



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE TECNOLOGIA E RECURSOS NATURAIS
UNIDADE ACADÊMICA DE CIÊNCIAS ATMOSFÉRICAS
MESTRADO EM METEOROLOGIA**

**CARACTERIZAÇÃO DO MOVIMENTO VERTICAL
DE ONDAS DE GRAVIDADE ATRAVÉS DE DADOS
DE RADAR METEÓRICO E IMAGEADOR DE
AEROLUMINESCÊNCIA**

JAIR STEFANINI PEREIRA DE ATAÍDE

Campina Grande – PB
2007

JAIR STEFANINI PEREIRA DE ATAÍDE

**CARACTERIZAÇÃO DO MOVIMENTO VERTICAL
DE ONDAS DE GRAVIDADE ATRAVÉS DE DADOS
DE RADAR METEÓRICO E IMAGEADOR DE
AEROLUMINESCÊNCIA**

Dissertação apresentada em cumprimento aos requisitos necessários para conclusão de curso e obtenção do título de mestre em Meteorologia pela Universidade Federal de Campina Grande.

Orientadores: Dr. Amauri Fragoso de Medeiros

Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa

Campina Grande – PB
2007

A862c Ataide, Jair Stefanini Pereira de
Caracterizaco do movimento vertical de ondas de
gravidade atraves de dados de radar meteorico e imageador
de aeroluminescencia / Jair Stefanini Pereira de Ataide. -
Campina Grande, 2007.
82 f. : il.

Dissertaco (Mestrado em Meteorologia) - Universidade
Federal de Campina Grande, Centro de Tecnologia e Recursos
Naturais.

1. Radar Meteorico 2. Aeroluminescencia 3. Dissertaco
I. Medeiros, Amauri Fragoso de, Dr. II. Costa, Ricardo
Arlen Buriti da, Dr. III. Universidade Federal de Campina
Grande - Campina Grande (PB) IV. Ttulo


CDU 551.511.31(043)

JAIR STEFANINI PEREIRA DE ATAÍDE

CARACTERIZAÇÃO DO MOVIMENTO VERTICAL DE ONDAS DE GRAVIDADE
ATRAVÉS DE DADOS DE RADAR METEÓRICO E IMAGEADOR DE
AEROLUMINESCÊNCIA

DISSERTAÇÃO APROVADA EM 29/06/2007

BANCA EXAMINADORA


Prof. Dr. RICARDO ARLEN BURITI DA COSTA
Unidade Acadêmica de Física
Universidade Federal de Campina Grande


Prof. Dr. ENIO PEREIRA DE SOUZA
Unidade Acadêmica de Ciências Atmosféricas
Universidade Federal de Campina Grande


Prof. Dr. FRANCISCO DE ASSIS BRITO
Unidade Acadêmica de Física
Universidade Federal de Campina Grande

Agradecimentos

Quando iniciamos um trabalho dessa natureza, não calculamos o quanto às pessoas que nos rodeiam podem nos ajudar na conclusão dessa tarefa. Pesquisar, produzir conhecimento, inovar é uma tarefa muito difícil, que se torna prazerosa se no caminho contarmos com a companhia de preciosos amigos – confidentes e interlocutores – que se colocam a nossa disposição para qualquer tipo de ajuda. Por tanto, quando chega a hora de agradecer, tememos ser traídos pela nossa memória cometendo alguma injustiça. Mas esse é um risco que devemos correr.

Agradeço a todos que de alguma forma colaboraram direta ou indiretamente para a conclusão desse trabalho, em especial às seguintes pessoas:

- ◆ Primeiramente a Deus por ter me guiado de forma a realizar com êxito este trabalho;
- ◆ A minha família, principalmente meus pais e meus irmãos, eterno e intransponível alicerce que me faz superar as barreiras mais sólidas e me ergue a alturas inimagináveis;
- ◆ A minha esposa Edna e meus filhos Maria Creusa e Jair Jr. pelo apoio, companheirismo, e pela fonte de inspiração para não fraquejar durante todo o curso;
- ◆ Ao Curso de Mestrado em Meteorologia da Universidade Federal de Campina Grande que concedeu a oportunidade de tornar-me mestre;
- ◆ Aos professores e funcionários da Unidade Acadêmica de Ciências Atmosféricas pela transmissão de conhecimentos, assistência e compreensão durante todo o curso;
- ◆ Aos professores Amauri Fragoso de Medeiros, Ricardo Arlen Buriti da Costa pela oportunidade, orientação, confiança e ensinamentos ministrados;
- ◆ Um agradecimento especial a Lourivaldo Mota Lima, não só pelos ensinamentos e orientações mas, acima de tudo, pela amizade;

- ◆ A Coordenação de Aperfeiçoamento do Pessoal de Ensino Superior (CAPES) pela concessão de bolsa de estudo;
- ◆ Aos professores da Universidade Estadual da Paraíba José Fidelis, Morgana Lígia por terem depositado total confiança na minha pessoa;
- ◆ Aos professores e amigos Edvaldo (Mará) e Elialdo pelas ajudas e conselhos;
- ◆ A todos os meus companheiros de sala de aula que compartilhamos o conhecimento, dúvidas, sofrimentos e aprendizados;
- ◆ A Fernanda de Sousa Sales, Samara Olinto Montenegro e Rita Micheline Ricarte grandes companheiras de solavancos por ocasião de nossas aulas durante os anos de 2005 e 2006, pela amizade e pelas intermináveis discussões;
- ◆ A Divanete, secretária da pós-graduação em Meteorologia, prestimosa em todos os momentos que precisei;
- ◆ A Augusto por manter o OLAP e seus equipamentos sempre em bom estado de funcionamento;
- ◆ E finalmente, agradeço a Camila, Fábio e Igor alunos integrantes do grupo de pesquisa de Luminescência Atmosférica do Departamento de Física (AEROLUME) da UFCG que gentilmente me atenderam durante a fase de coleta de dados de imagens.

Dedicatória

Dedico mais um trabalho a minha mãe, **Creusa Pereira de Ataíde** (*in memória*), que tanto lutou para me educar, compartilhou comigo todas as minhas dificuldades, sempre incentivou para que eu alcançasse meus sonhos e me fez ser um homem responsável e digno.

“Eu não vou saber me acostumar, sem suas mãos pra me acalmar; sem seu olhar pra me entender; sem seu carinho amor sem você ... Eu conto os dias, conto as horas pra te ver, eu não consigo te esquecer, cada minuto é muito tempo sem você”.

“Não sei por que você se foi, quantas saudades eu senti e de tristezas vou viver e aquele adeus não pude dar, você mudou a minha vida, viveu comeu na minha história sinto a ter medo do futuro e da solidão que em minha porta bate”.

“Estou pensando em ti chorando, e num lamento lá fora o vento chora comigo; Estou pensando em ti chorando, anjo divino que o meu destino modificou; Estou pensando em ti chorando, abro a janela, à noite é bela, mas que me importa; Estou pensando em ti chorando tanto”.

“Mais uma luz se apaga, mais um sonho que chega ao fim, mais uma vez a saudade está vivendo em mim; Mais uma hora que passo de tristeza na vida, mais uma vez seu abraço a ilusão está perdida”.

“O sol que outrora brilhou em minha vida apagou-se perdeu a luz não brilha mais... Minha vida é uma noite sem lua e sem estrelas, os meus sonhos foram somente sonhos e nada mais... E hoje cansado de tudo sigo os teus passos, Na esperança de um dia mais tarde te encontrar”.

Mainha

Resumo

Este trabalho foi desenvolvido visando caracterizar a propagação vertical das ondas de gravidade entre 80 km e 100 km de altitude. Para este fim, utilizaram-se dados de imagens de aeroluminescência por meio de um imageador CCD *all-sky* e dados de ventos através de um radar meteorológico, ambos encontram-se instalados no OLAP - Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba - na cidade de São João do Cariri – PB ($7,38^{\circ}$ S, $36,54^{\circ}$ O). Os dados utilizados foram obtidos simultaneamente durante os meses de agosto de 2004 a julho de 2006, num total de 214 noites. Nesse período, foram detectados 1036 eventos de ondas com simultâneos dados de vento. Os eventos que apresentaram propagação vertical positiva durante todo o perfil, foram caracterizados como onda verticalmente propagante; para os eventos com propagação vertical negativa em todo o perfil foram caracterizados como onda verticalmente evanescentes e para os que apresentaram propagação vertical positiva em uma determinada região limitada por duas regiões de propagação vertical negativa, indicando a existência de um canal Doppler, foram denominadas de ondas canalizadas. Os dados foram trabalhados em três etapas distintas partindo de uma metodologia utilizada por Isler *et al.* (1997) concluímos que a utilização de qualquer etapa adotada torna o estudo satisfatório e concorda com estudos anteriores realizados por Medeiros (2001), Shiokawa et al, (2000); Swenson et al, (2000); Isler *et al.* (1997).

Abstract

This work was developed seeking to characterize the vertical propagation of the gravity waves between 80 km and 100 km of altitude. For this end, data of aeroluminescência images were used through an imageador CCD all-sky and data of winds through a meteoric radar, both are installed in OLAP - Observatory of Atmospheric Luminescence of Paraíba - in the city of São João of Cariri - PB (7.38° S, 36.54° W). The used data were obtained simultaneously during the months of August from 2004 to July of 2006, in a total of 214 nights. In that period, 1036 events of waves were detected with simultaneous wind data. The events that presented positive vertical propagation during the whole profile, they were characterized as wave vertically propagante; for the event with negative vertical propagation in the whole profile were characterized as wave vertically evanescent and for the ones that they presented positive vertical propagation in a certain limited area for two areas of negative vertical propagation, indicating the existence of a channel Doppler, they were denominated of duct waves. The data were worked in three different stages leaving of a methodology used by Isler et al. (1997) we ended that the use of any adopted stage turns the satisfactory study and it agrees with previous studies accomplished by Medeiros (2001), Shiokawa et al, (2000); Swenson et al, (2000); Isler et al. (1997).

Sumário

CAPÍTULO 1

1. INTRODUÇÃO.....	01
2. A ATMOSFERA TERRESTRE	02
3. A AEROLUMINESCÊNCIA.....	07
3.1 AS PRINCIPAIS EMISSÕES DO AIRGLOW.....	08
3.2 A OBSERVAÇÃO DA AEROLUMINESCÊNCIA ATRAVÉS DO IMAGEAMENTO.....	11
3.3 A UTILIZAÇÃO DE DADOS DE RADAR METEÓRICO.....	13
4. SUMÁRIO DA DISSERTAÇÃO.....	14

CAPÍTULO 2

2. ONDAS NA ATMOSFERA.....	16
2.1 ONDAS DE GRAVIDADE.....	17
2.2 OBSERVAÇÕES DE ONDAS DE GRAVIDADE.....	19
2.3 SOLUÇÃO MATEMÁTICA DAS ONDAS DE GRAVIDADE.....	23
2.4 ONDAS DE GRAVIDADE INTERNAS.....	27
2.5 RELAÇÃO ENTRE OS PARÂMETROS DE UMA ONDA DE GRAVIDADE.....	28
2.6 NÍVEIS CRÍTICOS.....	32
2.7 ONDAS PROPAGANTES.....	34
2.8 ONDAS EVANESCENTES.....	35
2.9 ONDAS CANALIZADAS.....	37

CAPÍTULO 3

3. METODOLOGIA E INSTRUMENTAÇÃO.....	41
3.1 AS OBSERVAÇÕES.....	41
3.2 O IMAGEADOR.....	43
3.3 O RADAR METEÓRICO.....	47
3.3.1 O RADAR SKYMET.....	48
3.4 OS DADOS.....	51

CAPÍTULO 4

4. RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	58
4.1 ANÁLISE DA PRIMEIRA E SEGUNDA ETAPA.....	60
4.2 VARIAÇÃO SAZONAL DA PRIMEIRA E SEGUNDA ETAPA.....	68
4.3 ANÁLISES DA TERCEIRA ETAPA.....	70
4.4 VARIAÇÃO SAZONAL DA TERCEIRA ETAPA.....	73

CAPÍTULO 5

5. CONCLUSÕES.....	75
5.1 SUGESTÕES PARA TRABALHOS FUTUROS.....	77

BIBLIOGRAFIA.....	78
--------------------------	-----------

Lista de Figuras

Figura 1.1 – Estrutura de formação da atmosfera da Terra.....	03
Figura 1.2 – Estrutura térmica das camadas atmosféricas em função da altitude pelo MSIS-90 para São João do Cariri em 01/01/2005.....	05
Figura 1.3 – Perfil vertical de concentração de alguns componentes da atmosfera segundo o modelo MSIS-90 para São João do Cariri em 01/01/2005.....	06
Figura 1.4 – Aproximação das Emissões na Mesosfera.....	11
Figura 2.1 - Superfícies de propagação com períodos constantes, construídas para uma atmosfera isotérmica. As ondas acústicas são representadas pelas linhas pontilhadas e as ondas de gravidade são representadas pelas linhas contínuas.....	28
Figura 2.2 – Parâmetros de uma onda de gravidade.....	29
Figura 2.3 – Ilustração de uma onda de gravidade simples.....	30
Figura 2.4 – Perfil do número de onda vertical que permite a formação de um canal Doppler. A ilustração mostra as regiões onde as ondas são propagantes e evanescentes.....	33
Figura 2.5 – Exemplo de gráfico de uma onda propagante ocorrida em 16/10/2004 sobre São João do Cariri.....	35
Figura 2.6 – Regiões de existência de ondas de gravidade, evanescente e acústica.....	36
Figura 2.7 – Exemplo de gráfico de uma onda evanescente ocorrida em 01/08/2005 sobre São João do Cariri.....	37
Figura 2.8 – Exemplo de gráfico de uma onda canalizada ocorrida em 02/07/2005 sobre São João do Cariri.....	40
Figura 3.1 – Mapa do local de Observação (a) e ondas de gravidade observadas durante o período de observação. Banda (b), ripple (c), interação onda-onda (d), pororoca (e) quebra de ondas (f).....	44
Figura 3.2 – Imageador instalado no OLAP.....	46
Figura 3.3 – Configuração para o radar bi-estático (<i>forward-scatter</i>).....	47
Figura 3.4 – Configuração para o radar mono-estático (<i>backscatter</i>).....	47
Figura 3.5 – Esboço do sistema de um radar meteórico.....	50
Figura 3.6 – Módulos de Recepção e Transmissão.....	51

Figura 3.7 – Espectro em duas dimensões da área selecionada do evento de onda com 14,6 km de comprimento de onda horizontal.....	54
Figura 3.8 – Esquema da geometria usada para medir a velocidade do vento radial com um radar Doppler.....	55
Figura 4.1 – Perfil de k_z^2 para o evento de onda canalizada (esquerda) e perfil do vento médio ao longo da direção da propagação da onda (direita) no dia 31/08/2005.....	62
Figura 4.2 – Perfil de k_z^2 para o evento de onda propagante (esquerda) e perfil do vento médio ao longo da direção da propagação da onda (direita) no dia 04/07/2005.....	63
Figura 4.3 – Perfil de k_z^2 para o evento de onda evanescente (esquerda) e perfil do vento médio ao longo da direção da propagação da onda (direita) no dia 30/09/2005.....	63
Figura 4.4 – Perfil de k_z^2 para o evento de onda canalizada abaixo (esquerda) e perfil do vento médio ao longo da direção da propagação da onda (direita) no dia 08/11/2004.....	64
Figura 4.5 – Perfil de k_z^2 para o evento de onda canalizada acima (esquerda) e perfil do vento médio ao longo da direção da propagação da onda (direita) no dia 09/07/2005.....	65
Figura 4.6 – Distribuição de ondas canalizadas, evanescentes e propagantes.....	66
Figura 4.7 – Histogramas mostrando a distribuição do movimento vertical das ondas de gravidade para: (a) evanescentes, propagantes e canalizadas, (b) canalizadas, (c) evanescentes e (d) propagantes em função dos meses de ocorrência.....	67
Figura 4.8 – Histogramas mostrando a caracterização do movimento vertical das ondas de gravidade.....	69
Figura 4.9 - Distribuição de ondas canalizadas, evanescentes e propagantes.....	70
Figura 4.10 - Histogramas mostrando a distribuição do movimento vertical das ondas de gravidade para: (a) evanescentes, propagantes e canalizadas, (b) canalizadas, (c) evanescentes e (d) propagantes em função dos meses de ocorrência.....	72
Figura 4.11 - Histogramas mostrando a distribuição do movimento vertical das ondas de gravidade para: (a) evanescentes, propagantes e canalizadas, (b) canalizadas, (c) evanescentes e (d) propagantes em função dos meses de ocorrência.....	73
Figura 4.12 - Histogramas mostrando a caracterização do movimento vertical das ondas de gravidade.....	74

Lista de Tabelas

Tabela 3.1 – Característica dos filtros de interferência.....	45
---	----

Lista de Símbolos

θ	colatitude
$\overset{1}{\mathbf{v}} = (u, v, w)$	Campo da velocidade
p	pressão hidrostática
ρ	densidade de massa
$\overset{1}{\Omega}$	taxa de rotação angular da Terra
$\overset{1}{g}$	aceleração da gravidade
$\overset{1}{F}$	forças não conservativas
P	produção
L	a perda
C	velocidade do som
R	constante universal dos gases
T	Temperatura
V	volume
u	Velocidade em x
w	Velocidade em z
γ	relação entre o calor específico a pressão constante e calor específico a volume constante
ω	frequência da onda
k_x	número de onda horizontal
k_z	número de onda vertical
ω_a	frequência acústica de corte
N	frequência de Brunt-Väisälä
λ	Comprimento de onda

$\frac{1}{V_0}$	vento constante
z_c	nível crítico
$U(z)$	cisalhamento vertical
m	Número de onda
\bar{u}	velocidade do vento médio
CCD	Charge Coupled Device
c	velocidade de fase horizontal

CAPÍTULO 1

1. Introdução

A existência de vida em nosso planeta é proporcionada devido à ação da gravidade que mantém a atmosfera em torno da Terra desempenhando uma função protetora. Contudo, o desenvolvimento da humanidade após a revolução industrial é responsável pelas alterações no equilíbrio natural no qual os fenômenos atmosféricos importantes para a qualidade de vida do planeta, tais como: o efeito estufa e a destruição da camada de ozônio, têm despertado grande interesse da comunidade científica e da sociedade em geral.

Na atmosfera terrestre ocorrem fenômenos oscilatórios governados por forças de compressibilidade do ar (ondas acústicas), pela força de gravidade (ondas de gravidade), e por forças rotacionais de escala planetária (ondas de Rossby). Esses fenômenos são causados por perturbações que desequilibram o ar e pelas forças restauradoras que agem em oposição à perturbação.

Apesar dos esforços empreendidos pela comunidade científica, a dinâmica da região da alta mesosfera e baixa termosfera do hemisfério sul é pouco conhecida em relação à do hemisfério norte devido aos poucos locais de observação. Apesar de vários fenômenos se manifestarem em ambos os hemisférios, alguns se mostram mais relevantes em apenas um deles, enquanto outros ocorrem exclusivamente em um dos hemisférios numa determinada estação do ano. Por outro lado, a dinâmica da média atmosfera que compreende a estratosfera

e mesosfera, tropical possui características que a distinguem das outras regiões, e por isso tem sido tratada separadamente.

A caracterização das variações dos parâmetros da média atmosfera tem como objetivo aperfeiçoar as previsões dos fenômenos e seus efeitos globais. A capacidade de se prever a climatologia global passa necessariamente pela compreensão de como acontece o acoplamento entre as camadas atmosféricas, e a distribuição longitudinal e latitudinal das variações. Neste sentido, tem sido observado que as perturbações de escala planetária desempenham um papel importante na dinâmica da média atmosfera, cujos efeitos contribuem significativamente para a climatologia do planeta (Lima, 2005).

Com o aperfeiçoamento dos equipamentos nas últimas décadas, as observações da aeroluminescência têm aumentado bastante. Em particular, o desenvolvimento de sistemas de imageamento tem sido de importância fundamental para o estudo da ocorrência, propagação e dissipação de ondas de gravidade na região da mesosfera e baixa termosfera (MLT)¹. Esses estudos sugerem que as ondas de gravidade atuam como importante fonte de perturbação de mesoescala na atmosfera.

2. A Atmosfera Terrestre

A Terra formou-se há aproximadamente 5 bilhões de anos. Acredita-se que a atmosfera terrestre teve sua origem pela liberação de gases do interior da Terra. Na atmosfera primordial, os gases mais abundantes eram provavelmente o gás carbônico, o vapor d'água e

¹ Acrônimo de *Mesosphere LowerThermosphere*

o hidrogênio, liberados por erupções vulcânicas (Figura 1.1). A única fonte de produção de oxigênio era a dissociação do vapor d'água pela radiação solar. O oxigênio liberado era rapidamente consumido em outras reações, especialmente com rochas da superfície, oxidando os materiais nelas presentes (Kirchhoff, 1991).

A atmosfera terrestre é composta por uma mistura de partículas sólidas, massas líquidas e elementos gasosos, conferindo-lhe características peculiares. Somente em circunstâncias especiais os gases combinam entre si, como ocorre em reações fotoquímicas. Na alta atmosfera, os gases, sujeitos a altas temperaturas, concentram quantidades extraordinárias de energia através de um outro estado da matéria – o plasma. (Vianello e Alves, 2000).

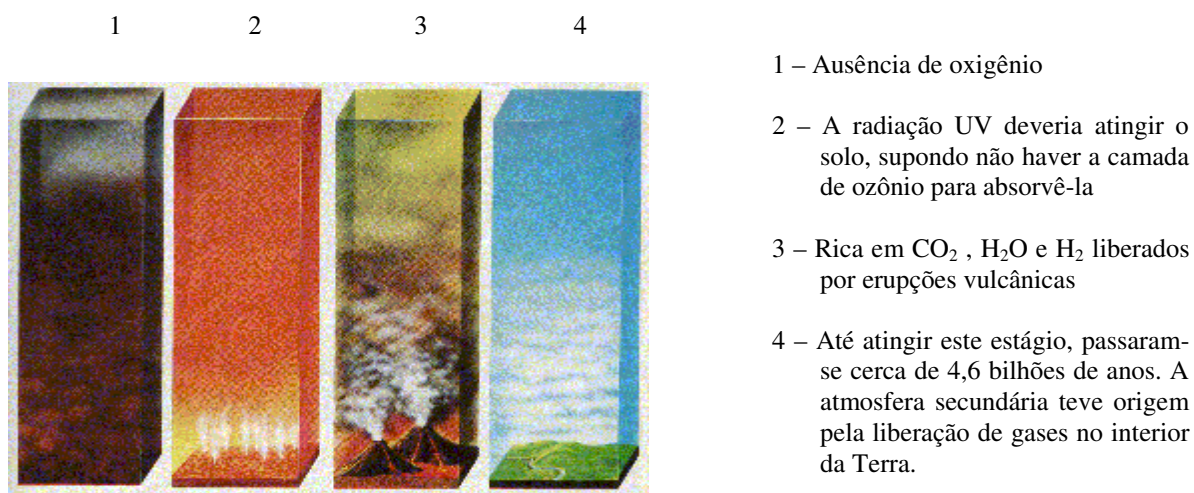


Figura 1.1– Estrutura de formação da atmosfera da Terra

<http://maritime.haifa.ac.il/>

Atualmente a atmosfera terrestre possui uma estrutura vertical extremamente variável quanto a inúmeros aspectos: composição, temperatura, umidade, pressão, movimentos etc. Para fins acadêmicos, a atmosfera é dividida em várias camadas, em que cada uma delas possui características próprias embora não sejam homogêneas (Figura 1.2).

Especificamente, cada camada é uma região onde a temperatura muda com relação à altitude apresentando um aumento ou decréscimo. As camadas são chamadas de “esferas” e os contornos de “pausas” (Solomon e Brasseur, 1984).

A Troposfera apresenta um decréscimo da temperatura com o aumento da altitude a uma taxa aproximadamente de 6,5 K/km até a tropopausa cuja temperatura e localização variam com a latitude e a estação do ano. No equador, a altitude média é localizada próxima a 18 km e apresenta uma temperatura correspondente de 190 K, enquanto nas regiões polares atinge apenas 8 km de altura, com uma temperatura próxima de 220 K. Esse decréscimo é resultado da radiação solar que atinge a Terra, que por sua vez aquece o ar acima dela. Como o aquecimento da superfície terrestre não é uniforme e o ar aquecido tende a subir enquanto o ar mais frio tende a descer, processos convectivos e turbulentos são gerados nesta camada.

Acima da tropopausa, inicia-se a estratosfera exibindo um aumento de temperatura com a altitude até atingir um máximo em torno de 270 K no nível da estratopausa localizada próximo a 50 km de altitude.

A absorção da radiação aumenta o nível de agitação das moléculas de ozônio que, ao colidirem com outras moléculas, promove o aumento da temperatura da sua vizinhança. A importância da camada de ozônio reside no fato de mesmo auxiliar na manutenção do balanço de calor, ao reduzir a quantidade de radiação ultravioleta que alcança a superfície terrestre.

A partir da estratopausa, a temperatura volta a diminuir até atingir um mínimo em torno de 80 km. Essa camada é chamada de mesosfera, onde o processo de radiação é muito importante na remoção de calor e, obtêm-se as temperaturas mais frias da atmosfera terrestre. Seu contorno superior é chamado de mesopausa. As baixas temperaturas das regiões mesosférica e da mesopausa não podem ser explicadas apenas através de considerações

radiativas. Faz-se necessário recorrer aos processos dinâmicos decorrentes dos movimentos ondulatórios e de transferência de *momentum* (Lima, 2005).

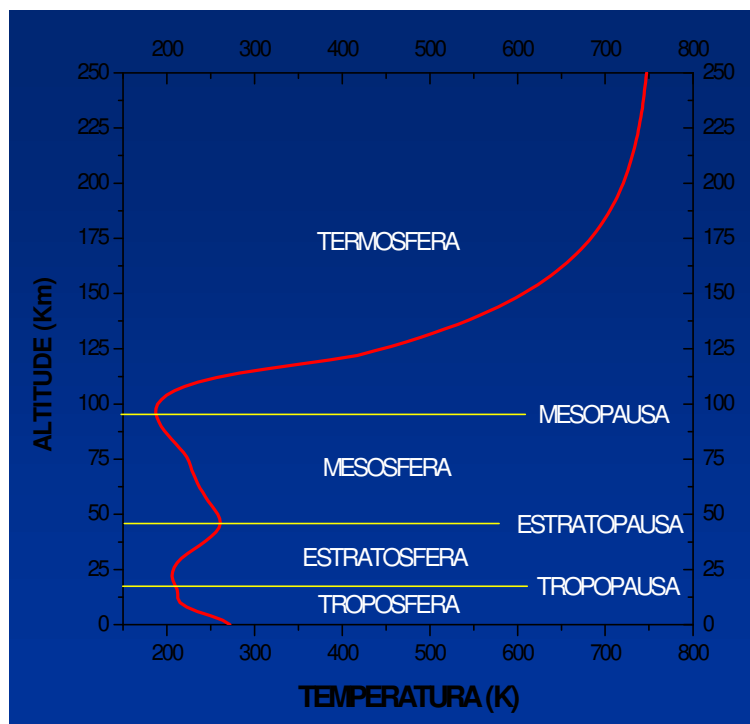


Figura 1.2– Estrutura térmica das camadas atmosféricas em função da altitude calculada pelo MSIS-90 para São João do Cariri em 01/01/2005

Nessas camadas, relacionadas anteriormente, os constituintes majoritários são o N_2 e o O_2 , atingindo aproximadamente de 80% e 20%, respectivamente, da densidade numérica total. Sendo assim, o peso molecular médio varia pouco com a altitude. Devido a essa característica comum às três camadas, esta região como uma toda é denominada de Homosfera.

A região localizada acima da mesosfera é chamada de Termosfera estendendo-se por centenas de quilômetros em direção ao espaço, sendo seu limite superior considerado como o “topo da atmosfera”, a 1000 km de altitude. Embora a noção de temperatura se torne

imprecisa, em razão da rarefação de moléculas pode-se dizer que esta varia de 500 a 2000 K, dependendo do nível de atividade solar.

Devido ao aumento da proporção de oxigênio atômico, a composição dessas altitudes é muito diferente das regiões mais baixas, isso faz com que sua densidade torne-se comparável e até mesmo maior do que a do O_2 e do N_2 acima de 130 km. A abundância do N_2 e do O_2 decresce, primariamente como resultado da fotodissociação (Solomon e Brasseur, 1984). Devido à variação com a altitude do peso molecular médio desta região, ela é denominada de Heterosfera (Figura 1.3).

A absorção da radiação ultravioleta, particularmente pelo ozônio e em menor intensidade pelo oxigênio molecular, torna-se a maior fonte de calor na média atmosfera. O aumento de temperatura observado na estratosfera é resultado do aquecimento pelo ozônio.

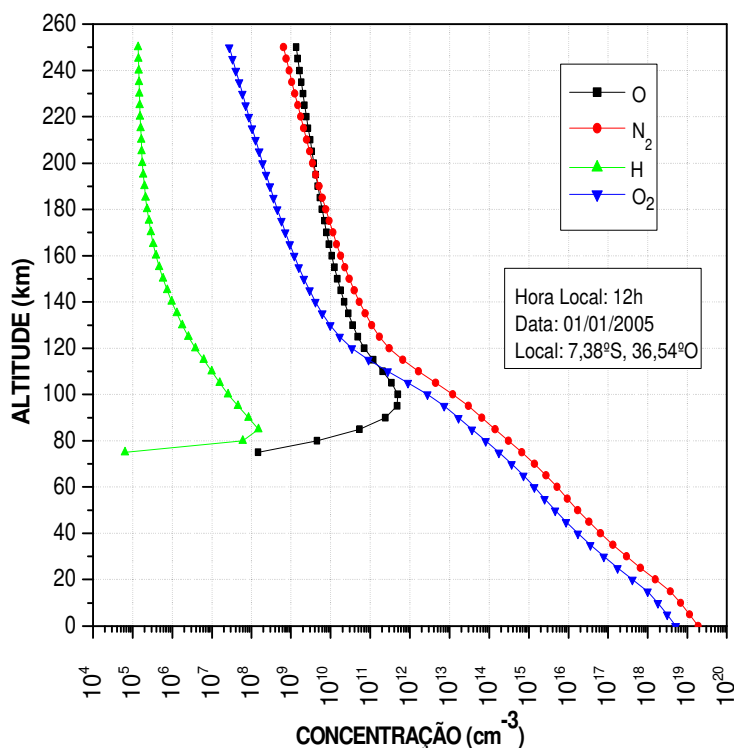


Figura 1.3– Perfil vertical de concentração de alguns componentes da atmosfera segundo o modelo MSIS-90 para São João do Cariri em 01/01/2005

Acima da estratosfera, as diferentes ionizações dos constituintes tornam-se importantes e servem de critério para caracterizar essa região denominada ionosfera. A região mais fracamente ionizada localizada entre 60-90 km, é denominada Região D. Com o aumento da ionização acima dessa região, existe a região E e, em seguida, existe a região F.

3. A Aeroluminescência

Os estudos sobre a aeroluminescência tiveram início no começo do século XX, a partir do reconhecimento por vários astrônomos como sendo uma componente da luz do céu noturno ou espalhada pela atmosfera. Lord Rayleigh durante a década de 30 realizou uma série de medidas em uma restrita faixa espectral, dando início à pesquisa em aeroluminescência. Além disso, o trabalho de Chapman (1931), na tentativa de explicar a emissão da linha verde do oxigênio atômico em 557,7 nm, é um fundamento básico até os dias de hoje (Medeiros, 2001).

Na atmosfera terrestre, átomos e moléculas que estão acima dos seus níveis normais de energia, liberam esse excesso emitindo radiação (luz) numa ampla faixa espectral e em qualquer latitude. Essa emissão é devida a vários processos de natureza físico-química que, em última análise, são desencadeados pela radiação solar.

A luminescência atmosférica é resultado de reações químicas na atmosfera devido ao armazenamento da energia radiativa do Sol durante o dia, que é reemitida mais tarde. Durante a noite, essa quimioluminescência contribui significativamente para o brilho do céu,

especificamente no infravermelho próximo. Os estudos da luminescência atmosférica têm contribuído bastante para a pesquisa sobre a dinâmica da MLT (Gardner e Taylor, 1998).

A luz natural que a atmosfera terrestre emite continuamente denomina-se luminescência atmosférica ou *airglow*. A luminescência diurna é denominada “*dayglow*”, a luminescência noturna é denominada “*nightglow*” (ocorre em regiões da atmosfera entre aproximadamente 80 e 220 km) e quando ela ocorre ao crepúsculo é denominada de “*twilighglow*”.

Para o estudo das ondas de gravidade parte-se do princípio que a passagem dessas ondas pela região emissora pode elevar ou baixar a altura dessas camadas adiabaticamente. Assim, é possível relacionar a perturbação na altura da camada também com mudanças de temperaturas através de taxa de queda adiabática. Enquanto a mudança na densidade é responsável pela mudança na intensidade, as mudanças de temperatura irão afetar os coeficientes de taxa de reação nos processos que produzem as camadas e, então, a intensidade de luz radiada irá mudar. Essa mudança é utilizada para captar as imagens (Medeiros, 2001).

3.1 – Principais Emissões do Airglow

As principais partículas responsáveis pelas emissões da luminescência noturna são o oxigênio atômico e molecular, a molécula do OH (radical hidroxila) e do átomo de sódio. A seguir, serão mostradas algumas características dessas partículas.

3.1.1 – Emissões do Oxigênio Atômico

A primeira emissão estudada foi a linha verde do oxigênio atômico ou OI557,7 nm, cuja intensidade de emissão varia entre 100 e 200R (Rayleigh²) e a camada de emissão tem pico em torno de 96 km de altitude. Seu mecanismo de excitação é realizado em duas etapas para altitudes abaixo de 100 km, sendo seu estado excitado $O(^1S)$ o responsável pela emissão.



em que M é a molécula média da atmosfera composta principalmente por O_2 e N_2 .

A outra linha de emissão do oxigênio atômico é o OI630,0 nm, que ocorre em consequência ao decaimento do oxigênio do nível 1D (abaixo de 1S) para o nível 3P com seu pico de emissão em torno de 250 km de altitude.

3.1.2 – Emissões do OH

Dentro de um mesmo estado eletrônico, a luminescência é praticamente dominada pelas emissões vibra-rotacionais do OH. A emissão está situada entre 520 nm e 4 μ m e sua intensidade total está em torno de 4 MR. No caso da banda OH (6,2), por exemplo, sua intensidade situa-se entre 1000R e 3000R. O mecanismo de excitação do OH(v) na mesopausa foi composto por Bates e Nicolet (1950):

² Rayleigh (R) que corresponde a 10^6 fótons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ por coluna



O mecanismo de excitação de nívéis vibracionais menores que 6 não está completamente consolidado. Para esses nívéis, o mecanismo de excitação envolve o radical HO_2 (Krassovsky, 1972), ou seja:



A distribuição da concentração do OH tem pico de emissão em torno de 87 km de altitude (Lopez-Moreno et al., 1987).

3.1.3 – Emissões do Oxigênio Molecular

Com exceção das bandas de Meinel de OH^* , a aeroluminescência noturna é predominantemente decorrente das emissões do oxigênio molecular, das quais as que mais se destacam são, a banda atmosférica (0, 0) centrada em 761,9 nm e a banda (0, 1) centrada em 864,5 nm. A banda O_2 (0, 0) registra uma taxa de emissão de cerca de 6 000R, com pico de emissão em torno de 94 km.

São propostos dois mecanismos de excitação. O primeiro é a recombinação de três corpos, também chamado de excitação direta (o mecanismo tipo Chapman), em que:



O segundo é um processo em duas etapas, também chamado de transferência de energia (o mecanismo tipo Barth), em que:



A Figura 1.4 apresenta uma aproximação das emissões do oxigênio molecular e atômico e da hidroxila OH na mesosfera.

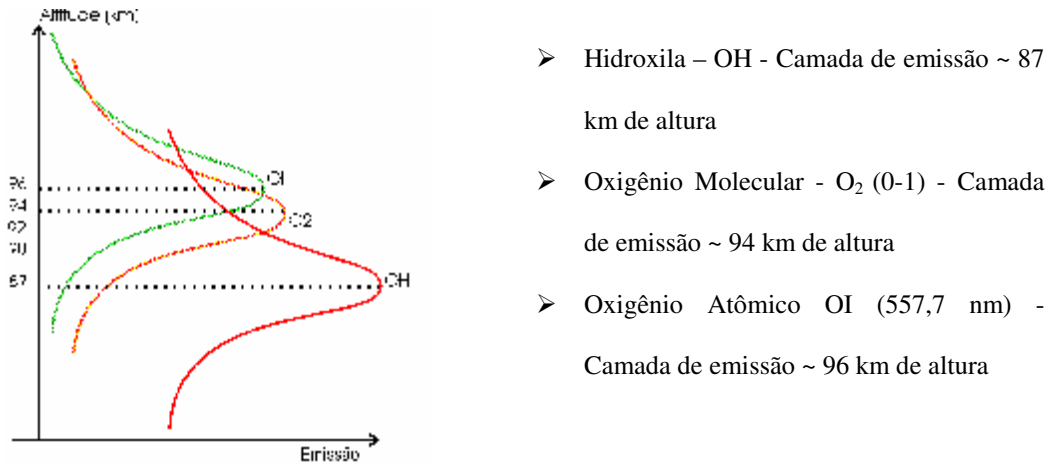


Figura 1.4 – Aproximação das Emissões na Mesosfera

3.2 A observação da Aeroluminescência através do Imageamento

Os principais instrumentos utilizados atualmente no estudo da luminescência atmosférica são o fotômetro, o espectrômetro de rede de difração, interferômetro de Fabry-Perot, o interferômetro de Michelson, o radar de laser, o radar MF e o imageador. Esses equipamentos podem ser utilizados de diversas formas de acordo com a finalidade do estudo.

Neste trabalho, são utilizadas medidas noturnas, pois a presença da radiação solar torna o espectro complexo e com uma elevada intensidade de ruído. Para a aquisição dessas

medidas é utilizado um imageador all-sky e um radar MF, instalados no observatório de luminescência atmosférica, situado na cidade de São João do Cariri - PB (7,38° S; 36,54° O).

A luminescência atmosférica é utilizada para se estudar ondas de gravidade devido à perturbação que essas ondas causam sobre as camadas emissoras. Parte-se do princípio que a passagem de ondas pela região emissora pode elevar ou baixar a altura destas camadas adiabaticamente. Assim, é possível relacionar a perturbação na altura da camada também com mudanças de temperaturas através de taxa de queda adiabática. Enquanto a mudança na densidade é responsável pela mudança na intensidade, as mudanças de temperatura irão afetar os coeficientes de taxa de reação nos processos que produzem as camadas e, então, a intensidade de luz radiada irá mudar. Essa mudança é utilizada para captar as imagens.

Uma imagem de aeroluminescência compreende a projeção celeste sobre a matriz do CCD. A altura atmosférica observada depende do filtro óptico utilizado no momento da aquisição da imagem, visto que as camadas de aeroluminescência encontram-se em alturas diferentes.

O valor da intensidade associado a cada píxel pode ser relacionado a variações da intensidade luminosa do céu, devido à passagem de ondas de gravidade na camada de emissão. Entretanto, a intensidade luminosa registrada na imagem pode ser afetada por ruídos e estes devem ser subtraídos da imagem original antes da análise final, para que uma estimativa mais correta do espaço seja alcançada.

A principal vantagem do imageamento da aeroluminescência na observação de ondas de gravidade é a combinação da alta resolução espacial com a alta resolução temporal na visualização de uma grande área horizontal (Medeiros, 2001).

As principais desvantagens do uso do imageador para detecção de ondas são as seguintes: a) O restrito intervalo de tempo para observações, porque requerem boas condições de tempo e só podem ser realizadas à noite; b) a atenuação das assinaturas para ondas de comprimentos de onda verticais curtos (Medeiros, 2001).

3.3 A utilização de dados de Radar Meteorico

Para a observação do movimento das camadas de ar da atmosfera, diversas técnicas têm sido empregadas nas quais utilizam fenômenos atmosféricos provocados pelos elementos dinâmicos, como o vento e as ondas.

O radar meteorico (denominado *SkiYmet*) tem o objetivo de medir vento e o coeficiente de difusão bipolar entre 70 e 110 km de altitude, além da temperatura da atmosfera em torno de 90 km, assim como é usado para observar meteoros quando entram na atmosfera da Terra.

Os meteoróides são partículas de poeira originadas do meio interplanetário que atingem diariamente a atmosfera superior da Terra, entre 70 e 110 km de altura e, após a entrada, passam a ser chamados de meteoros. Devido à alta velocidade com que essas partículas penetram na atmosfera, entre 11 e 72 km/s, elas desintegram-se produzindo longas colunas ionizadas, denominadas de traços ionizados, que são transladados pelos ventos neutros e podem ser detectados por técnicas visuais ou de radiofrequência.

O RADAR - *RA*dio *D*etection *A*nd *R*anging, é uma variação da técnica de rádio capaz de detectar e localizar objetos em condições climáticas adversas e identificar meteoros originados por partículas com massas a partir de 10^{-6} g. É composto basicamente por uma antena transmissora, que emite pulsos eletromagnéticos na faixa de rádio frequências, e por uma antena receptora. Dependendo das características do meio de propagação, os pulsos transmitidos podem ser refletidos ou espalhados. Os pulsos refletidos de forma especular são detectados como ecos.

Observando como os ventos de rastro de meteoro se comportam com o tempo, podem ser feitas deduções sobre a velocidade e direção do vento atmosférico na altitude em que o meteoro foi observado. O instrumento detecta um número suficiente de ecos de meteoros ao longo do dia para permitir um desenho compreensivo do campo dos ventos atmosféricos.

4. Sumário da Dissertação

Esta dissertação visa contribuir para o melhor entendimento da dinâmica da região próxima a mesopausa em baixas latitudes do hemisfério sul, através da identificação e caracterização vertical de movimentos ondulatórios de pequena escala nos campos de ventos e nas medidas de aeroluminescência obtidos em São João do Cariri.

Deve-se salientar que este trabalho é pioneiro e possui como objetivo principal estudar as características verticais das ondas de gravidade através da análise dos dados do

imageador e do radar meteórico na região equatorial sobre São João do Cariri - PB (7,38° S, 36,54° O).

Para alcançar o objetivo geral desta dissertação foram definidos os seguintes objetivos específicos:

- Analisar as ondas de gravidade no período de agosto de 2004 a julho de 2006;
- Analisar os dados de vento nos dias em que existem imagens de ondas de gravidade no período citado;
- Caracterizar as ondas de gravidade como propagantes, evanescentes e canalizadas.

Capítulo 2 – Aspectos teóricos das ondas gravitacionais e são caracterizadas as propagações verticais das ondas de gravidade.

Capítulo 3 – Trata da instrumentação e metodologia e apresentam-se os equipamentos utilizados neste trabalho.

Capítulo 4 – São apresentados e discutidos os resultados referentes à caracterização vertical das ondas de gravidade observadas em São João do Cariri.

Capítulo 5 – Finaliza apresentando as conclusões e considerações finais.

CAPÍTULO 2

2. Ondas na Atmosfera

As ondas atmosféricas são causadas por perturbações que provocam o desequilíbrio do meio a partir de um estado básico, tendo sua existência possibilitada devido à atuação de forças restauradoras em sentido contrário a perturbação. Na atmosfera terrestre, as ondas governadas pela força da gravidade e o gradiente de pressão são denominadas ondas de gravidade; ondas originárias devido às forças de compressibilidade do ar são as ondas acústicas; e aquelas devido às forças rotacionais são as ondas de escala planetária. O período de uma onda atmosférica ajuda a caracterizá-la e, de acordo com o interesse geofísico, as principais são as ondas planetárias, as marés atmosféricas e as ondas de gravidade (as que são de interesse deste estudo são as ondas de gravidade de curto período, entre 5 e 100 minutos).

Neste Capítulo será mostrado um pouco da teoria de ondas de gravidade e suas principais características obtidas através das observações.

2.1 Ondas de Gravidade

A discussão sobre a importância das ondas de gravidade na dinâmica atmosférica teve início na década de 50, quando movimentos de pequena escala foram observados na alta atmosfera, Munro (1950,1958). Esses movimentos foram associados mais tarde com ondas de gravidade. Em 1960, Hines explicou a distorção das trilhas dos meteoros como sendo resultado dos ventos médios e da propagação de ondas de gravidade para cima e, também, estabeleceu a teoria básica das ondas de gravidade em alturas mesosféricas.

Krassosky (1972), utilizando dados de fotômetro, estudou pela primeira vez a interação entre ondas de gravidade e a luminescência do OH. Noxon (1978), avaliou a propagação ascendente de ondas de gravidade a partir da variação da temperatura rotacional do O₂.

Hines (1972) sugeriu que o transporte de *momentum* linear, através das ondas de gravidade, pode afetar a circulação média da atmosfera. Lindzen (1981) detalhou os aspectos das interações de ondas de gravidade com o fluxo médio, sugerindo que as ondas que apresentavam comprimento de onda horizontal de aproximadamente 1000 km eram responsáveis pela transferência de *momentum* linear para a atmosfera. Posteriormente, foi verificado que as ondas de menor escala (~100 km) são as mais importantes na transferência de *momentum* linear (Vicent e Reid, 1983; Meeck *et al.*, 1985)

Outros pesquisadores propuseram novas hipóteses para explicar a quebra de ondas de gravidade e, conseqüentemente, o depósito de energia e *momentum* na atmosfera. Weinstock (1986) sugeriu que processos de interação onda-onda poderiam explicar o mecanismo de quebra de ondas de gravidade. Fritts e Dunkerton (1985) e Fritts e Rastogi

(1985) mostraram, após simulações numéricas, que as instabilidades convectivas (transporte de massas em consequência de uma diferença de temperatura) eram mais importantes do que os processos onda-onda. Outros trabalhos indicaram que as instabilidades dinâmicas são também um mecanismo importante na quebra de ondas de gravidade, Fritts (1985) e Fritts *et al.* (1994).

Estudos posteriores tentaram explicar os mecanismos de saturação das ondas de gravidade, ou seja, porque as ondas permanecem com a mesma amplitude, tais como a teoria da instabilidade linear (Dewan e Good, 1986), teoria do espalhamento Doppler (Hines, 1991), a parametrização de Fritts e Lu (1993) e a teoria de filtragem difusiva (Gardner, 1994).

As ondas de gravidade se originam principalmente na baixa atmosfera a partir da restauração do desequilíbrio entre a força de gravidade e o gradiente de pressão e se propagam até a alta atmosfera. Sua escala espacial varia de alguns quilômetros até milhares de quilômetros e sua velocidade de propagação é normalmente menor do que a velocidade das ondas sonoras.

Devido à conservação da energia, essas ondas propagam-se ascendentemente na atmosfera e crescem exponencialmente em amplitude, devido ao decréscimo exponencial da densidade com a altura, caso não haja dissipação da onda.

Quando a amplitude se torna muito grande, ou seja, a onda de gravidade alcança um nível crítico, ocorre quebra da onda e sua energia é transferida para a atmosfera, interferindo no campo de vento, causando-lhes aceleração e turbulência, e provocando mudanças também nos campos de pressão e temperatura. Isso ocorre na alta mesosfera e baixa termosfera, entre 80 e 110 km de altura. Nesta região os processos físico-químicos são particularmente interessantes, pois ocorrem extremos de temperatura, pressão e absorção da

radiação solar. É também nessa faixa de altura onde ocorre a transição entre uma atmosfera praticamente uniforme em termos de composição química (Homosfera) e uma atmosfera estratificada conforme o peso molecular de seus constituintes (Heterosfera).

Nesse contexto, as ondas de gravidade também são responsáveis pelo acoplamento dinâmico entre as camadas da atmosfera e por diversos fenômenos como: turbulência, mistura de constituintes, interações com marés e ondas planetárias, redução da amplitude da maré diurna, geração do fluxo meridional, a anomalia de temperatura na mesopausa e pela interação e modificação do fluxo médio da atmosfera (Medeiros, 2001).

As fontes de geração para essas oscilações na atmosfera são fenômenos geralmente relacionados com ventos e instabilidades atmosféricas tais como: fenômenos meteorológicos como as frentes frias, os sistemas convectivos, ventos soprando sobre montanhas, explosões vulcânicas, entre outros.

2.2 - Observações de ondas de gravidade

As observações de ondas de gravidade têm sido reconhecidas como um elemento essencial na compreensão da dinâmica e estrutura da média atmosfera. Estudos da alta mesosfera e baixa termosfera são restringidos pela dificuldade de acesso para medidas “*in situ*”, sendo importante o uso de técnicas que permitam o monitoramento remoto.

Durante as últimas décadas, radares operando em Very High Frequency (VHF), radar de Laser, instrumentos óticos como os fotômetros, interferômetros e imageadores com

CCD, têm sido utilizados para caracterizar as ondas de gravidade (Wrasse *et al.*, 2006). Apesar desses instrumentos apresentarem boa resolução temporal e espacial, a rede desses equipamentos de solo encontra-se muito dispersa para se ter uma cobertura global. As observações realizadas por satélites são capazes de produzir uma grande cobertura global, porém não apresentam uma boa resolução espacial (Wu e Waters, 1996). Contudo, essas medidas podem fornecer uma distribuição quantitativa da atividade das ondas de gravidade, ou seja, quantas ondas de gravidade ocorrem em um determinado espaço de tempo em uma dada região.

Recentemente, o *Global Position System* (GPS) começou a ser explorado através da técnica de rádio ocultação de sinal de GPS, a fim de se obter perfis de temperatura, índice de refração, pressão e vapor d'água na atmosfera neutra (Haji *et al.*, 2002). Desde então, a técnica de rádio ocultação vem sendo empregada, entre outros estudos, no monitoramento climático (Foelsche *et al.*, 2004); previsão numérica do tempo (Healy e Thépaut, 2006); no estudo de ondas de gravidade (Ratnam *et al.*, 2004) e ondas planetárias (Randel e Wu, 2005). Contudo, a utilização de GPS não permite estudar a propagação vertical das ondas de gravidade por limitar-se a uma região muito restrita, abaixo de 35 km de altura.

Como mostrado, muitos instrumentos podem ser usados na observação das ondas de gravidade. Todavia, cada um deles tem sua própria limitação na observação dos parâmetros dessas ondas, e a combinação dos métodos de análise é muito importante para o estudo mais detalhado das ondas de gravidade (Gardner e Taylor, 1998). Uma das possíveis técnicas utilizadas é o imageamento da aeroluminescência em torno da região da mesopausa que tem sido aplicado para observar, em diversos locais, ondas de curtos períodos (< 1 hora) e pequenos comprimentos de onda horizontal (6 – 1000 km) (Nakamura *et al.*, 1999). A

utilização de imageador com CCD já possibilitou a observação de estruturas de ondas de gravidade em Cachoeira Paulista, (Medeiros, 2001) e em São João do Cariri (Machado, 2002).

A publicação das primeiras imagens realizadas com uma lente fisheye (olho de peixe) all-sky (180° de campo de visão) mostrando estruturas de onda sobre todo o céu (cobrindo 10⁶ km²) foram registradas por Peterson e Adams (1983).

As campanhas ALOHA – 90 e 93, permitiu várias observações das características da luminescência atmosférica. Nesse período, com imageadores de Taylor (Taylor e Ewareds, 1991) e outros instrumentos, permitiu-se investigar movimentos de curto período observados freqüentemente; comparou-se medidas de imageador com o interferômetro encontrando uma boa concordância; calculou-se a inclinação do espectro do número de onda em duas dimensões; registrou-se ondas em imagens do OH com direção para sudeste, comprimento de onda de aproximadamente 25 km e velocidade de fase entre 25 – 40 m/s; sugeriu-se a presença de ondas acústicas em altitudes mesosféricas assim como que as montanhas não poderiam ser uma fonte importante das ondas observadas e, também, que a filtragem pelos ventos poderiam desempenhar um papel importante nos padrões de ondas detectadas. Esses trabalhos marcaram a introdução de imageadores com CCD nas medidas de luminescência.

Swenson e Mende (1994) registraram várias noites de observações de ondas de gravidade em imagens do OH e apresentaram um método aproximado de diferenciação temporal, no qual sucessivas imagens são subtraídas umas das outras. Isto significa uma aproximação de uma derivada temporal de uma série de imagens. Eles também observaram uma quebra de onda, a qual foi caracterizada por uma distorção na frente de onda e o aparecimento de caóticas estruturas de "ripples" alinhados ortogonalmente à onda inicial. Esse fenômeno é atribuído a semelhantes estruturas observadas por Fritts *et al.* (1993) em nuvens

noctilucentes. O primeiro a calcular espectro em duas dimensões utilizando a análise de Fourier em imagens do OH foi Hecht *et al.* (1994).

Taylor e Garcia (1995) realizaram análise espectral em duas dimensões de imagens observadas sobre Arecibo, Porto Rico (EUA). Eles encontraram comprimentos de onda horizontal de 26 – 70 km, velocidades de fase de 31 – 41 m/s e períodos de 11 – 28,5 minutos. Em 1997, eles descreveram uma técnica de processamento de imagens que usava uma calibração espacial, remoção de estrelas, projeção geográfica e análise de Fourier.

Durante a campanha CORN (Collaborative Observations Regarding the Nightglow) em Urbana – Illinois (EUA), Recht *et al.* (1997) detectaram em imagens de OH ondas alinhadas em 135° e 315°. Essas ondas apresentaram comprimento entre 30 – 50 km, período entre 10 – 20 minutos, com velocidade de fase em torno de 50 m/s.

Em Alcântara (2° S, 44° O) no Maranhão, entre agosto e outubro de 1994, Taylor *et al.* (1997) obtiveram imagens do OH e encontraram que as bandas exibiram uma forte anisotropia na direção de propagação, com uma direção preferencial para nordeste.

Estudos óticos e de radar têm revelado uma diversidade muito grande de ondas na região da mesosfera e baixa termosfera (MLT). Os lidars têm oferecido uma melhor resposta para movimentos de onda com comprimento de onda vertical menores do que a espessura da camada de sódio (~10 km). Em comparação, o imageamento da luminescência, especialmente do OH, tem demonstrado alta sensibilidade para movimentos que apresentam comprimentos de onda horizontal de pequena escala (< 100 km) e períodos curtos (< 1 hora), Taylor e Garcia, (1995); Isler *et al.*, (1997); Taylor *et al.* (1997); Garcia *et al.* (1997); Hecht *et al.* (1997); Coble *et al.* (1998); Nakamura *et al.* (1999); Batista *et al.* (2000); Medeiros (2001); Machado (2002); Medeiros *et al.* (2005).

2.3 - Solução Matemática das Ondas de Gravidade

O estudo dos movimentos atmosféricos é realizado a partir das equações hidrodinâmicas e da termodinâmica. A mistura de gases na baixa e média atmosfera pode ser tratada como um gás ideal único de peso molecular constante. Assim, as leis básicas da hidrodinâmica e da termodinâmica deste gás atmosférico podem ser representadas:

1. **Equação do Movimento** – é uma expressão da segunda lei de Newton e leva em conta o gradiente de pressão e a força gravitacional:

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} = -2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v} - \frac{1}{\rho} \nabla p + \mathbf{g} + \mathbf{F} \quad (2.1)$$

em que, o vetor $\mathbf{v} = (u, v, w)$ representa o campo de velocidade, p a pressão hidrostática e ρ a densidade de massa, $\mathbf{\Omega}$ taxa de rotação angular da Terra, \mathbf{g} aceleração da gravidade e \mathbf{F} são forças não conservativas. A equação (2.1) estabelece o balanço entre forças de diferentes naturezas, agindo sobre uma parcela de fluido.

$$\frac{d\mathbf{v}}{dt} \Rightarrow \text{Força inercial}$$

$$2\mathbf{\Omega} \times \mathbf{v} \Rightarrow \text{Força de Coriolis}$$

$$-\frac{1}{\rho} \nabla p \Rightarrow \text{Força devido ao gradiente de pressão}$$

$$\mathbf{g} \Rightarrow \text{Força devido à gravidade}$$

2. **A equação da Continuidade** – é uma expressão da conservação de massa:

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla(\rho\vec{v}) = P - L \quad (2.2)$$

em que, $\frac{d\rho}{dt}$ é a variação local da densidade de uma parcela de fluido, $\nabla(\rho\vec{v})$ o divergente do fluxo de massa, P é a produção e L é a perda.

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

3. **A Equação Adiabática** – é uma expressão da conservação da energia:

$$\frac{dp}{dt} - C^2 \frac{d\rho}{dt} = (\kappa - 1)Q\rho \quad (2.3)$$

em que, C é a velocidade do som.

4. **A Equação dos Gases Perfeitos**, aplicada para o ar seco:

$$p = \rho RT \quad (2.4)$$

em que, R é a constante universal dos gases.

Um tratamento teórico adequado das ondas de gravidade atmosféricas foi estabelecido por Hines (1960). Ele é baseado nas seguintes hipóteses:

- Despreza-se os efeitos não lineares e a esfericidade da Terra;
- A atmosfera é considerada isotérmica e sem viscosidade;
- A força de Coriolis pode ser desprezada, sem que erros significativos sejam introduzidos, quando a frequência da onda for muito maior que a frequência de rotação da terra.

Sob essas condições, o conjunto de equações linearizadas pode ser usado. Entretanto, como é mais comum em aeronomia, expressa-se as equações linearizadas em termos de V (volume), p (pressão) e ρ (densidade) da forma que é feita por Hines (1960). Como as únicas forças atuantes estão na vertical e as soluções procuradas são ondas planas, pode-se direcionar o eixo horizontal x na direção de propagação da onda, de modo que $\vec{v} = (u, 0, w)$. Ao se fazer $p = p_1 + p_0$ ($p_0 \rightarrow p$ do estado estático; $p_1 \rightarrow p$ do estado 1), $\rho = \rho_1 + \rho_0$ ($\rho_0 \rightarrow \rho$ do estado estático; $\rho_1 \rightarrow \rho$ do estado 1), u e w (velocidades em x e z respectivamente) e linearizando as equações do movimento, obtém-se:

$$\begin{aligned}
 \rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{\partial p_1}{\partial x} && \text{Equação do Movimento na direção de 'x'}. \\
 \rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{\partial p_1}{\partial z} - \rho_1 g && \text{Equação do Movimento na direção de 'z'}. \\
 \frac{\partial p_1}{\partial t} + w \frac{\partial p_0}{\partial z} &= C^2 \left(\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} \right) && \text{Equação Adiabática.} \\
 \frac{\partial \rho_1}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} &= -\rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right) && \text{Equação da Continuidade.}
 \end{aligned} \tag{2.5}$$

em que, C é a velocidade do som e está relacionada com p_0 e ρ_0 por $C^2 = \gamma \frac{p_0}{\rho_0}$ e γ é a

relação entre o calor específico a pressão constante e calor específico a volume constante

$$\left(\frac{c_p}{c_v} \right).$$

Supondo soluções da forma de ondas planas

$$\frac{p_1}{p_0 P} = \frac{\rho_1}{\rho_0 R} = \frac{u}{X} = \frac{w}{Z} = A \exp[i(\omega t - k_x x - k_z z)] \quad (2.6)$$

Sendo P, R, X, Z, A constantes (possivelmente complexas), ω é a frequência da onda, k_x e k_z são, respectivamente, número de onda horizontal e vertical (constantes complexas).

A relação de dispersão (2.7) é obtida ao substituir (2.6) em (2.5):

$$\omega^4 - \omega^2 C^2 (K_x^2 + K_z^2) + (\gamma - 1) g^2 K_x^2 + i \omega^2 \gamma g K_z = 0 \quad (2.7)$$

A equação acima (2.7), quando da ausência de gravidade ($g = 0$), reduz-se a equação que governa a propagação do som:

$$\omega^2 = C^2 (K_x^2 + K_z^2) \quad (2.8)$$

2.4 - Ondas de Gravidade Interna

A relação de dispersão (2.7) é uma equação de quarta ordem em ω e admite soluções da forma:

$$\frac{p_1}{\rho_0 P} = \frac{\rho_1}{\rho_0 R} = \frac{u}{X} = \frac{w}{Z} = A \exp\left(\frac{z}{2H}\right) \exp[i(\omega t - k_x x - k_z z)] \quad (2.9)$$

assim, a relação de dispersão para ondas de gravidade internas torna-se:

$$\omega^4 - \omega^2 C^2 (K_x^2 + K_z^2) + (\gamma - 1) g^2 K_x^2 - \frac{\gamma^2 g^2 \omega^2}{4C^2} = 0 \quad (2.10)$$

A equação (2.10) também é de quarta ordem em ω , o que significa que para cada par $(K_x + K_z)$ existem dois conjuntos distintos de ω^2 . Ao restringir-se aos valores positivos de ω (a parte negativa indica apenas a direção de propagação), verifica-se que um dos resultados é maior que um suposto ω_a e o outro é menor que um suposto N e também que $\omega_a > N$, em que $\omega_a = \frac{\gamma g}{2C}$ (frequência acústica de corte) e $N = \frac{\sqrt{\gamma - 1}}{C}$ (frequência de Brunt-Väisälä). Isso mostra a possibilidade de ocorrer duas seqüências distintas de ondas de gravidade internas, uma de alta frequência ($\omega > \omega_a$ - ondas acústicas) e outra de baixa frequência ($\omega < N$ - ondas internas), e uma região onde não há a propagação de ondas de gravidade interna ($N \leq \omega \leq \omega_a$ - ondas evanescentes).

As ondas acústicas e de gravidade podem ser distinguidas claramente na Figura (2.1), que ilustra a representação da relação de dispersão. São plotados contornos para ω

constante no domínio k_x e k_z , usando valores de γ , C e g representativos para as alturas dos meteoros. A família das elipses representa as ondas de gravidade-acústicas, enquanto a família das hipérbolas representa as ondas de gravidade.

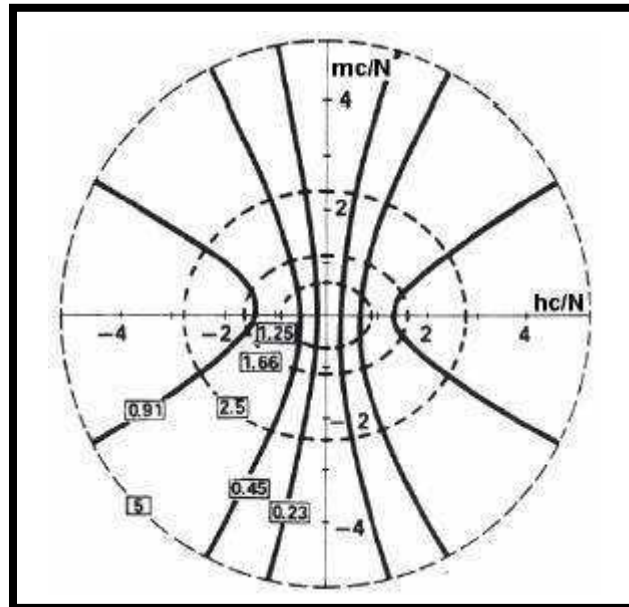


Figura 2.1 – Superfícies de propagação com períodos constantes, construídas para uma atmosfera isotérmica. As ondas acústicas são representadas pelas linhas pontilhadas e as ondas de gravidade são representadas pelas linhas contínuas.

FONTE: Adaptada de Hines (1974, p.274)

2.5 - Relação entre os Parâmetros de uma Onda de Gravidade

A Figura (2.2) ilustra os parâmetros envolvidos com uma onda de gravidade. A equação (2.9) expressa as relações permitidas entre a frequência da onda e os comprimentos

de onda horizontal e vertical $\left(k \cong \frac{2\pi}{\lambda} \right)$.

A fase de propagação é dada por:

$$\theta = \tan^{-1}\left(\frac{\lambda_x}{\lambda_z}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{k_z}{k_x}\right), \quad (2.11)$$

e o comprimento de onda é obtido da seguinte relação:

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_x^2} + \frac{1}{\lambda_z^2} = \frac{(k_x^2 + k_z^2)}{(2\pi)^2} \Rightarrow \lambda = \frac{2\pi}{\sqrt{(k_x^2 + k_z^2)}} \quad (2.12)$$

conseqüentemente, as velocidades de fase nas direções de θ , horizontal e vertical serão:

$$U = \frac{\omega\lambda}{2\pi} = \frac{\omega}{k}, \quad v = \frac{\omega}{k_x} \quad \text{e} \quad w = \frac{\omega}{k_z} \quad (2.13)$$

substituindo os valores de ω_a e N na Equação (2.10), a relação de dispersão pode ser escrita como:

$$k_z^2 = \left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}\right) \frac{\omega^2}{C^2} - k_x^2 \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2}\right) \quad (2.14)$$

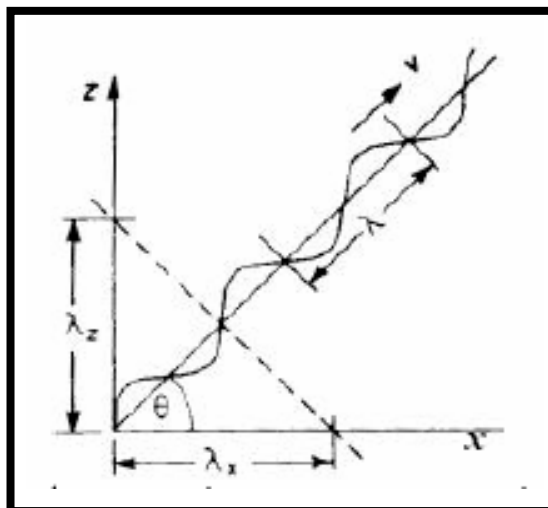


Figura 2.2 – Parâmetros de uma onda de gravidade.

FONTE: Adaptada de Hargreaves (1992, p. 125 *apud* Medeiros, 2004)

estudando os casos assintóticos, para $\omega^2 \ll C^2 k_x^2$, obtém-se:

$$k_z^2 = k_x^2 \left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) \quad (2.15)$$

que representa uma onda de gravidade pura. Note-se que, neste caso, o efeito de compressibilidade é desprezado. A onda só pode se propagar se k_x e k_z forem reais e positivos, requerendo que $\omega < N$. Pode-se escrever a Equação (2.11), fazendo-se uso da Equação (2.15), da seguinte forma:

$$\theta = \tan^{-1} \left[\sqrt{\left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right)} \right] \quad (2.16)$$

As ondas de gravidade são bastante diferentes das ondas acústicas. Nas ondas acústicas a velocidade da onda é determinada pelas propriedades do meio as quais selecionam uma frequência e um comprimento de onda. No caso das ondas de gravidade, a frequência fixa a fase de propagação (Equação 2.16), mas não a velocidade e o comprimento de onda.

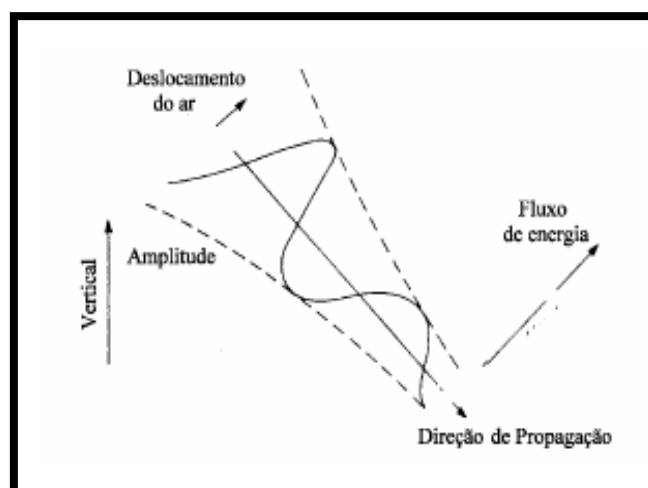


Figura 2.3 – Ilustração de uma onda de gravidade simples.

FONTE: Adaptada de Hargreaves (1992, p. 126 *apud* Medeiros, 2004)

A figura acima ilustra uma onda de gravidade simples. Para baixas frequências as partículas se movem perpendicularmente à direção de fase de propagação, e a energia se propaga em ângulo reto em relação à velocidade de fase. A amplitude da onda aumenta com a altitude, para manter constante o fluxo de energia (desprezando a viscosidade).

Esse tratamento é bastante simplificado, pois considera a atmosfera isotérmica, sem viscosidade, e sem movimento. Se considera-se a atmosfera com a temperatura variável com a altura e com um vento constante \vec{V}_0 , a relação de dispersão pode ser obtida sem dificuldades. Pode-se mostrar, também, que a solução continua com a mesma forma, porém, com as substituições (Hargreaves, 1992):

$$\begin{aligned}\omega &\rightarrow \Omega = \omega - \vec{V}_0 \cdot \vec{k} \\ N^2 &\rightarrow N_B = \sqrt{N^2 + \frac{g}{T} \frac{\partial T}{\partial z}} \\ \omega_a &\rightarrow \omega_{an} = \sqrt{\omega_a^2 + \frac{\gamma g}{2T} \frac{\partial T}{\partial z}}\end{aligned}\tag{2.17}$$

Dois resultados são evidentes das mudanças acima:

- para a propagação sobre um fluxo médio com $\vec{V}_0 = cte$, a frequência sofre um deslocamento Doppler;
- o gradiente de temperatura torna ω_a (frequência de corte acústico) e N (frequência de Brunt-Väisälä) variáveis com a altura.

Ondas que obedecem $\omega < N$ ou $\omega > \omega_a$ em uma altura, podem não fazê-lo em outras, implicando que a onda pode ser refletida ou refratada entre essas alturas. A presença do vento também pode produzir reflexões da onda, mesmo que a temperatura seja constante.

2.6 - Níveis Críticos

Um fenômeno importante associado a ondas de gravidade é a mudança nas propriedades da onda ao cruzar um nível crítico. Um nível crítico (z_c) é definido como o nível no qual o fluxo básico cisalhado verticalmente $U(z)$ é igual à velocidade de fase horizontal da onda, $U(z_c) = c$.

A equação da estrutura vertical,

$$\frac{\partial^2 w}{\partial z^2} + m^2(z)w = 0 \quad (2.18)$$

(forma reduzida da equação de Taylor-Goldstein), em que

$$m^2(z) = k_z^2 = \frac{N^2}{(U-c)^2} - \frac{U_{zz}}{U-c} - k_x^2, \text{ tem uma singularidade no nível crítico.}$$

Usando o método WKB (acrônimo de Wentzel-Kramer-Brillouin), Bretherton (1966) mostrou que quando um pacote de ondas de gravidade internas num fluido estratificado, estável, sem rotação, se aproxima da camada crítica, a frequência intrínseca tende a zero ($\omega \rightarrow 0$), o número de onda vertical do pacote tende a infinito ($m_{(z)} \rightarrow \infty$).

Isso significa que seria necessário uma quantidade infinita de tempo para um pacote de ondas de gravidade alcançar o nível crítico. Diante disso, Bretherton (1966) propôs que a onda de gravidade interna é fisicamente absorvida no nível crítico, ao invés de ser refletida ou transmitida. Quando a energia da onda associada com o pacote de onda se propaga na direção do nível crítico, a velocidade de grupo torna-se mais horizontal e

eventualmente orienta-se completamente em direção horizontal na vizinhança do nível crítico. Próximo ao nível crítico, a velocidade de fase é descendente, uma vez que é perpendicular à velocidade de grupo, e o movimento das parcelas torna-se horizontal. O comprimento de onda vertical decresce quando o pacote de onda se aproxima do nível crítico.

Adicionalmente, o número de onda vertical cresce e a velocidade da perturbação torna-se crescentemente na horizontal quando se aproxima do nível crítico, uma vez que:

$$m^2(z) \approx \frac{N^2}{(U - c)^2} \quad (2.19)$$

Isso implica que $m \rightarrow \infty$ quando $z \rightarrow z_c$. Dessa forma, o comprimento de onda vertical se aproxima de zero próximo ao nível crítico. Essa propriedade também é representada na Figura 2.4, em que o comprimento de onda vertical decresce quando o pacote de ondas se aproxima do nível crítico.

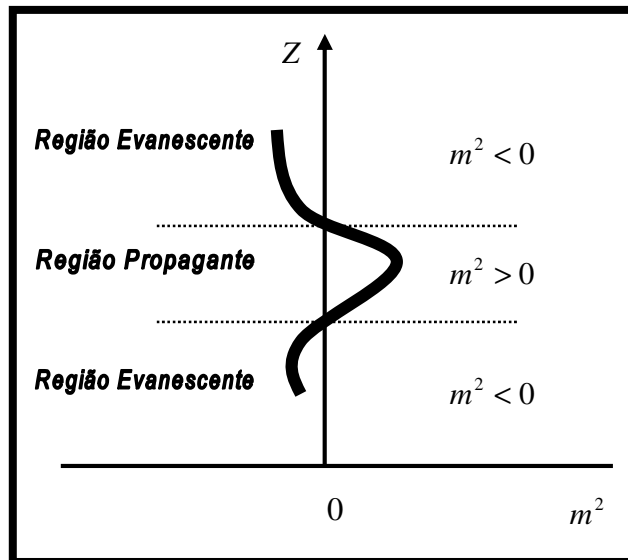


Figura 2.4 – Perfil do número de onda vertical que permite a formação de um canal Doppler. A ilustração mostra as regiões onde as ondas são propagantes e evanescentes.

FONTE: Adaptada de Chimonas e Hines (1986, p.1220)

O mecanismo de absorção por níveis críticos ou camadas críticas de ondas de gravidade internas geradas convectivamente têm sido proposto para explicar a oscilação quase bial anual observada na estratosfera equatorial, Holton e Lindzen (1972); Alexander e Holton (1997).

2.7 - Ondas Propagantes

As ondas propagantes são caracterizadas por propagarem-se tanto na vertical quanto na horizontal. Ao se propagarem na vertical de modo ascendente, aumentam sua amplitude de oscilação à medida que a densidade diminui. Não havendo dissipação de energia, a amplitude da onda torna-se tão grande, devido à diminuição da densidade com a altura, que esta pode sofrer um processo de quebra e transferir *momentum* e energia para o meio, acelerando ou desacelerando o fluxo básico e provocando turbulência.

Na Figura 2.5, apresentamos um gráfico de onda caracterizada como verticalmente propagante ocorrida em 16/10/2004 sobre São João do Cariri. Nesse caso, $k_z^2 > 0$ (k_z - número de onda vertical) em todo intervalo de altura do perfil de vento.

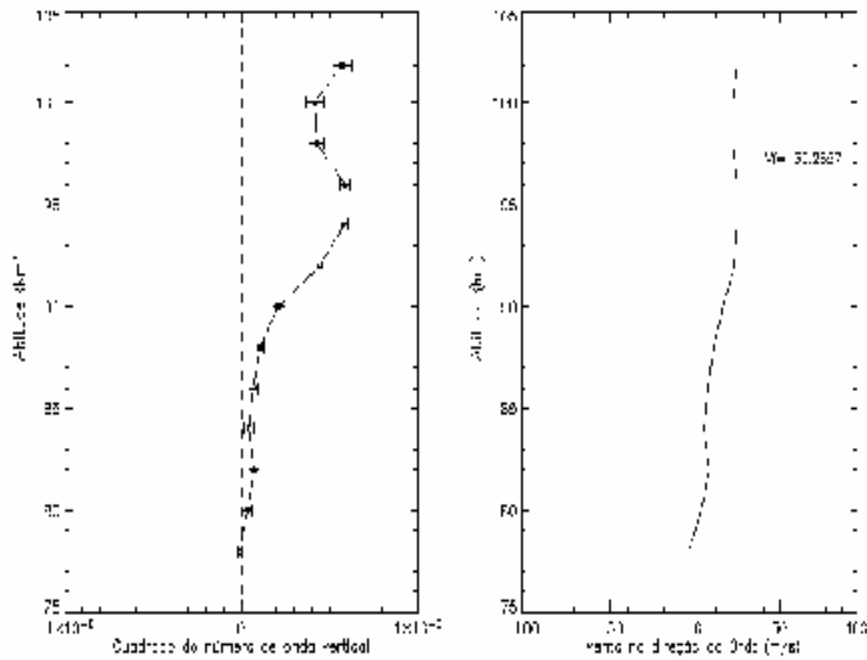


Figura 2.5 – Exemplo de gráfico de uma onda propagante ocorrida em 16/10/2004 sobre São João do Cariri

2.8 – Ondas Evanescentes

A análise da equação (2.12) mostra que tanto K_x quanto K_z não podem ser puramente reais e não-nulos. Isso implica que deve haver uma atenuação ou crescimento da onda, tanto horizontalmente quanto verticalmente. Assumindo que a amplitude na direção horizontal permaneça constante, então K_x será puramente real e ter-se-á $K_x = k_x$ (real) e $K_z = k_z + \text{Im}(K_z)i$ de modo que a parte real da equação (2.7) torna-se:

$$\omega^4 - \omega^2 C^2 \{k_x^2 + k_z^2 - [\text{Im}(K_z)]^2\} + (\gamma - 1)g^2 k_x^2 - \omega^2 \gamma g \text{Im}(K_z) = 0 \quad (2.20)$$

E a parte imaginária torna-se:

$$\omega^2 \gamma g k_z - 2\omega^2 C^2 k_z \operatorname{Im}(K_z) = 0 \quad (2.21)$$

Da parte imaginária verifica-se que para $\omega \neq 0$, tem-se que $k_z = 0$, ou $\operatorname{Im}(K_z) = \frac{\gamma g}{2C^2} = \frac{1}{2H}$. A primeira condição é puramente imaginária e implica que a onda não terá nenhuma variação de fase na vertical, caracterizando uma onda de superfície e evanescente ($k_z = 0$).

As regiões de altas frequências são dominadas por ondas acústicas enquanto as regiões de baixa frequência são dominadas pelas ondas internas de gravidade. Dessa forma, o intervalo entre essas frequências é ocupado pelas ondas evanescentes que se caracterizam por não se propagarem verticalmente, apenas horizontalmente (Figura 2.6).

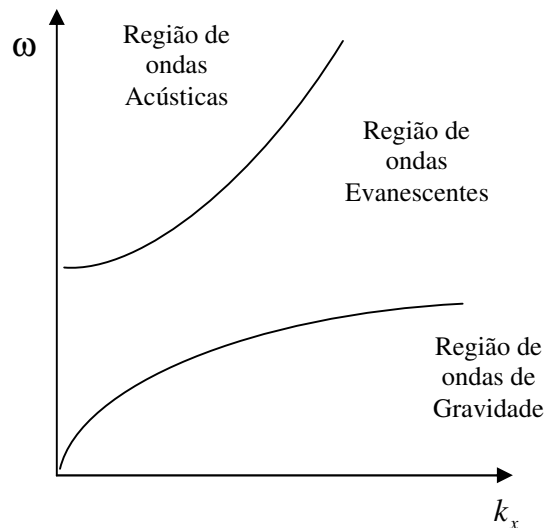


Figura 2.6 – Regiões de existência de ondas de gravidade, evanescente e acústica.

A seguir, a Figura 2.5, apresenta um gráfico de uma onda evanescente ocorrida em 01/08/2005 sobre São João do Cariri.

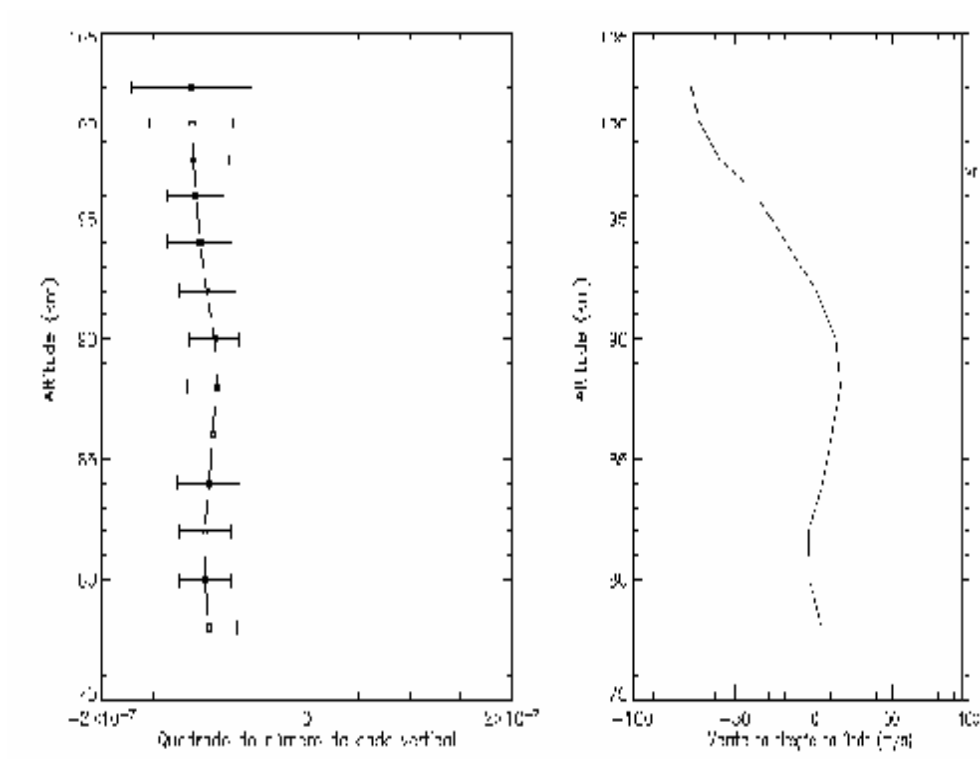


Figura 2.7 – Exemplo de gráfico de uma onda evanescente ocorrida em 01/08/2005 sobre São João do Cariri

2.9 - Ondas Canalizadas

O imageamento da aeroluminescência produz somente informações sobre os parâmetros de onda horizontais. Por essa razão, quando as observações envolvem somente uma camada de emissão, as informações dos parâmetros verticais só podem ser inferidas utilizando os parâmetros horizontais juntamente com a relação de dispersão da onda (Hines,

1960). No entanto sem o conhecimento do vento de fundo (que permite a determinação dos parâmetros intrínsecos), esse método gera muitas incertezas no comprimento de onda vertical inferido. Como consequência os trabalhos anteriores em sua maioria consideram que as ondas são propagantes (Medeiros, 2001).

Na atmosfera as variações na temperatura e os campos de ventos podem afetar a propagação das ondas de gravidade. Quando surgem gradientes nesses campos (temperatura e ventos) pode ocorrer à reflexão das ondas ou o aparecimento de canais de ondas (do tipo guias de onda). Esses canais são importantes na atmosfera, pois as ondas que se encontram nelas são capazes de percorrer grandes distâncias horizontais com pequena perda de energia.

As ondas canalizadas são confinadas entre duas regiões de comportamento evanescente ($m^2 < 0$) ou entre uma região evanescente e o solo, exibindo algum tipo de ressonância (Francis, 1975). Ondas com comprimentos de onda vertical longos são fortes candidatas ao aprisionamento. Essas ondas podem ser canalizadas por gradientes da frequência de Brunt-Väisälä (temperatura), por gradientes de ventos ou por ambos. Os canais que são gerados a partir do gradiente de temperatura são denominados de canais térmicos, enquanto os que têm origem através dos gradientes de ventos são chamados de canais Doppler.

A Equação diferencial que governa a propagação de ondas de gravidade na horizontal em uma atmosfera estratificada em densidade e pressão e com a presença de um vento de fundo, na forma de Boussinesq, e assumindo soluções periódicas no tempo e na direção horizontal (ondas planas monocromáticas) pode ser dado por (Gossard e Hooke, 1975):

$$\frac{\partial^2 w'}{\partial z^2} + \left[\frac{N^2}{(\bar{u} - c)^2} - \frac{\partial^2 u_0 / \partial z^2}{(\bar{u} - c)} - k^2 \right] w' = 0 \quad (2.22)$$

também conhecida como Equação de Taylor-Goldstein, em que w' é a perturbação na velocidade vertical, N é a frequência de Brunt-Väisälä, u é velocidade do vento de fundo (no nosso caso média noturna) ao longo da direção da onda, c é a velocidade de fase horizontal da onda e k é número de onda .

Uma aproximação WKB (Andrews *et al.*, 1987), fornece a solução da equação (2.22) como função do número de onda vertical:

$$k_z^2 \approx \frac{N^2}{(\bar{u} - c)^2} - \frac{\partial^2 u_0 / \partial z^2}{(\bar{u} - c)} - k_x^2 \quad (2.23)$$

na qual possibilita duas condições para análise dos gráficos (Figura 2.8), que fornecerão (à esquerda) o perfil de k_z^2 para o evento e (à direita) o perfil do vento médio ao longo de direção de propagação da onda:

- $k_z^2 > 0$ a onda é livre e propagante e aparecem canais em um determinado intervalo de altura com contornos limites em $k_z^2 < 0$.
- $k_z^2 < 0$ a onda é evanescente.

Dessa forma, temos um exemplo de um evento de onda canalizada (Figura 2.8) onde aparecem canais entre os contornos limites nas alturas entre 84 km e 90 km de altura no perfil de k_z^2 para um determinado evento que ocorrerá em 02/07/2005 sobre São João do Cariri.

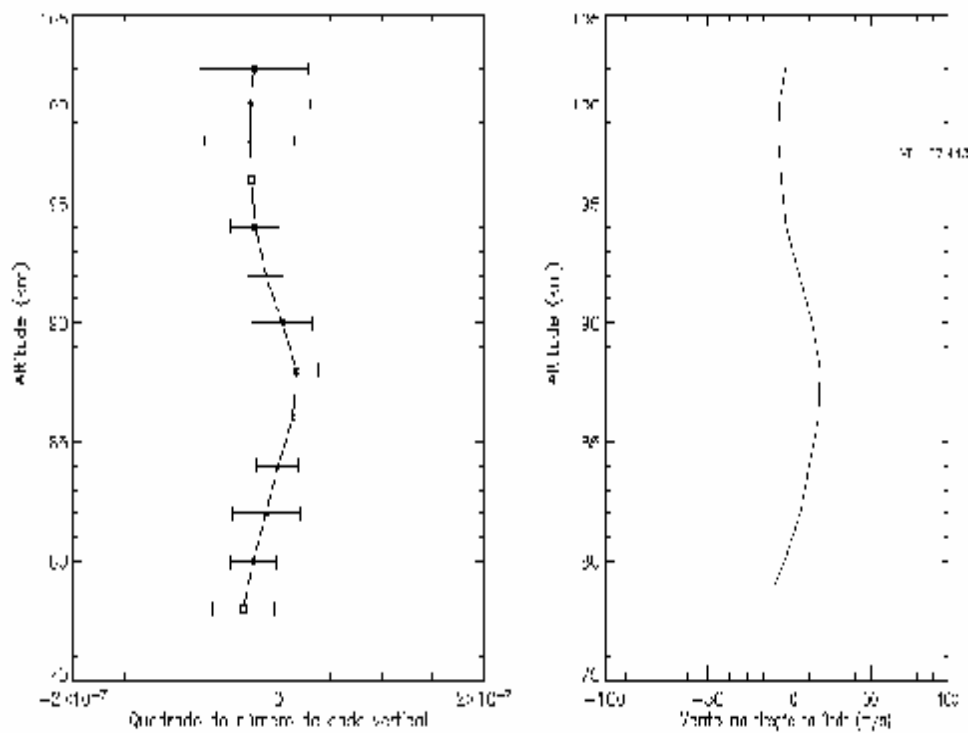


Figura 2.8 – Exemplo de gráfico de uma onda canalizada ocorrida em 02/07/2005 sobre São João do Cariri

A aproximação WKB só é válida se as propriedades do meio variam lentamente numa escala comparável com o comprimento de onda, limitando a propagação vertical das ondas de gravidade e restringem o transporte de energia e *momentum* delas para a área confinada pelo canal, podendo a onda deslocar-se por grandes distâncias horizontais.

Segundo Medeiros (2003), os canais Doppler podem ocorrer sempre que o perfil de vento médio apresente um máximo (ou mínimo) e que seja ligeiramente menor (maior) do que a velocidade de fase da onda observada.

CAPÍTULO 3

3. Metodologia e Instrumentação

Os dados de imagens e de ventos analisados neste estudo foram coletados em São João do Cariri - PB ($7,38^{\circ}$ S, $36,54^{\circ}$ O) no OLAP – Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba durante o período de agosto de 2004 a julho de 2006 perfazendo assim, um total de 24 meses. Estes dados foram usados para determinar os parâmetros das ondas de gravidade de curto período e o vento médio entre 80 e 100 km de altitude.

Denomina-se vento médio a média noturna dos ventos na região atmosférica em estudo. O vento médio noturno será utilizado para determinar os parâmetros intrínsecos das ondas e os perfis de altitude do número de onda vertical ao quadrado, com o objetivo de determinar a caracterização vertical de cada onda observada.

3.1 As Observações

O Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP) está instalado numa área pertencente ao Centro de Ciências Agrárias do campus II da Universidade Federal

da Paraíba, conhecida como Estação Experimental localizada na cidade de São João do Cariri, Paraíba, e tem operado rotineiramente desde outubro de 1997.

Um dos fatores que contribuíram para a escolha da cidade de São João do Cariri como a região para instalação desse observatório foi a cidade localizar-se numa das regiões mais secas do Brasil. Dessa forma, a pouca formação de nuvens e a conseqüente baixa ocorrência de chuvas favorece um maior número de aquisição de dados ao longo do ano.

Outros fatos importantes que auxiliaram na escolha foram a sua localização geográfica (em torno de 7° Sul) que permite estudar a atmosfera na região equatorial, que desperta grande interesse científico por parte dos pesquisadores da área de Geofísica Espacial e o fato de ser uma cidade pequena (aproximadamente 4.715 habitantes – IBGE 2006) distante de grandes centros, não contribui com ruído de fundo, ou contaminação espectral, proveniente de luzes artificiais.

Diversas técnicas têm sido empregadas para observar a região da mesosfera e baixa termosfera (MLT), no intuito de ampliar os conhecimentos a respeito do comportamento das ondas de gravidade na atmosfera e determinar os seus parâmetros dinâmicos. Regularmente, tem-se realizado o sensoriamento remoto do campo de ondas através de instrumentos de solo como os radares de laser e de ventos, e para a observação das camadas de aeroluminescência instrumentos óptico-eletrônicos como espectrofotômetros e imageadores, além de sensores a bordo de foguetes e satélites científicos.

Neste trabalho, procura-se determinar os parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade pela combinação das medidas do comprimento de onda horizontal, visualizadas em imagens de diferentes emissões da aeroluminescência, feitas por imageador all-sky, e do

campo de vento horizontal obtido pelo radar meteorológico, ambos numa região entre 80 e 100 km de altitude.

No imageador instalado no OLAP, os parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade podem ser inferidos via análise harmônica, utilizando processamento digital das imagens, que agiliza o processo de análise. A utilização de filtros ópticos de interferência, acoplados mecanicamente ao sistema óptico do imageador, torna possível a detecção de ondas em diferentes camadas de emissão, que estão situadas em diferentes alturas da região MLT.

3.2 - O Imageador

O imageador é composto basicamente de um sistema óptico e uma câmara CCD (Charge Coupled Device), que é capaz de detectar variações da aeroluminescência noturna e registrá-las através de imagens como arquivos digitais. Especificamente o imageador pode: i) registrar imagens completas do céu nas emissões da aeroluminescência 557,7 nm, 630,0 nm, do O₂ (0,1), do OH e do fundo luminoso do céu noturno; ii) monitorar as variações da aeroluminescência em tempo real. A Figura 3.1 mostra o mapa do local de observação e exemplos de eventos de ondas obtidas pelo imageador *all-sky* instalado em São João do Cariri.

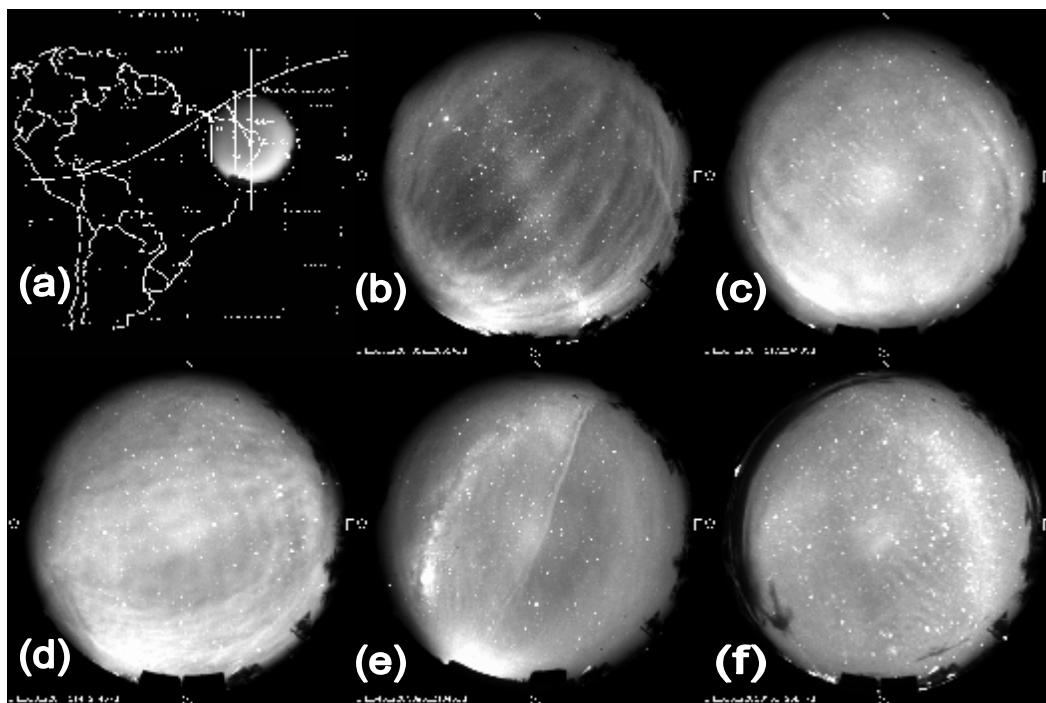


Figura 3.1 – Mapa do local de Observação (a) e ondas de gravidade observadas durante o período de observação. Banda (b), ripple (c), interação onda-onda (d), pororoca (e) quebra de ondas (f).

O sistema consiste de uma lente olho de peixe ($f/4$) – *fisheye* – com um campo de visão de 180° , obtendo uma imagem completa do céu local. Essa imagem passa através de um sistema óptico telecêntrico. A trajetória óptica é interrompida por uma roda de filtros composta de orifícios nos quais se encontram cinco filtros de interferência óptica cujas características são descritas na Tabela 3.1. Esses filtros tornam o imageador capaz de detectar variações nas emissões OI 557,7 nm, OI 630,0 nm, do fundo luminoso em 578,0 nm, no infravermelho entre 715 e 930 nm (para as bandas vibracionais (8,3), (4,0), (9,4), (5,1), (6,2), (7,3) e parte da (8,4) da molécula OH), com corte na transmissão em 865 nm, e um filtro para a banda vibracional do $O_2 A$ (0-1) em 865 nm. O sistema tem a capacidade de trocar de filtro automaticamente via microcomputador (Medeiros, 2001).

Filtro	Comprimento de Onda (nm)	Largura da Banda (nm)	Altura Média (km)
OI	557,7	2,65	~96
OI	630,0	3,3	~275
Fundo Luminoso	578,0	2,67	**
O ₂ (0,1)	865,5	12	~94
OH	715 - 930 ³	215	~87

Tabela 3.1 – Característica dos filtros de interferência

A imagem filtrada passa através de um outro sistema de lentes que reproduz a imagem no CCD. O sistema de refrigeração acoplado ao dispositivo mantém o ruído térmico do CCD em níveis baixos. Um CCD é basicamente uma matriz de células sensíveis à luz. A imagem é captada através de células individuais, cada uma das quais é denominada de píxel. Um píxel tem sempre o mesmo tamanho, estão distribuídos uniformemente e sua quantidade num CCD determina a sua complexidade, tamanho e preço. Quanto maior o CCD, mais píxels e melhor a qualidade da imagem. Entretanto, quanto maior a imagem, maior o tamanho do arquivo que deve ser guardado a cada imagem, ou seja, quanto maior a qualidade da imagem, maior o tempo para transferi-la do CCD para a memória ou disco e maior deverá ser o tamanho da memória (Medeiros, 2001).

O CCD do imageador usado para coletar os dados para esta dissertação consiste de uma área coletora de 6,45 cm², com uma matriz de 1024x1024 com píxels de 24 µm e resolução digital de 14 bits. Sua eficiência quântica é alta (80 % no visível), com baixa corrente de escuro (0,5 elétrons/píxel/s), baixo ruído de leitura (15 elétrons rms) e alta linearidade (0,05%) (Medeiros, 2001).

³ Com interceptação em 865,5 nm

Esta câmara é capaz de obter uma alta relação sinal–ruído (20:1) das imagens de estruturas de ondas. O campo de visão, tomando a camada de emissão do OH numa altura de 87 km, é de aproximadamente 500 km x 500 km. A taxa de amostragem de cada imagem depende diretamente da programação da roda de filtros.

A Figura 3.2 apresenta o imageador *all-sky* instalado em São João do Cariri, uma parceria da Universidade Federal de Campina Grande com o Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais.

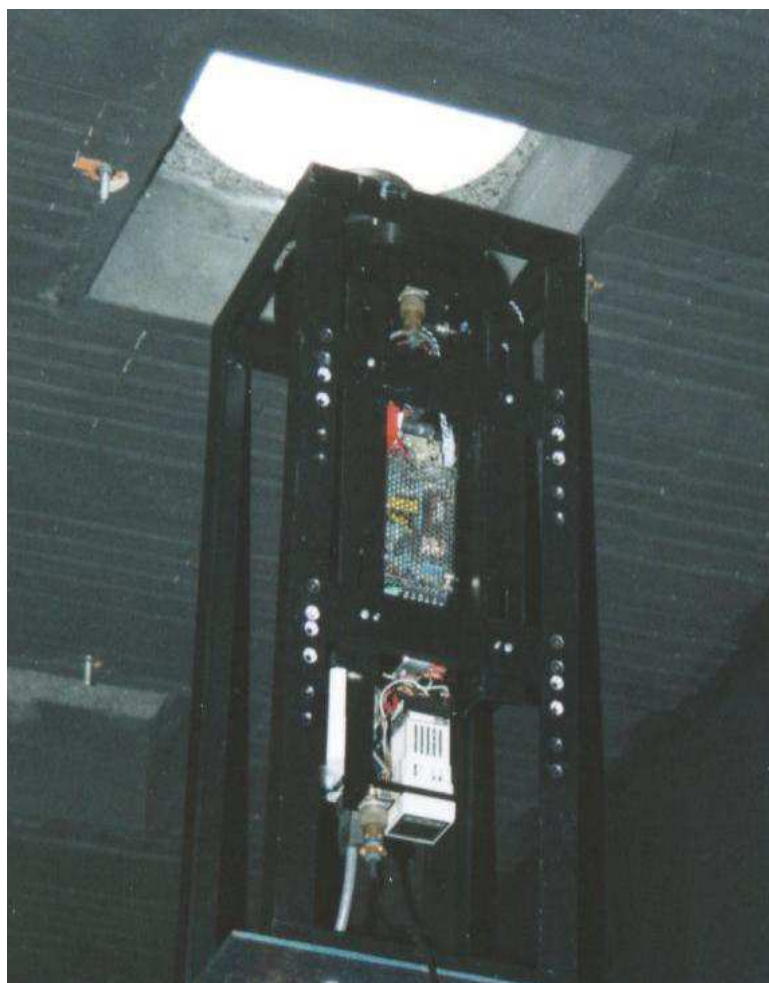


Figura 3.2 – Imageador instalado no OLAP

3.3 - O Radar Meteórico

O RADAR - *RA*dio *D*etection *And* *R*anging, é uma variação da técnica de rádio composto basicamente por uma antena transmissora, que emite pulsos eletromagnéticos na faixa de rádio freqüências, e por uma antena receptora. Dependendo das características do meio de propagação, os pulsos transmitidos podem ser refletidos ou espalhados. Existem duas técnicas básicas para radares, o bi-estático ou *forward-scatter* (consiste em ter um transmissor situado a centenas de quilômetros de distância dos receptores) (Figura 3.3) e o monoestático ou *backscatter* (possui o transmissor no mesmo local dos receptores) (Figura 3.4).

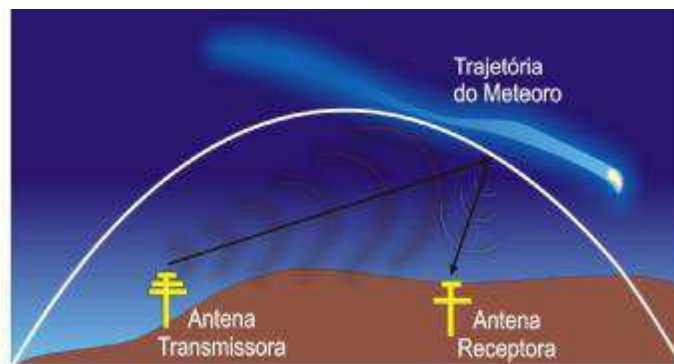


Figura 3.3 – Configuração para o radar bi-estático (*forward-scatter*)



Figura 3.4 – Configuração para o radar mono-estático (*backscatter*)

A antena transmissora emite um feixe eletromagnético na qual a potência e a frequência são definidas de acordo com o tipo de radar. Esses feixes são refletidos na forma de ecos pelo elemento espalhador (alvo), que no caso da atmosfera podem ser as camadas ionosféricas ou traços meteóricos. As antenas receptoras detectam esses ecos e, por funções de correlação de fases, determinam a direção do alvo. O tempo de atraso entre o sinal emitido e o sinal recebido define a distância radial.

3.3.1 – Radar SKiYMET

O radar científico SKiYMET (*VHF All-Sky Interferometric Meteor Radar*) está localizado no OLAP em São João do Cariri, operando em 35,24 MHz. Esse sistema é capaz de detectar até 6000 meteoros por dia e possibilita a determinação de ventos da média atmosfera, de temperaturas e da velocidade de entrada dos meteoros, além do mapeamento dos raios dos meteoros em condições de chuvas. O hardware do SKiYMET consiste de dois componentes principais: o sistema de antenas e cabos alimentadores e o próprio sistema de radar.

Esse instrumento utiliza cinco antenas yagis receptoras de dois elementos, formando uma base interferométrica com o intuito de minimizar a ambigüidade na direção dos meteoros. A transmissão de pulsos eletromagnéticos é feita por uma única antena yagi de três elementos (cada dipolo possui aproximadamente meio comprimento de onda ($\sim 4,25\text{m}$), para a transmissão de pulsos de alta frequência – VHF) situada próxima a este arranjo, caracterizando o SKiYMET como um radar de retro-espalhamento (*backscatter*). Estes pulsos são emitidos a uma potência de 12 kW com $13,5 \times 10^{-6}$ s de duração em intervalos de

$4,7 \times 10^{-4}$ s cobrindo o céu e cinco antenas receptoras funcionando como interferômetro. O ângulo de chegada é determinado pelas diferenças de fases entre as cinco antenas. O comprimento da onda eletromagnética (OEM) emitida é de 8,5m.

A **Frequência de Repetição de Pulsos (FRP)** é superior a 2000 Hz. Essa taxa mais alta de pulsação é útil pois permite a determinação de parâmetros não acessíveis aos sistemas mais antigos, como por exemplo, a velocidade de entrada do meteoro (Cervera et al., 1997).

A utilização de técnicas interferométricas pelo SKiYMET possibilita a cobertura completa do céu acima do horizonte (sistema *all-sky*). Essa técnica permite ainda determinar a localização angular do objeto detectado a partir de informações das fases de cada uma das antenas receptoras.

As principais medidas fornecidas pelo programa incorporado ao sistema do SKiYMET são: data e hora; o alcance do eco; a altura do meteoro; a distância zenital e o ângulo azimutal do meteoro; o nível de ambigüidade; o erro de fase entre os pares de antenas; o tempo de duração da trilha meteórica; e a velocidade de entrada do meteoróide na atmosfera.

Ademais, a trilha do meteoro é carregada pelo vento, e assim, observando o deslocamento desta trilha através do deslocamento Doppler do sinal recebido, pode-se calcular a velocidade e a direção do vento atmosférico na altitude de observação. O instrumento detecta os ecos durante todo o dia independente das condições climáticas. A Figura 3.5 mostra um esboço desse sistema.

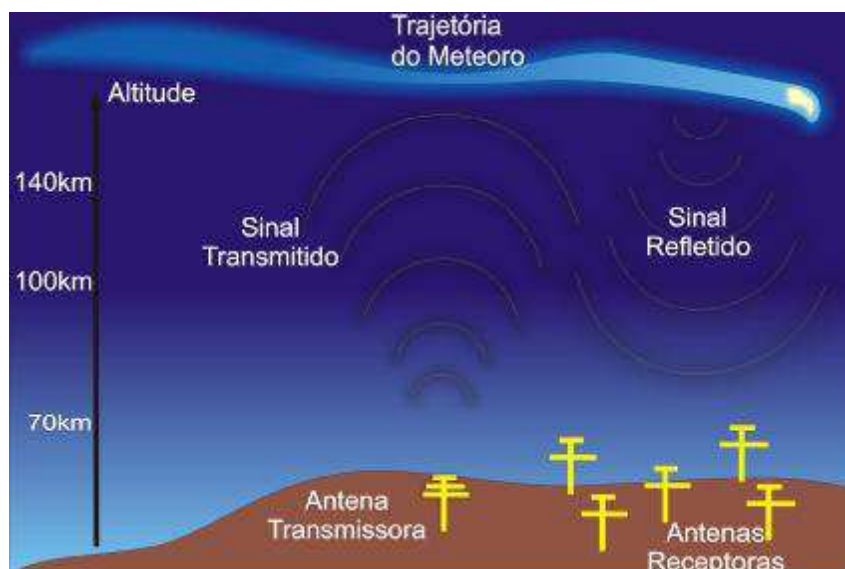


Figura 3.5 – Esboço do sistema de um radar meteorológico

O restante do radar meteorológico está contido em dois gabinetes compactos, contendo um transmissor opera em pulsos, cinco canais receptores, unidades de síntese de frequência e controle de ganho. O sistema de aquisição de dados é composto por cinco buffers de memória e de digitalização de alta velocidade; temporizadores e controladores de hardware.

O software de aquisição de dados opera em um ambiente UNIX e, para exibir os resultados em tempo real, utiliza uma interface gráfica. O radar pode ser configurado para operar através de protocolos da INTERNET, permitindo transferência, análise de dados e o controle remoto do sistema.

As informações de ventos permitem calcular período intrínseco da onda detectada por imageador e fotômetro, além de possibilitar o estudo de ondas planetárias e ondas de marés.

Após a análise, podem ser determinados os seguintes parâmetros: fluxo de meteoros, coeficiente de difusão e velocidades dos ventos atmosféricos. O sistema é controlado por um microcomputador que faz a aquisição dos dados, analisa e apresenta em tempo real (Figura 3.6).



Figura 3.6 - Módulos de Recepção e Transmissão

FONTE: www.aerolume.df.ufcg.edu.br

3.4 – Os Dados

Uma imagem pode ser considerada como sendo uma matriz de píxel igualmente espaçados, na qual cada píxel é identificado por dois índices (i, j) e por um valor que especifica a intensidade luminosa associada a um tom de cinza na posição (i, j) da imagem (Weeks, 1996).

O valor da intensidade associado a cada píxel, pode ser relacionado a variações da intensidade luminosa do céu, devido à passagem de ondas de gravidade na camada de emissão. Contudo, a intensidade luminosa registrada na imagem pode ser afetada por ruídos e estes devem ser subtraídos da imagem original antes da análise final, para obter uma estimativa mais correta do espectro.

As imagens projetadas sobre a CCD não geram dados igualmente espaçados, por isso, se faz necessário um segundo processamento nas imagens resolvendo o problema e possibilitando a utilização da transformada de Fourier (FFT). Para tratar este problema, as coordenadas da imagem podem ser transformadas em coordenadas geográficas utilizando o método descrito por Hapgood e Taylor, (1982). Isto é feito utilizando outro sistema de coordenadas, baseando o ângulo de azimute. Dessa forma, o sistema original da imagem é projetado no sistema de coordenadas geográficas onde o zênite é localizado na origem dos eixos x (leste-oeste) e y (norte-sul). A condição de espaçamentos iguais da FFT é satisfeita para as imagens em coordenadas geográficas.

O sistema de coordenadas da CCD (imagem plana) $(x(i, j), y(i, j))$ e o sistema de coordenadas angulares (az, χ) na atmosfera (objeto plano) estão relacionados através da expressão:

$$\begin{bmatrix} X(i, j) - x_c \\ Y(i, j) - y_c \end{bmatrix} = G(\chi) \begin{bmatrix} \sin(az(i, j) - \Delta) \\ \cos(az(i, j) - \Delta) \end{bmatrix} \quad (3.1)$$

em que (x_c, y_c) são as coordenadas reais do zênite (imagem corrigida), Δ é a correção de azimute da imagem e $G(\chi)$ é determinada pelo formato da lente olhos de peixe e relaciona o ângulo de elevação e a distância da lente medida do centro da imagem.

Todos os imageadores, ao serem instalados, passam por um procedimento de calibração espacial realizada usando as estrelas em cada imagem como um ponto de referência conhecido (planetas e estrelas). Este procedimento tem por finalidade obter informações precisas de pontos no céu com uma lente olho de peixe e quantificar em termos de comprimento real, as estruturas observadas. Este procedimento da origem aos coeficientes do polinômio da função da lente fazendo-se necessário sempre que o imageador sofrer qualquer alteração no seu posicionamento.

Após esta etapa, o programa Sky-map é utilizado para fornecer a localização de cada astro quando se conhece a hora e as coordenadas geográficas do local desejado com a finalidade de se obter os coeficientes que relacionam o sistema de coordenadas padrão com o sistema de coordenadas da imagem.

Após o processamento das imagens, é possível determinar os parâmetros de onda utilizando a transformada de Fourier em duas dimensões (FFT – 2D). As ondas de gravidade presentes em qualquer parte da imagem são analisadas a partir da seleção da região de interesse e aplicando a FFT na parte selecionada.

Os parâmetros dinâmicos que podem ser calculados diretamente da análise espectral de dados de imagens são: o número de onda horizontal, a velocidade de fase, o período observado da onda e o azimute de propagação de um dado evento de onda quase-monocromático (Taylor *et al.*, 1987; Taylor e Hapgood, 1988; Taylor *et al.*, 1997; Medeiros, 2001).

Para determinar o comprimento de onda calcula-se o inverso da distância do pico à origem através da expressão:

$$k = \sqrt{k_x^2 + k_y^2} = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (3.2)$$

A Figura 3.7 mostra o espectro com dois picos de um evento selecionado. Os dois picos são devidos à simetria da transformada de Fourier para dados reais, gerando assim uma ambigüidade em relação à direção de propagação. Para resolver esse problema utiliza-se uma seqüência de imagens com animação e o espectro temporal. Os picos se apresentaram no segundo quadrante $k_x = -0,35$ rad/km e $k_y = 0,25$ rad/km e no quarto quadrante $k_x = 0,35$ rad/km e $k_y = -0,25$ rad/km. Com esses valores o comprimento de onda detectado foi de 14,6 km e a direção de propagação (azimute) de $116,57^\circ$.

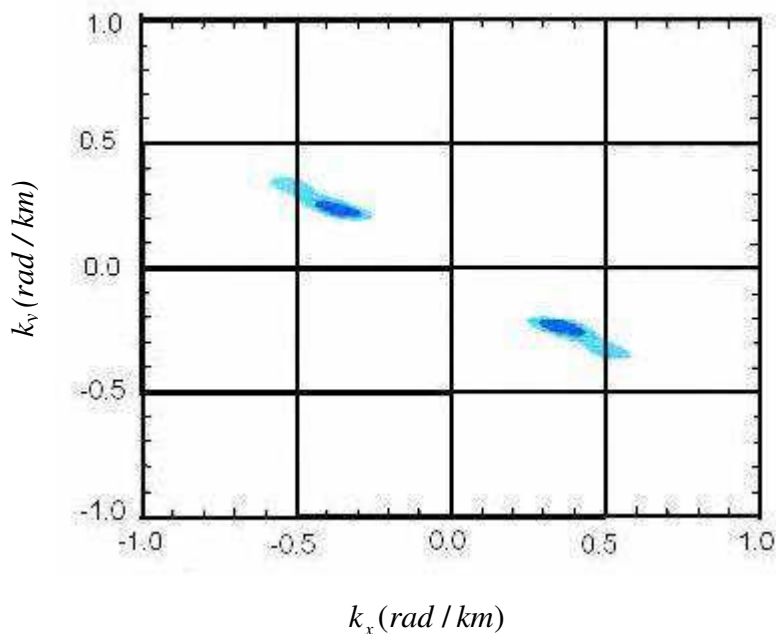


Figura 3.7 - Espectro em duas dimensões da área selecionada do evento de onda com 14,6 km de comprimento de onda horizontal

FONTE: Machado (2002, p. 32)

O cálculo para obter a velocidade de fase horizontal aparente c de um dado evento de onda quase-monocromático pode ser efetuado ao plotar-se o valor da fase de cada pico

espectral relativo ao evento como uma função do tempo a partir das imagens registradas do evento, transformadas para o domínio das frequências espaciais (Taylor e Garcia, 1995). Conhecendo-se a velocidade de fase horizontal, o período observado do evento será dado por:

$$\tau_{obs} = \frac{\lambda}{c} \quad (3.3)$$

Os dados de vento usados neste estudo foram obtidos com resoluções temporal de 1 (uma) hora e espacial de 2 km com a finalidade de serem usados para determinar o vento médio sobre o local de observação. Denomina-se vento médio a média noturna dos ventos na região atmosférica em estudo.

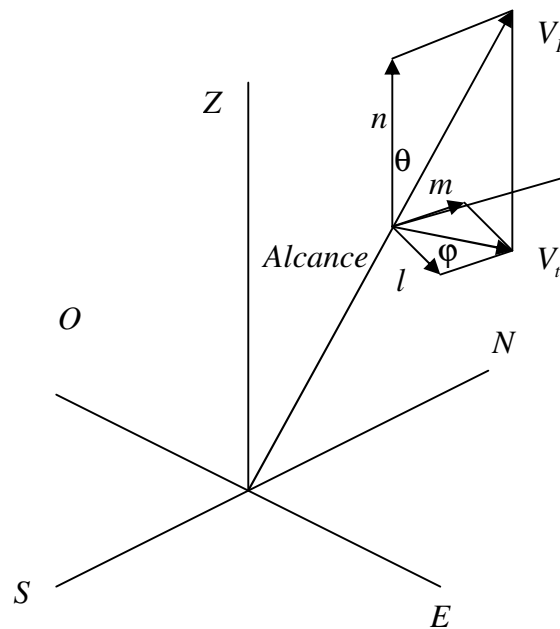


Figura 3.8 – Esquema da geometria usada para medir a velocidade do vento radial com um radar Doppler.

As informações disponibilizadas pelo radar *SkiYmet* são registradas como uma função do alcance, e dos ângulos azimutal (φ) e zenital (θ). A geometria usada para obter os

ventos é mostrada na Figura 3.8, na qual são indicados o alcance, a velocidade radial, e os ângulos azimutal e zenital.

Os parâmetros dinâmicos de um dado evento de onda quase-monocromático podem ser determinados completamente dispondo-se de dados de vento de fundo (para estimar-se a frequência intrínseca da onda) e de temperatura (para o cálculo da frequência de Brünt-Väisälä) na altura da camada de emissão. O vento médio pode ser conhecido a partir de medidas de radar de vento, por interferômetros *Fabry-Perot* ou através de modelos. Já a temperatura pode ser estimada a partir de medidas de fotômetro e também por modelos.

Ao conhecer a velocidade do vento de fundo na direção de propagação da onda observada, pode-se determinar a sua frequência angular intrínseca pela seguinte equação (Medeiros, 2001):

$$\tau = \tau_{obs} - k\bar{u} \quad (3.4)$$

em que \bar{u} é o valor médio da velocidade do vento de fundo na altura em que a onda esta sendo observada, valor este determinado freqüentemente por técnicas de radar. Conhecendo a frequência angular intrínseca de um dado evento de onda, o número de onda vertical k_z pode ser estimado através da relação de dispersão em sua forma simplificada para ondas de gravidade, ou seja:

$$k_z^2 \approx \frac{N^2}{(\bar{u} - c)^2} - \frac{\partial^2 u_0 / \partial z^2}{(\bar{u} - c)} - k_x^2 \quad (3.5)^4$$

⁴ Equação 3.5 é igual à equação 2.23

Assim, todos os parâmetros intrínsecos de um evento de onda quase-monocromático são determinados. Entretanto, o conhecimento completo do campo de ondas depende de vários tipos de equipamentos e de uma teoria consistente de ondas de gravidade.

O vento médio noturno foi utilizado para determinar os parâmetros intrínsecos das ondas e os perfis de altitude do número de onda vertical ao quadrado, com o objetivo de determinar se a onda era propagante ou não.

CAPÍTULO 4

4. Resultados e Discussões

Os dados referentes a este trabalho foram obtidos através de observações da aeroluminescência e do vento atmosférico entre 80 e 100 km de altitude. As observações foram realizadas em São João do Cariri - PB ($7,38^{\circ}$ S, $36,54^{\circ}$ O) usando um imageador de varredura completa do céu e o um radar meteórico. Esses instrumentos estão em funcionamento no OLAP - Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba e fazem parte de um programa de colaboração entre o INPE – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais e o AEROLUME – Grupo de Estudos da Luminescência Espacial da Unidade Acadêmica de Física da UFCG – Universidade Federal de Campina Grande.

As medidas de aeroluminescência foram realizadas entre agosto de 2004 e julho de 2006, sempre em períodos de lua nova, no qual observou-se um total de 214 noites (53 em 2004, 101 em 2005 e 60 em 2006) correspondentes a 1036 eventos de ondas detectados. Os dados de vento são obtidos 24 horas por dia.

A partir das medidas do vento entre 80 e 100 km, seguindo uma sugestão de Medeiros (2001), obteve-se perfis de vento para cada dia em que detectou-se ondas de gravidade (isso permite a determinação dos parâmetros intrínsecos das ondas de gravidade).

Essa metodologia foi usada por Isler et al. (1997) com o objetivo de investigar as características de propagação vertical de ondas de gravidade.

Usando a metodologia usada por Isler et al. (1997), a partir da equação (2.23) de Taylor-Goldstein igual à equação (4.1), calculou-se o perfil do número de onda vertical, utilizou-se os dados em três etapas, que serão descritas a seguir:

$$k_z^2 \approx \frac{N^2}{(\bar{u} - c)^2} - \frac{\partial^2 u_0 / \partial z^2}{(\bar{u} - c)} - k_x^2 \quad (4.1)$$

- 1ª etapa – os dados de imagens foram calculados desprezando o segundo termo da

equação 2.24 pois $k_z^2 \gg \frac{\partial^2 u_0 / \partial z^2}{(\bar{u} - c)}$;

- 2ª etapa – os dados de imagens foram calculados substituindo o segundo termo da equação por $\frac{1}{4H^2}$, em que H é a altura de escala a qual considerou-se constante e igual a 6 km (devido a falta de dados de temperatura);
- 3ª etapa – os dados de imagens foram calculados utilizando a equação 2.24 integralmente.

Com esses critérios, obteve-se o mesmo resultado entre as duas primeiras etapas, o que indica que a aproximação $k_z^2 \gg \frac{1}{4H^2}$ é correta. Dessa forma, os resultados mostrados serão iguais quando se refere a primeira e segunda etapas.

4.1 Análises da Primeira e Segunda Etapa

Como já mencionado no Capítulo 2, na atmosfera as variações importantes que podem afetar a propagação de ondas de gravidade são gradientes de temperatura e os campos de vento. Na medida que esses gradientes aparecem, é provável a ocorrência de reflexões ou canais de ondas. As ondas que possuem grandes comprimentos de onda são as mais prováveis de serem aprisionadas (Medeiros, 2001). Esse aprisionamento (canalização) pode ser decorrente de gradientes de frequência Brunt-Väisälä (canais térmicos), por gradientes de ventos (canais Doppler) ou por ambos.

Devido à ausência de perfis de temperatura, utilizou-se um valor constante para a frequência de Brunt-Väisälä, isto é, $N^2 = 0,0002s^{-2}$, que é um valor razoável para mesosfera na latitude do estudo. Também focalizou-se a presente discussão apenas nos canais Doppler. Para isto são avaliados os números de onda vertical na Equação 2.24 usando os parâmetros das ondas determinados através de imagens e o vento médio na direção da onda (como explicado no Capítulo 2).

Para cada evento de onda detectado calculou-se o perfil do número de onda vertical (entre 80 e 100 km), para isto inseriu-se os valores de \bar{u} juntamente com as medidas do comprimento de onda horizontal e da velocidade de fase horizontal na Equação 2.24 para determinação dos perfis (em relação à altura entre 80 km e 100 km) para o número de onda vertical. Para cada noite utilizou-se medidas de vento entre 18:00 h e 06:00 h.

Os gráficos produzidos pelas análises são mostrados na Figura 4.1. Os dados dividem-se em duas partes: em que o lado esquerdo exhibe o perfil de k_z^2 e o lado direito

mostra o perfil de \bar{u} . A linha vertical do lado direito indica o valor da velocidade de fase horizontal da onda em questão. Esse tipo de gráfico foi calculado para cada uma das ondas de gravidade observadas.

Encontrou-se as seguintes características: a) perfis onde k_z^2 é positivo em uma determinada região limitada por 2 regiões onde k_z^2 era negativo – abaixo e acima da região positiva, indicando a existência de um canal Doppler.; b) outros casos exibiram perfis com k_z^2 positivo em todo o perfil, o que indica que estas ondas eram verticalmente propagantes; c) em outros casos apresentaram k_z^2 negativos em todo o perfil, indicando que as ondas eram evanescentes.

A Figura 4.1 apresenta um caso de onda canalizada verticalmente (canal Doppler) ilustrando como o vento pode provocar o deslocamento Doppler $|c - \bar{u}|$ e pode dar origem a regiões com $k_z^2 > 0$ entre duas regiões com $k_z^2 < 0$. Nota-se claramente que quando $|c - \bar{u}|$ for mínimo k_z^2 será máximo. O evento da Figura 4.1 foi detectado apenas na camada do OH. Isso sugere que a onda não foi detectada nas outras camadas superiores devido ao aprisionamento, ou seja, se a onda se propagava de baixo para cima ao encontrar o canal ficou canalizada e não conseguiu atingir as camadas do O2 e 5577.

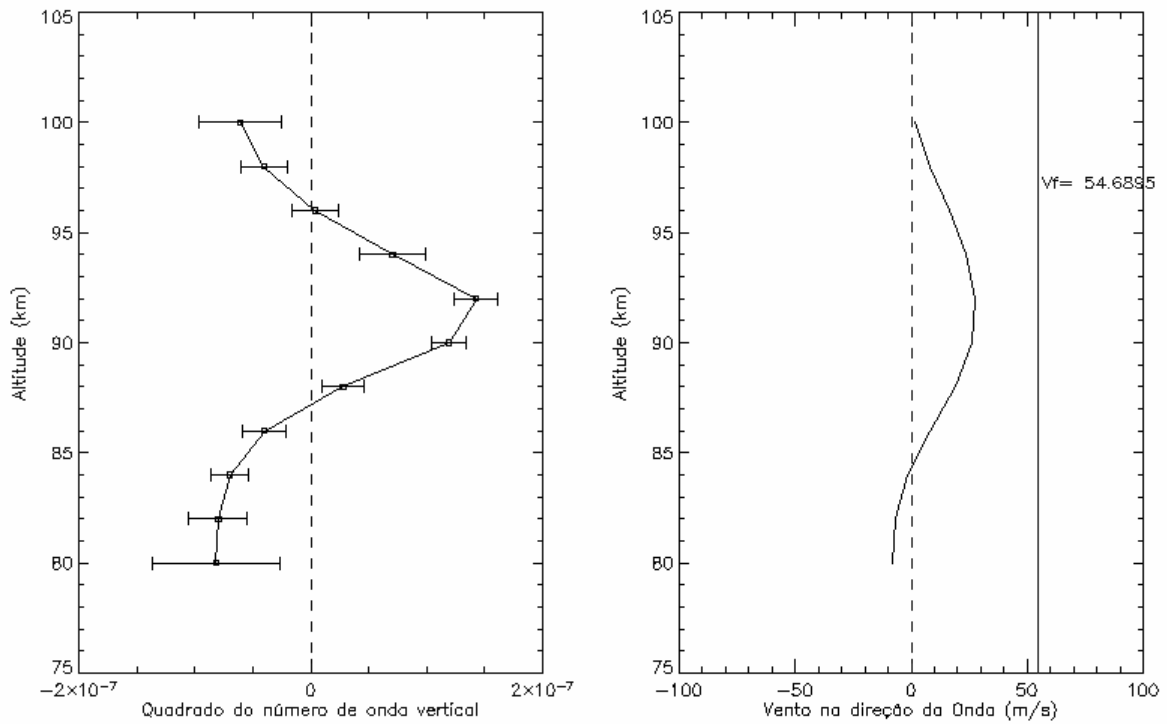


Figura 4.1 - Perfil de k_z^2 para o evento de onda canalizada (esquerda) e perfil do vento médio ao longo da direção da propagação da onda (direita) no dia 31/08/2005.

Na Figura 4.2 há um exemplo de onda caracterizada como verticalmente propagante, nesse caso, $k_z^2 > 0$ em todo intervalo de altura do perfil de vento.

A Figura 4.3 mostra um exemplo de uma onda evanescente. Verifica-se que $k_z^2 < 0$ em todo intervalo de altura do perfil de vento.

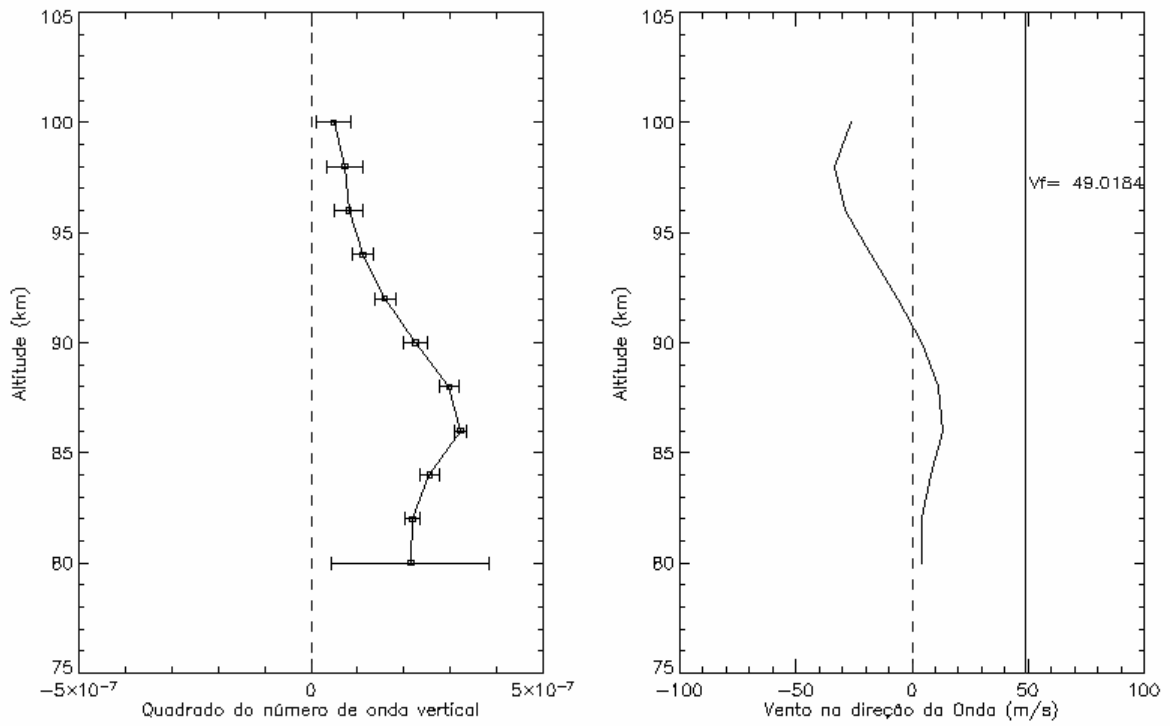


Figura 4.2 - Perfil de k_z^2 para o evento de onda propagante (esquerda) e perfil do vento médio ao longo da direção da propagação da onda (direita) no dia 04/07/2005.

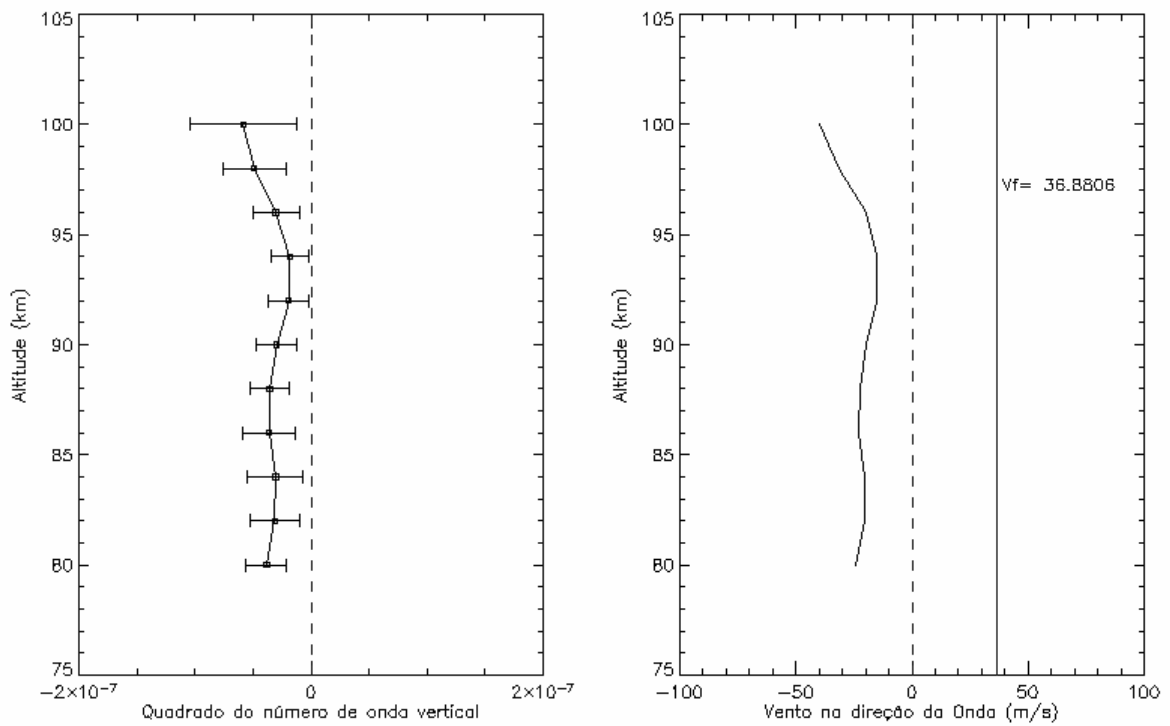


Figura 4.3 - Perfil de k_z^2 para o evento de onda evanescente (esquerda) e perfil do vento médio ao longo da direção da propagação da onda (direita) no dia 30/09/2005.

Dessa forma, as ondas foram caracterizadas como propagantes nos casos em que $k_z^2 > 0$ em todas as regiões do perfil vertical, como canalizada (canal Doppler) nos casos em que apareceram uma região onde $k_z^2 > 0$ entre duas regiões onde k_z^2 é negativo e como evanescente ou canalizada (canal abaixo ou acima) nos casos em que exibiram variação de sinal dentro de um determinado intervalo de altura que, devido ser pequeno, nem sempre foi possível determinar a extensão vertical de alguns canais (Figuras 4.4 e 4.5).

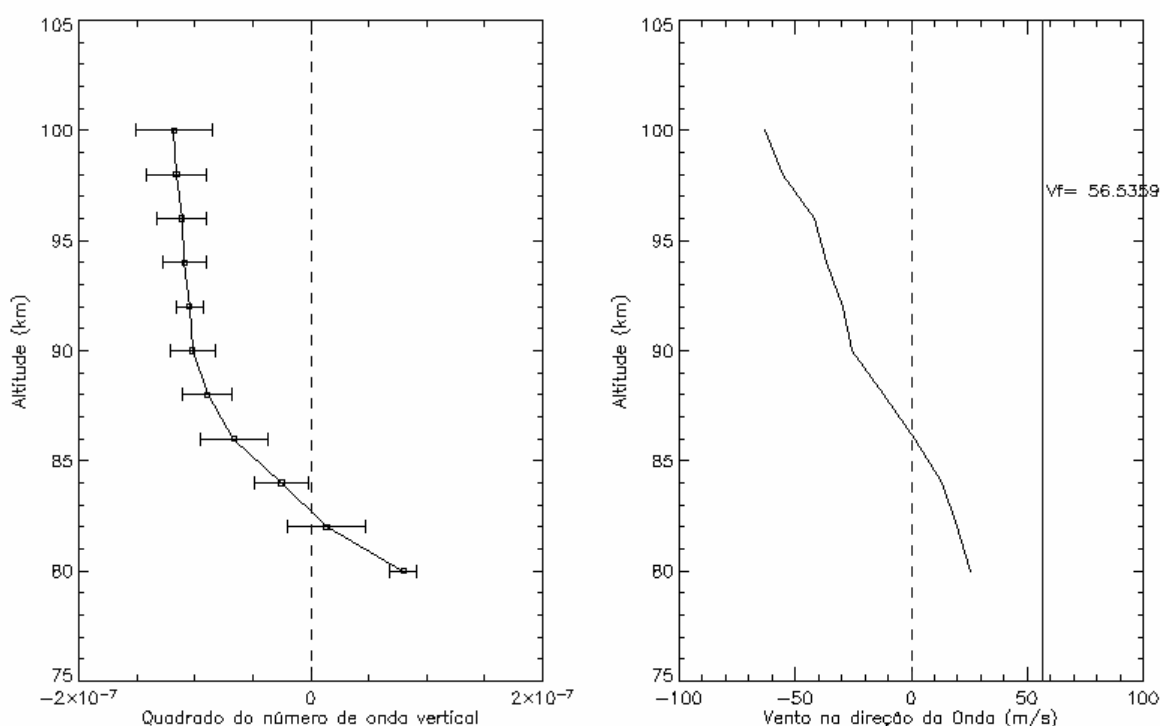


Figura 4.4 - Perfil de k_z^2 para o evento de onda canalizada abaixo (esquerda) e perfil do vento médio ao longo da direção da propagação da onda (direita) no dia 08/11/2004.

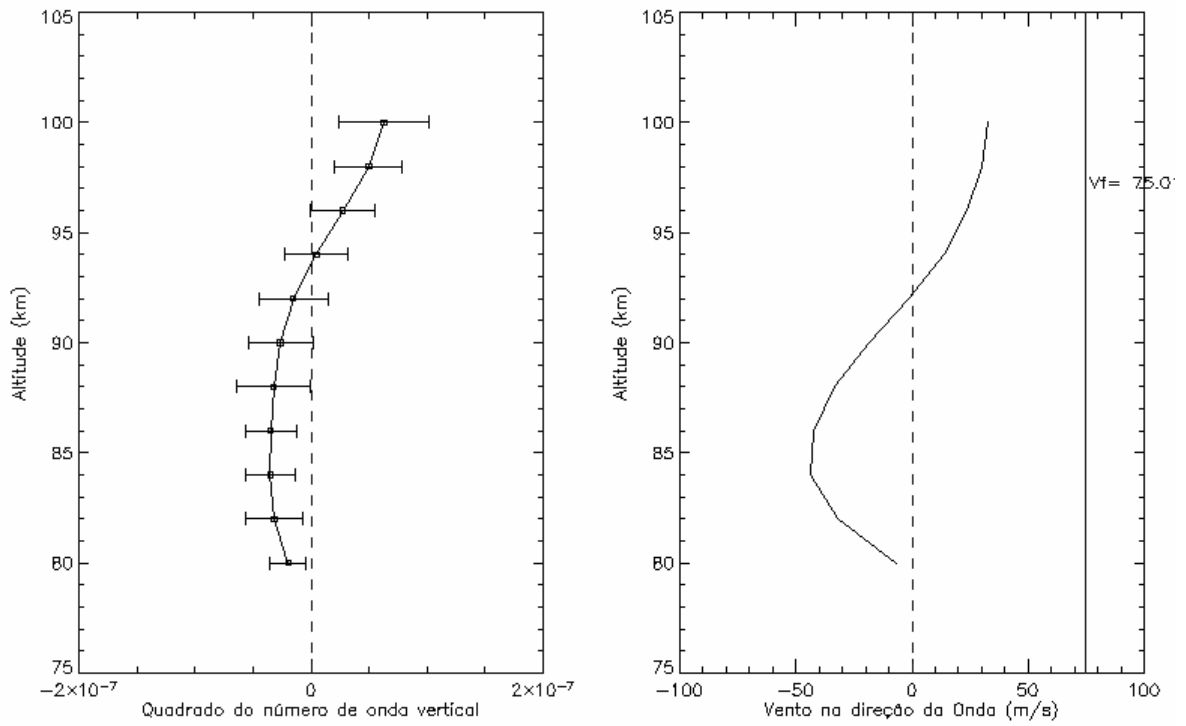


Figura 4.5 - Perfil de k_z^2 para o evento de onda canalizada acima (esquerda) e perfil do vento médio ao longo da direção da propagação da onda (direita) no dia 09/07/2005.

A Figura 4.6 mostra a distribuição dos eventos de ondas para as duas primeiras etapas. De um total de 1036 eventos detectados, 46,2% foram canalizadas, enquanto 31,9% foram evanescentes e apenas 21,9% propagantes.

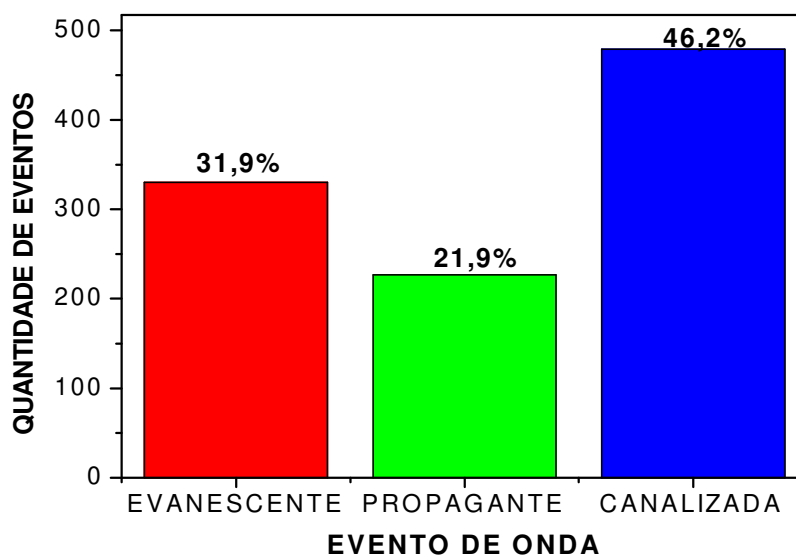


Figura 4.6 – Distribuição de ondas canalizadas, evanescentes e propagantes.

A Figura 4.7 mostra caracterização do movimento vertical dos eventos de ondas observados para cada mês em termos absolutos. Nota-se claramente uma predominância na atividade de ondas canalizadas durante o período estudado, com exceção dos meses de fevereiro, setembro e outubro quando a maior ocorrência se deu por parte das ondas evanescentes. De um total de 1036 eventos de ondas, obtiveram-se 479 ondas canalizadas, 330 ondas evanescentes e 227 ondas propagantes. Em todos os casos que encontraram-se ondas propagantes, evanescentes e canalizadas, a maior incidência ocorreu nos meses de maio, junho e julho.

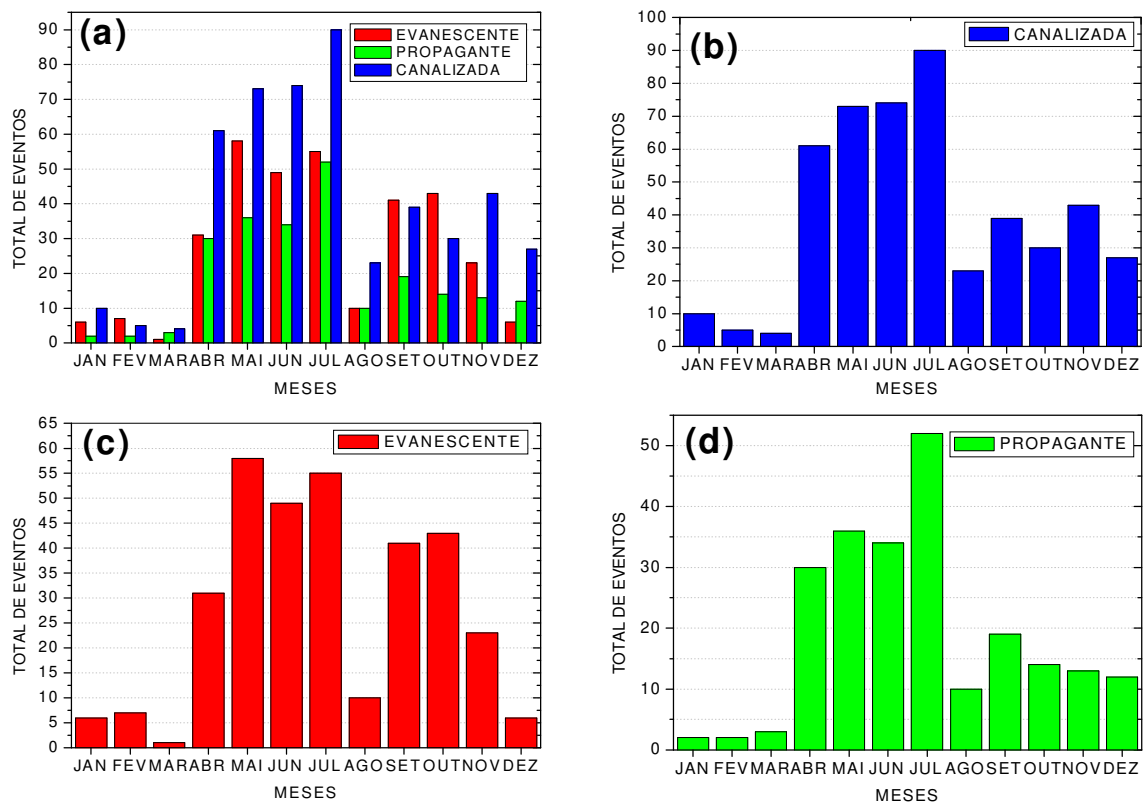


Figura 4.7 – Histogramas mostrando a distribuição do movimento vertical das ondas de gravidade para: (a) evanescentes, propagantes e canalizadas, (b) canalizadas, (c) evanescentes e (d) propagantes em função dos meses de ocorrência.

A frequência na ocorrência de ondas é fortemente ligada à época do ano (sazonalidade), haja vista que a frequência na ocorrência de eventos de ondas depende da altura em que se encontra a mesopausa com relação às camadas do airglow. Assim pode-se observar que ocorrem atividades de ondas com maior predominância no outono seguido do inverno e da primavera. Essa variação sazonal pode estar relacionada com a variação dos ventos na média atmosfera podendo refletir a filtragem de ondas de gravidade nesta região ou diferentes fontes de geração das ondas. (Tsuda *et al.*, 1994; Walterscheid *et al.*, 1999; Medeiros, 2001; Machado, 2002).

4.2 Variação Sazonal da Primeira e Segunda Etapas

No estudo da dinâmica da atmosfera é importante a análise sazonal do comportamento físico com o objetivo de se construir um quadro representativo dos fenômenos em função do tempo, no presente caso, os meses do ano.

Para verificar o comportamento sazonal da caracterização vertical dos eventos de ondas, separou-se o período total de observação em quatro estações de acordo com os solstícios (inverno – 22 de junho a 22 de setembro; verão – 22 de dezembro a 20 de março) e os equinócios (outono – 21 de março a 21 de junho; primavera – 23 de setembro a 21 de dezembro).

Neste estudo, encontrou-se uma taxa média de eventos de 43,5 eventos/mês. Levando-se em consideração a metodologia utilizada, houve uma taxa maior de eventos nos meses de outono e inverno, seguidos por primavera e verão, respectivamente. Ao comparar-se com os registros existentes na literatura, Medeiros (2001) e Machado (2002) registraram que as maiores atividades de ondas ocorrem nos solstícios (inverno e verão), e detectaram poucos eventos de ondas nas estações de equinócios (primavera e outono).

A Figura 4.8 apresenta uma distribuição sazonal da caracterização do movimento vertical dos eventos de ondas seguindo a distribuição dos solstícios e dos equinócios. Verifica-se que as ondas canalizadas são predominantes em todas as estações do ano, quando comparadas com as ondas evanescentes e propagantes. Além disso, as ondas canalizadas apresentam uma maior atividade no outono.

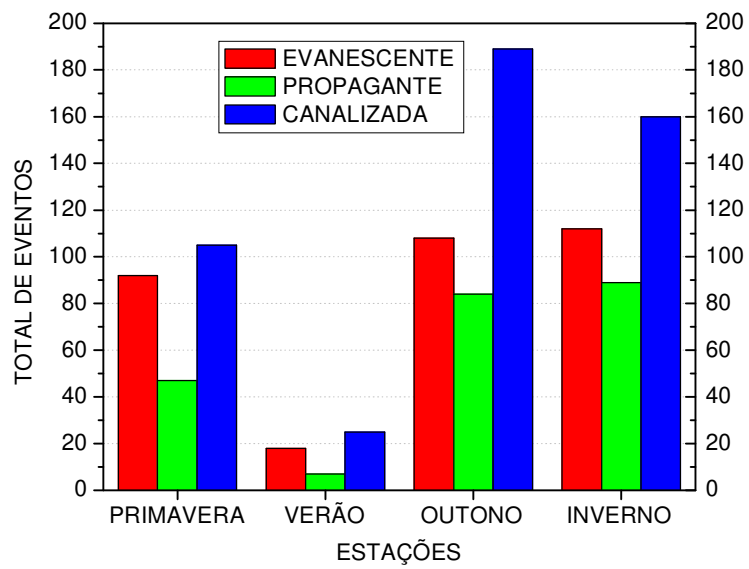


Figura 4.8 – Histogramas mostrando a caracterização do movimento vertical das ondas de gravidade.

4.3 Análises da Terceira Etapa

Ao analisarem-se os dados considerando todos os termos da Equação 2.23 verifica-se uma pequena diferença nos resultados encontrados com relação às duas primeiras etapas. A Figura 4.9 mostra a distribuição dos eventos de ondas para a terceira etapa.

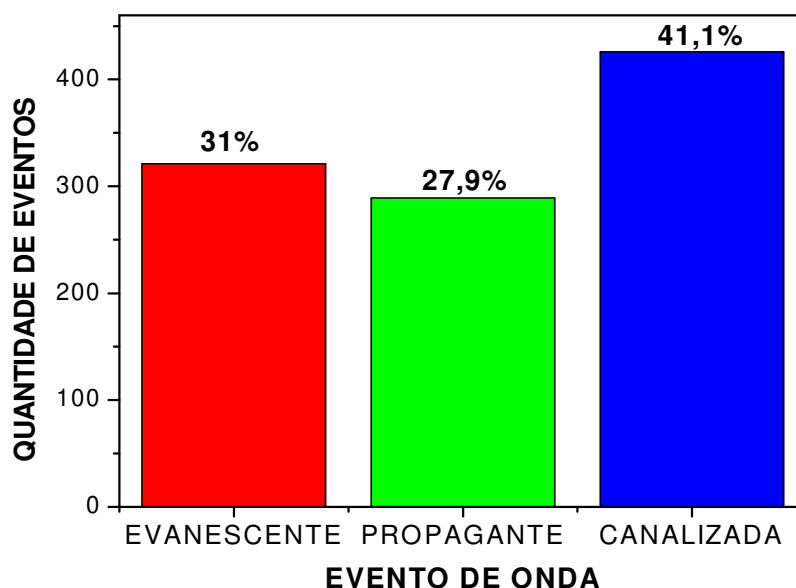


Figura 4.9 – Distribuição de ondas canalizadas, evanescentes e propagantes.

De um total de 1036 eventos detectados, 41,1% foram canalizadas, enquanto 31% foram evanescentes e 27,9% propagantes. Comparando os dados obtidos entre as duas primeiras etapas e a terceira verifica-se uma diminuição de 5,1% na presença das ondas canalizadas, um aumento de 6% de ondas propagantes e praticamente uma uniformidade com relação às ondas evanescentes em que a variação foi de apenas 0,9% a menos.

Esses resultados, por se tratarem de variações pequenas, mostram que ao negligenciarem-se os termos da Equação 2.23 está se usando uma metodologia correta, pois não afeta os resultados para este tipo de estudo. É bom salientar que todos os trabalhos anteriores, como exemplo Isler *et al* (1997); Walterscheid *et al.* (1999); Shiokawa *et al* (2000); Swenson *et al* (2000); Medeiros (2001), desconsideraram os dois últimos termos da relação de dispersão utilizando apenas argumentos teóricos (matemáticos).

Observando a caracterização do movimento vertical dos eventos de ondas para cada mês, nota-se uma predominância na atividade de ondas canalizadas durante o período estudado, o que também ocorreu para as duas primeiras etapas. Com relação às ondas evanescentes que se apresentaram em maioria nos meses de fevereiro, setembro e outubro para as duas primeiras etapas, mantiveram-se em maioria durante a terceira etapa nos meses de fevereiro, outubro e junho – única diferença – (Figura 4.10 a).

Levando em consideração os 1036 eventos de ondas, obtiveram-se, em termos absolutos, 426 ondas canalizadas, 321 ondas evanescentes e 289 ondas propagantes. As maiores incidências foram registradas nos meses de maio, junho e julho para as ondas evanescentes e propagantes (Figura 4.10 b, c) e nos meses de abril, maio e julho para as ondas canalizadas (Figura 4.10 d).

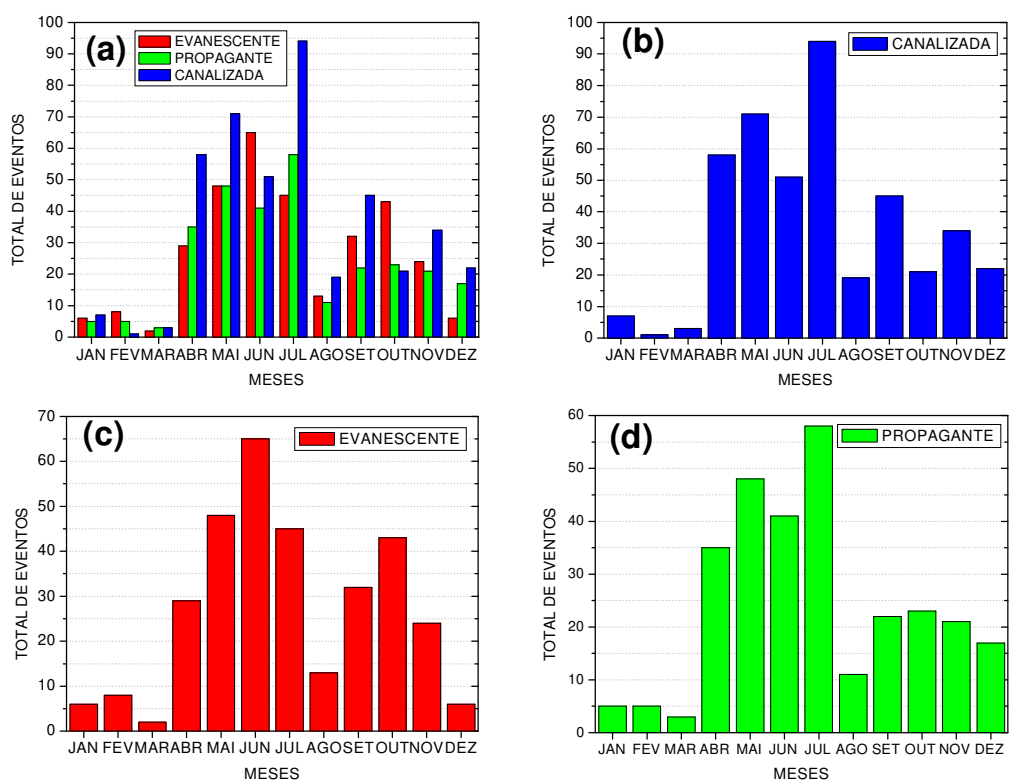


Figura 4.10 – Histogramas mostrando a distribuição do movimento vertical das ondas de gravidade para: (a) evanescentes, propagantes e canalizadas, (b) canalizadas, (c) evanescentes e (d) propagantes em função dos meses de ocorrência.

Quando verificou-se a frequência de eventos observados mensalmente, obteve-se uma variação dos eventos de ondas canalizadas entre 7% e 49%, das evanescentes entre 13% e 57% e das propagantes, mais uniformes, entre 22% e 38% (Figura 4.11).

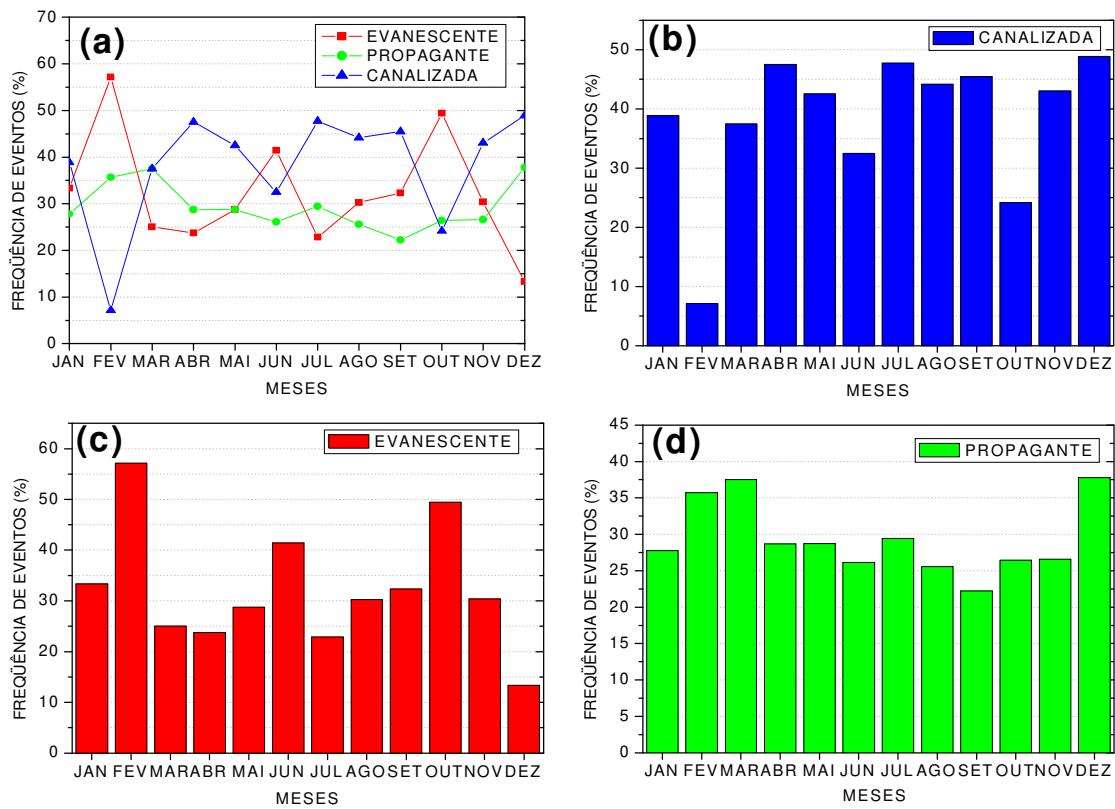


Figura 4.11 – Histogramas mostrando a distribuição do movimento vertical das ondas de gravidade para: (a) evanescentes, propagantes e canalizadas, (b) canalizadas, (c) evanescentes e (d) propagantes em função dos meses de ocorrência.

4.4 Variação Sazonal da Terceira Etapa

Seguindo a mesma análise obtida nas duas primeiras etapas com relação a sazonalidade das ondas, verificou-se que a taxa média de eventos permaneceu a mesma de 43,5 eventos/mês assim como, a distribuição das freqüências de ondas nos solstícios e nos equinócios.

A Figura 4.12 apresenta uma distribuição sazonal detalhada da caracterização do movimento vertical dos eventos de ondas seguindo a distribuição dos solstícios e dos equinócios em que verificou-se uma maior existência de ondas canalizadas no outono e inverno sendo seguidos por ondas evanescentes e propagantes, respectivamente. Durante a primavera, verificou-se uma mesma quantidade de ondas evanescentes e canalizadas. Por outro lado, o verão foi à única estação em que verificou-se uma maior incidência de ondas evanescentes seguidas de ondas canalizadas e propagantes, respectivamente.

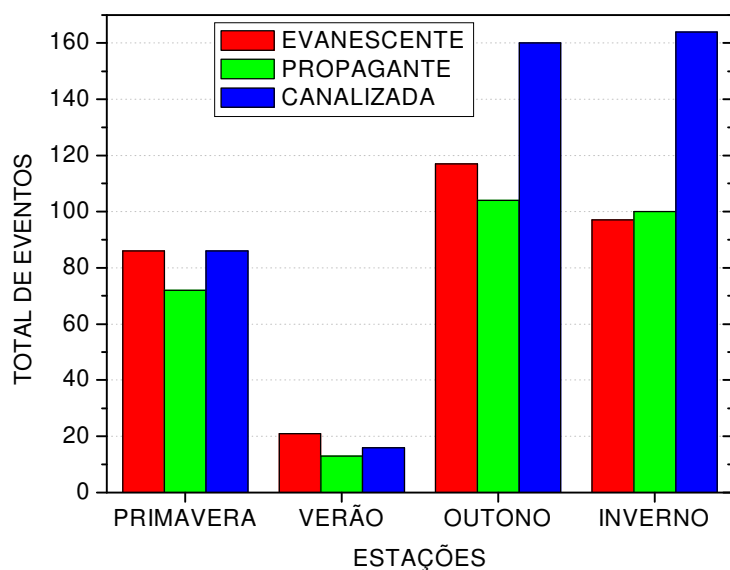


Figura 4.12 – Histogramas mostrando a caracterização do movimento vertical das ondas de gravidade.

CAPÍTULO 5

5. Conclusões

Esta dissertação foi desenvolvida visando caracterizar a propagação vertical das ondas de gravidade entre 80 km e 100 km de altitude. Para este fim, utilizaram-se dados de imagens de aeroluminescência por meio de um imageador CCD *all-sky* e dados de ventos através de um radar meteorológico, ambos encontram-se instalados no OLAP - Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba - na cidade de São João do Cariri – PB (7,38° S, 36,54° O). Os dados utilizados foram obtidos simultaneamente durante os meses de agosto de 2004 a julho de 2006, num total de 214 noites. Nesse período, detectaram-se 1036 eventos de ondas com simultâneos dados de vento.

Usando a metodologia usada por Isler *et al.* (1997), a partir da equação (2.23) de Taylor-Goldstein, calculou-se o perfil do número de onda vertical para cada evento de onda observado. Os eventos que apresentaram $k_z^2 > 0$ durante todo o perfil, foram caracterizados como onda verticalmente propagante; para os eventos com $k_z^2 < 0$ em todo o perfil, foram caracterizados como onda verticalmente evanescentes e para os que apresentaram $k_z^2 > 0$ em uma determinada região limitada por duas regiões onde $k_z^2 < 0$, indicando a existência de um canal Doppler, foram denominadas de ondas canalizadas.

Os dados foram trabalhados em três etapas distintas:

- 1ª etapa – os dados foram calculados desprezando o segundo termo da Equação 2.23 pois

$$k_z^2 \gg \frac{\partial^2 u_0 / \partial z^2}{(\bar{u} - c)};$$

- 2ª etapa – os dados foram calculados substituindo o segundo termo da equação por $\frac{1}{4H^2}$,

onde H é a altura de escala na qual consideramos constante e igual a 6 km (devido à falta de dados de temperatura);

- 3ª etapa – os dados foram calculados utilizando a Equação 2.23 integralmente.

Com esses critérios, obteve-se uma igualdade dos resultados entre as duas primeiras etapas pois, $k_z^2 \gg \frac{1}{4H^2}$. Dessa forma, os resultados entre as duas primeiras etapas foram iguais.

As análises dos resultados revelaram que, para as duas primeiras etapas, houve uma maior quantidade de ondas canalizadas 46,2%, seguida de ondas evanescentes e propagantes com 31,9% e 21,9%, respectivamente.

Ainda seguindo as duas primeiras etapas, de acordo com a distribuição sazonal dos eventos, verificou-se que a maior parte das atividades de ondas em São João do Cariri, ocorreram durante os equinócios de outono e nos solstícios de inverno. Entretanto, ao analisar-se segundo Medeiros (2001) e Isler *et al.* (1997), verificou-se uma maior quantidade durante o inverno (maio, junho, julho e agosto) e praticamente uma regularidade durante a primavera (setembro e outubro), verão (novembro, dezembro, janeiro e fevereiro) e outono (março e abril), nessa ordem.

Ao analisar os dados para a terceira etapa, detectou-se que uma maior atividade de ondas também ocorre durante os meses de maio, junho e julho persistindo uma maior presença de ondas canalizadas com 41,1%, seguida pelas ondas evanescentes com 31% e por fim as ondas propagantes com 27,9%. Quando analisamos a sazonalidade, verificamos uma igualdade entre os dados das duas primeiras etapas com a terceira.

Ao comparar os dados, verificou-se 5,1% a mais de ondas canalizadas nas duas primeiras etapas em relação à terceira. O mesmo ocorre com as ondas evanescentes que apresentaram 0,9% a mais nas primeiras etapas. Contudo, as ondas propagantes apresentaram 6% a menos nas duas primeiras etapas quando comparadas com a terceira. Dessa forma, concluímos que a utilização de qualquer etapa adotada torna o estudo satisfatório e concorda com estudos anteriores realizados por Medeiros (2001), Shiokawa et al, (2000); Swenson et al, (2000); Isler *et al.* (1997).

5.1 - Sugestões para Trabalhos Futuros

Um detalhado conhecimento da estrutura térmica e de ventos permitirá uma definitiva interpretação da natureza dessas ondas envolvendo o conhecimento da estrutura vertical das mesmas. Desta forma sugere-se fortemente que estudos semelhantes a este sejam realizados em diferentes latitudes. Também, sugere-se a adição de medidas de temperatura e de aeroluminescência complementares realizadas pelo satélite TIMED/SABER. Pois, com dados de imagem, ventos, temperatura e aeroluminescência, será possível realizar um estudo mais detalhado.

Referências Bibliográficas

- BATES, D. R., NICOLET, M. **The photochemistry of atmospheric water vapor.** J. Geophys. Res., 55 (3): 301 – 325, 1950.
- BATISTA, P. P.; TAKAHASHI, H., GOBBI, D.; MEDEIROS, A. F. **First airglow all sky images at 23° S,** Adv. Space Res., v.26, n.6, p. 925-928, 2000.
- BEER, T., **ATMOSPHERIC WAVES.** Adam Hilger. P. 120 – 7. London, 1974.
- CHAPMAN, S. **Some phenomena of the upper atmosphere,** Proc. R. Soc. London, v.64, n. 382, p. 833-844, 1951.
- COBLE, M. R.; PAPPEN, G. C.; GARDNER, C. S. **Computing two-dimensional unambiguous horizontal wave number spectra from airglow images,** IEEE Trans. Geosci. Remote Sensing, v. 36, n.2, p. 368-382, 1998.
- DEWAN, E. M.; GOOD; R. E., **Saturation and "universal" spectrum for vertical profiles of horizontal scalar winds in the atmosphere,** J. Geophys. Res., v. 91, n. D2, p. 2742-2748, 1986.
- FAGUNDES, P. R., TAKAHASHI, H., SAHAI, Y., GOBBI, D. **Observations of gravity waves from multispectral mesospheric nightglow emissions observed at 23°S.** Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, Vol. 57, N. 4, p. 39-45, 1995
- FOELSCHE, U.; GOBIET, A.; STEINER, A. K.; KIRCHENGAST, G.; BORSCHE, M.; SCHMIDT, T.; WICKERT, J. **Climate Monitoring With CHAMP Radio Occultation Data: The CHAMPCLIM Project.** In: American Geophysical Union. Proceedings. San Francisco: AGU, 2004. p. A728.
- FRANCIS, S. H. **Global propagation of atmospheric gravity waves: A review,** J. Atmos. Terr. Phys., v. 37, p. 1011-1054, 1974.
- FRITTS, D. C. **A numerical study of gravity wave saturation and multiple wave effects,** J. Atmos. Sci., v. 42, n. 19, p. 2043-2058, 1985.
- FRITTS, D. C.; Dunkerton, T. J. **Fluxes of heat and constituents due to convectively unstable gravity waves,** J. Atmos. Sci., v.42, n. 6, p. 549- 556, 1985.
- FRITTS, D. C.; ISLER, J. R.; ANDREASSEN, O. **Gravity wave breaking in two and three dimensions, 2. three dimensional evolution and instability structure,** J. Geophys. Res., v. 99, n. 4, p. 8109-8123, 1994.
- FRITTS, D. C.; ISLER, J. R.; THOMAS, G.; ANDREASSEN, O. **Wave breaking signatures in noctilucent clouds,** Geophys. Res. Lett., v. 20, n. 19, p. 2039-2042, 1993.

FRITTS, D. C.; LU, W. **Spectral estimates of gravity wave energy and momentum fluxes. Part II: Parameterization of wave forcing and variability**, J. Atmos. Sci., v. 50, n. 22, p. 3695-3727,1993.

FRITTS, D. C.; Rastogi, P. K. **Convective and dynamical instabilities due to gravity wave motions in the lower and middle atmosphere**. Theory and observations, Radio Science, v. 20, n. 6, p. 1247-1277,1985.

GARDNER, C. S. **Diffusive filtering theory of gravity wave spectra in the atmosphere**, J. Geophys. Res., v. 99, n. D10, p. 20601-20622, 1994.

GARDNER, C. S.; TAYLOR, M. J., **Observational limits for lidar, radar, and airglow imager measurements of gravity parameters**, J. Geophys. Res., v. 103, n. 6, p. 6427-6437, 1998.

GOMES, F. E., BURITI, R. A., **Observação da Luminescência Atmosférica no Estado da Paraíba**. Campina Grande – PB, 2004.

GOSSARD, E. E.; HOOKE, W. H. **Waves in the Atmosphere**, Nova Iorque: Elsevier, 1975.

HAJJ, G. A.; KURSINSKI, E. R.; ROMANS, L. J.; BERTIGER, W. I.; LEROY, S. S. **A technical description of atmospheric sounding by GPS occultation**. Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v. 64, n. 4, p. 451–469, 2002.

HAPGOOD, M. A.; TAYLOR, M. J. **Analysis of airglow image data**. Ann. Geophys., v.38, n.6, p. 805-813, 1982.

HEALY, S. B.; THEPAUT, J. N. **Assimilation experiments with CHAMP GPS radio occultation measurements**. Quarterly Journal of the Royal Meteorological Society, v. 132, p. 605–623, 2006.

HECHT, J. H.; WALTERSCHEID, R. L.; ROSS, M. N. **First measurements of the twodimensional horizontal wave number spectrum from CCD images of the nightglow**, J. Geophys. Res. Lett., v. 99, p. 11449-11460, 1994

HIGASHIKAWA, A., NAKAMURA, T., TSUDA, T. **Seasonal variation of gravity waves observed with an oh Ccd imager at shigaraki (35°n,136°e), Japan**. Adv. Space Res. Vol. 24, N. 5, p. 561-564, 1999

HINES, C. O. **Comments on the paper by C. S. Gardner, “Testing theories of atmospheric gravity wave saturation and dissipation”**. Journal of Atmospheric and solar-terrestrial physics. Vol 60, p. 655-662. 1998.

HINES, C. O. **Internal Atmospheric gravity waves at ionospheric heights**, Can. J. Phys, v. 38, p. 1441-1481, 1960.

HINES, C. O. **Momentum deposition by atmospheric waves, and its effects on thermospheric circulation**, Space Research, v. 12, p. 1157-1161,1972.

ISLER, J. R., TAYLOR, M. J., FRITTS, D.C., **Observational Evidence Of Wave Ducting And Evanescence In The Mesosphere**. Journal of Geophysical. Vol. 102, n° d22, p. 26301-26313. November, 1997.

KIRCHHOFF, V. W. J. H. **Introdução à geofísica espacial**. São Paulo: Nova Stella, Editora da Universidade de São Paulo: FAPESP, 1991.

KRASOVSKY, V. I. **Infrasonic variations of OH emissions in the upper atmosphere**. Ann. Geophys., 28 (4): 739 – 746, 1972.

LIMA, L. M. **Observações de ondas planetárias na região da Mesopausa equatorial e de baixas latitudes do Hemisfério sul**. (INPE-12346-TDI/995). (Tese de Doutorado em Geofísica Espacial), São José dos Campos – SP, 2005.

LINDZEN, R. S. **Turbulence and stress owing to gravity wave and tidal breakdown**, J. Geophys. Res., v. 86, p. 9707-9714, 1981.

LOPEZ-MORENO, J. J.; RODRIGO, R.; MORENO, F.; LOPEZ-PUERTAS, M.; MOLINA, A. **Altitude distribution of vibrationally excited states of atmospheric hydroxyl at levels $v = 2$ to $v = 7$** . Planet. Space Sci., 35 (9): 1029 – 1035, 1987.

MACHADO, E. A. **Caracterização dos parâmetros de ondas de gravidade detectadas por imagem de aeroluminescência sobre São João do Cariri (7° S, 36°W)**. (Dissertação de Mestrado Meteorologia), Campina grande – PB, 2002.

MEDEIROS, A. F. TAKAHASHI, H. BURITI, R. A. FECHINE, J. WRASSE, C. M. GOBBI, D. **MLT gravity wave climatology in the South America equatorial region observed by airglow imager**. Ann. Geophys., 25, 399–406, 2007.

MEDEIROS, A. F., **Observações de Ondas de Gravidade Através do Imageamento da Aeroluminescência**. (INPE-10478-TDI/932). (Tese de Doutorado em Ciência Espacial), São José dos Campos – SP, 2004.

MEDEIROS, A.F., TAKAHASHI, H., BURITI, R. A., PINHEIRO, K. M., GOBBI, D. **Atmospheric gravity wave propagation direction observed by airglow imaging in the South American sector**. Journal of Atmospheric and solar-terrestrial physics. Vol 67, p. 1767 - 1773. 2005.

MEDEIROS, A.F., TAYLOR , M.J., TAKAHASHI, H., BATISTA, P.P., GOBBI, D. **An Unusual Airglow Wave Event Observed At Cachoeira Paulista 23° S**. A& Space Res. Vol. 27, N. 10, p. 1749-1754, 2001.

MEEK, C. E.; REID, I.M.; MANSON, A. H. **Observations of mesospheric wind velocities. I. gravity waves horizontal scale and phase velocities**, Radio Science, v. 20, p. 1363-1403, 1985.

MUNRO, G. H. **Travelling ionospheric disturbance in the F region**, Pro. Roy Soc. London- A, v. 202, n. 1069, p. 208-223,1950.

MUNRO, G. H. **Travelling ionospheric disturbance in the F region**, Aust. J. Phys., v. 11, p. 91-112, 1958.

NAKAMURA, T.; HIGASHIKAWA, A.; TSUDA, T.; MATSUSHITA, Y., **Seasonal variations of gravity wave structures in OH airglow with a CCD imager at Shigaraki**, Earth Planets Space, v. 51, p. 897-906, 1999.

PETERSON, A. W.; ADAMS, G. W. **OH airglow phenomena during the 5-6 July 1982 total lunar eclipse**, Appl. Optics, v. 22, p. 2682-2685, 1983.

PINHEIRO, D. K. **Estudo do comportamento do dióxido de nitrogênio atmosférico com base em dados do espectrofotômetro**. (INPE-10017-TDI/2003). (Tese de Doutorado em Ciência Espacial), São José dos Campos – SP, 2003.

RANDEL, W. J.; WU, F. **Kelvin wave variability near the equatorial tropopause observed in GPS radio occultation measurements**. Journal of Geophysical Research, v. 110, n. D9, p. 3102–3115, 2005.

RATNAM, M. V.; TETZLAFF, G.; JACOBI, C. **Global and seasonal variations of stratospheric gravity wave activity deduced from the CHAMP/GPS satellite**. Journal of the Atmospheric Sciences, v. 61, n. 13, p. 1610–1620, 2004.

SOLOMON, S.; BRASSEUR, G. **Aeronomy of the atmosphere**, Londres D. Reide, Company, 1984. 441p.

SWENSON, G. R.; MENDE, S. B. **Oh emission and gravity waves (including a breaking wave) in all-sky imagery from Bear Lake, UT**, Geophys. Res. Lett., v. 21, p. 2239-2242, 1994.

TAKAHASHI, H., BATISTA, P. P., BURITI, R. A., GOBBI, D., NAKAMURA, T., TSUDA, T., FUKAO, S. **Simultaneous measurements of airglow OH emission and meteor wind by a scanning photometer and the MU radar**. Journal of Atmospheric and solar-terrestrial physics. Vol 60, p. 1649 - 1668. 1998.

TAYLOR, M. J.; EDWARDS R. **Observations of short-period mesospheric wave patterns – in situ or tropospheric wave generation**, Geophys. Res. Lett., v. 18, n. 7, p. 1337-1340, 1991.

TAYLOR, M. J.; GARCIA, F. J. **A two-dimensional spectral analysis of short period gravity waves imaged in the OI(557.7 nm) and near infrared OH nightglow emissions over Arecibo, Puerto Rico**. Geophys. Res. Lett., v.22, n.18, p. 2473-2476, 1995.

TAYLOR, M. J.; HAPGOOD, M. A. **Identification of a thunderstorm as a source of short period gravity waves in the upper atmospheric nightglow emissions**. Planet. Space Sci., v.36, n.10, p. 975-985, 1988.

TAYLOR, M. J.; HAPGOOD, M. A.; ROTHWELL, P. **Observations of gravity wave propagation in the OI(557.7 nm), Na (589.2 nm) and the near infrared OH nightglow emissions**. Planet. Space Sci., v.35, n.4, p. 413-427, 1987.

TAYLOR, M. J.; PENDLETON, W. R. JR.; CLARK, S.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D.; GOLDBERG, R. A. **Image measurements of short-period gravity waves at equatorial latitudes**. J. Geophys. Res., v.102, n.D22, p. 26,283-26,299, 1997.

TAYLOR, M. J.; PENDLETON, W. R.; CLARK, S.; TAKAHASHI, H.; GOBI, D.; GOLDBERG, R. A. **Image measurements of short-period gravity waves at equatorial latitudes**, J. Geophys. Res., v. 102, p. 26283-26299, 1997.

VIANELLO, R. L.; ALVES, A. R. Meteorologia Básica e Aplicações. Minas Gerais: UFV, Editora da Universidade Federal de Viçosa: UFV, 2004. 449p.

VINCENT, R. A.; REID, I. M. **HF Doppler measurements of mesospheric gravity wave momentum fluxes**, J. Atmos. Sci., v. 40, p. 1321-133, 1983.

WALTERSCHEID, R. L., HECHT J. H., VICENT R. A., REID, I. M., WOITHE, J. **Analysis and interpretation of airglow and radar observations of quasi-monochromatic gravity waves in the upper mesosphere and lower thermosphere over Adelaide, Australia (35°S, 138°E)**. Journal of Atmospheric and solar-terrestrial physics. Vol 61, p. 461-478. 1999.

WANG, D.Y., TUAN, T.F., **Brunt-Doppler Ducting of Small-Period Gravity Waves**. Journal of Geophysical. Vol. 93, nº a 09, p. 9916-9926. September, 1988.

WEEKS, JR., A. R. **Fundamentals of electronic image processing**. Piscataway, NJ: IEEE Press, 1996, 570p.

WEINSTOCK, J. **Finite amplitude gravity wave; harmonics, advective steepening and saturation**, J. Atmos. Sci., v. 43, p. 688-704, 1986.

WRASSE, C. M. **Observação da temperatura rotacional da hidroxila através da aeroluminescência na região da mesosfera terrestre**. (INPE-8003-TDI/751). (Tese de Doutorado em Ciência Espacial), São José dos Campos – SP, 2000.

WU, D. L.; FISHBEIN, E. F.; READ, W. G.; WATERS, J. W. **Excitation and evolution of the quasi-2-day wave observed in UARS/MLS temperature measurements**. Journal of the Atmospheric Sciences, v. 53, n. 5, p. 728-738, Mar. 1996.