



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-14812-TDI/1254

**ESTUDO DE ONDAS DE GRAVIDADE ATRAVÉS DA
AEROLUMINESCÊNCIA DAS MOLÉCULAS $O_2(0,1)$ E $OH(6,2)$**

Amélia Naomi Onohara

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. Hisao Takahashi e Delano Gobbi, aprovada em 27 de fevereiro de 2007.

INPE
São José dos Campos
2007

Publicado por:

esta página é responsabilidade do SID

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE)

Gabinete do Diretor – (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 – CEP 12.245-970

São José dos Campos – SP – Brasil

Tel.: (012) 3945-6911

Fax: (012) 3945-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

**Solicita-se intercâmbio
We ask for exchange**

Publicação Externa – É permitida sua reprodução para interessados.



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA
INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS

INPE-14812-TDI/1254

**ESTUDO DE ONDAS DE GRAVIDADE ATRAVÉS DA
AEROLUMINESCÊNCIA DAS MOLÉCULAS $O_2(0,1)$ E $OH(6,2)$**

Amélia Naomi Onohara

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos Drs. Hisao Takahashi e Delano Gobbi, aprovada em 27 de fevereiro de 2007.

INPE
São José dos Campos
2007

550.3

Onohara, A. N.

Estudo de ondas de gravidade através da aeroluminescência das moléculas $O_2(0,1)$ e $OH(6,2)$ / Amélia Naomi Onohara. - São José dos Campos: INPE, 2007.

92 p. ; (INPE-14812-TDI/1254)

1. Ondas de gravidade. 2. Aeroluminescência atmosférica. 3. Parâmetro η de Krassovsky. 4. Masosfera. 5. Espectro imageador. I. Título.

Aprovado (a) pela Banca Examinadora
em cumprimento ao requisito exigido para
obtenção do Título de Mestre em
Geofísica Espacial

Dr. Plínio Carlos Alvalá



Presidente / INPE / SJCampos - SP

Dr. Hisao Takahashi



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Delano Gobbi



Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Paulo Prado Batista



Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa



Convidado(a) / UFCG/Campina Grande/PB

Aluno (a): Amélia Naomi Onohara

São José dos Campos, 27 de Fevereiro de 2007

“Energia e persistência conquistam todas as coisas”.

BENJAMIN FRANKLIN

A meus pais, meu irmão e Rodrigo

AGRADECIMENTOS

Agradeço primeiramente aos meus orientadores Dr. Hisao Takahashi e Dr. Delano Gobbi, cuja paciência e dedicação foram fatores determinantes para a realização deste trabalho.

Também devo os meus agradecimentos aos Drs. Kazuo Shiokawa e Tadahiko Ogawa, do Laboratório do Ambiente Solar-Terrestre (STEL), da Universidade de Nagoya, que cederam os dados de aeroluminescência utilizados neste estudo.

Sou grata também aos colegas do grupo LUME, que prestaram todo o apoio necessário para o bom andamento do trabalho durante a sua elaboração, especialmente o Ms. Fábio Augusto Vargas, por suas valiosas sugestões.

Não posso me esquecer das várias pessoas queridas que conheci no INPE, principalmente os meus colegas do curso de Geofísica Espacial, que proporcionaram bons momentos de descontração e alegria.

Agradecimentos também aos amigos que fiz em São José dos Campos, cidade onde sempre fui muito bem recebida em todos os lugares. E também aos amigos distantes que sempre torceram por mim.

E por fim, quero agradecer a Coordenação de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior - CAPES, e o Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq, pela bolsa de pesquisa concedida.

RESUMO

Um estudo das variabilidades nas intensidades e nas temperaturas das camadas de airglow causadas pelas perturbações de ondas de gravidade foi o principal objetivo deste trabalho. O parâmetro complexo η de Krassovsky, definido como $\eta = |\eta|e^{-i\Phi}$, foi utilizado para investigar as amplitudes e fases das variações periódicas das emissões do oxigênio molecular ($O_2(0,1)$) e da hidroxila ($OH(6,2)$) durante o período da noite. O conjunto de dados foi obtido por medidas de fotômetro em Rikubetsu ($43,5^\circ N, 143,8^\circ E$), Japão, entre março de 2004 e agosto de 2005, perfazendo um total de aproximadamente 280 séries temporais, em colaboração com o grupo do Laboratório do Ambiente Solar Terrestre da Universidade de Nagoya. O periodograma de Lomb Scargle foi utilizado para analisar as séries temporais das emissões do O_2 e do OH , com o objetivo de determinar os períodos predominantes, as amplitudes e as fases da onda. Os resultados mostraram em média, $|\eta| = 5,3 \pm 1,7$ e $\Phi = -40,2^\circ \pm 30,6^\circ$ para a emissão do O_2 ; e em média, $|\eta| = 8,0 \pm 4,7$ e $\Phi = -41,9^\circ \pm 41,4^\circ$ para o OH . Os valores de η obtidos para o O_2 mostraram boa concordância com os dados apresentados na literatura. Porém, vários valores de η para a emissão da hidroxila exibiram valores maiores que 10, fato que não ocorreu em trabalhos publicados anteriormente. Comparando com modelos de [Schubert et al. \(1991\)](#), nota-se que existe uma boa concordância entre alguns destes valores e o seu modelo para comprimento de onda horizontal em torno de 100 km.

STUDY OF ATMOSPHERIC GRAVITY WAVES VIA AIRGLOW OF O₂(0,1) AND OH(6,2) MOLECULES

ABSTRACT

A study of intensity and temperature variabilities of airglow layers caused by gravity wave perturbations was a main subject of this work. The Krassovsky η parameter, defined as $\eta = |\eta|e^{-i\Phi}$, was used to investigate the amplitude and phase of periodic variations of the molecular oxygen (O₂(0,1)) and hydroxyl (OH(6,2)) emissions during the night. The data set was obtained by photometer measurements at Rikubetsu (43.5°N,143.8°E), Japan, from March 2004 to August 2005, a total of around 280 nights, under collaboration with STEL (Solar-Terrestrial Environment Laboratory), Nagoya University. The Lomb Scargle periodogram was used to analyze data series of O₂ and OH, and predominant periods, wave amplitudes and phases differences between intensity and temperature were calculated. The results showed $|\eta| = 5.3 \pm 1.7$ and $\Phi = -40.2^\circ \pm 30.6^\circ$ for O₂ emission, and $|\eta| = 8.0 \pm 4.7$ and $\Phi = -41.9^\circ \pm 41.4^\circ$ for OH. The η values obtained from the O₂ emission showed a good agreement with the data presented by the other workers. A large amount of η values of the OH emission, on the other hand, showed the values larger than 10, which has not been reported previously. However, a model presented by [Schubert et al. \(1991\)](#) predicts η larger than 10 for the gravity wave with horizontal wavelenghts around 100 km.

SUMÁRIO

Pág.

LISTA DE FIGURAS

LISTA DE TABELAS

1 INTRODUÇÃO	25
1.1 Objetivos	29
1.2 Estrutura da Dissertação	30
2 DESENVOLVIMENTO TEÓRICO	31
2.1 A atmosfera terrestre	31
2.1.1 A região MLT	32
2.2 Ondas de gravidade	33
2.2.1 Descrição matemática das ondas de gravidade	36
2.3 A aeroluminescência	41
2.3.1 O espectro e a fotoquímica do O ₂	44
2.3.2 O espectro e a fotoquímica do OH	46
2.4 O parâmetro η	48
2.5 O periodograma de Lomb Scargle	49
3 INSTRUMENTAÇÃO	51
3.1 Estrutura óptica do equipamento	52
3.2 Processamento de dados	54
4 RESULTADOS E DISCUSSÕES	57
4.1 Intensidade e Temperatura observadas	57
4.2 Metodologia da análise	62
4.3 Discussões	79
4.3.1 Comparação dos resultados obtidos para o O ₂ com alguns valores existentes na literatura	80
4.3.2 Comparação dos resultados obtidos para o OH com alguns valores existentes na literatura	83
5 CONCLUSÃO	87
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS	89

LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
1.1 Resultados obtidos por Taori e Taylor (2006) para $ \eta $ e Φ , e a comparação destes com outros valores da literatura.	28
2.1 Estrutura da atmosfera segundo a sua temperatura. A figura também mostra as regiões onde as principais emissões de aeroluminescência ocorrem.	31
2.2 Propagação da onda de gravidade em um meio dispersivo.	34
2.3 Propagação de um pacote de onda em direção a um nível crítico em $z = z_c$	35
2.4 Diagrama de dispersão que relaciona a frequência angular ω da oscilação da onda com o comprimento de onda horizontal k	39
2.5 Espectro da aeroluminescência noturna de algumas emissões, tais como o oxigênio, oxigênio molecular e a hidroxila.	41
2.6 À esquerda, tem-se a imagem obtida através de um imageador all-sky localizado em Cachoeira Paulista (22,7°S,45,0°W) (MEDEIROS, 2001) e, à direita, séries temporais da intensidade e da temperatura obtidas a partir de um fotômetro localizado em Rikubetsu (43,5°N,143,8°E). É importante salientar que cada uma destas figuras são referentes a diferentes noites e localidades.	42
2.7 Espectro teórico do $O_2(0,1)$ atmosférico para $T=200$ K.	44
2.8 Espectro teórico do $OH(6,2)$ para $T=200$ K.	46
3.1 Foto de Rikubetsu (43,5°N,143,8°E), local onde as medidas foram realizadas. Juntamente com o fotômetro, encontram-se outros instrumentos para coleta de dados, tais como um imageador.	51
3.2 Esquema simplificado do sistema óptico do fotômetro.	52
3.3 À esquerda: anéis concêntricos obtidos pelo fotômetro para a emissão do $O_2(0,1)$. À direita tem-se a imagem referente aos anéis concêntricos obtidos para a emissão do $OH(6,2)$	54
4.1 Total de noites observadas distribuídas mensalmente dentro do período de observação de março de 2004 a agosto de 2005.	57
4.2 Médias noturnas das intensidades(painéis superiores) e das temperaturas(painéis inferiores) obtidas para as emissões do O_2 e do OH no período de março de 2004 a agosto de 2005.	59

4.3	Ajuste linear dos gráficos referentes aos valores da média noturna da Intensidade e da Temperatura das emissões do O ₂ (painel superior) e do OH (painel inferior). Tanto as funções de ajuste, como os desvios em torno da reta ajustada e o índice de correlação estão presentes no canto superior esquerdo de cada figura.	61
4.4	Distribuição das noites de acordo com as respectivas faixas de comprimento da série temporal dos dados.	62
4.5	Distribuição das noites observadas que possuem comprimento de série maior que 4 horas.	62
4.6	Fluxograma do processo de análise dos dados adotado neste trabalho.	64
4.7	Variações noturnas das intensidades e das temperaturas do O ₂ em três noites escolhidas para exemplificar o método de análise empregado. O painel superior é referente à intensidade de emissão e o painel inferior à temperatura observada. Ambos os painéis contém os seus respectivos valores médios e desvios. As retas horizontais são referentes às médias dos valores obtidos e às suas respectivas incertezas.	65
4.8	As mesmas noites observadas na Figura 4.7, porém, as oscilações na intensidade e temperatura são relativas à emissão do OH.	66
4.9	Desvios em torno de zero (à esquerda) e periodogramas de Lomb Scargle (à direita), obtidos para o dia 17 de setembro de 2004 para as emissões do O ₂ (a) e do OH (b). Os painéis superiores de cada figura são referentes à intensidade, enquanto os painéis inferiores são referentes à temperatura.	68
4.10	Desvios e periodogramas obtidos para a noite do dia 17 de outubro de 2004.	69
4.11	Desvios e periodogramas obtidos para o dia 14 de dezembro de 2004.	70
4.12	Resíduos obtidos da emissão do O ₂ para os dias 17 de setembro e 14 de dezembro de 2004 juntamente com os seus respectivos periodogramas. Após o processo de obtenção das curvas residuais, somente estas duas noites foram consideradas.	72
4.13	Desvios em torno de zero da intensidade e da temperatura juntamente com os seus respectivos periodogramas. Nota-se que os periodogramas da intensidade e da temperatura não são semelhantes para nenhuma das noites.	74
4.14	Curvas residuais obtidas utilizando-se ajustes polinomiais de grau 2 das oscilações referentes àqueles dias mostrados na Figura 4.13. Nota-se que desta vez os periodogramas da intensidade e da temperatura são semelhantes.	75
4.15	$ \eta $ (painel superior) e Φ (painel inferior) em função do período T(h) para a emissão do O ₂ . Os seus respectivos valores médios encontram-se no canto superior esquerdo de cada figura.	77

4.16	$ \eta $ (painel superior) e Φ (painel inferior) em função do período $T(h)$ para a emissão do OH. Os seus respectivos valores médios encontram-se no canto superior esquerdo de cada figura.	78
4.17	Valores de $ \eta $ e Φ obtidos neste trabalho plotados juntamente com os modelos de Hickey et al. (1993) para $\lambda_x = 500$ km e para $\lambda_x = 1000$ km. As linhas sólidas referem-se ao ajuste polinomial de grau 4 feito por Taori e Taylor (2006). Encontram-se também alguns resultados observacionais obtidos por Hecht e Walterscheid (1991), Zhang (1991), Gobbi (1993) e Reisin e Scheer (1996).	81
4.18	Valores de $ \eta $ e Φ obtidos neste trabalho plotados juntamente com os modelos de Schubert et al. (1991) para $\lambda_x = 100$ km, $\lambda_x = 500$ km e $\lambda_x = 1000$ km, além de alguns valores obtidos experimentalmente de Hecht e Walterscheid (1991), Gobbi (1993), Reisin e Scheer (1996) e Taylor et al. (2001).	85

LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Principais ondas atmosféricas.	33
3.1 Especificações dos filtros do fotômetro.	53

1 INTRODUÇÃO

Neste trabalho, serão analisados os dados relativos à intensidade de emissão e à temperatura rotacional do $O_2(0,1)$ ¹ e do $OH(6,2)$. Os dados foram tomados em Rikubetsu (43,5°N,143,8°E), Japão, no período de março de 2004 a agosto de 2005, utilizando-se um novo fotômetro com câmera CCD construído pela equipe de T. Ogawa e K. Shiokawa, do Laboratório do Ambiente Solar-Terrestre (STEL), da Universidade de Nagoya como parte de um programa de cooperação que este grupo mantém com o grupo LUME do INPE.

A partir das imagens da câmera CCD, foram obtidas séries temporais para ambas as emissões do $O_2(0,1)$ e para o $OH(6,2)$. A camada de emissão do O_2 situa-se a uma altura de ~ 94 km, enquanto o pico de emissão do OH situa-se a uma altitude de ~ 87 km. Já é bem conhecido que as emissões da aeroluminescência servem como traçadoras da atividade de ondas de gravidade na mesosfera, sendo que estas são úteis para ajudar o entendimento dos processos físicos e químicos que ocorrem na região conhecida como MLT (do inglês “Mesosphere Lower Thermosphere”), que se estende de 80 km a 100 km.

Com estes dados será possível estudar as perturbações que aparecem nas séries temporais tanto da intensidade como da temperatura de ambas as emissões, e com isto, traçar um paralelo com a atividade das ondas de gravidade através do parâmetro η de Krassovsky. O parâmetro η de Krassovsky relaciona as flutuações observadas na intensidade da emissão com as perturbações na temperatura observada. Este parâmetro é muito útil no estudo de ondas de gravidade, uma vez que, como será visto, o parâmetro η é dependente dos parâmetros de onda, tais como a amplitude e a fase.

O parâmetro η foi inicialmente introduzido por [Krassovsky \(1972\)](#) com o objetivo principal de estudar a fotoquímica envolvida na produção do OH^* (onde o * indica excitação vibro-rotacional), através das variações presentes na taxa de emissão e na variação da temperatura rotacional do airglow do OH . Após analisar uma longa série de dados desta emissão, Krassovsky sugeriu que as oscilações observadas tanto na intensidade como na temperatura representavam alternadas compressões e rarefações do ar pela passagem de ondas de gravidade-acústica (períodos < 270 segundos). Porém, as suas previsões teóricas para η não concordaram com as observações, de modo que, segundo ele, a discrepância poderia ser melhor explicada se um conjunto mais completo de reações químicas fosse adotado ([GOBBI, 1993](#)).

[Noxon \(1978\)](#) utilizando um espectrofotômetro Ebert, estudou as oscilações presentes tanto na emissão do $O_2(1\Sigma)$ como a emissão do OH , e mostrou em seu trabalho que as os-

¹transição vibracional de $\nu = 0$ a $\nu = 1$.

cilações na amplitude do O_2 eram maiores do que aquelas encontradas no OH. [Weinstock \(1978\)](#) desenvolveu um modelo que determinava o efeito das ondas de gravidade nas reações químicas na atmosfera com base nas observações feitas por [Noxon \(1978\)](#) da emissão do O_2 ($^1\Sigma$). Neste trabalho, o autor chegou a conclusão de que a temperatura observada fornece um diagnóstico muito mais confiável para o estudo da dinâmica do que a intensidade. [Hines e Tarasick \(1987\)](#), desenvolveram uma teoria para tentar explicar a relação entre as ondas de gravidade e as oscilações do airglow supondo que as ondas de gravidade eram as responsáveis por estas oscilações. Comparando sua teoria com as de [Krassovsky \(1972\)](#) e [Weinstock \(1978\)](#), os autores repudiaram explicitamente a necessidade de um tratamento não-linear das emissões do O_2 ($^1\Sigma$) feito por [Weinstock \(1978\)](#) que, a partir disto, chegou a conclusão de que a flutuação da temperatura é mais significativa para a dinâmica do que a intensidade de emissão. [Hines e Tarasick \(1987\)](#), notaram que ambas as flutuações são dependentes dos parâmetros de onda de gravidade, sendo possível deste modo, o estudo de ondas de gravidade via airglow, ou o estudo de airglow via ondas de gravidade.

[Walterscheid et al. \(1987\)](#) desenvolveram um modelo num sistema de referência Euleriano (onde o ponto de observação de um fluido em movimento é fixo) para o cálculo de η em que foram combinadas a química e a dinâmica envolvidas na emissão do OH^* , a partir de equações linearizadas para ondas acústicas numa atmosfera isotérmica e sem vento. Neste trabalho os autores verificaram a influência de diversos fatores para o cálculo de η , tais como a variação da escala de altura do oxigênio, o comprimento de onda horizontal da onda de gravidade, dos processos fotoquímicos e dinâmicos envolvidos, da direção de propagação de energia da onda e da altura da camada de emissão. Neste trabalho, os autores chegaram à conclusão de que o parâmetro η é dependente tanto dos parâmetros relacionados à fotoquímica quanto àqueles relacionados à dinâmica da onda de gravidade. [Hickey \(1988\)](#) e [Schubert et al. \(1991\)](#) modificaram este modelo de modo a incluir o efeito da difusão turbulenta e a força de Coriolis.

[Viereck e Deehr \(1989\)](#), estudaram as emissões do $O_2(0,1)$ e do $OH(6,2)$ nas regiões polares, e seus resultados de $|\eta|$ e Φ (onde $|\eta|$ é a razão entre as amplitudes das oscilações da intensidade e da temperatura, e Φ é a diferença de fase entre as fases da intensidade e temperatura) para o OH tinham boa concordância com os modelos na época, considerando períodos de onda maiores que uma hora. Porém, o mesmo não foi visto para ondas de curto período. Para a emissão do O_2 , somente Φ tinha uma certa concordância com os resultados anteriores. [Hecht e Walterscheid \(1991\)](#), a partir dos dados das emissões do $O_2(0,1)$ e do $OH(6,2)$, coletados na campanha ALOHA-90, notaram que os valores de $|\eta|$ e Φ observados estavam próximos, mas não em boa concordância com os modelos

existentes. Hickey et al. (1993) calcularam as flutuações nas emissões do O_2 atmosférico utilizando o modelo euleriano de Schubert et al. (1991), e compararam os seus resultados com aqueles obtidos por Zhang (1991). Takahashi et al. (1992), investigaram as emissões do $O_2(0,1)$ e do $OH(9,4)$ e seus resultados mostraram que, para ambas as emissões, as variações na intensidade estavam atrasadas em relação às variações na temperatura, e a diferença de fase foi maior para a emissão do $OH(9,4)$ do que para o $O_2(0,1)$. Reisin e Scheer (1996), calcularam o valor de η a partir de medidas de solo obtidas em dois locais cujas latitudes eram de $32^\circ S$ e $37^\circ N$, e seus resultados estavam em concordância com o modelo HTS (Hines e Tarasick (1987), Tarasick e Shepherd (1992a), Tarasick e Shepherd (1992b)). Ainda segundo Reisin e Scheer (1996), seu trabalho considera a utilidade das observações do airglow para a análise da propagação vertical das ondas atmosféricas na região da mesopausa, e também que uma informação mais consistente pode ser obtida simultaneamente a partir da análise tanto da camada de emissão do O_2 , quanto do OH .

Em um trabalho mais recente, Taori e Taylor (2006) estudaram as oscilações induzidas por ondas quasi-monocromáticas na emissão do $O_2(0,1)$. Os dados foram tomados em Mauí, Hawái ($20,8^\circ N$, $156,2^\circ W$) no inverno de 2002 a 2004. Estas oscilações foram investigadas para períodos de 1-12 horas, e os seus resultados mostram que $|\eta|$ aumenta com o aumento do período da onda, enquanto a fase Φ exibe uma tendência decrescente. Quando os resultados são comparados com o modelo de Hickey:1993, as tendências têm boa concordância mas, existem diferenças significantes nos valores absolutos, devido possivelmente, segundo os autores, à química complexa e aos processos dinâmicos em altitudes mesosféricas. Os resultados obtidos foram comparados com o conjunto de resultados anteriores registrados na literatura (Viereck e Deehr (1989), Hecht e Walterscheid (1991), Takahashi et al. (1992) e Reisin e Scheer (1996)). Os resultados obtidos por Taori e Taylor (2006) encontram-se na Figura 1.1, juntamente com outros resultados citados.

Neste trabalho, será utilizado o periodograma de Lomb Scargle para identificar os períodos das oscilações presentes nas emissões do $O_2(0,1)$ e do $OH(6,2)$. Com estes períodos, é possível obter tanto as amplitudes como as fases das oscilações relativas à intensidade e temperatura da emissão e, conseqüentemente, o valor de η e Φ . Os resultados obtidos serão comparados com os valores existentes na literatura, de modo a mostrar a utilidade do parâmetro η de Krassovsky no estudo de ondas de gravidade na região da mesopausa.

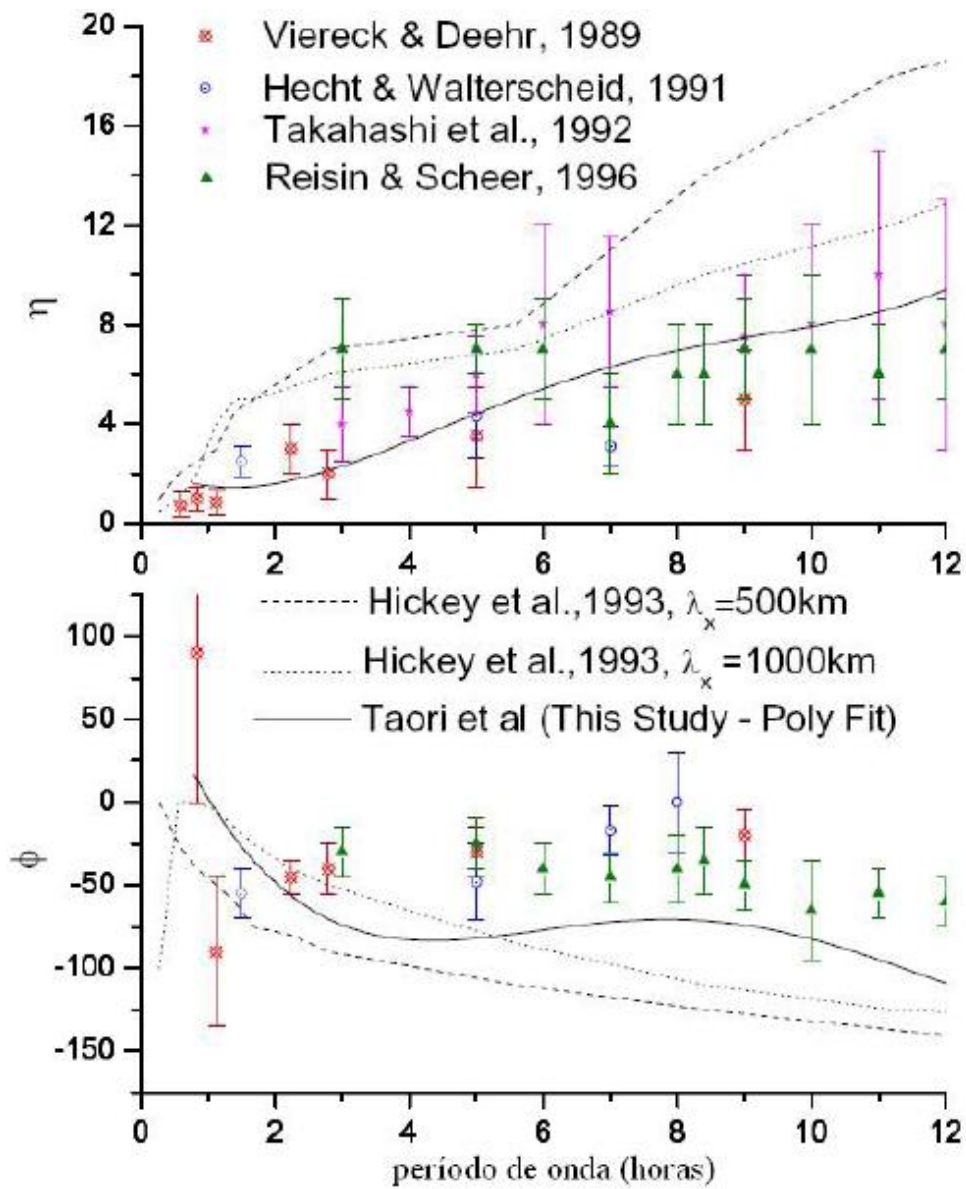


Figura 1.1 - Resultados obtidos por Taori e Taylor (2006) para $|\eta|$ e Φ , e a comparação destes com outros valores da literatura.

Fonte: Taori e Taylor (2006).

1.1 Objetivos

O principal objetivo deste trabalho será investigar o comportamento da variação temporal na intensidade e na temperatura das emissões do $O_2(0,1)$ e do $OH(6,2)$, quando estas camadas de emissão são moduladas por ondas de gravidade. Para isto, será utilizado o parâmetro η de Krassovsky, que relaciona as perturbações na oscilação da intensidade de emissão com as suas correspondentes perturbações na oscilação da temperatura, e os resultados serão comparados com os resultados obtidos anteriormente publicados na literatura.

O fotômetro com o detector CCD (Charge Coupled Device), utilizado na observação dos dados do O_2 e do OH , faz parte de um total de 3 que foram desenvolvidos pelo grupo de professores T. Ogawa e K. Shiokawa do Laboratório do Ambiente Solar-Terrestre da Universidade de Nagoya (www.stelab.nagoya-u.ac.jp/ste-www1/index.html) para monitorar as diferenças latitudinais de ondas de escala global na mesosfera. Os outros dois fotômetros estão em operação em Sata ($31,0^\circ N$, $130,7^\circ E$), Japão, e em Kototabang ($0,2^\circ S$, $100,3^\circ E$), na Indonésia.

Para que o principal objetivo deste trabalho seja alcançado, serão desenvolvidos os seguintes estudos:

- utilização do periodograma de Lomb Scargle para a determinação das periodicidades presentes nas oscilações tanto nas intensidades de emissão e como nas temperaturas do $O_2(0,1)$ e do $OH(6,2)$;
- cálculo da amplitude e fase para cada oscilação a partir dos períodos obtidos, utilizando o ajuste por mínimos quadrados;
- cálculo da razão $|\eta|$, e da diferença de fase Φ , para cada emissão com os valores obtidos no item anterior;
- comparação dos valores obtidos ($|\eta|$ e Φ) com os valores obtidos anteriormente registrados na literatura e, se necessário, análise de possíveis fontes de erros;
- investigação dos valores $|\eta|$ e a sua relação com as ondas de gravidade.

1.2 Estrutura da Dissertação

Esta Dissertação está estruturada em cinco capítulos:

- Capítulo 1: neste capítulo encontra-se uma descrição geral do trabalho realizado. Local onde foram realizadas as observações noturnas, variáveis observadas, além de uma breve descrição do parâmetro η de Krassovsky. Encontram-se também neste capítulo, referências de trabalhos anteriores do cálculo de η , envolvendo tanto trabalhos experimentais como também trabalhos teóricos relativos a este assunto.
- Capítulo 2: o principal objetivo deste capítulo é descrever de maneira sucinta toda a teoria básica necessária para o entendimento do assunto a ser tratado nesta Dissertação. A atmosfera terrestre é dividida em regiões de acordo com o seu perfil de temperatura, sendo que uma dessas regiões, ou melhor, um misto de duas regiões, a chamada região MLT (Mesosphere Lower Thermosphere), é a região onde se situam as camadas de airglow do O_2 e do OH. Teorias básicas referentes às ondas de gravidade, ao airglow, ao parâmetro η de Krassovsky e ao periodograma de Lomb Scargle encontram-se também neste capítulo.
- Capítulo 3: o local de observação dos dados e o equipamento utilizado são os principais assuntos deste capítulo. É dada uma visão geral do equipamento utilizado, tais como a sua estrutura óptica, que é apresentada de modo simplificado, e como os dados da intensidade e temperatura foram obtidos a partir das imagens observadas pelo fotômetro.
- Capítulo 4: neste capítulo encontra-se, de modo mais detalhado, os procedimentos de análise de dados empregados. Primeiramente dá-se uma idéia geral do comportamento dos dados observados, para em seguida descrever como os valores de $|\eta|$ e Φ foram obtidos. Também neste capítulo, encontram-se seções relacionadas à discussão dos resultados obtidos, onde os valores relativos ao parâmetro η de Krassovsky para ambas as emissões do O_2 e do OH são comparados com os valores experimentais e teóricos existentes na literatura.
- Capítulo 5: as análises e discussões de um modo geral são apresentadas neste capítulo. Os resultados mais importantes são enfatizados e, além disso, melhorias e sugestões para trabalhos futuros também são citadas.

2 DESENVOLVIMENTO TEÓRICO

2.1 A atmosfera terrestre

A atmosfera segundo o seu perfil de temperatura é classificada em regiões onde a temperatura exibe um mesmo comportamento (gradientes positivos ou negativos de temperatura). A [Figura 2.1](#) ilustra estas regiões juntamente com a localização das principais camadas de airglow para que se tenha uma idéia geral do assunto a ser discutido nesta seção.

A camada mais inferior da atmosfera é a troposfera, que tem como limite inferior a superfície da Terra e o seu limite superior varia de 8 a 18 km, dependendo da latitude do local. Nesta região a temperatura decresce com a altitude, de modo que a temperatura na tropopausa (nome dado ao limite superior da troposfera) chega a atingir ~ 200 K. Esta região caracteriza-se também por ser a região mais turbulenta da atmosfera terrestre e onde a maioria dos fenômenos climáticos são vistos.

A região seguinte é a estratosfera, que tem a estratopausa (~ 50 km) como limite superior e a tropopausa como limite inferior. Na estratosfera a temperatura aumenta com a altitude até ~ 270 K devido à absorção da radiação ultravioleta do Sol pela camada de ozônio.

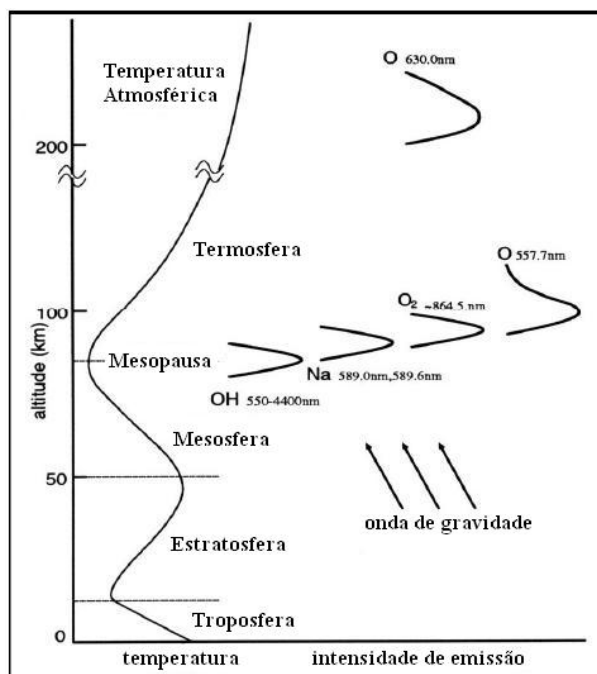


Figura 2.1 - Estrutura da atmosfera segundo a sua temperatura. A figura também mostra as regiões onde as principais emissões de aeroluminescência ocorrem.

Fonte: Adaptado de [Maekawa \(2000\)](#).

Uma característica interessante da estratosfera é a sua dinâmica estável relacionada a sua estratificação vertical, de modo que turbulências e convecções nesta região da atmosfera não existem.

A próxima região é a mesosfera, que se estende desde a estratopausa até a mesopausa, localizada em uma altitude que varia entre 90 e 100 km de altitude. Nesta região a temperatura volta a diminuir novamente até atingir um mínimo de ~ 190 K e a sua principal característica dinâmica é a presença de ondas atmosféricas impulsionadas pela propagação ascendente de momentum e energia provenientes das regiões mais baixas da atmosfera.

Acima da mesosfera encontra-se a termosfera, onde a temperatura aumenta rapidamente com o aumento da altitude, de modo que a temperatura pode atingir valores de 500 a 2000 K, dependendo do nível de atividade solar. O aquecimento desta região é devido à absorção de radiação solar no extremo ultravioleta. Esta região também apresenta uma baixa densidade de constituintes atmosféricos e também a presença de camadas de íons e elétrons (ionosfera).

2.1.1 A região MLT

A região MLT (do inglês “Mesosphere and Lower Thermosphere”) é uma região que compreende a mesosfera e parte da termosfera, e se estende de ~ 80 a ~ 110 km de altitude. A região MLT é uma região de transição onde tanto a onda de gravidade como os processos dissipativos relacionados a ela são importantes para a dinâmica e a energia da atmosfera, pois as ondas de gravidade que se propagam de modo ascendente dissipam e depositam energia e momentum nesta região, influenciando de modo significativo a circulação atmosférica de larga escala e a estrutura da região MLT. Como mostra a [Figura 2.1](#), na região MLT existem várias camadas de emissão do airglow, principalmente aquelas relativas à emissão do O_2 e do OH, objetos de nosso estudo. Assim, uma das técnicas utilizadas para o estudo desta região é a utilização de instrumentos ópticos de solo capazes de coletar medidas das emissões de airglow, inclusive os efeitos das ondas de gravidade sobre estas emissões.

Um conhecimento quantitativo desta região é importante para diversas áreas práticas, pois a estrutura e a variabilidade da ionosfera (parte ionizada da atmosfera, que se estende de ~ 70 km até altas altitudes da atmosfera) é controlada, em grande parte, pela dinâmica e energia da atmosfera neutra. Conhecendo-se melhor este aspecto, é possível entender melhor as perturbações ionosféricas e os seus efeitos nas interrupções em sistemas de comunicações e além disso, pode-se entender também os efeitos de arraste em veículos espaciais.

2.2 Ondas de gravidade

As ondas presentes na atmosfera podem ser classificadas em três classes: ondas longitudinais (ondas acústicas), ondas transversais horizontais (ondas planetárias ou Rossby) e ondas transversais verticais (ondas de gravidade e maré). A diferença entre estas ondas também pode ser vista através do seu período de oscilação. As ondas acústicas possuem períodos de até alguns minutos enquanto que as ondas planetárias possuem períodos maiores que 24 horas. As marés atmosféricas possuem períodos que são submúltiplos de um dia ($24/n$, onde $n=1,2,\dots$); as ondas de gravidade possuem períodos que variam de alguns minutos a ~ 10 horas. A [Tabela 2.1](#) mostra o período característico e a região de ocorrência das principais ondas atmosféricas.

Tabela 2.1 - Principais ondas atmosféricas.

Onda	Período	Região de ocorrência
Acústica	< 270 segundos	Troposfera
Gravidade	~ 5 min - ~ 10 horas	Troposfera-Mesosfera-Ionosfera
Marés atmosféricas	24,12,8 horas	Estratosfera-Mesosfera
Rossby	2 - 16 dias	Troposfera-Mesosfera

As ondas de gravidade surgem na atmosfera terrestre em consequência do deslocamento vertical de uma parcela de ar. Quando uma parcela de ar é deslocada verticalmente de sua posição inicial, tanto a força de empuxo como a força de gravidade atuarão como forças restauradoras sobre ela, fazendo com que esta parcela de ar retorne à sua posição de equilíbrio. Em uma atmosfera termicamente estável, estas oscilações em torno de sua posição de equilíbrio ocorrem a uma dada frequência ω_g , também conhecida como frequência de Brunt-Väisälä, que será discutida com mais detalhes na subseção seguinte. Estas oscilações propagam-se tanto na direção vertical como na direção horizontal, até transferirem toda a sua energia e momentum para a atmosfera a uma determinada altitude.

As ondas de gravidade podem ser geradas na troposfera e depois podem se propagar para a estratosfera e mesosfera. Suas possíveis fontes de geração podem ser as convecções troposféricas, ventos sobre montanhas e tempestades e, em menor escala, por vulcões e terremotos. Na ionosfera, as ondas de gravidade podem ser geradas por variações nas taxas de aquecimento Joule e de partículas, forçante Lorentz em altas latitudes, quebra de marés ascendentes, movimento do terminador solar e eclipses solares ([SCHUNK; NAGY, 2000](#)). E sua importância deve-se ao seu papel no transporte de momentum e energia da

baixa para a média atmosfera, de modo a alterar a estrutura da temperatura e a circulação geral desta região.

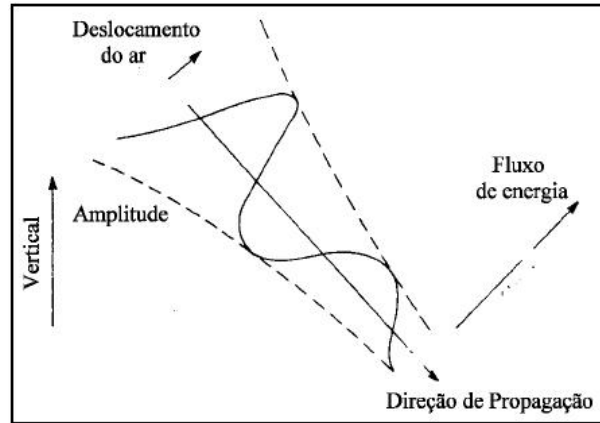


Figura 2.2 - Propagação da onda de gravidade em um meio dispersivo.

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

As amplitudes das ondas de gravidade crescem à medida que se propagam para altitudes crescentes, devido ao decréscimo exponencial da densidade atmosférica, ocasionando assim, diversos efeitos na região MLT tais como turbulência, mistura de constituintes, aceleração do fluxo médio dos ventos, instabilidades dinâmicas e cisalhamento ([BEER, 1974](#)). À medida que a amplitude da onda aumenta, a energia da onda se propaga perpendicularmente em relação à velocidade de fase da onda, como pode ser visto na [Figura 2.2](#). O aumento da amplitude da onda com a altitude pode ser explicado pela [Equação 2.1](#):

$$\frac{1}{2}\rho v_0^2 = \text{constante} \rightarrow v_0 \sim \sqrt{\frac{2}{\rho}} \sim \exp\left(\frac{z}{2H}\right), \quad (2.1)$$

onde H é a escala de altura e v_0 é a velocidade de deslocamento de uma parcela de ar.

Em algum lugar, a amplitude da onda crescerá tanto de modo que a quebra da onda ocorrerá através de mecanismos convectivos e de instabilidade dinâmicas. Um mecanismo através do qual pode acontecer a quebra da onda é quando o gradiente vertical da temperatura excede a taxa de decréscimo adiabático da atmosfera, e a onda torna-se convectivamente instável; isto também pode ser explicado considerando que o início da instabilidade convectiva acontece quando o gradiente da temperatura potencial total é negativo. Um outro método utilizado para explicar a quebra da onda é quando o cisalhamento do vento causado pela onda de gravidade torna-se muito grande, e a onda torna-se dinamicamente

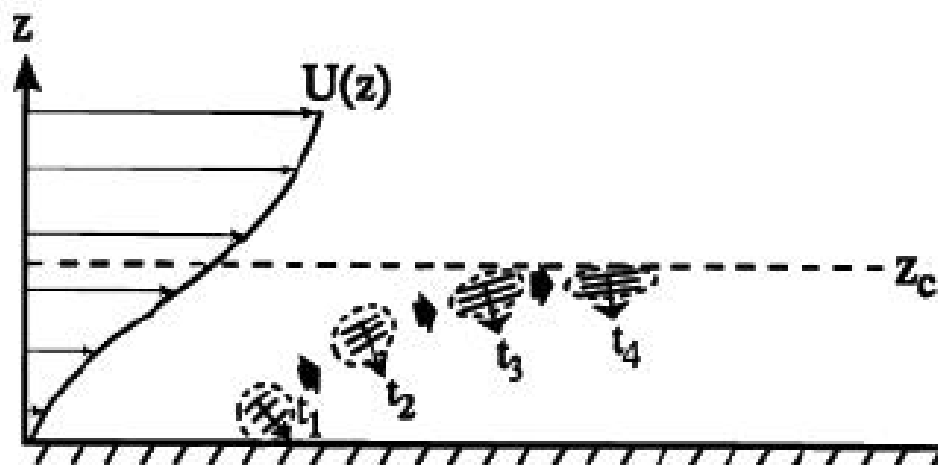


Figura 2.3 - Propagação de um pacote de onda em direção a um nível crítico em $z = z_c$.

Fonte: [Bretherton \(1966\)](#).

instável ([ZHANG, 1991](#)).

Para o caso de um vento de fundo não nulo, o mecanismo relacionado à quebra da onda de gravidade pode ser explicado considerando-se que os ventos na atmosfera mudam com a altitude, de modo que uma onda se propagando de modo ascendente pode entrar dentro de uma região onde o vento de fundo tem a mesma velocidade da velocidade de fase do pacote de ondas de gravidade. O nível em que isto ocorre é chamado de nível crítico. Pode ser mostrado também que, enquanto a onda se aproxima de uma camada crítica, a velocidade vertical de grupo (velocidade do pacote de onda na direção vertical) chega assintoticamente a zero; se a onda demora um tempo muito grande ($t \rightarrow \infty$) para atingir a camada crítica, ela será absorvida pelo nível crítico, ao invés de ser refletida ou transmitida. Sendo assim, ela deposita energia e momentum dentro daquela região ([BEER, 1974](#)), como ilustra a [Figura 2.3](#).

2.2.1 Descrição matemática das ondas de gravidade

Os movimentos atmosféricos são descritos pelas seguintes equações :

1-) A equação do movimento que expressa a Segunda Lei de Newton considerando o gradiente de pressão e a força gravitacional:

$$\rho \left(\frac{d\vec{v}}{dt} \right) + \nabla p - \rho g + 2\rho\vec{\Omega}_z \times \vec{v} = \vec{F}, \quad (2.2)$$

onde $\vec{v} = (u, v, w)$ é o vetor velocidade de uma parcela de ar; onde u, v e w são os ventos nas direções leste, norte e vertical, respectivamente; p é a pressão hidrostática e ρ é a densidade atmosférica; g é a aceleração da gravidade; $2\rho\vec{\Omega}_z \times \vec{v}$ representa a força de Coriolis e \vec{F} é uma força externa.

2-) A equação da continuidade:

$$\frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0. \quad (2.3)$$

3-) A equação da primeira Lei da Termodinâmica:

$$Q = C_v \rho \frac{dT}{dt} - \frac{p}{\rho} \frac{d\rho}{dt}, \quad (2.4)$$

onde Q é o calor fornecido por unidade de massa e tempo, e C_v é o calor específico por unidade de massa a um volume constante.

4-) A equação dos gases perfeitos:

$$p = \rho RT, \quad (2.5)$$

onde R é a constante universal dos gases.

Se forem assumidos processos adiabáticos e movimentos de pequena escala, pode-se obter, a partir das Equações 2.2, 2.3, 2.4 e 2.5, as equações relativas à perturbação de primeira ordem. Fazendo $\vec{F} = 0$ e $Q = 0$, e utilizando as variáveis u, v, w, p e ρ , tem-se:

$$\begin{aligned}
U &\equiv \left(\frac{\rho_0}{\rho_s}\right)^{1/2} u; \quad V \equiv \left(\frac{\rho_0}{\rho_s}\right)^{1/2} v; \\
W &\equiv \left(\frac{\rho_0}{\rho_s}\right)^{1/2} w; \quad P \equiv \left(\frac{\rho_0}{\rho_s}\right)^{1/2} p; \\
Q &\equiv \left(\frac{\rho_0}{\rho_s}\right)^{1/2} \rho,
\end{aligned} \tag{2.6}$$

onde ρ_0 é a densidade de ordem zero, e ρ_s é a densidade em alguma altitude de referência. As equações referentes à perturbação podem ser escritas como:

$$\begin{aligned}
\frac{DU}{Dt} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P}{\partial x} - fV &= 0; \\
\frac{DV}{Dt} + \frac{1}{\rho_s} \frac{\partial P}{\partial y} + fU &= 0; \\
\frac{DW}{Dt} + \frac{1}{\rho_s} \left(\frac{\partial}{\partial z} - \Gamma\right) P + \frac{g}{\rho_s} Q &= 0; \\
\frac{1}{\rho_s c_s^2} \frac{DP}{Dt} + \frac{\partial U}{\partial x} + \frac{\partial V}{\partial y} + \left(\frac{\partial}{\partial z} - \Gamma\right) W &= 0; \\
\left(\frac{D^2}{Dt^2} + \omega_g^2\right) W + \frac{1}{\rho_s} \frac{D}{Dt} \left(\frac{\partial}{\partial z} + \Gamma\right) P &= 0,
\end{aligned} \tag{2.7}$$

onde c_s é a velocidade do som ($c_s^2 = \gamma RT_0$, T_0 é referente à temperatura de ordem zero); $f = 2\Omega \sin\phi$ é a frequência inercial determinada pela velocidade angular Ω da Terra e pela latitude ϕ ; Γ é o coeficiente de Eckert, dado por:

$$\Gamma = \frac{g}{2c_s^2} = \frac{1}{2\gamma H}, \tag{2.8}$$

onde H é a escala de altura dada por $H = RT_0/g$.

D/Dt é a derivada total descrita no modo lagrangiano, que segue o fluxo de ordem zero:

$$\frac{D}{Dt} = \frac{\partial}{\partial t} + u_0 \frac{\partial}{\partial x} + v_0 \frac{\partial}{\partial y}, \tag{2.9}$$

enquanto ω_g , a frequência de Brunt-Väisälä, é dada por:

$$\omega_g^2 = \frac{g}{\theta} \frac{\partial \theta}{\partial z}, \quad (2.10)$$

onde θ é a temperatura potencial de uma parcela de ar seco quando esta é trazida de modo adiabático a um nível de referência de 1000 hPa, e pode ser escrita como:

$$\theta = T \left(\frac{1000}{p} \right)^{\frac{\gamma - 1}{\gamma}}, \quad (2.11)$$

de modo que $\gamma = C_p/C_v$ é a razão entre o coeficiente de calor específico a pressão constante e o coeficiente de calor específico a volume constante.

A frequência de Brunt-Väisälä é a frequência natural de oscilação de uma parcela de ar, e é uma medida da estabilidade da atmosfera. Se uma parcela de ar é deslocada verticalmente numa atmosfera estável, ela sentirá uma força restauradora. Se o deslocamento é pequeno, então equações lineares podem ser empregadas. Se a frequência do deslocamento é alta, as forças de compressão são dominantes sobre a força de gravidade, de modo que a onda se propagaria como uma onda acústica longitudinal.

Para estudar as características das ondas de gravidade, assume-se que a propagação de ondas esteja na direção x e que $v_0 = 0$. Assim, as soluções para as equações em 2.7, são da forma:

$$\begin{aligned} U &= A_U \exp[i(kx + mz) - \sigma t], \\ V &= A_V \exp[i(kx + mz) - \sigma t], \\ W &= A_W \exp[i(kx + mz) - \sigma t], \\ P &= A_P \exp[i(kx + mz) - \sigma t], \\ Q &= A_Q \exp[i(kx + mz) - \sigma t], \end{aligned} \quad (2.12)$$

onde A_U , A_V , A_W , A_P e A_Q são as amplitudes de cada uma das variáveis definidas na Equação 2.6; k , m e σ são o número de onda horizontal e vertical e a frequência observada do solo, respectivamente. Quando as perturbações são pequenas o suficiente para permitir um tratamento linear, e, se ρ_s , c_s , ω_g e Γ são constantes, obtém-se um sistema de polinômios homogêneos a partir das Equações em 2.7. Deste modo, a partir de um determinante da matriz dos coeficientes dos polinômios, é obtida a seguinte relação de dispersão:

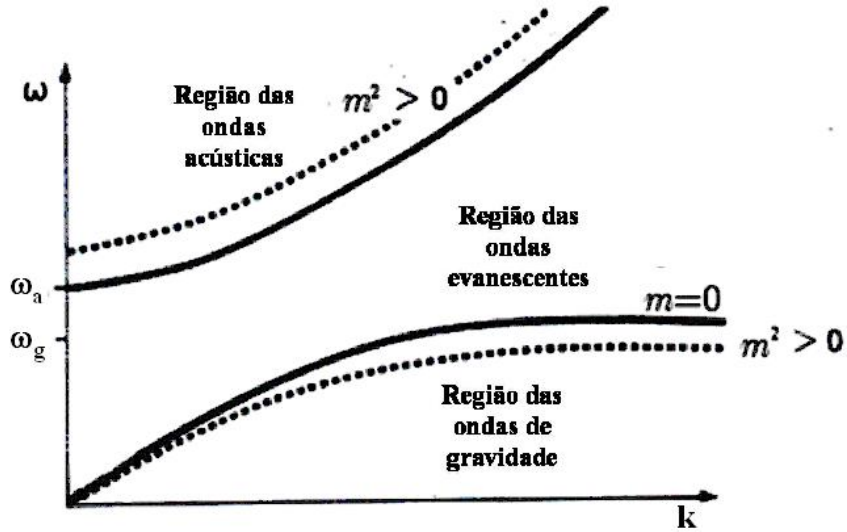


Figura 2.4 - Diagrama de dispersão que relaciona a frequência angular ω da oscilação da onda com o comprimento de onda horizontal k .

Fonte: Adaptado de Beer (1974).

$$m^2 = \frac{\omega_g^2 - \omega^2}{\omega^2 - f^2} k^2 + \frac{1}{c_s^2} (\omega^2 - \omega_a^2), \quad (2.13)$$

onde ω_a é a frequência acústica de corte, e pode ser obtida a partir da equação:

$$\omega_a^2 = \omega_g^2 + c_s^2 \Gamma^2, \quad (2.14)$$

e a frequência intrínseca da onda, ω , pode ser escrita como:

$$\omega = \sigma - u_0 k. \quad (2.15)$$

Para que as ondas se propaguem verticalmente, de acordo com a Equação 2.12, é necessário que m seja real. De outro modo, elas são ditas evanescentes (diminuem exponencialmente com o aumento da altitude). A partir da Equação 2.13, chega-se à conclusão de que, para que uma onda de gravidade seja propagante, $\omega > \omega_a$, ou $\omega < \omega_g$, sendo que a primeira refere-se ao regime de ondas acústicas e a última ao regime de ondas de gravidade internas. A Figura 2.4 ilustra cada uma dessas regiões. Nota-se, também, que a região das ondas evanescentes está compreendida no intervalo $\omega_g < \omega < \omega_a$, não existindo propagação vertical das ondas.

A direção e a velocidade da energia transferida pela onda pode ser descrita pela velocidade de grupo através da equação:

$$\vec{C}_{gr} = \left(\frac{\partial \omega}{\partial k}, \frac{\partial \omega}{\partial m} \right). \quad (2.16)$$

Enquanto velocidade de fase da onda pode ser descrita por:

$$\vec{C}_{ph} = \frac{\omega}{k^2 + m^2}(k, m). \quad (2.17)$$

A direção da velocidade de grupo para as ondas de gravidade é bem diferente da direção da velocidade de fase. Isto é uma característica distinta da onda de gravidade, cuja direção do fluxo de energia é praticamente perpendicular à direção da propagação da fase.

2.3 A aeroluminescência

A aeroluminescência, do inglês “airglow”, é um fenômeno óptico que ocorre na atmosfera entre 80 e 1000 km de altitude. A grosso modo, a aeroluminescência pode ser definida como a luz que é emitida continuamente pela atmosfera de um planeta. Estas emissões originam-se de átomos ou moléculas excitados pela radiação solar ultravioleta, processos fotoquímicos que envolvem estes componentes e de colisões com outras moléculas ou partículas carregadas. A sua faixa espectral varia da região do ultravioleta ($\lambda \sim 250$ nm) à região do infravermelho ($\lambda \sim 4 \mu\text{m}$). A sua nomenclatura é dada de acordo com o ângulo zenital da radiação solar, podendo ser diurna, crepuscular ou noturna. As medidas da aeroluminescência noturnas são as mais utilizadas, uma vez que a presença da radiação solar faz com que o espectro fique muito ruidoso e de difícil descontaminação.

As emissões do airglow são geralmente utilizadas para estudar os processos fotoquímicos que ocorrem na alta atmosfera. A unidade utilizada para medir a radiação do airglow é o Rayleigh [R], onde 1R equivale a 10^6 fótons $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ colunar, e cujo nome foi dado em homenagem a Lord Rayleigh, que iniciou a pesquisa moderna do airglow. A intensidade de emissão de fótons varia de 0.1 R a dezenas de MR, dependendo do processo fotoquímico envolvido. De 1930 até hoje, foram várias as descobertas relacionadas a este campo de estudo e, outras linhas de emissão do airglow, além das linhas verde e vermelha do oxigênio, foram identificadas em diferentes altitudes da Terra, tais como as linhas do hidrogênio, hélio, magnésio, nitrogênio, entre outras (TOHMATSU, 1990). No presente trabalho, serão utilizadas as emissões do $\text{O}_2(0,1)$ e do $\text{OH}(6,2)$ cujo comprimentos de onda estão centrados em torno de ~ 866 nm e ~ 846 nm respectivamente, como mostra a Figura 2.5.

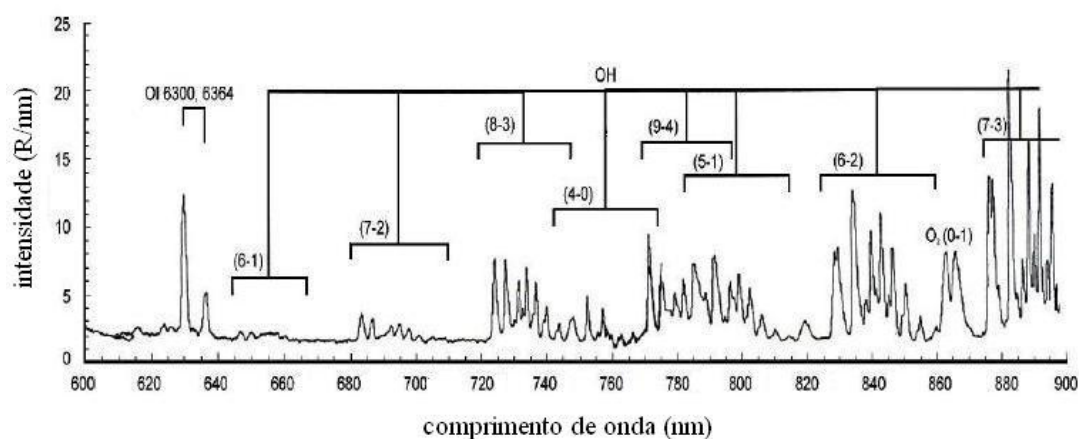


Figura 2.5 - Espectro da aeroluminescência noturna de algumas emissões, tais como o oxigênio, oxigênio molecular e a hidroxila.

Fonte: Adaptado de Johnston e Broadfoot (1993).

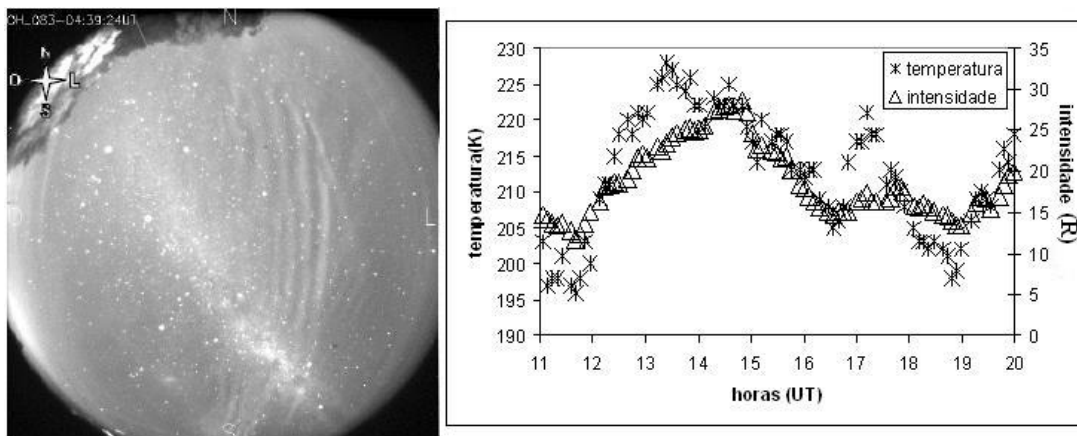


Figura 2.6 - À esquerda, tem-se a imagem obtida através de um imageador all-sky localizado em Cachoeira Paulista (22,7°S,45,0°W) (MEDEIROS, 2001) e, à direita, séries temporais da intensidade e da temperatura obtidas a partir de um fotômetro localizado em Rikubetsu (43,5°N,143,8°E). É importante salientar que cada uma destas figuras são referentes a diferentes noites e localidades.

O airglow hoje tornou-se uma poderosa ferramenta para investigar os processos fotoquímicos e dinâmicos que ocorrem na alta atmosfera, pois, nos últimos anos, as atividades de marés e de ondas de gravidade tem sido estudadas utilizando fotômetros e imageadores (ZHANG, 1991). As ondas de gravidade que passam na camada de emissão perturbam os processos fotoquímicos que acontecem na altura de emissão, variando sua intensidade de emissão de modo a formar variações ondulatórias no espaço. O imageador all-sky observa estas ondulações como variações espaciais na camada de airglow enquanto o fotômetro as observa como variações temporais na intensidade, como mostra a Figura 2.6.

O espectro da transição eletrônica $b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-$ do O_2 consiste de diferentes bandas vibracionais. As bandas que merecem destaque são as bandas (0,0) e (0,1), também conhecidas como bandas atmosféricas (HERZBERG, 1950). O pico de emissão destas duas bandas ocorre a uma altitude em torno de ~ 94 km, e a intensidade integrada total do sistema mostra uma acentuada variação de 5 a ~ 10 kR. A banda (0,1) pode ser facilmente observada via fotometria de solo enquanto o mesmo não ocorre com a banda (0,0), que sofre uma significativa absorção pelo oxigênio na atmosfera inferior. A intensidade da banda (0,1) varia de ~ 200 a 600 R, e o seu comprimento de onda está centrado em torno de 866 nm.

O airglow do OH é devido na sua totalidade às emissões vibro-rotacionais do OH dentro de um mesmo estado eletrônico ($^2\Pi$). O espectro de emissão situa-se entre ~ 520 nm e $\sim 4 \mu$ m, e a sua intensidade total está em torno de 4 MR. O pico de emissão do OH situa-se em altitudes de ~ 87 km, e sua camada de emissão tem espessura média de ~ 8 km. O perfil de emissão do OH na aeroluminescência é de grande interesse devido à sua larga

distribuição espectral e à sua intensidade acentuada. Para o OH(6,2), objeto de estudo deste trabalho, a intensidade varia de ~ 1000 a ~ 3000 R, e seu comprimento de onda está centrado em torno de 845 nm.

A observação do airglow pode ser feita de vários modos: no solo, a bordo de foguete e através de satélites, dependendo somente o propósito do estudo a ser realizado. A fotometria de solo é utilizada para estudar as flutuações na intensidade e na temperatura das emissões. Para determinar o perfil vertical da emissão, utiliza-se medidas a bordo de foguete, e, quando o objetivo é estudar a distribuição global do campo de radiação do airglow, utiliza-se técnicas de imageamento a bordo de satélites. Geralmente, a instrumentação básica é composta por fotômetros e imageadores ([MEDEIROS, 2001](#)).

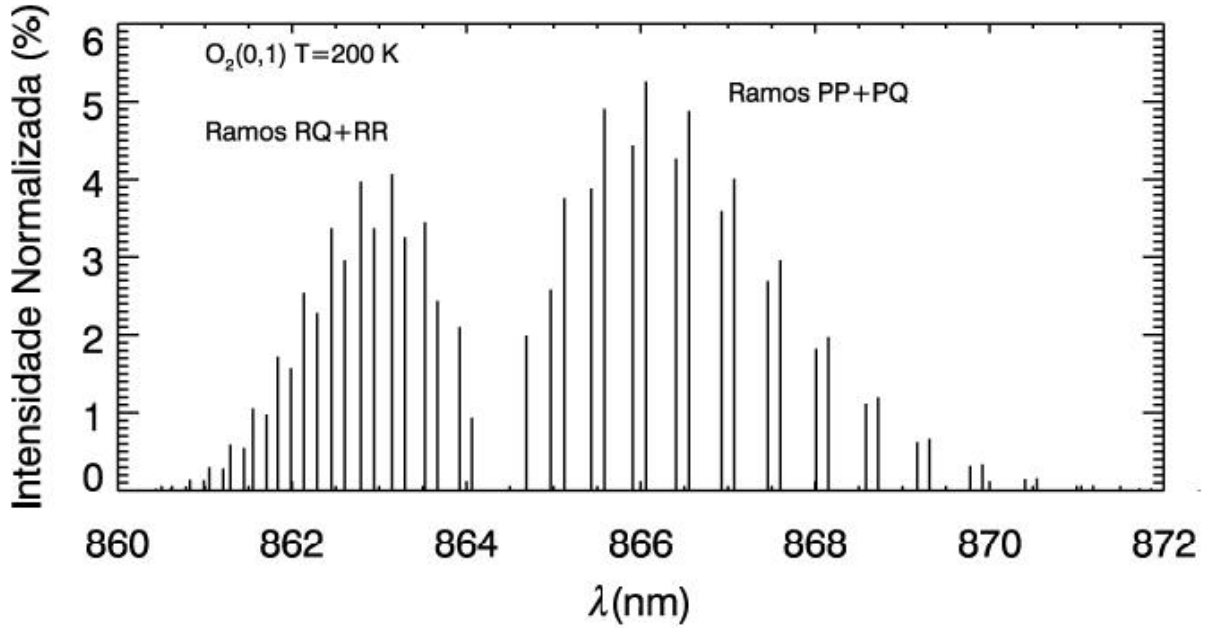


Figura 2.7 - Espectro teórico do $O_2(0,1)$ atmosférico para $T=200$ K.

2.3.1 O espectro e a fotoquímica do O_2

Tanto a banda (0,0) como a banda (0,1) do O_2 originam-se da transição $b^1\Sigma_g^+ - X^3\Sigma_g^-$, e possuem comprimentos de onda que estão centradas no espectro de $\sim 761,9$ nm e $\sim 864,5$ nm, e são conhecidas como bandas atmosféricas. A banda (0,0) é invisível do solo, porque ela é totalmente absorvida na baixa atmosfera e pode somente ser observada em altitudes acima de 60 km. Já a banda (0,1) é facilmente observada do solo por instrumentos de fotometria.

A [Figura 2.7](#) mostra o espectro teórico da distribuição das linhas espectrais do O_2 obtidas para uma temperatura rotacional de 200 K. A intensidade da linha espectral pode ser representada pela [Equação 2.18](#).

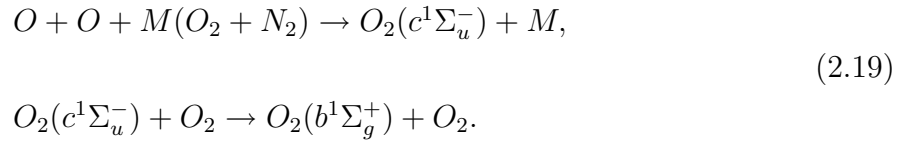
$$I_i \propto S_i e^{-\frac{F_i}{kT}}, \quad (2.18)$$

onde S_i é o fator de intensidade Hönl-London ([SCHLAPP, 1932](#)); $e^{-\frac{F_i}{kT}}$ é o fator de Maxwell Boltzmann²; F_i é a energia rotacional; k é a constante de Boltzmann e T é a temperatura rotacional.

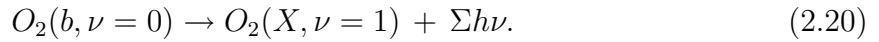
²O fator de Maxwell Boltzmann na [Equação 2.18](#) representa a população de moléculas no nível de energia superior na condição de equilíbrio térmico.

A temperatura rotacional pode ser calculada medindo-se as linhas rotacionais, tais como aquelas presentes na [Figura 2.7](#). Se a relaxação rotacional for suficientemente rápida, a distribuição das linhas rotacionais, ou a temperatura rotacional associada a elas, pode representar a temperatura cinética média da mesopausa ([CHAMBERLAIN, 1961](#)), pois o tempo de vida do $O_2(b)$ (onde $O_2(b) = O_2(b^1\Sigma_g^+)$) é de aproximadamente 12 segundos, tempo suficiente para que o equilíbrio térmico com a atmosfera ambiente seja atingido.

Os estados excitados do O_2 são obtidos através da recombinação direta dos oxigênios atômicos, que dão origem ao oxigênio molecular no estado $O_2(c)$, onde $O_2(c) = O_2(c^1\Sigma_u^-)$, que, por sua vez, produz o $O_2(b)$ pela transferência de energia. Juntos, estes processos são conhecidos como mecanismo de dois passos ([MURTAGH et al., 1990](#)), como mostra a [Equação 2.19](#).



A [Equação 2.20](#) mostra que a emissão de fótons ocorre a partir da transição espontânea (ou quântica) do O_2 no estado $O_2(b)$ para o estado $O_2(X)$ ($O_2(X) = O_2(X^3\Sigma_g^-)$).



A taxa de emissão volumétrica para esta emissão pode ser dada por ([LIU; SWENSON, 2003](#)):

$$\epsilon_{O_2} = \frac{A_1 k_1 [O]^2 [O_2] ([O_2] + [N_2])}{(A_2 + k_2^{O_2} [O_2] + k_2^{N_2} [N_2]) (7.5 [O_2] + 33 [O])}, \tag{2.21}$$

onde $k_1 = 4,7 \times 10^{-33} (300/T)^2 \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$, é o coeficiente de recombinação; $A_1 = 0,079 \text{ s}^{-1}$, é a probabilidade de transição da banda (0-0); $A_2 = 0,83 \text{ s}^{-1}$, é o tempo de vida radiativo inverso do O_2 excitado; $k_2^{O_2} = 4 \times 10^{-17} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ e $k_2^{N_2} = 2,0 \times 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, são os coeficientes de desativação colisional (“quenching”) para o O_2 e N_2 respectivamente.

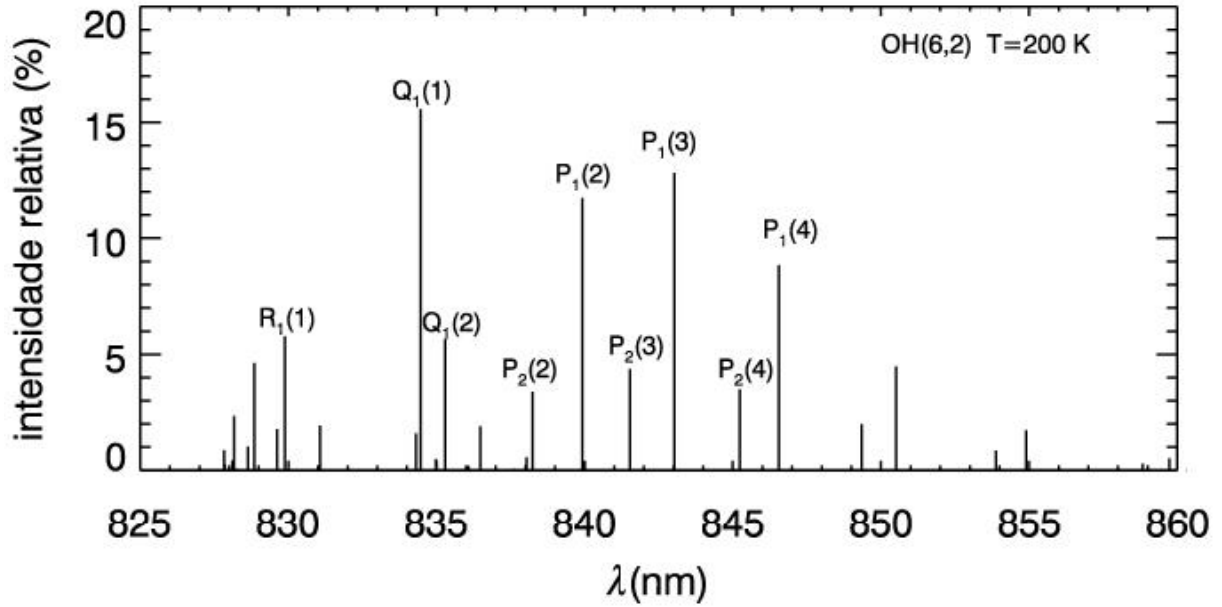


Figura 2.8 - Espectro teórico do OH(6,2) para T=200 K.

2.3.2 O espectro e a fotoquímica do OH

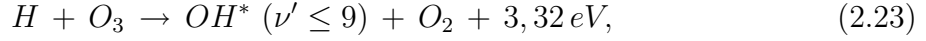
As emissões da molécula OH originam-se de suas transições vibro-rotacionais dentro de um mesmo estado eletrônico ($^2\Pi$). O comprimento de onda destas emissões varia de 520 nm a $\sim 4\mu\text{ m}$, e a intensidade integrada total está em torno de 4 MR. A altura da camada de emissão do OH varia de 80 a $\sim 90\text{ km}$, e a sua espessura varia de 7 a 10 km (MERIWETHER, 1989). A Figura 2.8 mostra o espectro teórico da banda (6,2) do OH, para uma temperatura de 200 K.

A intensidade de emissão (em fótons $\text{s}^{-1}\text{ cm}^{-3}$) pode ser calculada a partir da Equação 2.22:

$$I_i = 2(2J + 1) A_i C e^{-\frac{F_i(J)}{kT_r}}, \quad (2.22)$$

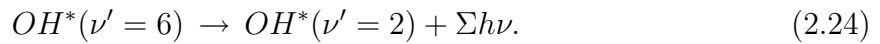
onde J é o número quântico que determina o momento angular total da molécula, incluindo o spin; A_i é a probabilidade de transição de Einstein; C é uma constante; F_i é a energia rotacional; k é a constante de Boltzmann e T_r é a temperatura rotacional. A temperatura rotacional do OH é calculada substituindo-se os valores de I_i na Equação 2.22. Neste trabalho, foram utilizadas as linhas espectrais $P_1(2)$, $P_1(3)$ e $P_1(4)$ (Figura 2.8) para calcular a temperatura rotacional do OH.

Considerando a fotoquímica do OH, o mecanismo proposto por [Bates e Nicolet \(1950\)](#) para a produção do OH* na mesosfera superior é dado por:



onde ν' designa o nível vibracional.

Deste modo, a emissão da banda (6,2) pode ser descrita pela [Equação 2.24](#):



A taxa de emissão volumétrica do OH(6,2) pode ser representada pela [Equação 2.25](#):

$$\epsilon_{OH(6,2)} = A(6, 2)[OH(6)], \quad (2.25)$$

onde $[OH(6)]$ é dado por ([BAGESTON, 2005](#)):

$$[OH(6)] = \frac{f(6)k_1^{OH}[O_3][H] + \sum_{\nu=7}^9 A(\nu, 6)[OH(\nu)]}{A(6) + \sum_{Q_i} k_L^{Q_i}[Q_i]} + \frac{\sum_{\nu=7}^9 [OH(\nu)] \left\{ \sum_{Q_j} k_2^{Q_j}(\nu, 6)[Q_j] \right\} + k_4[HO_2][O]}{A(6) + \sum_{Q_j} k_L^{Q_j}(6)[Q_j]}, \quad (2.26)$$

onde $k_1^{OH} = 1,47 \times 10^{-10} \exp(-496/T) \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $k_4 = 3 \times 10^{-12} T^{1/2} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$; $A(\nu, 6)$ é o coeficiente de Einstein para o nível $\nu = 6$; $A(6)$ é o inverso do tempo de vida do OH no nível 6; $Q_i = O_2, N_2$, $Q_j = O, O_2, N_2$; $k_L^Q(\nu)$ representa a taxa total em que ocorre o decaimento colisional do OH(ν) por espécies Q.

2.4 O parâmetro η

O parâmetro η é utilizado para relacionar a razão entre as flutuações relativas da taxa de emissão e temperatura, e é definido como (KRASSOVSKY, 1972):

$$\eta = \frac{\frac{\delta I}{I_0}}{\frac{\delta T_m}{T_0}}, \quad (2.27)$$

onde I_0 e T_0 são as partes não perturbadas da taxa de emissão e temperatura, respectivamente, enquanto δI e δT_m são as partes perturbadas. Para os dados medidos, a média dos valores podem ser consideradas como partes não perturbadas. Se as frações da taxa de emissão e da taxa de temperatura forem funções senoidais, tem-se que:

$$\begin{aligned} \frac{\delta I}{I_0} &= A_I e^{i(\omega t - \phi_I)}, \\ \frac{\delta T_m}{T_0} &= A_{T_m} e^{i(\omega t - \phi_{T_m})}, \end{aligned} \quad (2.28)$$

onde T_m é a temperatura medida; A_I e A_{T_m} são as amplitudes relativas à razão da taxa de emissão e da temperatura, respectivamente; e ϕ_I e ϕ_{T_m} são as fases destas duas grandezas. Deste modo, o parâmetro η pode ser calculado por:

$$\eta = |\eta| e^{-i\Phi}, \quad (2.29)$$

onde:

$$|\eta| = \frac{A_I}{A_{T_m}}, \quad (2.30)$$

$$\Phi = \phi_I - \phi_{T_m}.$$

Se $\Phi < 0$, a temperatura antecede a taxa de emissão; caso $\Phi > 0$, a taxa de emissão antecede a temperatura.

2.5 O periodograma de Lomb Scargle

O periodograma de Lomb Scargle, que tem como base as definições de [Lomb \(1976\)](#) e [Scargle \(1982\)](#), foi utilizado neste trabalho para encontrar as periodicidades das variações noturnas nas intensidades e nas temperaturas das emissões do $O_2(0,1)$ e do $OH(6,2)$. É um método que tem sido bastante utilizado para o cálculo do espectro quando os dados não estão igualmente espaçados, pois os dados são ponderados com base nos pontos utilizando as componentes seno e cosseno apenas para os instantes em que os dados foram amostrados, enquanto a transformada de Fourier (FFT) pondera os dados com base nos intervalos de tempo das amostras.

Neste periodograma, a estimativa da energia espectral obtida a partir de um periodograma modificado para tratar com amostras espaçadas de modo desigual tem a mesma distribuição exponencial para as amostras igualmente espaçadas. Assim, para uma dada frequência angular ω para uma série temporal do tipo $X(t_i)$, onde $i = 1, 2, 3, \dots, n$ e n é o número de frequências independentes, a potência espectral pode ser calculada a partir da equação:

$$P_X(\omega) = \frac{1}{2} \left\{ \frac{[\sum_{j=1}^n X(j) \cos \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_{j=1}^n \cos^2 \omega(t_j - \tau)} + \frac{[\sum_{j=1}^n X(j) \sin \omega(t_j - \tau)]^2}{\sum_{j=1}^n \sin^2 \omega(t_j - \tau)} \right\}, \quad (2.31)$$

onde τ na [Equação 2.31](#) é definido pela relação:

$$\tan(2\omega\tau) = \frac{\sum_{j=1}^n \sin 2\omega t_j}{\sum_{j=1}^n \cos 2\omega t_j}. \quad (2.32)$$

A constante τ faz com que $P_X(\omega)$ seja independente dos ajustes dos t'_i s por alguma constante. [Lomb \(1976\)](#) mostrou que este deslocamento tem outro efeito: ele faz com que a [Equação 2.31](#) torne-se indêntica a um ajuste de funções seno e cosseno de um conjunto de dados a uma dada frequência ω , através de um ajuste por mínimos quadrados.

Neste trabalho foi utilizado a rotina em IDL *scargle.pro* (obtido no site: <http://astro.uni-tuebingen.de/software/idl/aitlib/timing/scargle.html>) para identificar as periodicidades presentes nas oscilações da intensidade e da temperatura. Este programa identifica as periodicidades presentes nas oscilações juntamente com as suas respectivas potências espectrais. Para encontrar a oscilação mais proeminente na série de dados, identifica-se primeiro a frequência angular ω relativa à potência espectral máxima da oscilação. Assim, substituindo ω ($\omega = 2\pi/T$, onde T é o período da oscilação) na [Equação 2.33](#), tem-se:

$$z(t) = A \cos(\omega t - \phi). \quad (2.33)$$

A Equação 2.33 pode também ser escrita como:

$$z(t) = A(\cos \omega t \cos \phi + \sin \omega t \sin \phi), \quad (2.34)$$

ou:

$$z(t) = A_1 \cos \omega t + A_2 \sin \omega t, \quad (2.35)$$

de modo que as variáveis A_1 e A_2 são descritas por:

$$A_1 = A \cos \phi \quad (2.36)$$

$$A_2 = A \sin \phi,$$

onde a amplitude A e a fase ϕ da oscilação podem ser obtidas, respectivamente, através das equações:

$$A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}, \quad (2.37)$$

$$\phi = \arctan \left(\frac{A_2}{A_1} \right).$$

A utilização do periodograma de Lomb Scargle é útil na análise dos dados de airglow, uma vez que estes dados são obtidos no período noturno e, geralmente não estão espaçados de maneira idêntica, devido à alguns problemas observacionais, tais como presença de nuvens, mau tempo, etc.

3 INSTRUMENTAÇÃO

O fotômetro com dispositivo CCD, além de medir as temperaturas rotacionais do O_2 e do OH, mede também as linhas 557,7 nm; 630,0 nm; 777,4 nm do oxigênio atômico; 589,3 nm do sódio; 427,8 nm do N_2 ; e 486,1 nm da linha H_β . A grande vantagem da utilização de um fotômetro é devido ao fato de o instrumento ser de baixo custo e compacto, além disso, ele é facilmente automatizado. A [Figura 3.1](#) ilustra o local de observação dos dados juntamente com os instrumentos ali alocados.



Figura 3.1 - Foto de Rikubetsu (43,5°N,143,8°E), local onde as medidas foram realizadas. Juntamente com o fotômetro, encontram-se outros instrumentos para coleta de dados, tais como um imageador.

A partir das duas emissões observadas, foram obtidas as séries temporais das intensidades e das temperaturas rotacionais das duas emissões, que, conseqüentemente foram utilizadas para o estudo do parâmetro η de Krassovsky, principal objetivo deste trabalho.

3.1 Estrutura óptica do equipamento

A Figura 3.2 mostra, de um modo simplificado, a estrutura óptica do fotômetro.

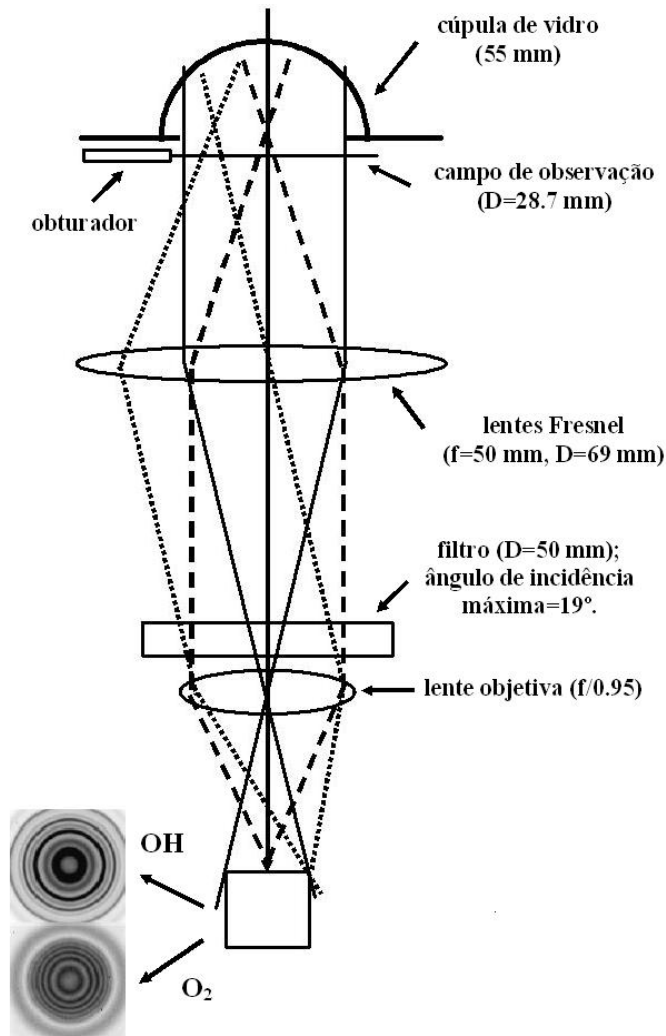


Figura 3.2 - Esquema simplificado do sistema óptico do fotômetro.

A câmera CCD é uma câmera com 512×512 pixels, fabricada pela Hamamatsu Photonics. A CCD tem uma eficiência quântica de mais de 90% na região do visível. O tamanho de um pixel é de $24 \mu\text{m}$, dando uma área de $12,3 \text{ mm}^2$. Para aumentar a razão sinal-ruído, foi utilizado um método de “binning” de 4×4 . A óptica básica consiste de um filtro de 50 mm de diâmetro e uma lente objetiva de $f/0,95$. Os raios de luz que passam através do filtro de interferência com ângulos de incidência de 0° e $19,1^\circ$ estão focados no centro e nos cantos da CCD, respectivamente. O desvio do comprimento de onda em relação ao ângulo de entrada pode ser calculado por (SHIOKAWA et al., 2006):

$$\lambda = \lambda_0 \left(1 - \frac{\mu_0^2}{\mu^2} \sin^2 \theta \right)^{1/2}, \quad (3.1)$$

onde λ , λ_0 , θ , μ e μ_0 são, respectivamente, o comprimento de onda desviado, o comprimento de onda original (ângulo de incidência de 0° em relação à normal), o ângulo de incidência e os índices refrativos para o meio externo ($\mu_0 = 1$ para o ar). A imagem de saída da CCD são anéis concêntricos, cada qual correspondente a uma linha de emissão. Quando existem várias linhas espectrais, como no caso do $O_2(0, 1)$, vários anéis são observados, como mostra a [Figura 3.2](#).

A lente Fresnel de comprimento focal de 50 mm com diâmetro de 69 mm é introduzida para formar a imagem, e, deste modo, na superfície do detector o céu é totalmente desfocado e aparecem somente os anéis espectrais. Se a lente Fresnel é removida, o fundo estelar e as variações do airglow seriam projetadas na CCD junto com as franjas de interferência. Assim, o fotômetro mede as temperaturas rotacionais e as intensidades médias sobre uma área zenital com ângulos de aproximadamente 16° .

Um filtro de interferência típico de 50 mm está montado sobre uma roda de filtros, que pode suportar um máximo de 12 filtros. A [Tabela 3.1](#) mostra as especificações dos filtros de interferência de banda estreita. Para a tomada de dados da temperatura rotacional do O_2 e do OH, dois filtros com especificações idênticas foram utilizados, de modo a fazer uma comparação relativa e monitorar possíveis degradações dos filtros durante o uso contínuo.

Tabela 3.1 - Especificações dos filtros do fotômetro.

canal	$\lambda(\text{nm})$	$\Delta\lambda(\text{nm})$	índice refrativo	tempo de exposição(s)	espécies
1	847,2	0,7	1,45	60	OH(6,2) P ₁ (2, 3, 4)
2	847,2	0,7	1,45	60	OH(6,2) P ₁ (2, 3, 4)
3	867,7	0,25	2,05	60	O ₂ b(0, 1)
4	867,7	0,25	2,05	60	O ₂ b(0, 1)
5	558,5	1,0	2,05	10	OI (557,7 nm)
6	630,9	1,0	2,05	10	OI (630,0 nm)
7	778,5	0,5	2,05	20	OI (777,4 nm)
8	590,1	0,5	2,05	10	Na (589,3 nm)
9	428,4	1,0	1,45	60	N ₂ ⁺ (1NG, 427, 8 nm)
10	486,8	1,0	2,05	60	H _{β} (486,1 nm)

3.2 Processamento de dados

O fotômetro registra imagens de anéis concêntricos das emissões do $O_2(0,1)$ e do $OH(6,2)$ a cada 5,5 minutos. O tempo de exposição dos canais relativos às duas emissões foi de 60 segundos. A Figura 3.3 mostra as duas, uma é referente às linhas espectrais do $O_2(0,1)$ enquanto a outra às linhas espectrais do $OH(6,2)$.

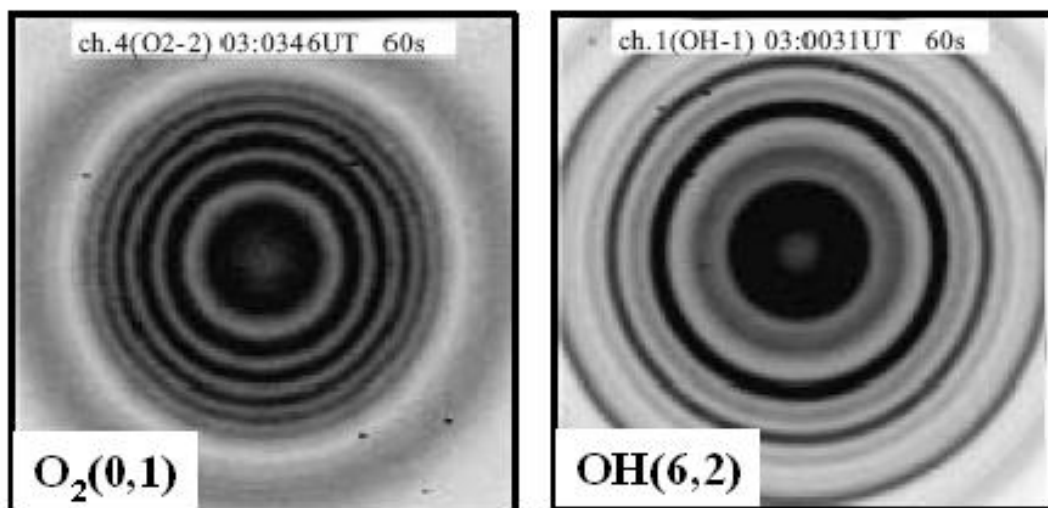


Figura 3.3 - À esquerda: anéis concêntricos obtidos pelo fotômetro para a emissão do $O_2(0,1)$. À direita tem-se a imagem referente aos anéis concêntricos obtidos para a emissão do $OH(6,2)$.

É importante salientar que cada anel é equivalente a uma linha espectral e, que a cada imagem, determina-se a intensidade e a temperatura através de processos de integração matemática, ou seja, dada uma série de imagens, determina-se as séries temporais destas duas grandezas. Para isto, foram tomados os seguintes procedimentos:

1 - Remoção dos ruídos pontuais da imagem: devido à incidência de raios cósmicos, as imagens são caracterizadas pela presença de manchas brancas. Estas manchas na imagem foram identificadas comparando-se o número de pixels em um determinado ponto com o número de pixels dos pontos vizinhos, de modo a verificar se a diferença entre esses números excedia um certo padrão e, por exemplo, caso o valor da intensidade fosse acima do fator 2, estes pontos eram substituídos pelos pixels vizinhos.

2 - Subtração do ruído: as imagens referentes ao ruído da CCD foram tomadas a cada 32.5 minutos fechando-se o obturador com o mesmo tempo de exposição utilizado para a aquisição das imagens de airglow.

3 - Determinação do centro dos raios: para a realização de integrações azimutais das franjas concêntricas, foi necessário determinar o centro das franjas. Para isto, a cada noite de observação, foi determinado uma média de 20 imagens representativas com taxas iguais de amostragem. O centro da franja é determinado desta média no local onde altura do pico das franjas integradas azimutalmente torna-se máxima. A procura pelo centro da franja foi feita a cada 0,2 pixels e as coordenadas (x,y) foram obtidas para este ponto. Também foi feita uma tentativa de obter o centro da franja pelo ajuste de uma função gaussiana às secções cruzadas verticais e horizontais das franjas das imagens. Porém, o primeiro método dá uma localização do centro de modo mais estável e confiável.

4 - Desvio na temperatura do filtro: na análise inicial dos dados do fotômetro, foi verificado que as localizações dos picos das franjas do espectro sintético³ e do espectro observado são ligeiramente diferentes devido ao desvio da função transmissão com a mudança da temperatura do filtro. O desvio do comprimento de onda central de um filtro de banda passante devido a variação da temperatura do filtro é de aproximadamente 0,02 nm°C. O fotômetro tem um aquecedor logo abaixo do disco, para manter o conjunto de filtros (ou a roda de filtros) a uma temperatura de 35°C. Entretanto, como não é possível aquecer o filtro diretamente, a temperatura do filtro varia ligeiramente de acordo com a mudança da temperatura externa. Deste modo, foram calibradas completamente as dependências do comprimento de onda da função transmissão, de modo que foi possível calcular o espectro sintético para os casos em que o centro do comprimento de onda do filtro era desviado pela variação da temperatura do filtro. Foi utilizada uma interpolação linear para o cálculo do espectro sintético para desvios no comprimento de onda a cada 0,01 nm para um intervalo de $\pm 0,4$ nm dos dados da calibração. Assim, os espectros sintéticos foram ajustados aos espectros observados e conseqüentemente, foi obtido um melhor ajuste do comprimento de onda desviado. Foi assumido uma temperatura rotacional de 200 K para a obtenção do melhor ajuste do espectro sintético para as emissões do O₂ e do OH.

Após efetuado estes quatro passos, o espectro sintético foi ajustado ao espectro observado para que as temperaturas rotacionais e as intensidades do airglow fossem obtidas. Para as emissões do O₂(0,1) nos canais 3 e 4, o espectro sintético foi ajustado para as linhas de emissão que estavam agrupadas numa faixa de comprimento de onda entre 865,9 e 867,1 nm. Para o OH(6,2), o espectro sintético foi ajustado para as linhas de emissão que estavam numa faixa que incluía tanto o pico P₁(2) como o pico P₁(4). O pico P₁(3) não foi utilizado devido à superposição de outras linhas espectrais por outras emissões do airglow. Uma descrição mais detalhada do pré-processamento dos dados pode ser encontrada no trabalho de [Shiokawa et al. \(2006\)](#).

³obtido a partir dos dados obtidos na calibração do instrumento, tais como a função transmissão e a intensidade absoluta da luz monocromática.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

Neste trabalho foram utilizados os dados das intensidades e das temperaturas rotacionais das emissões do $O_2(0,1)$ e do $OH(6,2)$ observadas no período de março de 2004 a agosto de 2005. As intensidades do $O_2(0,1)$ e do $OH(6,2)$ são referentes ao comprimentos de onda de 866,1 e 846,5 nm, respectivamente. Ao todo foram obtidos dados de 255 noites para o O_2 e de 280 para o OH , que estão distribuídas mensalmente na [Figura 4.1](#). Nota-se nesta figura, que existe uma certa homogeneidade entre as duas emissões no que diz respeito à aquisição de dados, exceto nos meses de maio, junho e julho de 2004 e 2005; pois, em 2004 existiam poucas noites de dados para o O_2 (em junho de 2004 não houve dados para esta emissão), ao passo que o contrário ocorreu em 2005.

4.1 Intensidade e Temperatura observadas

A descrição detalhada da obtenção das séries temporais da intensidade e da temperatura foge do escopo deste trabalho (para maiores detalhes, veja [Shiokawa et al. \(2006\)](#)). A [Figura 4.2](#) ilustra a média noturna obtida para as intensidades e temperaturas para as emissões do O_2 e do OH . As médias das intensidades foram de 18,4 R e de 87,1 R, com desvios de $\pm 7,4$ R e $\pm 26,7$ R para as emissões do O_2 e do OH , respectivamente, para o período de observação considerado. Para a temperatura, foram encontrados valores médios de 187,4 K e 185,3 K, com desvios de $\pm 10,0$ K e $\pm 11,3$ K, para as emissões do O_2 e do OH , respectivamente. O desvio padrão encontrado para a intensidade do OH equivale a $\sim 30\%$ do valor médio, enquanto para a emissão do O_2 este valor chega a $\sim 40\%$. A temperatura apresenta desvios entre ~ 6 a 7% para as duas emissões. Nos gráficos

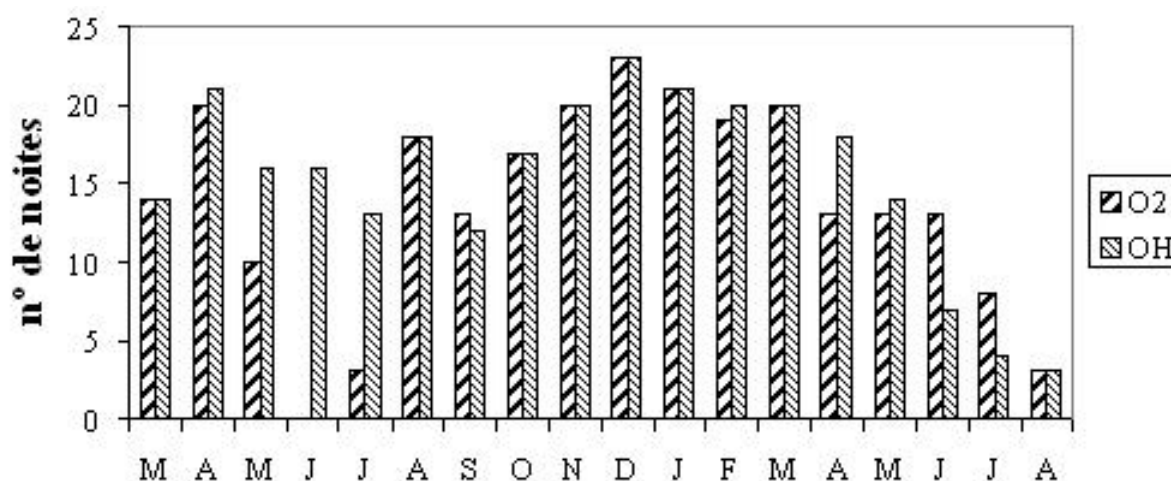
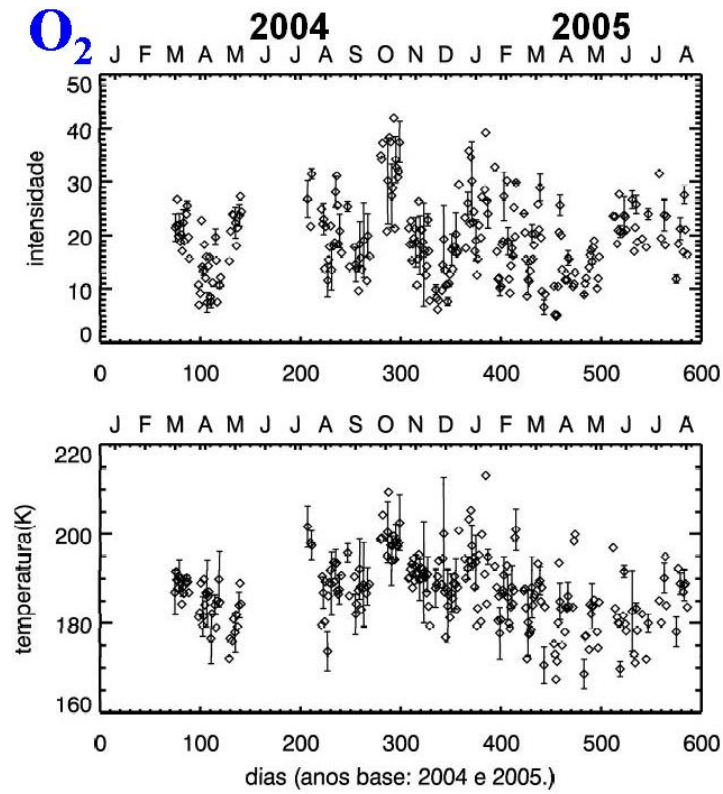


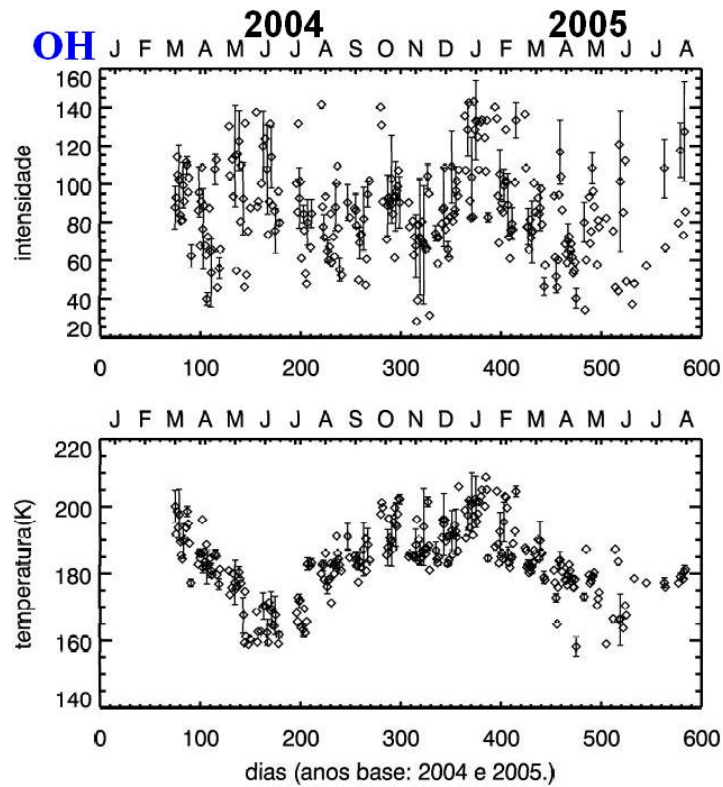
Figura 4.1 - Total de noites observadas distribuídas mensalmente dentro do período de observação de março de 2004 a agosto de 2005.

referentes à temperatura, vê-se que uma oscilação é muito mais proeminente na camada de emissão do OH do que na camada de emissão do O₂.

Nota-se também, na [Figura 4.2](#), que tanto a intensidade do O₂ como do OH não mostram clara variação sazonal. Os valores da intensidade do O₂ são menores no mês de abril, e maiores nos meses de outubro e novembro. Para o OH, as menores intensidades encontram-se espalhadas em diversos períodos em que os dados foram observados; as intensidades mais elevadas para esta emissão encontram-se no mês de janeiro de 2005. A temperatura do O₂ apresenta um ligeiro aumento em meados de setembro e outubro, enquanto a temperatura do OH mostra uma clara variação sazonal, apresentando um mínimo em torno de 160 K no verão (junho e julho), e um máximo em torno de 210 K no inverno (dezembro e janeiro).



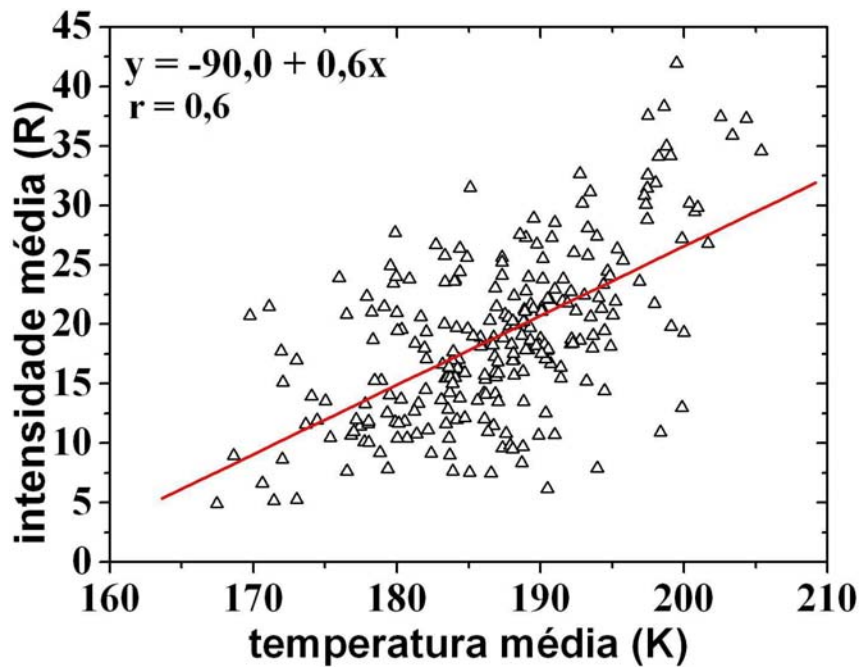
(a) médias obtidas para o O₂.



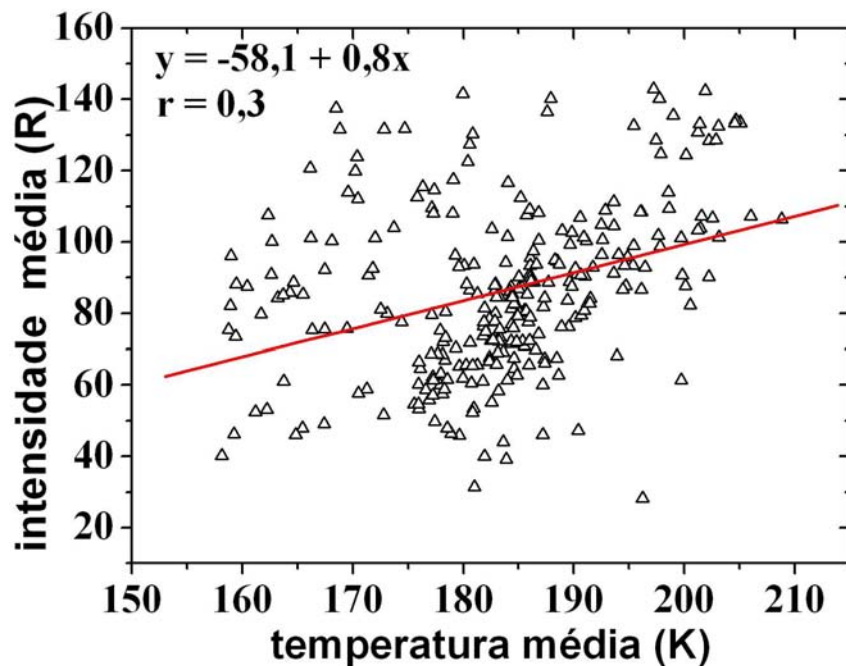
(b) médias obtidas para o OH.

Figura 4.2 - Médias noturnas das intensidades (painéis superiores) e das temperaturas (painéis inferiores) obtidas para as emissões do O₂ e do OH no período de março de 2004 a agosto de 2005.

A [Figura 4.3](#) apresenta os gráficos *Intensidade Média* \times *Temperatura Média* para ambas as emissões do O₂ e do OH, juntamente com as suas respectivas curvas de ajuste linear. As médias são referentes às médias diárias obtidas tanto para a intensidade de emissão, como também para a temperatura rotacional do O₂ e do OH, apenas para uma análise do comportamento geral dos dados. Nota-se em ambas as emissões, uma clara tendência crescente da intensidade com a temperatura. Observa-se também, na emissão do OH, que a maioria dos valores médios concentra-se num intervalo de 160 a \sim 200 K, o mesmo intervalo onde se encontram a maioria dos dados do O₂. Os dados do OH estão muito mais espalhados em comparação com os dados do O₂, de modo que o coeficiente de correlação do OH ($r=0,3$) é menor em comparação com o do O₂ ($r=0,6$). A variável σ , presente nos gráficos da [Figura 4.3](#) é referente ao desvio padrão existente entre os dados e a reta traçada.



(a) O₂



(b) OH

Figura 4.3 - Ajuste linear dos gráficos referentes aos valores da média noturna da Intensidade e da Temperatura das emissões do O₂ (painel superior) e do OH (painel inferior). Tanto as funções de ajuste, como os desvios em torno da reta ajustada e o índice de correlação estão presentes no canto superior esquerdo de cada figura.

4.2 Metodologia da análise

A Figura 4.4 mostra a distribuição das noites observacionais de acordo com as suas respectivas faixas de comprimento de série, onde é possível notar uma tendência decrescente do número de noites quando o comprimento de série aumenta. Foram utilizadas neste trabalho, noites com comprimentos de série iguais ou maiores que 4 horas, para que oscilações com períodos de 0,5 a 3 horas fossem identificadas. Deste modo, foram selecionadas 126 e 155 noites para as emissões do O₂ e OH, respectivamente. A Figura 4.5 mostra a distribuição mensal das noites selecionadas, onde deve-se notar que tanto os dados do O₂ quanto do OH estão distribuídos de modo praticamente homogêneo, exceto nos meses de junho e julho de 2004, que possuem apenas dados relativos à emissão do OH.

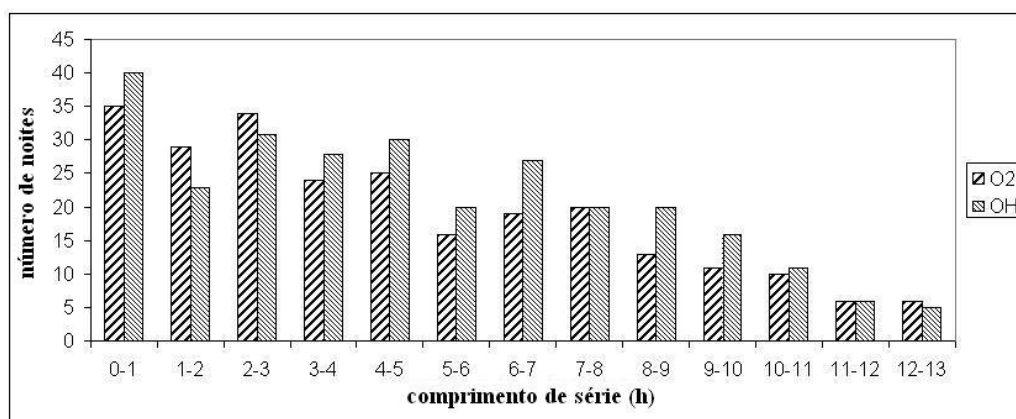


Figura 4.4 - Distribuição das noites de acordo com as respectivas faixas de comprimento da série temporal dos dados.

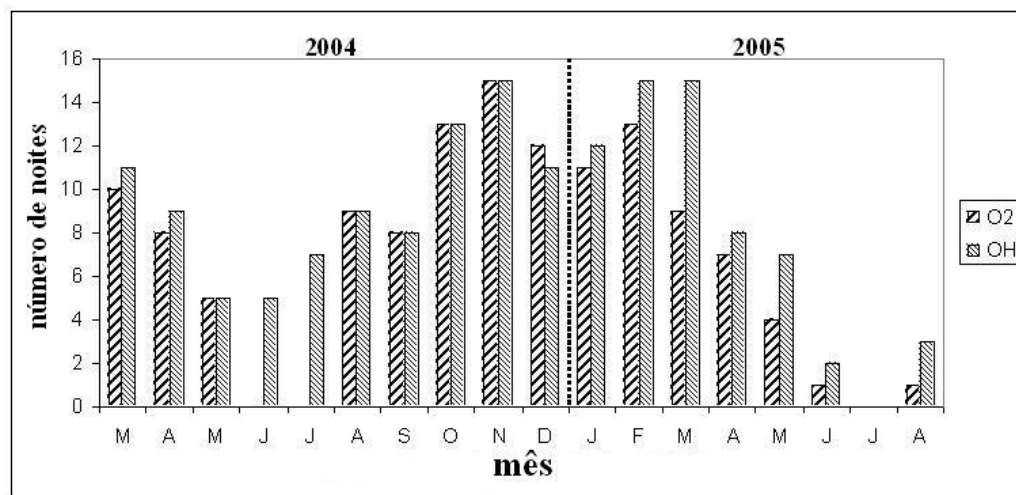


Figura 4.5 - Distribuição das noites observadas que possuem comprimento de série maior que 4 horas.

Apenas para uma visão geral, a [Figura 4.6](#) ilustra de maneira simplificada os processos realizados na análise de dados. Primeiramente, foram escolhidas as séries temporais noturnas relativas à intensidade e à temperatura das emissões do O₂ e do OH com comprimentos de série maiores ou iguais a 4 horas, sendo que os dados considerados “espúrios” eram retirados das séries de dados, analisando para isto, o comportamento do ruído de fundo (BG) da série.

Deste modo, desvios em torno de zero das oscilações foram obtidos para que posteriormente fossem submetidos ao periodograma de Lomb Scargle de modo a identificar as periodicidades presentes nas oscilações da intensidade e temperatura. Se estes periodogramas fossem semelhantes, as frequências angulares eram calculadas e substituídas na [Equação 2.33](#), para que, através de mínimos quadrados, as amplitudes e fases destas oscilações pudessem ser obtidas e, conseqüentemente, os valores de $|\eta|$ e Φ fossem calculados; além disso, foram obtidas também as curvas residuais dos desvios da intensidade e da temperatura para que o todo o processo descrito neste parágrafo se repetisse novamente.

Para exemplificar o processo de análise espectral de modo mais detalhado, são apresentadas quatro noites de observação do O₂ e do OH: 17 de setembro (dia 261), 17 de outubro (dia 291), 14 de dezembro (dia 349) para o ano de 2004; e 2 de fevereiro de 2005 (dia 399), como mostram as [Figuras 4.7 e 4.8](#). É necessário enfatizar aqui que tanto os dados do O₂ como do OH foram analisados de forma independente neste trabalho, não sendo obrigatória a existência de dados de ambas as emissões nos dias selecionados.

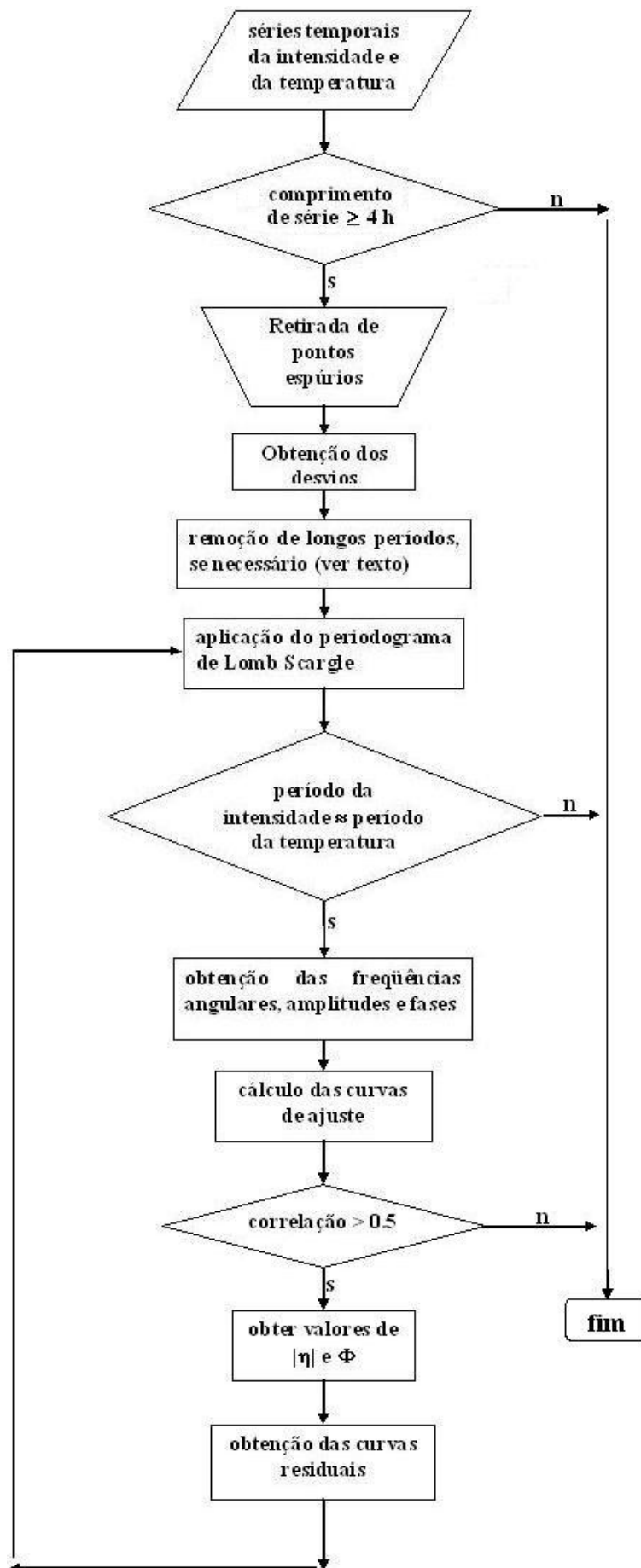
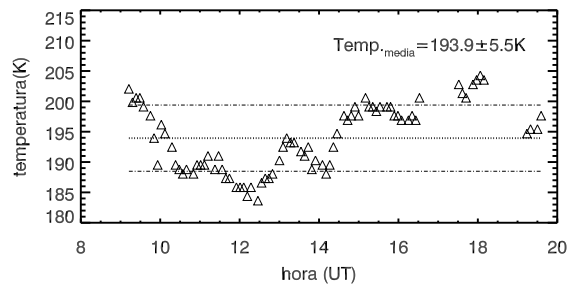
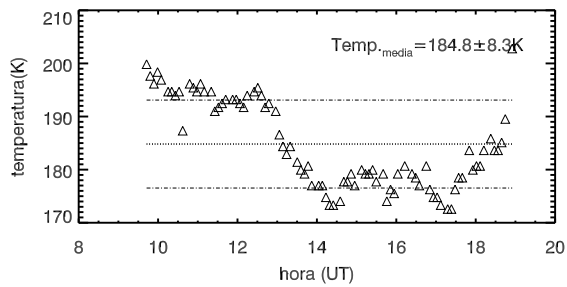
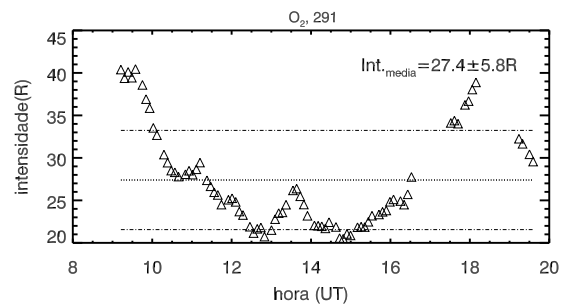
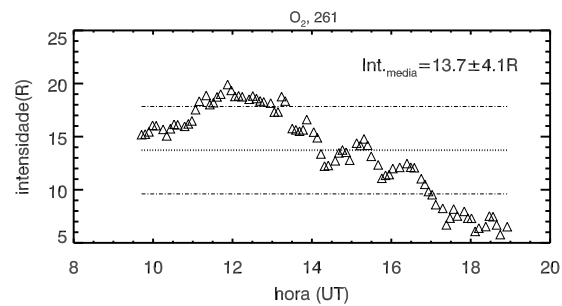
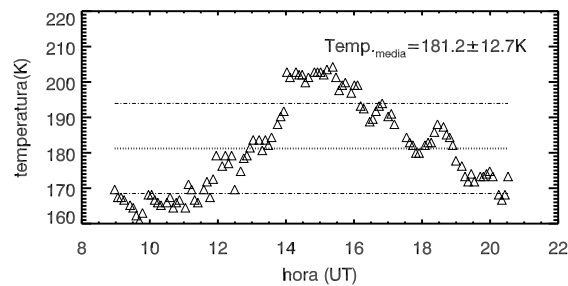
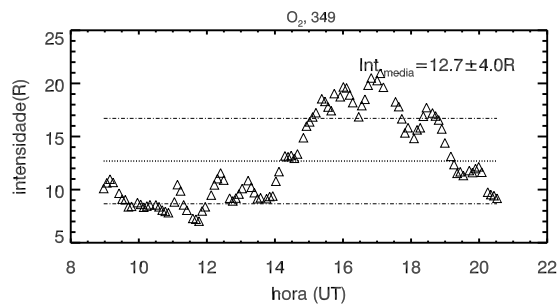


Figura 4.6 - Fluxograma do processo de análise dos dados adotado neste trabalho.



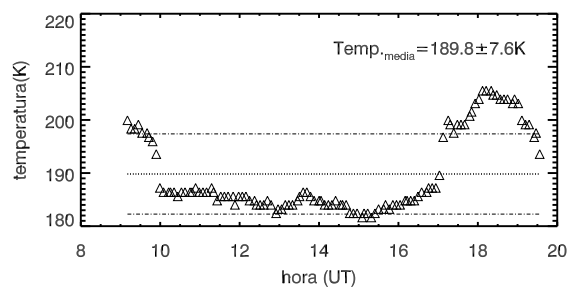
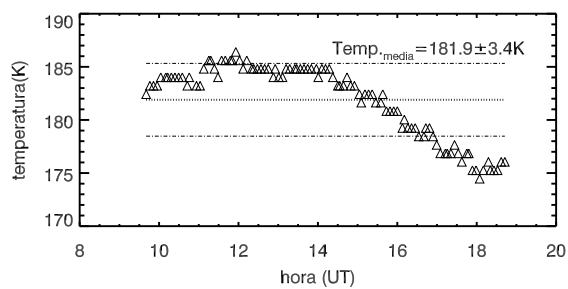
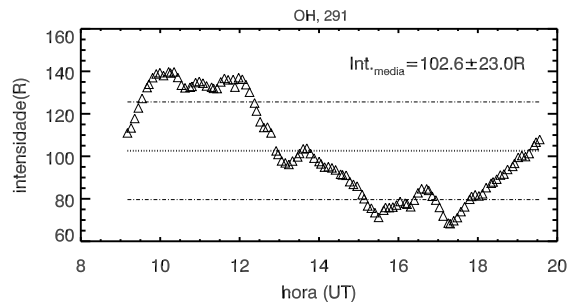
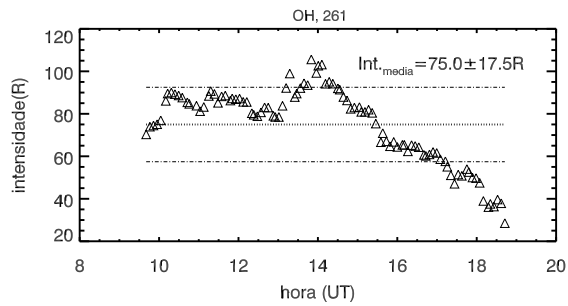
(a) 17 de setembro de 2004

(b) 17 de outubro de 2004



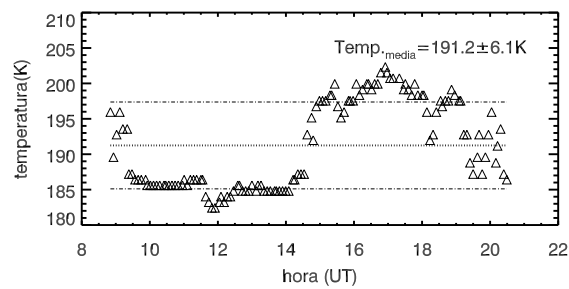
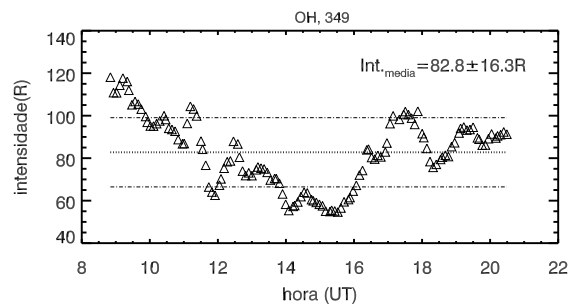
(c) 14 de dezembro de 2004

Figura 4.7 - Variações noturnas das intensidades e das temperaturas do O_2 em três noites escolhidas para exemplificar o método de análise empregado. O painel superior é referente à intensidade de emissão e o painel inferior à temperatura observada. Ambos os painéis contém os seus respectivos valores médios e desvios. As retas horizontais são referentes às médias dos valores obtidos e às suas respectivas incertezas.



(a) 17 de setembro de 2004

(b) 17 de outubro de 2004



(c) 14 de dezembro de 2004

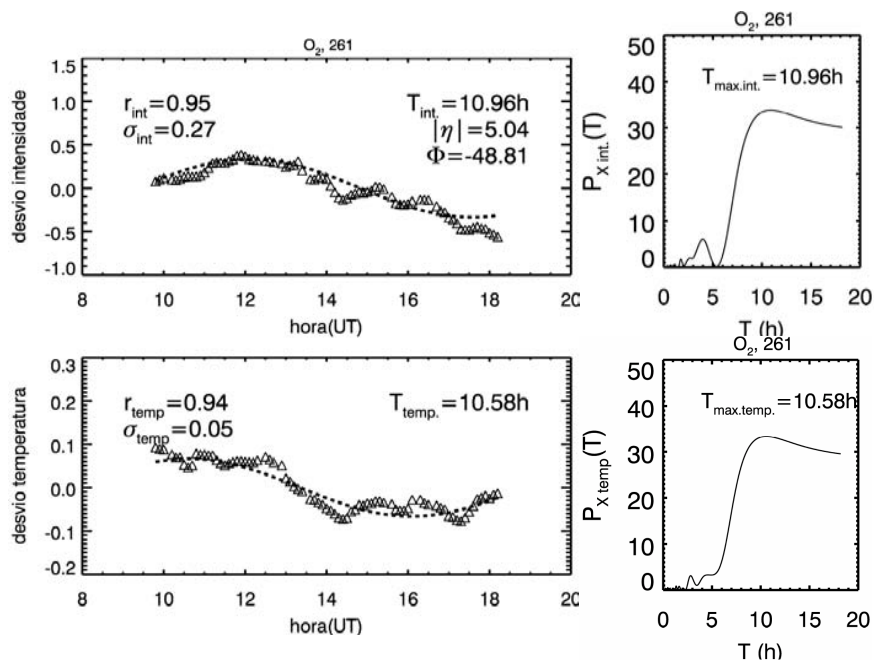
Figura 4.8 - As mesmas noites observadas na Figura 4.7, porém, as oscilações na intensidade e temperatura são relativas à emissão do OH.

Antes de procurar as oscilações periódicas das séries temporais pelo método de Lomb Scargle, foram calculados os desvios das séries temporais utilizando a seguinte função (ZHANG, 1991):

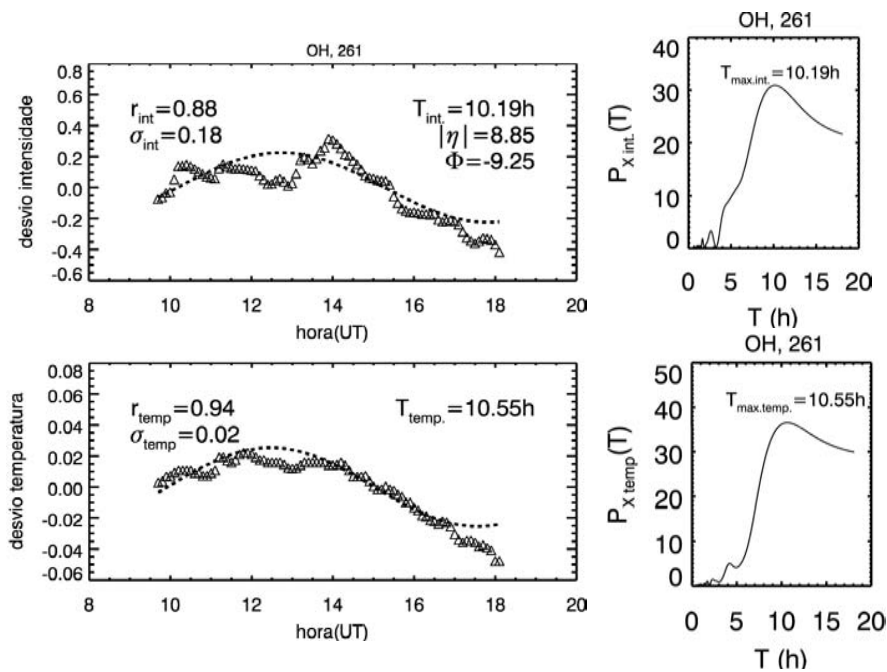
$$z_i = \frac{h_i - \bar{h}}{\bar{h}}, \quad (4.1)$$

onde $i = 0, 1, \dots, n$ onde n é o número de dados relativos à intensidade e à temperatura rotacional de uma noite de modo que h_i pode ser substituída por estes valores, e \bar{h} refere-se ao valor médio da oscilação (da intensidade ou temperatura) para cada noite considerada. Assim, os desvios foram submetidos ao periodograma de Lomb-Scargle (Lomb (1976), Scargle (1982)) para que a frequência angular ω de oscilação para cada noite fosse obtida e, substituindo este valor na Equação 2.33, obtém-se, via mínimos quadrados, as amplitudes e fases das oscilações presentes nos dados. É necessário salientar que, se uma mesma onda quasi-monocromática perturba as oscilações da intensidade e da temperatura, esta onda deve ter o mesmo período em ambas as séries temporais. Neste trabalho, considera-se que o período obtido através do periodograma de Lomb Scargle para a temperatura é idêntico ao período obtido através desta mesma análise aplicada à intensidade, dentro de um erro de $\pm 15\%$. Os desvios em torno da média obtidos para as intensidades e temperaturas das emissões do O₂ e do OH, referentes àqueles dias das Figuras 4.7 e 4.8, juntamente com os seus respectivos periodogramas, encontram-se nas Figuras 4.9, 4.10 e 4.11.

As linhas tracejadas que aparecem nas Figuras 4.9, 4.10 e 4.11, são as curvas de ajustes obtidas a partir da Equação 2.33, substituindo os valores da frequência angular ω , da amplitude A e da fase ϕ . Além de exibir as oscilações da intensidade e temperatura juntamente com os seus respectivos periodogramas, vê-se no canto superior direito das oscilações, tanto da intensidade como da temperatura, os valores calculados de $|\eta|$ e Φ , obtidos a partir das Equações em 2.30. No canto superior esquerdo destes gráficos encontra-se o índice de correlação linear entre a curva de ajuste e os dados, e os desvios calculados para cada oscilação.

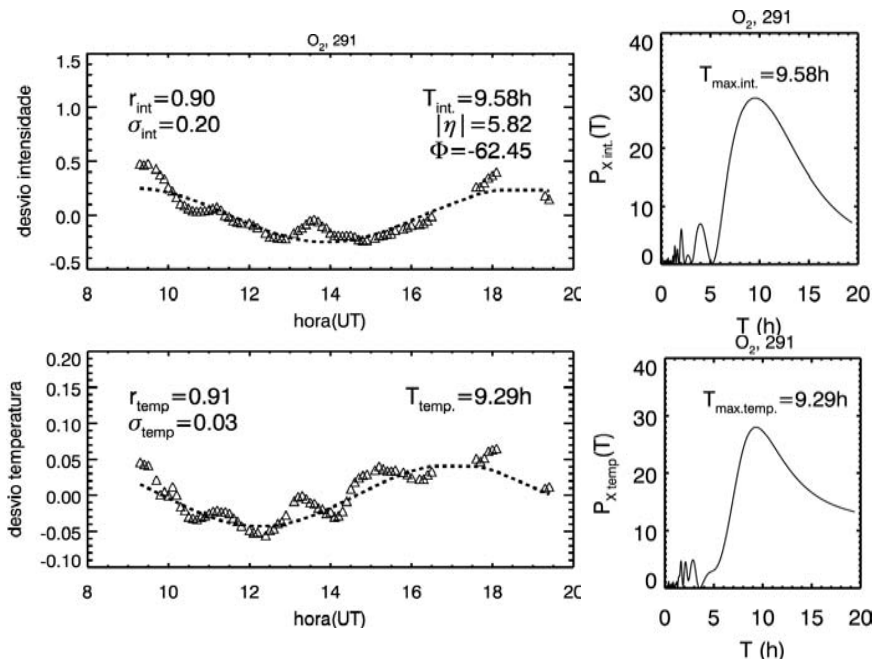


(a) O_2

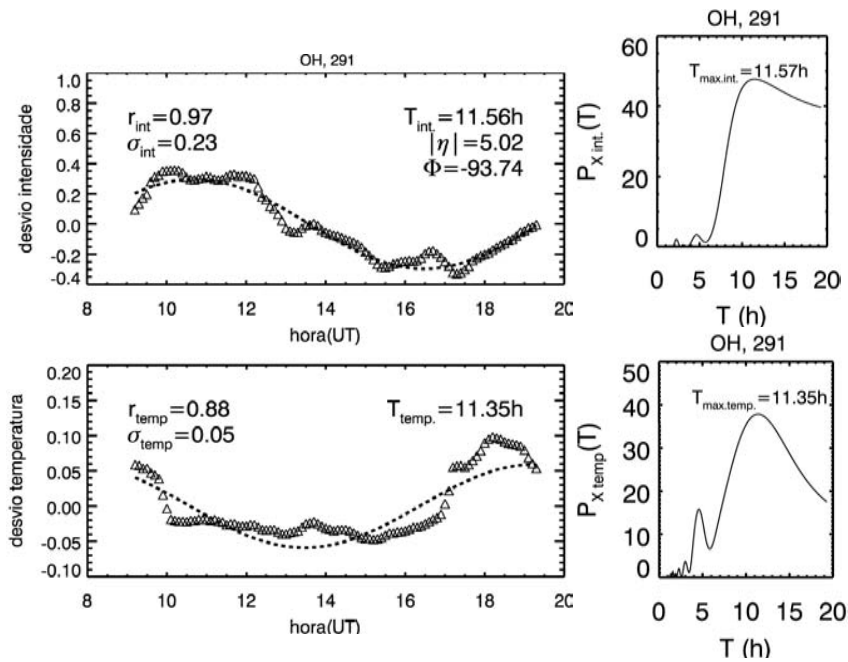


(b) OH

Figura 4.9 - Desvios em torno de zero (à esquerda) e periodogramas de Lomb Scargle (à direita), obtidos para o dia 17 de setembro de 2004 para as emissões do O_2 (a) e do OH (b). Os painéis superiores de cada figura são referentes à intensidade, enquanto os painéis inferiores são referentes à temperatura.

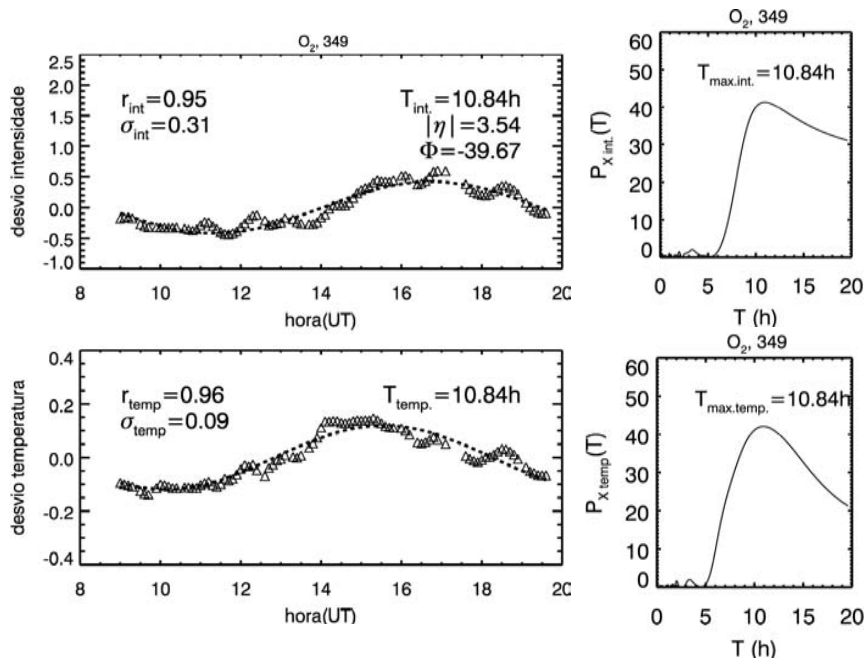


(a) O_2

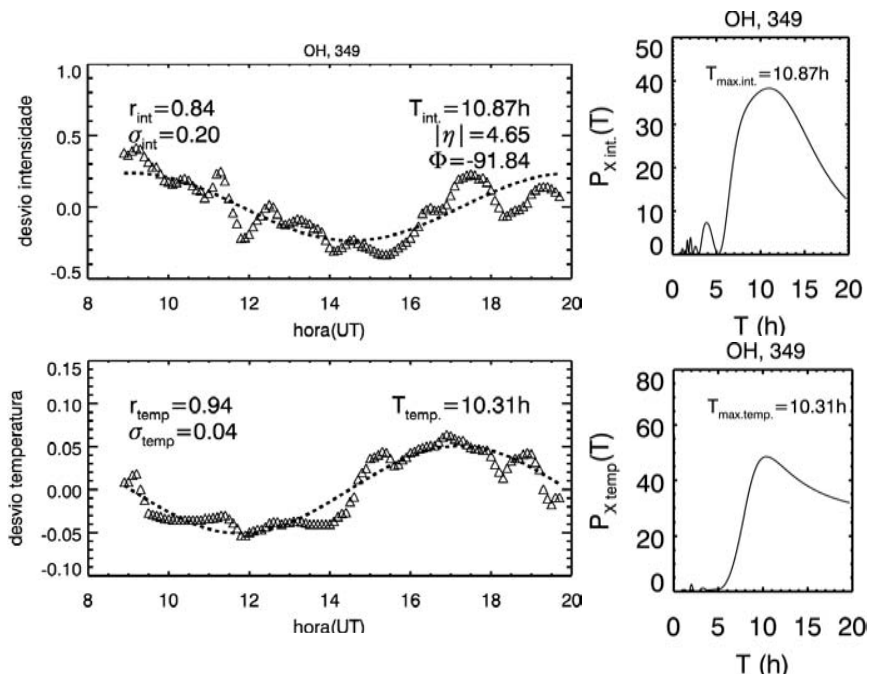


(b) OH

Figura 4.10 - Desvios e periodogramas obtidos para a noite do dia 17 de outubro de 2004.



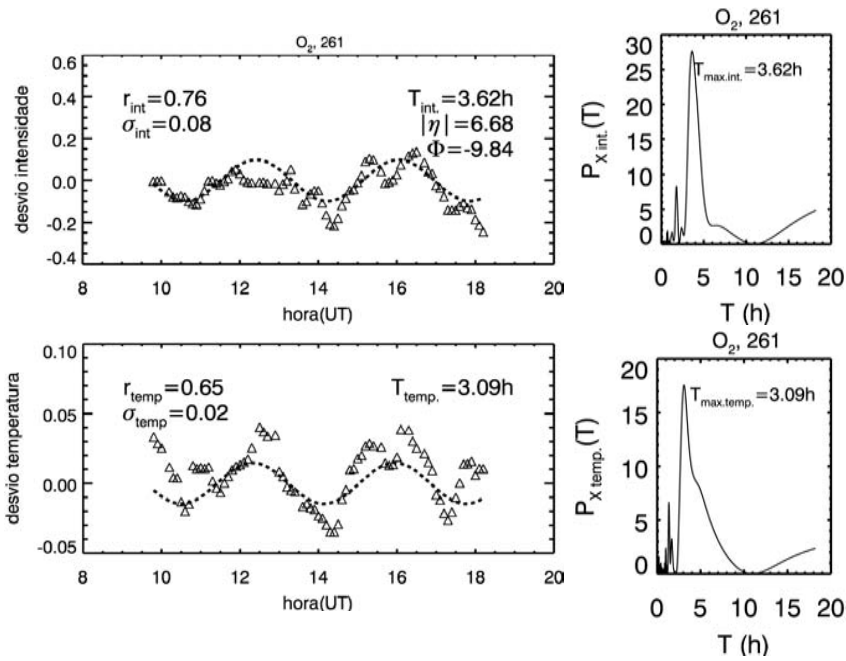
(a) O₂



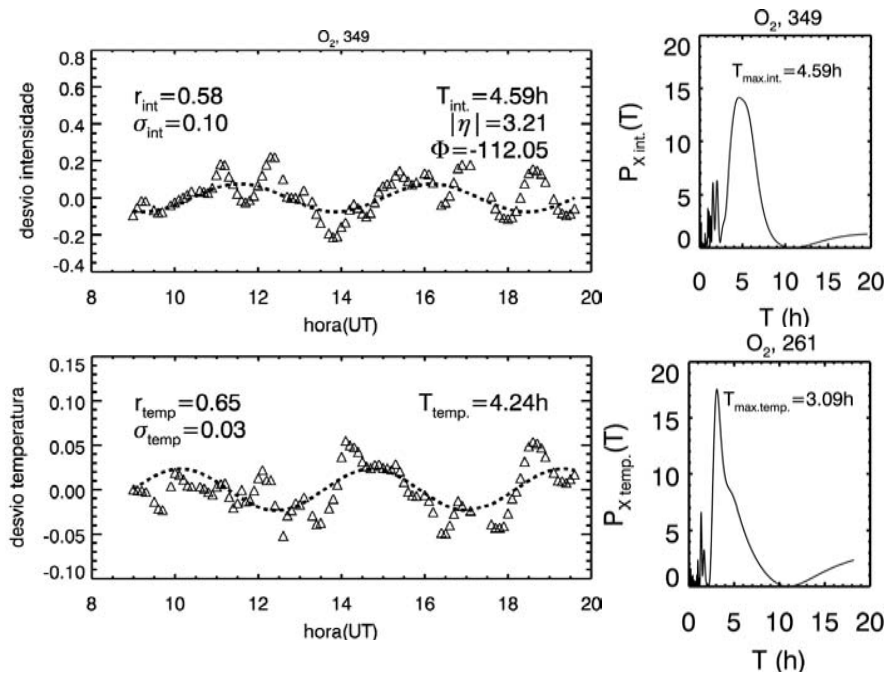
(b) OH

Figura 4.11 - Desvios e periodogramas obtidos para o dia 14 de dezembro de 2004.

Nesta amostra de apenas quatro dias, comuns para as duas emissões, os periodogramas das noites dos dias 17 de setembro e 14 de dezembro de 2004 são semelhantes, identificando um período de ~ 10 h. As outras duas noites não apresentaram esta característica. É interessante notar que no dia 14 de dezembro de 2004, os periodogramas das oscilações do O_2 mostraram períodos idênticos tanto para a intensidade quanto para a temperatura. Para que outras oscilações presentes nestas noites pudessem ser identificadas, foram obtidas, para cada uma das noites, curvas residuais da intensidade e da temperatura. Os resíduos foram obtidos subtraindo as curvas tracejadas dos desvios da intensidade e da temperatura e submetidos ao periodograma de Lomb Scargle. Deste modo, outras periodicidades foram encontradas apenas para as noites dos dias 17 de setembro e 14 de dezembro de 2004 para a emissão do O_2 , como mostra a [Figura 4.12](#).



(a) 17 de setembro de 2004



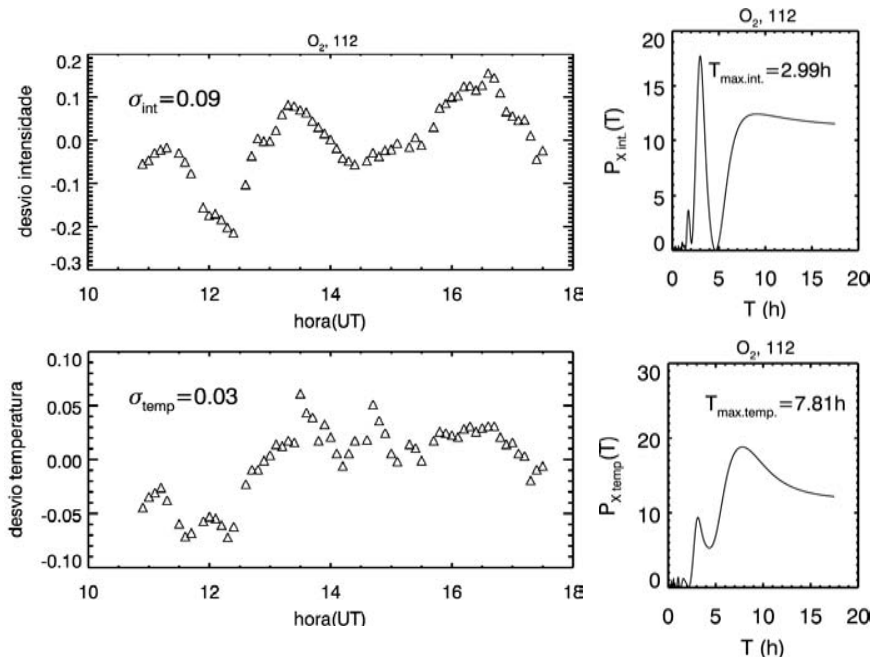
(b) 14 de dezembro de 2004

Figura 4.12 - Resíduos obtidos da emissão do O_2 para os dias 17 de setembro e 14 de dezembro de 2004 juntamente com os seus respectivos periodogramas. Após o processo de obtenção das curvas residuais, somente estas duas noites foram consideradas.

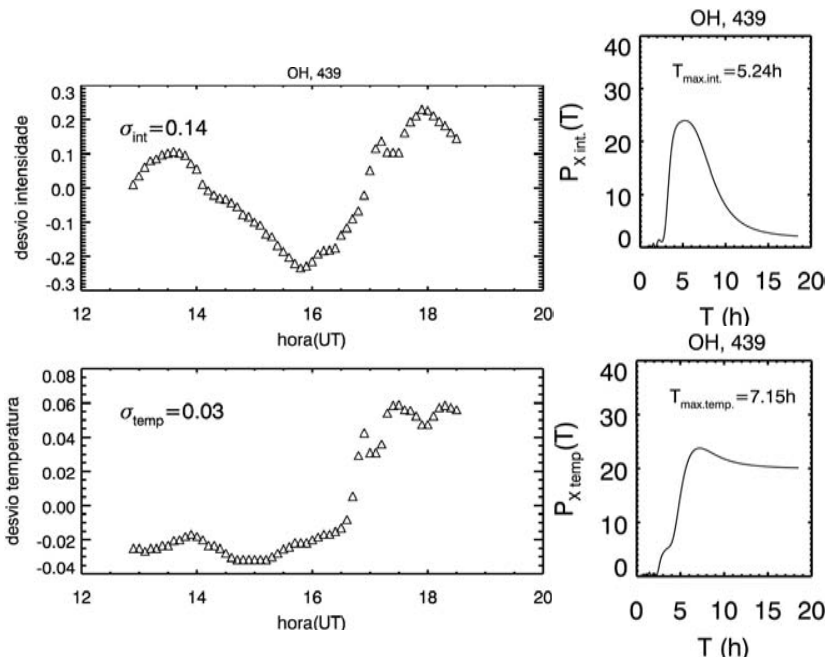
É necessário salientar que em todas as noites observadas, tanto as emissões do O_2 quanto do OH, foram submetidas ao periodograma de Lomb Scargle. Somente em algumas das séries temporais os períodos das oscilações da intensidade e da temperatura eram coincidentes, tais como aquelas presentes nas Figuras 4.7 e 4.8. Em outras, os períodos obtidos pelo periodograma de Lomb Scargle não eram coincidentes, além da existência de séries em que o periodograma de Lomb Scargle revelava oscilações de ordem muito maior do que o comprimento das séries. Assim, ao invés da utilização direta dos dados, como foi feito até agora, foi necessário anteriormente à obtenção de curvas residuais, a utilização de uma curva de ajuste de grau 2 ou 3 (utilizado somente em casos onde a tendência de longo período não era removida por um ajuste de grau 2), para que os dados pudessem ser validados, ou seja, ao invés da utilização dos desvios “originais”, foram utilizadas as curvas residuais obtidas através da diferença entre estes desvios e as curvas de ajuste polinomial de grau 2 ou 3.

Como exemplo, a Figura 4.13 mostra as oscilações da intensidade e da temperatura juntamente com os seus respectivos periodogramas das noites dos dias 21 de abril de 2004 para a emissão do O_2 , e do dia 14 de março de 2005 para a emissão do OH; enquanto que a Figura 4.14 mostra os dados relativos à estes mesmos dias, porém, após a remoção de tendências de longo período através de uma função de ajuste de grau 2. O periodograma de Lomb Scargle identificou para o dia 21 de abril, oscilações de 2,99 e 7,81 h nas séries da intensidade e temperatura, respectivamente; e para o dia 14 de março, os períodos foram de 5,24 h para a intensidade e 7,15 h para a temperatura. Devido à diferença dos periodogramas da intensidade e da temperatura, estas oscilações foram ajustadas através de uma função polinomial de grau 2 para eliminar as tendências de longo período. Assim, subtraindo as curvas de ajuste polinomial dos desvios “originais”, foram obtidos os desvios residuais destas oscilações, que, conseqüentemente, foi submetido ao periodograma de Lomb Scargle. A Figura 4.14 mostra que, após a remoção destas tendências, foram obtidos periodogramas semelhantes para a intensidade e para a temperatura tanto para o dia 21 de abril de 2004 (2,72 e 2,83 h), como também para o dia 14 de março de 2005 (3,18 e 3,16 h), fazendo com que estes dias fossem utilizados para o cálculo de $|\eta|$ e Φ . O mesmo procedimento descrito neste parágrafo foi utilizado àquelas séries submetidas ao ajuste polinomial de grau 3.

Assim, os valores calculados de $|\eta|$ e Φ foram plotados em função do período de oscilação para cada uma das emissões, como mostram as Figuras 4.15 e 4.16, referentes à emissão do O_2 e do OH, respectivamente. Os valores de $|\eta|$ para a emissão do O_2 variam de 2 a 10, com um valor médio de 5,31; enquanto Φ varia de alguns graus a $\sim -150^\circ$, com uma concentração maior de dados entre 0° e -60° . Nota-se, para a emissão do OH, que

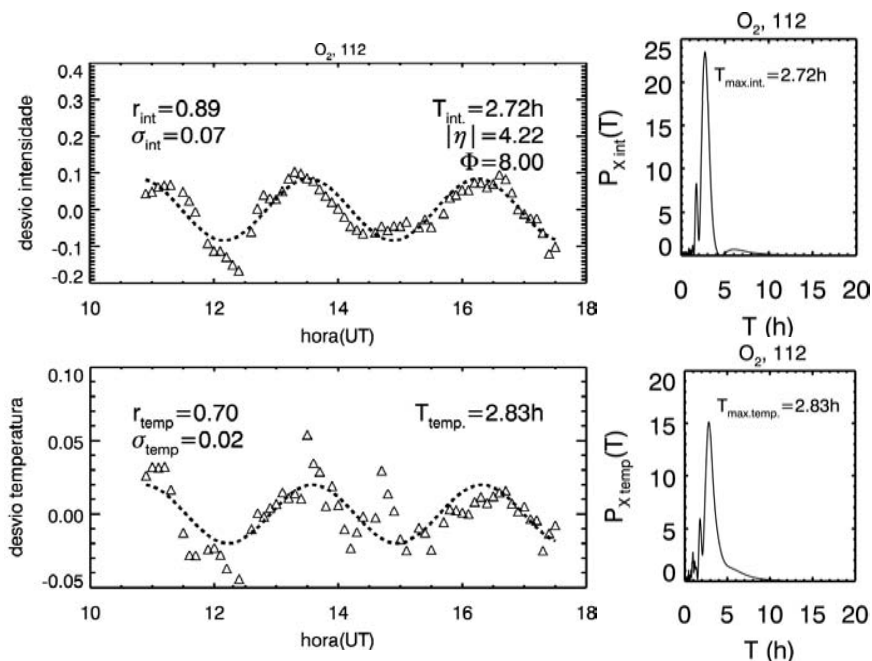


(a) O₂: 21 de abril de 2004

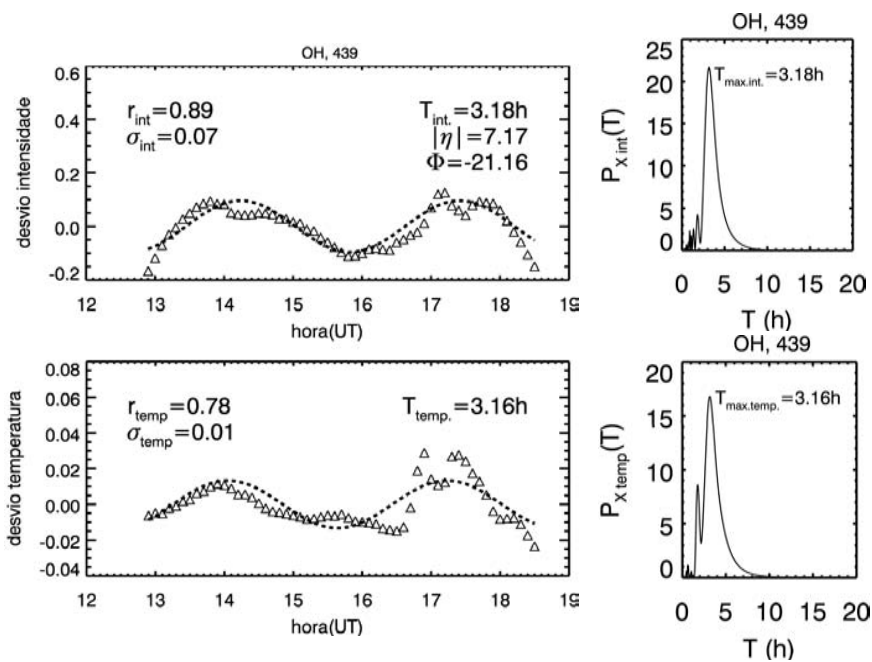


(b) OH: 14 de março de 2005

Figura 4.13 - Desvios em torno de zero da intensidade e da temperatura juntamente com os seus respectivos periodogramas. Nota-se que os periodogramas da intensidade e da temperatura não são semelhantes para nenhuma das noites.



(a) O₂: 21 de abril de 2004



(b) OH: 14 de março de 2005

Figura 4.14 - Curvas residuais obtidas utilizando-se ajustes polinomiais de grau 2 das oscilações referentes àqueles dias mostrados na Figura 4.13. Nota-se que desta vez os periodogramas da intensidade e da temperatura são semelhantes.

existem valores de $|\eta|$ que estão compreendidos em torno de ~ 4 e outros que exibem uma tendência crescente de 10 a ~ 19 ; percebe-se também que os valores de $|\eta|$ referentes à ondas com períodos menores que 6 horas exibem uma maior variabilidade em seus valores, ao passo que esta variabilidade diminui para períodos maiores ($T > 6$ horas). A diferença de fase Φ comporta-se de modo semelhante ao O_2 , com valores que variam de alguns graus a $\sim -180^\circ$, sendo que a maioria dos valores de Φ concentra-se em torno de -30° e -40° . As comparações com resultados encontrados na literatura encontram-se na seção de Discussões.

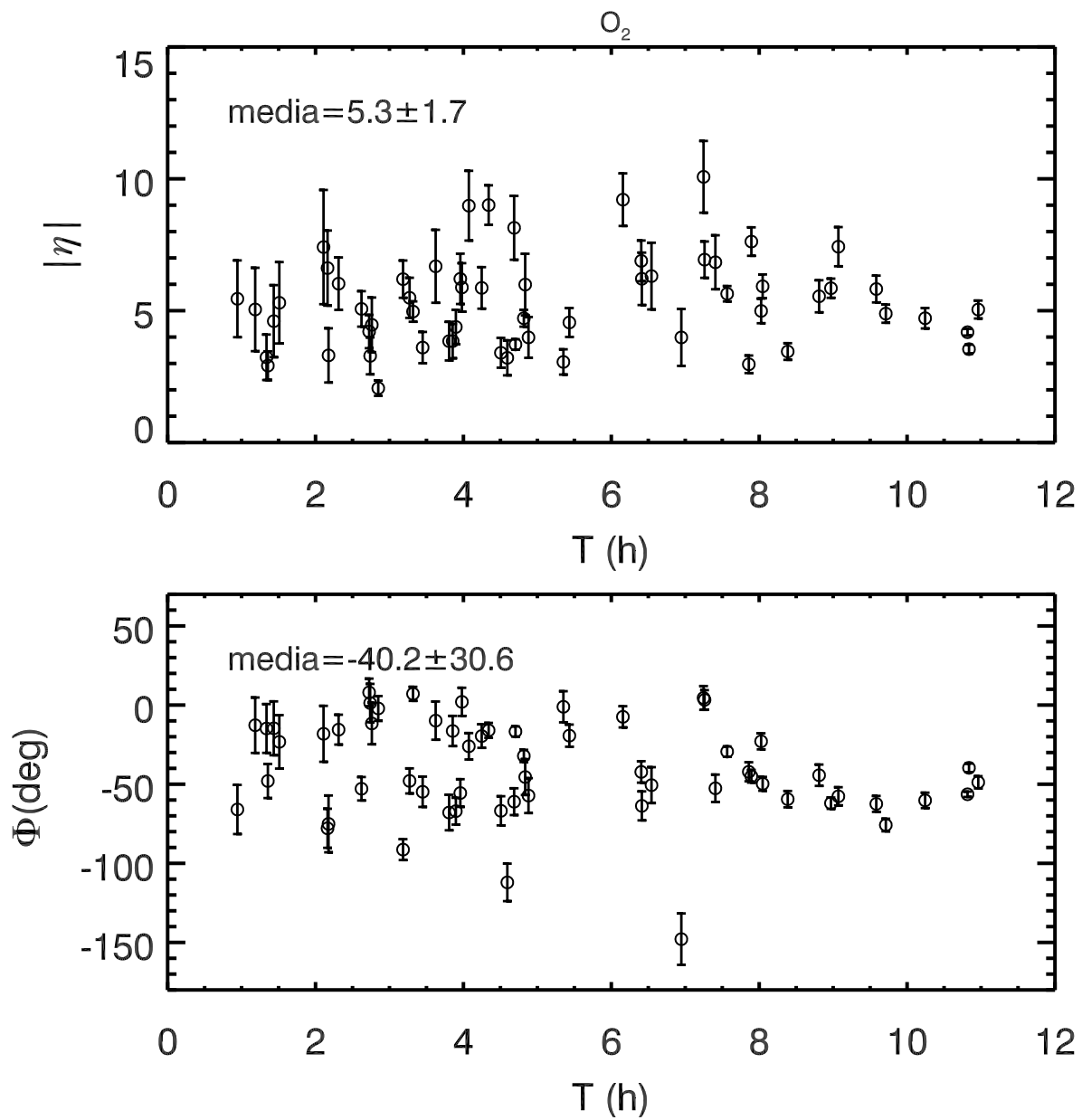


Figura 4.15 - $|\eta|$ (painel superior) e Φ (painel inferior) em função do período T (h) para a emissão do O_2 . Os seus respectivos valores médios encontram-se no canto superior esquerdo de cada figura.

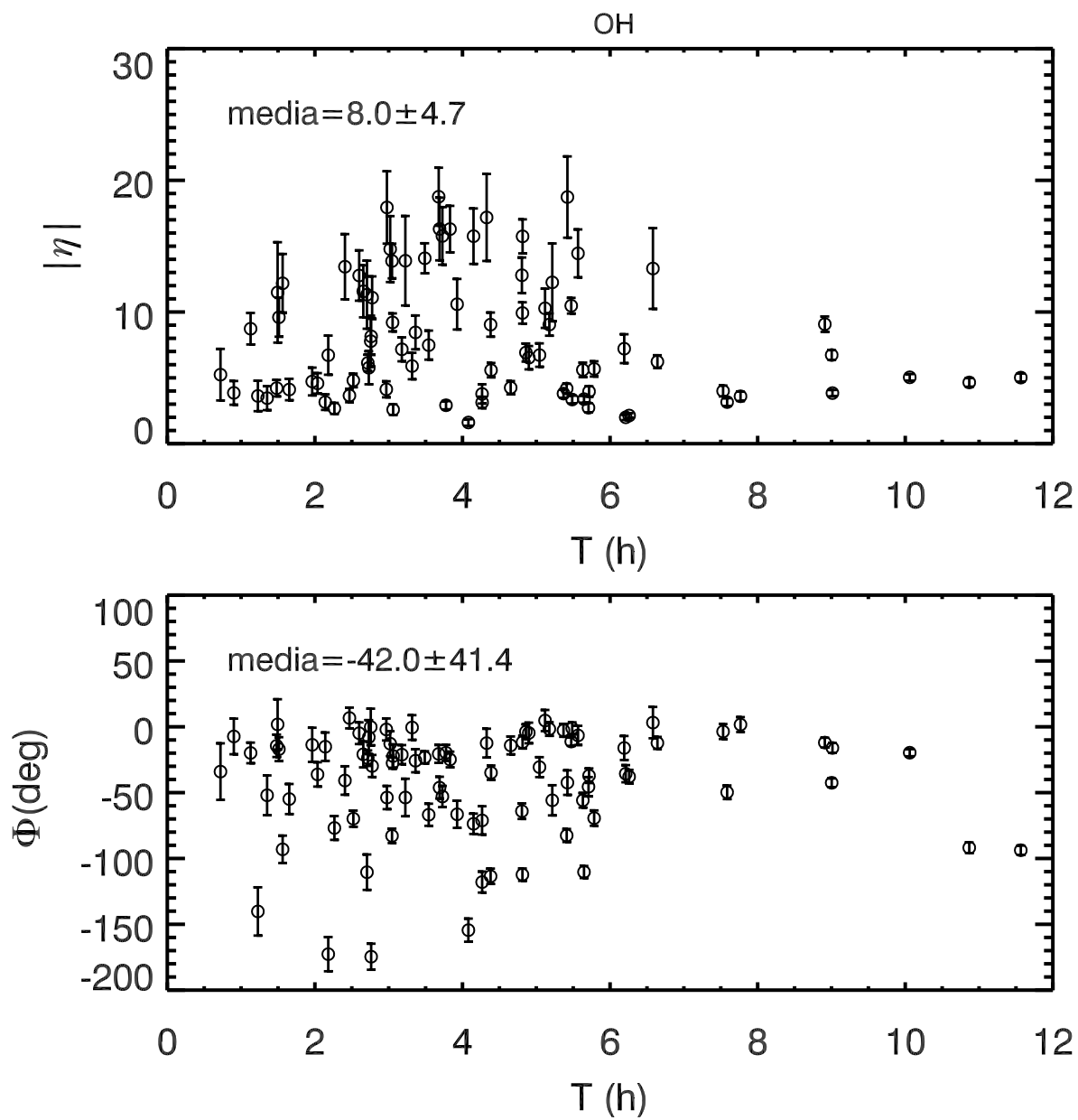


Figura 4.16 - $|\eta|$ (painel superior) e Φ (painel inferior) em função do período T (h) para a emissão do OH. Os seus respectivos valores médios encontram-se no canto superior esquerdo de cada figura.

4.3 Discussões

Nesta seção, os dados serão comparados com os resultados experimentais obtidos por diversos autores, e também com alguns modelos existentes na literatura, que consideraram diversos mecanismos químicos e dinâmicos para que o parâmetro η de Krassovsky pudesse ser realísticamente modelado e interpretado. Os principais modelos a serem utilizados aqui são de [Hickey et al. \(1993\)](#) para a emissão do O_2 , e de [Schubert et al. \(1991\)](#) para o OH.

[Hecht e Walterscheid \(1991\)](#), a partir de dados obtidos durante a campanha ALOHA-90, obtiveram dados do nightglow de três noites para as bandas de Meinel do OH e a para as bandas atmosféricas do O_2 . O valor de $|\eta|$ variou de 2,3 a 4,3; e Φ de 0 a -55° para a emissão do O_2 . Para o OH, foram obtidos valores que variavam de 2 a 7,2 e de -20° a -80° para $|\eta|$ e Φ , respectivamente. É necessário acrescentar que as periodicidades das ondas variavam de 1,5 a 7 horas. Os valores obtidos pelos autores estavam próximos, mas não em boa concordância com os modelos existentes na época.

Utilizando dados do $O_2(0,1)$ e do $OH(9,4)$ observados em Cachoeira Paulista ($22,7^\circ S$, $45,0^\circ W$), [Takahashi et al. \(1992\)](#), obtiveram para o O_2 , um valor médio para $|\eta|$ de 7,1; com valores que variavam de 3,4 a 16,1; para o OH os valores de $|\eta|$ estavam dentro de um intervalo de 1,03 a 7,9; com valor médio de 4,9. As diferenças de fases entre as oscilações da intensidade e temperatura não foram calculadas. O índice de correlação linear entre os valores de $|\eta|$ para as duas emissões era baixo ($r=0,23$), de modo que os autores sugeriram que a resposta de cada emissão à passagem de ondas de gravidade era diferente. Porém, a partir das análises das amplitudes, verificou-se que a resposta da temperatura à passagem da onda é linear para ambas as emissões, enquanto a resposta da intensidade era muito mais complexa. Segundo os autores, espera-se que as variações na intensidade dependam de vários fatores tais como a densidade atmosférica e temperatura, densidades de constituintes minoritários e seus gradientes verticais, e possivelmente de ondas induzidas por outros processos.

[Gobbi \(1993\)](#) utilizou dados do $O_2(0,1)$ e do $OH(9,4)$, a partir do experimento MULTI2, realizado também em Cachoeira Paulista, encontrou para a emissão do O_2 , $|\eta|$ de 1,5 a 6,4; e Φ positivo e menor que 90° para a maioria dos casos. Para o OH, $|\eta|$ variou de 2,1 a 6,9; e Φ de -90° a 90° . Além disso, este trabalho fez uma interpretação teórica dessas medidas, utilizando um modelo fotoquímico-dinâmico de uma atmosfera com efeitos difusivos. Ressalta-se, neste trabalho, a importância da realização de medidas conjuntas da estrutura horizontal e também das velocidades dos ventos na região da mesopausa, para que se tenha um melhor entendimento do parâmetro η .

Reisin e Scheer (1996), utilizando dados cujos períodos variavam de 3 a 24 horas, obtiveram em média $|\eta| = 6,7 \pm 0,3$ e $\Phi = -32^\circ \pm 3^\circ$ para o O_2 , e $|\eta| = 5,5 \pm 0,6$ e $\Phi = -61^\circ \pm 9^\circ$ para a emissão do OH. Porém, os valores individuais de $|\eta|$, segundo os autores, mostram-se muito mais espalhados para ambas as emissões, variando de $\sim 2,5$ a ~ 17 . A maioria dos valores encontrados para ambas as emissões estavam limitados ao quarto quadrante que, segundo o modelo HTS (Hines e Tarasick (1987), Tarasick e Hines (1990), Tarasick e Shepherd (1992a) e Tarasick e Shepherd (1992b)), significa que a maioria das ondas observadas se propagavam para cima com comprimentos de onda vertical entre 20 e 60 km, e que somente poucas eram evanescentes. O modelo HTS levou em conta a espessura da camada de emissão de ambas as emissões do O_2 e do OH, ou seja, considerou alguns parâmetros dependentes da altitude, porém, neste modelo os efeitos químicos resultantes da interação das ondas de gravidade com o airglow não foram considerados. O modelo HTS adotou o sistema semi-lagrangeano (a descrição lagrangeana do movimento analisa individualmente as partículas presentes em um fluido em movimento), e muitas aproximações foram utilizadas neste modelo (COSTA, 1997).

4.3.1 Comparação dos resultados obtidos para o O_2 com alguns valores existentes na literatura

Em um recente trabalho Taori e Taylor (2006) calcularam η utilizando dados relativos à emissão do O_2 obtidos em Mauí ($20,8^\circ N, 156,2^\circ W$) no inverno de 2002 a 2004, e seus valores para $|\eta|$ aumentaram de 0,5 a 10 com o aumento do período de onda, de modo que a diferença de fase Φ apresentava uma tendência decrescente, com valores que variaram de $+75^\circ$ a -100° . Segundo os autores, as diferenças podem ser devidas aos processos químicos e dinâmicos complexos em altitudes mesosféricas. Os valores de $|\eta|$ e Φ calculados para o O_2 foram ajustados através de uma curva de ajuste polinomial de grau 4 e comparados com alguns valores de η obtidos experimentalmente e com os modelos de Hickey et al. (1993), para ondas com comprimentos horizontais de 500 e 1000 km.

O modelo de Hickey et al. (1993) utilizou o formalismo Euleriano adotado por Schubert et al. (1991) de modo a mostrar que os valores de η são dependentes do mecanismo de produção do estado $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, responsável pela emissão do O_2 atmosférico. Além disso, foram incluídas contribuições não-isotérmicas, efeitos de difusão de calor e momentum na dinâmica da onda de gravidade. Os valores calculados pelo modelo foram comparados com os valores obtidos por Zhang (1991). Segundo os autores, as diferenças entre os valores observados e modelados de η podem ser atribuídos à vários fatores, tais como a química, a temperatura, a distribuição média das espécies minoritárias e também ao fato de algumas oscilações serem devidas à propagação de ondas de gravidade saturadas.

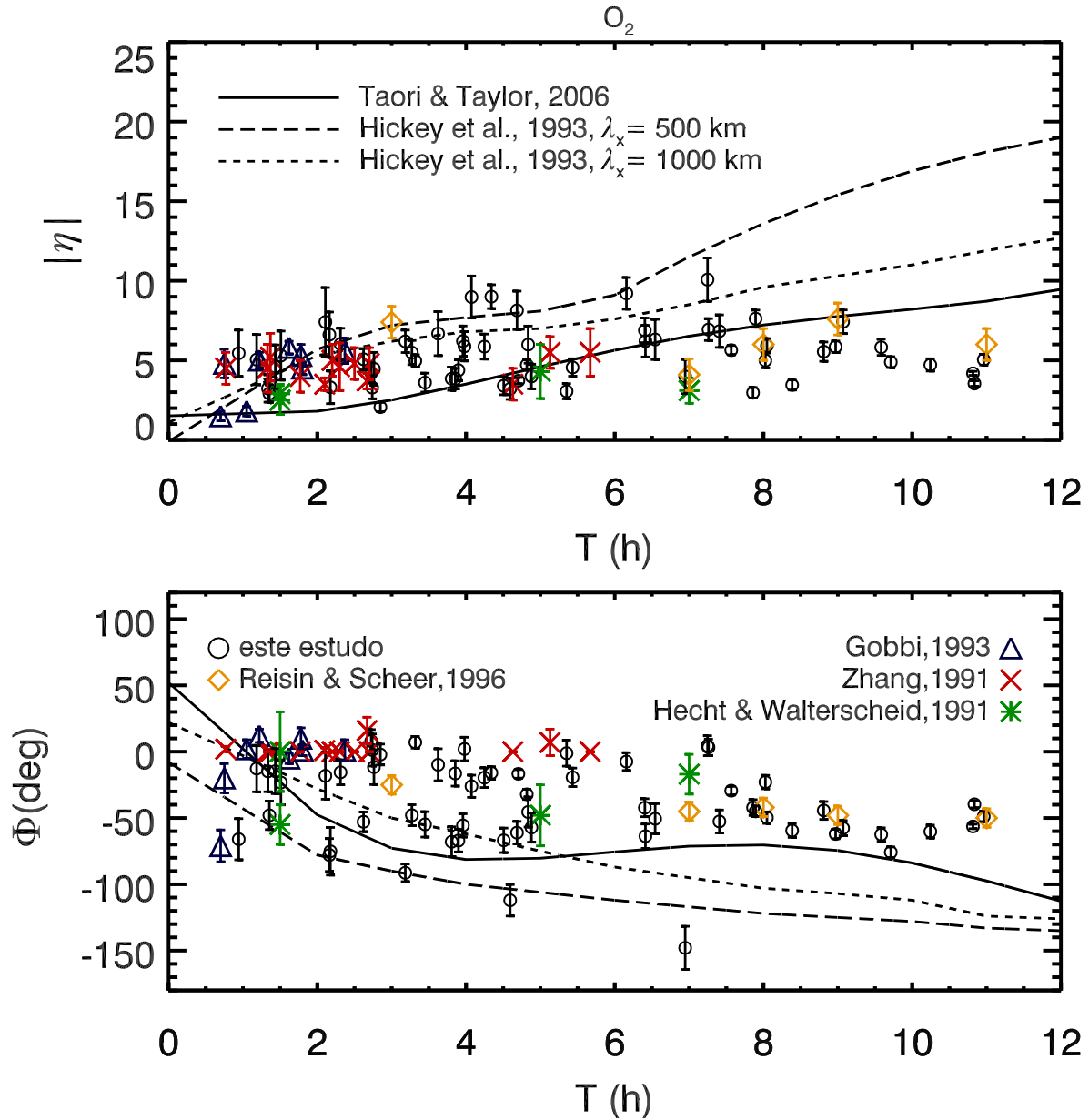


Figura 4.17 - Valores de $|\eta|$ e Φ obtidos neste trabalho plotados juntamente com os modelos de Hickey et al. (1993) para $\lambda_x = 500$ km e para $\lambda_x = 1000$ km. As linhas sólidas referem-se ao ajuste polinomial de grau 4 feito por Taori e Taylor (2006). Encontram-se também alguns resultados observacionais obtidos por Hecht e Walterscheid (1991), Zhang (1991), Gobbi (1993) e Reisin e Scheer (1996).

Analisando o gráfico obtido para $|\eta|$ na [Figura 4.17](#), verifica-se que os modelos de [Hickey et al. \(1993\)](#) para $\lambda_x = 500$ km e $\lambda_x = 1000$ km têm boa concordância com os dados obtidos neste trabalho, principalmente aqueles com períodos de até ~ 4 h; porém, neste mesmo intervalo, existem valores que não são concordantes com nenhum dos modelos e também não apresentam concordância com a curva de ajuste obtida por [Taori e Taylor \(2006\)](#). Os valores médios de [Taori e Taylor \(2006\)](#) concordam com alguns pontos, cujos períodos variam de 4 h a ~ 9 h. Os valores de $|\eta|$ com períodos entre 8-11 h e entre 4-6 h são menores em comparação com os valores obtidos por [Taori e Taylor \(2006\)](#).

Em relação à diferença de fase Φ , verifica-se que dentro de um intervalo onde os períodos da onda são menores que 5 h, os modelos de [Hickey et al. \(1993\)](#) têm boa concordância com os dados. Os valores de η obtidos por [Taori e Taylor \(2006\)](#) também têm boa concordância com os valores de η obtidos neste trabalho, exibindo uma tendência decrescente com o aumento do período. Para períodos acima de 7 horas, os modelos já não são satisfatórios em relação aos valores obtidos. Apenas os valores de Φ obtidos por [Taori e Taylor \(2006\)](#) possuem tendência similar aos dados, porém, os valores não são coincidentes. Os valores absolutos da fase obtidas aqui neste trabalho são em geral, menores que aqueles obtidos por [Taori e Taylor \(2006\)](#).

É importante notar que alguns dados não concordantes com os modelos de [Hickey et al. \(1993\)](#) para $\lambda_x = 500$ km e para $\lambda_x = 1000$ km, e também com os dados de [Taori e Taylor \(2006\)](#), possuem uma relativa concordância com os valores obtidos por [Zhang \(1991\)](#), que utilizou os dados do $O_2(0,1)$ a partir do MORTI (Mesopause Oxygen Rotational Temperature Imager) durante a campanha AIDA de 1989. Para períodos em torno de 2 horas, foram observados valores de $|\eta|$ e Φ em torno de 4,5 e 0° , respectivamente. Já aqueles dados obtidos neste trabalho compreendidos entre os períodos de 8 a 12 horas possuem uma relativa concordância com os valores obtidos por [Reisin e Scheer \(1996\)](#).

4.3.2 Comparação dos resultados obtidos para o OH com alguns valores existentes na literatura

Os valores de $|\eta|$ e Φ para o OH foram comparados com os modelos de Schubert et al. (1991), para os comprimentos horizontais de $\lambda_x = 100$ km, $\lambda_x = 500$ km e $\lambda_x = 1000$ km, como mostra a Figura 4.18. O trabalho de Schubert et al. (1991) teve como principal objetivo investigar de que modo as características do nightglow do OH de uma região eram modificadas através das difusividades eddy. Segundo os autores, a sua importância deve-se, além de uma teoria mais completa, aos efeitos da viscosidade cinemática eddy e à difusividade térmica, pois estes podem ser importantes para as flutuações do nightglow induzidas por ondas de gravidade com pequenos comprimentos de onda vertical. Os modelos foram comparados com os valores obtidos por Krassovsky (1972), Viereck e Deehr (1989), Hecht et al. (1987) e Sivjee et al. (1987).

Nota-se na Figura 4.18, que os resultados obtidos neste trabalho para $|\eta|$ têm boa concordância com os modelos de Schubert et al. (1991) para os comprimentos de onda horizontais de 100, 500 e 1000 km. Outros valores de $|\eta|$ estão compreendidos entre os modelos referentes à comprimentos de onda horizontais de 100 e 500 km. Estes valores estão compreendidos entre os períodos que variam de 2 a ~ 6 horas. Interessante é que neste mesmo intervalo de períodos, os modelos relativos à fase também não são concordantes com os dados. Os modelos para $\lambda_x = 100$ km, $\lambda_x = 500$ km e $\lambda_x = 1000$ km têm boa concordância para as diferenças de fases cujos valores estão entre -10° e -30° , de modo que o modelo não explica os valores que estejam fora deste intervalo.

Taylor et al. (2001), utilizando dados relativos à emissão do OH(6,2) observados em dois locais de média latitude nos Estados Unidos, obtiveram $|\eta| = 6 \pm 2$, onde $|\eta|$ variava de ~ 2 a 10, e $\Phi = -51^\circ \pm 21^\circ$, com Φ variando de -11° a -94° . Os dados possuíam periodicidades em torno de 8 horas e os resultados tinham boa concordância com os valores obtidos para altas latitudes. Porém, o mesmo não foi observado quando os dados foram comparados com outros valores de η obtidos experimentalmente e modelos de marés terdiurnas. Os dados obtidos neste trabalho se mostram coerentes com os resultados de Taylor et al. (2001) dentro do intervalo do período de onda considerado.

Poucos trabalhos relataram valores de $|\eta|$ entre 10 e 15 para a emissão do OH. A grande maioria dos valores encontrados na literatura são menores que 10, de modo que somente pontos isolados estavam acima deste valor, tais como aqueles obtidos por Reisin e Scheer (1996), como mostra a Figura 4.18. Notou-se também a boa concordância verificada entre estes dados e o modelo de Schubert et al. (1991) para $\lambda_x = 100$ km, indicando, a partir da Figura 4.18, que os valores mais elevados de $|\eta|$ estão relacionados à comprimentos

de ondas horizontais menores que 500 km. É importante salientar este fato, uma vez que os valores de $|\eta|$ acima de 10 equivalem a $\sim 49\%$ da quantidade total de $|\eta|$ plotados na [Figura 4.18](#).

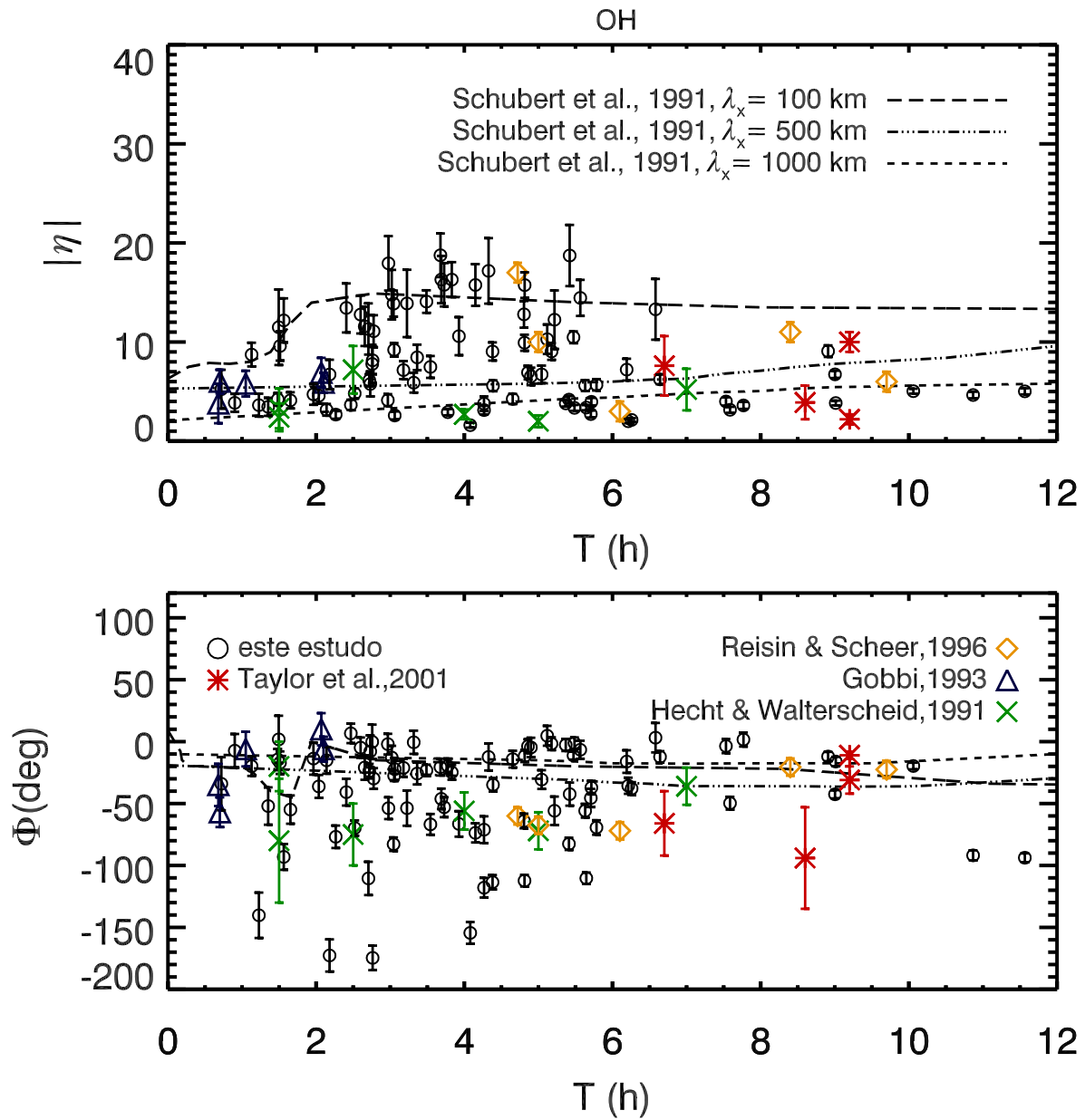


Figura 4.18 - Valores de $|\eta|$ e Φ obtidos neste trabalho plotados juntamente com os modelos de Schubert et al. (1991) para $\lambda_x = 100$ km, $\lambda_x = 500$ km e $\lambda_x = 1000$ km, além de alguns valores obtidos experimentalmente de Hecht e Walterscheid (1991), Gobbi (1993), Reisin e Scheer (1996) e Taylor et al. (2001).

5 CONCLUSÃO

O principal objetivo deste trabalho foi estudar as variações temporais da intensidade e da temperatura nas camadas de emissão do O_2 e do OH utilizando o parâmetro η de Krassovsky. Para isto foram utilizados os dados obtidos em Rikubetsu ($43,5^\circ N, 143,8^\circ E$), Japão, no período de março de 2004 a agosto de 2005, referentes às intensidades e às temperaturas rotacionais do $O_2(0, 1)$ e do $OH(6, 2)$.

Uma vez que o parâmetro η é dependente dos parâmetros de onda, o periodograma de Lomb Scargle foi utilizado para encontrar as periodicidades presentes nas oscilações da intensidade e da temperatura rotacional de ambas as emissões do O_2 e do OH. Para que as amplitudes e fases das oscilações fossem encontradas através de um ajuste de mínimos quadrados de uma função sinusoidal. Foram obtidos os valores de $|\eta|$ (razão entre as amplitudes da intensidade e da temperatura) e de Φ (diferença de fase das oscilações da intensidade e da temperatura) para cada uma das emissões utilizadas. Os valores de $|\eta|$ variam de 3 – 10 e de 2 – 18 para as emissões do O_2 e do OH, respectivamente. Enquanto que os valores de Φ variam de -115° a $+15^\circ$ para o O_2 , e de -100° a $+5^\circ$ para a emissão do OH.

Os valores de η calculados neste trabalho em geral têm boa concordância com os valores de η da literatura utilizados para comparação. Porém, é importante salientar que para o OH, foram obtidos, para algumas noites com períodos menores que 6 h, valores mais elevados de $|\eta|$ (> 10) do aqueles encontrados em trabalhos anteriores. Estes dados, como pode ser verificado na [Figura 4.18](#) estão em boa concordância com o modelo de [Schubert et al. \(1991\)](#), para $\lambda_x = 100$ km, cujo modelo incluiu os efeitos das difusividades Eddy na dinâmica das ondas de gravidade. É importante salientar aqui este resultado, uma vez que os resultados obtidos por [Reisin e Scheer \(1996\)](#) e por [Taylor et al. \(2001\)](#) predizem maiores valores de $|\eta|$ somente para períodos de onda acima de 6 h.

Este trabalho também mostrou que os modelos utilizados possuem uma melhor concordância com os valores de $|\eta|$ do que com Φ , algo semelhante já visto em trabalhos anteriores. Para a emissão do O_2 , os modelos para Φ possuem comportamento semelhante ao dos valores obtidos, porém, os valores absolutos de Φ encontrados neste trabalho são menores. Para a emissão do OH, os modelos utilizados possuem boa concordância somente para aqueles valores de Φ que estão compreendidos entre -10° e -35° . Sendo assim, são necessários mais estudos para que o comportamento de Φ seja melhor entendido, principalmente para a emissão do OH.

Para o futuro, pretende-se investigar melhor os valores de $|\eta|$, principalmente aqueles

maiores que 10, como encontrados neste trabalho para a emissão do OH. De acordo com os modelos, o parâmetro η é dependente de variáveis relacionadas à propagação de ondas de gravidade, tais como o comprimento de onda horizontal e a frequência intrínseca. Porém, não foi possível neste estudo, a obtenção destas grandezas devido à limitação do instrumento, de modo que somente a frequência aparente foi utilizada. Assim, além das variáveis relacionadas às características das ondas de gravidade, é necessário a obtenção da velocidade do vento na altura das camadas de emissão para que se possa conhecer a frequência intrínseca das ondas. Desta maneira, observações simultâneas de fotômetros, imageadores de aeroluminescência e radares de vento, de preferência em um mesmo local de observação, são recomendadas para que uma estimativa mais precisa de η seja obtida.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BAGESTON, J. V. **Determinação da temperatura da mesosfera superior utilizando um espectro imageador**. 152 p. (INPE-14129-TDI/1080). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, set. 2005. [47](#)
- BATES, D. R.; NICOLET, M. The photochemistry of the atmospheric water vapor. **Journal of Geophysical Research**, v. 55, n. 3, p. 301–327, 1950. [47](#)
- BEER, T. **Atmospheric Waves**. London: Adam Hilger, 1974. [34](#), [35](#), [39](#)
- BRETHERTON, F. P. The propagation of groups of internal gravity waves in a shear flow. **Quart. J. Roy. Meteor. Soc.**, v. 92, p. 466–480, 1966. [35](#)
- CHAMBERLAIN, J. W. **Physics of the aurora and airglow**. New York: Academic Press, 1961. (International Geophysics Series, 2). [45](#)
- COSTA, R. A. B. d. **Estudo de parâmetros de ondas de gravidade por medidas simultâneas de radar MU e fotômetro em Shigaraki (35°N,136°L),Japão**. 204 p.(INPE-6647-TDI/624). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, mar. 1997. [80](#)
- GOBBI, D. **Estudo de ondas de gravidade na alta atmosfera através de observações de luminescência atmosférica da hidroxila OH(9-4) e Oxigênio O₂(0,1)**. 230 p. (INPE-5539-TDI/527). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, mai. 1993. [21](#), [25](#), [79](#), [81](#), [85](#)
- HARGREAVES, J. K. **The solar-terrestrial environment: an introduction to geospace - the science of the terrestrial upper atmosphere, ionosphere and magnetosphere**. Cambridge: Cambridge University Press, 1992. [34](#)
- HECHT, J. H.; WALTERSCHEID, R. L. Observations of the OH meinel (6,2) and O₂ atmospheric (0,1) nightglow emissions from maui during the ALOHA-90 campaign. **Journal of Geophysical Research**, v. 18, n. 7, p. 1341–1344, 1991. [21](#), [26](#), [27](#), [79](#), [81](#), [85](#)
- HECHT, J. H.; WALTERSCHEID, R. L.; SIVJEE, G. G.; B., C. A.; PRANKE, J. B. Observations of wave-driven fluctuations of OH nightglow emission from Sondre stromfjord, Greenland. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, p. 6091–6099, 1987. [83](#)

HERZBERG, G. **Molecular spectra and molecular structure. volume I: Spectra of diatomic molecules.** Princeton: D. Van. Nost. Comp., 1950. [42](#)

HICKEY, M. P. Effects of eddy viscosity and thermal conduction and coriolis forces in the dynamics of gravity wave driven fluctuations in the OH nightglow. **Journal of Geophysical Research**, v. 93, n. D4, p. 4077–4088, 1988. [26](#)

HICKEY, M. P.; SCHUBERT, G.; WALTERSCHEID, R. L. Gravity wave-driven fluctuations in the O₂ atmospheric (0-1) nightglow from an extended, dissipative emission region. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. A8, p. 13,717–13,729, 1993. [21](#), [27](#), [79](#), [80](#), [81](#), [82](#)

HINES, C. O.; TARASICK, D. W. On the detection and utilization of gravity waves in airglow studies. **Planet. Space Sci.**, v. 35, n. 7, p. 851–866, 1987. [26](#), [27](#), [80](#)

JOHNSTON, J. E.; BROADFOOT, A. L. Midlatitude observations of the airglow: implication to quenching near the mesopause. **Journal of Geophysical Research**, v. 98, n. D12, p. 21593–21603, 1993. [41](#)

KRASOVSKY, V. I. Infrasonic variations of OH emission in the upper atmosphere. **Ann. Geophys.**, v. 28, p. 739–746, 1972. [25](#), [26](#), [48](#), [83](#)

LIU, A. Z.; SWENSON, G. R. A modeling study of O₂ and OH airglow perturbations induced by atmospheric gravity waves. **Journal of Geophysical Research**, v. 108, n. D4, 2003. Art. No. 4151 FEB 28 2003. [45](#)

LOMB, N. R. Least-squares frequency analysis of unequally spaced data. **Astrophysics and Space Science**, v. 39, n. 02, p. 447–462, 1976. [49](#), [67](#)

MAEKAWA, R. **Observation of gravity waves in the mesopause region by multicolor airglow imaging.** Tese (Doutorado) — Kyoto University, 2000. [31](#)

MEDEIROS, A. F. **Observações de ondas de gravidade através do imageamento da aeroluminescência.** 187 p. (INPE-10478-TDI/932). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, set. 2001. [19](#), [42](#), [43](#)

MERIWETHER, J. A review of the photochemistry of selected nightglow emissions from the mesopause. **Journal of Geophysical Research**, v. 94, n. D12, p. 14629–14646, 1989. [46](#)

MURTAGH, D. P.; WITT, G.; STEGMAN, J.; MCDADE, I. C.; LLEWELLYN, E.; HARRIS, F.; GREER, R. G. H. An assessment of proposed O(¹S) and O₂b(¹Σ_g⁺) nightglow excitation parameters. **Planet. Space Sci.**, v. 38, p. 43–53, 1990. [45](#)

- NOXON, J. F. Effect of internal gravity waves upon night airglow temperatures. **Geophysical Research Letter**, v. 18, n. 7, p. 1341–1344, 1978. [25](#), [26](#)
- REISIN, E. R.; SCHEER, J. Characteristics of atmospheric waves in the tidal period range derived from zenith observations of O₂(0,1) atmospheric and OH(6,2) airglow at lower midlatitudes. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. D16, p. 21,223–21,232, 1996. [21](#), [27](#), [80](#), [81](#), [82](#), [83](#), [85](#), [87](#)
- SCARGLE, J. D. Studies in astronomical time series analysis ii. statistical aspects of spectral analysis of unevenly spaced data. **The Astrophysical Journal**, n. 263, p. 835–853, 1982. [49](#), [67](#)
- SCHLAPP, R. Intensities in singlet-triplet bands of diatomic molecules. **Phys. Rev.**, v. 39, p. 806–815, 1932. [44](#)
- SCHUBERT, G.; WALTERSCHEID, R. L.; HICKEY, M. P. Gravity wave-driven fluctuations in OH nightglow from an extended, dissipative emission region. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. A8, p. 13,869–13,880, 1991. [13](#), [15](#), [21](#), [26](#), [27](#), [79](#), [80](#), [83](#), [85](#), [87](#)
- SCHUNK, R. W.; NAGY, A. F. **Ionospheres - Physics, Plasma Physics, and Chemistry**. Cambridge: Cambridge University Press, 2000. [33](#)
- SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; SUZUKI, S.; KATOH, T.; SATOH, M.; OGAWA, T.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D.; NAKAMURA, T.; WILLIAMS, B. P.; SHE, C. Y.; TAGUSHI, M.; SHIMONAI, T. Development of airglow temperature photometers with cooled-ccd detectors. **Earth Planets Space**, in press, 2006. [52](#), [55](#), [57](#)
- SIVJEE, G. G.; WALTERSCHEID, R. L.; HECHT, J. H.; HAMWEY, R. M.; SCHUBERT, G.; CHRISTENSEN, A. B. Effects of atmospheric disturbances on polar mesopause airglow OH emissions. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, n. A7, p. 7651–7656, 1987. [83](#)
- TAKAHASHI, H.; SAHAI, Y.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R. Atmospheric gravity wave effect on the airglow O₂(0,1) and OH(9,4) band intensity and temperature variations observed from a low latitude station. **Adv. Space Res.**, v. 12, n. 10, p. (10)131–(10)134, 1992. [27](#), [79](#)
- TAORI, A.; TAYLOR, M. Characteristics of wave induced oscillations in mesospheric O₂ emission intensity and temperatures. **Geophysical Research Letters**, v. 33, n. 1, Jan. 2006. Art. No. L01813. [19](#), [21](#), [27](#), [28](#), [80](#), [81](#), [82](#)

TARASICK, D. W.; HINES, C. O. The observable effects of gravity waves in airglow emissions. **Planet. Space Sci.**, v. 38, p. 1105–1119, 1990. [80](#)

TARASICK, D. W.; SHEPHERD, G. G. Effects of gravity waves on complex airglow chemistries i: $O_2(b^1\Sigma)$ emission. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, n. A3, p. 3185–3193, 1992. [27](#), [80](#)

_____. Effects of gravity waves on complex airglow chemistries ii: OH emission. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, p. 3195–3208, 1992. [27](#), [80](#)

TAYLOR, M. J.; GARDNER, L. C.; JR, W. R. P. Long-period wave signatures in mesospheric OH meinel(6,2) band intensity and rotational temperature at mid-latitudes. **Adv. Space Res.**, v. 27, n. 6-7, p. 1171–1179, 2001. [21](#), [83](#), [85](#), [87](#)

TOHMATSU, T. **Compendium of Aeronomy**. Tokyo: Terra Scientific, 1990. (Developments in Earth and planetary sciences, 7). [41](#)

VIERECK, R. A.; DEEHR, C. S. On the interaction between gravity waves and the OH meinel (6-2) and the O_2 atmospheric (0-1) bands in the polar nightglow. **Journal of Geophysical Research**, v. 94, n. A5, p. 5397–5404, 1989. [26](#), [27](#), [83](#)

WALTERSCHEID, R. L.; SCHUBERT, G.; STRAUS, J. M. A dynamical-chemical model of wave driven fluctuations in the OH nightglow. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, n. A2, p. 1241–1254, 1987. [26](#)

WEINSTOCK, J. Theory of the interaction of gravity waves with $O_2(^1\Sigma_b)$ airglow. **Journal of Geophysical Research - Space Physics**, v. 83, n. D12, p. 5175–5185, 1978. [26](#)

ZHANG, S. **Gravity waves from O_2 airglow**. 256 p. Tese (PhD Thesis) — York University, 1991. [21](#), [27](#), [35](#), [42](#), [67](#), [80](#), [81](#), [82](#)