



UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE CIÊNCIAS ATMOSFÉRICAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM METEOROLOGIA
CURSO DE MESTRADO



OBSERVAÇÕES DE *POROROCAS* MESOSFÉRICAS
ATRAVÉS DE IMAGEAMENTO DA AEROLUMINESCÊNCIA
EM SÃO JOÃO DO CARIRI (7,4°S; 36,5°O)

Joaquim Fechine de Alencar Filho

Orientador

Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros

Orientador

Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa

Campina Grande - Paraíba

Fevereiro - 2004

UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
DEPARTAMENTO DE CIÊNCIAS ATMOSFÉRICAS
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO EM METEOROLOGIA
CURSO DE MESTRADO

OBSERVAÇÕES DE *POROROCAS* MESOSFÉRICAS
ATRAVÉS DE IMAGEAMENTO DA AEROLUMINESCÊNCIA
EM SÃO JOÃO DO CARIRI (7,4°S; 36,5°O)

Joaquim Fechine de Alencar Filho

Orientador

Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros

Orientador

Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa

Dissertação apresentada ao Programa de Pós-graduação
em Meteorologia do Centro de Ciências e Tecnologia,
Universidade Federal de Campina Grande, para
a obtenção do título de Mestre em Meteorologia.

Campina Grande - Paraíba

Fevereiro - 2004



FICHA CATALOGRÁFICA

523.4-852

Fechine, Joaquim

Observações de *pororocas* mesosféricas através de imageamento da aeroluminescência em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O). / Joaquim Fechine - Campina Grande, 2004. 140 p.

Dissertação (Mestrado) - Universidade Federal de Campina Grande, 2004.

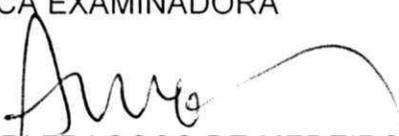
1. Ondas de Gravidade. 2. Luminescência atmosférica. 3. Imageadores. 4. Mesosfera. I. Título.

JOAQUIM FECHINE DE ALENCAR FILHO

OBSERVAÇÕES DE POROROCAS MESOSFÉRICAS ATRAVÉS DE IMAGEAMENTO DA
AEROLUMINESCÊNCIA EM SÃO JOÃO DO CARIRI (7,4^oS, 36,5^oO)

DISSERTAÇÃO APROVADA COM DISTINÇÃO EM 17/02/2004

BANCA EXAMINADORA



Prof. Dr. AMAURI FRAGOSO DE MEDEIROS
Departamento de Física
Universidade Federal de Campina Grande



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



Prof. Dr. BERNARDO BARBOSA DA SILVA
Departamento de Ciências Atmosféricas
Universidade Federal de Campina Grande



Prof. Dr. HISAO TAKAHASHI
Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais

A Socorro, Sabrina
Stéphanie e Joaquim

Não acredite
em qualquer coisa simplesmente porque você escutou.
Não acredite
em qualquer coisa simplesmente porque foi dito por muitos.
Não acredite
em qualquer coisa simplesmente porque foi encontrado em seus livros religiosos.
Não acredite
em qualquer coisa meramente pela autoridade de seus professores e anciãos.
Não acredite
em tradições porque elas foram passadas abaixo por gerações.
Mas após observação e análise,
quando você descobre que qualquer coisa concorda com a razão e conduz ao bem,
em benefício de um e de todos,
então aceite e viva para isso.

Siddartha Gautama

AGRADECIMENTOS

Agradeço a meus pais, Joaquim e Dulce, e a meus irmãos, Giusepe e Raniere, que sempre me apóiam e me acompanham nas minhas caminhadas. Agradeço a minha esposa Socorro, a minhas filhas Sabrina e Stéphanie e a meu filho Joaquim a minha paz e o meu sentido. Agradeço a José Augusto cujo trabalho ininterrupto no observatório produziu os dados que basearam esta pesquisa. Agradeço a Amauri Fragoso de Medeiros e a Ricardo Buriti a incansável dedicação e incentivo em me iniciar no caminho da ciência. Agradeço também o apoio financeiro e institucional da CAPES – Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior e da Universidade Federal de Campina Grande.

SUMÁRIO

	Página
LISTA DE FIGURAS.....	11
LISTA DE QUADROS.....	18
1. INTRODUÇÃO.....	21
1.1 Introdução.....	21
1.2 A descoberta da pororoca mesosférica.....	21
1.3 Caracterização do fenômeno.....	25
1.4 Objetivos.....	27
2. PRINCÍPIOS DE AEROLUMINESCÊNCIA.....	30
2.1 Definição.....	30
2.2 Histórico.....	31
2.3 Emissões observadas.....	32
2.4 Excitações e fotoquímica do OH.....	34
2.5 Excitações e fotoquímica do O (¹ S).....	36
2.6 Excitações e fotoquímica do O ₂ ($b^1\Sigma_g^+$).....	37
3. A TEORIA DE ONDAS DE GRAVIDADE.....	39
3.1 Teoria de ondas de gravidade.....	39
3.1.1 Ondas de gravidade internas.....	41
3.1.2 Relações entre os parâmetros de uma onda de gravidade.....	44
4. POROROCAS MESOSFÉRICAS.....	47
4.1 A convenção da nomenclatura.....	47
4.2 Um breve relato das observações de pororocas mesosféricas.....	47
4.3 O modelo de pororocas de canal.....	53
4.4 Pororocas internas.....	58

4.5	Pororocas ondulares troposféricas.....	61
4.6	O modelo de pororoca ondular mesosférica.....	62
4.6.1	Imagens de airglow para o modelo de pororoca mesosférica.....	66
4.6.2	Previsão de escoamento associado à pororoca mesosférica.....	66
4.6.3	Número de ondulações no trem.....	67
4.6.4	Regra da não-linearidade.....	68
4.6.5	Fontes de pororocas mesosféricas.....	69
4.7	O modelo matemático da geração de pororocas mesosféricas.....	69
4.7.1	A geração de pororocas mesosféricas.....	78
4.7.2	Tempo de geração de uma pororoca mesosférica.....	80
4.8	A hipótese da raridade das pororocas mesosféricas.....	82
5. MATERIAL E MÉTODOS.....		84
5.1	O Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba.....	84
5.2	As condições de observação.....	85
5.3	O fotômetro multicanal.....	86
5.4	O imageador all-sky.....	88
6. RESULTADOS E DISCUSSÃO.....		91
6.1	Pororocas mesosféricas observadas.....	91
6.2	Sobre a raridade das pororocas mesosféricas.....	94
6.3	Estatística das pororocas do Cariri.....	95
6.3	Os casos de 2 ou 3 pororocas numa mesma noite.....	103
6.4	Parâmetros observados.....	107
6.5	O número de ondas no trem.....	109
6.6	Os dados do fotômetro.....	110
6.7	Oscilação do canal mesosférico segundo Dewan e Picard.....	113
6.7.1	Efeitos de complementaridade previstos pelo modelo de Dewan e Picard.....	115
6.7.2	Efeitos de complementaridade não-previstos pelo modelo de Dewan e Picard.....	118

6.8	A relação entre variação na intensidade e variação na temperatura.....	121
6.9	Discussão do modelo matemático.....	122
7.	CONCLUSÃO.....	127
7.1	Conclusões.....	126
7.2	Recomendações.....	129
8.	REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	130
	APÊNDICE A - Planilha de observações.....	137

LISTA DE FIGURAS

Página

- 1.1 - Imagens All-sky do airglow OH e OI5577 a partir de Haleakala, Maui em 10 de outubro de 1993, mostrando o evento da frente definida (Fonte: Taylor et al., 1995)..... 23
- 1.2 - Gráfico da intensidade relativa versus posição tomada normal à frente de onda nas imagens OH e OI5577 (Fonte: Taylor et al., 1995).....24
- 1.3 - Gráficos de: (a) intensidade relativa e (b) temperatura rotacional versus a hora para a banda de Meinel OH (3, 1). A linha tracejada vertical mostra a mudança súbita na intensidade de emissão do OH associada à passagem da frente (Fonte: Taylor et al., 1995).....24
- 2.1 - a) Fotografia a partir do ônibus espacial do limbo da Terra mostrando uma camada de airglow em verde (Fonte: www.onr.navy.mil/focus/spacesciences/observingsky/other3.htm). b) Fotografia a partir da nave Clementine do limbo da Terra mostrando a camada de airglow em falso azul (Fonte: www.pd.astro.it/hosted/MOSTRA/E-MOSTRA/NEW/A2012ERT.HTM)...30
- 2.2 - Espectro de nightglow das linhas de emissão OI 5577 Å e do O₂ (0,1) 8655 Å, além da banda do OH (7150 – 9300 Å) e do fundo luminoso 5780 Å..... 33
- 2.3 - Perfil de concentração de nightglow mostrando o pico de emissão das linhas do OI 5577 Å e do O₂ (0,1) 8655 Å, e da banda do OH (7150 - 9300 Å).....33
- 2.4 - Representação de várias transições vibro-rotacionais..... 34
- 3.1 - Os três tipos de ondas internas: acústicas, evanescentes e de gravidade. (Fonte: Hargreaves, 1992).....42
- 3.2 - Contorno para período constante. Os períodos são medidos em minutos e são mostrados nos retângulos correspondentes a cada curva (Fonte: Hines, 1974)..... 43

3.3 - Parâmetros de uma onda de gravidade (Fonte: Hargreaves, 1992).....	44
3.4 - Ilustração de uma onda de gravidade simples (Fonte: Hargreaves, 1992).....	46
4.1 - Imagens não deformadas do: (a) airglow OI (03:04 UT) e (b) airglow OH (03:08 UT, projetadas numa grade geográfica de 512 km x 512 km (com uma resolução de 1 pixel para 1 km) (Fonte: Medeiros et al. 2001).....	48
4.2 - Perfis de vento a partir de dados de radar meteorológico para cada hora de 13 à 14 de julho de 1999 (Fonte: Medeiros et al. 2001).....	49
4.3 - Densidade de sódio para a noite de 13 - 14 de julho de 1999. Os níveis de cinza são dados em 1000 cm^{-3} (Fonte: Medeiros et al. 2001).....	49
4.4 a) Ilustração de pororoca mesosférica entre as camadas de airglow. b) Gráfico ilustrativo de uma camada de inversão. c) Gráfico ilustrativo da região de canal (Fonte: Smith et al. 2003).....	50
4.5 - Dados obtidos pelo radar de laser CSU em Fort Collins, CO. A linha vertical pontilhada denota o instante da passagem da pororoca em 14/11/1999. (a) Gráfico de contorno do perfil de densidade de Na mesosférico. Um aumento de 20% ocorreu em torno de 06:00 UT, coincidindo com a passagem do distúrbio. (b) Gráfico de contorno da média de 30 min do perfil de temperatura da camada de Na mesosférico mostrando uma inversão de temperatura de 50 K na região entre 85-90 km. (c) Gráfico de contorno do quadrado da frequência de Brünt-Väisälä (em unidades de 10^{-4} s^{-2}) deduzido do perfil de temperatura, mostrando uma região de ducto de largura de 6 km, resultante da camada de inversão, centrada ~ 86 km (em vermelho). As regiões de reduzida propagação de onda estão em azul, e são aquelas cuja frequência de Brünt Väisälä é menor que a frequência característica na mesosfera. (Fonte: Smith et al 2003).....	52
4.6 - a) Fotografia aérea de uma pororoca de canal sobre o Rio Guamá, Brasil. (Fonte: http://www.petitcodiac.org/images/Newimages/amazon1Lrg.jpg). b) Imagem de uma pororoca mesosférica sobre São João do Cariri, PB, Brasil, em 28/12/2000.....	53

4.7 - a) Pororoca de altura $h_1 - h_0$ propagando-se para a esquerda numa água não-perturbada de profundidade h_0 . O sistema de referência está fixo na pororoca e u_0 é a velocidade da pororoca. b) Deslocamento das secções de uma pororoca de canal após um intervalo de tempo Δt (Fonte: Feynman (1963)).....	54
4.8 - Fotografias aéreas da “glória-da-manhã”, pororoca troposférica que ocorre no Golfo de Carpentária, Austrália (Fontes: www.miskin.demon.co.uk/images/amazing_wave_bar_2.jpg e www.goana.com.au/Gossips/Gossip%2011/roll1.jpg).....	61
4.9 - a) Representação de uma camada de inversão de temperatura onde a frequência de Brünt-Väisälä é plotada versus a altitude (ver também a Figura 4.4); b) Representação de uma pororoca ondular com o plano de simetria atuando como uma base rígida (Fonte: Dewan e Picard (1998)).....	63
4.10 - Perfil idealizado da densidade para o modelo de pororoca mesosférica (Fonte: Dewan e Picard (1998)).....	64
4.11 - Auto-crescimento de uma frente de onda devido aos efeitos de propagação não-linear (Fonte: Faber (1995)).....	70
4.12 - Características C_1 e C_2 para o caso de “onda simples”: C_1 retas, C_2 curvas (Fonte: Dewan e Picard (2001)).....	74
4.13 - Características C_1 para um fluido sob a aceleração uniforme de um pistão (Fonte: Dewan e Picard (2001)).....	76
4.14 - A formação de uma pororoca de canal pela aceleração de um pistão. As linhas curvas mostram a geração da frente de onda (Fonte: Dewan e Picard (2001)).....	76
4.15 - Detalhe das características C_1 para um fluido sob a aceleração uniforme de um pistão. A característica 1 surge no momento em que o pistão começa a acelerar e a característica 2 ocorre quando cessa a aceleração. As características 1 e 2 deslocam-se x_1 e x_2 respectivamente até a pororoca atingir sua altura máxima (Fonte: Dewan e Picard (2001)).....	76

5.1 - Vista Panorâmica da cidade de São João do Cariri - PB. (Foto: Ricardo Buriti).....	84
5.2 - a) Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba. b) Plataforma de equipamentos do OLAP.....	85
5.3 - Esquema do fotômetro.....	86
5.4 - Fotômetro multicanal 3 e cúpula de observação.....	87
5.5 - Ilustração do imageador e das camadas de airglow observadas.....	88
5.6 - Imageador All-sky e cúpula de observação.....	88
5.7 - Esquema do imageador.....	90
6.1 - Alguns exemplos de pororocas mesosféricas observadas em S. J. do Cariri (pororoca, nº de ordem cronológica, emissão, ano, mês e dia).....	92
6.2 - Gráfico da incidência de pororocas por hora e mês de observação em S. J. do Cariri.....	92
6.3 - Distribuições das direções de propagação das pororocas mesosféricas para as estações do ano.....	93
6.4 - Distribuição total da direção de propagação das pororocas mesosféricas observadas em S. J. do Cariri entre setembro de 2000 e setembro de 2002.....	94
6.5 - Distribuição do horário do zênite ao imageador das pororocas mesosféricas observadas em S. J. do Cariri.....	96
6.6 - Distribuição do deslocamento das pororocas mesosféricas observadas em S. J. do Cariri.....	97
6.7 - Distribuição do desenvolvimento das pororocas mesosféricas observadas em S. J. do Cariri.....	97
6.8 - a) Visibilidade ao imageador das pororocas mesosféricas observadas. b) Condições meteorológicas nas noites dos eventos.....	98

- 6.9 - a) Imagem linearizada de uma pororoca mesosférica com frente e trem de ondas bem definidos, em 25/12/2000 no airglow OH; b) Perfil de intensidade relativa a partir dos dados de uma reta (linha branca) traçada sobre a imagem e perpendicular ao evento. A seta indica o sentido do deslocamento..... 98
- 6.10 - a) Imagem linearizada de uma pororoca mesosférica com frente bem definida e indistinto trem de ondas, em 30/09/2000 no airglow OH; b) Perfil de intensidade relativa a partir dos dados de uma reta (linha branca) traçada sobre a imagem e perpendicular ao evento. A seta indica o sentido do deslocamento..... 99
- 6.11 - a) Distribuição da definição do trem de ondas ao imageador; b) Distribuição da definição da frente no airglow OH ao imageador; c) Distribuição da definição da frente no airglow O₂ ao imageador; d) Distribuição da definição da frente no airglow OI5577 ao imageador..... 100
- 6.12 - Distribuição dos eventos de ondas de gravidade que ocorreram (a) antes, (b) durante e (c) depois da observação da pororoca..... 101
- 6.13 - Distribuição dos eventos de ondas de gravidade observados antes das pororocas, segundo sua classificação em ripples, ladders, bandas ou outras pororocas..... 102
- 6.14 - (a) Imagem no airglow O₂ da pororoca 17 em 20010223 às 21h 42min exibindo uma frente e um trem de ondas brilhantes (claros); (b) Imagem no airglow O₂ da pororoca 18 em 20010223 às 02h 15min exibindo uma frente e um trem de ondas escuros..... 104
- 6.15 - Gráfico da distribuição dos comprimentos de onda horizontais observados para as pororocas em S. J. do Cariri..... 107
- 6.16 - Gráfico da distribuição das velocidades de fase horizontais observadas para as pororocas em S. J. do Cariri..... 108
- 6.17 - Gráfico da distribuição dos períodos observados para as pororocas em S. J. do Cariri..... 109

6.18 - Gráfico da distribuição do número de ondas do trem observados nas pororocas em S. J. do Cariri.....	109
6.19 - Gráficos das distribuições das taxas de variação da intensidade de emissão do airglow sob a passagem das pororocas em: (a) valores absolutos e (b) em valores percentuais.....	111
6.20 - Gráficos das distribuições das taxas de variação da temperatura rotacional do airglow OH e O ₂ sob a passagem das pororocas em: (a) valores absolutos e (b) em valores percentuais.....	112
6.21 - Gráficos das distribuições (a) dos horários de zênite e (b) das defasagens temporais entre as camadas de airglow sob a passagem das pororocas.....	113
6.22 - Efeito de complementaridade observado em duas camadas de airglow segundo o modelo de oscilação inflada do canal mesosférico proposto por Dewan e Picard (1998).....	114
6.23 - Efeito de complementaridade das camadas de airglow OH, O ₂ , e OI5577 do tipo claro-claro-claro (CCC), respectivamente, quando o canal mesosférico, e, conseqüentemente a pororoca, localiza-se acima das três camadas, segundo o modelo de Dewan e Picard.....	115
6.24 - Efeito de complementaridade das camadas de airglow OH, O ₂ , e OI5577 do tipo claro-claro-escuro (CCE), respectivamente, quando o canal mesosférico, e, conseqüentemente a pororoca, localiza-se abaixo da camada de OI5577, mas acima das camadas de OH e O ₂ ., segundo o modelo de Dewan e Picard.....	116
6.25 - Efeito de complementaridade das camadas de airglow OH, O ₂ , e OI5577 do tipo claro-escuro-escuro (CEE), respectivamente, quando o canal mesosférico, e, conseqüentemente a pororoca, localiza-se abaixo das camadas de OI5577 e O ₂ , mas acima da camada de OH, segundo o modelo de Dewan e Picard.....	117
6.26 - Efeito de complementaridade das camadas de airglow OH, O ₂ , e OI5577 do tipo escuro-escuro-escuro (EEE), respectivamente, quando o canal mesosférico, e, conseqüentemente a pororoca, localiza-se abaixo das três camadas, segundo o modelo de Dewan e Picard.....	117

6.27 - Efeito de complementaridade das camadas de airglow OH, O ₂ , e OI5577 do tipo escuro-claro-claro (ECC), respectivamente, não previsto pelo modelo de Dewan e Picard.....	118
6.28 - Efeito de complementaridade das camadas de airglow OH, O ₂ , e OI5577 do tipo escuro-escuro-claro (EEC), respectivamente, não previsto pelo modelo de Dewan e Picard.....	119
6.29 - Gráfico da distribuição dos efeitos de complementaridade observados nas pororocas em S. J. Cariri.....	120
6.30 - Gráfico da distribuição dos outros efeitos de complementaridade observados nas pororocas em S. J. Cariri.....	120
6.31 - Gráficos da intensidade de emissão e temperatura rotacional para o OH e O ₂ a partir de dados de fotômetro. As setas apontam o instante da passagem da pororoca 3 de 30/02/2000.....	122
6.32 - (a) Representação esquemática da aplicação do modelo de Dewan e Picard para localizar a pororoca 3 de 30/09/2000 a partir do efeito de complementaridade observado. (b) Gráfico ilustrativo do ducto no qual a pororoca estaria se propagando.....	123
6.33 - Procedimento para o cálculo dos parâmetros da pororoca 3 a partir do modelo de Dewan e Picard.....	124
6.34 - Procedimento para o cálculo dos parâmetros da pororoca 3 a partir do modelo de Dewan e Picard.....	125

LISTA DE QUADROS

Página

5.1 - Algumas características do fotômetro.....	87
5.2 - Características dos filtros e alturas médias das camadas de airglow.....	89
6.1 - Quadro das noites em que ocorreram mais de uma pororoca mesosférica.....	102
6.2 - Dados de imageador para as pororocas 17 e 18, S. J. do Cariri.....	103
6.3 - Dados de imageador para as pororocas 6 e 7, S. J. do Cariri.....	105
6.4 - Dados de imageador para as pororocas 6 e 7, S. J. do Cariri.....	105

OBSERVAÇÕES DE *POROROCAS* MESOSFÉRICAS
ATRAVÉS DE IMAGEAMENTO DA AEROLUMINESCÊNCIA
EM SÃO JOÃO DO CARIRI (7,4°S; 36,5°O)

Joaquim Fechine de Alencar Filho

Orientadores

Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros

Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa

RESUMO

Um extenso estudo de ocorrência de pororocas mesosféricas foi realizado em São João do Cariri – PB (7,4°S 36,5°O), na região equatorial. Foram analisados 2 anos de dados de imageador e de fotômetro, de setembro de 2000 a setembro de 2002, nas emissões do airglow OH, O₂ e OI5577. O imageador CCD all-sky e o fotômetro operaram em colaboração com o Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). Foram detectados 64 eventos tipo pororoca mesosférica, mas não foi observado comportamento sazonal. O modelo de Dewan e Picard (1998, 2001) foi aplicado com o objetivo de verificar os resultados deste estudo. Foram analisados, também, os seguintes aspectos: casos de múltiplas pororocas numa mesma noite, os parâmetros de trem de ondas observados, o comportamento da intensidade de emissão e da temperatura rotacional sob os efeitos da pororoca, além do comportamento do ducto mesosférico e suas implicações para a complementaridade. A alta atividade de ondas de gravidade observada antes dos eventos de pororoca na maioria dos casos corrobora o mecanismo de geração proposto por Dewan e Picard (1998, 2001).

Palavras-chaves: Ondas de gravidade, pororoca, mesosfera, imageamento.

OBSERVATION OF MESOSPHERIC BORES
BY AIRGLOW IMAGING TECHNIQUE
AT SÃO JOÃO DO CARIRI (7,4°S; 36,5°O)

Joaquim Fechine de Alencar Filho

Advisers

Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros

Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa

ABSTRACT

A study of the occurrence of mesospheric bores was carried out in São João do Cariri – PB (7,4°S 36,5°W), the equatorial region. It was analyzed 2 years of imager and photometer data from September 2000 to September 2002 using the airglow emission intensities OH, O₂ e OI5577. An all-sky CCD imager and photometer were operated in collaboration with Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE). It was detected 64 events as an event of mesospheric bore. No seasonal behavior was observed. The model of Dewan and Picard (1998, 2001) was tested in order to explain the results of observation. It was also analyzed the following aspects: cases of multiples bores in the same night, parameters of wave train, behavior of emission intensity and rotational temperature under bore effects, and behavior of mesospheric duct and its implications to complementarity. High activity of gravity waves was observed before the bore events in most of the case in agreement with the generation mechanism proposed by Dewan and Picard (1998, 2001).

Keywords: Gravity waves, bore, mesosphere, imaging.

CAPÍTULO 1

INTRODUÇÃO

1.1 Introdução

Estudos da propagação de ondas de gravidade usando a aeroluminescência como traçadora do movimento dessas ondas na alta atmosfera, têm sido realizados por inúmeros pesquisadores desde a década de 70, utilizando instrumentos, tais como, fotômetros e espectrômetros apontados para o zênite (Gattinger, 1968; Hapgood e Taylor, 1982; Takahashi et al., 1985; Lowe et al., 1991; Fagundes et al., 1995; Lowe e Turnbull, 1995).

Um avanço significativo nessa linha de pesquisa ocorreu a partir de 1990, quando uma nova técnica de câmera CCD para imageador foi utilizada na observação de aeroluminescência (Armstrong, 1982; Taylor et al. 1987; Hecht et al, 1994; Taylor et al, 1995a; Taylor et al, 1997; Hecht et al, 1997b; Gardner e Taylor, 1998; Nakamura et al, 1999; Batista et al., 2000).

A técnica de imageamento revela uma abundância de estruturas de onda de curto período (~ 1 hora) na mesosfera e baixa termosfera. Em particular, a relação entre as perturbações na temperatura rotacional e na intensidade de emissão, induzidas pela passagem de ondas de gravidade, é de considerável interesse na dinâmica da alta atmosfera e na sua interação com a baixa atmosfera.

Nas últimas décadas *pororocas* e *sólitons* têm sido observados na baixa atmosfera (Ramamurthy et al. 1990), mas apenas recentemente *pororocas* foram observadas na mesosfera.

1.2 A Descoberta da Pororoca Mesosférica

Taylor et al. (1995) descreveram “um espetacular evento de onda de gravidade”, observado durante a campanha ALOHA-93 (Airborne Lidar and Observations of Hawaiian Airglow), através de imageadores All-sky em várias emissões e de um

interferômetro nas bandas de Meinel para o OH. O evento ocorreu em 10 de outubro de 1993, sendo observado da cratera Haleakala, Maui (20,8°N; 156,2°O), e apareceu na imagem de OH como uma frente linear seguida por um campo de brilho intenso cruzando todo o céu. A frente, ou transição para o campo brilhante, movia-se a cerca de 76 ms^{-1} a uma altitude de cerca de 85 km, que é a altitude nominal do airglow OH.

A frente também estava associada a uma acentuada mudança na estrutura, com cristas e cavados aparecendo atrás da frente. Essas ondas moviam-se com a velocidade da frente. Esse evento também foi observado nas outras três camadas de airglow, aparecendo no $\text{Na}(^2\text{P})$ cerca de 90 km (dupla ressonância), $\text{O}_2(^1\Sigma_g^+)$ cerca de 94 km (bandas atmosféricas) e $\text{O}(^3\text{P})$ cerca de 96 km (linha verde do OI). Todas estas altitudes são nominais.

Um impressionante efeito de “complementaridade” foi observado. Enquanto as duas camadas inferiores de airglow, OH e Na, mostraram um aumento do brilho estendendo-se atrás da frente, as duas camadas superiores, O_2 e OI5577, apresentaram o efeito oposto, ou seja, o campo de escuridão seguiu a frente avançando no campo brilhante. Além disso, onde as cristas de onda eram brilhantes nas camadas inferiores, elas eram escuras nas duas camadas superiores e vice-versa. Em outras palavras, as imagens do OH e do Na eram um tipo de “imagens negativas” das imagens do O_2 e OI5577. O maior contraste foi observado entre as imagens do OH e do OI5577, que eram a mais baixa e mais alta camada respectivamente.

A Figura 1.1 de Taylor et al. (1995), mostra os dados das imagens All-sky do OH e do OI5577. O comprimento de onda horizontal λ , das ondas foi de $19,3 \pm 0,7 \text{ km}$, e os períodos de onda observados foram de $4,2 \pm 0,2 \text{ min}$. Esse é um valor não muito distante de um típico período de empuxo, o que implica que as ondas observadas provavelmente envolviam predominantemente partículas de movimento vertical como numa onda de superfície (Dewan e Picard, 1998). A Figura 1.2 também de Taylor et al. (1995), mostra as variações de intensidade obtidas pela varredura das imagens numa direção normal às cristas de onda.

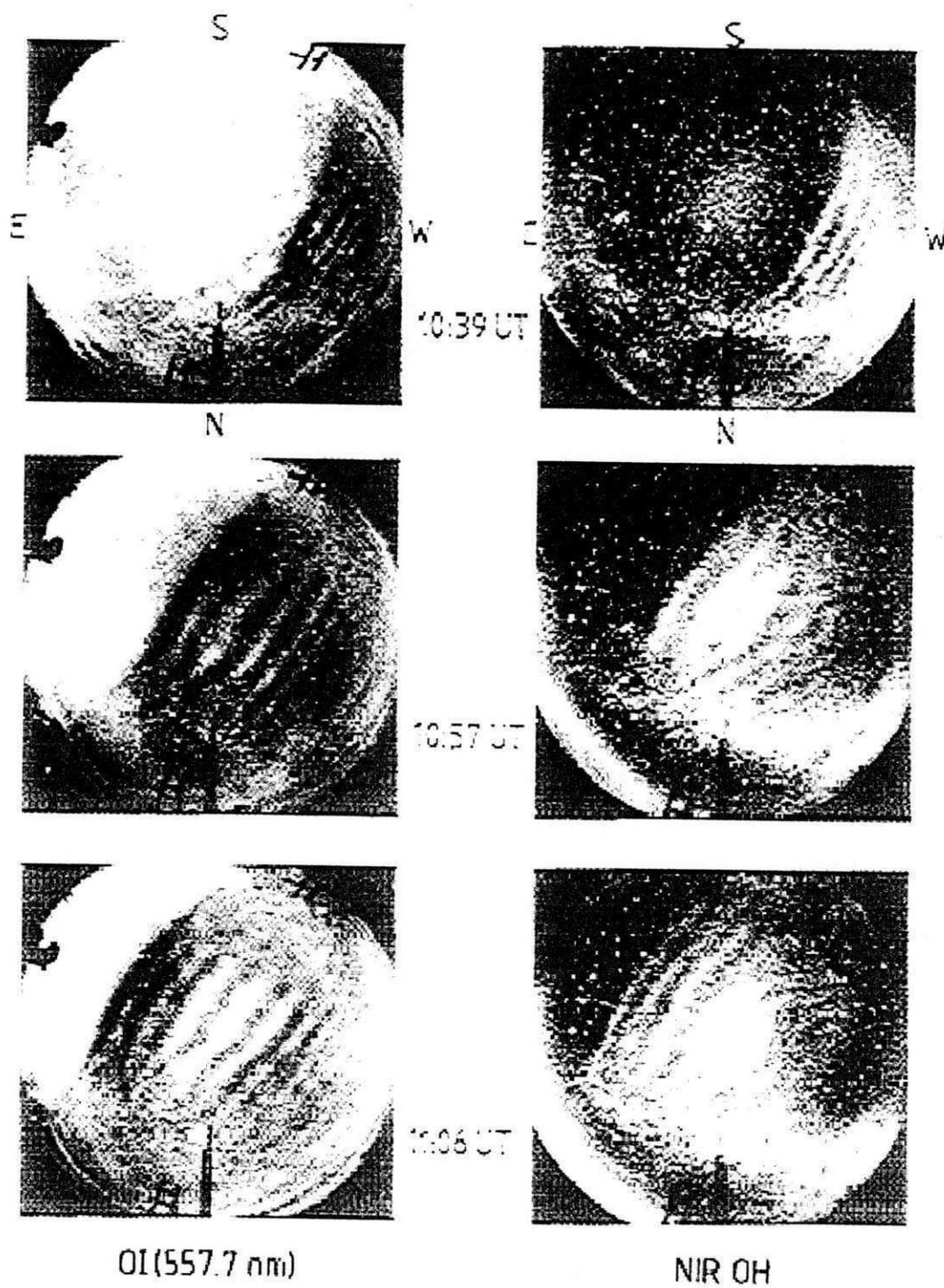


Figura 1.1 - Imagens All-sky do airglow OH e OI5577 a partir de Haleakala, Maui em 10 de outubro de 1993, mostrando o evento da frente definida (Fonte: Taylor et al., 1995).

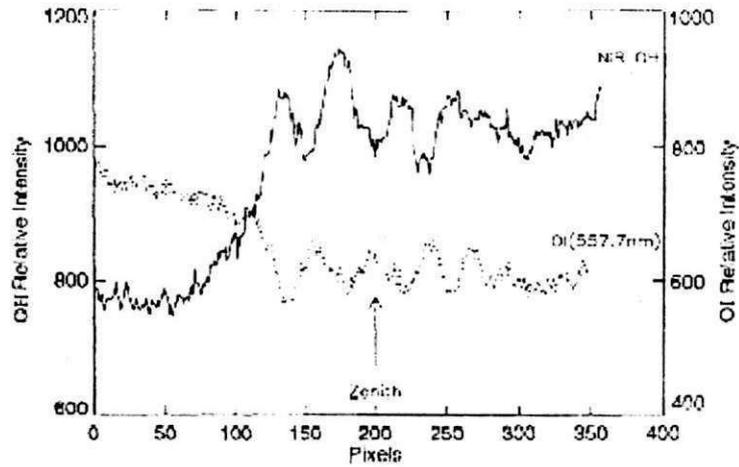


Figura 1.2 - Gráfico da intensidade relativa versus posição tomada normal à frente de onda nas imagens OH e OI5577 (Fonte: Taylor et al., 1995).

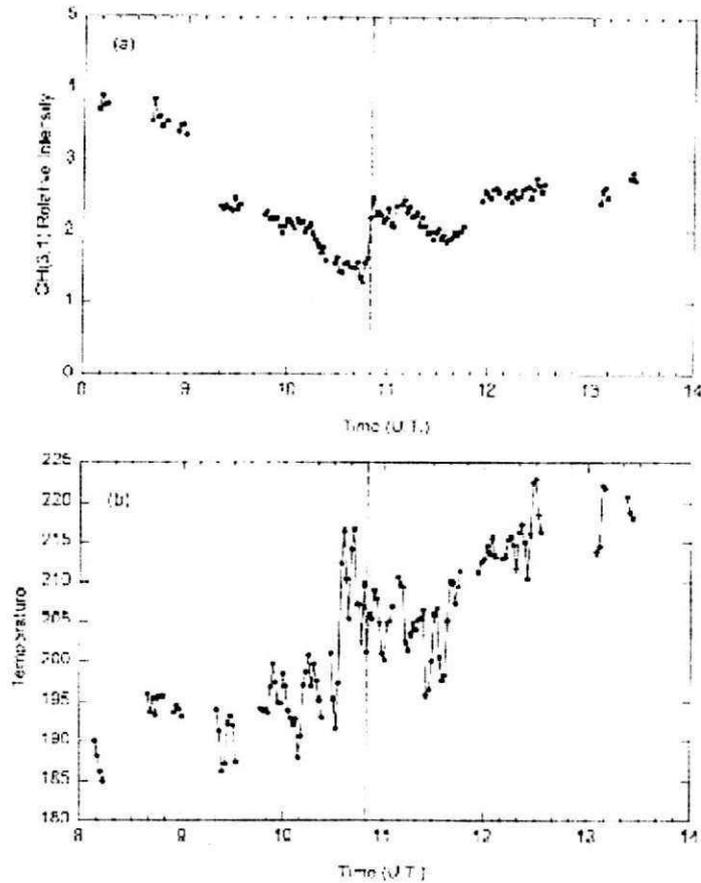


Figura 1.3 - Gráficos de: (a) intensidade relativa e (b) temperatura rotacional versus a hora para a banda de Meinel OH (3, 1). A linha tracejada vertical mostra a mudança súbita na intensidade de emissão do OH associada à passagem da frente (Fonte: Taylor et al., 1995).

Simultaneamente a essas imagens, foram obtidas temperaturas da camada OH com um interferômetro à superfície (ver Figura 1.3). Como se pode observar, houve uma súbita mudança na média da temperatura cerca de 15 min antes de um abrupto salto na intensidade. Esse salto coincidiu com a passagem da frente no zênite, para onde o interferômetro estava apontado. Dewan e Picard (1998) interpretaram esse aspecto como um súbito rebaixamento da camada de airglow sob a passagem da frente, pois como foi explanado por Maklouf et al. (1990), todo aumento de 1 K representa um decréscimo adiabático na altitude de cerca de 100 m. A razão para a defasagem temporal entre a mudança abrupta na intensidade relativa e a mudança na temperatura permanece ainda incerta.

A segunda observação de um fenômeno tipo pororoca mesosférica foi realizada por Medeiros et al. (2001). Eles conduziram observações de airglow rotineiras em Cachoeira Paulista, SP (23°S) usando um fotômetro zenital multicanal, um imageador All-sky com filtros para as emissões OH, OI5577 e O₂ e um radar meteórico SkYmet para observar o campo de vento, além de observações de radar de laser de sódio em São José dos Campos. Na noite de 13 de julho de 1999, às 02:28 UT, um evento tipo pororoca foi observado como uma frente, estendendo-se ao longo da direção E-O e propagando-se para o Sul.

1.3 Caracterização do Fenômeno

O início da modelagem deste fenômeno é devido a Dewan e Picard nos trabalhos de 1998 e 2001, que prevêm uma série de características físicas das pororocas mesosféricas, além de sugerir experimentos para elucidar alguns de seus peculiares aspectos. De acordo com Dewan e Picard (2001) são necessárias as seguintes propriedades para identificar um evento tipo pororoca mesosférica:

1. Deve existir uma frente de onda separando regiões claras e escuras nas imagens de airglow que se desloca a uma velocidade entre ~ 20 e 100 ms^{-1} ;
2. No caso de pororocas ondulares, a frente deverá ser seguida por um padrão fixo de ondas que se movem a mesma velocidade da frente. Pororocas excepcionalmente fortes podem ser não-ondulares, ou seja, não possuem trem de ondas;
3. Deve existir uma camada de inversão de temperatura à altitude da pororoca para prover um ducto, ou então uma estrutura alternativa de ducto, formada através de alguma combinação entre cisalhamento de vento e inversões térmicas;
4. Imagens de diferentes camadas de airglow associadas com a mesma pororoca apresentarão uma defasagem de até 180° , uma com relação a outra, mostrando no último caso a complementaridade descrita por Taylor et al. (1995) e Dewan e Picard (1998). Essa defasagem depende das altitudes relativas da região onde se apresenta uma inversão térmica e das camadas de emissão;
5. A velocidade da pororoca e o comprimento de onda das ondas a ela associadas devem obedecer às seguintes expressões (Dewan e Picard, 1998):

$$U^2 = \frac{1}{2} g' (h_0 + h_1) \frac{h_1}{h_0} \quad (1.1)$$

$$kh_1 = 3 \left[\frac{h_1 - h_0}{2h_0} \right]^{1/2} \quad (1.2)$$

onde U é a velocidade da frente, k é o número de onda, h_1 é a altura do fluido atrás da pororoca e h_0 é altura do fluido não-perturbado na frente da pororoca;

6. A mudança de temperatura sob a passagem da frente deve concordar aproximadamente com (Dewan e Picard, 1998):

$$\Delta T = (h_1 - h_0) \times (10 \text{ K / Km})$$

7. Para pororocas ondulares deve haver uma tendência de aumento do número de cristas de onda do trem de ondas com o tempo. Dewan e Picard (1998) estimaram a taxa de geração de $\sim 2 - 3$ cristas de onda por hora, no caso quando não há escape de energia do ducto;
8. Talvez seja possível associar a presença de pororocas a ocasiões nas quais as fontes de ondas de gravidade são excepcionalmente fortes.

Recentemente, outro evento foi reportado por Smith et al. (2003) na noite de 13-14/11/1999 quando eles observaram uma pororoca mesosférica em dois locais diferentes distando 500 km no sudoeste dos EUA. O evento exibiu efeitos de complementaridade entre as emissões OI5577/Na e OH, e foi observado na camada do airglow OH apenas 45 min depois de atingir as outras camadas, comportamento ainda não explicado.

Diante destes fenômenos reportados na literatura se fez necessário um estudo do perfil de ocorrência e do comportamento das *pororocas* na região equatorial, pois há carência de observações no Hemisfério Sul e, principalmente, próximo à linha do equador. Além do mais, uma longa série de observações, desde setembro de 2000, como é o caso do observatório em São João do Cariri, Paraíba, Brasil, é ainda mais rara e pode fornecer uma enorme contribuição em termos não apenas de dados obtidos, mas de comportamento sazonal do fenômeno das *pororocas* mesosféricas (Medeiros, 2001).

1.4 Objetivos

O objetivo principal desta dissertação foi a análise de ocorrência de pororocas mesosféricas na região equatorial, mais precisamente sobre São João do Cariri (7,4°S; 36,5° O) através da técnica de imageamento da aeroluminescência nas camadas de emissão OI5577 Å, O₂ (0,1) 8655 Å e OH (715 0 - 9300 Å). Especificamente foi realizado o seguinte:

- a) Discussão acerca da raridade do fenômeno;
- b) Caracterização das pororocas mesosféricas em S. J. do Cariri;
- c) Discussão dos casos de múltiplas pororocas numa mesma noite;
- d) Cálculo dos parâmetros e das características de trens observados;
- e) Análise da variação da intensidade de emissão e da temperatura rotacional sob a passagem da pororoca;
- f) Discussão dos efeitos de complementaridade entre as emissões OH, O₂ e OI5577 observados;
- g) Verificação das previsões do modelo de Dewan e Picard;

Este trabalho é composto pelos seguintes capítulos:

- **Capítulo 2 - Princípios de Aeroluminescência:** esse capítulo é iniciado com um breve histórico sobre estudo do airglow, seguido de uma descrição das principais emissões observadas além de um detalhamento das excitações e fotoquímicas da hidroxila, do oxigênio atômico e da molécula de O₂;
- **Capítulo 3 - A Teoria de Ondas de Gravidade:** esse capítulo apresenta os fundamentos experimentais e teóricos das ondas de gravidade definindo as ondas internas na atmosfera e as relações entre os parâmetros que as caracterizam;
- **Capítulo 4 - Pororocas Mesosféricas:** esse capítulo se inicia com uma breve introdução da nomenclatura utilizada e das observações de pororocas já realizadas. Em seguida é detalhado o modelo de pororoca de canal, citando-se um exemplo de pororoca na troposfera. O modelo atualmente adotado pela comunidade científica é largamente discutido, o modelo de pororocas mesosféricas de Dewan e Picard (1998, 2001), com suas previsões para comportamento das camadas de airglow, características do trem de ondas, cálculo dos parâmetros das pororocas, possíveis fontes e mecanismo de geração do fenômeno;
- **Capítulo 5 - Instrumentação e Metodologia:** nesse capítulo são descritos o local, o método e as condições de observação, além dos instrumentos utilizados: o fotômetro e o imageador All-sky;
- **Capítulo 6 - Resultados e Discussão:** esse capítulo apresenta todos os resultados obtidos a partir das pororocas observadas, a saber: uma discussão acerca da raridade do fenômeno, um estudo estatístico das pororocas do Cariri, os casos de múltiplas pororocas numa mesma noite, os parâmetros e as características de trem observados, o comportamento da intensidade de emissão e da temperatura rotacional a partir de dados de fotômetro, o comportamento do ducto mesosférico sugerido por Dewan e Picard e as suas implicações para os efeitos de complementaridade observados, mas não previstos, e finalmente uma verificação do modelo matemático;

- **Capítulo 7 - Conclusões:** nesse capítulo encontra-se um resumo das principais contribuições do presente trabalho na compreensão do fenômeno das pororocas mesosféricas, além de algumas recomendações de pesquisas futuras;
- **Capítulo 8 - Referências Bibliográficas:** Por fim têm-se as referências de artigos, livros e teses consultadas na elaboração deste trabalho.

Além destes capítulos, ao final do trabalho tem-se um apêndice:

- **Apêndice A:** planilha com todos os dias de observação no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba em S. J. do Cariri, entre setembro de 2000 e setembro de 2002, mostrando as noites em que ocorreram pororocas mesosféricas.

CAPÍTULO 2

PRINCÍPIOS DE AEROLUMINESCÊNCIA

2.1 Definição

O airglow é uma luz natural proveniente principalmente da alta atmosfera originado de emissões de estados excitados de átomos e moléculas formados por processos resultantes, direta ou indiretamente, da radiação solar. Na Figura 2.1a tem-se uma fotografia, a partir do ônibus espacial, do limbo da Terra mostrando uma camada de airglow em verde. Já a Figura 2.1b feita pela da nave Clementine mostra o limbo da Terra e a camada de airglow em falso azul.

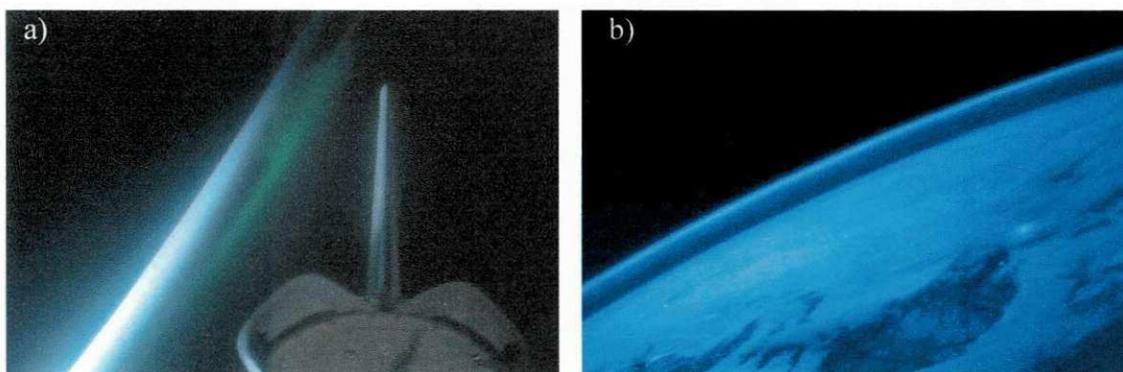


Figura 2.1 - a) Fotografia a partir do ônibus espacial do limbo da Terra mostrando uma camada de airglow em verde (Fonte: www.onr.navy.mil/focus/spacesciences/observingsky/other3.htm). b) Fotografia a partir da nave Clementine do limbo da Terra mostrando a camada de airglow em falso azul (Fonte: www.pd.astro.it/hosted/MOSTRA/E-MOSTRA/NEW/A2012ERT.HTM).

O airglow, também chamado de aeroluminescência, pode ser classificado em:

- *Dayglow*: é a luminescência atmosférica diurna devido a processos ressonantes e fluorescentes;
- *Twilightglow*: quando apenas a alta atmosfera é iluminada ao crepúsculo ou ocaso;
- *Nightglow*: é a luminescência atmosférica noturna devido à quimiluminescência, e é mais brilhante que as estrelas.

Em linhas gerais, os principais processos de geração de airglow são:

- *Ressonância*: luz emitida ao mesmo comprimento de onda absorvido, resultante da excitação pela absorção da radiação solar;
- *Fluorescência*: luz emitida a frequências menores que as absorvidas, também resultante da excitação pela absorção da radiação solar;
- *Fotoionização*: luz emitida de estados excitados de elementos ionizados pela radiação solar;
- *Fotodissociação*: luz emitida de estados excitados de elementos neutros dissociados pela radiação solar;
- *Colisões Inelásticas*: luz emitida da excitação causada pelo impacto de elétrons energéticos produzidos na fotoionização;
- *Quimiluminescência*: luz resultante de reações químicas principalmente entre átomos de oxigênio, nitrogênio e moléculas de hidroxila. A radiação solar quebra as moléculas entre 100 - 300 km durante o dia, as quais se recombinam à noite emitindo luz;
- *Excitação por Raios Cósmicos*: radiação e partículas energéticas provenientes de fora do sistema solar que têm uma pequena contribuição na formação do airglow.

2.2 Histórico

Assim como ocorreu com as ciências naturais, as primeiras observações sobre luz atmosférica são devidas a Aristóteles em 400 a.C.. Porém, foi Galileo Galilei quem cunhou o termo de *aurora*, para o mais conhecido fenômeno de aeroluminescência. Edmond Halley foi o primeiro pesquisador a associar o fenômeno das auroras ao campo magnético terrestre. No século XVIII o pesquisador Elias Loomis percebeu que entre 20 e 40 horas após uma erupção solar, apareciam auroras. A hipótese da existência do vento solar, prótons e elétrons provenientes do Sol, como responsável pelas auroras, só foi comprovada experimentalmente em 1958 com medidas feitas pelo satélite Explorer 1.

O airglow só foi observado em 1901 por Newcomb que atribuiu sua origem às luzes das estrelas; porém, Dufay em 1933 mostrou que esta luz era devida à luz do

zodíaco que é causada pelo espalhamento da luz solar por gases interplanetários e poeiras. É chamado de luz do zodíaco porque seu brilho é mais intenso na região das constelações zodiacais e mais visível após o entardecer.

No início do século XX já se sabia que o oxigênio era o responsável pela emissão das linhas de comprimento de onda de 5577 Å e 6300 Å. Rayleigh (1930) foi um grande estudioso da linha 5577 Å e para distingui-la das auroras, chamou esta luz de aurora não-polar, que mais tarde seria chamada de airglow. Em sua homenagem, deve-se o nome da unidade de intensidade absoluta (1 Rayleigh é igual a 10^6 fótons.cm⁻².s⁻¹ por coluna ou 10^{10} fótons.m⁻².s⁻¹). Em 1931 Chapman propôs a reação $O + O + O \rightarrow O_2 + O^*$ (o símbolo * representa a molécula ou átomo no estado excitado) para explicar a emissão do OI5577 Å. Resultados experimentais levaram Barth, em 1964, a considerar um mecanismo de duas etapas para explicar a emissão da linha verde do oxigênio.

A palavra *aeronomia* foi oficializada em 1954 pela *International Union of Geodesy and Geophysics* (IUGG). Aeronomia é uma ciência multidisciplinar baseada em observações que contribui com o conhecimento do ambiente atmosférico da Terra, da estratosfera até a região da magnetosfera. É a ciência que estuda todas as atmosferas planetárias nas quais os processos físicos e químicos, resultantes da dissociação e ionização sob a influência da radiação solar, são importantes.

2.3 Emissões Observadas

As emissões observadas neste trabalho foram as bandas de Meinel OH (7150 - 9300 Å), a linha verde do oxigênio atômico OI5577 e a banda atmosférica (0,1) do O₂ 8655 Å, cujo espectro é mostrado na Figura 2.2 e cujo perfil de concentração com os respectivos picos de emissão com relação a altura na atmosfera é ilustrado na Figura 2.3. A fotoquímica dessas emissões encontra-se detalhada nas seções a seguir.

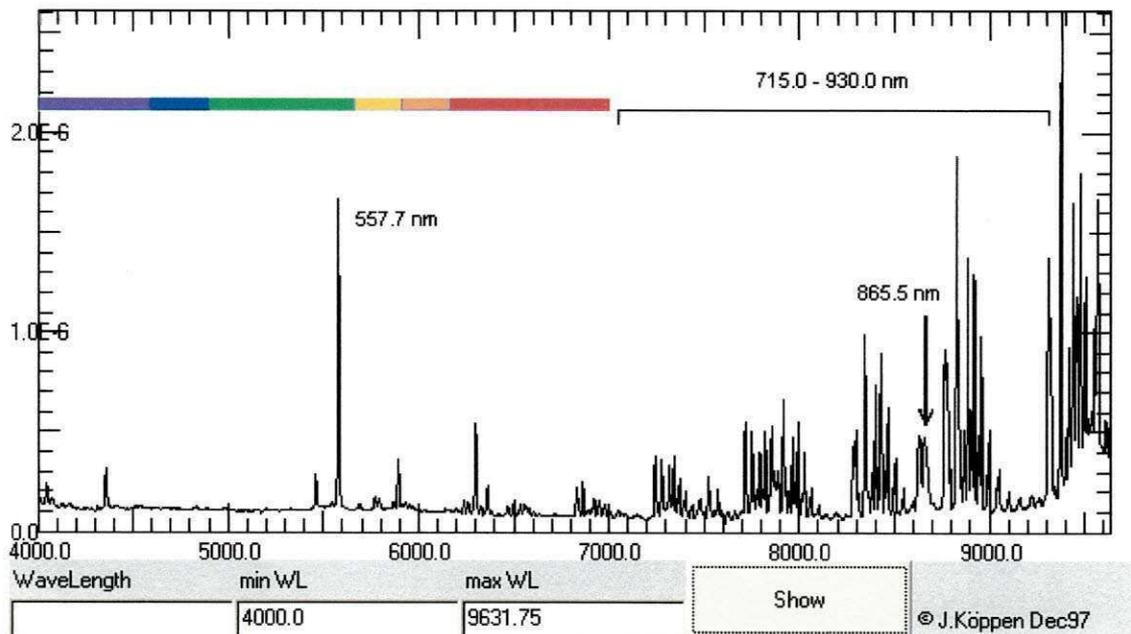


Figura 2.2 - Espectro de nightglow das linhas de emissão OI 5577 Å e do O₂ (0,1) 8655 Å, além da banda do OH (7150 – 9300 Å).

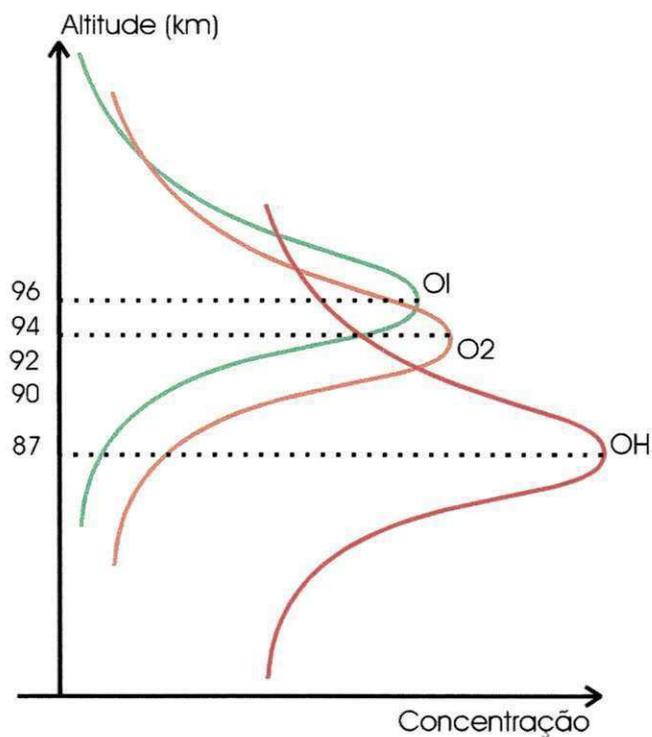


Figura 2.3 – Perfil de concentração de nightglow mostrando o pico de emissão das linhas do OI 5577 Å e do O₂ (0,1) 8655 Å, e da banda do OH (7150 - 9300 Å).

2.4 Excitações e Fotoquímica do OH

O airglow é dominado pelas emissões vibra-rotacionais do OH dentro de um mesmo estado eletrônico e tem sido observado desde sua identificação espectroscópica por Meinel (1950). O objetivo do estudo deste radical é o cálculo da temperatura rotacional (assumindo-se que a temperatura cinética da atmosfera seja a temperatura rotacional) e a investigação de sua mudança sob a passagem de pororocas mesosféricas.

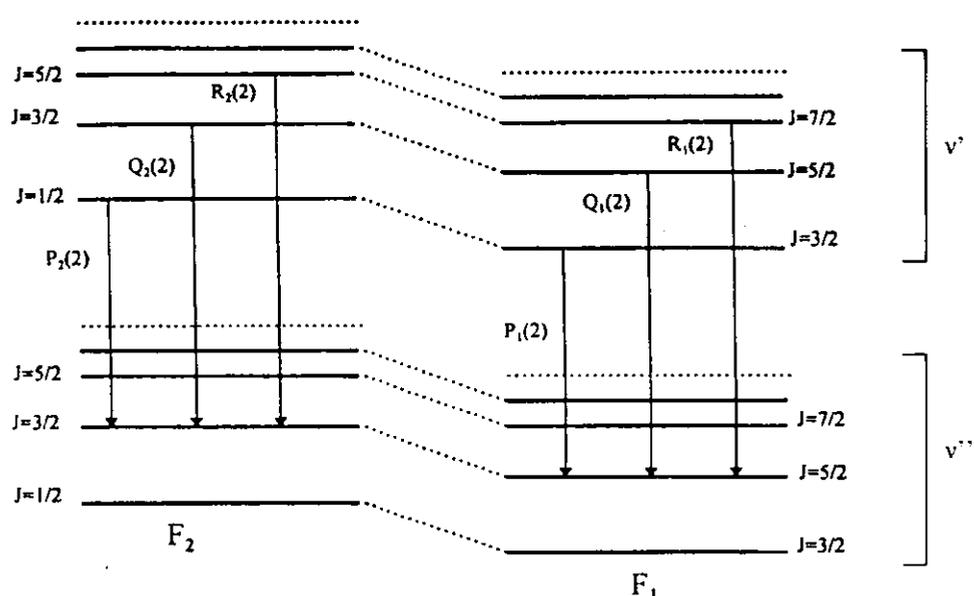
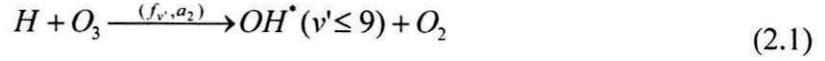


Figura 2.4 – Representação de várias transições vibro-rotacionais.

As bandas de Meinel surgem das transições vibracionais internas ao estado fundamental $OH(X^2\Pi_{1,3,5} \rightarrow X^2\Pi_{1,3,5})$ do radical da hidroxila (OH). Quanto à excitação vibracional podem ocorrer nos níveis v de 0 a 9. Cada banda vibracional envolve uma estrutura rotacional, com as linhas agrupadas em ramos denominados P, Q e R. A Figura 2.4 mostra a representação de várias transições. F_1 e F_2 denotam os termos de energia rotacional e J o momento angular.

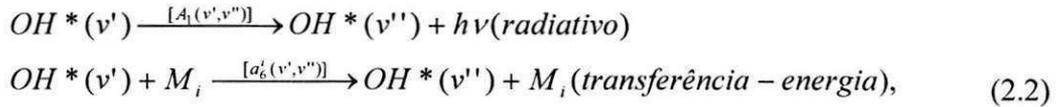
O espectro noturno do OH varia de 500 nm até 2,7 μm , com uma intensidade integrada total de aproximadamente 1 - 4 MR (megarayleigh). As bandas mais intensas ($\Delta v = 2$) aparecem no infravermelho próximo entre 1,43 μm (banda 2-0) e 2,15 μm (banda 9-7), as quais apresentam intensidade na faixa de 100 KR.

A reação exotérmica hidrogênio-ozônio, proposta por Bates e Nicolet (1950), é o mecanismo mais eficiente para produção do $OH^*(v' \leq 9)$ na mesosfera superior:

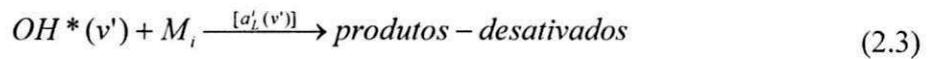


onde a_2 é a taxa de reação ($\text{cm}^2 \text{s}^{-1}$) e f_v representa a fração de produção de OH^* no nível v' . A energia liberada de $3,34 \text{ eV}$ na reação é suficiente para permitir a ocupação de níveis vibracionais até $v' \leq 9$.

Já é conhecido que a reação (2.1) produz OH^* preferencialmente nos níveis $v' = 7, 8, 9$ (Klenerman e Smith, 1987), e que os níveis mais baixos, que são os responsáveis por grande parte das bandas de Meinel observadas no airglow noturno, são ocupados via processos de cascata radiativa e de transferência de energia (vibracional) entre as moléculas:



onde M_i denota os constituintes de desativação energética O , O_2 e N_2 . A perda fotoquímica de $OH^*(v' \leq 9)$, em cada um dos níveis vibracionais pode ser representada por (2.2), ou através dos processos de desativação por colisão:



Nas condições de equilíbrio fotoquímico, a taxa de produção é igual às perdas químicas. Logo, para uma altitude fixa interna à camada de emissão, a densidade numérica do $OH^*(v')$ será dada por:

$$[OH^*(v')] = \frac{f_v a_2 [H][O_3] + \sum_{v=v'+1}^9 [OH^*(v)] \{A_1(v, v') + \sum_i a'_i(v, v') M_i\}}{\sum_{v=0}^{v'-1} A_1(v', v) + \sum_i a'_i(v') M_i} \quad (2.4)$$

A taxa de emissão volumétrica (em fótons $\text{cm}^{-3} \text{s}^{-1}$) será dada por:

$$\varepsilon_{OH^*}(v', v'') = A_1(v', v'') [OH^*(v')] \quad (2.5)$$

O perfil de altitude da emissão do $OH^*(v' \leq 9)$ na aeroluminescência é de grande interesse, devido, principalmente, a larga distribuição espectral e acentuada intensidade apresentada. O espectro rotacional mostra a temperatura rotacional que representa a temperatura cinética da atmosfera na camada de emissão. Ademais, tem proporcionado informações relevantes a respeito da densidade dos constituintes minoritários da mesopausa (principalmente o oxigênio atômico) e nas interpretações dos processos de excitação. Os valores encontrados na literatura mostram que a altitude máxima da emissão está entre 85 e 90 km, com uma espessura de camada média entre 6 e 10 km.

2.5 Excitações e Fotoquímica do $O(^1S)$

A linha verde OI5577 Å é explicada por um modelo de transição espectroscópica entre os estados excitados ($^1S - ^1D$) do oxigênio atômico. Esta emissão é muito importante no espectro do céu noturno da atmosfera, principalmente devido à facilidade de observação, na região do visível, e ao fato da linha não ter contaminação espectral, por encontrar-se como um espectro solitário, sem outras linhas em volta.

A intensidade integrada da emissão $O(^1S)$ presente no nightglow da mesosfera superior apresenta um valor médio de 250 R mostrando acentuadas variações sobre este valor (60 a 500 R).

As primeiras tentativas teóricas de explicar as características fotoquímicas desta emissão foram propostas por Chapman (1931), que usou a hipótese de que o pico de emissão ocorreria onde a densidade do oxigênio fosse acentuada. Desta forma, ele estabeleceu a recombinação direta do O através de um processo de três corpos:

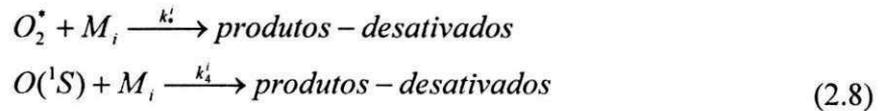


Os primeiros perfis de altitude, através de medidas a bordo de foguete, questionaram a reação de Chapman. Barth (1964) sugeriu um processo que envolvia duas etapas para a excitação do estado 1S . Uma molécula do O_2^* precursora (a qual mantém

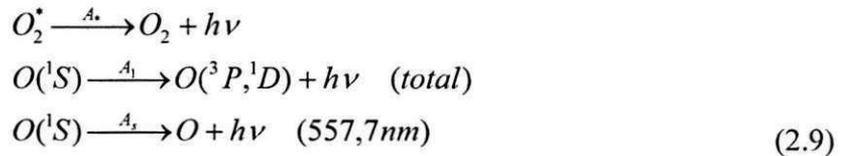
energia suficiente para excitação), seria a responsável pelo aparecimento do $O(^1S)$ através do mecanismo de transferência de energia, com as seguintes reações:



A fotoquímica da linha verde, para a situação proposta por Barth completa-se com as seguintes reações de desativação:



E pelas reações de decaimento radiativo:



No equilíbrio fotoquímico, a taxa de emissão volumétrica será dada por:

$$\varepsilon_{557,7} = \frac{A_s \beta k_1 [O]^3 [M_i] \delta_1'}{(A_1 + \sum_i k_i' [M_i]) (A_* + \sum_i k_i' [M_i])} \quad (2.10)$$

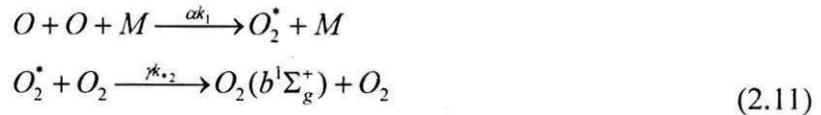
Os perfis de emissão da linha verde oferecem informações interessantes, tais como processos de desativação e excitação, e a concentração do oxigênio atômico na região da emissão. As observações realizadas até hoje mostram uma altitude máxima da emissão da linha verde entre 96-98 km, em uma camada de emissão com espessura aproximada de 8 km.

2.6 Excitações e Fotoquímica do $O_2(b^1\Sigma_g^+)$

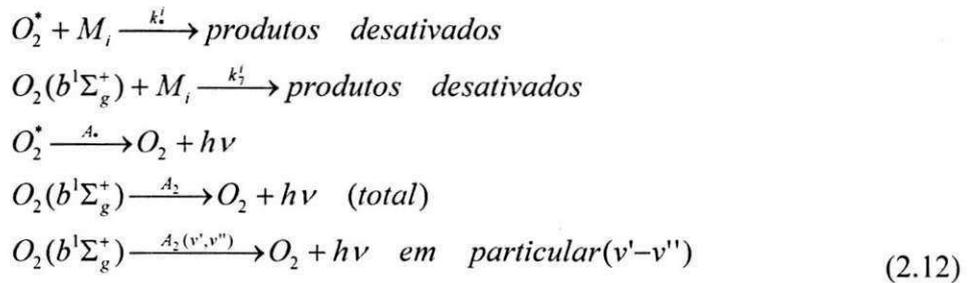
Os estados excitados do O_2 que se destacam no nightglow, são os que podem ser excitados através de reações de recombinação direta com o oxigênio atômico. No entanto, existem evidências sugerindo que os processos de transferência de energia, via moléculas precursoras excitadas, possam explicar com maior detalhe, os perfis observados do $O_2(b)$.

O conjunto de bandas atmosféricas do O₂ no nightglow da mesosfera superior tem merecido uma considerável atenção. O espectro de transição eletrônica $b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-$ consiste de diferentes bandas vibracionais. As bandas vibracionais que se destacam são: a banda (0,0) e a banda (0,1), habitualmente chamadas de bandas atmosféricas. Estas bandas estão centradas no espectro de 7619 Å e 8645 Å., respectivamente, e podem ser facilmente observadas via fotometria de nightglow, embora a banda (0,0) sofra uma pronunciada absorção pelo oxigênio na baixa atmosfera, impossibilitando sua medida no solo. A razão entre as duas bandas é da ordem de 17, e o sistema como um todo registra uma intensidade total de 3-6 KR. O pico de emissão das bandas (0,0) e (0,1) ocorrem em torno de 94 ± 1 km. A intensidade integrada total da emissão exibe acentuadas variações (1 kR – 10 kR). Tal variabilidade tem sido atribuída à presença de ondas de gravidade internas e marés na mesopausa.

Os processos de transferência de energia, através de duas etapas, são mais eficientes para produção destas espécies:



As outras reações que complementam o esquema cinético são:



Assumindo a condição de equilíbrio fotoquímico:

$$\varepsilon_{\Sigma^+} = \frac{A_2(v',v'')\alpha k_1 [O]^2 [M] \gamma k_{*2}^2 [O_2]}{(A_2 + \sum_i k_i^2 [M_i]) (A_* + \sum_i k_i^1 [M_i])} \quad (2.13)$$

Da mesma forma que as investigações sobre a linha verde, muito trabalho tem sido realizado na tentativa de identificar os estados eletrônicos do agente precursor de $O_2(b^1\Sigma_g^+)$.

CAPÍTULO 3

A TEORIA DE ONDAS DE GRAVIDADE

3.1 A Teoria de Ondas de Gravidade

Através de medidas de vento na alta atmosfera nos anos 50, observou-se que os mesmos apresentavam características bastante diferentes em relação à baixa atmosfera. O perfil vertical do vento na alta mesosfera e baixa termosfera apresentava altos valores e enorme variação com a altura. Devido a isso estes ventos foram, inicialmente, denominados de ventos irregulares. A observação deste, e de outros perfis verticais permitiu que algumas características destes ventos fossem obtidas:

- i) fortes variações na distância vertical, da ordem de alguns quilômetros;
- ii) o vento dominante em um dado ponto persiste com pouca variação por dezenas de minutos e tende a alcançar a correlação zero após aproximadamente 100 minutos;
- iii) as escalas horizontais dos ventos são maiores do que as verticais em aproximadamente 20 vezes;
- iv) os movimentos são predominantemente horizontais;
- v) as velocidades tendem a aumentar com a altura;
- vi) as escalas verticais dominantes tendem a aumentar com a altura.

Hines, em uma série de artigos publicados desde os anos 50 até a década de 90, explicou que estes ventos irregulares não eram tão irregulares assim, mas que podiam ser explicados como sendo provenientes de uma soma de modos de propagação de ondas internas.

As ondas de gravidade internas só existem para períodos maiores que o período de Brünt-Väissälä:

$$\tau_g = \frac{2\pi C}{g(\gamma - 1)^{1/2}} \quad (3.1)$$

onde C é a velocidade do som, g é a aceleração da gravidade e γ é a relação entre o calor específico a pressão constante e o calor específico a volume constante. Este valor na

mesosfera é aproximadamente 5 minutos. Este foi o limite inferior teórico do espectro temporal dos ventos irregulares. Nos limites de baixas freqüência e pequenos comprimentos de onda, algumas relações assintóticas podem ser deduzidas das soluções como:

$$\frac{\lambda_x}{\lambda_z} \approx \frac{\tau}{\tau_g} \quad \text{e} \quad \frac{u}{w} \approx \frac{\lambda_x}{\lambda_z} \quad (3.2)$$

onde λ_x , λ_z , τ , u e w são o comprimento de onda horizontal, comprimento de onda vertical, período da oscilação, velocidade zonal e velocidade meridional, respectivamente.

A idéia de ondas acústicas é bastante familiar; no entanto, a relação de dispersão das ondas de gravidade apresenta características não muito comuns. Para o caso mais simples, pode-se considerar: pequenas variações de pressão e densidade, nas quais não ocorra perda de energia (viscosidade nula) e solução plana em duas dimensões. Ondas com estas propriedades podem ser obtidas como soluções idealizadas de modelos simplificados, onde a atmosfera é considerada estacionária, com temperatura e composição uniformes. Nesse tipo de atmosfera básica, as ondas são consideradas perturbações lineares e que ocorrem adiabaticamente, sem fricção (atrito) e com aceleração da gravidade constante com a altura. A força de Coriolis é desprezada em relação às forças do gradiente de pressão, de inércia e da gravidade.

Sob estas condições o conjunto de equações linearizadas pode ser usado. No entanto, como é mais comum em aeronomia, expressam-se as equações linearizadas em termos de V , p e ρ da forma feita por Hines (1960), onde V é a velocidade, p a pressão e ρ é a densidade. As únicas forças atuantes estão na vertical e as soluções são ondas planas. Desta forma, pode-se direcionar o eixo horizontal x na direção de propagação da onda e $V = (u, 0, w)$ e fazendo $p = p_1 + p_0$, $\rho = \rho_1 + \rho_0$, onde p_0 (p do estado estático), p_1 (p no estado 1), ρ_0 (ρ no estado estático), ρ_1 (ρ no estado 1) e u e w (velocidades em x e z). Linearizando as equações do movimento obtém-se o conjunto de equações:

$$\begin{aligned}
\rho_0 \frac{\partial u}{\partial t} &= -\frac{\partial p_1}{\partial x} \\
\rho_0 \frac{\partial w}{\partial t} &= -\frac{\partial p_1}{\partial z} - \rho_1 g \\
\frac{\partial p_1}{\partial t} + w \frac{\partial p_0}{\partial z} &= C^2 \left(\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} \right) \\
\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + w \frac{\partial \rho_0}{\partial z} &= -\rho_0 \left(\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} \right)
\end{aligned} \tag{3.3}$$

onde C é 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 c_p/c_v .

São supostas as seguintes soluções:

$$\frac{p_1}{p_0 P} = \frac{p_1}{p_0 R} = \frac{U_x}{X} = \frac{U_z}{Z} = A \exp i(\omega t - k_x x - k_z z) \tag{3.4}$$

onde P , R , X , Z , A são constantes, ω é frequência da onda, k_x e k_z são o número de onda horizontal e vertical, respectivamente.

Substituindo (3.4) em (3.3) obtém-se a seguinte relação de dispersão:

$$\omega^4 - \omega^2 C^2 (k_x^2 - k_z^2) + (\gamma - 1) g^2 k_x^2 + i \omega^2 \gamma g k_z = 0 \tag{3.5}$$

Na ausência de gravidade, (3.5) fica reduzida à seguinte equação:

$$\omega^2 = C^2 (k_x^2 + k_z^2) \tag{3.6}$$

que governa a propagação do som.

3.1.1 Ondas de Gravidade Internas

Admitindo soluções da forma:

$$\frac{p_1}{p_0 P} = \frac{p_1}{p_0 R} = \frac{v}{X} = \frac{w}{Z} = A \exp\left(\frac{z}{2H}\right) \exp i(\omega t - k_x x - k_z z) \tag{3.7}$$

a relação de dispersão para ondas internas torna-se:

$$\omega^4 - \omega^2 C^2 (k_x^2 + k_z^2) + (\gamma - 1) g^2 k_x^2 - \gamma^2 g^2 \omega^2 / 4C^2 = 0 \quad (3.8)$$

A Equação (3.8) é do quarto grau em ω , o que significa que para cada par (k_x, k_z) existem dois conjuntos distintos de ω^2 . Se restringirmos aos valores positivos de ω , já que a parte negativa altera apenas a direção da propagação, nota-se que um dos ω 's é maior do que um determinado ω_a e outro é menor que um determinado ω_b e também que $\omega_a > \omega_b$, onde $\omega_a = \gamma g / 2C$ é a “frequência acústica de corte” e $\omega_b = (\gamma - 1)^{1/2} / C$ é a frequência de Brunt-Väisälä. Isto indica que duas seqüências distintas de ondas internas podem ocorrer, uma de alta frequência ($\omega > \omega_a$) e uma outra de baixa frequência ($\omega < \omega_b$) e que existe um intervalo no espectro ($\omega_b \leq \omega \leq \omega_a$) onde ondas internas não se propagam. Estes três tipos de ondas são: ondas acústicas, ondas internas de gravidade e onda evanescentes (não propagantes), respectivamente. A Figura 3.1 ilustra os três regimes em um diagrama da frequência de onda em função do número de onda horizontal.

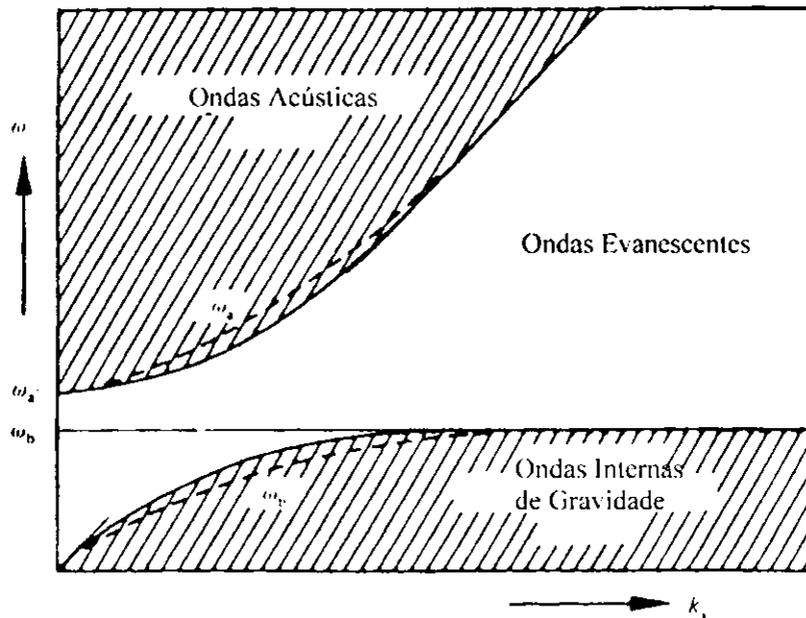


Figura 3.1 - Os três tipos de ondas internas: acústicas, evanescentes e de gravidade. (Fonte: Hargreaves, 1992).

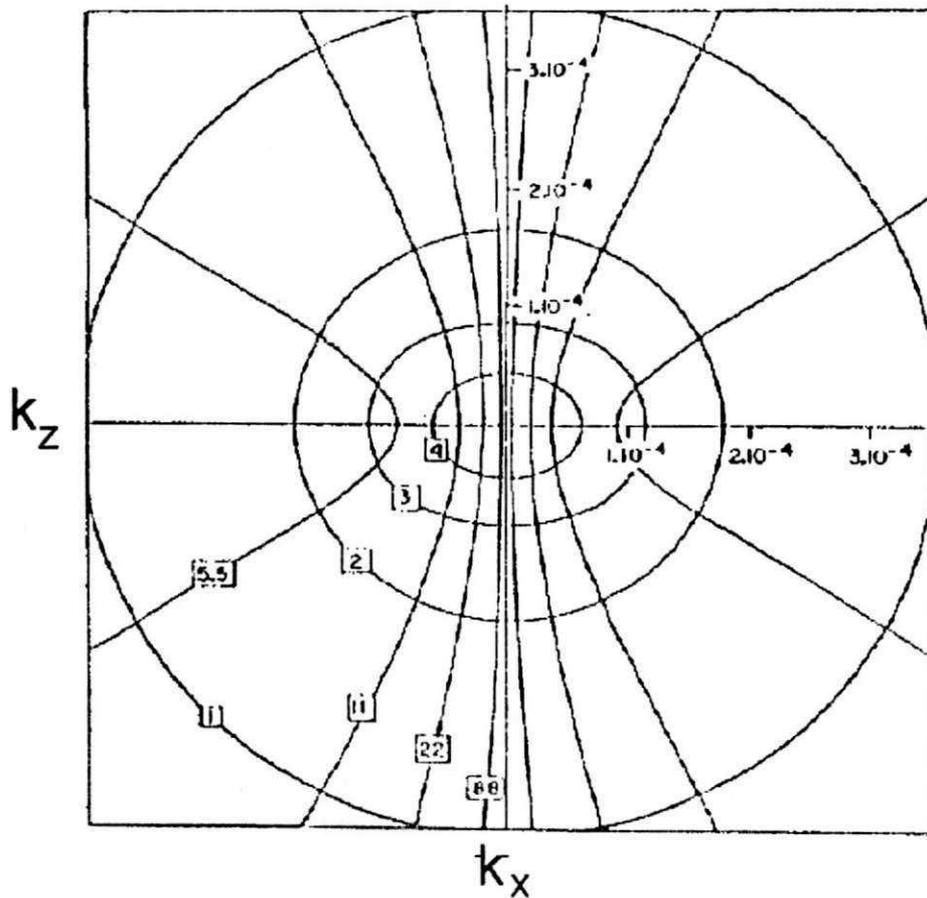


Figura 3.2 - Contorno para período constante. Os períodos são medidos em minutos e são mostrados nos retângulos correspondentes a cada curva (Fonte: Hines, 1974).

As ondas acústicas e de gravidade podem ser distinguidas claramente na Figura 3.2, que ilustra a representação da relação de dispersão. São plotados contornos para ω constante (ou período (τ) constante, pois $\tau \equiv 2\pi/\omega$) no domínio $k_x - k_z$, usando valores de γ , C e g representativo para as alturas dos meteoros. A família de elipses representa as ondas de gravidade-acústicas, enquanto a família de hipérbolas representa as ondas de gravidade.

3.1.2 Relações entre os Parâmetros de uma Onda de Gravidade

A Figura 3.3 ilustra todos os parâmetros envolvidos com uma onda de gravidade. A Equação 3.7 expressa as relações permitidas entre a frequência da onda e os comprimentos de onda ($k \equiv 2\pi/\lambda$) horizontal e vertical.

A fase de propagação (θ) é dada por:

$$\theta = \tan^{-1}\left(\frac{\lambda_x}{\lambda_z}\right) = \tan^{-1}\left(\frac{k_z}{k_x}\right) \quad (3.9)$$

O comprimento de onda é obtido da seguinte relação:

$$\frac{1}{\lambda^2} = \frac{1}{\lambda_x^2} + \frac{1}{\lambda_z^2} = \frac{(k_x^2 + k_z^2)}{(2\pi)^2} \Rightarrow \lambda = \frac{2\pi}{(k_x^2 + k_z^2)^{1/2}} \quad (3.10)$$

Conseqüentemente, as velocidades de fase nas direcões de θ , horizontal e vertical serão:

$$U = \frac{\omega\lambda}{2\pi} = \frac{\omega}{k}, \quad v = \frac{\omega}{k_x} \quad e \quad w = \frac{\omega}{k_z} \quad (3.11)$$

Substituindo os valores de ω_a e ω_g na Equação 3.7, a relação de dispersão pode ser escrita como:

$$k_z^2 = \left(1 - \frac{\omega_a^2}{\omega^2}\right) \frac{\omega^2}{C^2} - k_x^2 \left(1 - \frac{\omega_g^2}{\omega^2}\right) \quad (3.12)$$

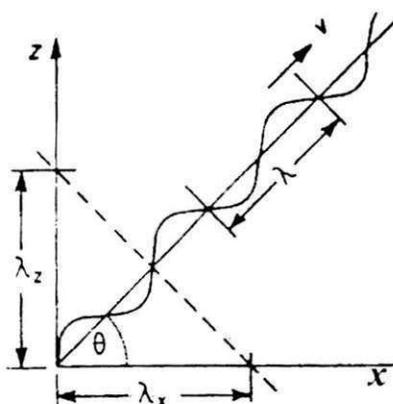


Figura 3.3 - Parâmetros de uma onda de gravidade (Fonte: Hargreaves, 1992).

Estudando os casos assintóticos, para $\omega^2 \ll C^2 k^2$, obtém-se

$$k_z^2 = k_x^2 \left(\frac{\omega_g^2}{\omega^2} - 1 \right) \quad (3.13)$$

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 $\omega < \omega_g$, como já foi visto anteriormente. Pode-se escrever a Equação 3.9 da seguinte forma:

$$\theta = \tan^{-1} \left(\frac{\omega_g^2}{\omega^2} - 1 \right)^{1/2} \quad (3.14)$$

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 3.14), mas não a velocidade e o comprimento de onda. A Figura 3.4 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-se a viscosidade).

O tratamento acima é bastante simplificado, pois considera a atmosfera isotérmica, sem viscosidade e sem movimento. Se considera-se atmosfera com a temperatura variável com a altura e com um vento constante \mathbf{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):

$$\omega \rightarrow \Omega = \omega - \vec{V}_0 \cdot \vec{K}, \quad \omega_g \rightarrow \omega_G = \sqrt{\omega_g^2 + \frac{g}{T} \frac{\partial T}{\partial z}} \quad e \quad \omega_a \rightarrow \omega_A = \sqrt{\omega_a^2 + \frac{\gamma g}{2T} \frac{\partial T}{\partial z}} \quad (3.15)$$

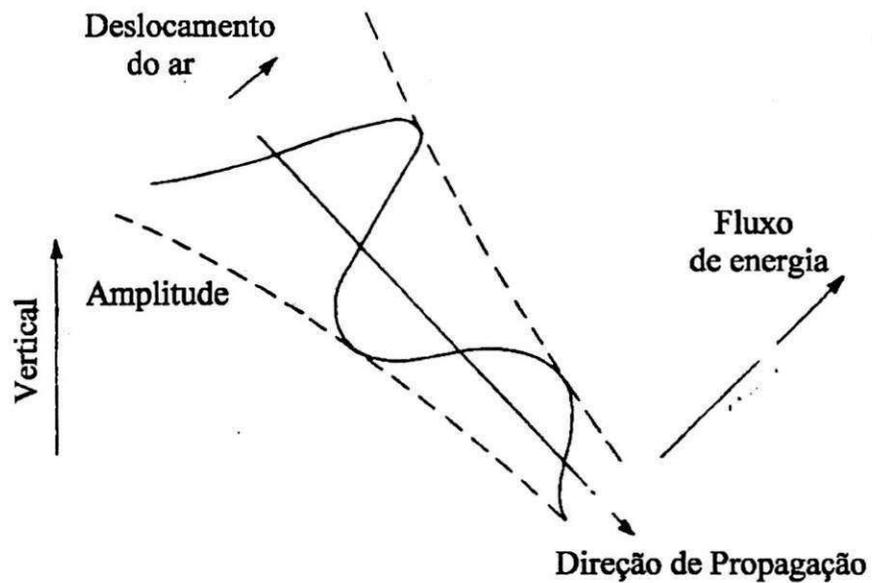


Figura 3.4 – Ilustração de uma onda de gravidade simples (Fonte: Hargreaves, 1992).

Duas conseqüências são evidentes a partir das novas condições da atmosfera: a primeira é que a propagação, sobre um fluxo médio, com velocidade constante provoca um “deslocamento Doppler” na freqüência. A segunda modificação é que o gradiente de temperatura faz com que as freqüências de corte acústico e de Brünt-Väisälä tornem-se dependentes da altura. A presença do vento também pode produzir reflexões da onda, mesmo que a temperatura seja constante.

CAPÍTULO 4

POROROCAS MESOSFÉRICAS

4.1 A Convenção da Nomenclatura

A primeira denominação do fenômeno é devida a Taylor et al. (1995) que o chamaram *bore*, palavra do inglês medieval *bare* que significa onda. Após essa primeira publicação, Medeiros (2001) inaugurou o termo *pororoca mesosférica* para denominar o fenômeno. A palavra portuguesa *pororoca* é usada para definir uma crista de onda produzida pelo encontro das correntes de maré com as correntes fluviais. Esta palavra foi derivada do tupi *Pororoka*, de *Pororog* que significa estrondar, e era usada pelos índios da foz do rio Amazonas para denominar a onda de 3 a 6 m de altura que a aproximadamente 30 km/h e durante cerca de 40 min invade os afluentes do rio Amazonas. Assim, após essa segunda publicação o fenômeno da grande frente de onda que ocorre entre 80 e 100 km de altitude na alta atmosfera, passou a ser chamado de *pororoca mesosférica*.

4.2 Um Breve Relato das Observações de Pororocas Mesosféricas

A primeira observação de um fenômeno tipo pororoca mesosférica no Brasil foi realizada por Medeiros et al. (2001). Eles conduziram observações de airglow rotineiras em Cachoeira Paulista, SP (23°S) usando um fotômetro zenital multicanal, um imageador All-sky com filtros para as emissões OH, OI5577 e O₂ e um radar meteórico SkYmet para observar o campo de vento, além de observações de radar de laser de sódio em São José dos Campos. Na noite de 13 de julho de 1999, às 02:28 UT, um evento tipo pororoca foi observado como uma frente, estendendo-se ao longo da direção E-O e propagando-se para o Sul.

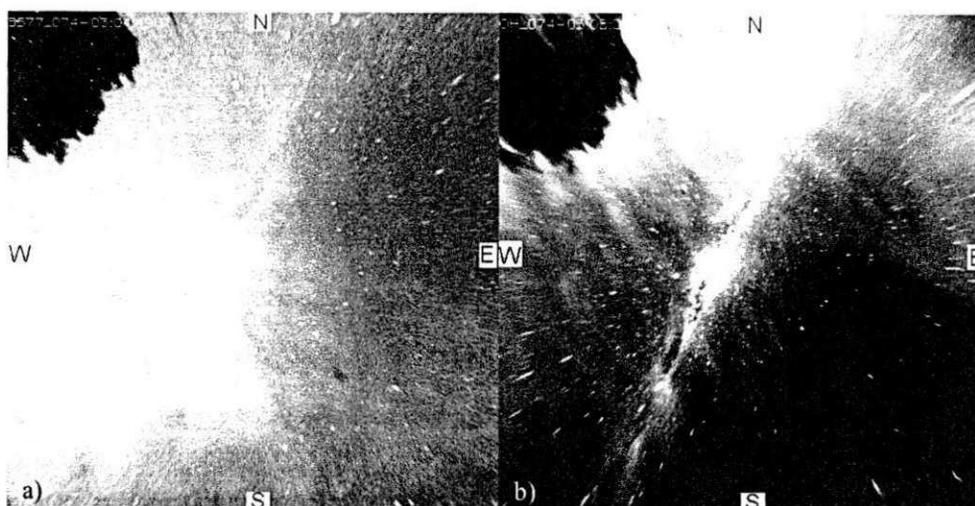


Figura 4.1 - Imagens não deformadas do: (a) airglow OI (03:04 UT) e (b) airglow OH (03:08 UT, projetadas numa grade geográfica de 512 km x 512 km (com uma resolução de 1 pixel para 1 km) (Fonte: Medeiros et al. 2001).

Foi observado um trem de ondas atrás da frente bem definida, sendo mais distinto para a imagem OI5577 (Figura 4.1a). A frente tinha um comprimento de onda horizontal de 23 km e uma velocidade de fase de 70 ms^{-1} , com um período de 5.47 min. Esses resultados, encontrados por Medeiros et al. [2001], são muito similares àqueles observados por Taylor et al. [1995], mas o efeito de complementaridade entre as imagens do OH e OI5577 foi oposto.

Antes da passagem da porroca pelo zênite, a cerca de 03:00 UT, a intensidade do O_2 e OH decresceram consideravelmente (~30-70%). O decréscimo ocorreu primeiro no OI5577 (96 km) às 23:30 UT e no O_2 (94 km) à 01:30 UT, e só então no OH (87 km) às 03:30 UT. A temperatura do O_2 decresceu drasticamente, ~50K durante este período, mas com uma aparente defasagem de cerca de 30 min antes da perturbação na intensidade. Uma variação similar, mas com menor amplitude de decréscimo foi observada na intensidade do OH cerca de 90 min depois da perturbação na temperatura. Observou-se que a cerca de 03:30 UT as intensidades de OI5577 e OH foram máxima e mínima, respectivamente, e a intensidade do O_2 foi intermediária. Sobrepostos à grande variação de amplitude, padrões de oscilação de curto período ($\leq 1 \text{ h}$) foram observados nas variações do OH e OI5577 antes das 03:00 UT. Estes correspondem às estruturas de banda observadas na imagem. A Figura 4.2 mostra os perfis de vento a partir de dados de radar meteorológico para cada hora de 13 a 14 de julho de 1999. Os ventos meridional e zonal

entre 02:30 UT e 04:30 UT mostram uma forte estrutura de cisalhamento. Observa-se que a frente de onda passou pelo zênite local a cerca de 03:20 UT.

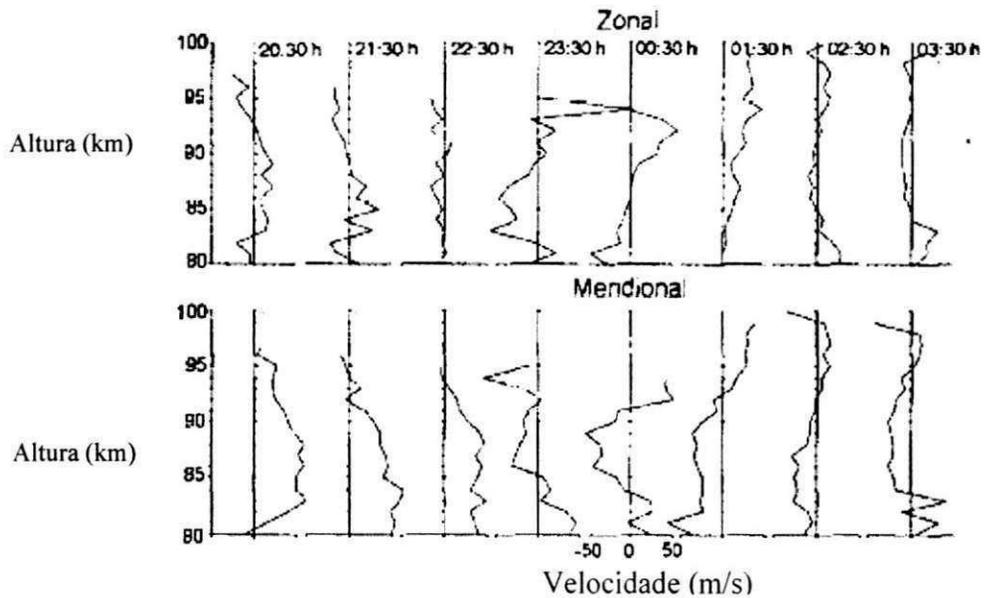


Figura 4.2 - Perfis de vento a partir de dados de radar meteorológico para cada hora de 13 a 14 de julho de 1999 (Fonte: Medeiros et al. 2001).

Considerando-se 87 km como o centro da camada OH, o vento total às 02:30 UT a esta altura foi de 44.2 ms^{-1} para sudoeste, que é praticamente oposto à direção da frente no OH.

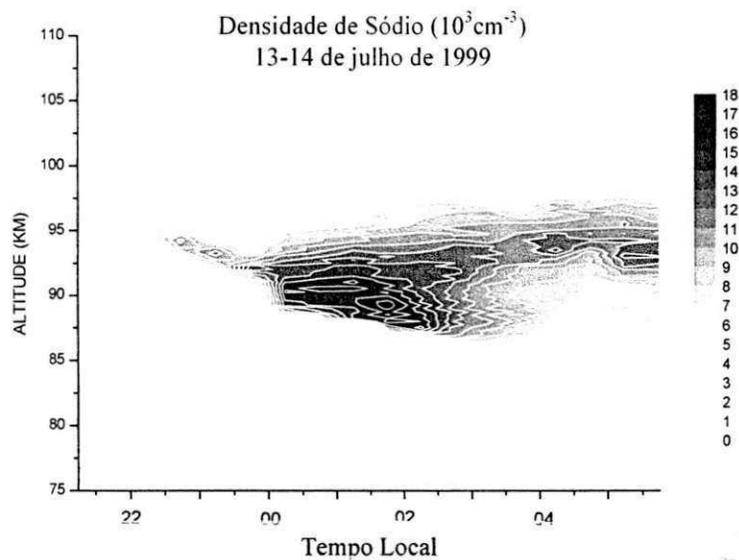


Figura 4.3 - Densidade de sódio para a noite de 13 - 14 de julho de 1999. Os níveis de cinza são dados em 1000 cm^{-3} (Fonte: Medeiros et al. 2001).

Medidas simultâneas de radar de laser, em São José dos Campos, mostram uma camada esporádica no Na durante o período no qual a pororoca foi observada. A Figura 4.3 mostra um gráfico de contorno da densidade de sódio para a noite de 13 - 14 de julho de 1999 e os níveis de cinza são dados em 1000 cm^{-3} . Observa-se que a cerca de 00h10min (UT) a camada apresenta um pico esporádico à 96 km e outro pico à 84 km. O pico superior cresce à medida que cai para 92 km, enquanto que pico inferior desaparece às 02h 45min (UT). Durante este período a forma da camada mudou, com o sódio quase desaparecendo abaixo de 85 km, e o pico esporádico movendo-se para baixo, com a densidade aumentando no lado superior da camada.

Recentemente, outro evento foi reportado por Smith et al. (2003) na noite de 13-14/11/1999 quando eles observaram uma pororoca mesosférica em dois locais diferentes separados por 500 km no sudoeste dos EUA. O evento exibiu efeitos de complementaridade entre as emissões OI5577/Na e OH, e foi observado na camada do airglow OH 45 min depois de atingir as outras camadas. A Figura 4.4 ilustra (a) a localização da pororoca entre as camadas de airglow, (b) uma camada de inversão de temperatura à mesma altitude, e (c) a região de ducto para o evento observado por Smith et al. (2003).

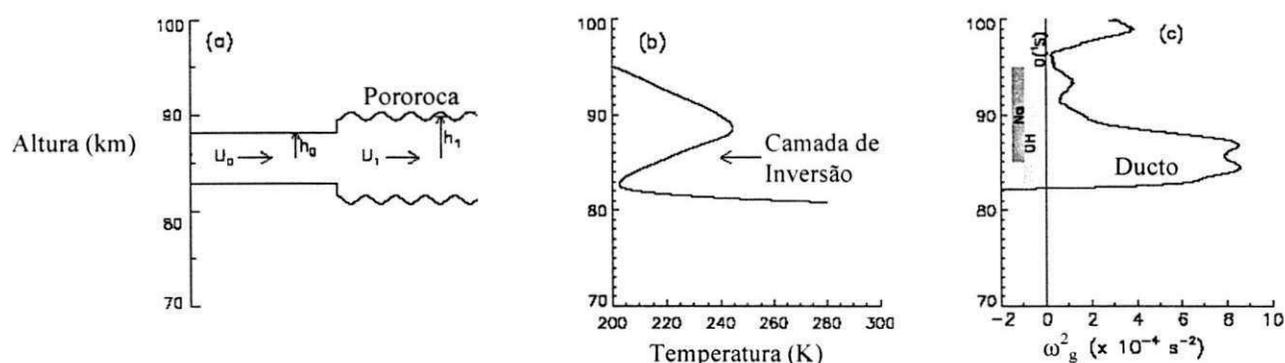


Figura 4.4 - a) Ilustração da pororoca mesosférica entre as camadas de airglow.
 b) Gráfico ilustrativo de uma camada de inversão.
 c) Gráfico ilustrativo da região de canal (Fonte: Smith et al. 2003).

O fenômeno se apresentou como uma frente definida seguida por um trem de ondas cruzando todo o céu, visto a olho nu e observado por 5,5 horas. Foram usados os imageadores do McDonald Observatory (MDO), Fort Davis, Texas; e o Starfire Optical Range (SOR), em Albuquerque, Novo México. Além destes, foi utilizado um radar no SOR de onde foi observado um cisalhamento vertical de vento de $19\text{ms}^{-1}\text{km}^{-1}$, ocorrendo entre 80 e 95 km, onde aconteceu o distúrbio.

As medidas de temperatura e densidade através de um radar de laser em Fort Collins, Colorado (~1100 km a norte de MDO) mostraram a presença de uma camada de inversão de temperatura (~50 K) no instante do evento. Smith et al. (2003) sugeriram ainda que um sistema frontal troposférico leste-oeste no norte dos EUA teria sido a fonte do distúrbio.

O fenômeno diferiu de uma onda de gravidade de grande amplitude (Swenson and Espy, 1995; Swenson et al. 1998) em muitas formas, a mais importante foi que cada frente de onda se comportou como uma onda solitária não linear (ou sóliton) propagando-se independentemente das outras, e a frente de onda líder se propagou mais rápido que o trem de ondas. Além disso, a medida da velocidade de pororoca e a estimativa teórica determinada a partir da largura da região de ducto estável, concordaram.

Finalmente, a combinação de medidas óticas e por radar ofereceram uma forte evidência que camadas de inversão com escalas de comprimento horizontal da ordem de cerca de 1000 – 1500 km podem existir, possibilitando a propagação de grandes distúrbios de onda na mesosfera, por grandes distâncias e durante muitas horas.

A Figura 4.5 mostra os dados obtidos por Smith et al. (2003) através do radar de laser CSU em Ft. Collins, CO. A linha vertical pontilhada denota o instante da passagem da pororoca em 14/11/1999. A Figura 4.5a é um gráfico de contorno do perfil de densidade de Na mesosférico. Observa-se que um aumento de 20% ocorreu em torno de 06h 00min (UT), coincidindo com a passagem do distúrbio. A Figura 4.5b é um gráfico de contorno da média de 30 min do perfil de temperatura da camada de Na mesosférico mostrando uma inversão de temperatura de 50 K na região entre 85-90 km. Já a Figura 4.5c é um gráfico de contorno do quadrado da frequência de Brünt-Väisälä (em unidades de 10^{-4}s^{-2}) deduzido do perfil de temperatura, mostrando uma região de ducto de largura

de 6 km, resultante da camada de inversão, centrada ~ 86 km (em vermelho). As regiões de reduzida propagação de onda estão em azul, e são aquelas cuja frequência de Brünt Väisälä é menor que a frequência característica na mesosfera.

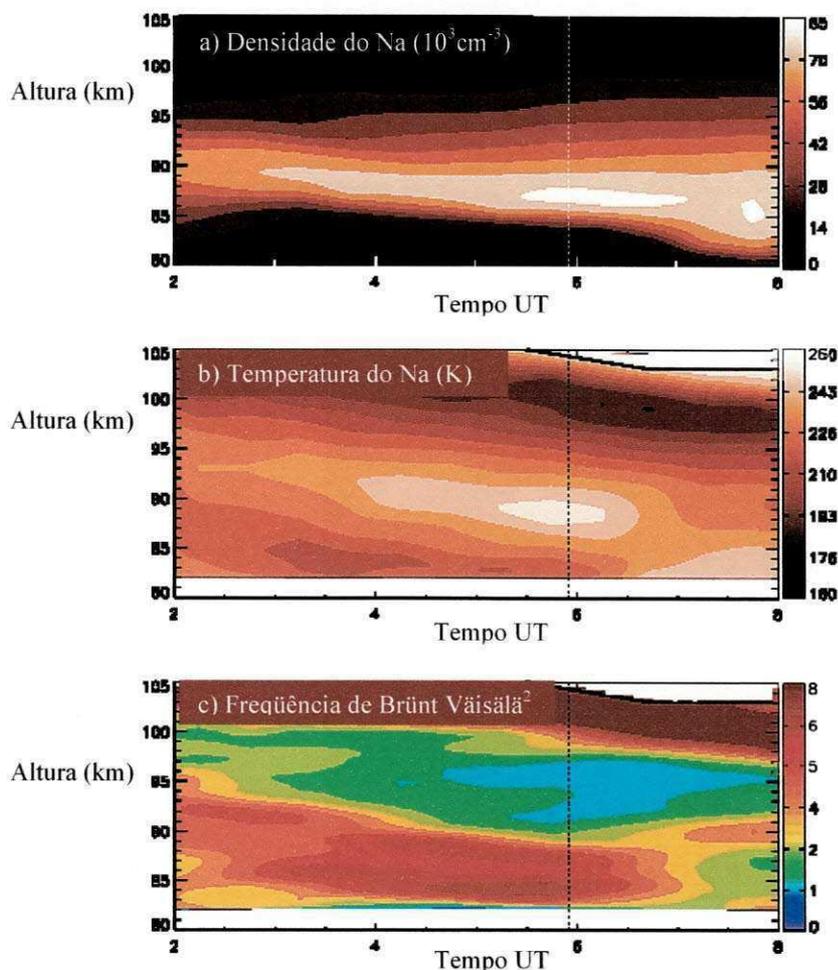


Figura 4.5 - Dados obtidos pelo radar de laser CSU em Fort Collins, CO. A linha vertical pontilhada denota o instante da passagem da pororoca em 14/11/1999. (a) Gráfico de contorno do perfil de densidade de Na mesosférico. Um aumento de 20% ocorreu em torno de 06:00 UT, coincidindo com a passagem do distúrbio. (b) Gráfico de contorno da média de 30 min do perfil de temperatura da camada de Na mesosférico mostrando uma inversão de temperatura de 50 K na região entre 85-90 km. (c) Gráfico de contorno do quadrado da frequência de Brünt-Väisälä (em unidades de 10^{-4} s^{-2}) deduzido do perfil de temperatura, mostrando uma região de ducto de largura de 6 km, resultante da camada de inversão, centrada ~ 86 km (em vermelho). As regiões de reduzida propagação de onda estão em azul, e são aquelas cuja frequência de Brünt Väisälä é menor que a frequência característica na mesosfera. (Fonte: Smith et al 2003).

4.3 O Modelo de Pororocas de Canal

Na tentativa de encontrar uma explicação para o evento observado por Taylor et al. (1995). Dewan e Picard (1998) propuseram uma analogia da observação nas imagens de airglow com as ondas tipo pororoca em canais de rios, que também apresentam uma frente bem definida seguida por sucessivas cristas de onda. Pode-se verificar esta analogia observando-se a Figura 4.6a que é uma fotografia aérea de uma pororoca de canal no Rio Guamá, Brasil, em comparação com a Figura 4.6b que mostra uma imagem de uma pororoca mesosférica sobre São João do Cariri em 28/12/2000. Nas duas imagens percebe-se uma frente bem definida seguida por um trem de ondas. Tal analogia sugere a hipótese de que o fenômeno seria causado por uma pororoca ondular interna na mesosfera, que será detalhado adiante.

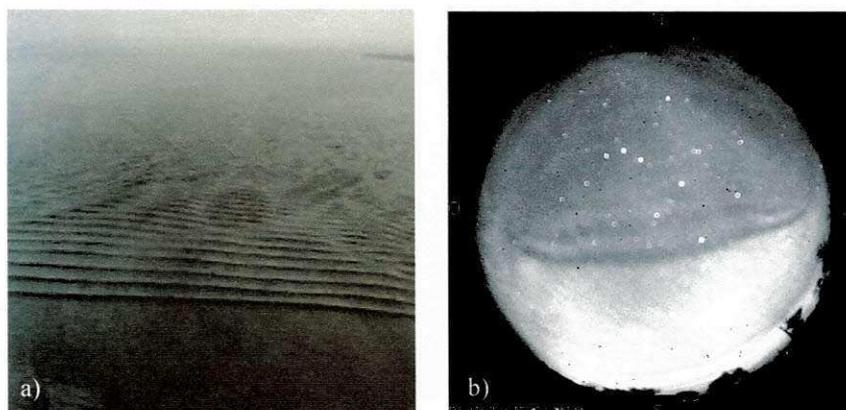


Figura 4.6 - a) Fotografia aérea de uma pororoca de canal sobre o Rio Guamá, Brasil. (Fonte: <http://www.petitcodiac.org/images/Newimages/amazon1Lrg.jpg>). b) Imagem de uma pororoca mesosférica sobre São João do Cariri, PB, Brasil, em 28/12/2000.

O primeiro tratamento matemático de pororocas de maré foi feito por Lord Rayleigh (1908) para um escoamento num canal. A Figura 4.7 mostra um esquema de uma pororoca de altura h_1 do fundo do canal movendo-se numa superfície de água em repouso de profundidade h_0 . Rayleigh introduziu um procedimento que tem sido bastante usado desde a sua publicação. Sua idéia foi fazer os cálculos num sistema de referência fixo na pororoca. Assim, u_0 , que seria originalmente a velocidade da pororoca, é a velocidade do fluido aproximando-se da pororoca, enquanto a pororoca permanece fixa. A

velocidade u_1 é a velocidade da água na parte posterior à frente da pororoca. E, $u_0 - u_1$ é a velocidade do fluido para trás da pororoca neste sistema de referência, e é responsável pela dissipação de energia através da adição de ondas ao trem.

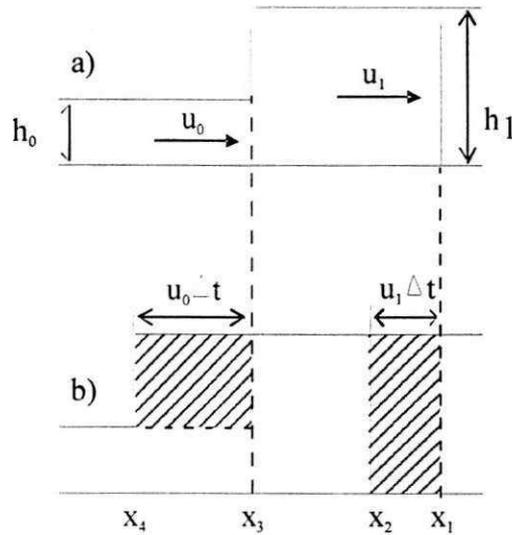


Figura 4.7 - a) Pororoca de altura $h_1 - h_0$ propagando-se para a esquerda numa água não-perturbada de profundidade h_0 . O sistema de referência está fixo na pororoca e u_0 é a velocidade da pororoca. b) Deslocamento das secções de uma pororoca de canal após um intervalo de tempo Δt (Fonte: Feynman (1963)).

Usando a lei de conservação da massa tem-se que: para um estado inicial (em $t = 0$) a região não perturbada possui altura h_0 e velocidade u_0 , e a região perturbada possui altura h_1 e velocidade u_1 . Já para o estado final (em $t = \Delta t$) o plano em x_1 desloca-se $u_0 \Delta t$ até x_2 e o plano em x_3 desloca-se $u_1 \Delta t$ até x_4 (Figura 4.7b).

A lei de conservação de massa garante que a quantidade de massa $h_0 u_0 \Delta t$ (por unidade de largura de canal) que se deslocou até x_4 é igual a quantidade de massa $h_1 u_1 \Delta t$ que se deslocou até x_2 . Logo:

$$h_0 u_0 \Delta t = h_1 u_1 \Delta t \Rightarrow u_0 h_0 = u_1 h_1 \quad \text{Equação da Continuidade} \quad (4.1)$$

Rayleigh obteve uma segunda equação pelo cálculo da taxa de variação do momentum do fluido (ou fluxo de momentum por unidade de largura) para forças de pressão. Para a região não perturbada a pressão a uma dada profundidade h_0 é $P_0 = \rho g h_0$.

Como $P(h)$ é uma função linear, tem-se (por unidade de largura): $\bar{P}_0 = \frac{1}{2} \rho g h_0$.

Calculando a força total, tem-se (por unidade de largura):

$$\bar{P}_0 = \frac{\bar{F}_0}{h_0} \Rightarrow \bar{F}_0 = \frac{1}{2} \rho g h_0^2$$

Já para a região perturbada a pressão a uma dada profundidade é $P_1 = \rho g h_1$, e novamente como $P(h)$ é uma função linear, tem-se (por unidade de largura) $\bar{P}_1 = \frac{1}{2} \rho g h_1$. Calculando a força total, tem-se (por unidade de largura):

$$\bar{P}_1 = \frac{\bar{F}_1}{h_1} \Rightarrow \bar{F}_1 = \frac{1}{2} \rho g h_1^2$$

Calculando agora a variação de momentum de $t = 0$ para $t = \Delta t$ tem-se:

$$\begin{aligned} \Delta \bar{Q} &= I \Rightarrow \\ (\rho h_0 u_0 \Delta t) \cdot u_1 - (\rho h_1 u_1 \Delta t) \cdot u_0 &= \frac{1}{2} \rho g (h_1^2 - h_0^2) \cdot \Delta t \Rightarrow \\ h_0 u_0 u_1 - h_1 u_1 u_0 &= \frac{1}{2} g (h_1^2 - h_0^2), \text{ mas } u_0 h_0 = u_1 h_1 \\ \text{logo: } u_0 h_0 u_1 - u_0 h_0 u_0 &= \frac{1}{2} g (h_1^2 - h_0^2) \Rightarrow \\ u_0 h_0 (u_1 - u_0) &= \frac{1}{2} g (h_1^2 - h_0^2) \end{aligned} \quad (4.2)$$

Combinando (4.1) e (4.2) obtém-se:

$$u_0^2 = \frac{1}{2} g (h_0 + h_1) \frac{h_1}{h_0} \quad (4.3)$$

$$u_1^2 = \frac{1}{2} g (h_0 + h_1) \frac{h_0}{h_1} \quad (4.4)$$

Rayleigh também calculou a perda de energia por unidade de tempo e por unidade de largura da pororoca. A energia dissipada é dada pela soma da diferença do trabalho realizado pela pressão nos dois lados da pororoca (por unidade de tempo e largura), mais a diferença entre a energia cinética que entra e sai da região da pororoca,

mais o saldo de variação da energia potencial que entra e sai da pororoca devido ao levantamento do centro de massa por uma altura de $\frac{1}{2}(h_1 - h_0)$. Assim, tem-se que:

$$E_d = (W_0 - W_1) + (K_0 - K_1) + (E_{p0} - E_{p1}) \Rightarrow$$

$$E_d = \left(\frac{1}{2}\rho gh_0^2 u_0 - \frac{1}{2}\rho gh_1^2 u_1\right) + \left(\rho h_0 u_0 \frac{u_0^2}{2} - \rho h_1 u_1 \frac{u_1^2}{2}\right) + \left(\rho h_0 u_0 g \frac{h_0}{2} - \rho h_1 u_1 g \frac{h_1}{2}\right)$$

Usando as equações (4.1) e (4.2) e com um pouco de álgebra, obtém-se a seguinte equação para a energia dissipada:

$$E_d = \frac{\rho h_0 u_0 g (h_1 - h_0)^3}{4h_1 h_0} \quad (4.5)$$

A propriedade da pororoca de canal de dissipar energia, dada pela equação (4.5), resulta do fato de que as pororocas podem ser de duas variedades: *pororocas ondulares* ou *pororocas turbulentas* segundo Tricker (1965) e Lighthill (1979). Desta forma a pororoca ondular é um distúrbio fraco, no qual a diferença $h_1 - h_0$ é relativamente pequena, e as ondas são geradas num trem de ondas atrás da pororoca dissipando energia. Em outras palavras a amplitude normalizada β da pororoca ondular satisfaz a seguinte condição (Lighthill, 1979):

$$\beta = \frac{h_1 - h_0}{h_0} \leq 0,3 \quad (4.6)$$

No caso da pororoca turbulenta, tem-se um distúrbio forte, onde não há ondas, mas apenas turbulência, e as ondas exigidas deveriam ser muito grandes para serem estáveis. Neste caso, a amplitude normalizada β , da pororoca turbulenta, satisfaz a seguinte condição (Lighthill, 1979):

$$\beta = \frac{h_1 - h_0}{h_0} > 0,3$$

Isto significa que quando a amplitude normalizada da pororoca excede 0,3 as ondas quebram, resultando apenas em pororoca turbulenta. Estas previsões teóricas têm sido confirmadas experimentalmente para pororocas de canal.

Essas considerações podem sugerir que a pororoca observada em imagens de airglow trata-se de uma pororoca fraca, ou de uma pororoca ondular, dentro deste modelo proposto por Dewan e Picard (1998). Lighthill (1979) explica que a forma das ondas numa pororoca ondular depende do valor adimensional $(a\lambda^2/h_1^3)$, onde a é a amplitude da onda e λ é o comprimento de onda. Ele também mostra que as ondas atrás da pororoca de canal devem ser *cnoidais*, ou seja, ondas com cavados aplainados e cristas afiladas ($\wedge\wedge\wedge\wedge$). Segundo Dewan e Picard (1998) ondas cnoidais não seriam observadas para o caso de pororocas mesosféricas.

O comprimento de onda das ondulações atrás da pororoca, denominado de trem de ondas, é determinado pelo fato de que as cristas dessas ondas são estacionárias. Como foi visto em (4.1), a água seguindo a frente move-se com relação à pororoca com a velocidade:

$$u_1 = \frac{(u_0 h_0)}{h_1} = \frac{U h_0}{h_1}$$

onde U será usado de agora por diante como a velocidade da pororoca.

Segundo Lighthill (1979) na teoria linear u_1 deve também ser a velocidade da onda:

$$U \frac{h_0}{h_1} = (gk^{-1} \tanh kh_1)^{1/2} \quad \therefore \quad k = \frac{2\pi}{\lambda} \quad (4.7)$$

onde o lado direito produz a fórmula clássica para a velocidade da onda num canal de profundidade h_1 , aproximando-se de $(gh_1)^{1/2}$ no limite $kh_1 \ll 1$. Usando (4.3) com $u_0 = U$ e aproximando, (i) para ondas longas num fluido raso, ou $kh_1 \ll 1$, e (ii) para uma pororoca fraca, ou $\beta \ll 1$, tem-se:

$$kh_1 = 3 \left[\frac{h_1 - h_0}{2h_0} \right]^{1/2} \quad (4.8)$$

Com o objetivo de obter a amplitude de onda a , Lighthill (1979) calculou a “taxa de escape de energia” atrás da pororoca, devido às cristas, por unidade de largura, para a taxa exigida por (4.5):

$$a = \frac{1}{\sqrt{3}} \frac{h_1}{h_0} (h_1 - h_0) \quad (4.9)$$

Este resultado é interessante, pois a despeito do fato das cristas de onda permanecerem a distâncias fixas da frente da pororoca, existe uma velocidade de grupo de ondas movendo-se com relação às cristas, a qual carrega energia para trás, para o fim do trem de ondas. Essa energia se manifesta pela adição de cristas de onda ao trem. Assim, o número de cristas de onda é proporcional ao tempo de existência da pororoca.

Observe também que o valor da amplitude de onda a tem de ser muito grande. Usando-se (4.8) e (4.9), acha-se que:

$$\frac{a\lambda^2}{h_1^3} = \frac{8\pi^2}{3^{3/2}} = 5,1 \quad (4.10)$$

Pelo fato de $(a\lambda^2/h_1^3)$ ser uma medida de não-linearidade, esta é uma razão teórica para que apenas ondas cnoidais devam ser observadas em pororocas ondulares. No entanto, a teoria é falha quando omite a possibilidade de existência de outras formas de dissipação que não sejam a geração de ondas. Como explicou Benjamin e Lighthill (1954), pequenas dissipações adicionadas à teoria clássica sem dissipação, podem ter efeitos muito significantes. Este é especialmente o caso, para pororocas fracas, onde $\beta < 0,1$. Favre (1935) observou casos de tais pororocas onde as ondulações tinham formas de onda quase senoidal. Isto sugere que a pororoca vista nas imagens de airglow é muito fraca ($\beta \ll 1$). Isso ocorre, possivelmente, devido à presença de dissipação adicional não considerada acima. De fato, pororocas internas têm modos de perda de energia além daqueles disponíveis para pororocas de canal, por exemplo gerando outras ondas internas. Outro fato interessante sobre o trem de ondas foi mencionado por Benjamin e Lighthill (1954). O grande valor da amplitude de onda, a , exigida para extrair uma pequena quantidade de energia, por unidade de tempo e de largura, indicado em (4.5) é devido ao fato de que para o presente caso de ondas longas, a velocidade de fase e de grupo, são aproximadamente iguais.

4.4 Pororocas Internas

No modelo de pororoca discutido acima, foi analisada apenas a pororoca de canal, onde uma superfície livre sustenta a pororoca e as ondas. Porém, para o caso da atmosfera deve-se considerar uma pororoca interna. No caso da pororoca de canal

assume-se que a base do canal é rígida. Esse não é o caso para uma pororoca interna, pois a base do “canal” deveria ser tão flexível quanto seu topo. Isso levanta a questão do que constituiria um canal guia para uma pororoca interna atmosférica? Mahapatra et al. (1991) observaram uma pororoca ondular atmosférica, e neste caso o canal consistia de “uma camada de ar estaticamente estável circundada por uma atmosfera neutra estável”(ver também Smith, 1988). Eles assumiram condições sem vento, mas é sabido que cisalhamentos também podem produzir canais, e isso poderia entrar em modelos futuros mais detalhados.

O oceano, por exemplo, tem uma região superior de forte estabilidade, chamada *termoclina*, que pode sustentar ondas internas. Também no caso atmosférico pode-se ter uma região de alta estabilidade com regiões de baixa e neutra estabilidade acima e abaixo dela. Considere a discussão de oscilações da termoclina de Lighthill (1979).

A termoclina pode oscilar de dois modos principais. O primeiro é chamado senoidal (), onde a termoclina inteira sobe e desce, e seu topo e base movem-se juntos, em fase. Portanto, a camada inteira é deslocada senoidalmente. O outro modo é chamado inflado (). Neste modo as superfícies superior e inferior oscilam defasadas de 180°, de tal forma que quando a parte superior levanta a parte inferior abaixa, e vice versa. As oscilações fazem com que a termoclina se torne alternadamente espessa e estreita. É este modo inflado que será considerado a partir de agora dentro da discussão do modelo de Dewan e Picard (1998).

No caso da pororoca detectada por Taylor et al. (1995), sugere-se que a pororoca infla simetricamente à altitude média do canal. Similarmente, atrás da pororoca, que será uma pororoca ondular, nesse caso, as ondas se erguerão e descerão simetricamente ao plano médio. Este plano médio, devido à simetria, representa uma região onde não existe movimento vertical e segue efetivamente a regra de uma base rígida de um canal de água considerado na discussão acima. Isso tem o efeito de tornar as metades superior e inferior do canal atmosférico, tal qual um canal de água. Observando do ponto de vista de modos de excitação de um guia de onda, os modos senoidal e inflado correspondem a excitações pares e ímpares, respectivamente. Esta seria a imagem de uma

pororoca interna necessária para explicar as observações de airglow mencionadas anteriormente.

Existem, porém, quatro diferenças principais entre pororocas internas e pororocas de superfície, discutidas por Lighthill (1979):

- a) pororocas internas podem ser mais fortes que pororocas de superfície antes da quebra ocorrer;
- b) a aceleração da gravidade g , nas equações, deve ser trocada pela aceleração de gravidade corrigida para o empuxo, g' ;
- c) existe a possibilidade de mistura do fluido inferior com o fluido superior;
- d) sob certas circunstâncias, as ondas podem carregar a energia de uma pororoca interna verticalmente, configurando-se assim numa fonte adicional de dissipação.

Esse último item pode fazer com que a amplitude a , seja um parâmetro ainda mais difícil de ser estimado do que no caso de pororocas de superfície, pois a amplitude depende sensivelmente da dissipação. Lighthill (1979) enfatiza que medidas de a são experimentalmente imprevisíveis.

A próxima questão a ser respondida é: Que fenômeno é responsável pela existência do canal, ou da região de aumento de estabilidade na atmosfera?

Neste ponto serão consideradas as observações de radar de laser de Dao et al. (1995) na noite de 21 de outubro durante a campanha ALOHA-93. Eles registraram um súbito aumento na temperatura próximo a 90 km, produzindo uma diferença de 42 K numa camada de inversão de 8 km. Estas são as características necessárias para uma região de aumento de estabilidade produzir um canal, como será visto mais adiante. Além disso, um artigo de Huang et al. (1998) sugere um possível mecanismo para o aumento localizado da temperatura reportado por Dao et al. (1995). O mecanismo envolve uma interação onda de gravidade-nível crítico, com a deposição de momentum, acelerando o vento médio resultando em turbulência e subsequente aquecimento. Como será mostrado, as mudanças na espessura e temperatura caracterizando este evento de aquecimento, poderiam justificar os canais de pororoca necessários para explicar as observações de airglow.

4.5 Pororocas Ondulares Troposféricas

Inúmeras observações de pororocas ondulares na troposfera têm sido reportadas. Uma das mais conhecidas é a chamada “glória-da-manhã”, uma pororoca acompanhada por um espetacular trem de nuvens que ocorre sobre Golfo de Carpentária, na Austrália (ver figura 4.8).



Figura 4.8 - Fotografias aéreas da “glória-da-manhã”, pororoca troposférica que ocorre no Golfo de Carpentária, Austrália (Fontes: www.miskin.demon.co.uk/images/amazing_wave_bar_2.jpg e www.goana.com.au/Gossips/Gossip%2011/roll1.jpg).

Smith (1988) realizou um estudo que incluiu uma série de sondagens de vento e de temperatura utilizando-se balões, além de medidas de pressão à superfície. A glória-da-manhã envolve ondas bastante não-lineares, isto é, sólitons, cujas cristas aumentam o espaçamento com o tempo. Isso está em contraste com o presente caso de pororoca mesosférica, cujas ondas são senoidais e as cristas mantêm um espaçamento constante (Dewan e Picard, 1998). Num artigo mais recente, Mahapatra et al. (1991) observaram pororocas ondulares geradas por uma tempestade no Central Plains, Canadá usando imagens de satélite, dados de vento por radar, fotografia de nuvens a partir da superfície e medidas de vento e temperatura a partir de uma torre.

Existe um consenso de que estas pororocas troposféricas são causadas por intrusões de correntes de gravidade, tais como aquelas envolvendo ventos catabáticos, brisas marítimas, frentes frias e escoamentos saídos de tempestades. Tem sido demonstrado que esses escoamentos podem causar pororocas internas quando eles atingem uma camada estável apropriada que lhes serve de guia de onda, tal como uma camada de inversão, circundada acima e abaixo por ar menos estável e por ar com estabilidade neutra.

Existem também inúmeros artigos teóricos sobre pororocas troposféricas e correntes de gravidade. Ball (1956) e Tepper (1950) estudaram ventos catabáticos e saltos de pressão, respectivamente, e iniciaram uma tendência de se usar um modelo de duas camadas similar ao que será utilizado na próxima seção. Clarke (1972) usou este modelo de duas camadas na sua análise de glória-da-manhã, e Wood e Simpson (1984) também o utilizaram no seu estudo de saltos em fluidos laminares. Clarke (1983b), na sua aproximação de duas camadas de fluido, alertou que o modelo deixa de fora possíveis efeitos de mistura; entretanto, Rottman e Simpson (1989), no seu trabalho sobre como as correntes de gravidade podem causar uma pororoca ao escoar numa camada de inversão, afirmaram: "... nós esperamos que nosso modelo simples de duas camadas forneça uma boa comparação qualitativa com as observações atmosféricas...".

4.6 O Modelo de Pororoca Ondular Mesosférica

A Figura 4.9a mostra um perfil vertical da frequência de Brünt-Väisälä, correspondendo, grosso modo, à inversão observada por Dao et al. (1995). O valor de ω_g é muito menor acima e abaixo da região de inversão, tornando-se propício para formar um canal que serviria como guia de onda. Existindo uma região estável neutra ($\omega_g \approx 0$) sobre o canal e uma região de reduzida estabilidade abaixo do canal, esta situação se assemelha ao caso de pororocas na baixa atmosfera e pororocas na termoclina.

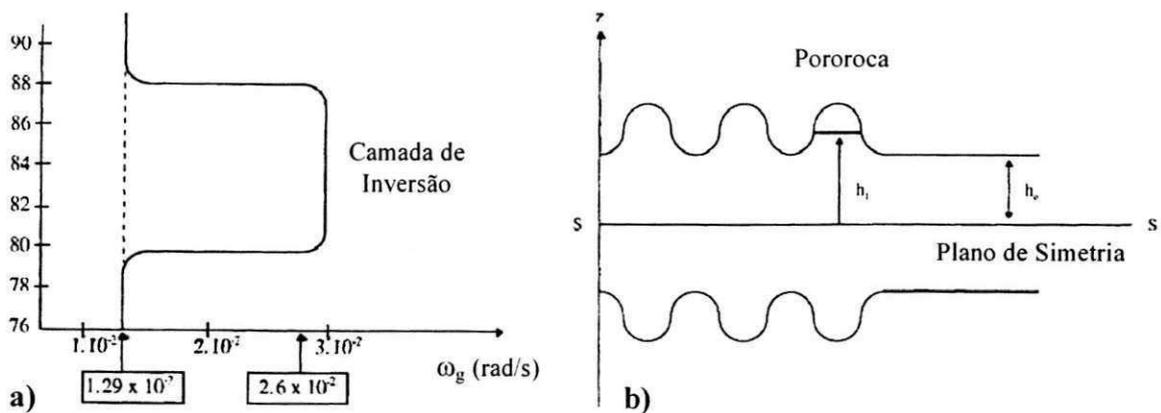


Figura 4.9 - a) Representação de uma camada de inversão de temperatura onde a frequência de Brünt-Väisälä é plotada versus a altitude (ver também a Figura 4.4); b) Representação de uma pororoca ondular com o plano de simetria atuando como uma base rígida (Fonte: Dewan e Picard (1998)).

A Figura 4.9b ilustra a pororoca interna descrita anteriormente com seu deslocamento simétrico para cima e para baixo, com relação ao plano central de simetria S. O plano S atua como a condição de base rígida para pororocas de água em canais. O deslocamento muda a altura do canal guia de $2h_0$ para $2h_1$, deslocando simetricamente a fronteira superior para cima e a fronteira inferior para baixo de uma altura $h_1 - h_0$, com a região de transição propagando-se para a direita à velocidade de fase c . Além disso, existem ondulações infladas das fronteiras superior e inferior.

Enquanto a Figura 4.9b provê o modelo ideal para pororoca ondular, neste trabalho será usado um modelo mais simples por razões de conveniência. Considere a situação mostrada na Figura 4.10. Ela representa o caso mais simples de uma estrutura de guia de onda que suportaria uma pororoca interna. Pode ser visto que existem três camadas de densidade decrescente com a altura, o que dá origem a um perfil estável. Imagine as camadas 1 e 3 tendo extensão semi-infinitas na vertical e a camada 2 tendo uma extensão finita. A camada 2 é estreita, com uma largura não perturbada de $2h_0$. Consideremos todas as variações sobre e a abaixo de S, simétricas com relação ao plano. Assim, uma pororoca, sobre a superfície $\rho_1 - \rho_2$, teria uma imagem especular de uma pororoca, na superfície $\rho_2 - \rho_3$.

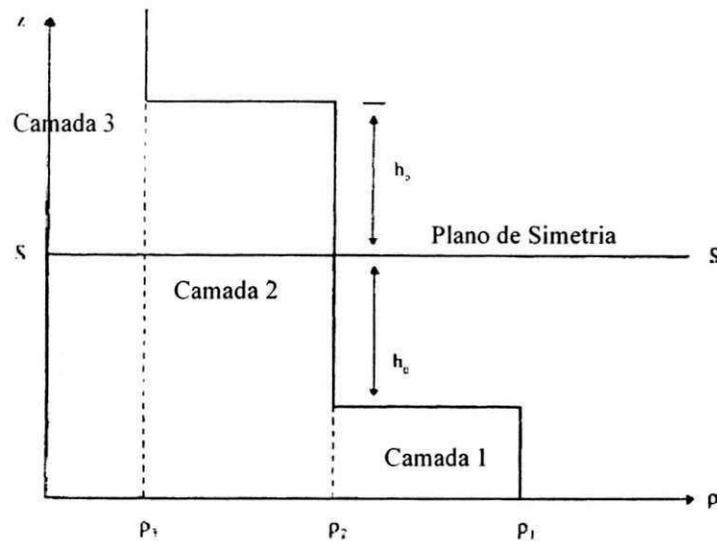


Figura 4.10 – Perfil idealizado da densidade para o modelo de pororoca mesosférica (Fonte: Dewan e Picard, 1998).

Por conveniência deve-se, de agora em diante, concentrar a atenção na metade superior da Figura 4.10, assumindo que os cálculos da pororoca aplicar-se-ão igualmente bem à metade inferior (Dewan e Picard, 1998). Turner (1973) aponta (ver também Lamb, 1954) que a velocidade de fase de uma onda em tal situação é dada por:

$$c^2 = \frac{\rho'}{\rho_2} gh_0 \quad (4.11)$$

onde h_0 é a distância entre a superfície $\rho_3 - \rho_2$ e o plano de simetria central S , e $\rho' \equiv \rho_2 - \rho_3$.

Em outras palavras: a velocidade de fase de um distúrbio ondulatório para um canal interno é obtida da mesma forma que a da superfície livre de um distúrbio de canal raso, meramente pela troca de g por $g' = (\rho' / \rho_2)$. Isto mostra que todas as equações de pororoca de canal, quando modificadas desta maneira, aplicar-se-ão ao modelo de pororoca interna mesosférica. Assume-se, também, que g' também é válido para a superfície inferior. Ainda segundo Turner (1973) isso requer $\rho_2^2 = \rho_1 \rho_3$, o que é satisfeito para uma atmosfera de densidade variando exponencialmente.

Usando as equações (4.3) e (4.8) do modelo de pororocas de canal modificadas convenientemente para o modelo de pororoca interna, obtém-se:

$$U^2 = \frac{1}{2} g' (h_0 + h_1) \frac{h_1}{h_0} \quad (4.12)$$

$$kh_1 = 3 \left[\frac{h_1 - h_0}{2h_0} \right]^{1/2} \quad (4.13)$$

Dewan e Picard (1998) postularam que o parâmetro de tamanho da pororoca em (4.6) é $\beta = 0,3$, pois este é o valor máximo para uma pororoca ondular de canal.

$$\beta = \frac{h_1 - h_0}{h_0} = 0,3 \Rightarrow \frac{h_1}{h_0} = 1,3 \quad (4.14)$$

Além disso, de (4.10) tem-se que o parâmetro de não linearidade para uma pororoca ondular mesosférica, será:

$$\frac{a\lambda^2}{h_1^3} = 5,1 \quad (4.15)$$

Discutir-se-á isto mais adiante, mas esses valores foram assumidos porque fornecem resultados mais próximos àqueles observados.

Assim, a idéia de aplicação do modelo consiste em prever U e λ a partir de medidas da espessura da camada de inversão ($2h_0$); e estimar a altura da pororoca ($h_1 - h_0$) a partir do perfil de temperatura com a altitude. A altura da pororoca pode também ser medida por observações de temperatura de airglow assumindo uma mudança de cerca de $10K$ para cada quilômetro de deslocamento vertical produzido pela pororoca. O valor de β pode ser inferido diretamente usando $\beta \equiv (h_1 - h_0)/h_0$.

Como foi mencionado, o valor de $\beta \leq 0,3$ seria a condição para uma pororoca ondular de canal; assim, uma das previsões deste modelo é que podem ocorrer eventos tipo pororoca no airglow que não tenham ondas, e que a medida de β excederia $0,3$ em tais casos.

4.6.1 Imagens de Airglow para o Modelo de Dewan e Picard (1998)

Considere os efeitos esperados para a altura da pororoca e sua associada camada de inversão sobre as várias camadas de airglow. As alturas nominais das camadas de airglow são: OH (85 km) (altura assumida por Taylor et al., 1995), Na (90 km), O₂ (94 km) e OI5577 (96 km). No caso de Taylor et al. (1995) as duas camadas inferiores de airglow (OH e Na) e as duas superiores (O₂ e OI) mostraram imagens complementares (defasadas de 180°), e isto implica que a pororoca estaria centrada entre as altitudes do airglow Na e O₂. Assumindo as altitudes nominais como corretas, isto localizaria a pororoca próximo à 92 km. Supondo que (i) existe um canal horizontal de guia de onda na região entre 90 e 94 km no qual a onda se propaga e (ii) que as estruturas do canal e da pororoca foram tais que as camadas de OH e Na foram rebaixadas (tornando-se mais quentes, mais densas e presumidamente mais brilhantes), enquanto as camadas superiores de O₂ e OI5577 foram simetricamente levantadas (tornando-se mais escuras), então tem-se uma explicação para o efeito de complementaridade entre as camadas inferiores e superiores registrado por Taylor et al. (1995). Se, por outro lado, a pororoca estivesse centrada próximo à metade da altura das camadas de OH (85 km) e Na (90 km), por exemplo, à 87,5 km, então, esperar-se-ia que a imagem OH fosse complementar às outras três imagens de airglow. Similarmente, se a inversão (e, portanto, a pororoca) fosse centrada entre 94 e 96 km, então apenas a imagem do OI5577 estaria defasada de 180° das outras. No caso onde todas as camadas de airglow fossem similarmente afetadas pela pororoca (no sentido em que não existiria complementaridade entre as camadas), então isso indicaria que a pororoca estaria centrada acima ou abaixo de todas as camadas.

4.6.2 Previsão de Escoamento Associado à Pororoca Mesosférica

A passagem de uma pororoca é um movimento de fase. Entretanto, a equação de continuidade (4.1) junto com a Figura 4.7 implica que, durante a passagem de uma pororoca, existe também um pequeno escoamento atrás da pororoca dado por $u_0 - u_1$, onde u_0 corresponde a U , a velocidade da pororoca, e u_1 é dada por (4.1). Assim, pode-se

observar tal velocidade de fluxo associada a pororocas por medidas de vento através de radar. Isso poderia ser feito medindo-se a velocidade horizontal em ambos os casos da pororoca. A diferença seria da ordem de 20 ms^{-1} num caso similar ao de Taylor et al. (1995) com previsões mais exatas dependendo de h_1 , h_0 , g' e assim por diante.

4.6.3 Número de Ondulações no Trem

Uma questão interessante é o número de ondas no trem atrás da pororoca. Foi mencionado que Rayleigh (1908) mostrou que toda pororoca implica em dissipação. Além disso, como explicado por Lighthill (1979) a dissipação para pororocas de canais é acompanhada por ondas quando $\beta < 0,3$ como foi discutido na seção 4.3. Como foi visto, as ondas estão juntas à pororoca no sentido que elas se deslocam à mesma velocidade da pororoca. Como a energia que se propaga para trás da pororoca deve se mover a uma velocidade de grupo, e como essa é menor que, mas aproximadamente igual a velocidade de fase, segue-se que a velocidade de grupo com relação à pororoca, é pequena. A consequência desse processo, como já foi mencionado, é a gradual adição de cristas de onda ao trem. Dewan e Picard (1998) levantam a seguinte questão: Qual é a taxa de adição de ondas? Pode-se conseguir uma estimativa se, novamente for assumido que não há escape de energia, ou seja, toda energia dissipada é responsável pela geração do trem de ondas. Esta é, presumidamente, uma afirmação dúbia para pororocas internas; entretanto, os resultados provavelmente seriam corretos dentro de um valor para a taxa de adição de ondas entre 2 e 3 ondas por hora como foi verificado para Taylor (1995).

Lighthill (1979) calculou que a quantidade de energia, E , por unidade de largura, por comprimento de onda λ e amplitude a sobre a superfície de um fluido de densidade ρ é:

$$E = \frac{1}{2} \rho g a^2 \lambda \quad (4.23)$$

A taxa de dissipação de energia por unidade de tempo, por unidade de largura, $\dot{\epsilon}$, é dada por (ver Equação (4.5)):

$$\dot{\epsilon} = \frac{\rho U g (h_1 - h_0)^3}{4 h_1} \quad (4.24)$$

Como o número de ondas adicionadas ao trem por unidade de tempo deve ser $\dot{\epsilon}/E$, a taxa de geração de ondas, cristas por unidade de tempo, \dot{W} deve ser:

$$\dot{W} = \frac{\dot{\epsilon}}{E} = \frac{U (h_1 - h_0)^3}{2 a^2 \lambda h_1} \quad (4.25)$$

Observe que para o caso de uma pororoca interna, g deveria ser trocado por g' , e ρ deveria ser convenientemente modificado, mas em todo caso essas quantidades se cancelariam no resultado de \dot{W} .

Uma vez que a taxa de geração de cerca de 2-3 ondas por hora é verificada experimentalmente, espera-se que (4.25) seja mantido constante, o que permitiria estimar o tempo de vida da pororoca a partir do comprimento de seu trem de ondas e, portanto, possibilitaria estimar onde e quando a pororoca se originou.

4.6.4 Regra da Não-linearidade

Foi mencionado anteriormente que em geral se esperaria que as ondas da pororoca fossem cnoidais. O parâmetro crucial de medida do grau de linearidade é $a\lambda^2/h_1^3$, como discutido na seção 4.3. Quando este parâmetro é zero as ondas são perfeitamente senoidais. Quando é maior que zero as ondas tornam-se mais cnoidais, com cavados aplainados e cristas afiladas para pororocas superiores ao plano central (e o inverso para pororocas inferiores). Assim, as ondas não-lineares nascem de uma teoria fracamente não-linear. Quando o parâmetro de controle for maior que 16 a onda cnoidal quebrará. O sóliton tem um parâmetro igual a 16. Assim, num regime fortemente não linear uma pororoca poderia ser seguida por um trem de sólitons. O caso do trem de sólitons tem interessantes propriedades dinâmicas as quais diferem daquelas das ondas cnoidais fracamente não-lineares consideradas aqui. Além disso, existem muitas observações de sólitons associados com ondas de superfície oceânica e com ondas internas no oceano e na baixa atmosfera.

4.6.5 Fontes de Pororocas Mesosféricas

Outra importante questão é: Quais são as possíveis fontes de pororocas mesosféricas? Um indício para a resposta deve ser as fontes propostas para as pororocas em canais de rio (ver Tricker, 1965). Enquanto escoamentos associados a marés atuando junto com mudanças na profundidade e na largura de um canal fluvial causam as pororocas observadas em rios, seria interessante conhecer suas causas na mesosfera. As mudanças na profundidade do canal poderiam seguir uma regra? De fato, a associação da camada de inversão de 21 de outubro (ALOHA-93) com a maré atmosférica diurna já foi observada por Dao et al. (1995) e comentada nas seções 4.4 e 4.6 com relação ao mecanismo de onda de gravidade-nível crítico para a formação da camada de inversão feita por Huang et al. (1998).

Outro indício vem da discussão de pororocas troposféricas onde foi mencionado que correntes de gravidade, ou outras intrusões, tais como os ventos catabáticos, freqüentemente iniciam pororocas. No caso de pororocas mesosféricas, intrusões podem também ser a causa, mas neste caso o que causaria a intrusão. Segundo Dewan e Picard (1998) uma possível fonte seria um súbito movimento, tal como o eletrojato equatorial. Pode-se especular que outra fonte seria a transferência de momentum associada com a interação de camada crítica, a qual causou a formação da inversão inicialmente. Entretanto, em qualquer caso poder-se-ia usar a seção 4.6.3 para estimar a distância deslocada a partir do número de ondulações da pororoca, o que facilitaria a busca de possíveis fontes.

4.7 O Modelo Matemático da Geração de Pororocas Mesosféricas

Aqui será detalhado o mecanismo proposto para a geração de pororocas mesosféricas que está relacionado ao responsável pela origem de uma camada de inversão, provendo assim o ducto, como já foi mencionado acima tal mecanismo é a chamada interação onda de gravidade - nível crítico.

O objetivo imediato é derivar um modelo matemático para geração de pororocas pela interação de nível crítico com ondas de gravidade, dentro de um ducto

mesosférico. O presente modelo usa o tratamento de geração de pororoca de Stoker (1948, 1957) que é baseado no conceito de “auto - crescimento”.

Dewan e Picard (1998) usaram a analogia de pororocas de rio e pororocas atmosféricas para construir um modelo. Essa analogia foi usada para se chegar a um mecanismo razoável para geração de pororoca na mesosfera. Tricker (1965) apresentou uma teoria para pororocas de canal, baseada no chamado efeito de “salto hidráulico”, o qual está em confronto direto com o restante da literatura sobre formação de pororoca. Stoker (1948, 1957) foi o primeiro a apresentar, a agora amplamente aceita, causa de pororocas de maré em rios, baseada numa teoria não-linear de fluido em água rasa. Stoker (1948, 1957) explicou as pororocas e as quebras de onda como o resultado de um autocrescimento da onda, produzido pelo fato da velocidade de superfície da onda aumentar com o aumento da altura da onda (para ondas de águas rasas a velocidade é proporcional à raiz quadrada da profundidade da água).

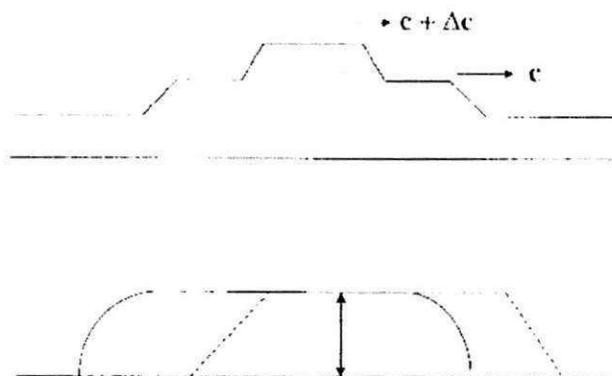


Figura 4.11 – Auto - crescimento de uma frente de onda devido aos efeitos de propagação não-linear (Fonte: Faber (1995)).

A Figura 4.11, que é baseada numa figura similar do trabalho de Faber (1995), ilustra como o crescimento ocorre. Uma crista de onda propagar-se-á mais rápido que um cavado de onda, e inevitavelmente chegará ao ponto em que a inclinação da frente de onda torna-se vertical. Então, observa-se que a onda quebra, como uma frente de onda ou como uma pororoca turbulenta. Stoker (1948, 1957) ressaltou que a origem dessa idéia remete a Lagrange (1781).

Em princípio, é possível para a onda se expandir, devido à dispersão compensada pelo crescimento não-linear da onda, resultando numa frente estável, ou numa formação de onda. Isto ocorre, por exemplo, no caso de sólitons e ondas solitárias, tais como as ondas cnoidais. No entanto, na aproximação não-linear de fluido raso de Stoker (1948, 1957) as ondas são não-dispersivas, e devem aumentar e quebrar. Ursell (1953) discute o paradoxo de que existem algumas ondas de água rasa que não quebram (os já mencionados sólitons e ondas cnoidais). Ursell (1953) mostrou que a aproximação não-linear de fluido raso de Stoker (1948, 1957), aplica-se apenas quando $(a\lambda^2/h_1^3) \gg 1$, onde a é a amplitude da onda, λ é o comprimento de onda horizontal, e h_1 é a profundidade do canal. Quando os sólitons ocorrem este parâmetro é igual à 16 (Lighthill, 1979); então, a teoria de Stoker não se aplica, pois ela negligencia efeitos como a aceleração vertical, que são muito importantes para ondas de grande amplitude. Deve-se manter em mente, que o presente cálculo será usado exclusivamente para o estudo de pororocas, e que a aproximação usada não se aplica a ondas de gravidade em geral.

Deve-se ressaltar que todas as teorias viáveis de geração de pororoca explicitamente usam crescimento não-linear. A presença de pororocas em qualquer lugar, incluindo a mesosfera, implica que o crescimento não-linear ocorrerá. Apenas no caso de um fluido infinitamente profundo, comparado com a escala horizontal do distúrbio, não ocorrerá um aumento da velocidade com a amplitude, e, portanto, não ocorrerá crescimento não-linear. Nesse caso, a geração de pororoca é impossível.

A partir de agora será apresentada a formulação matemática do crescimento de onda e formação de pororoca seguindo a aproximação clássica não-linear de onda rasa de Stoker (1948, 1957). Existem, também, tratamentos mais recentes do problema que podem ser mais acessíveis, tais como Johnson (1997), Crapper (1984) e Yih (1969). Veja também Henderson (1966), que ilustra essa técnica com muitos exemplos, incluindo este que será trabalhado.

O ponto de partida da teoria de onda rasa é o par de equações:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} = -g \frac{\partial \eta}{\partial x} \quad \text{Equação do Momentum} \quad (4.26)$$

$$\frac{\partial}{\partial x} [u(\eta + h)] = -\frac{\partial \eta}{\partial t} \quad \text{Equação da Continuidade} \quad (4.27)$$

onde $u = u(x, t)$ é a velocidade horizontal, t é o tempo e x é a coordenada horizontal inferior do canal. A quantidade $\eta = \eta(x, t)$ é a elevação da superfície livre ($\eta = 0$ para uma superfície não-perturbada), e $h = h(x)$ é a profundidade não-perturbada do fluido. Assume-se aqui, que as acelerações verticais podem ser ignoradas e, portanto, que a pressão pode ser considerada hidrostática. Observe, também, que a velocidade u não depende da coordenada vertical y , uma aproximação válida neste contexto.

Assumindo c como a velocidade de propagação para ondas num canal. Em geral, essa velocidade, que se aplica a qualquer distúrbio, é dada por (Stoker, 1957):

$$c = \sqrt{g(\eta + h)} \quad (4.28)$$

Deve-se expressar (4.26) e (4.27) em termos de c e de η . Observe-se que os locais da constante c são também os locais da constante η . Diferenciando (4.28) obtém-se:

$$\frac{\partial c}{\partial x} = \frac{1}{2} \left(g \frac{\partial \eta}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} \right) (g(\eta + h))^{-\frac{1}{2}} \Rightarrow \frac{\partial c}{\partial x} = \frac{\left(g \frac{\partial \eta}{\partial x} + g \frac{\partial h}{\partial x} \right)}{2c} \quad (4.29)$$

$$\frac{\partial c}{\partial t} = \frac{1}{2} \left(g \frac{\partial \eta}{\partial t} \right) (g(\eta + h))^{-\frac{1}{2}} \Rightarrow \frac{\partial c}{\partial t} = \frac{g}{2c} \frac{\partial \eta}{\partial t} \quad (4.30)$$

Usando $H \equiv gh$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + 2c \frac{\partial c}{\partial x} - \frac{\partial H}{\partial x} = 0 \quad (4.31)$$

$$2 \frac{\partial c}{\partial t} + 2u \frac{\partial c}{\partial x} + c \frac{\partial u}{\partial x} = 0 \quad (4.32)$$

Neste ponto usam-se os métodos das características. Assumindo que a profundidade do canal é constante, ou $dH/dx = 0$ e somando (4.31) e (4.32) obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + 2c \frac{\partial c}{\partial x} + 2 \frac{\partial c}{\partial t} + 2u \frac{\partial c}{\partial x} + c \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \Rightarrow \\ \frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial 2c}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + c \frac{\partial u}{\partial x} + c \frac{\partial 2c}{\partial x} + u \frac{\partial 2c}{\partial x} &= 0 \Rightarrow \\ \frac{\partial}{\partial t} (u + 2c) + (u + c) \frac{\partial}{\partial x} (u + 2c) &= 0 \Rightarrow \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + (u + c) \frac{\partial}{\partial x} \right) (u + 2c) &= 0 \end{aligned} \quad (4.33)$$

Enquanto que, subtraindo (4.32) de (4.31) obtém-se:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + 2c \frac{\partial c}{\partial x} - 2 \frac{\partial c}{\partial t} - 2u \frac{\partial c}{\partial x} - c \frac{\partial u}{\partial x} &= 0 \Rightarrow \\ \frac{\partial u}{\partial t} - \frac{\partial 2c}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} - c \frac{\partial u}{\partial x} + c \frac{\partial 2c}{\partial x} - u \frac{\partial 2c}{\partial x} &= 0 \Rightarrow \\ \frac{\partial}{\partial t} (u - 2c) + (u - c) \frac{\partial}{\partial x} (u - 2c) &= 0 \Rightarrow \\ \left(\frac{\partial}{\partial t} + (u - c) \frac{\partial}{\partial x} \right) (u - 2c) &= 0 \end{aligned} \quad (4.34)$$

A Equação (4.33) diz que a quantidade $(u + 2c)$ permanece constante num sistema de referência movendo-se com velocidade $(u + c)$ com relação ao fluido. Este sistema de referência tem, portanto, a velocidade:

$$\frac{dx}{dt} = u + c \quad (4.35)$$

Essa equação define uma curva de t como uma função de x . Essa curva será chamada de C_1 .

Similarmente de (4.34) a quantidade $(u - 2c)$ permanece constante num sistema movendo-se com velocidade:

$$\frac{dx}{dt} = u - c \quad (4.36)$$

Essa curva característica será chamada de C_2 . Resumindo, então:

$$u + 2c = \text{constante ao longo de } C_1, \quad (4.37)$$

$$u - 2c = \text{constante ao longo de } C_2. \quad (4.38)$$

As curvas C_1 e C_2 são as chamadas características correspondentes à (4.31) e (4.32). Constantes arbitrárias diferentes em (4.37) e (4.38) gerarão diferentes membros das famílias das curvas C_1 e C_2 .

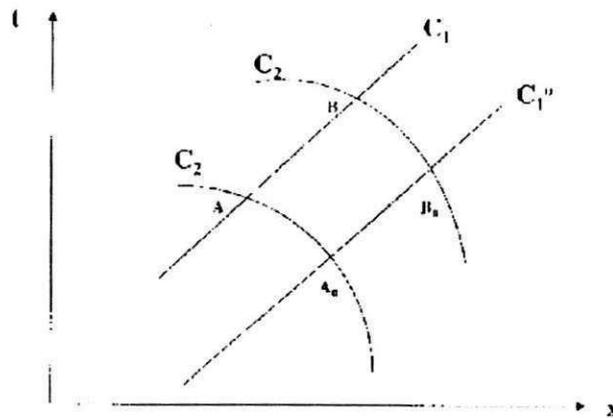


Figura 4.12 – Características C_1 e C_2 para o caso de "onda simples": C_1 retas, C_2 curvas (Fonte: Dewan e Picard (2001)).

A Figura 4.12 mostra um gráfico de t versus x mostrando exemplos de tais características. Stoker (1948, 1957) e outras referências mais recentes mostram que (4.35), (4.36), (4.37) e (4.38) podem ser usadas para estabelecer as seguintes propriedades:

- a) as características C_1 para o problema de “onda simples” (Stoker, 1957; Henderson, 1966) são todas linhas retas. O problema de ondas simples é definido como se segue: h , a profundidade não-perturbada, é constante; o fluido estende-se da origem de x ao infinito na direção positiva; o fluido ou está em repouso, ou tem uma velocidade constante em $t = 0$; e a elevação da superfície livre é zero em $t=0$;
- b) todas as características C_2 interceptam uma dada característica C_1 a um mesmo ângulo;
- c) sobre qualquer característica C_1 dada, os valores de u e c são constantes;
- d) ao longo das características C_1 , tem-se;

$$\frac{dx}{dt} = \frac{1}{2}(3u(\tau) - u_0) + c_0 \quad (4.39)$$

onde u_0 e C_0 são os valores iniciais dados (em nosso caso, temos $u_0 = 0$) e $u(\tau)$ é o valor de u no tempo τ quando a característica C_1 intercepta uma curva de contorno (tal como a curva de “pistão” descrita abaixo) ou o eixo t .

Agora se está apto para usar o resultado, que é mostrar que (i) qualquer elevação do fluido num canal ($\eta > 0$), sob as condições acima, crescerá e eventualmente formará uma pororoca e, (ii) o lugar onde isso ocorre pode ser calculado pelo método das características.

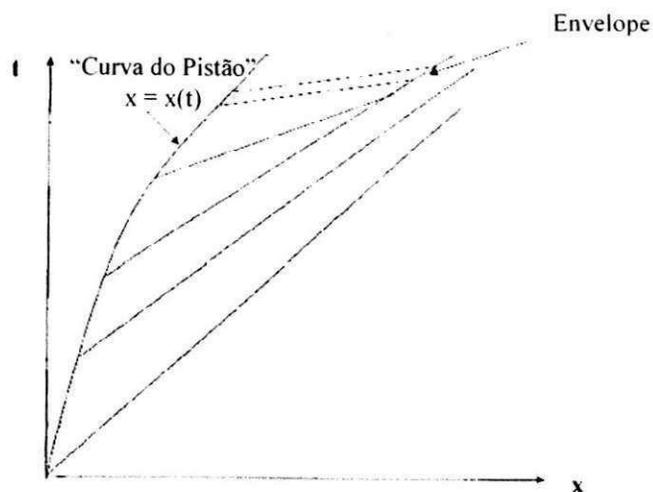


Figura 4.13 – Características C_1 para um fluido sob a aceleração uniforme de um pistão (Fonte: Dewan e Picard (2001))

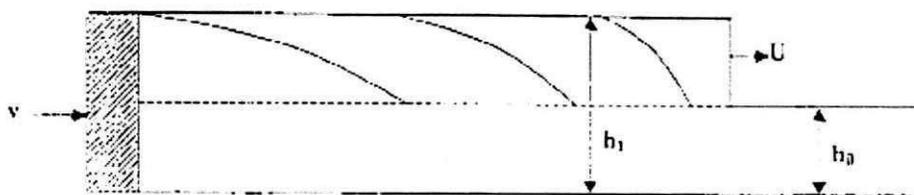


Figura 4.14 – A formação de uma pororoca de canal pela aceleração de um pistão. As linhas curvas mostram a geração da frente de onda (Fonte: Dewan e Picard (2001)).

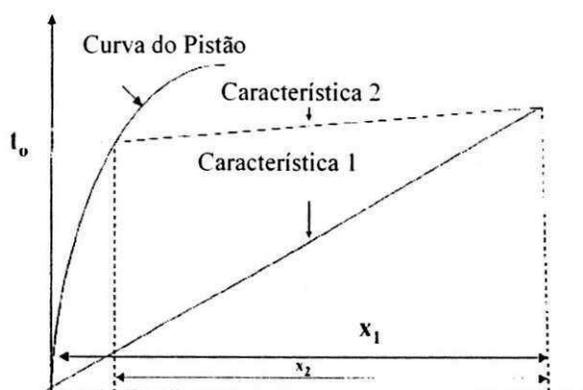


Figura 4.15 – Detalhe das características C_1 para um fluido sob a aceleração uniforme de um pistão. A característica 1 surge no momento em que o pistão começa a acelerar e a característica 2 ocorre quando cessa a aceleração. As características 1 e 2 deslocam-se x_1 e x_2 respectivamente, até a pororoca atingir sua altura máxima (Fonte: Dewan e Picard (2001)).

Considere a situação mostrada na Figura 4.13. Considere um canal de fluido de profundidade constante, com o fluido inicialmente em repouso. Em $x = 0$, existe um pistão acelerando o fluido para a direita, como mostrado na Figura 4.14. A regra do pistão pode ser seguida em pororocas fluviais pelo forçante devido à entrada da maré. Quando o pistão acelera, ele gera uma aceleração do fluido na frente do pistão que se propaga mais rápido que o próprio pistão. A posição do pistão, como uma função do tempo, é mostrada nas Figuras 4.13 e 4.15. Neste caso, de (4.39), a linha reta característica C_1 obedece a seguinte expressão:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{3}{2}u(\tau) + c_0 \quad (4.40)$$

onde $u(\tau)$ é a velocidade do pistão no tempo $t = \tau$ ao longo da curva do pistão $x = x(t)$, isto é:

$$u(\tau) = \left. \frac{dx(t)}{dt} \right|_{t=\tau} \quad (4.41)$$

A Equação (4.40) resulta de (4.39) quando $u_0 = 0$. A importante característica a observar é que, como foi mostrado por Stoker (1957), as características nas Figuras 4.13 e 4.15 eventualmente se interceptam. Fisicamente, o primeiro ponto de interseção representa o lugar e o instante onde a elevação do fluido, gerada pela aceleração do pistão, tem um alto-crescimento até o ponto em que sua frente torna-se vertical. Além deste ponto, a teoria acima começa a falhar porque certos efeitos não-lineares, que são omitidos, tornam-se importantes. É, contudo, bem conhecido, que o primeiro ponto de interseção das características é muito próximo do lugar onde a onda quebrará e a pororoca se formará. Dewan e Picard (1998) explicaram que sob certas circunstâncias, em particular quando o deslocamento não é muito grande, pode-se ter tanto uma pororoca ondular, quanto uma quebra turbulenta, ou ainda uma pororoca turbulenta. Na literatura esse primeiro ponto de interseção das características marca o lugar de nascimento da pororoca. É interessante notar que este tratamento de pororocas está em perfeita analogia matemática com a teoria de ondas de choque em dinâmica de gás (Stoker 1948, 1957).

4.7.1 A Geração de Pororocas Mesosféricas

Agora será analisada a questão de como pororocas são geradas na mesosfera. Dewan e Picard (1998) mostraram que o modelo matemático para ondas e pororocas de canal aplica-se de uma maneira aproximada a ondas e pororocas internas. Ambas as pororocas, troposféricas e mesosféricas, propagam-se em ductos suficientemente estreitos para que a aproximação de fluido raso possa ser aplicada. Este modelo possibilita obter soluções analíticas quando a real estabilidade mesosférica, dependente da altitude, pode ser aproximada por uma estabilidade que seja constante.

A excitação numa camada de inversão foi vista como uma oscilação no modo inflado, como é o caso para ondas na termoclina do oceano. Assim, a pororoca interna, como a pororoca fluvial, foi tomada como dependente de duas dimensões espaciais (x e z), e consistindo de deslocamentos simétricos para os dois lados da dimensão vertical z , em torno da linha de nodos central não deslocada (ou em 3-D, um plano).

A única mudança quantitativa nas equações de canais fluviais consiste na substituição g por $g' = (g \Delta\phi)/\phi$, onde ϕ é a temperatura potencial e $\Delta\phi$ é sua variação sob a passagem da frente da pororoca.

Na seção 4.7, foi mostrado que pororocas fluviais são geradas por algo que segue a regra de aceleração de um pistão, geralmente a entrada da maré, que produz uma elevação da superfície do fluido. Essa elevação, conseqüentemente, cresce até quebrar e formar uma pororoca. Também foi mencionado que a regra do “pistão” no caso de pororocas troposféricas poderia ser seguida por qualquer um dos diferentes mecanismos forçantes. A questão então é: o que poderia seguir esta regra na mesosfera?

Dewan e Picard (1998) enfatizam como pororocas internas mesosféricas podem ser suportadas num ducto formado por uma forte camada de inversão. Huang et al. (1998) apresentaram uma teoria explicando como tais inversões mesosféricas devem se formar. O mecanismo proposto foi a interação de uma onda de gravidade com o vento médio, incluindo a componente de maré, isto a um nível crítico. Dewan e Picard (2001) propuseram um mecanismo similar que segue a regra de aceleração de pistão para a geração de pororoca num ducto formado pela camada de inversão. O momentum

horizontal seria assim transmitido numa faixa estreita de altitudes para um elemento de fluido local, no ducto formado pela camada de inversão. Isso se deve a presença de uma divergência de fluxo de momentum a um nível crítico (ver Lindzen, 1990). A divergência do fluxo de momentum seria provida por ondas de gravidade de uma fonte similar àquela que foi responsável pela criação da camada de inversão inicialmente, ou de uma fonte diferente.

Poder-se-ia apontar que não é necessário ter uma camada crítica para transmitir momentum ao vento médio. Em particular, qualquer forma de onda quebrando poderia fazê-lo. Além do mais, espera-se que as ondas quebrem ao ascender, devido ao decréscimo exponencial da densidade na atmosfera com a altitude (e. g. Dewan e Good, 1986). Isso levanta a questão do porquê de uma camada crítica ser requerida. A resposta é que se está procurando um mecanismo que obedeça a regra do pistão que proverá um forçante localizado apenas dentro da camada de inversão. Ondas aleatórias quebrando não oferecem uma solução prática a esta exigência. Por esta razão, é muita sorte esperar uma camada de inversão, pela teoria de Huang et al. (1998), que contenha um nível crítico. Desta forma, portanto, o nível crítico resolve dois problemas ao mesmo tempo.

Uma outra questão é se este mecanismo é quantitativamente razoável ou não. Fritts e Lu (1993) fornecem uma estimativa para a magnitude da divergência do fluxo de momentum esperada. Eles acharam que essa divergência de fluxo produziu uma aceleração zonal média na mesosfera da ordem de 100 m/s/dia. Como o valor de Fritts e Lu é apresentado como uma média global de longa duração, Dewan e Picard (2001) o consideram como o limite inferior de acelerações que ocorreriam devido a fontes intensas de ondas de gravidade numa curta escala de tempo, como uma pequena fração de um dia.

Se realmente, a geração de pororocas exigir grandes acelerações, então isto pode conduzir a um método de prever condições favoráveis a formação de pororocas porque fontes de ondas de gravidade seriam necessárias. Essas fontes poderiam incluir altos ventos sobre montanhas, tempestades ativas, atividade de eletrojato e assim por diante. Deve-se, também, considerar a possibilidade de obstrução da propagação de onda para cima, pelos efeitos filtrantes do vento médio. Finalmente, é claro, deve-se assumir que uma apropriada camada de inversão, que pode servir de ducto, está presente antes da aceleração de geração da pororoca.

4.7.2 Tempo de Geração de uma Pororoca Mesosférica

Considere-se a Figura 4.14, que mostra como calcular a relação entre a velocidade do pistão v , a velocidade da pororoca U e as profundidades h_1 e h_0 do fluido atrás da pororoca e do fluido não-perturbado, respectivamente. A equação de continuidade (4.27), pode ser escrita como (Dewan e Picard, 1998):

$$vh_1 = U(h_1 - h_0) \quad \text{Equação de Continuidade} \quad (4.42)$$

então

$$v = \frac{U(h_1 - h_0)}{h_1} \quad (4.43)$$

Para o caso de Taylor et al. (1995) acha-se: $U = 76 \text{ ms}^{-1}$, $h_0 = 2,7 \text{ km}$ e $h_1 = 3,5 \text{ km}$. Assim, de (4.43) tem-se que a velocidade efetiva do “pistão” é $v = 17 \text{ ms}^{-1}$.

A próxima consideração é a seguinte: Quanto tempo levaria para acelerar o pistão mesosférico à velocidade de $v = 17 \text{ ms}^{-1}$ quando a aceleração é de $100 \text{ ms}^{-1} \text{ dia}^{-1}$, o valor de Fritts e Lu (1993)?

$$t_0 = \frac{v}{\text{acel}} = \frac{17 \text{ ms}^{-1}}{100 \text{ ms}^{-1} 24 \text{ h}^{-1}} \approx 4 \text{ hs} \quad (4.44)$$

Em outras palavras, com uma aceleração muito conservadora, tomada da transferência de momentum até a camada crítica local, via divergência do fluxo de onda de gravidade médio global, levaria cerca de 4 hs para se atingir a velocidade de 17 ms^{-1} .

O próximo passo neste cálculo é assumir que após 4 horas o pistão mantém a velocidade constante de 17 ms^{-1} , e então, aplicar (4.39) para verificar, pelo método das características, quanto tempo adicional é requerido para as características se interceptarem e a pororoca se formar.

Tomando $x_1(t)$ como a trajetória espacial da frente da elevação produzida no instante inicial de aceleração do pistão, e chamando $x_2(t)$ a trajetória da traseira da elevação produzida no instante em que o pistão cessa de acelerar, então, usando (4.39), as curvas características C_1 e C_2 , são respectivamente dadas por:

$$x_1 = c_0 t \quad (4.45)$$

$$x_2 = \left[\frac{3}{2} v(t_0) + c_0 \right] (t - t_0) \quad (4.46)$$

onde $v(t_0)$ é a velocidade final do pistão, e c_0 é dada da teoria de onda interna rasa, como:

$$c_0 = \sqrt{g' h_0} \quad (4.47)$$

Como, de acordo com Dewan e Picard (1998), $g' \approx 1,4 \text{ ms}^{-2}$, e como já se tem que $h_0 = 2,7 \text{ km}$, (4.47) resulta em $C_0 = 60 \text{ ms}^{-1}$.

Agora, como a aceleração a é constante, obtém-se:

$$x_1 = x_2 + \frac{1}{2} \text{acel} \cdot t_0^2 \quad (4.48)$$

Pode-se notar que o ponto onde essas duas características começam a se interceptar ocorre subsequentemente ao lugar e ao instante da real formação da pororoca, isto é, o ponto onde quaisquer duas características se interceptam particularmente, esse ponto é designado como o lugar e o instante onde a pororoca alcança a altura h_1 , que foi estimada por Dewan e Picard (1998). Usando (4.48), (4.46) e (4.45) para eliminar x_1 e x_2 , pode-se resolver para o tempo total requerido, t . Tomando $v(t_0) = a t_0$, tem-se que:

$$t = t_0 + \frac{c_0}{\frac{3}{2} \text{acel}} - \frac{t_0}{3} \quad (4.49)$$

O tempo total necessário para criar a pororoca de Taylor et al. (1995) é achado de (4.49), inserindo $c_0 = 60 \text{ ms}^{-1}$, $t_0 = 4 \text{ hs}$, $\text{acel} = (100 \text{ ms}^{-1})/24 \text{ hs}$ resultando em $t = 12 \text{ horas}$.

Este valor de tempo é menor que a duração de muitas inversões observadas (Hauchecorne et al., 1987) que podem persistir por muitos dias. O mecanismo proposto é, portanto, plausível. O fato que este mecanismo é o mesmo sugerido como causa da inversão que forma o ducto (Huang et al., 1998) dá ainda mais plausibilidade.

Observa-se, além disso, que o tempo total t requerido para gerar a pororoca previamente observada pode ser muito menor que o acima estimado. Eliminando t_0 de (4.49) e usando o lado esquerdo de (4.44), obtém-se:

$$t = \frac{2}{3accel}(v - c_0) \quad (4.50)$$

Isto mostra que t é inversamente proporcional a a . Como foi mencionado o valor de $accel = 100 \text{ m/s/dia}$, que foi usado acima, é uma média global de longo período. Dewan e Picard (2001) sugerem que pororocas mesosféricas são fenômenos relativamente raros; sendo assim, plausível assumir que elas são mais fáceis de ocorrer quando, e onde o valor de a é significativamente maior que este valor médio. Eles sugerem que a é 10 vezes o valor médio. Então de (4.50), t diminuiria para $1,2 \text{ hs}$, que é muito menor que a duração da inversão observada por Dao et al. (1995) e descrita por Huang et al. (1998).

4.8 A Hipótese da Raridade das Pororocas Mesosféricas

Uma interessante questão apontada por Dewan e Picard (2001) se refere a uma suposta raridade na ocorrência de pororocas mesosféricas. Para explicar essa hipótese eles ofereceram algumas considerações que responderiam a seguinte questão: Porque as pororocas mesosféricas seriam raras e as inversões mesosféricas seriam freqüentes?

- a) Até agora, pororocas mesosféricas têm sido observadas apenas usando imageadores para emissões de airglow. Portanto, elas foram vistas apenas numa região à dada altitude. Em contraste, inversões térmicas têm sido observadas a várias altitudes, com medidas de radar de laser ou *in situ*, onde não existem camadas de airglow;

- b) Na teoria adotada aqui (Huang et al., 1998) inversões térmicas são causadas por interações onda de gravidade-nível crítico que podem armazenar energia numa camada de cisalhamento até que um limiar seja alcançado, e ocorra uma quebra. Em contraste, a geração de pororoca vista como sendo causada por uma interação onda de gravidade - nível crítico implica grandes acelerações, e pode ser um fenômeno relativamente raro;
- c) A pororoca reportada por Taylor et al. (1995) foi um evento espetacular. Pororocas menores podem ser menos raras, mas permanecem não observadas, pois a sua detecção pode requerer uma busca mais sofisticada;
- d) Pode haver mais de um simples mecanismo para a formação de inversão à altitudes mesosféricas;
- e) Uma inversão poderia, sob certas condições, ser incapaz de suportar uma pororoca, devido aos efeitos de cisalhamento e vento. Isso é o oposto do ducto Doppler, que é outro mecanismo, além das camadas de inversão, que poderia formar um ducto para uma pororoca, uma vez mais sob as condições adequadas;
- f) Finalmente, poder-se-ia observar que, enquanto foi sugerida a hipótese de que os mecanismos para a formação do ducto de camada de inversão, e para a geração de pororoca, sejam os mesmos, as exigências para fontes de ondas de gravidade de cada um desses difere enormemente. O ducto de pororoca deve ser espacialmente extenso para permitir tempo suficiente (i) para formar a pororoca e (ii) para a pororoca se propagar longe o bastante, tal que exista uma razoável chance de se observá-la. Portanto, a formação de uma camada de inversão extensa exige uma igualmente extensa fonte de onda de gravidade, que não precisa ser particularmente forte. Em contraste, o pistão forçante deve ser mais localizado. Portanto, a fonte de onda de gravidade deve ser relativamente local, e excepcionalmente forte. Infelizmente não há observações que indiquem que a atividade de ondas de gravidade foi, ou particularmente forte, ou particularmente fraca na noite de observação da pororoca da campanha ALOHA-93 feita por Taylor et al. (1995).

CAPÍTULO 5

INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

5.1 O Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba

O Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba - OLAP está instalado numa área 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, com o apoio INPE, UFCG, UFPB e Prefeitura de São João do Cariri.



Figura 5.1 - Vista Panorâmica da cidade de São João do Cariri – PB. (Foto: Ricardo Buriti).

O observatório abriga atualmente dois equipamentos destinados ao estudo da física e química da alta atmosfera na posição geográfica de latitude $7,4^{\circ}\text{S}$ e longitude $36,5^{\circ}\text{O}$.

O primeiro equipamento trata-se de um fotômetro multicanal que mede a intensidade da emissão sobre o céu de São João do Cariri devido ao oxigênio atômico e molecular, do sódio e da hidroxila OH. Além destes parâmetros também é medida a temperatura da atmosfera a aproximadamente 87 e 92 km de altitude (mais detalhes na seção 5.3).

O segundo equipamento é um imageador All-sky, operando desde julho de 1999, que tem como objetivo fotografar algumas emissões a fim de registrar as estruturas de ondas de gravidade (mais detalhes na seção 5.4).

O objetivo deste observatório é monitorar e estudar, a partir de dados coletados pelos equipamentos, o comportamento da luminescência atmosférica e da temperatura da mesosfera e termosfera. A vantagem de medir a temperatura nestas altitudes é que a variação deste parâmetro nesta região é bem mais sensível do que na troposfera; com isto pode-se monitorar, ao longo dos anos, o comportamento da temperatura e contribuir com informações a respeito de mudanças climáticas globais.

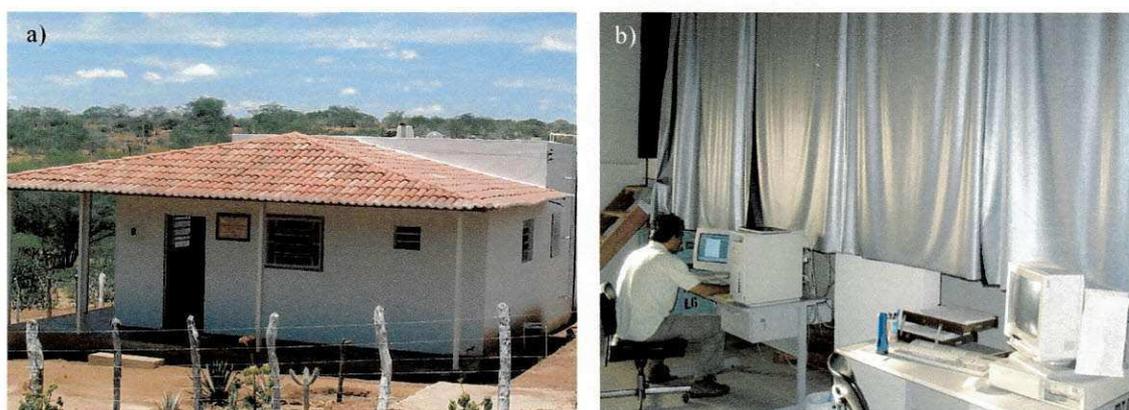


Figura 5.2 – a) Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba. b) Plataforma de equipamentos do OLAP.

5.2 As Condições de Observação

Os dois equipamentos de sensoriamento remoto, o fotômetro e o imageador All-sky, operam durante 13 noites em torno da lua nova, 7 dias antes e 5 dias depois. Para a aquisição de dados é necessário que a quantidade de luzes artificiais seja mínima e que não haja nuvens presentes no campo de visão dos equipamentos.

As observações se iniciam logo após o ocaso e terminam antes do alvorecer. Também é necessário evitar a presença de luz forte sobre estes equipamentos por razão da possibilidade de danificar os sensores. A presença de lâmpadas de vapor de sódio é extremamente prejudicial às observações.

5.3 O Fotômetro Multicanal

O fotômetro Multicanal-3 foi desenvolvido pelo Grupo LUME do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) localizado em São José dos Campos, SP, com a motivação de se estudar a mesosfera na região equatorial e aumentar os pontos de observação no Brasil. O fotômetro consiste de cinco filtros, uma lente convergente e um diafragma que limita o ângulo sólido, além de um fotodetector, chamado fotomultiplicador (PMT). Paralelo a estes, estão um motor de passo, que é responsável pela inclinação do filtro de interferência, uma fonte de alta-tensão para alimentar o PMT e um computador que gerencia o funcionamento eletromecânico do equipamento. O filtro requer cuidados especiais, devido ao fato de possuir uma dependência relativamente forte com a temperatura. Assim, um controle de temperatura sobre o filtro é extremamente importante para se obter bons resultados. Na Figura 5.3 tem-se o esquema do fotômetro onde se vê duas partes principais: o sistema fotométrico e o sistema de controle e aquisição de dados. O primeiro contém elementos óticos e a fotomultiplicadora, e o segundo consiste de micro PC que controla o fotômetro e também calcula o valor da temperatura rotacional e a intensidade das emissões devidas ao O_2 8640 Å, ao $OI5577$ e ao $OH(6, 2)$ em 8660Å, além do sódio e do $OI6300$.

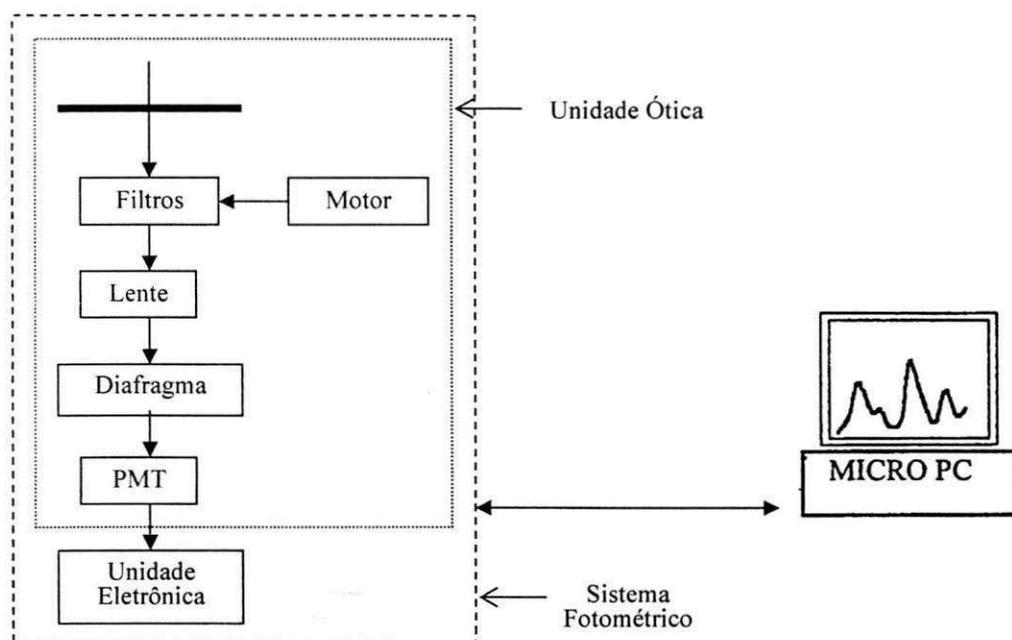


Figura 5.3 – Esquema do fotômetro.

O fotômetro tem um diafragma retangular de $2 \times 10 \text{ mm}^2$ a fim de procurar manter uma resolução em comprimento de onda constante sobre uma varredura espectral de 100 \AA . Isto equivale a uma projeção do céu sobre o diafragma, de aproximadamente 20 km^2 para um ângulo zenital. A Figura 5.4 mostra uma fotografia do fotômetro e de sua cúpula de observação, e o Quadro 5.1 traz algumas características do equipamento.



Figura 5.4 – Fotômetro multicanal 3 e cúpula de observação.

Descrição	Característica
Abertura (diâmetro)	6,2 cm
Campo de visão	$2,9^\circ \times 0,6^\circ$
Diâmetro da fenda (diafragma)	$2 \times 10 \text{ mm}^2$
Comprimento focal da lente	20 cm
Resolução espectral	1,15 nm
Detector de fótons	Fotomultiplicadora (Hamamatsu R943-2)
Resolução temporal (1 volta completa)	3 min
Tempo de varredura espectral	0 - 30s em média

Quadro 5.1 – Algumas características do fotômetro.

5.4 O Imageador All-sky

O imageador com detector CCD (*Charge Coupled Device*), é uma versão bem mais moderna da câmera de TV de alta sensibilidade e da câmera fotográfica muito utilizadas no início das décadas de 70 e 80 para obter imagens de estruturas ondulatórias nas regiões de emissão. A Figura 5.5 ilustra a geometria de observação do imageador com relação às camadas de airglow.

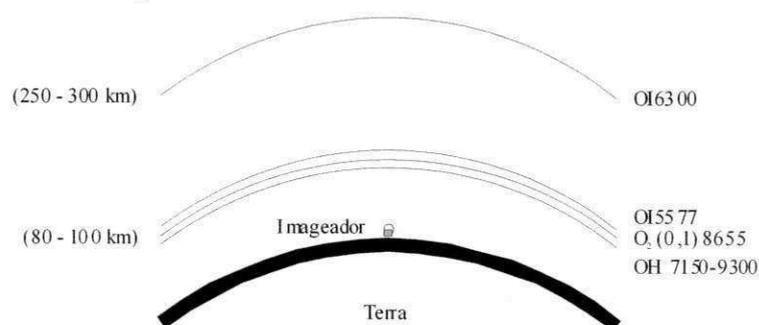


Figura 5.5 – Ilustração do imageador e das camadas de airglow observadas.

O imageador é composto basicamente de um sistema ótico e uma câmara CCD, que é capaz de detectar variações do airglow noturno e registrá-las através de imagens como arquivos digitais. Especificamente, o imageador pode registrar imagens completas do céu (180°) nas emissões do airglow $\text{OI}5577 \text{ \AA}$, $\text{OI}6300 \text{ \AA}$, $\text{O}_2 (0,1) (8655 \text{ \AA})$ e $\text{OH} (7150 - 9300 \text{ \AA})$ e do fundo luminoso do céu noturno, e monitorar as variações da aeroluminescência em tempo real.

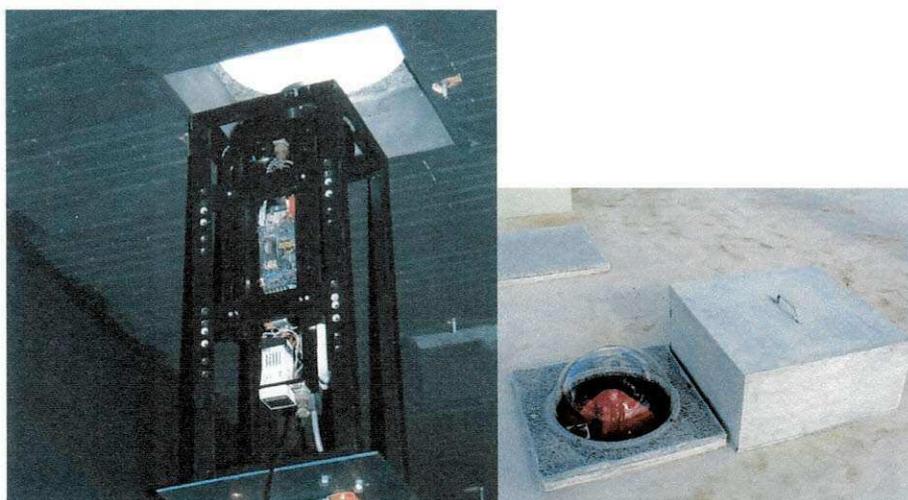


Figura 5.6 – Imageador All-sky e cúpula de observação.

O sistema consiste de uma lente olho de peixe ($f/4$)¹ com um campo de visão de 180°, obtendo uma imagem completa do céu local. Esta imagem passa através de um sistema ótico telecêntrico. A trajetória ótica é interrompida por filtros dispostos numa roda composta de orifícios, nos quais se encontram os cinco filtros de interferência, para o OI5577 Å, para o OI6300 Å, para o fundo luminoso em 5780 Å, para banda do infravermelho entre 7150 e 9300 Å sem transmissão em 8650 Å e para a banda do O₂ (0,1) em 8650 Å. O sistema tem a capacidade de trocar de filtro automaticamente via microcomputador. O Quadro 5.2 mostra as características dos filtros.

Filtro	Comprimento de Onda (Å)	Largura da Banda (Å)	Altura Média (km)
OI	6300	33	~275
OI	5577	265	~96
O ₂ (0,1)	8655	120	~94
OH	7150 – 9300*	2150	~87
Fundo luminoso	5780	267	~ 90 - 100

* Com interceptação em 8655 Å

Quadro 5.2 - Características dos filtros e alturas médias das camadas de airglow.

A imagem filtrada passa através de outro sistema de lentes que a reproduz no CCD. O CCD vem sendo usado há mais de 15 anos em câmeras de vídeo. 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 pixel. Um pixel pode ser comparado a um grânulo de filme, embora esta analogia não seja completamente verdadeira, pois o pixel tem sempre o mesmo tamanho. A quantidade de pixels num CCD determina a sua complexidade e tamanho. Quanto maior o CCD, mais pixels e melhor a qualidade da imagem. O CCD do imageador do OLAP consiste de uma área coletora de 6,45 cm², com uma matriz de 1024x1024 com pixels de 14 bits. Apresenta uma alta eficiência quântica (80% no visível), baixa corrente escura (0,5 elétrons/pixel/s), baixo ruído de leitura (15 elétrons rms) e alta linearidade (0,05 %).

¹ (1) O símbolo $f/4$ indica que o comprimento focal da lente é 4 vezes maior que seu diâmetro. Quanto menor este número mais luz alcança o plano imagem da lente.

A câmera usa uma lente telecêntrica ($f/4$), de varredura do céu completo, a qual é capaz de obter uma alta relação sinal-ruído (20:1) das imagens de estruturas de ondas. Os tempos de integração utilizados são 15 s para o OH, 90 s para o OI5577 Å e O₂. A imagem é agrupada para 512x512 pixels para melhorar a relação sinal-ruído. A Figura 5.7 mostra um esquema aproximado do imageador.

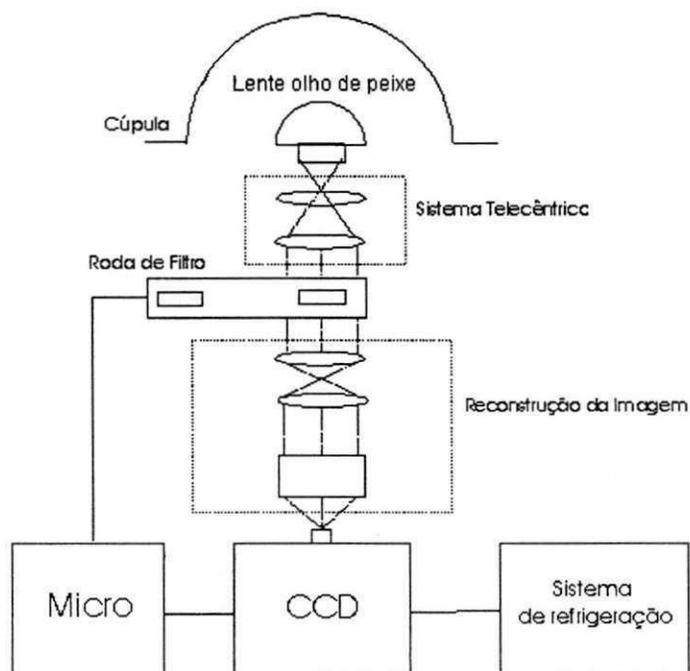


Figura 5.7 - Esquema do imageador.

CAPÍTULO 6

RESULTADOS E DISCUSSÃO

6.1 Pororocas Mesosféricas Observadas

Um extenso estudo de ocorrência de pororocas mesosféricas foi realizado na região equatorial, S. J. Cariri (7.4°S; 36.5°O). Foram analisados 2 anos de dados, correspondendo a 226 noites e 1768 horas de observações (ver Apêndice A). O procedimento de análise das imagens consistiu em verificar em cada emissão separadamente (OH, O₂, e OI5577) indícios de ocorrência de pororocas mesosféricas, atentando-se para as características de identificação descritas por Dewan e Picard (2001) e citadas na seção 1.3. Após esta primeira busca, todas as candidatas à pororoca foram analisadas individualmente, comparando as imagens nas três emissões. A etapa seguinte foi comparar as imagens aos dados de mudança na intensidade de emissão e na temperatura rotacional sob a passagem do evento. Por fim, foi aplicado o modelo de Dewan e Picard (1998, 2001) para cada um dos eventos que sugeriram fortemente tratar-se de uma pororoca mesosférica.

No total 64 eventos foram classificados como pororoca mesosférica. Os principais critérios de classificação foram: a existência de uma frente de onda seguida ou não por um trem de ondas, cujos parâmetros concordaram com os previstos pelo modelo; a ocorrência de algum efeito de complementaridade entre as camadas de airglow e a taxa de adição de ondas ao trem de 2 – 3 cristas por hora, no caso das pororocas ondulares, cuja previsão também concordaria com o modelo. Convém, no entanto, manter uma certa cautela, pois no decorrer deste trabalho percebeu-se que, apenas com dados de perfil de temperatura e de vento (não disponíveis) poder-se-ia apontar com segurança regiões com inversão de temperatura ou com cisalhamento que, no modelo adotado, proveriam o ducto no qual se propagaria a pororoca. Neste capítulo serão discutidas algumas características observadas que corroboram com as previsões teóricas, e outras que as contradizem.

A Figura 6.1 mostra alguns exemplos de pororocas observadas e a Figura 6.2 mostra um gráfico da incidência de pororocas mesosféricas em S. J. do Cariri por hora de observação por mês.

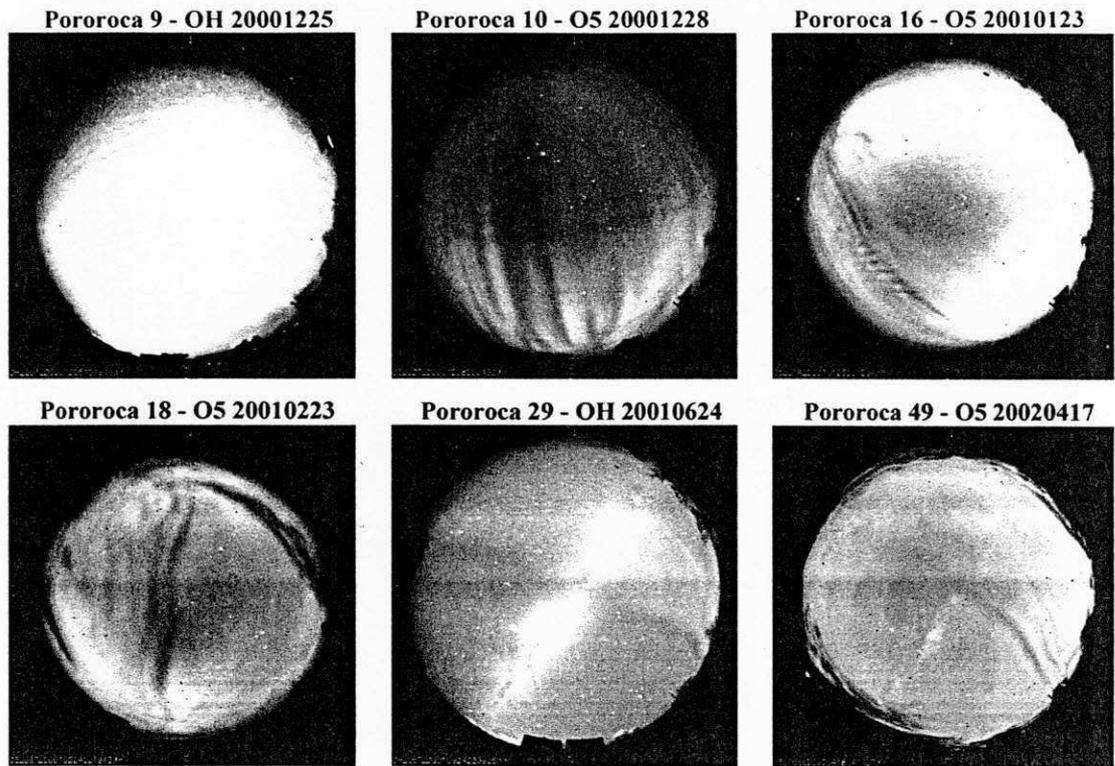


Figura 6.1 – Alguns exemplos de pororocas mesosféricas observadas em S. J. do Cariri (pororoca, nº de ordem cronológica, emissão, ano, mês e dia).

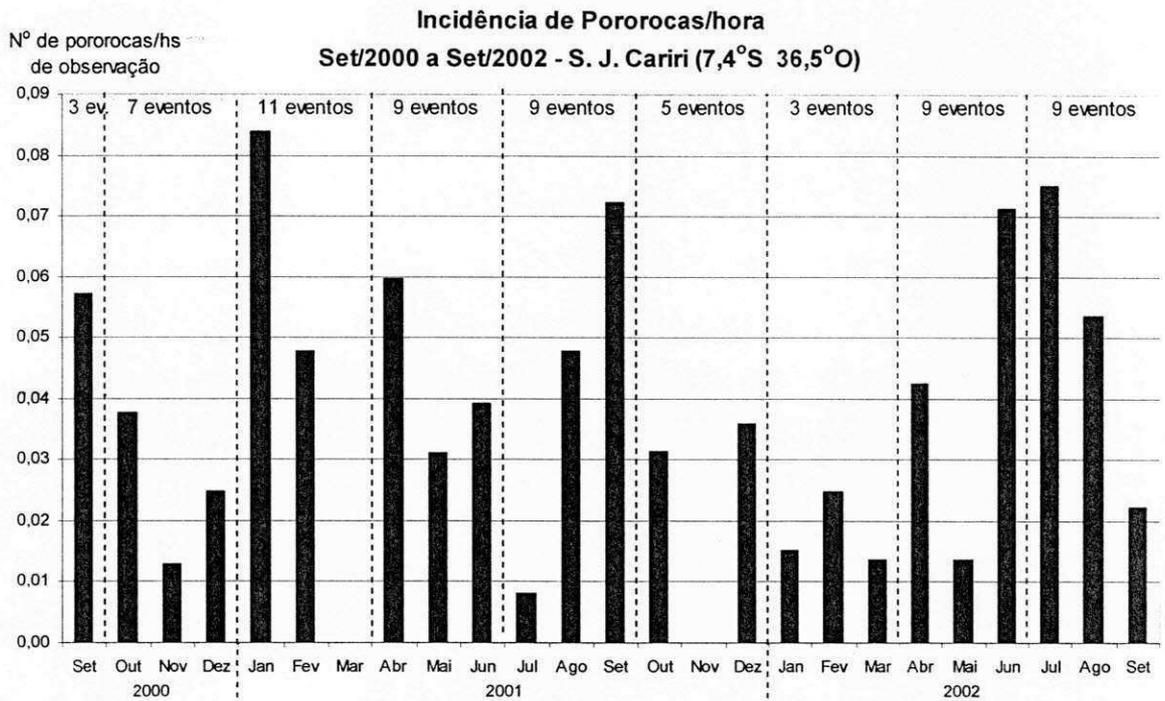


Figura 6.2 - Gráfico da incidência de pororocas por hora e mês de observação em S. J. do Cariri.

Em todos os meses analisados houve observação de pororoca, exceto em março e novembro de 2000, meses em que o imageador não esteve em operação. Com base nesses dados não se pode afirmar que tenha havido qualquer sazonalidade na ocorrência de pororocas. Essa ausência de sazonalidade fica evidente na Figura 6.3, que mostra as distribuições de direção de propagação das pororocas para as estações do ano. Este fato é interessante, pois aponta uma diferença na atividade de pororocas mesosféricas com relação às ondas de gravidade tipo bandas, por exemplo, que tanto em Cachoeira Paulista, SP (Medeiros, 2001) quanto em S. J. do Cariri (Machado, 2003) apresentaram maior atividade nos períodos de Verão e Inverno. Em S. J. do Cariri o máximo de atividade de bandas ocorreu no Verão e o mínimo no Outono, fato que não ocorre com as pororocas mesosféricas.

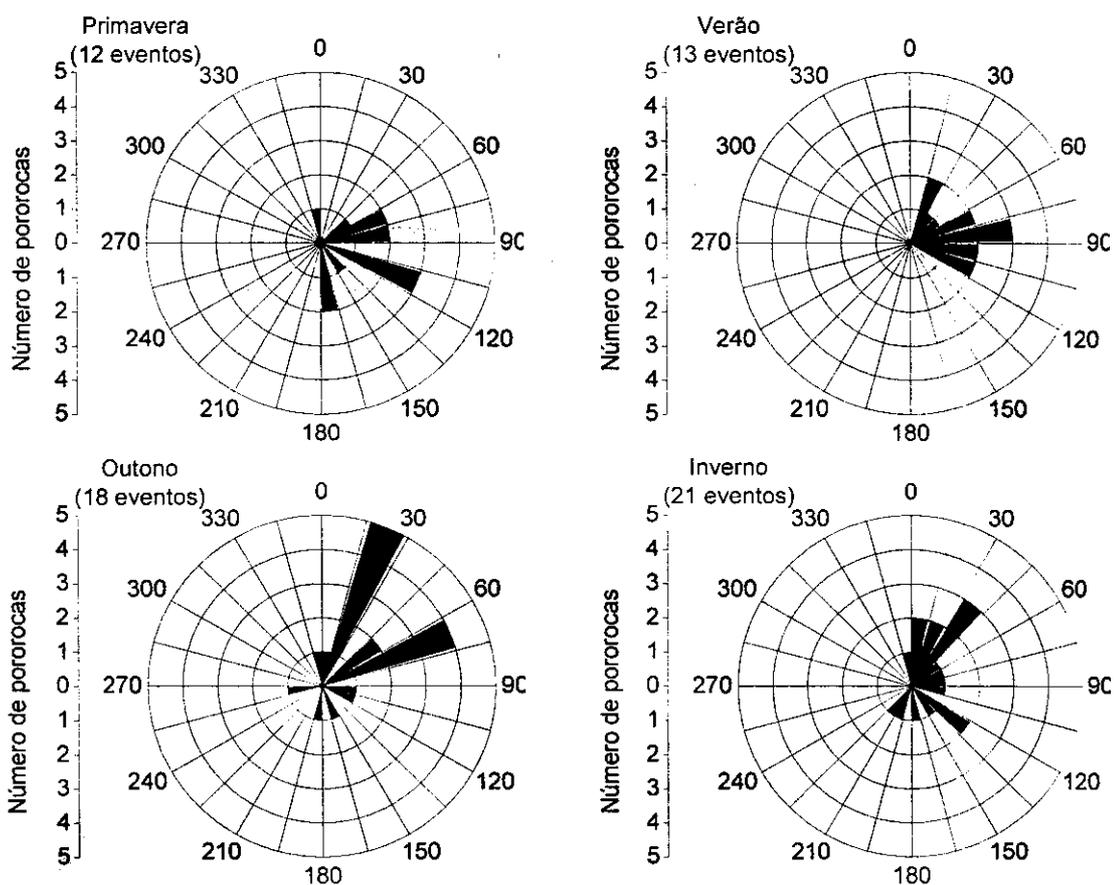


Figura 6.3 - Distribuições das direções de propagação das pororocas mesosféricas para as estações do ano

Essa ausência de sazonalidade para as pororocas também sugere uma diferença importante no mecanismo de geração de tais fenômenos, em comparação,

por exemplo, com as bandas. Por outro lado, a direção preferencial de propagação de pororocas mesosféricas em S. J. do Cariri concorda com a direção preferencial de propagação de bandas, ou seja, para leste, sugerindo a localização das fontes à oeste (ver Figura 6.4).

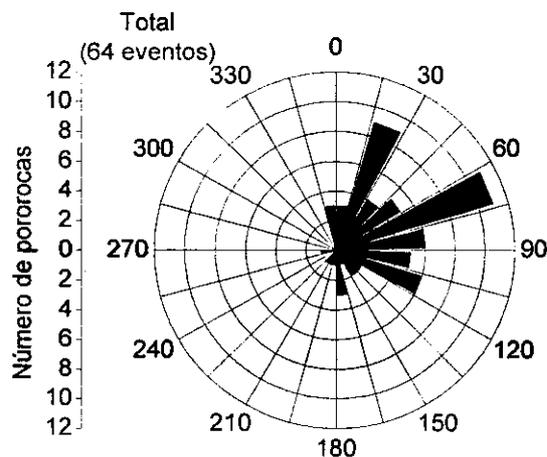


Figura 6.4 - Distribuição total da direção de propagação das pororocas mesosféricas observadas em S. J. do Cariri entre setembro de 2000 e setembro de 2002.

6.2 Sobre a Raridade das Pororocas Mesosféricas

Dewan e Picard (2001) sugeriram uma raridade na ocorrência de pororocas mesosféricas a despeito da freqüente ocorrência de camadas de inversão de temperatura na mesosfera. Para sustentar essa hipótese eles ofereceram algumas considerações, citadas na seção 4.16, que serão discutidas abaixo.

Diante dos 64 eventos de pororoca, em 2 anos de observação, torna-se difícil sustentar uma hipótese de raridade para o fenômeno, ao menos na região equatorial estudada. A princípio esse fato não contradiz o mecanismo de geração de pororocas sugerido por Dewan e Picard, mas antes, estende a discussão, pelas seguintes razões:

- (i) A discussão de Dewan e Picard foi restrita a um único evento, a pororoca de Taylor et al. (1995) que ocorreu no Maui (20,8°N 156,2°O), cujas características, portanto, não podem ser simplesmente generalizadas;

- (ii) O mecanismo de geração. a interação onda de gravidade - nível crítico, que implicaria em grandes acelerações é bastante dependente da atividade de ondas de gravidade e, portanto, da atividade convectiva na troposfera, como foi sugerido por Taylor et al. (1995). Assim, regiões com alta atividade de ondas de gravidade (alta convecção), dentro deste modelo, favoreceriam a ocorrência de pororocas mesosféricas;
- (iii) O presente estudo se restringiu à ocorrência de eventos na região equatorial (7,4°S; 36,5°O), onde é sabido que ocorre uma alta atividade convectiva associada principalmente à Zona de Convergência Intertropical (ZCIT) e à Floresta Amazônica. Essa região, portanto, seria, em tese, propícia a uma freqüente ocorrência tanto de camadas de inversões de temperatura, quanto de pororocas mesosféricas.

Este estudo também mostrou que pororocas como a de Taylor et al. (1995), não são tão singulares, pois ocorreram noites em S. J. do Cariri nas quais se observaram duas e até três pororocas, exibindo interessantes características, tanto de complementaridade, quanto de parâmetros observados (ver seção 6.7). Além disso, pororocas bastante tênues, em formação e/ou dissipação, e bastante semelhantes a bandas também foram observadas, o que demonstra que o imageamento de airglow pode fornecer bons resultados no estudo de pororocas mesosféricas, principalmente quando realizado em conjunto com medidas de fotômetro, de perfil de temperatura e de vento. Estudos futuros em outros observatórios podem contribuir para uma visão mais global do comportamento de ocorrência de pororocas mesosféricas.

6.3 Estatística das Pororocas do Cariri

A busca e análise de cada um dos eventos observados compuseram uma planilha de resultados com todas as características abaixo discutidas. As estatísticas foram baseadas num total de 64 pororocas mesosféricas. Os gráficos que exibirem horários, o farão em *hora local*. Além disso, as discussões dos resultados obtidos nesse trabalho terão como moldura o modelo proposto por Dewan e Picard (1998) e (2001)

que se configura atualmente como o mais forte candidato a modelo padrão de pororoca mesosférica.

Inicialmente, observou-se que na maioria das observações (59%) foi registrada a passagem da pororoca pelo zênite do imageador antes das 24h, cerca de 23% das observações ocorreram nas primeiras horas da madrugada e cerca de 17 % dos eventos não foram registrados no zênite (Figura 6.5). Uma investigação futura pode vir a esclarecer este fato.

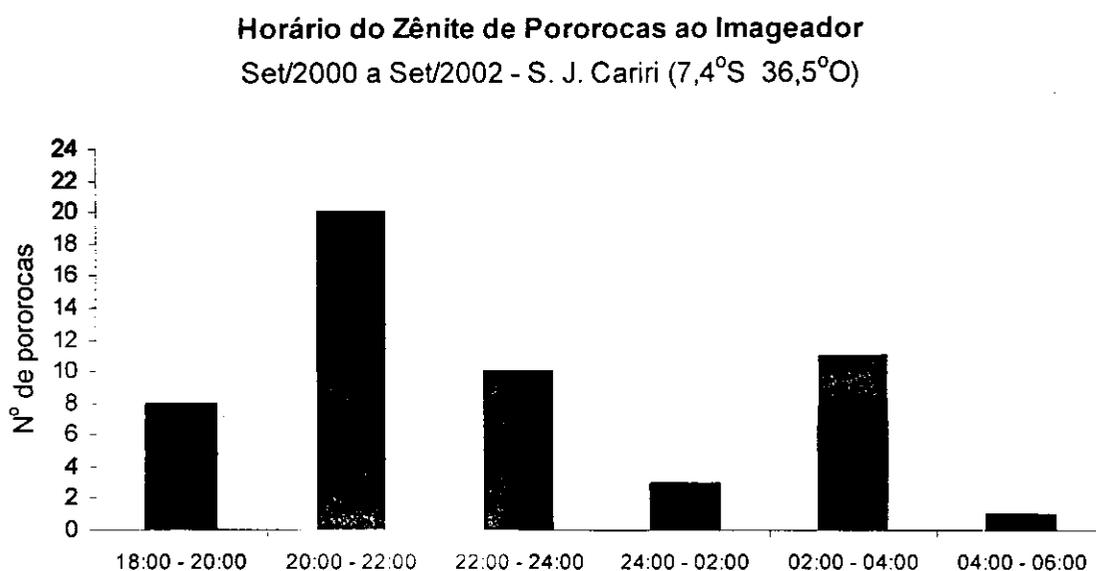


Figura 6.5 – Distribuição do horário do zênite ao imageador das pororocas mesosféricas observadas em S. J. do Cariri.

Até agora na literatura existiam registros de pororocas se deslocando apenas de horizonte para horizonte, tais como aquelas reportadas por Taylor et al. (1995), Medeiros et al. (2001) e Smith et al. (2003). Em S. J. do Cariri, no entanto, também ocorreram eventos nos quais o deslocamento ocorreu entre o horizonte e o zênite (22%) e, em menor quantidade, cerca de 6%, apenas em torno do horizonte. Porém, foi verificada uma maior incidência de pororocas deslocando-se de horizonte para horizonte em cerca de 72% dos casos. Nos eventos que não foram de horizonte para horizonte, ou as pororocas foram vistas já distante do horizonte, ou foram observados eventos de formação e/ou dissipação da pororoca.

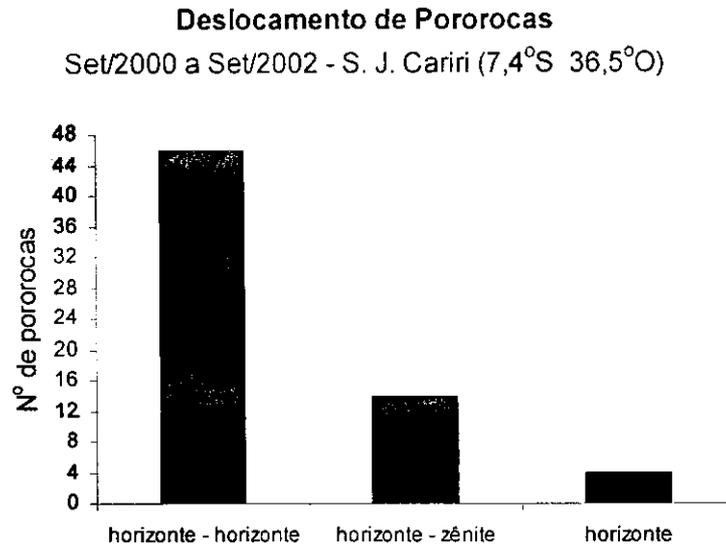


Figura 6.6 – Distribuição do deslocamento das pororocas mesosféricas observadas em S. J. do Cariri.

Observou-se, também, uma tendência nas pororocas de serem “estáveis” (cerca de 69% dos eventos), no sentido de se deslocarem de horizonte para horizonte sem indícios de formação e/ou dissipação. Uma vez mais, diferente das pororocas reportadas na literatura, em cerca de 9% dos casos houve indícios de formação, em cerca de 20% indícios de dissipação, e em 2% houve indícios de formação e dissipação.

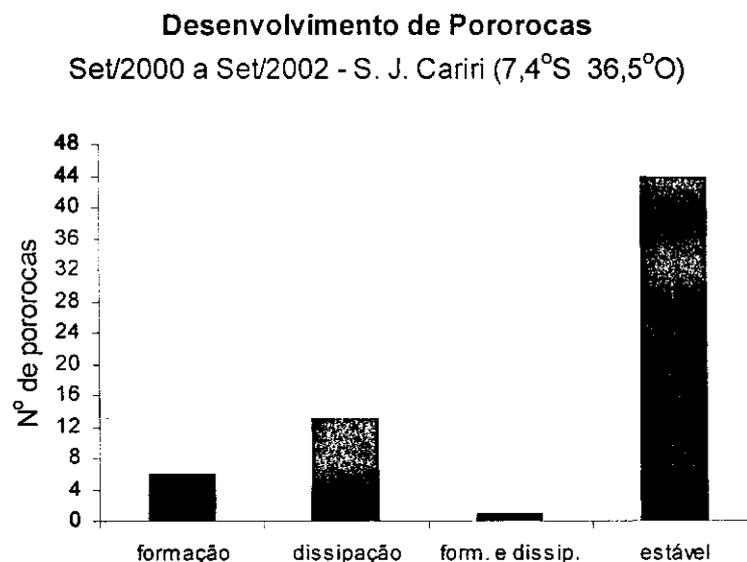


Figura 6.7 - Distribuição do desenvolvimento das pororocas mesosféricas observadas em S. J. do Cariri.

Nessa discussão de desenvolvimento de pororocas é convém ressaltar que 2/3 das observações ocorreram sob condições de alta ou média visibilidade, e 72% sob condições de céu claro, nas quais o evento foi caracterizado com certa facilidade.

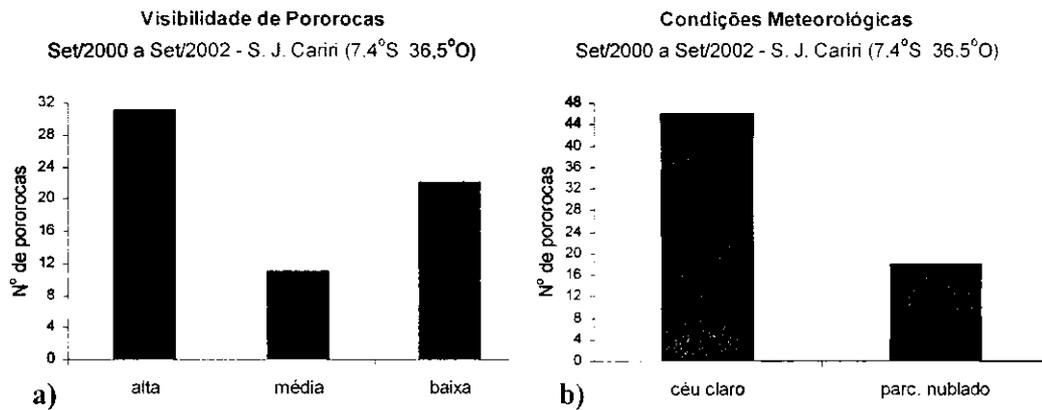


Figura 6.8 -a) Visibilidade ao imageador das pororocas mesosféricas observadas.
b) Condições meteorológicas nas noites dos eventos.

Ainda quanto à definição do evento ao imageador observou-se que nem sempre as pororocas apresentam um trem de ondas bem definido. Essa é uma questão também inédita na literatura. Algumas pororocas exibem alta definição de trem de ondas (a pororoca 9 de 25/12/2000 na Figura 6.9 é um exemplo) tanto que a sua observação pode ser acompanhada por algumas horas. Em outros casos, no entanto, o trem de ondas não é bem definido, vê-se apenas um campo claro, ou escuro, porém, ao se efetuar uma análise espectral verifica-se a existência de um trem de ondas. A pororoca do dia 30/09/2000 (Figura 6.10) é um exemplo típico disso.

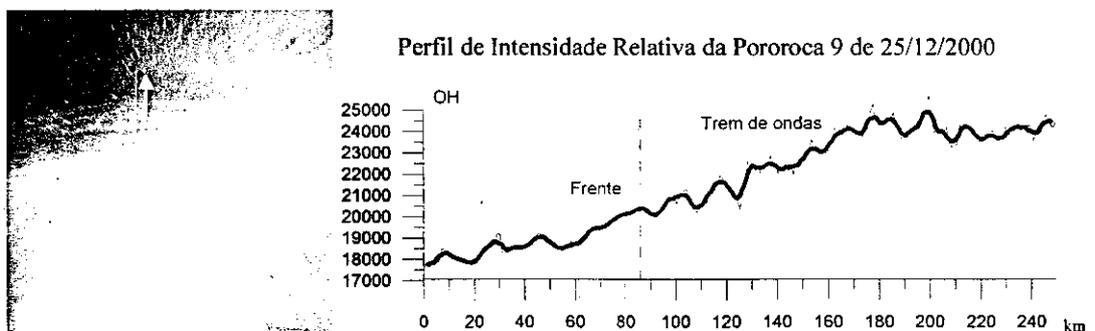


Figura 6.9 – a) Imagem linearizada de uma pororoca mesosférica com frente e trem de ondas bem definidos, em 25/12/2000 no airglow OH; b) Perfil de intensidade relativa versus distância em km a partir dos dados de uma reta (linha branca) traçada sobre a imagem e perpendicular ao evento. A seta indica o sentido do deslocamento.

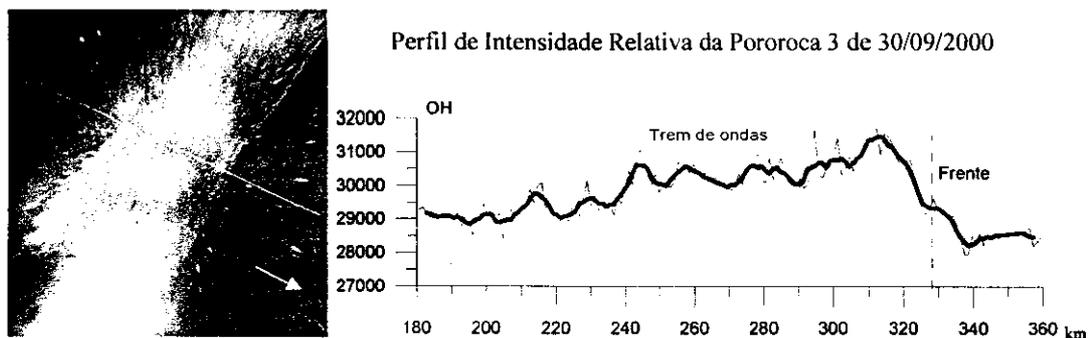


Figura 6.10 - a) Imagem linearizada de uma pororoca mesosférica com frente bem definida e indistinto trem de ondas, em 30/09/2000 no airglow OH; b) Perfil de intensidade relativa versus distância em km a partir dos dados de uma reta (linha branca) traçada sobre a imagem e perpendicular ao evento. A seta indica o sentido do deslocamento.

Entretanto, a despeito da alta definição do trem de ondas ao imageador, o gráfico do perfil de intensidade relativa, na Figura 6.9, não exibe ondas bem definidas. Isto ocorre porque o modelo é bastante simples quando descreve apenas ondas monocromáticas. Na natureza, no entanto, o mesmo não pode ser afirmado. Daí que, mesmo aplicando uma média corrida aos dados de intensidade relativa, não foi obtida uma onda “bem comportada” a partir dos dados observados.

Em outros casos, no entanto, não foi observado um trem de ondas e a análise espectral também não forneceu qualquer resultado. Como o evento foi observado por mais de uma hora, tempo suficiente para ter sido gerada alguma onda, então esses eventos foram considerados pororocas não ondulares, até então inéditos na literatura. Um exemplo de pororoca não ondular ocorreu em 22/01/2001 quando a pororoca 14 exibiu apenas um avanço escuro nas três camadas de airglow. Outros exemplos de pororocas não ondulares foram as pororocas 1, 5, 14, 46, 48, 51, 54, 55, 57.

Outro resultado interessante é que, a despeito das pororocas mais bem definidas serem vistas no airglow OH, pode-se observar um maior contraste naquelas observadas no airglow O_2 . A razão para esta alta definição no airglow OH é que o imageador está focalizado nesta emissão, e, além disto, esta é bem mais intensa que a do O_2 e do OI5577. Outra característica que influencia a definição das imagens é que nas emissões O_2 e OI5577 observa-se uma grande variabilidade de emissão de nightglow, em intervalos de tempo bastante reduzidos, além do tempo de integração da

imagem que é de 15 seg para o OH, e 90 seg para o OI5577 Å e O₂. Os gráficos das distribuições de definição do trem e frente ao imageador estão na Figura 6.11.

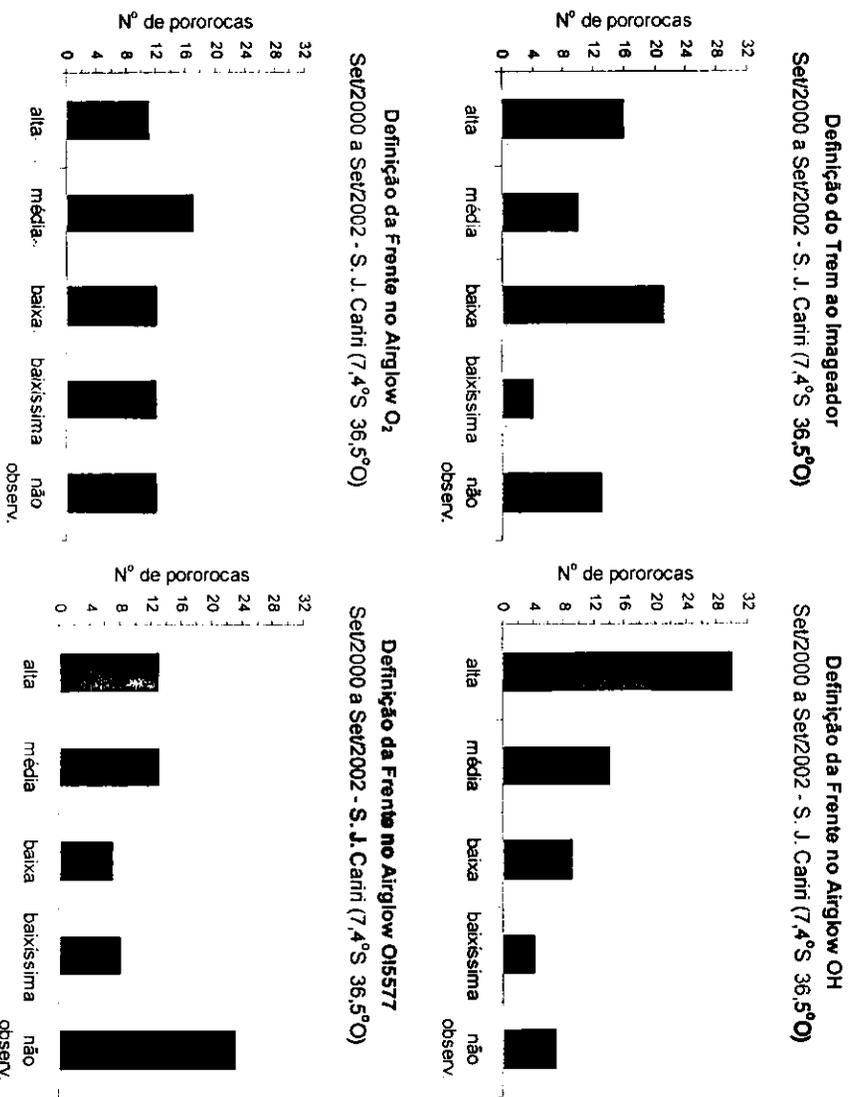


Figura 6.11 - a) Distribuição da definição do trem de ondas ao imageador;
 b) Distribuição da definição da frente no airglow OH ao imageador;
 c) Distribuição da definição da frente no airglow O₂ ao imageador;
 d) Distribuição da definição da frente no airglow OI5577 ao imageador.

A Figura 6.12 mostra outro resultado também inédito na literatura. Dewan e Picard (2001) lamentam a inexistência de dados que apoiariam, a sua hipótese de geração de porrocas no que se refere à atividade de ondas de gravidade na noite do evento de Taylor et al. (1995). O presente trabalho contribui com o esclarecimento desta questão quando se verificou que antes das observações das porrocas foi observada uma alta atividade de ondas de gravidade em cerca de 73 % dos casos, concordando com os dados de Medeiros et al. (2001). Mais que isso, em apenas 3% dos casos não foram observadas ondas de gravidade, sugerindo uma estreita relação entre estas e o mecanismo de geração das porrocas mesosféricas, o que ainda não estabelece que o mecanismo de interação ondas de gravidade - nível crítico seja o responsável, mas ao menos o corrobora. Quanto ao intervalo de tempo

durante a passagem da pororoca, em 75% dos casos houve atividade de ondas de gravidade, e em 25% dos casos não foram observadas ondas de gravidade. Por fim, depois da passagem da pororoca em 63% dos casos observados ainda houve atividade de ondas de gravidade, com 33% dos casos sem eventos e 4% dos casos a pororoca sendo vista até o final da observação. Isso também significa que a ocorrência de pororoca não impede a ocorrência de outros tipos de ondas de gravidade na mesosfera.

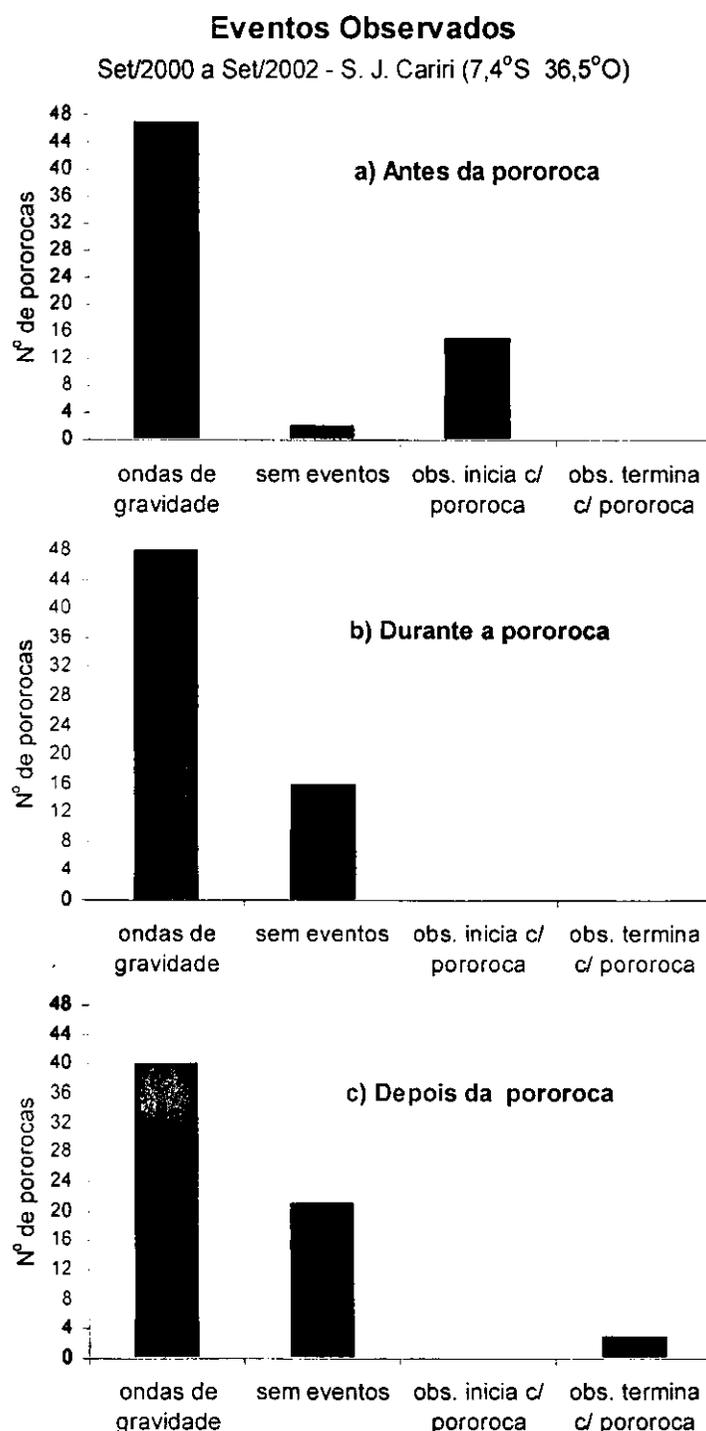


Figura 6.12 - Distribuição dos eventos de ondas de gravidade que ocorreram (a) antes, (b) durante e (c) depois da observação da pororoca.

Detalhando a Figura 6.12a na Figura 6.13 verifica-se que dentre as ondas de gravidade observadas antes do evento de pororoca destaca-se uma forte incidência de bandas. Com o decorrer da análise dos dados, este resultado tornou-se intuitivamente esperado, pois eventos de grande escala e duradouros como as pororocas pareciam exibir uma estreita relação com sistemas de bandas que podem também exibir estas características, ao menos na região equatorial estudada. Talvez em modelos futuros mais detalhados e abrangentes, esta relação poderá vir a ser explicada. No entanto, ficou claro que uma classificação tácita de ondas de gravidade em ripples, ladders, bandas e pororocas; não deve ser tomada de maneira rígida, pois toda classificação exige cautela. Alguns sistemas de bandas intensas com uma frente pronunciada, por exemplo, podem muito bem ser classificados como uma pororoca ondular fraca, isto, é claro, numa análise apenas visual através das imagens de airglow. Neste ponto é que um conjunto de instrumentos medindo perfil de temperatura e vento poderia auxiliar numa decisão de qual fenômeno estaria sendo observado, se é que, no caso do exemplo acima, haveria uma distinção clara.

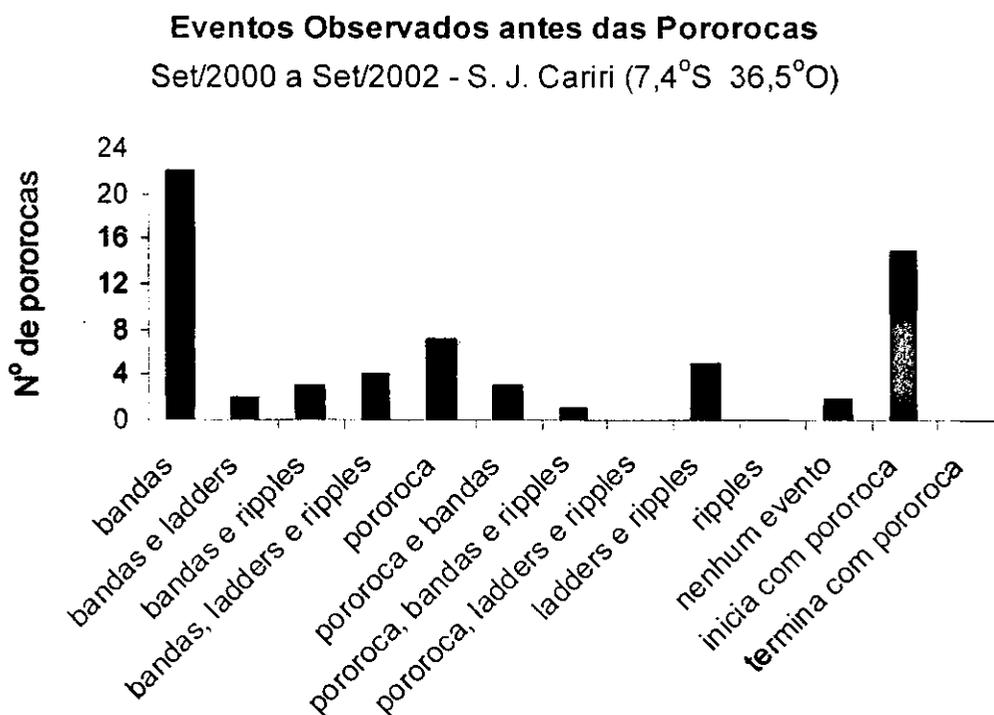


Figura 6.13 - Distribuição dos eventos de ondas de gravidade observados antes das pororocas, segundo sua classificação em ripples, ladders, bandas ou outras pororocas.

6.3 Os Casos de 2 ou 3 Pororocas numa mesma Noite

É interessante ressaltar que ocorreram 11 noites “especiais”, no sentido que nessas noites foram observados mais de um evento tipo pororoca mesosférica. Foram 9 as noites com duas pororocas observadas e 2 noites com três eventos (Quadro 6.1). Nestas noites especiais observou-se um predomínio de alta atividade de bandas antes do evento de pororocas. Algumas noites exibiram a ocorrência de uma segunda pororoca quando a primeira ainda estava no campo de visão do imageador (pororocas 6 e 7, 23 e 24, 35 e 36, 37 e 38, 53 e 54, 56 e 57).

Data (aaaammdd)	Pororocas (n ^o)
20001026	6 e 7
20010119	12 e 13
20010122	14 e 15
20010223	17 e 18
20010421	21 e 22
20010423	23 e 24
20010913	35 e 36
20010921	37 e 38
20020416	47 e 48
20020611	53, 54 e 55
20020707	56, 57 e 58

Quadro 6.1 – Quadro das noites em que ocorreram mais de uma pororoca mesosférica.

Em alguns casos, como as pororocas 17 e 18, que ocorreram na noite de 23/02/2001 (ver Quadro 6.2 e Figura 6.14), houve uma mudança do comportamento da camada de airglow sob a passagem das pororocas na mesma noite. A pororoca 17 exibiu uma aparência clara na emissão do airglow O₂ entre 20h41min e 23h34min, enquanto que mais tarde entre 01h03min e 04h15min a pororoca 18 exibiu uma aparência escura na mesma emissão do airglow O₂. Um comportamento como este sugere um deslocamento do ducto para baixo, assumindo o modelo de Dewan e Picard, da região entre 94 e 96 km (alturas nominais dos airglows O₂ e OI5577 respectivamente), para a região entre 87 e 94 km (alturas nominais dos airglows OH e O₂ respectivamente), isto em cerca de 4,5 horas, o que resulta numa velocidade de 0,3 ms⁻¹. Comportamento semelhante de um ducto mesosférico já havia sido reportado por Smith et al. 2003 quando ao plotar o gráfico de temperatura (Figura 4.5) eles

observaram uma camada de inversão de 50 K na mesosfera movendo-se para baixo de ~ 89 km para 83 km em cerca de 5 horas a uma velocidade de $0,4 \text{ ms}^{-1}$, o que foi similar às medidas de velocidade de vento máximo na mesma direção. Esta observação também sugere uma reinterpretação do evento de Medeiros et al (2001) que encontrou uma velocidade de descida do ducto de $\sim 0,4 \text{ ms}^{-1}$.

Uma discussão mais detalhada sobre o comportamento das camadas de airglow sob a passagem da pororoca, além dos efeitos de complementaridade observados, pode ser encontrada nas seções 6.7 e 6.9.

Dados de Imageador	Pororoca 17	Pororoca 18
Data	20010223	20010223
Aparência no OH	clara	clara
Aparência no O ₂	clara	escura
Aparência no OI5577	escura	escura
Direção em azimute (°)	110	103
Nº de ondas no trem	~ 5	~ 3
λ_H (km)	$21,6 \pm 0,1$	$21,4 \pm 1,7$
T _{obs} (min)	9,78	7,68
V _{fH} (ms^{-1})	36,8	46,4

Quadro 6.2 – Dados de imageador para as pororocas 17 e 18, S. J. do Cariri.

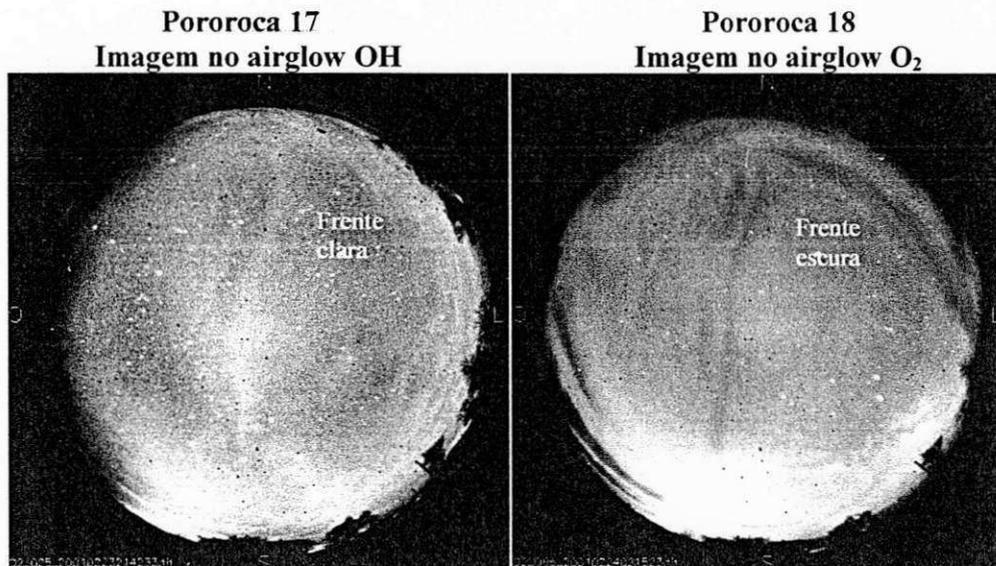


Figura 6.14 – (a) Imagem no airglow O₂ da pororoca 17 em 20010223 às 21h 42min exibindo uma frente e um trem de ondas brilhantes (claros); (b) Imagem no airglow O₂ da pororoca 18 em 20010223 às 02h 15min exibindo uma frente e um trem de ondas escuros.

A aparência sinuosa das pororocas 17 e 18 sugere uma interação durante toda a noite com o vento médio. A direção de propagação foi aproximadamente mantida (110° e 103°), além dos valores para o comprimento de onda ($\sim 21,6$ km). Uma pequena diferença entre os períodos das duas pororocas foi observada (~ 1 min). Esse par de eventos se configura como um caso clássico de pororocas mesosféricas com análises independentes e parâmetros concordantes. Os dados sugerem uma fonte comum para as duas pororocas, e ativa durante toda a noite e madrugada.

Ainda com relação às pororocas 17 e 18, percebe-se que independente do suposto rebaixamento do ducto, os parâmetros da frente e do trem de ondas foram mantidos, sugerindo uma notável estabilidade do ducto. Para discutirmos essa questão uma vez mais recorreu-se a Dewan e Picard (2001) que comentam a respeito da suposta raridade discutida em 6.2, o seguinte:

Uma inversão poderia, sob certas condições, ser incapaz de suportar uma pororoca, devido aos efeitos de cisalhamento e vento. Dewan e Picard (2001).

Se a forma sinuosa das pororocas 17 e 18 forem devidas a cisalhamento com o vento médio, como um ducto formado a partir de uma camada de inversão de temperatura exibiria tamanha estabilidade? Talvez, antes de corroborar o modelo proposto por Dewan e Picard, essas pororocas suscitam reflexões sobre as características de um tal ducto.

Em outros casos, no entanto, a configuração de complementaridade foi mantida no decorrer da noite. Um exemplo disso são as pororocas 6 (observada entre 18h41min e 21h24min) e 7 (observada entre 19h02min – 20h50min) de 26/10/2001, que exibiram uma aparência claro, escuro, escuro nas camadas de airglow OH, O₂ e OI5577, respectivamente (a pororoca 7 não foi observada na emissão OI5577, provavelmente devido à baixa intensidade da emissão) (ver Quadro 6.3). Neste caso, houve uma razoável concordância entre as medidas de comprimento de onda (11,8 e 14,1 km) e período (6,4 e 5,7 min), respectivamente. Porém, a direção de propagação mudou fortemente de 119° de azimute da pororoca 6, para 51° da pororoca 7. Uma vez mais, seria necessário investigar o comportamento do vento médio em altitude nesta noite, além das prováveis fontes que neste caso podem ser bem distintas.

Dados de Imageador	Pororoca 6	Pororoca 7
Data	20001026	20001026
Aparência no OH	clara	clara
Aparência no O ₂	escura	escura
Aparência no OI5577	escura	-
Direção em azimute (°)	119	51
Nº de ondas no trem	~ 5	~ 8
λ_H (km)	11,8 ± 0,1	14,1 ± 0,1
T _{obs} (min)	6,41	5,7
V _{fl} (ms ⁻¹)	30,7	41,2

Quadro 6.3 – Dados de imageador para as pororocas 6 e 7, S. J. do Cariri.

Para as pororocas 12 (observada entre 20h11min e 21h17min) e 13 (observada entre 23h12min e 01h20min) de 19/01/2001 houve, ao contrário das anteriores, uma alteração considerável nos valores dos parâmetros observados (ver Quadro 6.4). Além da direção de propagação que passou de 135° para 64°, respectivamente, o comprimento de onda da pororoca 12 foi de 10,7 km enquanto da pororoca 13 foi de 24,2 km. O mesmo ocorreu com o período observado que para a primeira foi de 19,4 min e para a segunda foi de 6,45 min. Para este par de pororocas não foi observada mudança no padrão de complementaridade. Novamente, a alteração nos parâmetros dessas duas pororocas na mesma noite, sugere fontes de intensidade e direção diferentes.

Dados de Imageador	Pororoca 12	Pororoca 13
Data	20010119	20010119
Aparência no OH	-	escura
Aparência no O ₂	escura	escura
Aparência no OI5577	escura	-
Direção em azimute (°)	135	64
Nº de ondas no trem	3	~ 4
λ_H (km)	10,7 ± 0,4	24,2 ± 1,2
T _{obs} (min)	19,42	6,45
V _{fl} (ms ⁻¹)	9,2	62,5

Quadro 6.4 – Dados de imageador para as pororocas 6 e 7, S. J. do Cariri.

Diante desses casos de múltiplas pororocas numa noite convém cautela ao se discutir, por exemplo, uma defasagem temporal entre as camadas como foi reportado por Smith et al. (2003) e Medeiros (2001), porque, aquilo que a primeira vista sugere uma defasagem entre a passagem da pororoca por camadas distintas de airglow, pode na verdade, se tratar de mais de uma pororoca.

6.4 Parâmetros Observados

O cálculo do comprimento de onda e do período das pororocas foi realizado a partir da análise espectral das imagens digitais. O procedimento consistiu em escolher a emissão na qual a definição da pororoca fosse mais alta e o trem de ondas mais definido. O valor encontrado refere-se ao comprimento de onda horizontal, e aqui cabe uma importante observação. Caso o modelo de Dewan e Picard esteja correto, e haja um ducto dentro do qual a pororoca se propaga, então não faria sentido se discutir um comprimento de onda vertical, já que a pororoca se propagaria paralela ao plano das camadas de airglow se assemelhando com ondas canalizadas tais como as discutidas por Isler (1997) e Medeiros (2001). E assim, essa se configuraria então, em mais uma característica pela qual as pororocas se diferenciariam fortemente dos outros tipos de ondas de gravidade, que são caracterizadas por comprimentos de onda horizontal e vertical.

A Figura 6.15 mostra o gráfico da distribuição dos comprimentos de onda horizontal das pororocas mesosféricas observadas em São João do Cariri. Das 64 pororocas observadas, apenas em 48 foi possível verificar o comprimento de onda no trem, e dessas 48 pororocas 94% (45) apresentaram um comprimento de onda entre 10 e 40 km. Apenas 1 caso exibiu $\lambda < 10$ km, em outro caso $40 \text{ km} < \lambda < 50$ km, e por fim em mais um caso $60 \text{ km} < \lambda < 70 \text{ km}$. Esses resultados sugerem que pororocas com λ entre 10 e 40 km podem ser características da região equatorial estudada.

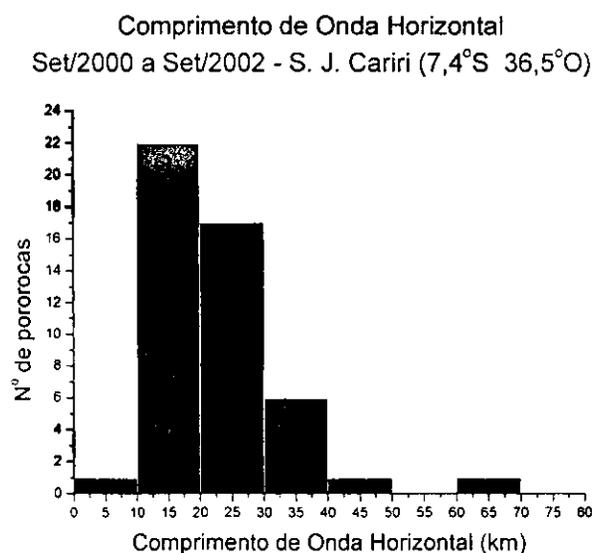


Figura 6.15 - Gráfico da distribuição dos comprimentos de onda horizontais observados para as pororocas em S. J. do Cariri.

Já a velocidade não apresentou uma distribuição tão bem definida quanto ao comprimento de onda (ver Figura 6.16). Foram 45 casos analisados, e em 89% destes (40 eventos) a velocidade observada se encontrou entre 10 e 70 ms^{-1} . Apenas um caso exibiu velocidade entre 0 e 10 ms^{-1} , outro exibiu velocidade entre 70 e 80 ms^{-1} e três outros exibiram velocidade entre 80 e 90 ms^{-1} . Esses valores concordam com Dewan e Picard (1998) que previram velocidades entre aproximadamente 20 e 100 ms^{-1} .

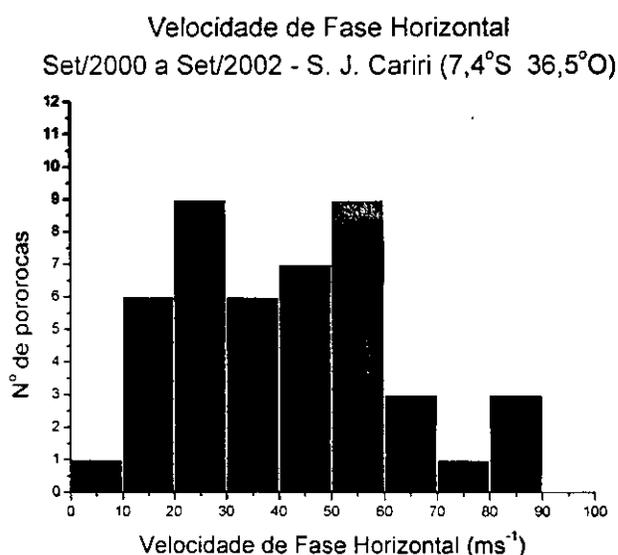


Figura 6.16 - Gráfico da distribuição das velocidades de fase horizontais observadas para as pororocas em S. J. do Cariri.

Quanto aos valores para o período foram analisados 45 casos, dos quais 76% apresentaram um período entre 4 e 12 min. Porém, a Figura 6.17 mostra também 7 casos, ou 16% das observações, que apresentaram um período entre 18 e 20 min. Apenas um caso exibiu um período entre 22 e 24 min, outro caso um período entre 12 e 14 min e, finalmente, dois casos exibiram um período entre 16 e 18 min. Desta forma, os períodos observados foram bastante satisfatórios já que o período de oscilação natural para a região da mesosfera é de cerca de 5 min.

Convém ressaltar que as medidas de velocidade e período são apenas aparentes, no sentido de que não consideram o deslocamento Doppler.

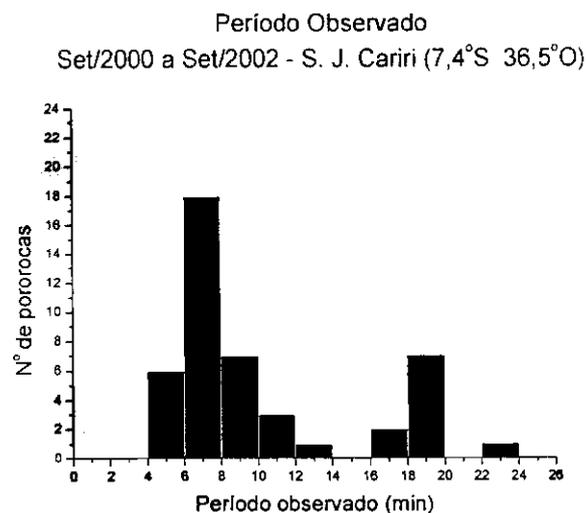


Figura 6.17 – Gráfico da distribuição dos períodos observados para as pororocas em S. J. do Cariri.

6.5 O Número de Ondas no Trem

A questão do número de ondas no trem foi especialmente delicada. Nem sempre, como foi visto na seção 6.3, o trem de ondas aparece bem definido. A análise do perfil de intensidade relativa, para exemplos extremos de trem com alta definição e trem não observado, também não produziu bons resultados nessa contagem. A contagem visual a partir das imagens digitais foi o critério decisivo usado para avaliar o número de ondas total no trem. Mas, a partir do momento em que a pororoca torna-se mais “velha”, ou o trem torna-se mais extenso, as ondas do final do trem tornam-se mais tênues e a precisão da contagem menos acurada.

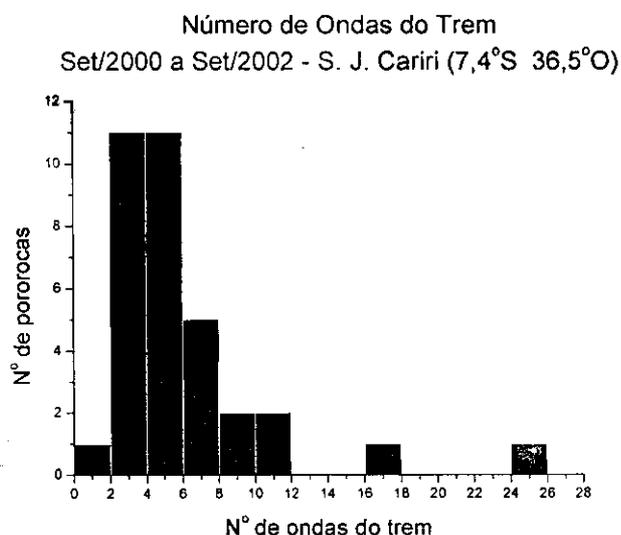


Figura 6.18 – Gráfico da distribuição do número de ondas do trem observados nas pororocas em S. J. do Cariri.

Ressaltado isso, vê-se na Figura 6.18 que cerca de 91%, ou 31 das 34 pororocas que exibiram um trem de ondas, apresentaram um número de ondas entre 2 e 12, e apenas uma exibiu um número de ondas entre 0 e 2, e outra pororoca exibiu um número de ondas entre 16 e 18. É interessante também que das 64 pororocas observadas, 30 eventos ou não foi possível observar o trem de ondas, ou de fato não havia trem.

Assumindo agora a taxa de geração de ondas de Dewan e Picard, de cerca de 2 - 3 ondas h^{-1} , como uma boa aproximação, verifica-se que os 91% dos eventos estudados teriam sido gerados no máximo 6 horas antes de sua observação. Assumindo, de maneira bastante grosseira, uma velocidade média constante de 40 ms^{-1} (entre 10 e 70 ms^{-1}), chega-se a um raio de aproximadamente 1000 km, centrado em S. J. do Cariri, dentro do qual estariam as fontes geradoras das pororocas nessa região.

6.6 Os Dados do Fotômetro

Paralelo à análise das imagens de airglow também foram reunidos os dados de condições de luminosidade de *background* e horários antes e depois da passagem do evento pelas camadas, e as suas respectivas respostas na intensidade de emissão e temperatura rotacional através de medidas de fotômetro. A partir desses dados foi verificado novamente o horário da passagem da pororoca pelo zênite, que nesse caso coincide com a área observada pelo fotômetro. Também foram calculadas as taxas de variação de intensidade de emissão e de temperatura rotacional sob a passagem da pororoca, além de uma investigação se teria ocorrido qualquer defasagem temporal na passagem do evento entre as diferentes camadas.

Com o objetivo de comparar a resposta de cada camada de airglow à passagem da pororoca foi calculada uma taxa de variação na intensidade de airglow, como sendo a diferença entre as intensidades medidas após e imediatamente antes da perturbação, dividindo-se pelo intervalo de tempo entre as duas, o que para cada camada era diferente. Assim, a taxa de variação na intensidade de airglow, em Rayleigh min^{-1} , exibiu um comportamento característico do nível de intensidade de cada camada. Camadas que apresentam uma alta intensidade de emissão, como a camada OH, por exemplo, também apresentaram, em valores absolutos, uma alta taxa de variação na intensidade, isto em comparação com camada que apresentam uma baixa intensidade de emissão, como é o caso da camada de OI5577. Porém, ao plotar

os gráficos em valores percentuais, observou-se que a resposta à mudança na intensidade sob a passagem da pororoca é similar para as três camadas, com uma forte distribuição (82 % dos casos observados) em torno de $\pm 20\%$ da intensidade imediatamente anterior ao fenômeno (ver Figura 6.19).

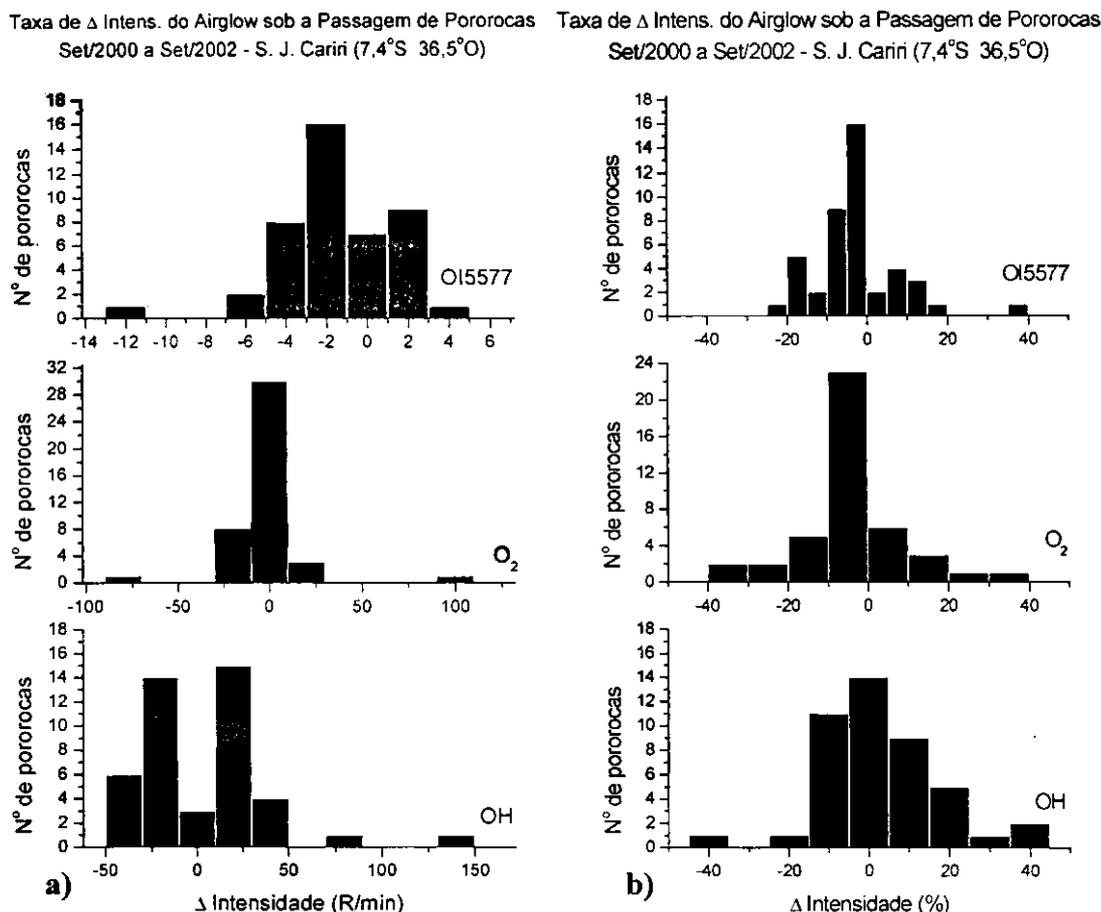


Figura 6.19 - Gráficos das distribuições das taxas de variação da intensidade de emissão do airglow sob a passagem das pororocas em: (a) valores absolutos e (b) em valores percentuais.

Os dados de variação da temperatura rotacional sob a passagem das pororocas também foram bastante consistentes. Apesar de tratar-se de duas camadas de airglow distintas (OH e O_2) e com modelos distintos para o cálculo da temperatura rotacional, observa-se uma boa concordância entre as medidas absolutas de TO_2 e TOH , com 95 % de pororocas que provocaram uma variação na temperatura entre $\pm 10K/min$, de um total de 45 pororocas analisadas com dados de fotômetro. Este valor concorda com os valores previstos por Hines (1965) ao avaliar o impacto que ondas de gravidade provocariam na temperatura medida em camadas de airglow. Quanto aos gráficos da variação de temperatura rotacional percentual, observa-se

ainda uma concordância, mas não tão boa quanto os valores absolutos, provavelmente devido à variabilidade observada nas medidas de temperatura.

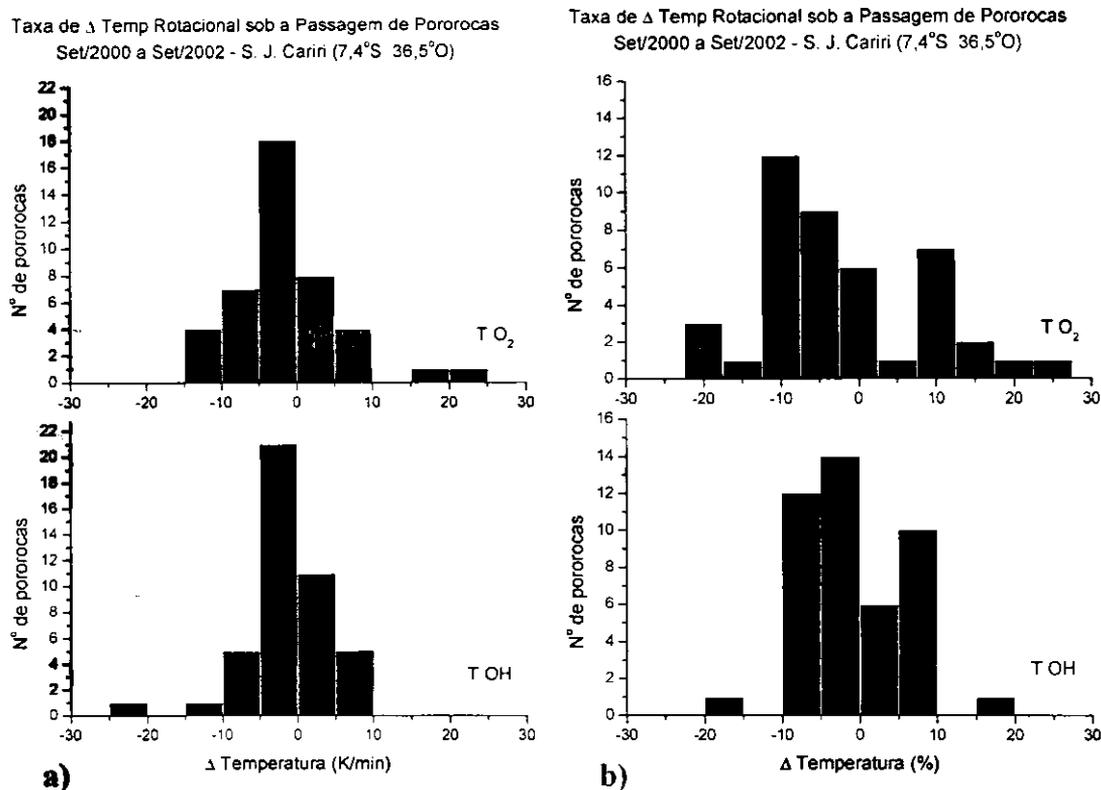


Figura 6.20 – Gráficos das distribuições das taxas de variação da temperatura rotacional do airglow OH e O₂ sob a passagem das pororocas em: (a) valores absolutos e (b) em valores percentuais.

Por fim, foram plotados os dados dos horários de passagem das pororocas pelo zênite, os quais mostraram uma boa concordância com os dados do imageador, além de uma coincidência do zênite entre as camadas. Esse resultado indica que nas pororocas observadas entre setembro de 2000 e setembro de 2002 em São João do Cariri, não foi detectado qualquer indício de defasagem temporal da passagem da pororoca pelas camadas de airglow observadas. Ou seja, as pororocas observadas atingiram as camadas de airglow praticamente ao mesmo tempo, e as pequenas defasagens temporais observadas são devidas apenas ao tempo de geração e processamento das imagens (no caso do imageador), ao tempo de troca de filtro e registro de dados (no caso do fotômetro) e a diferenças entre a localização dos zênites do imageador e do fotômetro. Assim, eventos observados em horários distintos, trataram-se de pororocas distintas.

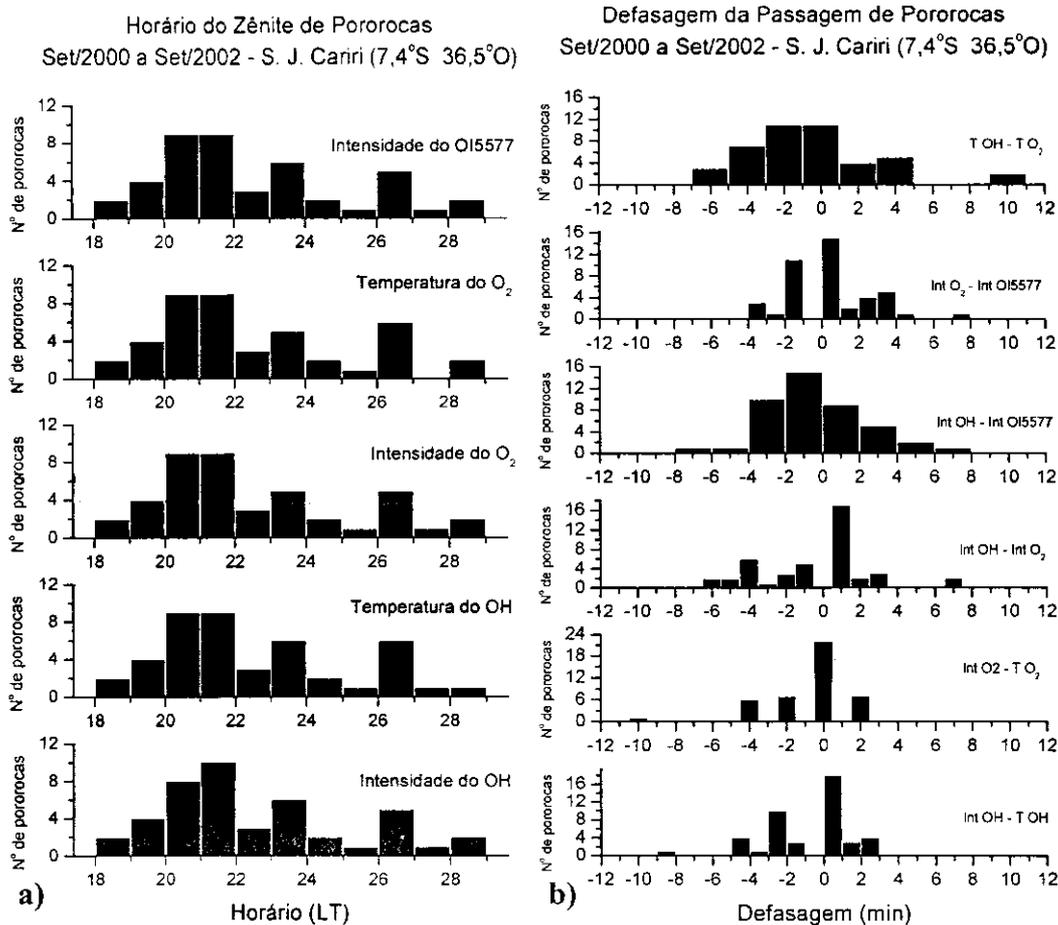


Figura 6.21 - Gráficos das distribuições (a) dos horários de zênite e (b) das defasagens temporais entre as camadas de airglow sob a passagem das pororocas.

6.7 Oscilação do Canal Mesosférico segundo Dewan e Picard

Na seção 4.6.1 foram descritos os efeitos esperados nas imagens de airglow para o modelo de pororoca mesosférica. A idéia nessa seção é discutir os efeitos de complementaridade observados em São João do Cariri dentro do modelo proposto por Dewan e Picard. Inicialmente então, deve-se fazer uma breve revisão do modelo.

As alturas nominais das camadas de airglow observadas são: OH (87 km), O₂ (94 km) e OI5577 (96 km). Assumindo as altitudes nominais como corretas, uma dada pororoca propagando-se numa região de ducto entre duas camadas de airglow, separadas na sua altitude média por um plano de simetria S, produziria o

seguinte efeito de complementaridade (ver Figura 6.22): a camada inferior (que na Figura 6.22 é a camada de airglow OH) seria rebaixada, tornando-se mais densa, mais quente, e presumidamente mais brilhante (ou seja, mais clara); enquanto a camada superior (que na figura 6.22 é a camada de airglow O₂) seria simetricamente levantada, tornando-se menos densa, mais fria, e presumidamente menos brilhante, (ou seja, mais escura). Assim, segundo Dewan e Picard (1998), os efeitos de complementaridade observados nas imagens das diferentes camadas de airglow poderiam ser explicados dentro deste modo de oscilação inflada do canal mesosférico. De agora em diante, serão usados os termos clara ou escura para caracterizar o rebaixamento ou levantamento de uma camada de airglow, respectivamente.

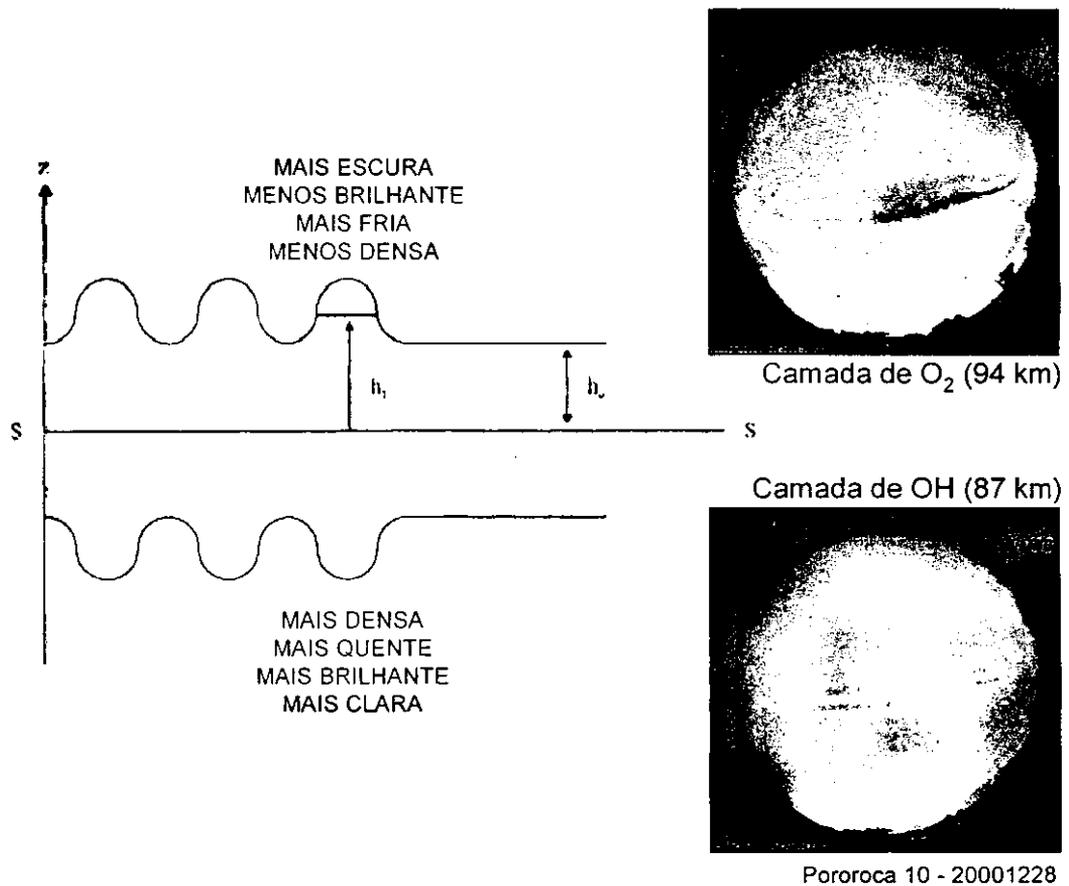


Figura 6.22 – Efeito de complementaridade observado em duas camadas de airglow segundo o modelo de oscilação inflada do canal mesosférico proposto por Dewan e Picard (1998).

6.7.1 Efeitos de Complementaridade Previstos pelo Modelo de Dewan e Picard

Para discutir os efeitos de complementaridade observados, precisa-se inicialmente expor as suposições sobre o canal mesosférico feitas a partir do modelo de Dewan e Picard: (i) o ducto se encontraria apenas entre as camadas de airglow; (ii) o ducto não abrange qualquer camada ou mais de uma camada; (iii) o ducto se encontra paralelo às camadas de airglow; (iv) o pistão atmosférico se comporta como uma parede rígida deslocando uniformemente o fluido à sua frente; (v) a pororoca se propaga paralelamente às paredes do ducto.

Essas suposições são importantes, pois demonstram ao mesmo tempo a simplicidade do modelo e a complexidade do fenômeno. Analisemos agora os quatro efeitos de complementaridades previstos pelo modelo de Dewan e Picard para observações das camadas OH, O₂ e OI5577.

i) O efeito CCC: neste primeiro caso o ducto e, por conseguinte, a pororoca, está localizada acima das três camadas de airglow. Assim, as três camadas inferiores sofrerão um rebaixamento, tornando-se mais claras e não exibindo qualquer efeito de complementaridade entre as imagens, ou seja, as imagens apresentarão um padrão claro-claro-claro (CCC), para o OH, O₂ e OI5577, respectivamente (Figura 6.23). Um exemplo desse caso é a pororoca 40 de 22/10/2001.

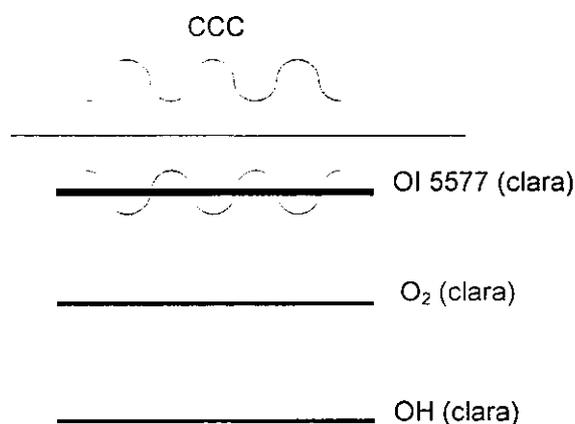


Figura 6.23 – Efeito de complementaridade das camadas de airglow OH, O₂, e OI5577 do tipo claro-claro-claro (CCC), respectivamente, quando o canal mesosférico, e, conseqüentemente a pororoca, localiza-se acima das três camadas, segundo o modelo de Dewan e Picard.

ii) **O efeito CCE:** neste segundo caso o ducto e, por conseguinte, a pororoca, está localizada abaixo da camada de OI5577, mas acima das camadas de OH e O₂. Assim, as duas camadas inferiores (OH e O₂) sofrerão um rebaixamento, tornando-se mais claras, enquanto a camada superior (OI5577) sofrerá um levantamento, tornando-se mais escura, exibindo um efeito de complementaridade entre as imagens do tipo claro-claro-escuro (CCE), para o OH, O₂ e OI5577 respectivamente (Figura 6.24). Um exemplo desse caso é a pororoca 17 de 23/02/2001.

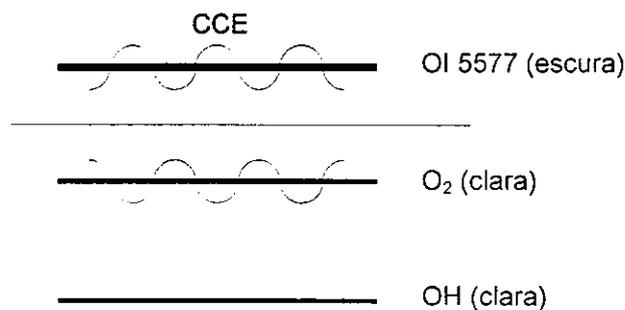


Figura 6.24 – Efeito de complementaridade das camadas de airglow OH, O₂, e OI5577 do tipo claro-claro-escuro (CCE), respectivamente, quando o canal mesosférico, e, conseqüentemente a pororoca, localiza-se abaixo da camada de OI5577, mas acima das camadas de OH e O₂., segundo o modelo de Dewan e Picard.

iii) **O efeito CEE:** neste terceiro caso o ducto e, por conseguinte, a pororoca, está localizada abaixo das camadas de OI5577 e O₂, mas acima da camada de OH. Assim, a camada inferior (OH) sofrerá um rebaixamento, tornando-se mais clara, enquanto as camadas superiores (OI5577 e O₂) sofrerão um levantamento, tornando-se mais escuras, exibindo um efeito de complementaridade entre as imagens do tipo claro-escuro-escuro (CEE), para o OH, O₂ e OI5577, respectivamente (Figura 6.25). Um exemplo desse caso é a pororoca 18 de 23/02/2001.

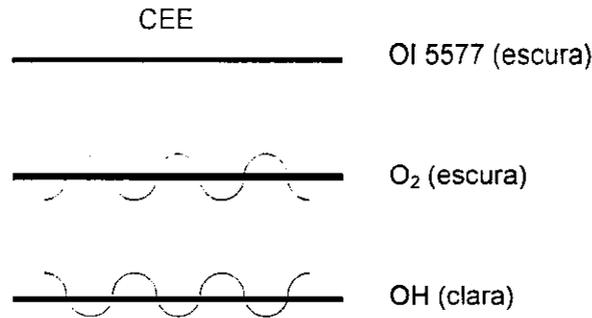


Figura 6.25. – Efeito de complementaridade das camadas de airglow OH, O₂, e OI5577 do tipo claro-escuro-escuro (CEE), respectivamente, quando o canal mesosférico, e, conseqüentemente a pororoca, localiza-se abaixo das camadas de OI5577 e O₂, mas acima da camada de OH, segundo o modelo de Dewan e Picard.

iv) **O efeito EEE:** neste quarto caso o ducto e, por conseguinte, a pororoca, está localizada abaixo das três camadas de airglow. Assim, as três camadas superiores sofrerão um levantamento, tornando-se mais escuras, e não exibindo qualquer efeito de complementaridade entre as imagens, ou seja, as imagens apresentarão um padrão escuro-escuro-escuro (EEE), para o OH, O₂ e OI5577 respectivamente (Figura 6.26). Um exemplo desse caso é a pororoca 14 de 22/01/2001.

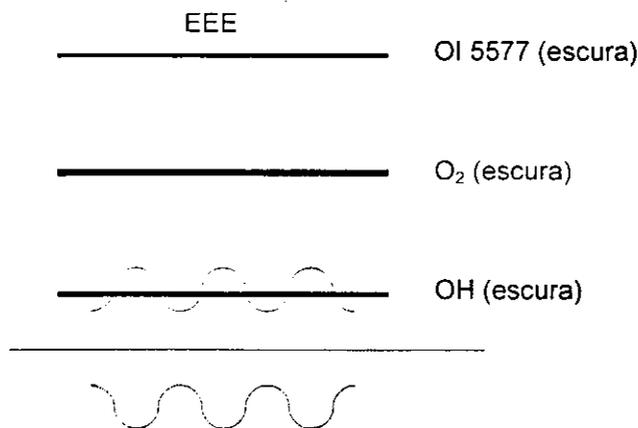


Figura 6.26 – Efeito de complementaridade das camadas de airglow OH, O₂, e OI5577 do tipo escuro-escuro-escuro (EEE), respectivamente, quando o canal mesosférico, e, conseqüentemente a pororoca, localiza-se abaixo das três camadas, segundo o modelo de Dewan e Picard.

6.7.2 Efeitos de Complementaridade Não-Previstos pelo Modelo de Dewan e Picard

i) O efeito ECC: neste primeiro caso observa-se a dificuldade inicial de localizar o ducto e, por conseguinte, a pororoca. Isso ocorre porque o modelo de Dewan e Picard prevê uma aparência clara para as camadas que são rebaixadas, ou que estão abaixo do ducto, e escura para as camadas acima do ducto, isto tomando a frente de onda como o referencial inicial. Tal comportamento é exatamente oposto ao observado. No caso ECC a camada inferior (OH) não sofreria um rebaixamento da frente de onda, mas sim um levantamento, e esta é a diferença principal entre a Figura 6.27 e as figuras anteriores. Na Figura 6.27, a frente de onda, seria um aprofundamento da camada, um vale e não uma crista como prevê o modelo. Assim, a camada inferior (OH) teria sido levantada, tornando-se mais escura, enquanto as camadas superiores teriam sido rebaixadas, tornando-se mais claras, isto pela propagação da “frente de vale”. Desta forma, a “pororoca de vale” exibiria um efeito de complementaridade entre as imagens do tipo escuro-claro-claro (ECC), para o OH, O₂ e OI5577, respectivamente (Figura 6.27). Um exemplo desse caso é a pororoca 18 de 28/09/2000.

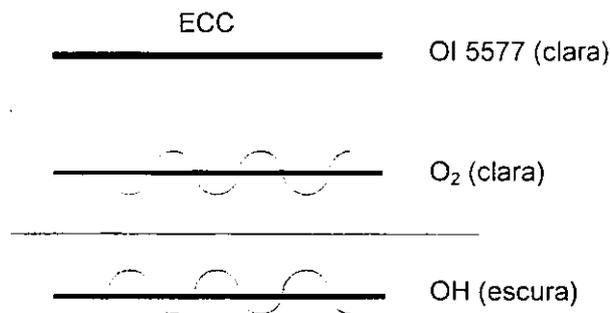


Figura 6.27 – Efeito de complementaridade das camadas de airglow OH, O₂, e OI5577 do tipo escuro-claro-claro (ECC), respectivamente, não previsto pelo modelo de Dewan e Picard.

ii) **O efeito EEC:** neste segundo caso novamente observa-se a dificuldade inicial de localizar o ducto e a pororoca. Na Figura 6.28, a frente de onda seria um aprofundamento da camada, um vale e não uma crista como prevê o modelo. Assim, as camadas inferiores (OH e O₂) teriam sido levantadas, tornando-se mais escuras, enquanto a camada superior teria sido rebaixada, tornando-se mais clara, isto pela propagação da frente de vale. Desta forma, a “pororoca de vale” exibiria um efeito de complementaridade entre as imagens do tipo escuro-escuro-claro (EEC), para o OH, O₂ e OI5577, respectivamente (Figura 6.28). Um exemplo desse caso é a pororoca 37 de 21/09/2001.

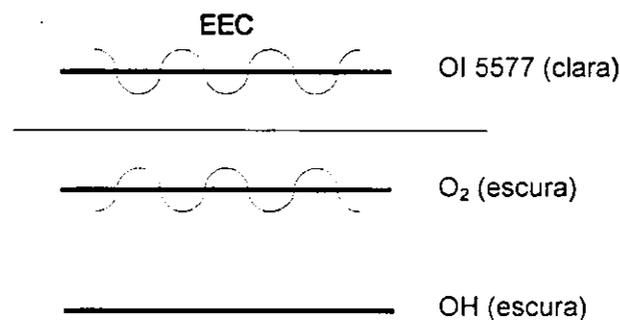


Figura 6.28 – Efeito de complementaridade das camadas de airglow OH, O₂, e OI5577 do tipo escuro-escuro-claro (EEC), respectivamente, não previsto pelo modelo de Dewan e Picard.

Resumindo a estatística dos efeitos de complementaridade observados pode-se verificar que: das 64 pororocas observadas 68% (ou 44 eventos) apresentaram um efeito de complementaridade dentre os previstos pelo modelo de Dewan e Picard, ou seja, CCC (9%), CCE (8%), CEE(28%) e EEE(23%) (ver Figura 6.29). Dentre estes observa-se que o padrão CEE seguido pelo EEE foram os que exibiram a maior ocorrência sugerindo uma maior incidência de formação de ducto à 87 km, a altitude nominal do airglow OH. Considerações acerca da região onde ocorreria uma maior deposição de momentum e conseqüente inversão de temperatura e aceleração do pistão mesosférico, poderiam ser levadas adiante a partir dessas indicações de maior incidência deste ou daquele padrão de complementaridade. Uma vez mais tal estudo exigiria dados de perfil de temperatura e vento, indisponíveis no presente trabalho.

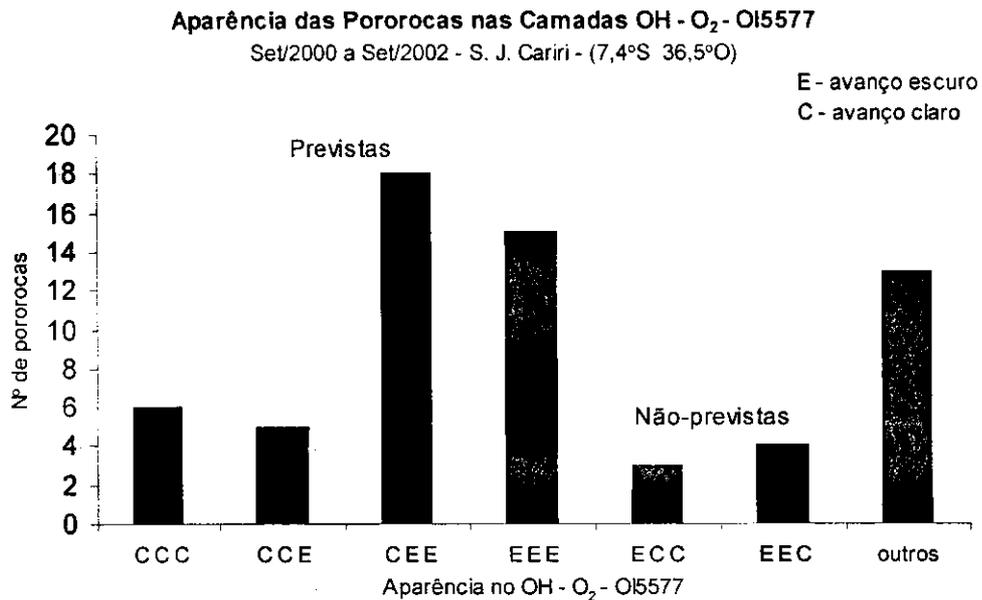


Figura 6.29 - Gráfico da distribuição dos efeitos de complementaridade observados nas pororocas em S. J. Cariri.

Por outro lado, em 13 eventos (ou 20 % das pororocas observadas) não foi possível dispor dos dados das três camadas de emissão, daí serem classificados como outros, mas mesmo assim ainda se observou alguns efeitos similares aos de três camadas acima que não poderiam também ser previstos pelo modelo, mas que por razões de objetividade não convém serem aqui detalhados (ver Figura 6.30).

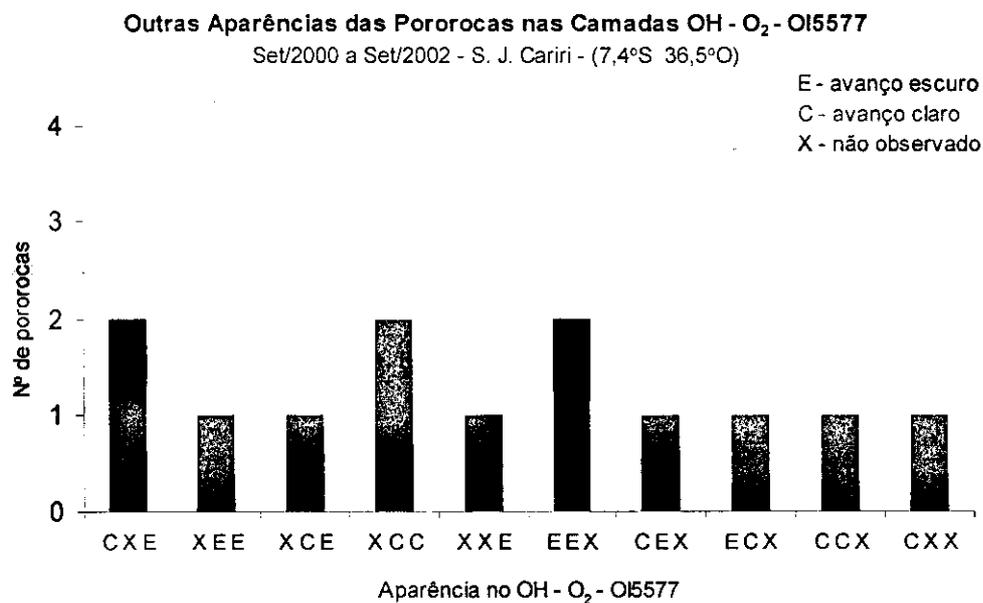


Figura 6.30 - Gráfico da distribuição dos outros efeitos de complementaridade observados nas pororocas em S. J. Cariri.

Finalmente, 11% das pororocas observadas (ou 7 eventos) apresentaram os efeitos de complementaridade, ECC e EEC, não previstos pelo modelo. Ocorreram casos de duas pororocas numa mesma noite em que não foi mantido o padrão de complementaridade, além disso, a complementaridade observada foi não-prevista. Um exemplo disso foram as pororocas 14 e 15 de 22/01/2001 que apresentaram complementaridade EEE e ECC, respectivamente. Assim, as observações desses efeitos de complementaridade não previstos exigem uma revisão do modelo de Dewan e Picard para pororocas mesoféricas.

6.8 A Relação entre Variação na Intensidade e Variação na Temperatura

Como foi detalhado na seção 6.7, segundo o modelo de Dewan e Picard uma dada pororoca propagando-se numa região de ducto entre duas camadas de airglow, tornaria a camada inferior, que seria rebaixada, mais densa, mais quente e, presumidamente, mais brilhantes, mais clara; enquanto a camada superior seria simetricamente levantada, tornando-se menos densa, mais fria e, presumidamente, menos brilhante, mais escura.

Aqui cabe a seguinte discussão: das 64 pororocas observadas, 43 eventos apresentaram dados de intensidade de emissão e temperatura rotacional para o airglow OH e O₂. Porém, apenas 25 eventos, destes 43, ou cerca de 58% das pororocas com dados suficientes exibiram esta relação direta de proporcionalidade entre a variação de intensidade de emissão e a variação de temperatura rotacional. Ou seja, em apenas 58% dos eventos analisados um aumento (diminuição) na intensidade da emissão do OH e do O₂ foi acompanhado de um aumento (diminuição) na temperatura rotacional. Se por um lado isso é preocupante, pois evidencia as limitações das imagens de comportamento das camadas de airglow sob a passagem de uma pororoca, por outro lado este resultado mostra-se bastante interessante, pois 18 eventos, dos 43 observados, ou cerca de 42% destes, não apresentaram essa relação direta de proporcionalidade entre a variação de intensidade de emissão e a variação da temperatura rotacional, apontando novos caminhos para uma pesquisa futura.

Um exemplo bastante esclarecedor desse comportamento não esperado, foi a pororoca 3 de 30/09/2000. Sob a passagem desse evento a intensidade de emissão no OH aumentou em cerca de 13%, enquanto a temperatura rotacional do OH diminuiu em cerca de 6% (ver Figura 6.31). Ao mesmo tempo a intensidade e a temperatura do O₂ diminuíram em 7% e 8% respectivamente. Ainda mais interessante é o fato desse mesmo fenômeno exibir comportamento distinto na relação entre intensidade e temperatura rotacional, quando distintas também o são as camadas de airglow. Comportamento análogo foi observado nas pororocas 10, 24, 43, 56, 61.

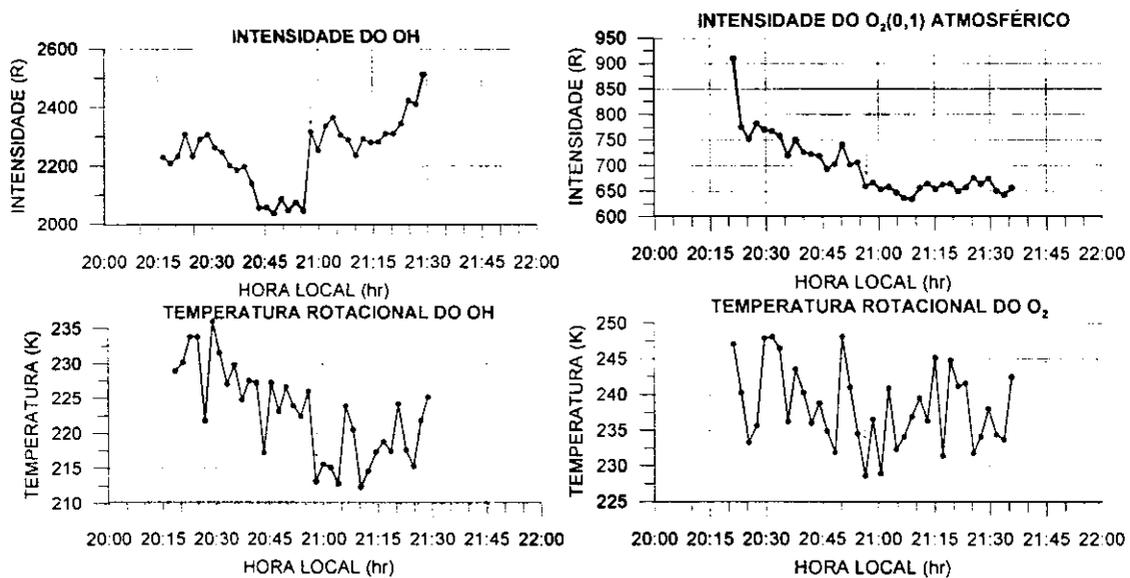


Figura 6.31 - Gráficos da intensidade de emissão e temperatura rotacional para o OH e O₂ a partir de dados de fotômetro. As setas apontam o instante da passagem da pororoca 3 de 30/02/2000.

A localização da camada de inversão seria essencial na compreensão desse comportamento; porém, a ausência de dados de perfil de temperatura na mesosfera impossibilita um aprofundamento dessa discussão.

6.9 Discussão do Modelo Matemático

Após a obtenção dos dados foi realizada uma aplicação do modelo teórico de Dewan e Picard (1998) e (2001). A partir do efeito de complementaridade apresentado nas três camadas de airglow (OH, O₂, OI5577) foi localizado o evento assumindo que o ducto encontrar-se-ia entre as altitudes nominais das camadas de airglow e centrado a pororoca entre as camadas (ou acima, ou abaixo conforme o

caso). A Figura 6.32a mostra uma ilustra a aplicação do modelo de Dewan e Picard para localizar a pororoca 3 de 30/09/2000. Já a Figura 6.32b mostra um gráfico ilustrativo do ducto no qual a pororoca 3 estaria se propagando.

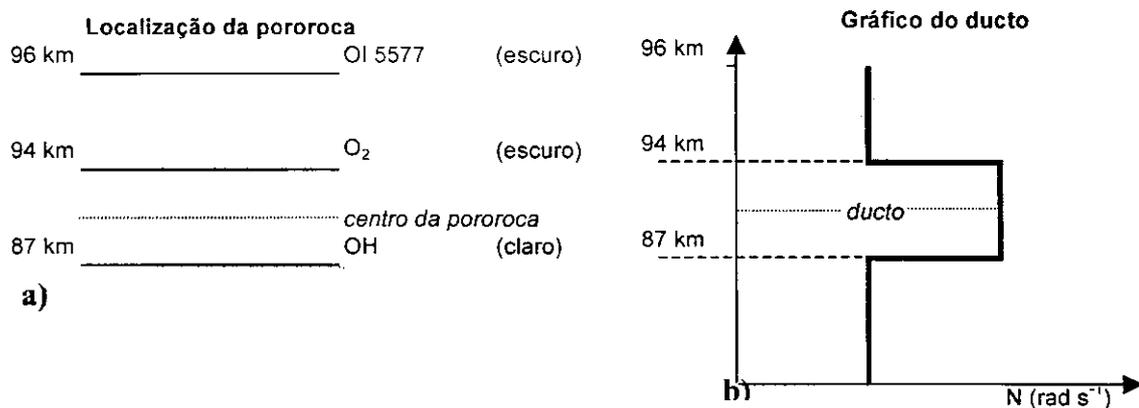


Figura 6.32 –(a) Representação esquemática da aplicação do modelo de Dewan e Picard para localizar a pororoca 3 de 30/09/2000 a partir do efeito de complementaridade observado. (b) Gráfico ilustrativo do ducto no qual a pororoca estaria se propagando.

Na etapa seguinte (Figura 6.33) foi descrita a classificação da pororoca quanto à amplitude normalizada em ondular e turbulenta (com ou sem trem de ondas, respectivamente); e quanto à forma de onda em senoidal, cnoidal, sóliton ou turbulência, como discutido no Capítulo 4, o que não foi possível caracterizar a partir dos dados obtidos.

O cálculo de h_0 , a altura do fluido não perturbado, foi feito assumindo-se que a pororoca estava centrada entre as duas camadas de airglow que apresentaram efeitos diferentes de complementaridade, ou na altura média superior, ou inferior, conforme o caso. Assumindo-se então um $\beta = 0,3$, valor proposto para pororocas ondulares, achou-se h_1 , a altura do fluido perturbado. Com h_0 e h_1 assumiu-se que a velocidade observada U seria um parâmetro confiável, de maior precisão, e a partir destes três dados usou-se as expressões para U , k , u_1 e a , para calcular o comprimento de onda previsto, a aceleração da gravidade corrigida para o empuxo, a velocidade u_1 atrás da pororoca, a velocidade de grupo para trás da pororoca e a amplitude da frente de onda. O valor de h_0 foi, então, aproximado de tal forma que o comprimento de onda previsto pelo modelo concordasse com o comprimento de onda observado, e assim o modelo fosse aferido buscando uma maior precisão.

Classificação da pororoca

Quanto à amplitude normalizada: ondular ou turbulenta
Quanto à forma de onda: senoidal, cnoidal, sóliton ou turbulência.

Cálculo de h_0

$$h_0 = \frac{94 - 87 \text{ km}}{2} = 3.5 \text{ km} \quad \text{ou} \quad h_0 = 1.90 \text{ km} \quad \text{Aproximando à observação}$$
$$\beta = \frac{h_1 - h_0}{h_0} = 0,3 \Rightarrow h_1 = 2.47 \text{ km}$$

Cálculo dos parâmetros da pororoca

$$U^2 = \frac{1}{2} g' (h_0 + h_1) \frac{h_1}{h_0} \Rightarrow g' = \frac{2U^2 h_0}{h_1 (h_0 + h_1)}$$

$$kh_1 = 3 \left[\frac{h_1 - h_0}{2h_0} \right]^{1/2} \quad u_1^2 = \frac{1}{2} g' (h_0 + h_1) \frac{h_0}{h_1} \quad a = \frac{5,1 h_1^3}{\lambda^2}$$

U =	39.7	ms ⁻¹	(velocidade observada)
T =	5.42	min	(período observado)
$\lambda_h =$	12,9 ± 0,4	km	(comp. de onda observado)
$\lambda_h =$	13.36	km	(comp. de ondas previsto)
g' =	0.55	ms ⁻²	(aceleração de empuxo devida à g)
$u_1 =$	30.5	ms ⁻¹	(velocidade atrás da pororoca)
U-u ₁ =	9.2	ms ⁻¹	(velocidade para trás da pororoca)
a =	431	m	(amplitude da pororoca)

Figura 6.33 – Procedimento para o cálculo dos parâmetros da pororoca 3 a partir do modelo de Dewan e Picard.

Um outro método de se aferir o modelo seria partir dos dados de variação de temperatura e associá-los às alturas de airglow deslocadas, estimando assim h_1 e h_0 . O problema desse método, porém, foi o fato de que o algoritmo que produz o valor da temperatura rotacional produz também uma considerável flutuação nos valores calculados, principalmente para o caso da emissão O₂. Assim, para uma melhor precisão do modelo, o método do cálculo das alturas a partir da complementaridade foi escolhido por apresentar os resultados mais precisos.

Na Figura 6.32 tem-se um exemplo desse procedimento para a pororoca 3. Como o efeito de complementaridade foi do tipo CEE assumiu-se a pororoca centrada entre as camadas OH e O₂, encontrando-se um valor inicial de $h_0 = 3,5$ km. A velocidade observada $U = 39,7$ ms⁻¹ foi assumida como confiável, e então se aproximou o valor h_0 para 1,9 km o que produziu uma boa concordância entre o

comprimento de onda observado, $\lambda = 12,9$ km e o comprimento de onda previsto pelo modelo, $\lambda=13,36$ km, além da taxa de geração de ondas calculada e a prevista pelo modelo.

Por fim, procedeu-se com uma avaliação da velocidade do “pistão” mesosférico e da velocidade de uma onda interna rasa, para que fosse possível se chegar ao tempo de geração da pororoca a partir da aceleração do pistão segundo o valor de aceleração média de Fritts e Lu (1993) e segundo o valor de Dewan e Picard (2001) (ver Figura 6.34). Também foi verificada a concordância entre as taxas de adição de ondas previstas ao aplicar o modelo e aquela sugerida por Dewan e Picard. Por fim, foi verificada apenas uma concordância razoável entre as variações de temperatura previstas e aquelas observadas.

Cálculo dos Parâmetros da pororoca

$$v = \frac{U(h_1 - h_0)}{h_1} \quad c_0 = \sqrt{g' h_0} \quad t_0 = \frac{v}{acel} \quad t = t_0 + \frac{c_0}{\frac{3}{2}a} - \frac{t_0}{3}$$

v =	9.2	ms ⁻¹	(velocidade do "pistão")
c ₀ =	32.4	ms ⁻¹	(veloc. de onda interna rasa)
aceler. =	100.0	ms ⁻² d ⁻¹	(Fritts e Lu (1993))
t ₀ =	131.8	min	(tempo de aceleração do "pistão")
t =	399.3	min	(tempo de geração da pororoca)
	6.7	h	(tempo de geração da pororoca)
aceler. =	1000	ms ⁻² d ⁻¹	(Dewan e Picard (2001))
t ₀ =	13.2	min	(tempo de aceleração do "pistão")
t =	39.9	min	(tempo de geração da pororoca)
	0.7	h	(tempo de geração da pororoca)

Taxa de adição de ondas ao trem

$$\dot{W} = \frac{\dot{\varepsilon}}{E} = \frac{U(h_1 - h_0)^3}{2a^2 \lambda h_1}$$

Taxa prevista

W =	2.2	ondas h ⁻¹
-----	-----	-----------------------

Taxa de Dewan e Picard (2001)

W =	2-3	ondas h ⁻¹
-----	-----	-----------------------

ΔT nas camadas de airglow

$$\Delta T = (h_1 - h_0) \times (10K / Km)$$

ΔT prevista

ΔT =	5.7	K
------	-----	---

ΔT observadas

ΔT OH =	-7.2	K
ΔT O ₂ =	-3.2	K

Figura 6.34 - Procedimento para o cálculo dos parâmetros da pororoca 3 a partir do modelo de Dewan e Picard.

O modelo acima descrito foi aplicado para cada uma das pororocas observadas e os resultados previstos foram satisfatórios; porém, três ressalvas devem ser feitas:

- i) naquelas pororocas que exibiram efeitos de complementaridade não previstos pelo modelo de Dewan e Picard, não foi aplicado o modelo, pois como foi discutido na seção 6.7.1 a localização do ducto exigiria uma revisão do modelo proposto;
- ii) nos casos de pororocas não ondulares, quando não foi possível se calcular os parâmetros do fenômeno também não foi aplicado o modelo;
- iii) por fim, não foi aplicado o modelo naqueles eventos cujos dados foram insuficientes.

CAPÍTULO 7

CONCLUSÕES

7.1 Conclusões

Um extenso estudo de ocorrência de pororocas mesosféricas foi realizado na região equatorial, em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O). Foram analisados 2 anos de dados de imageador e de fotômetro, entre setembro de 2000 e setembro de 2002, correspondendo a 226 noites e 1768 horas de observação nas emissões do airglow OH, O₂ e OI5577. Neste período foram detectados 64 eventos tipo pororoca mesosférica, nos quais foi aplicado o modelo de Dewan e Picard para verificação de suas previsões. Seguem abaixo os principais resultados desse trabalho.

Diante dos 64 eventos observados em 2 anos, algumas noites com dois ou três eventos, não se sustenta a hipótese de Dewan e Picard (2001) de raridade do fenômeno de pororoca mesosférica, ao menos na região equatorial estudada. Essa incidência pode ser explicada em termos de um mecanismo de geração associado à alta atividade de ondas de gravidade, originada de grande convecção o que na região equatorial (7,4°S; 36,5°O) pode estar relacionado à Zona de Convergência Intertropical (ZCIT) e à Floresta Amazônica. Outra interessante característica foi a direção preferencial de propagação das pororocas, para leste, e o fato da maioria dos eventos ter ocorrido antes das 24h. Também não houve qualquer sazonalidade na ocorrência de pororocas mesosféricas em São João do Cariri, sugerindo uma diferença importante no mecanismo de geração de pororocas em comparação com outras ondas de gravidade.

Pela primeira vez foram observadas pororocas não ondulares, pororocas em formação e/ou dissipação e uma alta atividade de ondas de gravidade antes da observação da pororoca em 73 % dos casos, sugerindo uma estreita relação entre a atividade de ondas de gravidade e o mecanismo de geração das pororocas mesosféricas, corroborando o mecanismo de interação ondas de gravidade - nível crítico proposto por Dewan e Picard (2001) como sendo o responsável pela geração do fenômeno.

Os parâmetros físicos observados concordaram com as previsões de Dewan e Picard (1998), a saber: 94% das 48 pororocas com dados disponíveis apresentaram um comprimento de onda entre 10 e 40 km; em 89%, de um total de 45

casos, a velocidade observada se encontrou entre 10 e 70 ms^{-1} e 76% apresentaram um período entre 4 e 12 min.; cerca de 91%, das 34 pororocas que exibiram um trem de ondas, apresentaram um número de ondas entre 2 e 12 e das 64 pororocas observadas, 30 eventos ou não foi possível observar o trem de ondas, ou de fato não havia trem. Também foi verificada uma concordância entre as taxas de adição de ondas previstas ao aplicar o modelo, e aquela sugerida por Dewan e Picard (2001), de aproximadamente 2-3 ondas h^{-1} .

Em valores percentuais observou-se que a resposta à mudança na intensidade de emissão sob a passagem da pororoca é similar para as 3 camadas de airglow, com uma forte distribuição, 82 % dos casos observados, em torno de $\pm 20\%$ da intensidade imediatamente anterior ao fenômeno. Os dados de variação da temperatura rotacional sob a passagem das pororocas também foram bastante consistentes. A despeito de tratar-se de duas camadas de airglow distintas (OH e O_2) observa-se uma boa concordância entre as medidas absolutas de TO_2 e TOH , com 95% das pororocas variando a temperatura entre $\pm 10\text{K min}^{-1}$, de um total de 45 pororocas analisadas com dados de fotômetro, concordando com Hines (1965). Não foi detectado qualquer indício de defasagem temporal na passagem das pororocas pelas camadas de airglow, assim, eventos observados em horários distintos, trataram-se de pororocas distintas.

Quanto aos efeitos de complementaridade entre as camadas de airglow OH, O_2 , e OI5577 tem-se que: das 64 pororocas observadas 68% exibiram os efeitos previstos pelo modelo de Dewan e Picard (1998) e cerca de 11% apresentaram efeitos não previstos pelo modelo.

Por fim, dos 43 eventos com dados de intensidade de emissão e temperatura rotacional para o airglow OH e O_2 , apenas 25 eventos, cerca de 58%, exibiram uma relação de proporcionalidade direta entre a variação de intensidade de emissão e a variação de temperatura rotacional, ou seja, um aumento (diminuição) na intensidade da emissão do OH e do O_2 foi acompanhado de um aumento (diminuição) na temperatura rotacional. Para os outros 18 eventos, cerca de 42%, um aumento na intensidade de emissão foi seguido por uma diminuição na temperatura rotacional da camada, comportamento de ducto mesosférico não previsto pelo modelo de Dewan e Picard (1998).

7.2 Recomendações

Ao final deste trabalho percebe-se a necessidade de esclarecer alguns dos comportamentos ainda não explicados no fenômeno das pororocas mesosféricas. A pesquisa desse fenômeno pode contribuir, por exemplo, na compreensão do acoplamento troposfera e alta atmosfera, através da deposição de momentum e energia pelas ondas de gravidade. Assim, julga-se aconselhável apontar algumas direções na pesquisa futura, que se mostraram bastante promissoras no decorrer deste trabalho.

- i) Investigar a relação da atividade de ondas de gravidade com sistemas meteorológicos que envolvem convecção na região equatorial ($7,4^{\circ}\text{S}$; $36,5^{\circ}\text{O}$);
- ii) Buscar uma relação entre índices de instabilidade atmosférica e eventos de ondas de gravidade na mesosfera;
- iii) Aprofundar o estudo da relação entre alta atividade de ondas de gravidade e o mecanismo de geração de pororocas mesosféricas;
- iv) Utilizar produtos de satélite nas investigações sobre sazonalidade e movimento vertical;
- v) Estudar em detalhe as pororocas em formação e/ou dissipação, na tentativa de esclarecer os mecanismos envolvidos;
- vi) É fundamental a utilização de outros instrumentos tais como os radares de laser e meteorológico a fim de se obter medidas de perfil de temperatura e vento na região estudada.

CAPÍTULO 8

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- ARMSTRONG, E. B. The association of visible airglow features with a gravity wave. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, 44, 325-336, 1982.
- BALL, F. K. The theory of strong katabatic winds. **Aust. J. Phys.**, 9, 373-386, 1956.
- BARTH, C. A. Three-body reaction. **Ann. Geophys.**, 20, 182-196, 1964.
- BATES, D. R., NICOLET, M., The photochemistry of atmospheric water vapor. **J. Geophys. Res.**, 55 (3): 301-325, 1950.
- BATISTA, P. P., CLEMESHA, B. R., SIMONICH, D. M., TAYLOR, M. J., TAKAHASHI, H., GOBBI, D., BATISTA, I. S., BURITI, R. A., MEDEIROS, A. F. Simultaneous lidar observation of a sporadic sodium layer, a "wall" event in the OH and OI5577 airglow images and the meteor winds. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, 64, 1327-1335, 2002.
- BATISTA, P. P., TAKAHASHI, H., GOBBI, D., MEDEIROS, A. F. First Airglow all sky images at 23°S. **Adv. Space Research**, 26(6), 925-928, 2000.
- BEER, T. Atmospheric waves. **Adam Hilger Ltd**, 1974.
- BENJAMIN, T. B., LIGHTHILL, M. J. On cnoidal waves and bores. **Proc. R. Soc. London A**, 224, 448-460, 1954.
- BURITI, R. A. **Estudo de parâmetros de ondas de gravidade por medidas simultâneas de radar MU e fotômetro em Shigaraki (35°N, 136°L), Japão. Tese de Doutorado**, INPE, 1997.
- CHAPMAN, S. Some phenomena of upper atmosphere. **Proc. Royal Society A**, 132, 353-374, 1931.
- CLARKE, R. H. Fair weather nocturnal inland wind surges and bores, II, Internal atmospheric bores in northern Australia. **Aust. Meteorol. Mag.**, 31, 147-160, 1983b.
- CLARKE, R. H. The morning glory: An atmospheric hydraulic jump. **J. Appl. Meteorol.**, 11, 87-111, 1972.
- CRAPPER, G. D. Introduction to Water Waves. **Halsted**, New York, 1984.
- DAO, P. D., FARLEY, R., TAO, X., GARDNER, C. Lidar observations of the temperature profile between 25 and 103 km: Evidence of a strong tidal perturbation. **Geophys. Res. Lett.**, 22, 2825-2828, 1995.
- DEWAN, E. M., GOOD, R. E. Saturation and the "universal" spectrum for vertical profiles of horizontal scalar winds in the atmosphere. **J. Geophys. Res.**, 91, 2742-2746, 1986.

- DEWAN, E. M., PICARD, R. H. Mesospheric bores. **Journal of Geophysical Research**, 103, 6295-6305, 1998.
- DEWAN, E. M., PICARD, R. H. On the origin of mesospheric bores. **Journal of Geophysical Research**, 106, 2921-2927, 2001.
- FABER, T. E. Fluid Dynamics for Physicists, **Cambridge Univ. Press**, New York, 1995.
- FAGUNDES P. R., TAKAHASHI H., SAHAY Y., GOBBI D. Observations of gravity waves multispectral mesospheric nightglow observed at 23° S. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, 57, 395-405, 1995.
- FAVRE, H. Étude Théorique et Expérimentale des Ondes de Translation dans les Canaux Découverts. **Dunod**, Paris, 1935.
- FEYNMAN, R. P. Lectures on Physics. Vol. I. **Addison Wesley**. 1963.
- FORBES, J. M., HAGAN, M. E., ZHANG X., HAMILTON K. Upper atmosphere tidal oscillations due to latent heat release in the tropical troposphere. **Ann. Geophysics**, 15(9), 1165-1175, 1997.
- 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.**, 50, 3695-3713, 1993.
- FRITTS, D. C., NASTRON, G. D. Sources of mesoscale variability of gravity waves. Part 2: Frontal, convective and jet-stream excitation. **Journal of Atmospheric Science**, 49(2), 111-127, 1992.
- GARDNER C. S., TAYLOR M. J. Observational limits for lidar, radar and airglow imager measurements of gravity parameters. **Journal of Geophysical Research**, 103, 6427-6437, 1998.
- GATTINGER, R. L. Observations and interpretation of the O₂ airglow emissions. **Can. Journal of Physic**, 46, 1613-1621, 1968.
- GOBBI, D., MEDEIROS, A. F. TAKAHASHI, H. Photometric observation of mesospheric bores over North-Western of Brazil. **Third PSMOS International Symposium on Dynamics And Chemistry of The MLT Region**, 2002. Foz do Iguaçu. 2002.
- HAPGOOD, M., TAYLOR, M. J. Analysis of airglow image data. **Ann. Geophys.**, 38(6), 805-813, 1982.
- HARGREAVES, J. K. The solar-terrestrial environment. **Cambridge University Press**. 1992
- HAUCHECORNE, A., CHANIN, M. L., Wilson, R. Mesospheric temperature inversion and gravity wave breaking, **Geophys. Res. Lett.**, 14, 933-936, 1987.

- HECHT, J. H., WALTERSCHEID R. L., WOITHE, J., Campbell, L., Vincent, R. A. Trends of airglow imager observations near Adelaide, Australia. **Geophysical Research Letters**, 24 (5), 11449-11460, 1994.
- HECHT, J. H., WALTERSCHEID, R. L., ROSS, M. N. First measurements of the two-dimensional horizontal wave number spectrum from CCD images of the nightglow. **Journal of Geophysical Research Letters**, 99, 587-590, 1997b.
- HENDERSON, F. M. Open Channel Flow. **Macmillan**, Indiana, 1966.
- HINES, C. O. A fundamental theorem of airglow fluctuations induced by gravity waves. **J. Atmos. Solar-terr. Phys.**, 59, 319-326, 1997.
- HINES, C. O. A possible source of waves in noctilucent clouds. **J. Atmos. Sci.** 25, 937-951, 1968.
- HINES, C. O. Atmospheric gravity waves: a new toy for the wave theorist. **Radio Science**. 69D, 375-380, 1965.
- HINES, C. O. Internal atmospheric gravity waves at ionospheric heights. **Can. J. Physics**, 38, 1441-1481, 1960.
- HINES, C. O. Momentum deposition by atmospheric waves, and its effects on thermospheric circulation. **Space Research**, 12, 1157-1161, 1972.
- HINES, C. O. Reddy, A., On the propagation of atmospheric gravity waves through regions of wind shear. **J. Geophys. Res.**, 72, 1015, 1967.
- HINES, C. O. The saturation of gravity waves in the middle atmosphere II: Development of Doppler-spread theory. **J. Atmos. Science**, 48, 1360-1379, 1991.
- HINES, C. O. The upper atmosphere in motion. **American Geophysical Union**. 1974.
- HUANG, T. Y., TUAN, T. F., Li, X., DEWAN, E. M., PICARD, R. H. Sudden narrow temperature inversion-layer formation in ALOHA-93 as a critical-layer-interaction phenomenon. **J. Geophys. Res.**, 103, 6323-6332, 1998.
- ISLER, J. R., TAYLOR, M. J., FRITTS, D. C. Observational Evidence of Wave Ducting and Evanescence in the Mesosphere. **J. Geophys. Res.**, 102, 26301-26313, 1997.
- JOHNSON, R. S. A Modern Introduction to the Mathematical Theory of Water Waves. **Cambridge Univ. Press**, New York, 1997.
- JOHNSTON, J. E., BROADFOOF, A. L. Midlatitude observations of the night airglow: implications to quenching near the mesopause. **J. Geophys. Res.**, 98 (D12): 21593-21603, Dec. 20, 1993.
- KLENERMAN, D., SMITH, I. INFRARED chemiluminescence studies using a sisam spectrometer-reactors producing vibrationally excited OH. **Journal of Chemical Society-Faraday Transactions II**. 83, 229-241, 1987.

- KRASSOKSKY, V. I. Infrasonic variations of OH emissions in the upper atmosphere. **Ann. Geophys.**, 28(4): 739-746, 1972.
- LAGRANGE, J. L. Théorie du mouvement des fluids. **Oeuvres Lagrange**, 4, 694, 1781.
- LAMB, H. Hydrodynamics. 6th ed., **Dover**, New York. 1954.
- LIGHTHILL, J. Waves in Fluids, **Cambridge Univ. Press**, New York, 1979.
- LINDZEN, R. S. Dynamics in Atmospheric Physics. **Cambridge Univ. Press**, New York, 1990.
- LOWE, R. P. TURNBULL, D. N. Comparison of ALOHA-93, ANLC-93 and ALOHA-90 observations of the hydroxyl rotational temperature and gravity wave activity. 20, 2849-2852, 1995. **Geophysical Research Letters**, 22 (20), 2813-2816, 1995.
- LOWE, R. P., GILBERT, K. L., TURNBULL, D. N. High latitude summer observations of the hydroxyl airglow. 20, 2849-2852, 1995. **Planet. Space Sci.**, 39, 1263-1270, 1991.
- MACHADO, E. A. **Caracterização dos parâmetros de ondas de gravidade detectadas por imagens de aeroluminescência sobre São João do Cariri (7°S, 36°O)**. *Dissertação de Mestrado*, DCA/CCT/UFCG., 2002.
- MAHAPATRA, P. R., DOVIK, R. J., ZRNIC, D. S. Multi-sensor observation of an atmospheric undular bore. **Bull. Am. Meteorol. Soc.**, 72, 1468-1480, 1991.
- MAKLOUF, U., DEWAN, E. M., ISLER, J. R., Tuan, T. F. On the importance of the purely gravitationally induced density pressure and temperature variation in gravity waves: The application to airglow observations. **Journal of Geophysical Research**, 9, 4103-4111, 1990.
- MEDEIROS, A. F. **Observações de ondas de gravidade através do imageamento da aeroluminescência**. *Tese de Doutorado*, INPE, 2001.
- MEDEIROS, A. F., TAYLOR, M. J., TAKAHASHI, H., BATISTA, P. P., GOBBI, D. A unusual airglow wave event observed at Cachoeira Paulista 23°S. **Adv. Space Research**, 27, 1749-1754, 2001.
- MEDEIROS, A. F.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P. P.; GOBBI, D.; TAYLOR, M. Observation of atmospheric gravity waves using airglow all-sky CCD imager at Cachoeira Paulista (23°S, 45°W). **Revista Geofísica Internacional**, 2003.
- MEDEIROS, A. F.; TAYLOR, M. J.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P. P.; GOBBI, D. An Investigation of gravity wave activity in the low-latitude upper mesosphere: propagation direction and wind filtering. **Journal of Geophysical Research**, 2003.
- MEINEL, A. B. OH emission bands in the spectrum of the night sky (1). **Astrophys. J.**, 111: 555-564, 1950.

MERIWETHER, J. W., GARDNER, C. S. A review of the mesosphere inversion layer phenomenon, **J. Geophys. Res.**, 105, 12,405–12,416, 2000.

MUNASINGHE, G., HUR, H., HUANG, T. Y., BHATTACHARYA, A., TUAN, T. F. Application of the dispersion formula to long- and short-period gravity waves: Comparisons with ALOHA-93 data and an analytical model, **J. Geophys. Res.**, 103, 6467-6481, 1998.

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**, 51, 897-906, 1999.

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

RAMAMURTHY, M. K., COLLINS, B. P. RAUBER, R. M., KENNEDY, P. C. Evidence of very-large-amplitude solitary waves in the atmosphere. **Nature**, 348, 314-317, 1990.

RAYLEIGH, LORD IV. Absolute intensity of the aurora line in the night sky and the number of transition. **Proc. Royal Society London**, A129: 376-381, 1930.

RAYLEIGH, LORD IV. Note on tidal bores. **Proc. R. Soc. London, Ser. A**, 5, 495, 1908

RISHBETH, H., GARRIOTT, O. K. Introduction to ionospheric physics. **Academic Press**. 1969.

ROTTMAN, J. W., SIMPSON, J. E. The formation of internal bores in the atmosphere: A laboratory model. **Q. J. R. Meteorol. Soc.**, 115, 941-963, 1989.

SMITH, R. K. Traveling waves and bores in the lower atmosphere: The “morning glory” and related phenomena. **Earth Sci. Rev.**, 25, 267– 290, 1988.

SMITH, S. M., TAYLOR, M. J., SWENSON, G. R., SHE, C. HOCKING, W., BAUMGARDNER, J., MENDILLO, M., A multidagnostic investigation of the mesospheric bore phenomenon. **J. Geophys. Res.**, 108, 2003.

STOKER, J. J. The formation of breakers and bores. **Commun. Pure Appl. Math.**, 1, 1948.

STOKER, J. J. **Water Waves**. Willey Intersci., New York, 1957.

SWENSON, G. R., QIAN, J., PLANE, J. M. C., ESPY, P. J., TAYLOR, M. J., TURNBULL, D. N., LOWE, R. P. Dynamical and chemical aspects of the mesospheric Na “wall” event on October 9, 1993, during the Airborne Lidar and Observations of Hawaiian Airglow (ALOHA) campaign. **J. Geophys. Res.**, 103, 6361, 1998.

SWENSON, G. S., ESPY, P. J. Observations of 2-dimensional airglow structure and density from ALOHA, October 9 1993 ‘storm flight’. **Geophys. Res. Letters**, 22 (20), 2845-2848, 1995.

- TAKAHASHI, H., BATISTA, P. P., SAHAI, Y., CLEMESHA, B. R. Atmospheric wave propagations in the mesopause region observed by the OH(8,3) band, NaD, O₂A(8645 Å) band and OI 5577 Å nightglow emissions. **Planet. Space Sci.**, 33, 381-384, 1985.
- TAYLOR, M. J., BISHOP, M. B., TAYLOR, V. All-sky measurements of short-period waves imaged in the OI(557.7 nm), Na(589.2 nm) and near-infrared OH and O₂(o,1) nightglow emissions during the ALOHA-93. **Geophysical Research Letters**, 22(20), 2833-2836, 1995a.
- TAYLOR, M. J., EDWARDS, R. Observations of short-period mesospheric wave patterns – in situ or tropospheric wave generation. **Geophys. Research Letters**. 18 (7), 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. Research Letters**. 22, 2473-2276, 1995.
- TAYLOR, M. J., PENDLETON, W. R., CLARCK, S., TAKAHASHI, H., GOBBI, D., GOLDBERG, R. A. Image measurements of short-period gravity waves at equatorial latitudes. **Journal of Geophysical Research**, 102, 26283-26299, 1997.
- TAYLOR, M. J., TURNBULL, D. N., LOWE, R. P. Coincident imaging and spectrometric observations of zenith OH nightglow structure. **Geophysical Research Letters**, 18, 1349-1352, 1991.
- TAYLOR, M. J., TURNBULL, D. N., LOWE, R. P. Spectrometric and imaging measurements of a spectacular gravity wave event observed during the ALOHA-93 campaign. **Geophysical Research Letters**, 20, 2849-2852, 1995.
- TAYLOR, M. K., 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**, 35, 413-427, 1987.
- TEPPER, M. A proposed mechanism of squall lines: The pressure jump line, **H. Meteorology**, 7, 21-29, 1950.
- THAYAPARAN, T., HOCKING, W. K., MACDOUGALL, J. Middle atmosphere winds and tides over London, Canada (43°N, 81°W) during 1992-1993. **Radio Science**, 30 (4), 1293-1309, 1995.
- TRICKER, R. A. R. Bores, breakers, waves, and wakes, **Elsevier Sci.**, New York, 1965.
- TURNER, J. S. Buoyancy effects in fluids, **Cambridge Univ. Press**, New York, 1973.
- URSELL, F. The long-wave paradox in the theory of gravity waves. **Proc. Cambridge Philos. Soc.**, 49, 685-694, 1953.
- WOOD, I. R., SIMPSON, J. E. Jumps in layered miscible fluids. **J. Fluid. Mech.**, 140, 329-342, 1984. (1984)

YIH, C. S. Fluid mechanics. **McGraw-Hill**, New York, 1969.

APÊNDICE A

Observações - OLAP - São João do Cariri - (7,4°S; 36,5°O)

Emissões					
Dia	Pororoca	Data	OH	O2	O15577
1		20000923			
2		20000924			
3	1	20000925		X	X
4		20000926			
5		20000927			
6	2	20000928	X	X	X
7	3	20000930	X	X	X
8	4	20001001	X	X	X
9	5	20001002	X	X	X
10		20001021			
11		20001022			
12		20001023			
13		20001024			
14		20001025			
15	6, 7	20001026	X1 X2	X1 X2	X1 X2
16		20001027			
17		20001028			
18		20001029			
19		20001030			
20		20001031			
21		20001101			
22	8	20001102	X	X	X
23		20001117			
24		20001118			
25		20001119			
26		20001120			
27		20001121			
28		20001122			
29		20001123			
30		20001127			
31		20001128			
32		20001129			
33		20001130			
34		20001201			
35		20001202			
36		20001219			
37		20001220			
38		20001221			
39		20001222			
40		20001224			
41	9	20001225	X	X	X
42		20001226			
43		20001227			
44	10	20001228	X	X	X
45		20001229			
46		20001230			
47		20010116			
48		20010117			
49	11	20010118	X	X	
50	12, 13	20010119	X2	X2 X1	X1

Emissões					
Dia	Pororoca	Data	OH	O2	O15577
51		20010121			
52	14, 15	20010122	X1 X2	X1 X2	X1 X2
53	16	20010123	X	X	X
54		20010124			
55		20010126			
56		20010127			
57		20010215			
58		20010217			
59		20010218			
60		20010219			
61		20010220			
62		20010221			
63		20010222			
64	17, 18	20010223	X1 X2	X1 X2	X1 X2
65	19	20010224	X	X	X
66	20	20010225	X	X	X
67		20010226			
68		20010227			
69		20010418			
70		20010419			
71		20010420			
72	21, 22	20010421	X1	X2	X2
73		20010422			
74	23, 24	20010423	X1 X2	X2	X1
75		20010425			
76		20010426			
77		20010427			
78		20010515			
79		20010516			
80	25	20010517	X	X	
81		20010518			
82		20010519			
83		20010520			
84	26	20010521	X	X	X
85		20010523			
86	27	20010524			X
87		20010525			
88		20010526			
89		20010527			
90		20010528			
91	28	20010615	X	X	
92		20010616			
93		20010618			
94		20010619			
95		20010622			
96	29	20010624	X	X	X
97		20010625			
98		20010713			
99	30	20010714	X	X	
100		20010715			

Obs.: X - única pororoca observada na noite;
 X1, X2, X3 - primeira, segunda ou terceira pororoca observada na noite.

APÊNDICE A

Observações - OLAP - São João do Cariri - (7,4°S; 36,5°O)

Emissões						Emissões					
Dia	Pororoca	Data	OH	O2	O15577	Dia	Pororoca	Data	OH	O2	O15577
101	31	20010718	X	X	X	151		20020110			
102		20010719				152		20020111			
103		20010721				153		20020112			
104		20010722				154		20020113			
105		20010723				155		20020114			
106		20010724				156		20020117			
107		20010813				157		20020118			
108		20010814				158		20020206			
109	32	20010816	X	X		159	45	20020207	X	X	X
110	33	20010817	X	X	X	160		20020208			
111		20010819				161		20020215			
112		20010820				162		20020217			
113	34	20010821	X	X	X	163		20020218			
114		20010823				164		20020306			
115		20010911				165		20020307			
116		20010912				166		20020308			
117	35, 36	20010913	X2	X1 X2	X1 X2	167		20020309			
118		20010914				168		20020311			
119		20010916				169		20020312			
120		20010917				170	46	20020313	X	X	
121		20010919				171		20020314			
122		20010920				172		20020315			
123	37, 38	20010921	X1 X2	X1 X2		173		20020317			
124		20011010				174		20020405			
125		20011011				175		20020406			
126		20011013				176		20020410			
127		20011015				177		20020411			
128	39	20011016		X		178		20020412			
129		20011017				179		20020414			
130		20011018				180		20020415			
131		20011019				181	47, 48	20020416	X1	X1	X2
132		20011021				182	49	20020417	X	X	X
133	40	20011022	X	X	X	183		20020508			
134		20011205				184	50	20020509	X		
135		20011206				185		20020510			
136	41	20011209	X	X	X	186		20020511			
137		20011210				187		20020512			
138		20011211				188		20020513			
139	42	20011212	X			189		20020514			
140		20011213				190		20020515			
141		20011214				191	51	20020603	X		X
142		20011215				192	52	20020604	X	X	
143		20011216				193		20020605			
144	43	20011217	X	X	X	194		20020608			
145		20011218				195		20020610			
146		20011219				196	53, 54, 55	20020611	X1 X2 X3	X1 X2 X3	X1 X2
147		20011220				197		20020612			
148		20020107				198		20020613			
149	44	20020108	X	X	X	199		20020614			
150		20020109				200		20020702			

Obs.: X - única pororoca observada na noite;
 X1, X2, X3 - primeira, segunda ou terceira pororoca observada na noite.

APÊNDICE A

Observações - OLAP - São João do Cariri - (7,4°S; 36,5°O)

Emissões					
Dia	Pororoca	Data	OH	O2	OI5577
201		20020703			
202		20020706			
203	56, 57, 58	20020707	X1 X2 X3	X1 X2 X3	X1
204	59	20020708	X		
205		20020709			
206		20020711			
207		20020712			
208		20020714			
209		20020715			
210		20020801			
211	60	20020802	X		
212		20020803			
213	61	20020804	X	X	X
214		20020805			
215		20020806			
216		20020807			
217	62	20020808	X		X
218	63	20020809	X		
219		20020810			
220		20020813			
221		20020901			
222		20020902			
223		20020903			
224		20020904			
225		20020905			
226	64	20020909	X		

Obs.: X - única pororoca observada na noite;
 X1, X2, X3 - primeira, segunda ou terceira pororoca observada na noite.