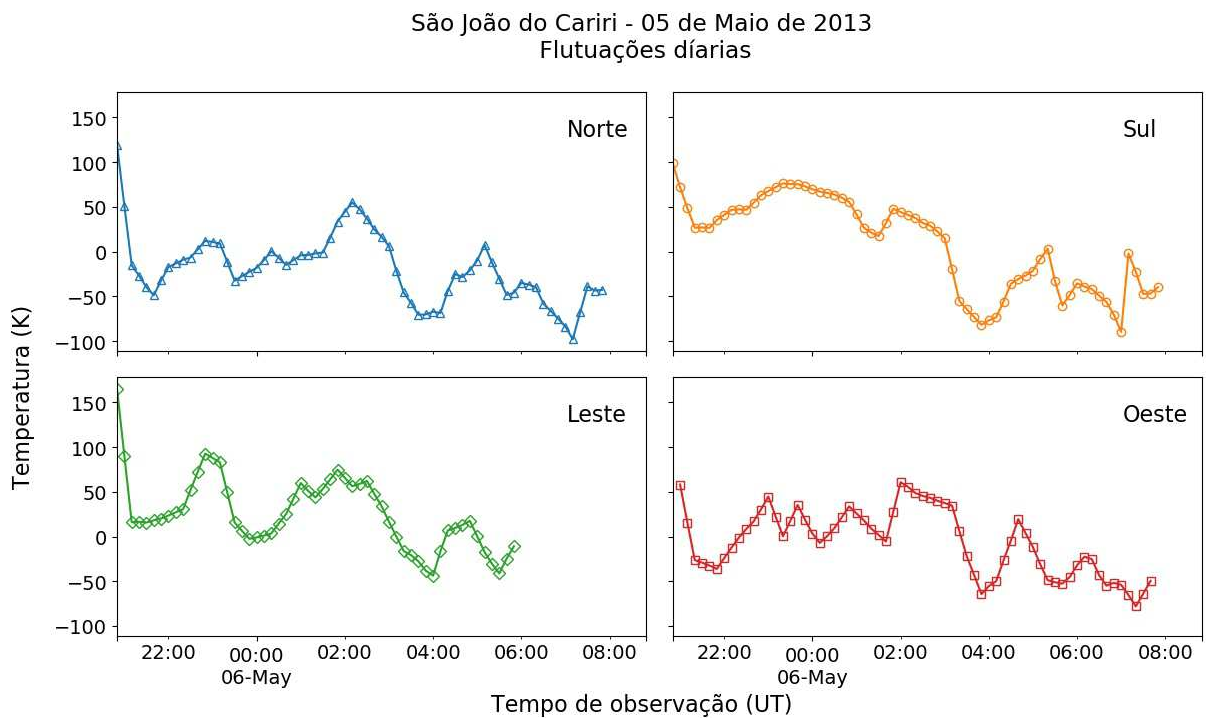


Figura 22 – Flutuações referentes às medidas de temperatura ilustrada na Figura 21.



cardinal tenha a forma de cosseno puro:

$$A \cos \left(\frac{2\pi}{T} t + \phi \right), \quad (4.15)$$

em que, t são os valores da variável independente (tempo em cada observação), A a amplitude, T o período e ϕ a fase.

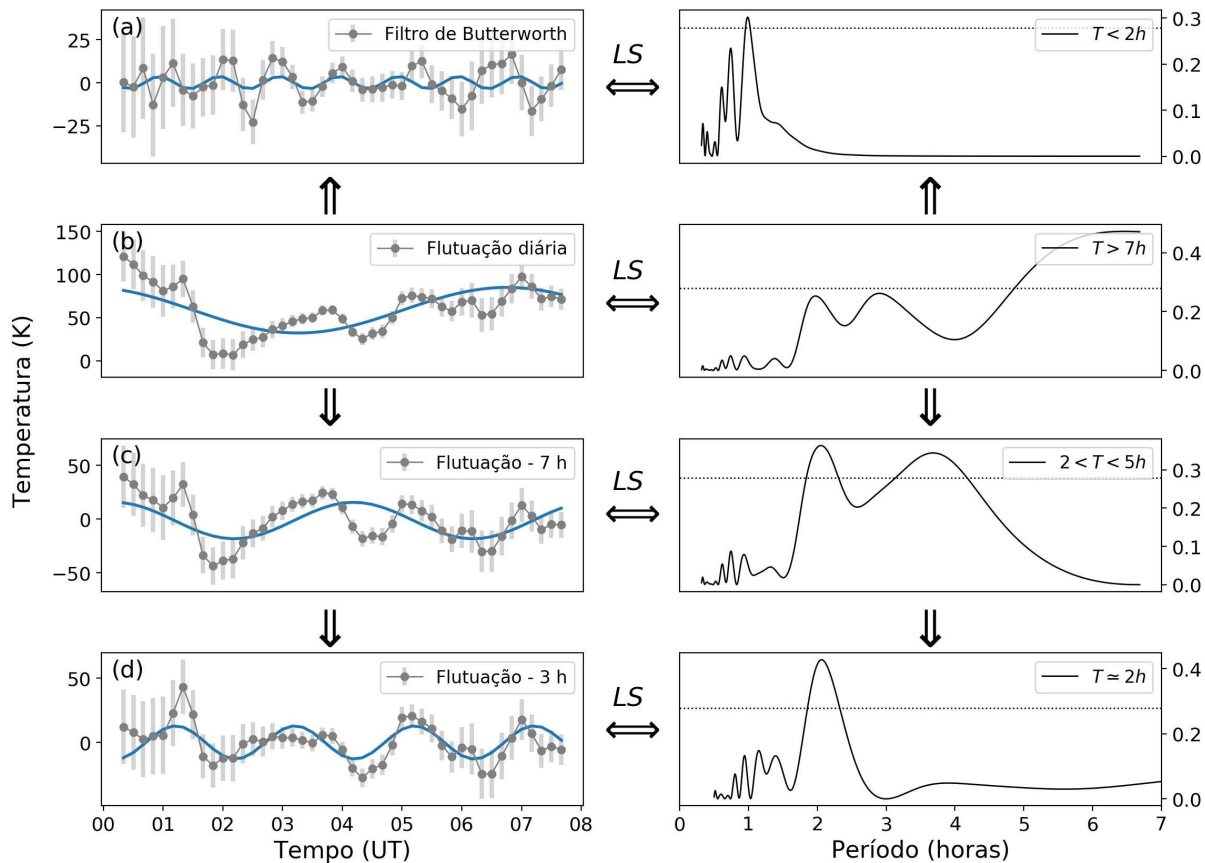
Este método é exemplificado na [Figura 23](#), em que os periodogramas de Lomb-Scargle, indicado pelas setas e "LS", são representados nos gráficos do lado direito. A linha tracejada, indica um nível de significância de 95% e os painéis do lado esquerdo representam os perfis de temperatura indicados pelos círculos em cinza. As linhas azuis contínuas representam os ajustes de mínimos quadrados obtidos pela [Equação 4.15](#), que indicam os períodos ajustados a fim de atenuar as oscilações maiores.

Eventualmente, quando não é eficaz, é utilizado um filtro passa-banda para períodos entre 30 minutos e 3 horas, discutido na [seção 4.3](#). Como exemplo, tem-se no painel (a) o filtro passa-banda aplicado diretamente às flutuações diárias. Para este caso o ajuste senoidal foi realizado com período fornecido pelo periodograma correspondente, o qual retornou valores entre uma e duas horas. O painel (b) exemplifica o uso do ajuste por análise harmônica, no qual temos as flutuações diárias e ao lado o periodograma de Lomb-Scargle correspondente. Nota-se que os períodos atingem valores maior que sete horas. Portanto, a linha azul indica o ajuste senoidal com período de sete horas, esse que foi extraído das medidas. Esse resultado é ilustrado no painel (c), que é repetido novamente.

Nota-se que os dois picos menores do periodograma anterior ficaram mais evidentes. Deste, são extraídos os harmônicos de cinco e três horas (não mostrado), tendo como resultado o painel (d). Observa-se que o periodograma de Lomb-Scargle resultou em um pico definido em torno de 2 horas, acima da linha de significância e os demais picos atenuados. O ajuste senoidal, neste caso, foi realizado com período fornecido pelo periodograma ao lado. Objetivou-se em selecionar as noites que apresentaram os periodogramas relativamente próximos a esta configuração. Posteriormente foi realizado a análise de ondaletas, que neste trabalho, teve o papel de corroborar esses resultados e identificar o instante na noite que essa oscilação ocorreu.

Um das dificuldades em observar assinaturas ondulatórias nas temperatura medidas pelo FPI, é identificar uma periodicidade semelhante nas quatro direções cardiais. Com base nisso, foi definido como critério de qualificação da noite os periodogramas de Lomb-Scargle, que apresentam 15% de semelhança nas quatro direções cardiais, que, por sua vez, resultarão no período médio $\bar{\tau}$, considerado o primeiro parâmetro de onda. Essa precaução é necessária, pois podemos afirmar que uma determinada onda passou integralmente pelo raio de observação do FPI, uma área aproximada de 500 km x 500 km.

Figura 23 – Procedimento de remoção dos harmônicos com período maiores. O lado esquerdo ilustra os diferentes perfis de temperatura, juntamente com o ajuste linear de mínimos quadrados e o do lado direito o seu respectivo periodograma de Lomb-Scargle. (a) Filtro passa-banda do tipo Butterworth, (b) Flutuações diárias (média mensal removida), (c) Flutuações com a remoção de um período de sete horas e (d) temos as flutuações com os harmônicos de cinco e três horas removidos.



Vale ressaltar que é comum obter periodogramas com períodos semelhantes e ultrapassando a linha de significância em duas ou três direções cardiais, por exemplo norte-sul-leste, que não serão levados em consideração pelo motivo ressaltado.

4.4.4 Determinação dos parâmetros das ondas de gravidade

Paulino (2012) descreve, na sua tese de doutorado, como determinar os parâmetros das GWs utilizando a técnica de keogramas, que investida GW com comprimentos de ondas maiores do que 100 km. Basicamente, são gráficos cortados nas direções meridional e zonal de imagens de aeroluminescência obtidas por imageador *All Sky*. Portanto, é possível estudar oscilações que ocorrem separadamente em cada uma dessas direções. Um dos procedimentos dessa técnica é determinar a diferença de fase em cada direção. Posteriormente, é realizado ajuste linear de mínimos quadrados com as fases de cada keograma, fases que são obtidas de uma análise harmônica com a forma de um cosseno

puro, mais detalhes dessa técnica pode ser encontrado na referida tese.

Na [Figura 24](#) são ilustrados os ajustes de mínimos quadrados que foram obtidos com as flutuações diárias filtradas. Os painéis superiores à esquerda são referentes a direção meridional, em que a linha azul representa o norte e a preta o sul. E os painéis superiores à direita, a direção zonal, em que a linha azul representa o leste e a preta o oeste, ambos os extremos estão separados por uma distância de 500 km, indexados por d_1 e d_0 . Já nos painéis inferiores, representam os ajustes lineares de mínimos quadrados para as respectivas fases em cada extremo e distância relativa².

Uma vez determinado o período médio nas quatro direções com o periodograma de Lomb-Scargle, obtemos a fase e amplitude de oscilação por intermédio da [Equação 4.15](#). Uma vez que, o período é fornecido em unidade tempo (horas), faz-se necessário converter a fase (radianos) em unidade de tempo. Como segue a relação [4.16](#):

$$\phi_{hora} = \frac{1}{2\pi} \phi_{radianos} \times \bar{\tau}, \quad (4.16)$$

sendo $\phi_{radianos}$ a fase obtida pelo ajuste senoidal e $\bar{\tau}$ é o período médio nas quatro direções.

As [Equações 4.17](#) e [4.18](#), fornecem o ajuste linear nas direções zonal (índice "x") e meridional (índice "y"), respectivamente.

$$d_x = a_0 + a_1 \phi_x, \quad (4.17)$$

$$d_y = b_0 + b_1 \phi_y, \quad (4.18)$$

em que, os índices "0" rotulam os coeficientes lineares e os índices "1" indicam os coeficientes angulares de cada reta. Os coeficientes angulares a_1 e b_1 são, respectivamente, as velocidades de fase zonal e meridional, ou seja, $a_1 = v_x$ e $b_1 = v_y$ ([PAULINO, 2012](#)). Dessa forma, os comprimentos de onda nas direções zonal e meridional podem ser expressos por:

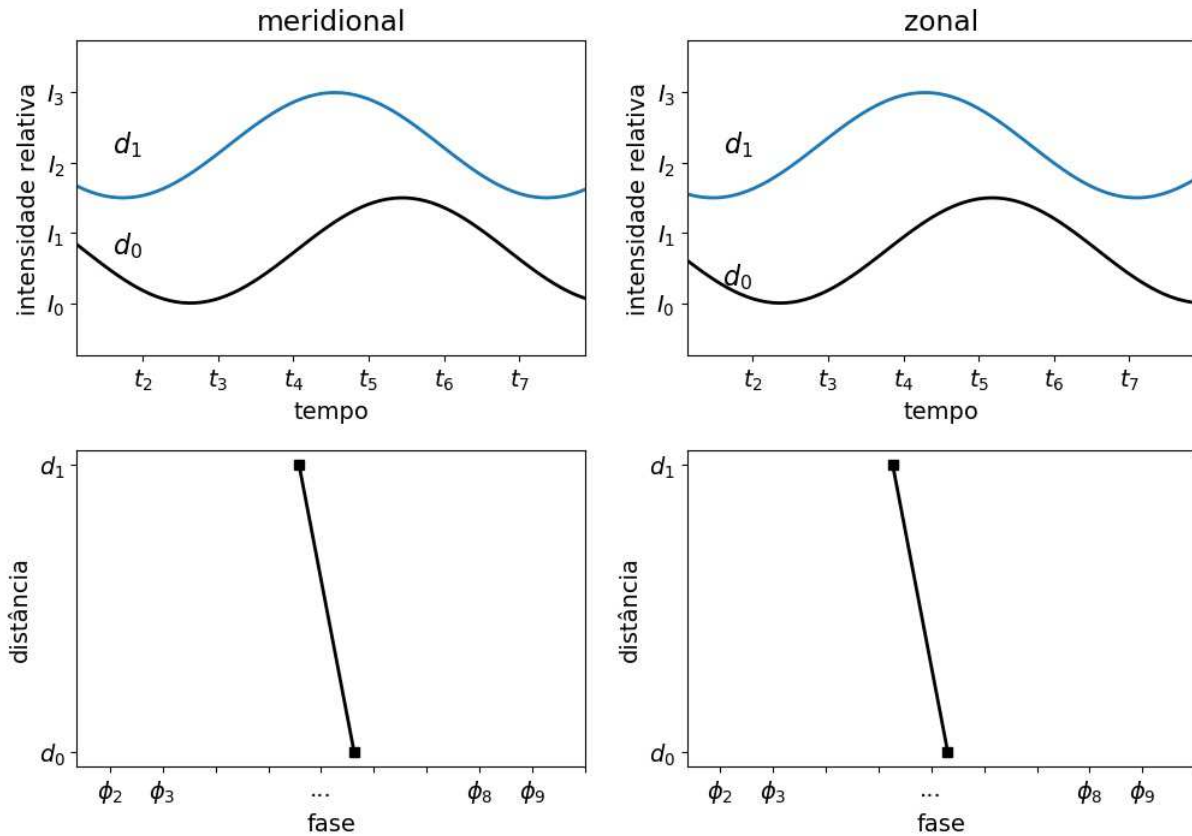
$$\lambda_x = v_x \tau \quad (4.19)$$

$$\lambda_y = v_y \tau \quad (4.20)$$

em que o τ é calculado pela média aritmética dos períodos obtidos nas quatro direções de observação. Com o resultado das [Equação 4.19](#) e [Equação 4.20](#), é calculado o comprimento de onda horizontal, λ_H , e a direção de propagação, α , definidos pelas [Equação 4.21](#) e [Equação 4.22](#), respectivamente

² Os extremos estão separados por uma distância de 500 km baseado na altitude de emissão do OI 630,0 nm e no ângulo de elevação da SkyScanner.

Figura 24 – Ilustração dos ajustes senoidais de mínimos quadrados aplicados às medidas de temperaturas filtradas para cada direção, indicados pelos painéis superiores. As linhas azuis indicam o norte e leste e as pretas o sul e oeste. Os painéis inferiores são referentes aos ajustes lineares baseados na distância relativa e nas fases de oscilação.



Fonte: Adaptado de Paulino (2012)

$$\lambda_H = \frac{\lambda_x \lambda_y}{\sqrt{\lambda_x^2 + \lambda_y^2}} \quad (4.21)$$

$$\alpha = \arccos\left(\frac{\lambda_H}{\lambda_y}\right) \quad (4.22)$$

Se a diferença de fase entre os dois componentes de uma direção for muito pequena, o comprimento de onda nessa direção é muito grande e o comprimento de onda horizontal resultante será, praticamente, o mesmo do comprimento de onda na direção de propagação oposta (PAULINO, 2012). Graficamente, temos uma regressão linear para dois pontos (leste-oste na direção zonal e norte-sul na meridional), sendo a distância relativa constante no eixo das ordenadas, e quanto menor a diferença de fase no eixo das abscissas, maior será a inclinação da reta, definida aqui como a velocidade de fase numa direção de propagação.

5 RESULTADOS E DISCUSSÃO

Neste capítulo, será discutido, o comportamento sazonal da temperatura ao longo do ano de 2013 e realizado um estudo de caso para a noite 04-05 de maio de 2013, em São João do Cariri, com o propósito de detalhar os métodos utilizados. Além disso, serão apresentadas as características das ondas de gravidade no total de noites estudadas, e realizar uma discussão sobre esses eventos.

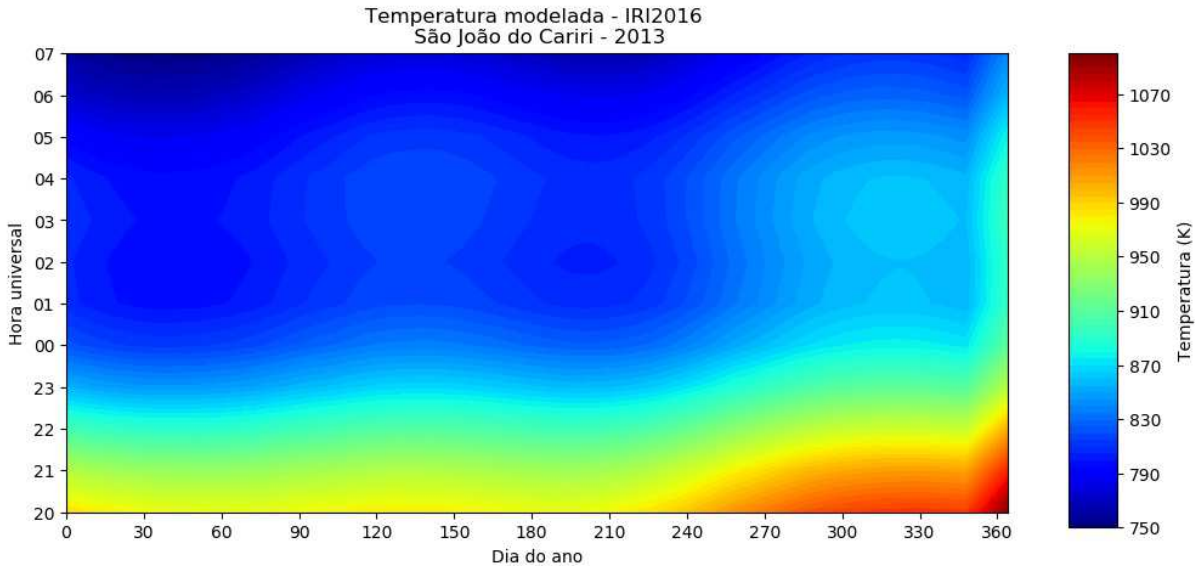
5.1 Temperatura neutra

A temperatura da termosfera é tipicamente em torno de 1000 K, devido à absorção de fótons de alta energia (UV e EUV) oriundos do sol. Enquanto o sol se põe, a temperatura começa a decrescer ao longo da noite, em aproximadamente 750 K. A entrada de radiação varia ao longo do ano, devido ao ângulo zenital solar, com altas temperaturas durante o verão local. Similarmente, o ciclo solar de 11 anos afeta as temperaturas ciclicamente. Em altitudes da região F (250 km), as temperaturas podem variar de 600 K no mínimo solar, a 1200 K no máximo solar.

Existe um comportamento anômalo nas medidas de vento neutro e na temperatura neutra, conhecido como MTM (sigla em inglês para, "*Midnight Temperature Maximum*"), que pode ser provocado pela variação sazonal das componentes terdiurna e semidiurna das marés ascendentes oriundas das regiões mais baixas da atmosfera. Este mecanismo transfere energia para o lado noturno da atmosfera, onde pode causar um aumento de temperatura por volta da meia-noite local. O MTM apresenta, como forma, amplitude e tempo de ocorrência, que são altamente variáveis durante curto período (dia a dia), bem como em um longo período (ano a ano, estação a estação, dentre outros intervalos.) (EMMERT et al., 2006; SPENCER et al., 1979; HERRERO et al., 1983; MERIWETHER et al., 2011).

A [Figura 25](#) ilustra a temperatura modelada para uma altitude de 250 km. Os valores foram fornecidos pelo modelo IRI-2007, para as coordenadas de São João do Cariri, referentes ao ano de 2013. No eixo vertical compreende de 23:00 a 07:00 UT, que é em média o período noturno de observação do instrumento. No eixo horizontal correspondente ao dia do ano e os contornos preenchidos ao da temperatura, variando de 751,5 a 1097,2 K. Observa-se uma tendência de decréscimo da temperatura ao longo da noite, semelhante às medidas observadas pelo FPI. No entanto, o modelo IRI-2007 não reproduz o comportamento da temperatura do MTM, como já foi observado por [Figueiredo et al. \(2017\)](#) em um estudo realizado para o ano de 2011 nos mesmos sítios de observação.

Figura 25 – Temperatura fornecida pelo modelo IRI-2007 para o ano de 2013, e foi alimentado com as informações de São João do Cariri. A Figura ilustra a evolução temporal do período noturno em função do dia do ano, com período condizente com o tempo de observação do FPI em UT.



As Figuras 26 e 27, ilustram as temperaturas medidas nas quatro direção cardiais para os doze meses do ano de 2013 em São João do Cariri e Cajazeiras, respectivamente. A linha preta contínua representa o valor médio das quatro direções e as barras de erro os desvios padrão em relação à média. Nota-se que as medidas são relativamente próximas uma das outras e tornando-se mais dispersas no final da noite, quando a emissão do OI 630,0 nm é mais fraca. Nota-se que em geral, o conjunto de medidas estão condizentes e boas para estudo.

Nota-se um padrão de decaimento da temperatura média no decorrer da noite nos dois sítios, iniciando-se às 20:00 UT com amplitudes variando de 900 e 1000 K chegando à 700 e 800 K no início da manhã, às 7:00 UT (em média). Observa-se um leve pico na amplitude em torno das 00 h em vários meses. As melhores medidas são aquelas obtidas no início da noite até as 03:00 UT, quando a emissão do OI 630,0 nm permanece mais intensa, como consequência ocorre um desvio maior das medidas em relação a média ao final da noite, devido à intensidade da linha vermelha do oxigênio atômico que diminui tornando as medidas menos precisas (PAULINO, 2012).

Em São João do Cariri, Figura 26, nota-se um padrão de MTM na primavera e no verão, com um pico às 23:00 UT em janeiro, após 01:00 UT em fevereiro e março e em torno das 00:00 UT de setembro a dezembro. Para Cajazeiras, Figura 27, os meses de ocorrência do MTM foram os mesmos de Cariri, na primavera e no verão. Nota-se, claramente, que os desvios padrão são bem maiores no final da noite para todos os meses apresentados, enquanto que nas primeiras horas da noite, as medidas estão bem menos

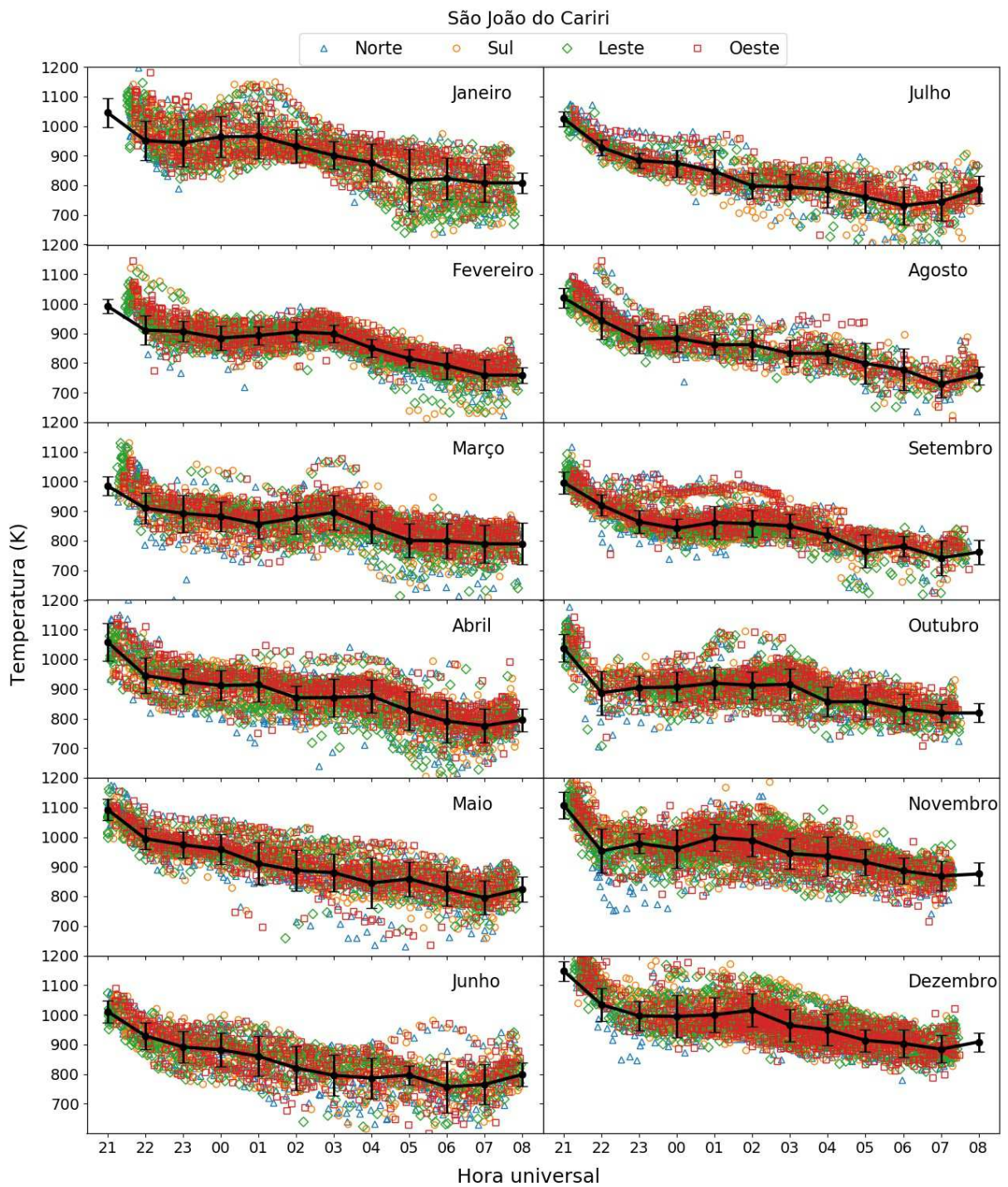


Figura 26 – Temperaturas medidas nas quatro direções cardiais e o valor médio (linha sólida) e os seus respectivos desvios padrões calculados para cada mês do ano de 2013 em São João do Cariri. Os triângulos azuis correspondem à temperatura medida ao norte, os círculos laranjas ao sul, os losangos verdes ao leste e os quadrados vermelhos ao oeste.

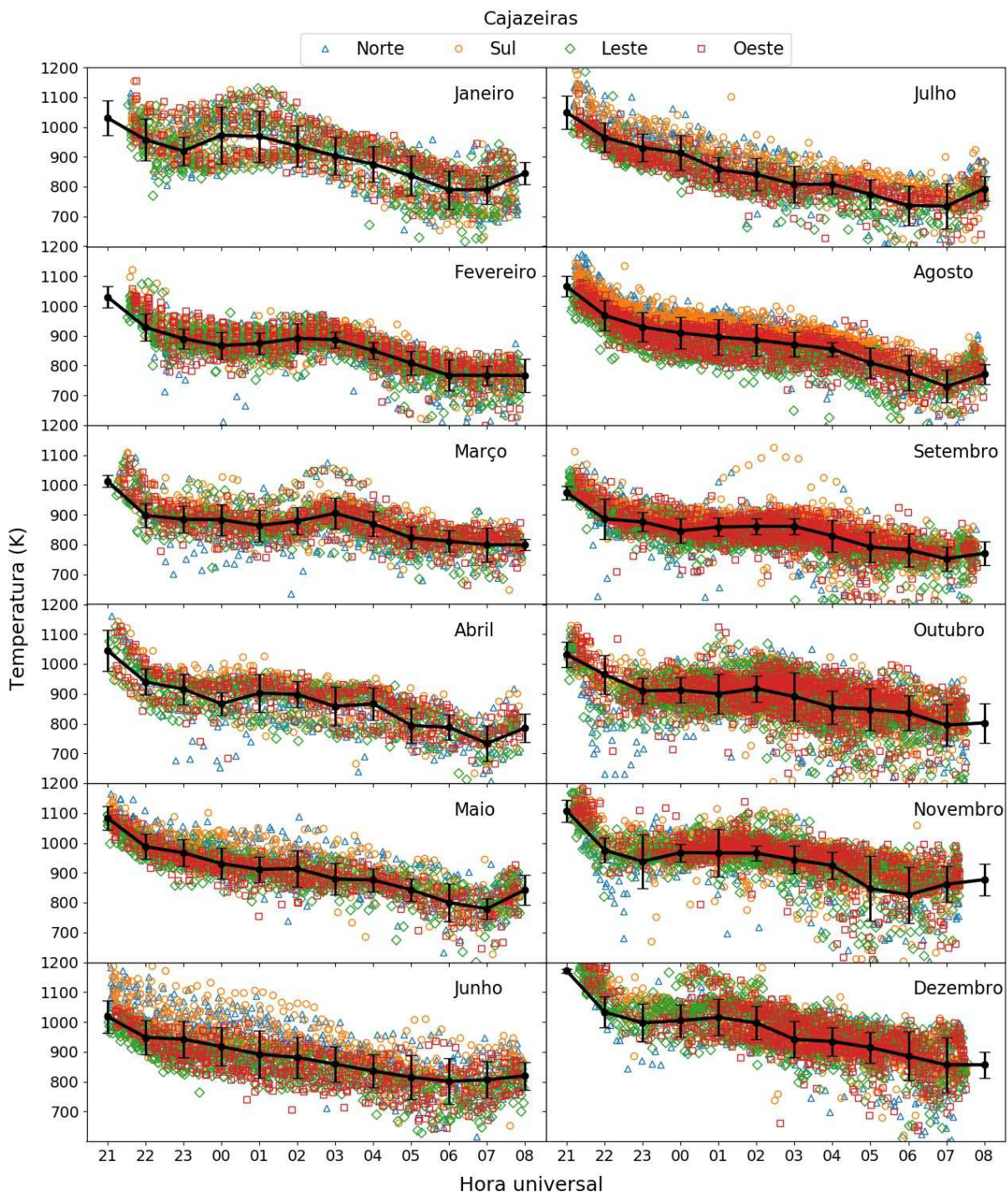


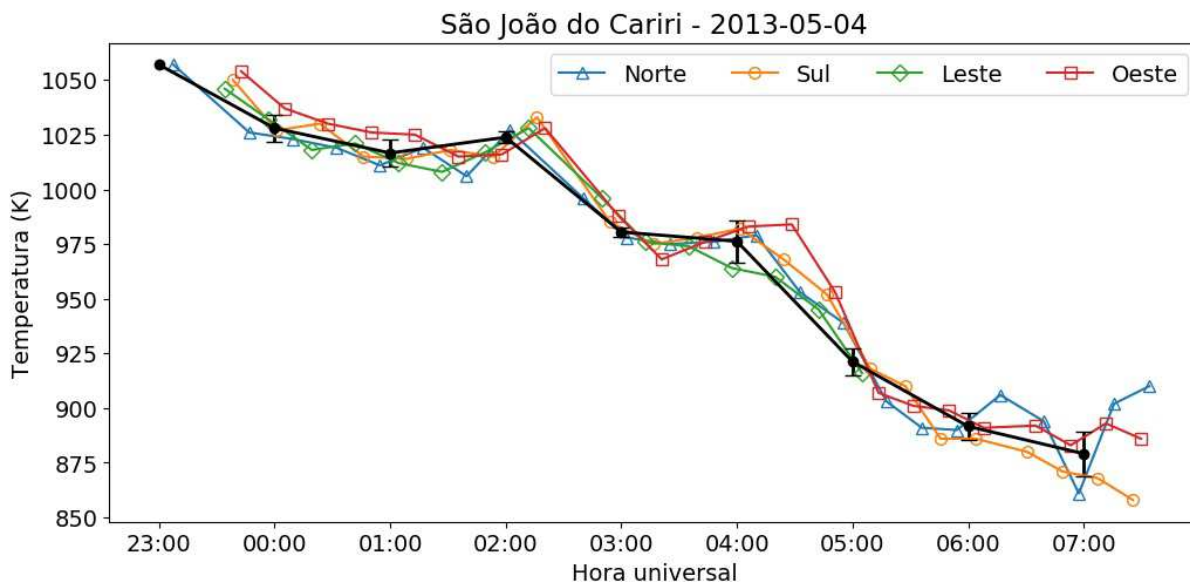
Figura 27 – Temperaturas medidas e os seus valores médios para Cajazeiras. Mesma descrição da Figura 26.

espalhadas em relação às curvas médias. [Meriwether et al. \(2011\)](#) afirmam que o vento meridional medido em Cajazeiras sopra em direção ao sul durante os meses de inverno no hemisfério sul (junho, julho e agosto), principalmente no início da noite, isso é, o período de maior ocorrência das ondas periódicas.

5.2 Estudo de caso: noite 04-05 de maio de 2013

A Figura 28 ilustra o comportamento da temperatura nas quatro direções cardeais em São João do Cariri. A linha preta sólida indica a média ao longo da noite 04-05 de maio de 2013. Observa-se que a temperatura possui basicamente o mesmo comportamento nas quatro direções, onde começa a decrescer por volta da uma hora da manhã e tende novamente a aumentar, devido a entrada de radiação solar, corroborando tanto aos resultados referentes os valores médios mensais observados (o mês de maio não apresentou o efeito do MTM), quanto aos fornecidos pelo modelo IRI-2007, discutido na seção anterior.

Figura 28 – Temperaturas horárias medidas em ambos sítios de observação e seus valores médios (linha sólida preta) calculada para a noite 04-05 de Maio de 2013 em São João do Cariri.

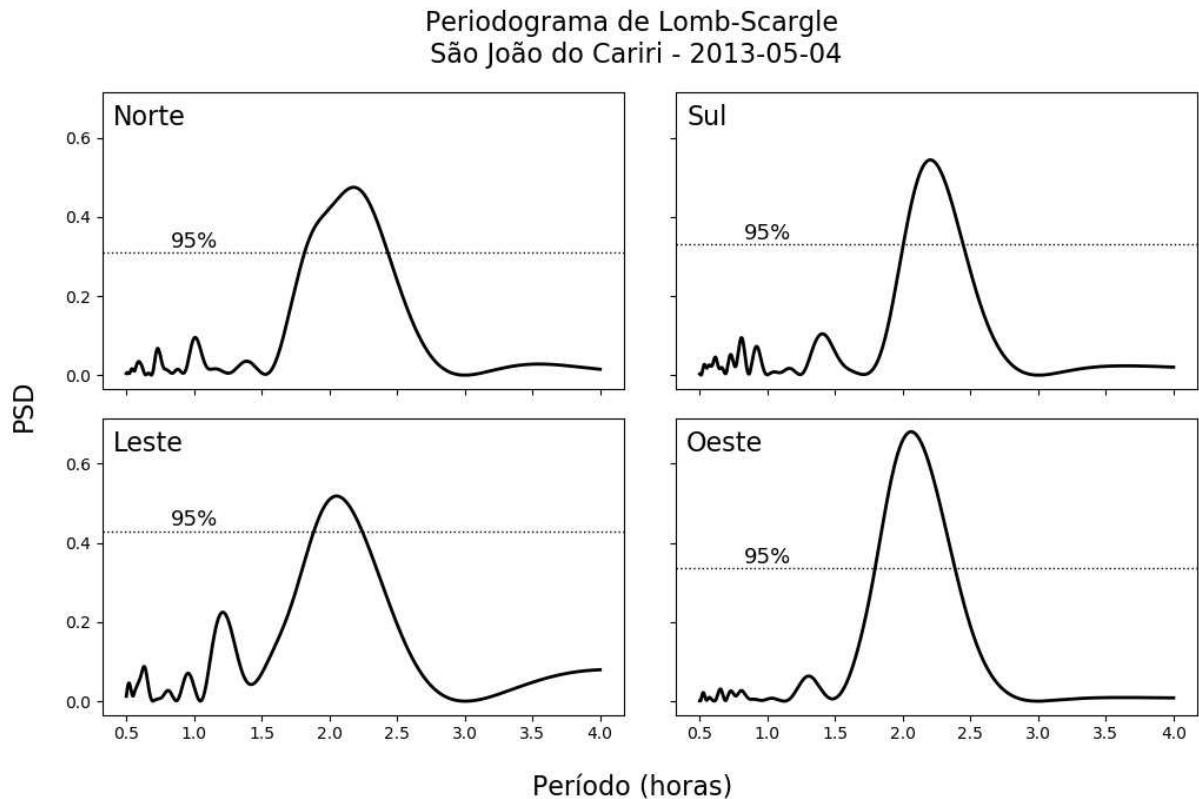


Para a noite em estudo o FPI de São João do Cariri iniciou o ciclo de medidas nos pontos do volume comum em torno das 23:00 UT, seguindo com as medições nas direções cardeais usuais. Os periodogramas aplicados nas flutuações diárias¹ para noite em análise, estão ilustrados na Figura 29, as linhas horizontais pontilhadas indicam o nível de confiança de 95%. Lembrando que foi definido um intervalo de períodos entre 0,5 e 3 horas, ou seja, abaixo ou acima desses valores, respectivamente, que não são de interesse no presente trabalho. Como pode ser visto no periodograma, os quatro picos referentes aos componentes das direções zonal e meridional obtiveram uma semelhança de 15%, critério para qualificação da noite, resultando em um período médio de 2,3 horas (138 minutos).

A Figura 30 apresenta o espectro obtido com a análise de ondaletas de Morlet, referente a temperaturas em São João do Cariri. As regiões em branco indicam a ausência de dados e as linhas de contorno pretas representam níveis de significância de 95%. Observa-

¹ Para este caso foram extraídos harmônicos com períodos de 7, 5 e 3 horas, discutido na subseção 4.4.3

Figura 29 – Periodograma de Lomb-Scargle aplicado às flutuações diárias filtradas (sem os harmônicos com períodos maiores).



se energia espectral depois de 01:00 UT, do dia 5 maio, com os núcleos de periodicidade em torno de 2 a 2,5 horas, com pouca variação entre as direções cardiais. De fato, essa análise corrobora os periodogramas discutidos anteriormente. Nota-se, também que a energia associada a periodicidade se estende ao longo da noite de observação.

Observa-se na [Figura 31](#) as flutuações diárias nas medidas de temperatura, que são indicadas pelas linhas cinza; as flutuações diárias sem as oscilações maiores, que foram removidas, indicada pela linha preta e o ajuste senoidal de mínimos quadrados, calculado pela [Equação 4.15](#), representando a onda reconstruída (curva azul). A amplitude média foi de 10,66 K e nota-se claramente a quantidade coincidente de revoluções nas quatro direções de observação. Com relação ao período médio (2,13 horas), obteve-se 3 no norte, sul e no oeste e, aproximadamente 1,5 horas no leste (devido a falta de dados). Os parâmetros de ondas foram calculados com as equações discutidas na [subseção 4.4.4](#), e comprimento de onda horizontal foi de 408,81 km; com direção de propagação foi $56,39^\circ$, ou seja, para nordeste; enquanto a velocidade de fase horizontal, dada por $C_H = \lambda_H/\tau$ foi $191,92 \text{ kmh}^{-1}$ ($53,31 \text{ ms}^{-1}$).

A [Figura 32](#) ilustra a análise de ondaletas referente à fase, calculada pela [Equação 4.12](#), que evidencia a barra de cores corresponde à energia espectral média em cada direção. Nota-se uma corroboração dos resultados apresentados pelo ajuste de mínimos

Figura 30 – Espectro de ondaleta aplicado às flutuações filtradas (sem os harmônicos de períodos superiores) em cada direção de observação. A linha de contorno preta indica um nível de significância de 95%.

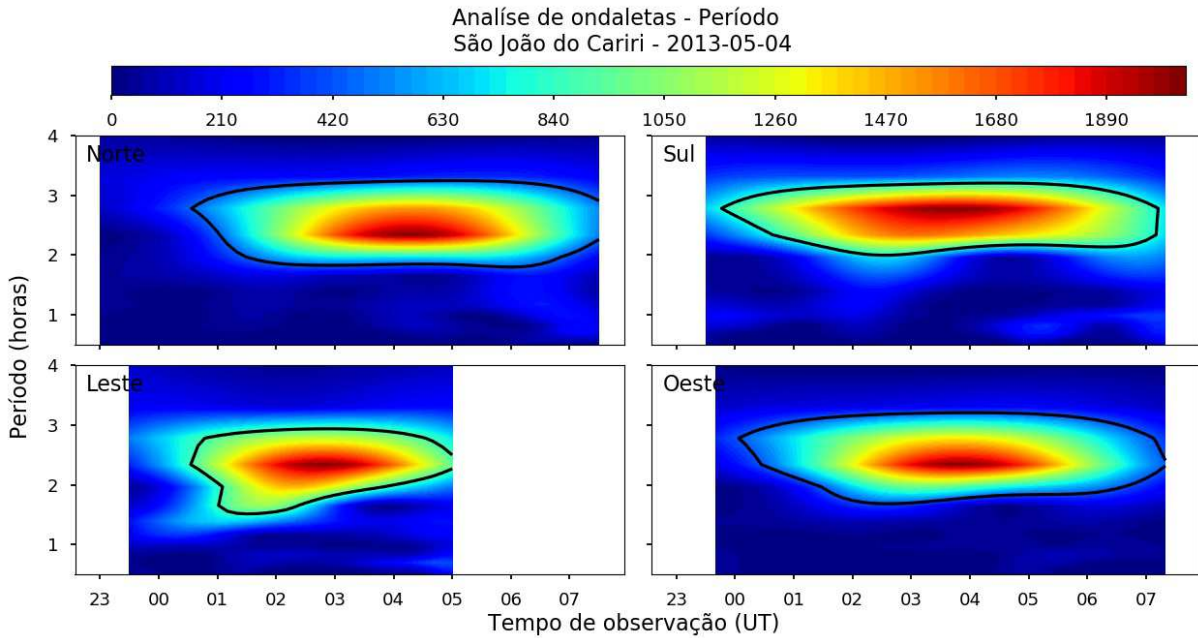
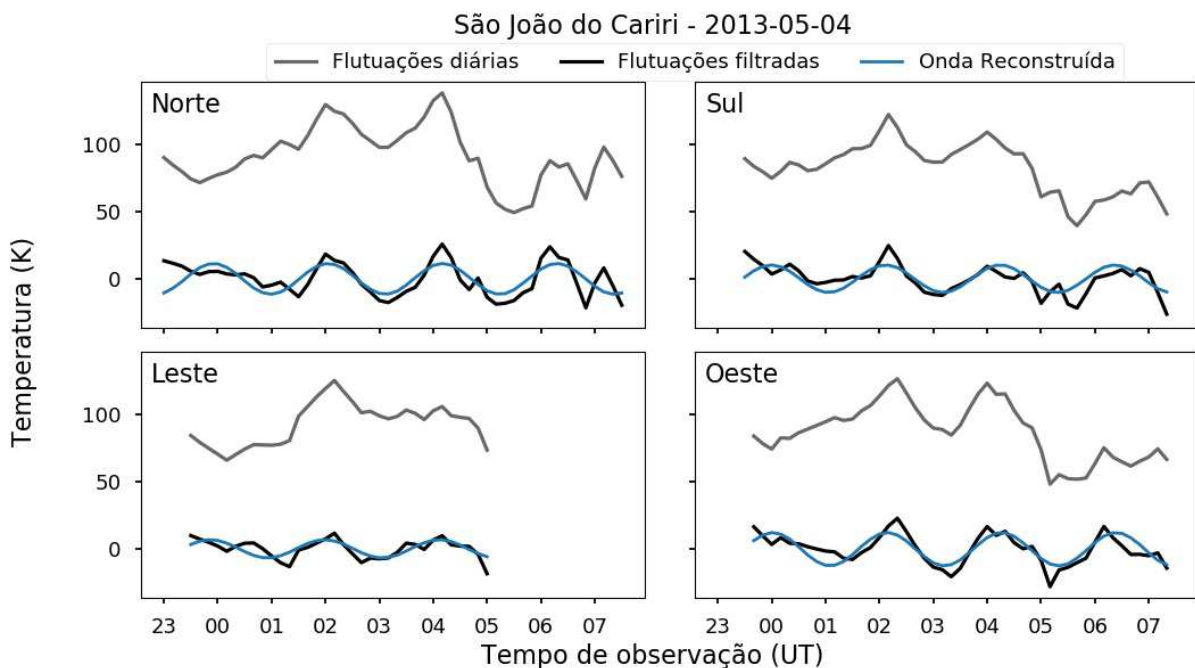


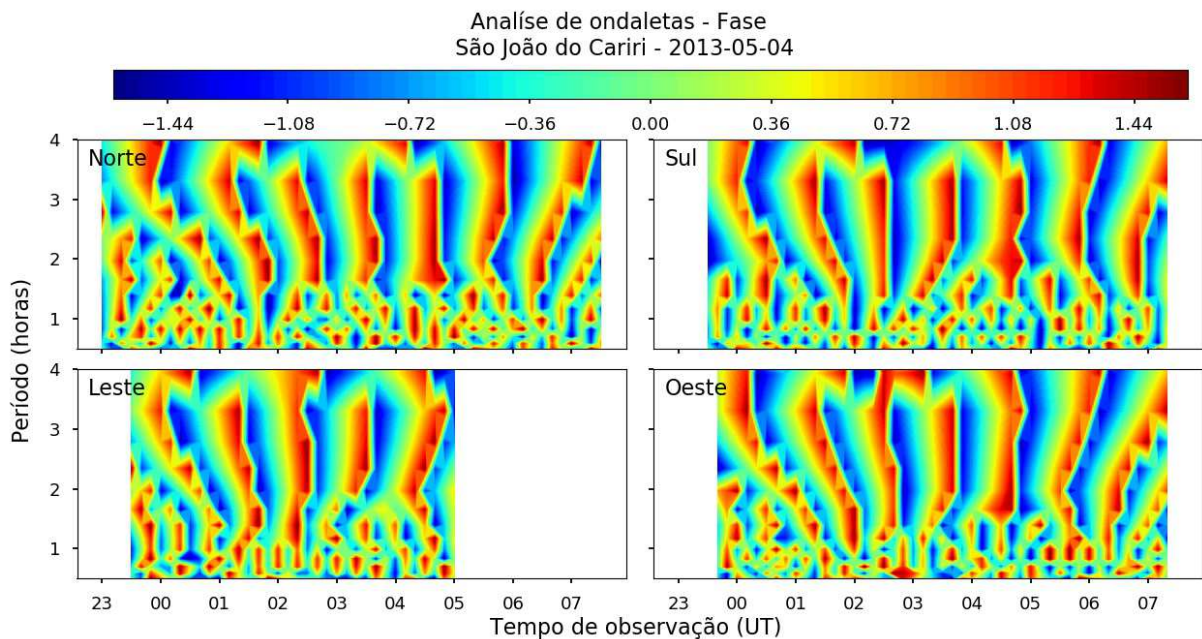
Figura 31 – Perfis de temperatura no dia 04-05 de Maio de 2013 em São João do Cariri nas quatro direções cardiais. A linha cinza representam as flutuações diárias, as linhas na cor preta as flutuações diárias filtradas (sem as oscilações de períodos superiores). As linhas azuis, o ajustes senoidais de mínimos quadrados, indicando a onda reconstruída com período médio de oscilação.



quadrados, evidenciados nos resultados da [Figura 31](#). Observa-se a relação entre os máximos e mínimos coincidentes entre as direções. Podemos observar algo semelhante na [Figura 33](#), referente à amplitude, calculada pela [Equação 4.13](#). Os valores da energia espectral indicados pela barra de cores apresentaram valores maiores que os resultados obtidos na [Figura 31](#), com amplitude média de 40 K.

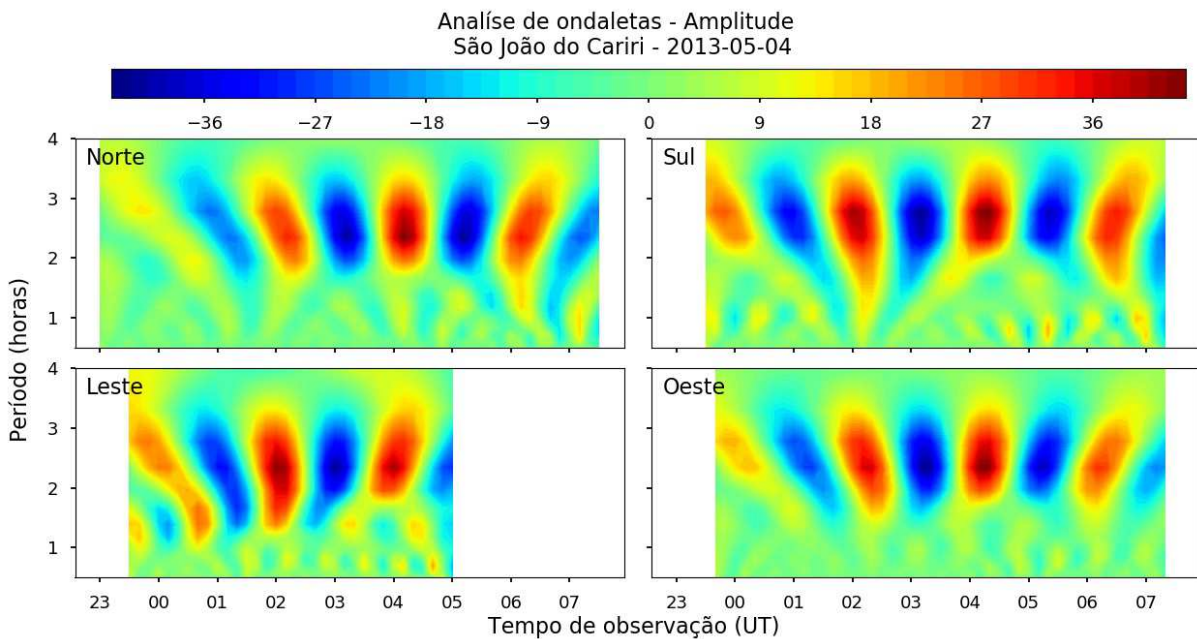
Uma distinção relevante entre as ondas de gravidade e marés atmosféricas é que a onda terá uma mudança de fase sob uma área pequena (como é o caso do raio de observação FPI), enquanto que a maré permanecerá constante. Também a onda de gravidade pode se dissipar parcialmente sobre pequenas distâncias, como é o caso dos pontos de observação do FPI. De forma contrário, a maré atmosférica que deveria ter amplitude aproximadamente constante sobre cada direção de visão do FPI ([FORD, 2006](#)).

Figura 32 – Espectro de ondaletas referente à energia espectral da fase para as quatro direções de observação.



Deve ser apontado que o evento estudado não está relacionado a condições geomagnéticas perturbadas, na qual a noite foi considerada geomagneticamente calmas, $Kp = 2$. O fluxo médio ao longo da semana do evento foi classificado como um período de atividade solar ascendente, pois ficou compreendido entre $F_{10,7} = 70 \times 10^{-22} W m^{-2} Hz^{-1}$ a $170 \times 10^{-22} W m^{-2} Hz^{-1}$ ([PIMENTA et al., 2008a](#)). Segundo [Hunsucker \(1982\)](#) a onda pode ser classificada com um distúrbio ionosférico de média escala, MSTID de acordo com a escala do comprimento de onda horizontal calculado (centenas de quilômetros) e período de onda (< 3 horas). É condizente com os resultados apresentados por [Pimenta et al. \(2008a\)](#) em observações de MSTIDs bandas escuras no qual se apresentaram nas mesmas condições da respectiva noite. Em seus resultados as estruturas bandas escuras se propagaram de

Figura 33 – Espectro de ondaletas referente a amplitude da energia espectral para as quatro direções de observação.



sudeste para noroeste, diferente dos resultados aqui encontrados.

No entanto é necessário fazer um estudo do vento neutro e as flutuações do campo elétrico para uma validação mais precisa. Kelley e Fukao (1991) mostraram que a taxa de crescimento determinada por Perkins é consideravelmente maior durante as condições de atividade solar mínima, pois a taxa de crescimento da instabilidade Perkins é inversamente proporcional a frequência de colisão íons-neutros. Em períodos de alta atividade solar, a ionização de altitudes comparáveis da região F aumenta consideravelmente, consequentemente a frequência de colisão íon-neutro, fazendo com que a instabilidade (geração de MSTIDs) seja baixa nesses períodos.

5.3 Parâmetros observados das ondas de gravidade

Após a análise do total de noites disponíveis para a análise nos dois sítios, foi possível estudar 27 eventos de ondas de gravidade em São João do Cariri e 14 em Cajazeiras durante o ano de 2013. Deve-se lembrar que foram selecionadas as noites que apresentaram periodicidade com 15% de semelhanças nas quatro direções. Nas Tabelas 4 e 5 estão disponibilizados todos os eventos das ondas observadas juntamente com os seus respectivos períodos médios (τ), comprimentos de onda horizontal (λ_H), obtidas pela Equação 4.21, direções de propagação (α) calculada pela Equação 4.22. Os valores de τ e λ_H foram usados para estimar a velocidade de fase horizontal ($C_H = \lambda_H/\tau$), seguindo as mesmas etapas apresentadas no estudo de caso na Seção anterior. Também é especificado o índice,

K_p , e fluxo solar, $F_{10,7}$ para cada respectiva noite.

Tabela 4 – Parâmetros calculados das ondas de gravidade detectadas em Cajazeiras durante o ano de 2013.

Data	λ_H (km)	α (°)	τ (min)	Amplitude (K)	c_H (m/s)	K_p	$F_{10,7}$
2013-01-15	23.84	178.92	79.35	85.87	5.01	1	137.1
2013-02-01	373.05	0.72	40.98	9.31	151.72	2	111.9
2013-03-10	475.55	132.36	50.46	8.11	157.07	1	119.8
2013-03-16	509.46	174.90	64.26	9.20	132.14	7	125.7
2013-04-10	629.89	167.66	138.90	10.77	75.58	0	137.1
2013-05-10	509.56	79.71	151.56	16.64	56.03	0	136.5
2013-06-22	226.71	177.36	125.38	35.93	30.14	5	128.1
2013-07-04	138.56	29.98	150.03	21.60	15.39	2	140.7
2013-10-03	213.04	56.95	147.12	20.19	24.13	0	109.2
2013-10-12	520.28	62.98	35.98	14.33	240.97	0	129.3
2013-10-26	903.58	97.16	52.86	42.74	284.90	0	167.0
2013-11-20	175.71	88.42	72.07	44.97	40.63	0	141.3
2013-12-08	401.29	4.55	35.80	28.51	186.80	0	168.3
2013-12-14	188.28	36.95	51.36	19.72	61.10	1	156.3

A [Figura 34](#) ilustra os histogramas referentes aos períodos estimados em (a), em São João do Cariri. A maioria dos períodos se concentraram maiores que 140 minutos (> 2 hr), configurando uma inclinação para a direita do gráfico, a média foi de $\simeq 115,57$ minutos e desvio padrão de $\simeq 34,44$ minutos. Já em (b) Cajazeiras, teve um comportamento na distribuição semelhante aos dos comprimentos de onda, [Figura 35](#). O período médio encontrado foi de 85 minutos com desvio padrão de $\simeq 23$ minutos. Os períodos menores do que 60 min foram determinados com a aplicação do filtro passa banda nas flutuações diárias, que, de certa maneira, realçou as oscilações menores presentes nas medidas de temperatura neutra.

[Ford et al. \(2008\)](#) realizaram uma análise estatística das GWs observadas na região de KEOPS (latitude: $67,8^\circ\text{N}$, longitude: $20,4^\circ\text{L}$) durante o período de 2005-2006. Os autores tiveram como resultados histogramas dos períodos encontrados de medidas de temperatura, valores compreendidos entre 0 a 8 horas. A justificativa para a possibilidade de encontrar períodos maiores que 5 horas (o que não foi possível no presente trabalho) é devido à duração do período noturno em latitudes próximas à calota polar, que em determinadas épocas do ano são consideravelmente maiores do que em médias latitudes.

A [Figura 35](#) mostra os histogramas dos comprimentos de onda horizontais observados nas duas localidades. Em São João do Cariri, os valores se distribuíram bem em torno do comprimento de onda médio ($\simeq 444,72$ km), com número maior de eventos entre 400-500 km, sendo mostrado também seu desvio padrão de ($\simeq 228,31$ km). Para Cajazeiras, a mesma distribuição de eventos foi observada para comprimentos de onda

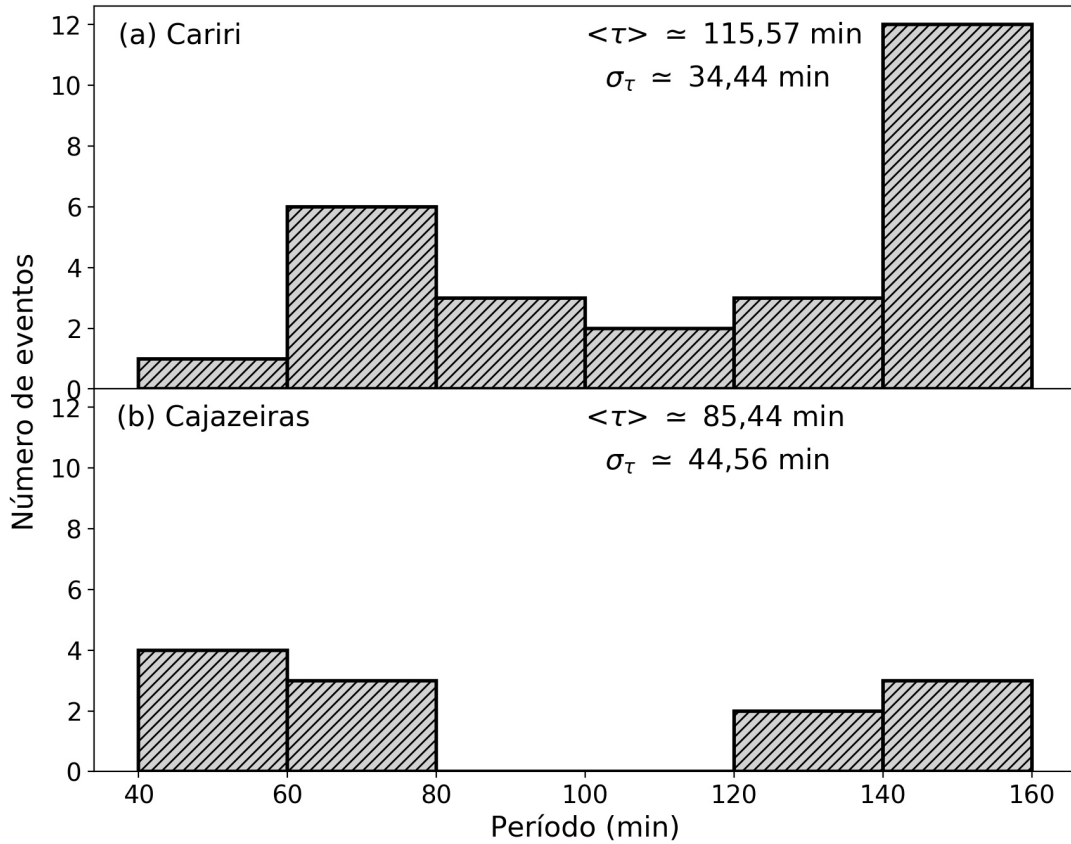
Tabela 5 – Parâmetros calculados das ondas de gravidade detectadas em São João do Cariri durante o ano de 2013.

Data	λ_H (km)	α (°)	τ (min)	Amplitude (K)	c_H (m/s)	K_p	$F_{10.7}$
2013-01-04	589.94	21.49	77.18	7.67	127.40	0	145.2
2013-01-09	407.66	128.77	144.68	7.99	46.96	0	174.1
2013-01-14	630.35	130.42	148.78	7.92	70.61	1	139.8
2013-02-02	589.46	76.70	137.66	6.14	71.37	1	111.1
2013-02-12	325.50	41.00	144.34	15.26	37.58	3	100.4
2013-03-01	492.70	33.71	133.84	18.17	61.35	4	111.1
2013-03-30	702.89	53.27	149.22	5.53	78.51	0	113.3
2013-04-14	938.87	23.82	43.20	5.63	362.22	1	113.3
2013-04-24	280.81	168.16	96.79	12.78	48.35	3	119.7
2013-05-04	408.81	56.39	128.23	10.66	53.13	2	137.0
2013-05-07	746.54	126.72	72.91	3.85	170.64	1	126.8
2013-06-18	413.83	138.94	150.52	15.71	45.82	0	123.3
2013-07-16	212.93	60.01	63.90	8.97	55.54	0	111.2
2013-07-19	334.50	91.95	149.37	15.80	37.32	1	112.4
2013-07-30	831.34	179.83	69.84	5.08	198.39	0	108.6
2013-08-22	18.63	39.51	65.20	130.69	4.76	4	124.0
2013-08-24	43.40	31.33	92.08	86.40	7.85	1	112.5
2013-09-04	210.36	103.33	150.23	17.10	23.34	0	110.1
2013-09-06	533.16	87.37	149.25	8.26	59.54	0	98.5
2013-09-12	304.67	35.20	106.38	6.54	47.73	2	91.6
2013-09-24	447.30	137.86	83.73	7.96	89.04	0	111.1
2013-10-28	420.30	139.80	143.94	9.28	48.67	1	152.8
2013-11-24	430.30	120.82	144.40	9.76	49.66	0	119.2
2013-11-29	726.58	98.98	78.84	7.90	153.60	2	131.3
2013-11-30	144.79	121.54	144.38	13.18	16.71	2	130.6
2013-12-13	225.03	172.49	108.65	11.22	34.52	0	163.3
2013-12-22	596.82	88.90	142.83	11.14	69.64	0	138.0

entre 100 e 300 km e entre 400 e 600 km, porém sem valor estatístico, visto que a amostra é pequena.

Apesar de ter uma quantidade inferior de noites, o comprimento de onda médio obtido em Cajazeiras, de $\simeq 377,77$ km e desvio padrão de $\simeq 225,89$ km, valores próximos aos encontrados para São João do Cariri. Vale ressaltar que os comprimentos de onda estão diretamente relacionados com a diferença de fase entre os extremos de cada direção, pois o resultado da fase pode se alterar em uma mesma noite de observação, simplesmente pela escolha dos períodos ajustados durante a análise harmônica, que é, de fato um procedimento subjetivo. Não ocorreu uma relação de linearidade com os períodos, diferentemente do que ocorre em imagens de aeroluminescência como é mostrado por [Paulino \(2012\)](#), em que nos seus resultados apresentam uma boa correlação entre períodos e comprimentos de onda observados.

Figura 34 – Histograma dos períodos observados. O valor médio da grandeza está simbolizado por $\langle \rangle$ e o desvio padrão da média será ilustrado por σ , e em todos os subsequentes terão a mesma caracterização.

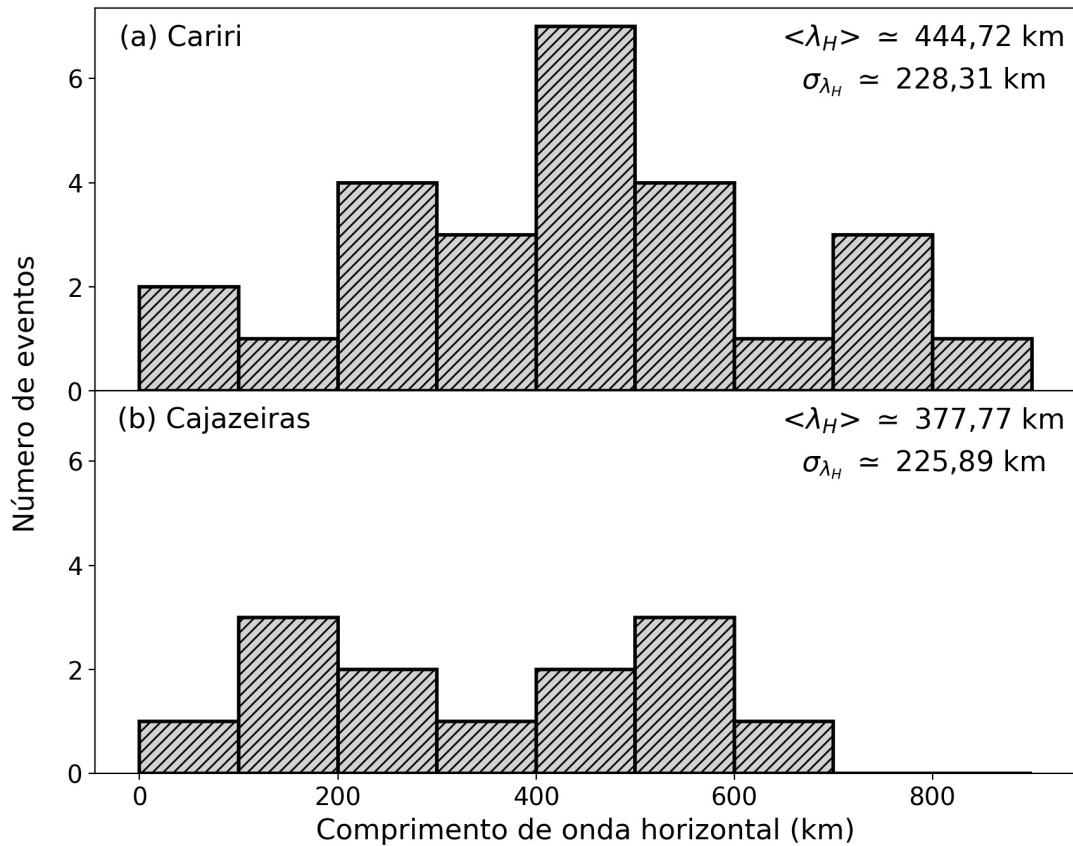


As amplitudes das ondas são mostradas na [Figura 36](#). Em (a) São João do Cariri tivemos uma amplitude média de 17,28 K e um desvio padrão de 26,78 K e em (b) Cajazeiras, uma média de 26,28 K e desvio padrão de 20,28 K. Em ambas as localidades a maioria das ondas tiveram amplitudes menores que 20 K e apenas dois eventos maiores que 80 K em Cariri e um em Cajazeiras. As amplitudes foram extraídas pelo ajuste senoidal de mínimos quadrados.

5.3.1 Direção de propagação

A velocidade de fase horizontal e a direção de propagação de todos os eventos são mostradas na [Figura 37](#) em (a) São João do Cariri e (b) Cajazeiras. As isolinhas tracejadas indicam a mesma velocidade com espaçamento de 50 m/s. Em São João do Cariri, tivemos uma velocidade de fase horizontal média de 76,68 m/s, e um desvio padrão de 72,43 m/s, enquanto que em Cajazeiras obteve-se uma velocidade de fase horizontal média de 104,4 m/s e desvio padrão de 85,64 m/s. No geral, o comportamento dos histogramas foram semelhantes com uma inclinação para a esquerda, indicando que a maior parte dos eventos foram menores que 200 m/s, com apenas uma velocidade maior que 350 m/s em Cariri e dois eventos maiores 200 m/s em Cajazeiras.

Figura 35 – Gráfico de histograma dos comprimentos de onda horizontais observados em (a) São João do Cariri e (b) Cajazeiras. Os símbolos mostrados nesta figura têm a mesmo significado da Figura 34



A maioria das ondas se propagaram para norte, nordeste, leste e sudoeste, cuja anisotropia é semelhante aos trabalhos de Paulino et al. (2018) e Paulino et al. (2016), em análises de ondas de gravidade observadas em imagens da aeroluminescência do OI 630,0 nm, que normalmente, tem pico de emissão localizado cerca de uma altura de escala abaixo do máximo da região F (TAKAHASHI et al., 1990). Essa anisotropia é condizente com a teoria da propagação de MSTIDs na região equatorial com a preferência de propagação entre nordeste e sudeste. Contudo, é necessário cautela na interpretação dos resultados encontrados, pois da mesma forma que o comprimento de onda horizontal a direção de propagação está relacionada com a diferença de fase entre as direções, que, de certa maneira, os tornam parâmetros variáveis em diferentes análises para a mesma noite.

Figura 36 – Histogramas das amplitudes observadas. Mesma descrição que a Figura 34.

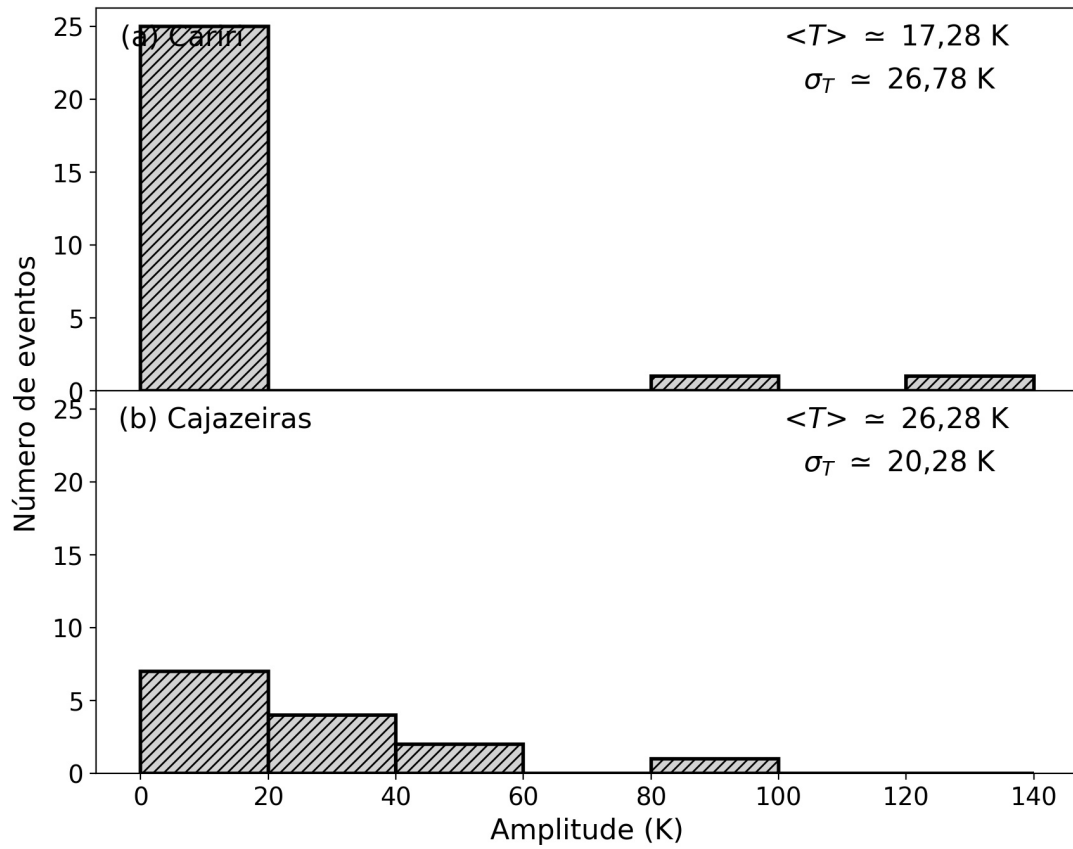
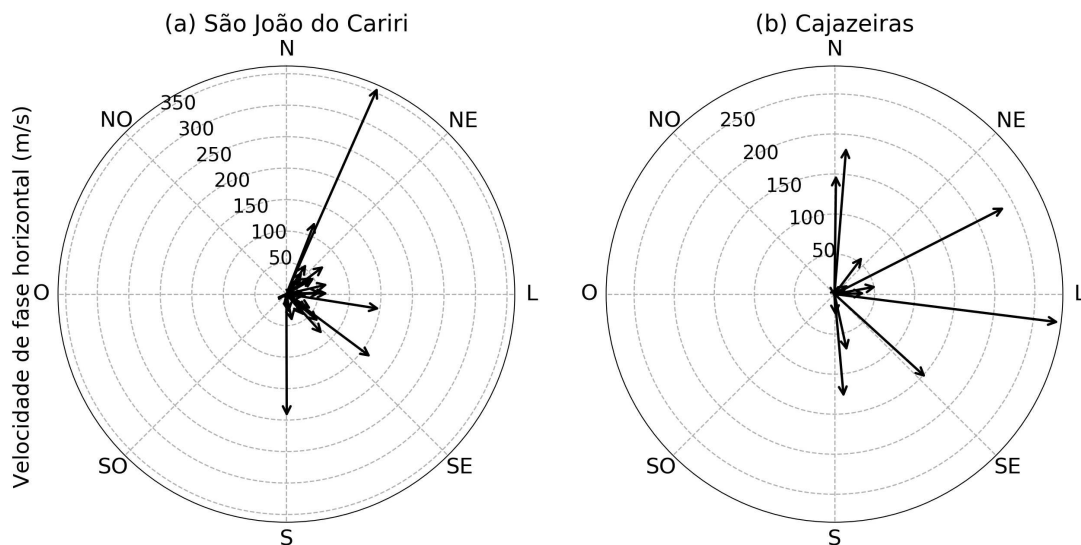


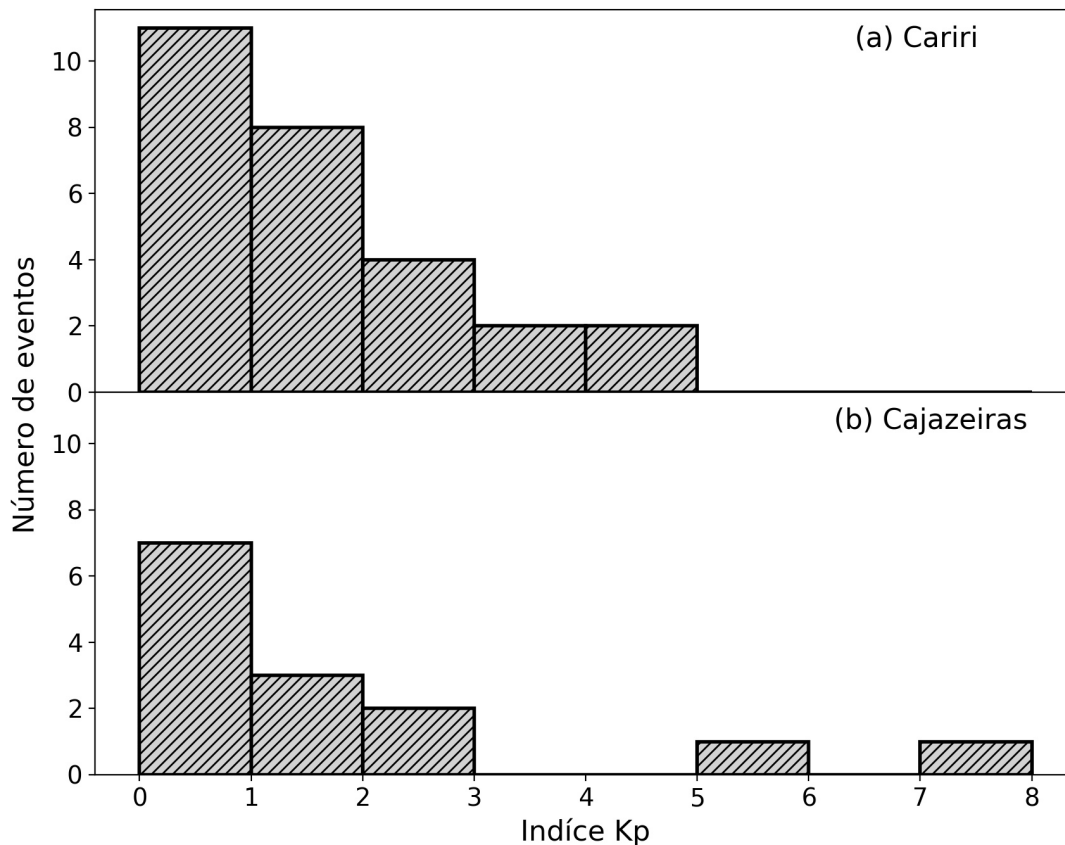
Figura 37 – Diagrama dos vetores das velocidade de fase horizontais e as suas direções de propagação para (a) São João do Cariri e (b) Cajazeiras. Os círculos representam uma isolinha de 50 m/s, cada.



5.3.2 Influência da atividade magnética e solar

A [Figura 38](#) mostra as médias diárias do índice de atividade magnética (K_p), relacionadas com cada evento das ondas observadas durante o ano 2013. A maioria dessas ondas periódicas foram analisadas durante condições geomagnéticas calmas e o número dos eventos de ondas foram independentes de K_p para $K_p = 0$ a 5, apenas dois eventos em Cajazeiras ocorreram para condições em que K_p foram maiores que 5 e 7, classificando a noite como ativa, este último indica uma tempestade magnética bastante intensa. Isso sugere que os eventos ocorreram predominantemente durante baixa atividade magnética ([PAULINO et al., 2016](#)).

Figura 38 – Distribuição das GWs de acordo com a atividade geomagnética.



Como foi ilustrado nas [Figura 9](#) e [Figura 10](#), o ano de 2013 foi essencialmente calmo com apenas dois dias com um índice DST menores do que 100 nT. Portanto não foi observado um evento em um dia geomagneticamente perturbado. Em relação ao fluxo solar, o ano foi caracterizado com períodos de atividade solar baixa e ascendente, semelhante ao período estudado por [Pimenta et al. \(2008a\)](#), que observaram a propagação de MSTIDs bandas escuras. Contudo, é necessário informações adicionais sobre as condições do clima espacial na região ionosférica equatorial, a fim de investigar as fontes dessas possíveis oscilações periódicas.

6 Conclusões

Neste capítulo são apresentadas as principais conclusões deste trabalho e feitas algumas recomendações para trabalhos futuros, sendo possível ser utilizadas as técnicas aqui apresentadas.

6.1 Principais conclusões

Com medidas de temperatura obtidas pelos FPIs localizados em Cajazeiras e São João do Cariri foram extraídas as flutuações diárias nas quatro direções cardiais. Para identificar as periodicidades presentes as técnicas do periodogramas de Lomb-Scargle e a análise de Ondaletas foram aplicadas. Nas análises das ondas, foram considerados apenas os eventos em que foram verificados uma semelhança de 15% nas direções zonal e meridional. Quando não foi possível obter períodos satisfatórios foi aplicado o filtro passa-banda do tipo Butterworth.

Posteriormente foi aplicado a técnica semelhante à análise de keogramas em imagens de aeroluminescência realizada por [Paulino \(2012\)](#), para obter parâmetros de onda, como: comprimento de onda horizontal, velocidade de fase e direção de propagação. Foi possível identificar um total de 27 eventos para São João do Cariri e 14 em Cajazeiras entre janeiro e dezembro de 2013. As principais conclusões deste trabalho são as seguintes:

1. A complexidade, que consiste em extrair as flutuações diárias dos dados de temperatura está relacionada com a escolha dos períodos para os sucessivos ajustes senoidal. Devido ao comportamento da temperatura neutra ser semelhante em todas as direções, é possível realizar os ajustes de curva com períodos preestabelecidos iguais para todas direções, no entanto por se tratar de uma escolha subjetiva, é possível obter resultados diferentes para a mesma noite de observação.
2. Uma vez que os interferômetros observam pontos no céu noturno em intervalos de tempo diferentes, não foi possível uma relação de linearidade de comprimento de onda horizontal com os períodos observados.
3. Eventualmente foi possível determinar ondas com período menores que uma hora, aplicando o filtro passa-banda (entre 30 minutos e 4 horas) quando os métodos primários não foram satisfatórios.
4. As ondas determinadas ficaram numa faixa de período entre 40 e 160 minutos ($< 3h$) e comprimento de onda entre 50 e 800 km. Segundo [Hunsucker \(1982\)](#), os eventos podem ser classificados como TIDs manifestadas pelas GWs de larga escala.

Porém é necessário utilizar mais dados de outros instrumentos para confirmar essas perturbações.

5. Foi identificada uma anisotropia nas direções preferenciais de propagação das GWs, que ao longo do ano predominaram entre nordeste e sudeste em ambos sítios de observação. Não foi possível fazer uma caracterização para cada estação (ou época) do ano, devido a uma pequena distribuição dos eventos dentro do conjunto de dados analisados.
6. A taxa de ocorrência das ondas estudadas foram em dias magneticamente calmos ($K_p < 5$), descartando a atividade magnética como manifestações por distúrbios ionosféricos.

6.2 Trabalhos futuros

Durante a execução deste trabalho de dissertação, alguns problemas não foram resolvidos, possibilitando a realização de trabalhos futuros que podem ser complementados aos presentes resultados e contribuir com os avanços científicos nessa área. Não foi possível confirmar as possíveis fontes das ondas de gravidade apresentadas.

Em resultados preliminares, observou-se que é possível obter periodicidades satisfatórias em medidas do filtro passa-banda. Contudo é necessário mais testes e se possível algum outro método adicional para que se obtenha resultados semelhantes em ambos parâmetros atmosféricos.

Outra possibilidade seria a utilização de medidas de receptores GPS e mapas de TEC, a fim de realizar uma análise direta se houve perturbações no plasma ionosférico e confirmar se os distúrbios ionosféricos propagantes foram manifestados por ondas de gravidade ou pela instabilidade Perkins. Uma vez investigada alguma onda que tenha propagação oriunda de algum sítio com ionossondas, radares termosféricos ou algum outro instrumento será possível realizar alguma investigação em dados de FPI in-situ.

Apêndices

APÊNDICE A – O Interferômetro Fabry-Perot

Neste apêndice descreve-se os princípios físicos referente ao funcionamento de um interferômetro Fabry-Perot, baseando-se nos trabalhos de [Makela et al. \(2009\)](#), [Hedlund \(2010\)](#), [Fisher \(2013\)](#).

A.1 Deslocamento doppler

O deslocamento doppler ocorre quando uma fonte de onda se move em relação a um observador alterando o seu comprimento de onda (ou frequência). O comprimento de onda diminui quando a fonte se aproxima do observador e aumenta quando se afasta. O comprimento de onda observado pode ser escrito como:

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

em que λ_0 é o comprimento de onda observado quando a fonte é estacionária (ou no referencial do comprimento de onda); v é a velocidade da fonte em relação ao observador e c é a velocidade de fase produzida pela onda, dado um ponto de observação fixo e um comprimento de onda observado para um comprimento onda de referência conhecido ([HECHT, 2001](#)). A [Equação A.1](#) pode ser usada para encontrar a velocidade da fonte:

$$v = c \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) \quad (\text{A.2})$$

Esse princípio é usado para determinar os ventos termosféricos com um FPI. Quando o deslocamento doppler é usado em ciências atmosféricas, podemos medir precisamente o comprimento de onda da luz observada. Esse é o princípio básico para a medição do vento neutro com o FPI. Portanto, se o FPI medir um sinal luminoso que for deslocada para o vermelho, significa que o vento está se afastando ou o deslocamento tende para o azul, implicando num vento soprando na direção do instrumento ([PAULINO, 2012](#)).

A.2 Etalon básico

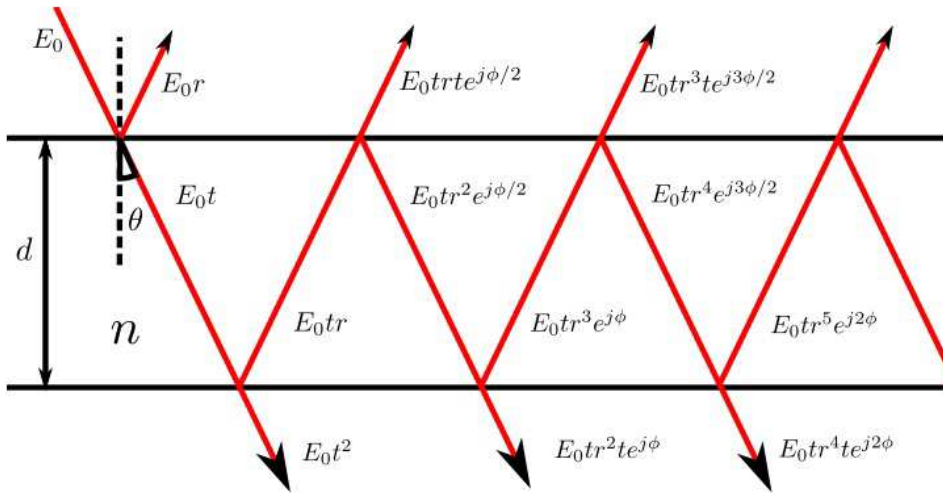
Etalon é o nome dado à estrutura composta por duas superfícies parcialmente refletivas separadas por uma distância, d , com um índice de refração n . Essas duas superfícies são cobertas por um revestimento evitando perdas de reflexibilidade dando

ao sistema um refletância, R e uma transmitância, T . Em outras palavras, possuem capacidade de refletir e transmitir parte da luz incidente.

A.2.1 Geração de interferência

Nesta seção será explicado como o etalon de um FPI produz as franjas de interferência e os seus detalhes matemáticos. Assumimos primeiro que um feixe de luz monocromático incide no etalon com um ângulo θ . Esse feixe de luz será transmitido e refletido repetidamente como é visto na [Figura 39](#). Os coeficientes de reflexão e transmissão de cada placa são designados por r e t , respectivamente, de tal maneira que denominamos reflexão e a transmissão do etalon como R e T .

Figura 39 – Geometria da incidência do feixe sobre o Etalon.



Fonte: [Fisher \(2013\)](#)

A diferença de caminho óptico entre as sucessivas reflexões gera um atraso de fase, ϕ , definido por:

$$\phi = \left(\frac{2\pi}{\lambda}\right) 2dn \cos(\theta), \quad (\text{A.3})$$

em que, λ é comprimento de onda da emissão oxigênio atômico, d a distância entre as lentes, n é o índice de refração das lentes e θ o ângulo entre feixe luminoso com a vertical. A intensidade total do campo elétrico transmitido, E_T , pode ser calculada usando geometria óptica simples; é representado pela adição de todos os feixes transmitidos que emergem do etalon:

$$\begin{aligned} E_T &= \sum E_{\text{transmitida}} \\ &= E_0 t^2 + E_0 t r^2 t e^{j\phi} + E_0 t r^4 t e^{j2\phi} + \dots \end{aligned} \quad (\text{A.4})$$

Assume-se que ambas superfícies são idênticas, $R = r^2$ e $T = t^2$. Também, assumimos que o etalon é infinitamente longo, então, podemos simplificar essa afirmação usando a série de Taylor para uma geometria infinita:

$$\begin{aligned} E_T &= E_0 t^2 (1 + r^2 t e^{j\phi} + E_0 t r^4 t e^{j2\phi} + \dots) \\ &= E_0 t^2 / (1 - r^2 e^{j\phi}) \end{aligned}$$

A intensidade da luz que passa é equivalente a $|E_T|^2$. Sabemos que $R + T = 1$, essa intensidade pode ser calculada e simplificada usando a identidade de ângulo duplo:

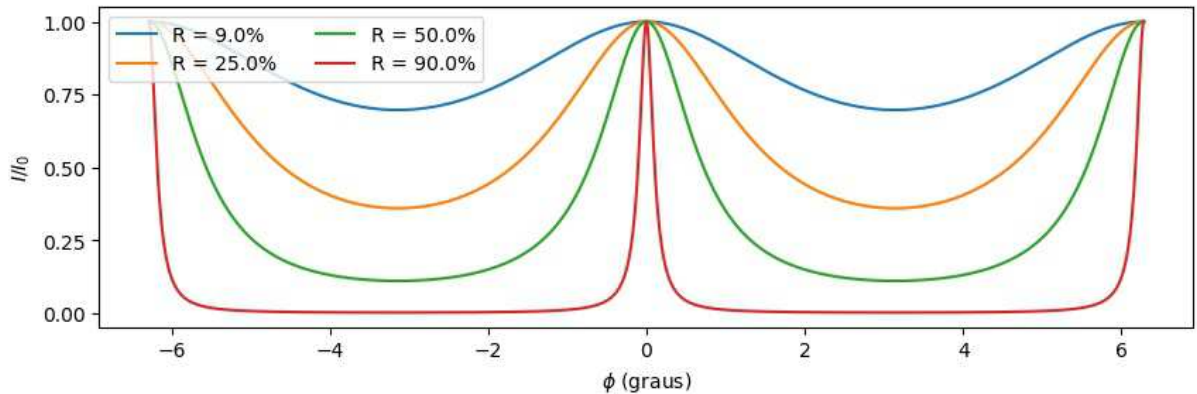
$$\begin{aligned} I(\phi) &= I_0 T^2 / (1 - R e^{j\phi} - R e^{-j\phi} + R^2) \\ &= I_0 T^2 / (1 - 2R \cos(\phi) + R^2) \\ &= I_0 T^2 / (1 - 2R(1 - \sin(\phi/2)) + R^2) \\ &= I_0 T^2 / ((1 - R)^2 + 4R \sin^2(\phi/2)) \\ &= I_0 T^2 / (1 - R)^2 (1 + F \sin^2(\phi/2)) \\ &= I_0 / (1 + F \sin^2(\phi/2)) \end{aligned}$$

Note que a intensidade é igual a Função de Airy. A constante F é o coeficiente de "finesse" que pode ser escrito da seguinte maneira:

$$F = 4R / (1 - R)^2, \quad (\text{A.5})$$

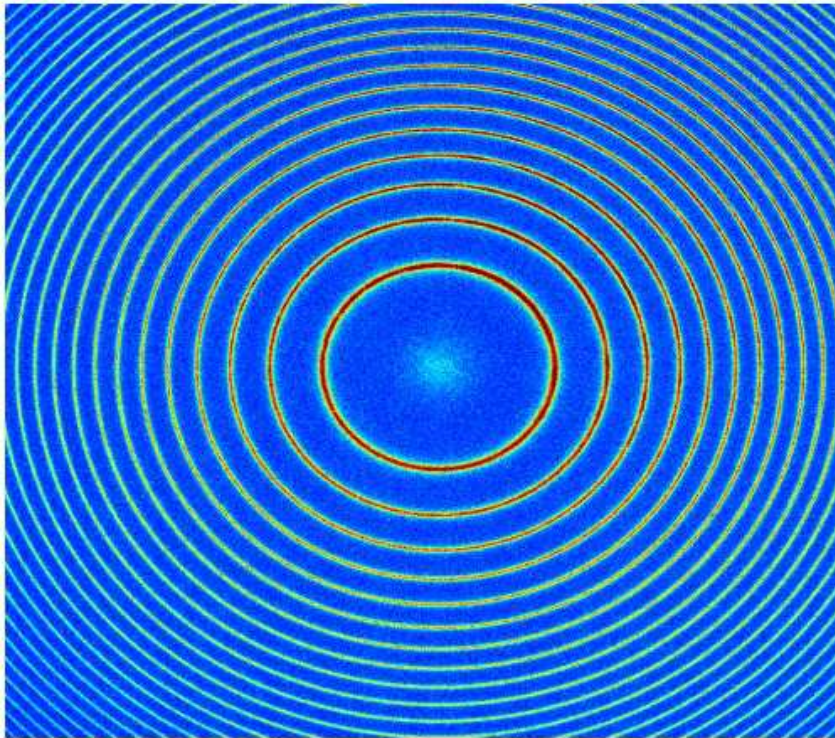
O coeficiente de "finesse" está relacionado inversamente com a espessura das franjas de interferência. Na [Figura 40](#) temos a razão entre as intensidade emitida e observada em função do ângulo, com quatro valores para a refletância.

Figura 40 – Função de Airy, ou intensidade transmitida do etalon para múltiplas refletividades.



A função de Airy é bidimensional, na qual a CCD usada configura uma matriz 2D, no qual os pixels captam a luminosidade incidida. Portanto, vemos um padrão radialmente simétrico, como na [Figura 41](#):

Figura 41 – Imagem típica dos anéis formados quando luz do HeNe ilumina a CCD pelo etalon.



Fonte: [Fisher \(2013\)](#)

A.3 Descrição analítica de um FPI multicanal

Os parâmetros anteriores são úteis para entender o sistema de um FPI, que são todos assumidos pela entrada de uma função delta de Dirac idealizada. Na realidade, a entrada é uma fonte gaussiana ampliada centrada no pico do comprimento de onda que procuramos medir. No geral, seria o número de detecção contada em i -enésimo canal de um FPI multicanal sobre um período de tempo de integração, t (em segundos). A intensidade do airglow por pixel, i , é escrita como

$$N_i = \frac{A_o \Omega_i t Q_i T_{oi} \times 10^6}{4\pi} \int_0^\infty T_F(\lambda) \Psi(\lambda, \theta_i) Y(\lambda) d\lambda + B_i \quad (\text{A.6})$$

A função do instrumento também é utilizada para determinar as coordenadas centrais dos anéis. Posteriormente a imagem é dividida em anéis de áreas iguais e as intensidades dos pixels dentro de cada anel são somadas para criar os espectros de interferogramas unidimensionais¹. As imagens do laser são usadas no cálculo da função do instrumento para cada ordem, utilizando uma expansão em série de Fourier, descrito por [Killeen e Hays \(1984\)](#) para modelar as medidas do comprimento de onda do laser. O espectro do laser é processado para remover qualquer valor absurdo no espectro de fundo contínuo, assim evitando que estes valores sejam diferentes dos coeficientes de uma série de Fourier, que caracterizam a função do instrumento ([FIGUEIREDO, 2013](#)):

$$\psi(\lambda, \theta_i) = a_{0i} + \sum_{n=1}^{\infty} \left[a_{ni} \cos \left(\frac{2\pi n}{\Delta\lambda_0} (\lambda_l - \lambda_r) + 2\pi n \phi_i \right) + b_{ni} \sin \left(\frac{2\pi n}{\Delta\lambda_0} (\lambda_l - \lambda_r) + 2\pi n \phi_i \right) \right] \quad (\text{A.7})$$

sendo a_{0i} , a_{ni} e b_{ni} são os coeficientes da série de Fourier e λ_r é um comprimento de onda de referência arbitrário.

$$\phi_i = \left(\frac{\mu d}{\lambda_l} \right) (\theta_1^2 - \theta_i^2) \quad (\text{A.8})$$

em que A_o é a área efetiva das placas de etalon, Ω_i é o campo de visão do i -enésimo anel detectado, T_{oi} é a transmissão óptica do instrumento, incluindo os efeitos de absorção e espalhamento no revestimento refletivo, Q_i é a eficiência da i -enésimo canal do detector, incluindo tanto a eficiência quântica, quanto a eficiência primária de coleta de fotoelétrons, $T_F(\lambda)$ é a função de transmissão do prefiltro usado para selecionar a ferramenta requerida, λ é o comprimento de onda, $\psi(\lambda, \theta_i)$ é a função de transferência instrumental, em que θ_i é

¹ Durante a somatória, valores extremos de intensidade são removidos.

o ângulo subtendido pelo i -enésimo anel projetado, com aproximação válida para pequenos ângulos expressos por:

$$\theta_i = \text{tg}^{-1} \left[\frac{1}{f_o} \left(\frac{r_i^2 + r_{i1}^2}{2} \right)^{1/2} \right] \approx \frac{1}{f_o} \left(\frac{r_i^2 + r_{i1}^2}{2} \right)^{1/2} \quad (\text{A.9})$$

f_o é o comprimento focal efetivo das lentes, e r_i é o raio interno do i -enésimo anel detectado. $Y(\lambda)$, tal como o campo de visão estreito do FPI, é a distribuição espectral da luz que é aqui assumida para compreender as duas partes dadas por:

$$Y(\lambda) = \frac{R_o e^{-\left(\frac{\lambda - \lambda_l}{\Delta\lambda_T}\right)^2}}{\sqrt{\pi} \Delta\lambda_T} + \left. \frac{\partial R}{\partial \lambda} \right|_o \quad (\text{A.10})$$

A [Tabela 6](#) descreve todas variáveis que são utilizadas na descrição analítica do instrumento.

Tabela 6 – Variáveis utilizadas na descrição do instrumento e a resposta espectral para o procedimento de análise.

A_o	Área efetiva iluminada no chip da CCD
f_o	Comprimento focal das lentes do sistema
d	Separação do etalon
R	Reflectividade do etalon
μ	Índice de refração do etalon
Ω_i	Campo de visão do i -enésimo elemento espectral
θ_i	O ângulo subtendido pelo i -enésimo elemento espectral [rad]
$\Psi(\lambda, \theta_i)$	Função instrumento
Q_i	Eficiência quântica i -enésimo elemento espectral
T_{oi}	Transmissão ótica do instrumento
$T_F(\lambda)$	Função do filtro de transmissão usado para selecionar a emissão em estudo
$Y(\lambda)$	Distribuição espectral da fonte de emissão em estudo
$\Delta\lambda_F$	largura espectral do filtros de interferência usado pelo FPI
T_{Fo}	Transmissão do filtro banda passante em λ_l
t	tempo de integração
C_{0j}	fator de calibração para o i -enésimo elemento espectral [contagem/(s Rayleigh)]

Fonte: [Makela et al. \(2011\)](#)

O primeiro termo do lado direito da [Equação A.10](#) é a gaussiana normalizada correspondente à linha de emissão termal do brilho da superfície R_o Rayleighs, comprimento de onda centrado λ_l , e a largura térmica $\Delta\lambda_T$ expressa por:

$$\Delta\lambda_T = \left(\frac{2\kappa T}{m} \right)^{1/2} \frac{\lambda_l}{c} \quad (\text{A.11})$$

em que, T é a temperatura cinética, κ é a constante de Boltzmann, c é a velocidade da luz, e m é a massa dos espécies emitidos. O segundo termo do lado direito da [Equação A.10](#) representando o brilho contínuo subjacente da linha de emissão (Rayleighs/Angstrom).

Referências

- AFRAIMOVICH, E. L. et al. Determining parameters of large-scale traveling ionospheric disturbances of auroral origin using GPS-arrays. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 62, p. 553–565, 2000. Citado na página 27.
- ALVES, E. d. O. *Influência Em Curta Duração De Ondas Planetárias Na Dinâmica Das Marés Atmosféricas Observadas Nos Ventos Meteóricos De São João Do Cariri-Pb*. 256 p. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Campina Grande, 2012. Citado na página 61.
- AMORIM, D. C. d. M. *CARACTERIZAÇÃO DE DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES NA REGIÃO DE BAIXAS LATITUDES NO SETOR BRASILEIRO ASSOCIADOS À INSTABILIDADE DE PLASMA PERKINS GERADA EM MÉDIAS LATITUDES*. 134 p. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 47 e 48.
- BABCOCK, H. D. A study of the green auroral line by the interference method. v. 57, p. 209, 1923. Citado na página 49.
- BALTHAZOR, R.; MOFFETT, R. A study of atmospheric gravity waves and traveling ionospheric disturbances at equatorial latitudes. *Annales Geophysicae*, v. 15, p. 1048–1056, 01 1997. Citado na página 27.
- BALTHAZOR, R. L.; MOFFETT, R. J. Morphology of large-scale traveling atmospheric disturbances in the polar thermosphere and spatial resonance effects with the neutral wind. *The Journal of Geophysical Research*, v. 104, p. 15–24, 1999. Citado na página 27.
- BANKS, P. M. *Aronomy: Part B*. 2018. Citado na página 31.
- BILITZA, D.; REINISCH, B. International reference ionosphere 2007: Improvements and new parameters. *Advances in Space Research*, v. 42, n. 4, p. 599 – 609, 2008. ISSN 0273-1177. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0273117708000288>>. Citado na página 31.
- BIONDI, M. et al. Measurements of the dynamics and coupling of the equatorial thermosphere and the f-region ionosphere in peru. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 50, n. 10, p. 937 – 942, 1988. ISSN 0021-9169. CEDAR Science. Citado na página 28.
- BURITI, R. *Estudo de Parâmetros de Ondas de Gravidade por medidas simultâneas de Radar MU e Fotômetro em Shigaraki (35 N, 136 L), Japão*. 204 p. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1997. Citado na página 47.
- BURITI, R.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D. Temporal variation of the volume emission rates between o15577 and o2(0,1). *Advances in Space Research*, v. 27, n. 6, p. 1159 – 1164, 2001. ISSN 0273-1177. Citado na página 52.
- BUTTERWORTH, S. On the Theory of Filter Amplifiers. *Experimental Wireless and the Wireless Engineer*, v. 7, p. 536–541, 1930. Citado na página 62.

CLEMESHA, B.; BASTISTA, P. Gravity waves and wind-shear in the mlt at 23°. *Advances in Space Research - ADV SPACE RES*, v. 41, p. 1472–1477, 12 2008. Citado na página 27.

COSGROVE, R. B. et al. Coupling of the perkins instability and the sporadic e layer instability derived from physical arguments. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 109, n. A6, p. 0148–0227, 2004. Citado na página 40.

CROWLEY, G. Dynamics of the earth's thermosphere: A review. *Reviews of Geophysics*, v. 29, n. S2, p. 1143–1165, 1991. Disponível em: <<https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1002/rog.1991.29.s2.1143>>. Citado na página 32.

DEUGE, M. A. D.; GREET, P. A.; JACKA, F. Optical observations of gravity waves in the auroral zone. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 56, n. 5, p. 617–629, 1994. ISSN 00219169. Citado 2 vezes nas páginas 28 e 40.

ELY, C. V. *MODELAGEM DE VENTOS NEUTROS TERMOSFÉRICOS PARA O TERRITÓRIO BRASILEIRO POR MEIO DE SIMULAÇÃO NUMÉRICA*. 187 p. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2016. Citado na página 45.

EMMERT, J. T. et al. Climatologies of nighttime upper thermospheric winds measured by ground-based fabry-perot interferometers during geomagnetically quiet conditions: 1. local time, latitudinal, seasonal, and solar cycle dependence. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 111, n. A12, 2006. Citado na página 73.

FABRY, C.; PEROT, A. On a new form of interferometer. v. 13, p. 265, 1901. Citado na página 49.

FIGUEIREDO, C. A. O. B. *Relação entre mtm (midnight temperature maximum) e altura virtual da camada f*. 132 p. Tese (Doutorado) — Universidade Federal de Campina Grande, 2013. Citado 2 vezes nas páginas 50 e 97.

FIGUEIREDO, C. A. O. B. *ESTUDO DE DISTÚRBIOS IONOSFÉRICOS PROPAGANTES NO CONTINENTE SUL AMERICANO*. 201 p. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2017. Citado 4 vezes nas páginas 34, 40, 41 e 42.

FIGUEIREDO, C. A. O. B. et al. Effects of the midnight temperature maximum observed in the thermosphere – ionosphere over the northeast of Brazil. p. 953–963, 2017. Citado na página 73.

FISHER, D. J. *THREE-DIMENSIONAL WIND MEASUREMENTS AND MODELING USING A BI-STATIC FABRY-PEROT INTERFEROMETER SYSTEM IN BRAZIL*. 77 p. Tese (Doutorado) — University of Illinois at Urbana-Champaign, 2013. Citado 5 vezes nas páginas 52, 53, 93, 94 e 96.

FORBES, J. et al. Upper atmosphere tidal oscillations due to latent heat release in the tropical troposphere. *Annales Geophysicae*, v. 15, 09 1997. Citado na página 33.

FORD, E. A. et al. High time resolution measurements of the thermosphere from Fabry-Perot Interferometer measurements of atomic oxygen. *Annales Geophysicae*, v. 25, n. 6, p. 1269–1278, 2007. ISSN 14320576. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 53.

- FORD, E. A. et al. Statistical analysis of thermospheric gravity waves from fabry-perot interferometer measurements of atomic oxygen. *Annales Geophysicae*, v. 26, n. 1, p. 29–45, 2008. ISSN 14320576. Citado 2 vezes nas páginas 38 e 83.
- FORD, E. A. K. *Gravity Waves and Small-Scale Structure of the High -Latitude Upper Atmosphere*. Tese (Doutorado) — University College London, 2006. Citado 2 vezes nas páginas 49 e 81.
- FORD, E. A. K. et al. Thermospheric gravity waves in Fabry-Perot Interferometer measurements of the 630.0nm OI line. *Annales Geophysicae*, European Geosciences Union, v. 24, n. 2, p. 555–566, 2006. Citado 5 vezes nas páginas 27, 28, 37, 38 e 53.
- FRANCIS, S. H. Global propagation of atmospheric gravity waves - A review. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 37, p. 1011–1054, 1975. Citado na página 39.
- FRITTS, D. C.; ALEXANDER, M. J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. *Reviews of Geophysics*, v. 41, n. 1, 2003. Citado 2 vezes nas páginas 27 e 33.
- FUKUSHIMA, D. et al. Observation of equatorial nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances in 630-nm airglow images over 7 years. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 117, n. A10, 2012. Disponível em: <<https://agupubs.onlinelibrary.wiley.com/doi/abs/10.1029/2012JA017758>>. Citado na página 47.
- GARCIA, F. J.; TAYLOR, M. J.; KELLEY, M. C. Two-dimensional spectral analysis of mesospheric airglow image data. *Appl. Opt.*, OSA, v. 36, n. 29, p. 7374–7385, Oct 1997. Citado na página 28.
- GEORGES, T. M. Infrasound from convective storms: Examining the evidence. *Reviews of Geophysics*, v. 11, n. 3, p. 571–594, 1973. Citado na página 39.
- GOSSARD, E. E.; HOOKE, W. H. *Waves in the atmosphere : atmospheric infrasound and gravity waves : their generation and propagation*. [S.l.]: Elsevier Scientific Pub. Co Amsterdam ; New York, 1975. 456 p. Citado na página 34.
- HARGREAVES, J. K. *The solar-terrestrial environment*. [S.l.]: Cambridge University Press, 1992. (Atmospheric and space science series). Citado 3 vezes nas páginas 34, 35 e 36.
- HECHT, E. *Optics 4th edition*. [S.l.: s.n.], 2001. -1. 698 p. Citado na página 93.
- HEDIN, A. E. Atomic oxygen modeling in the upper thermosphere. *Planetary and Space Science*, v. 36, n. 9, p. 907–920, 1988. ISSN 00320633. Citado na página 48.
- HEDIN, A. E.; THUILLIER, G. Comparison of OGO 6 measured thermospheric temperatures with the MSIS-86 empirical model. *Journal of Geophysical Research*, v. 93, n. A6, p. 5965, 1988. ISSN 0148-0227. Citado na página 48.
- HEDLUND, P. R. *Using a Bistatic Fabry-Perot Interferometer System To Improve the Estimation of Thermospheric Winds*. 79 p. Tese (Doutorado) — University of Illinois at Urbana-Champaign, 2010. Citado 2 vezes nas páginas 52 e 93.

HERRERO, F. A.; MAYR, H. G.; SPENCER, N. W. Latitudinal (seasonal) variations in the thermospheric midnight temperature maximum: A tidal analysis. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 88, n. A9, p. 7225–7235, 1983. Citado na página 73.

HINES, C. O. Internal Atmospheric Gravity Waves at Ionospheric Heights. *Canadian Journal of Physics*, v. 38, p. 1441–1481, 1960. Citado 3 vezes nas páginas 27, 33 e 38.

HINES, C. O. *The Upper Atmosphere in Motion*. [S.l.]: American Geophysical Union (AGU), 1974. 248-328 p. ISBN 9781118663578. Citado na página 27.

HOCKE, K.; SCHLEGEL, K. A review of atmospheric gravity waves and travelling ionospheric disturbances: 1982–1995. *Annales Geophysicae*, v. 14, n. 9, p. 917, 1996. ISSN 09927689. Citado na página 27.

HOOKE, W. Ionospheric irregularities produced by internal atmospheric gravity waves. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 30, n. 5, p. 795 – 823, 1968. ISSN 0021-9169. Citado na página 38.

HORNE, J. H.; BALIUNAS, S. L. A PRESCRIPTION FOR PERIOD ANALYSIS OF UNEVENLY SAMPLED TIME SERIES. *The Astrophysical Journal*, v. 53, n. 9, p. 757 – 763, 1986. ISSN 1098-6596. Citado na página 57.

HUNSUCKER, R. D. Atmospheric Gravity Waves Generated in the High-Latitude Ionosphere: A Review. *Reviews of Geophysics and Space Physics*, v. 20, n. 2, p. 293–315, 1982. Citado 6 vezes nas páginas 27, 39, 40, 41, 81 e 89.

HUNTER, J. D. Matplotlib: A 2d graphics environment. *Computing In Science & Engineering*, IEEE COMPUTER SOC, v. 9, n. 3, p. 90–95, 2007. Citado na página 65.

ISHIDA, T. et al. SuperDARN observations of daytime MSTIDs in the auroral and mid-latitudes: Possibility of long-distance propagation. *Geophysical Research Letters*, v. 35, n. 13, p. 1–6, 2008. ISSN 00948276. Citado na página 27.

KELLEY, M. C. *The Earth's Ionosphere: Plasma physics and eletrodynamics*. [S.l.]: CA: Elsevier, 2009. Citado 4 vezes nas páginas 27, 32, 40 e 41.

KELLEY, M. C.; FUKAO, S. Turbulent upwelling of the mid-latitude ionosphere: 2. theoretical framework. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 96, n. A3, p. 3747–3753, 1991. Citado na página 82.

KELLEY, M. C. et al. On the electrical structure of airglow depletion/height layer bands over arecibo. *Geophysical Research Letters*, v. 27, n. 18, p. 2837–2840, 2000. Citado na página 41.

KILLEEN, T. L.; HAYS, P. B. Doppler line profile analysis for a multichannel Fabry-Perot interferometer. *Applied Optics*, v. 23, n. 4, p. 612, 1984. ISSN 0003-6935. Citado na página 97.

KOTAKE, N. et al. Statistical study of medium-scale traveling ionospheric disturbances observed with the gps networks in southern california. *Earth Planets Space*, v. 59, p. 95–102, 02 2007. Citado na página 41.

- LAU, K.-M.; WENG, H. Climate signal detection using wavelet transform: How to make a time series sing. *Bulletin of the American Meteorological Society*, v. 76, n. 12, p. 2391–2402, 1995. Citado na página 60.
- LIMA, L. M. *OBSERVAÇÕES DE ONDAS PLANETÁRIAS NA REGIÃO DA MESOPAUSA EQUATORIAL E DE BAIXAS LATITUDES DO HEMISFÉRIO SUL*. 247 p. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2005. Citado na página 60.
- LOMB, N. R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. *Astrophysics and Space Science*, v. 39, n. 2, p. 447–462, 1976. ISSN 0004640X. Citado na página 57.
- MAKELA, J. J. et al. Simulation and analysis of a multi-order imaging Fabry – Perot interferometer for the study of thermospheric winds and temperatures. *Optical Society of America*, v. 50, n. 22, 2011. Citado 3 vezes nas páginas 49, 52 e 98.
- MAKELA, J. J. et al. The Remote Equatorial Nighttime Observatory of Ionospheric Regions Project and the International Heliospherical Year. *Earth Moon Planet*, p. 211–226, 2009. Citado 2 vezes nas páginas 50 e 93.
- MAKELA, J. J.; OTSUKA, Y. Overview of Nighttime Ionospheric Instabilities at Low- and Mid-Latitudes: Coupling Aspects Resulting in Structuring at the Mesoscale. v. 168, n. 1-4, p. 419–440, 2012. Citado na página 40.
- MCKINNEY, W. Data structures for statistical computing in python. In: WALT, S. van der; MILLMAN, J. (Ed.). *Proceedings of the 9th Python in Science Conference*. [S.l.: s.n.], 2010. p. 51 – 56. Citado na página 65.
- MCLANDRESS, C. On the importance of gravity waves in the middle atmosphere and their parameterization in general circulation models. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 60, n. 14, p. 1357–1383, 1998. Citado na página 27.
- MEDEIROS, A. et al. Comparison of gravity wave activity observed by airglow imaging at two different latitudes in brazil. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 66, n. 6, p. 647 – 654, 2004. ISSN 1364-6826. Dynamics and Chemistry of the MLT Region - PSMOS 2002 International Symposium. Disponível em: <<http://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S1364682604000288>>. Citado na página 28.
- MEDEIROS, A. F. et al. An investigation of gravity wave activity in the low-latitude upper mesosphere: Propagation direction and wind filtering. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, v. 108, n. D14, 2003. Citado 2 vezes nas páginas 28 e 37.
- MERIWETHER, J. W. et al. Climatology of the nighttime equatorial thermospheric winds and temperatures over Brazil near solar minimum. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 116, n. 4, p. 1–12, 2011. ISSN 21699402. Citado 4 vezes nas páginas 28, 52, 73 e 77.
- MORETTIN, P. *Ondas e ondaletas: da análise de Fourier à análise de ondaletas*. [S.l.]: São Paulo: EDUSP, 1999. Citado 2 vezes nas páginas 60 e 61.
- MUNRO, G. Short-period changes in the f region of the ionosphere. *Nature*, v. 162, n. 1, p. 886 – 887, 1948. Citado na página 38.

- MUNRO, G. Travelling Ionospheric Disturbances in the F Region. *Australian Journal of Physics*, v. 11, n. 1, p. 91, 1958. ISSN 0004-9506. Citado na página 39.
- MURSULA, K.; HOLAPPA, L.; KARINEN, A. Correct normalization of the dst index. *Astrophysics and Space Sciences Transactions*, 07 2008. Citado na página 43.
- NAPPO, C. J. *An Introduction to Atmospheric Gravity Waves*. [S.l.]: Elsevier Science, 2002. v. 66. 300 p. Citado na página 33.
- NOAA, S. W. S. *NOAA space weather scales*. <https://www.swpc.noaa.gov/sites/default/files/images/NOAA_scales.pdf>: [s.n.], 2015. Acesso: 17 de setembro de 2020. Citado na página 44.
- OLIPHANT, T. E. *A guide to NumPy*. [S.l.]: Trelgol Publishing USA, 2006. v. 1. Citado na página 65.
- OTSUKA, Y. et al. Geomagnetic conjugate observations of medium-scale traveling ionospheric disturbances at midlatitude using all-sky airglow imagers. *Geophysical Research Letters*, v. 31, n. 15, 2004. Citado na página 41.
- PARK, J. et al. Magnetic signatures of medium-scale traveling ionospheric disturbances as observed by champ. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 114, n. A3, 2009. Citado na página 41.
- PAULINO, I. et al. Periodic waves in the lower thermosphere observed by OI630 nm airglow images. p. 293–301, 2016. Citado 5 vezes nas páginas 28, 40, 63, 86 e 88.
- PAULINO, I. et al. Intrinsic parameters of periodic waves observed in the OI6300 airglow layer over the Brazilian equatorial region. p. 265–273, 2018. Citado 2 vezes nas páginas 28 e 86.
- PAULINO, I. S. *Estudo da Propagação Gravidade na Termosfera-Ionosfera*. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2012. Citado 9 vezes nas páginas 33, 34, 70, 71, 72, 74, 84, 89 e 93.
- PERKINS, F. Spread f and ionospheric currents. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, v. 78, n. 1, p. 218–226, 1973. Citado na página 40.
- PETERSON, V.; VANZANDT, T. O(1d) quenching in the ionospheric f-region. *Planetary and Space Science*, v. 17, n. 10, p. 1725 – 1736, 1969. ISSN 0032-0633. Citado na página 47.
- PICONE, J. M. et al. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: Statistical comparisons and scientific issues. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 107, n. A12, p. 1–16, 2002. ISSN 21699402. Citado na página 31.
- PIERCE, A. D.; CORONITI, S. C. A Mechanism for the Generation of Acoustic-Gravity Waves During Thunderstorm Formation. v. 210, n. 5042, p. 1209–1210, 1966. Citado na página 33.
- PIMENTA, A. A.; AMORIM, D. C. M.; CANDIDO, C. M. N. Thermospheric dark band structures at low latitudes in the southern hemisphere under different solar activity conditions: A study using oi 630 nm emission all-sky images. *Geophysical Research Letters*, v. 35, n. 16, 2008. Citado 4 vezes nas páginas 28, 41, 81 e 88.

- PIMENTA, A. A. et al. Thermospheric dark band structures observed in all-sky oi 630 nm emission images over the Brazilian low-latitude sector. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 113, n. A1, 2008. Citado na página 28.
- PITTEWAY, M. L. V.; HINES, C. O. *The Viscous Damping of Atmospheric Gravity Waves*. [S.l.]: American Geophysical Union (AGU), 1963. 363-391 p. Citado na página 35.
- RICHMOND, A. D.; MATSUSHITA, S. Thermospheric response to a magnetic substorm. *Journal of Geophysical Research (1896-1977)*, v. 80, n. 19, p. 2839-2850, 1975. Citado na página 27.
- RISHBETH, H.; GARRIOTT, O. K. *Introduction to Ionospheric Physics*. [S.l.]: Academic Press, Elsevier, 1969. v. 66. 300 p. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 32.
- SAHAI, Y. et al. Simultaneous observations of oi 7774-Å and [oi] 6300-Å emissions and correlative study with ionospheric parameters. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 86, n. A5, p. 3657-3660, 1981. Citado 2 vezes nas páginas 28 e 47.
- SALBY, M. L. *Fundamentals of Atmospheric Physics*. [S.l.: s.n.], 1997. v. 78. 679 p. ISSN 0096-3941. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 32.
- SALBY, M. L. *Physics of the atmosphere and climate*. [S.l.: s.n.], 2012. 1-666 p. ISBN 9781139005265. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 32.
- SCARGLE, J. Studies in astronomical time series analysis. II. statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. *The Astrophysical Journal*, v. 263, p. 835-853, December 1982. Citado 2 vezes nas páginas 57 e 58.
- SELESNICK, I.; BURRUS, C. Generalized digital Butterworth filter design. *IEEE Transactions on Signal Processing*, v. 46, 05 1998. Citado na página 63.
- SHIOKAWA, K. et al. Statistical study of nighttime medium-scale traveling ionospheric disturbances using midlatitude airglow images. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 108, n. A1, 2003. Citado 3 vezes nas páginas 41, 47 e 48.
- SHIOKAWA, K. et al. A two-channel Fabry-Perot interferometer with thermoelectric-cooled CCD. *Earth Planets Space*, v. 55, p. 271-275, 2003. Citado na página 39.
- SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; OGAWA, T. Quasiperiodic southward moving waves in 630-nm airglow images in the equatorial thermosphere. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 111, n. A6, 2006. Citado na página 28.
- SOBRAL, J. H. A. et al. Determination of the quenching rate of the o(¹d) by o(³p) from rocket-borne optical (630 nm) and electron density data. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 98, n. A5, p. 7791-7798, 1993. Citado na página 47.
- SPENCER, N. W. et al. The midnight temperature maximum in the earth's equatorial thermosphere. *Geophysical Research Letters*, v. 6, n. 6, p. 444-446, 1979. Citado na página 73.
- SWARTZ, W. E. et al. First observations of an f-region turbulent upwelling coincident with severe e-region plasma and neutral atmosphere perturbations. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 64, n. 12, p. 1545 - 1556, 2002. ISSN 1364-6826. Equatorial Aeronomy. Citado na página 41.

- SWENSON, G. R. et al. Momentum and energy fluxes of monochromatic gravity waves observed by an oh imager at starfire optical range, new mexico. *Journal of Geophysical Research: Atmospheres*, v. 104, n. D6, p. 6067–6080, 1999. Citado na página 37.
- TAKAHASHI, H. et al. Equatorial f-region oi 6300 Å and oi 5577 Å emission profiles observed by rocket-borne airglow photometers. *Planetary and Space Science*, v. 38, n. 4, p. 547–554, 1990. ISSN 00320633. Citado na página 86.
- TAKAHASHI, H. et al. Simultaneous observation of ionospheric plasma bubbles and mesospheric gravity waves during the SpreadFEx campaign. *Annales Geophysicae*, v. 27, n. 4, p. 1477–1487, 2009. ISSN 09927689. Citado na página 28.
- TAPPING, K. F. The 10.7 cm solar radio flux (f10.7). *Space Weather*, v. 11, p. 394–406, 2013. Citado na página 41.
- TAYLOR, M. J. et al. Possible evidence of gravity wave coupling into the mid-latitude f region ionosphere during the seek campaign. *Geophysical Research Letters*, v. 25, n. 11, p. 1801–1804, 1998. Citado na página 28.
- TAYLOR, M. J. et al. Image measurements of short-period gravity waves at equatorial latitudes. *Journal of Geophysical Research Atmospheres*, v. 102, n. 22, p. 26,283–26,299, 1997. ISSN 01480227. Citado 2 vezes nas páginas 28 e 37.
- TORRENCE, C.; COMPO, G. P. A Practical Guide to Wavelet Analysis. *American Meteorological Society*, v. 79, 1998. Citado na página 61.
- VADAS, S. L. Horizontal and vertical propagation and dissipation of gravity waves in the thermosphere from lower atmospheric and thermospheric sources. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 112, n. 6, p. 1–23, 2007. ISSN 21699402. Citado na página 33.
- VADAS, S. L.; LIU, H.-I. Generation of large-scale gravity waves and neutral winds in the thermosphere from the dissipation of convectively generated gravity waves. *Journal of Geophysical Research: Space Physics*, v. 114, n. A10, 2009. Citado na página 52.
- VADAS, S. L.; NICOLLS, M. J. Temporal evolution of neutral, thermospheric winds and plasma response using PFISR measurements of gravity waves. *Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics*, v. 71, n. 6-7, p. 744–770, 2009. Citado na página 27.
- VANDERPLAS, J. T. Understanding the Lomb-Scargle Periodogram. *ArXiv e-prints*, 2017. Citado 2 vezes nas páginas 57 e 58.
- VIRTANEN, P. et al. SciPy 1.0: Fundamental Algorithms for Scientific Computing in Python. *Nature Methods*, 2020. Citado na página 65.
- WILLIAMS, P. J. et al. Worldwide atmospheric gravity-wave study in the European sector 1985-1990. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, v. 55, n. 4-5, p. 683–696, 1993. ISSN 00219169. Citado na página 27.
- WRASSE, C. *Estudos de Geração e Propagação de Ondas de Gravidade Atmosféricas*. 253 p. Tese (Doutorado) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2004. Citado na página 33.

YEE, J.-h. NON - THERMAL DISTRIBUTION OF O(1D) ATOMS IN THE NIGHT-TIME THERMOSPHERE . *Planetary and Space Science*, v. 36, n. I, p. 89–97, 1988. Citado na página 47.

ZOLESI, B.; CANDLER, L. *Ionospheric Prediction and Forecasting*. [S.l.: s.n.], 2014. ISBN 978-3-642-38429-5. Citado 2 vezes nas páginas 31 e 32.