



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA

**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

**INPE-14129-TDI/1080**

**DETERMINAÇÃO DA TEMPERATURA DA MESOSFERA  
SUPERIOR UTILIZANDO UM ESPECTRO-IMAGEADOR**

José Valentin Bageston

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica  
Espacial, orientada pelos Drs. Delano Gobbi e Hisao Takahashi, aprovada em  
01 de setembro de 2005.

INPE  
São José dos Campos  
2006

523.4-852

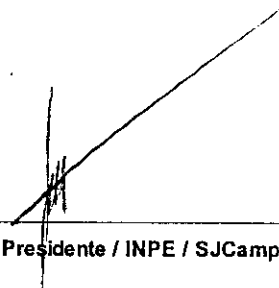
**BAGESTON, J. V.**

Determinação da temperatura da mesosfera superior utilizando um espectro-imageador / J. V. Bageston – São José dos Campos: INPE, 2006. 152p. ; (INPE-14129-TDI/1080).

1.Mesosfera. 2.Luminescência atmosférica.  
3.Espectro-imageador. 4. Espectro rotacional.  
5.Temperatura. I.Título.

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

Dr. José Humberto Andrade Sobral



---

Presidente / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Delano Gobbi



---

Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Hisao Takahashi



---

Orientador(a) / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Francisco José Jablonski



---

Membro da Banca / INPE / SJC Campos - SP

Dr. Lourivaldo Mota Lima



---

Convidado(a) / UEPB / Campina Grande - PB

Aluno (a): José Valentin Bageston

São José dos Campos, 01 de setembro de 2005



## AGRADECIMENTOS

Aos orientadores Dr. Delano Gobbi e Dr. Hisao Takahashi pela oportunidade de participar desse excelente grupo de trabalho e, principalmente, pela orientação e pelo apoio na realização deste trabalho de Mestrado.

Ao amigo Dr. Cristiano M. Wrasse, pela sua incansável disponibilidade em ajudar, pela orientação e pelo estímulo sempre constantes.

Aos meus amigos Joaquim Fechine, Marlos Rockenbach da Silva e a minha amiga Aline de Lucas, primeiramente pela amizade que criamos e fortalecemos, por suas críticas e sugestões, que contribuíram para o aperfeiçoamento deste trabalho.

A todos os amigos e colegas de curso, pela amizade e pelo companheirismo, pelas críticas, pelo apoio e incentivo.

Aos técnicos do laboratório Lume do Inpe em São José dos Campos e aos técnicos do Observatório Lume de Cachoeira Paulista, pelo apoio técnico e aquisição de dados.

Ao Dr. Nelson Jorge Schuch pelo seu apoio e pela orientação pessoal, que me motivaram a fazer o mestrado e a me dedicar à carreira científica.

Em especial à minha esposa Rosângela Follmann, por sua compreensão, pelo amor e pela dedicação em todos os momentos.

À senhora Dulce Follmann e ao senhor Hugo Follmann pelo apoio e pela ajuda prestados constantemente.

Aos meus irmãos e familiares, pelo incentivo e pela confiança em mim depositados, e, principalmente, pela amizade, com a qual sempre pude contar.

Aos meus amigos Emílio e familiares, Alberto e família; Celina, Ieda e familiares; Maria Antonieta e César, pessoas que sempre acreditaram no meu esforço e que sempre me apoiaram em todos os momentos.

De modo geral, gostaria de agradecer a todos os amigos, que, de alguma forma, participaram e contribuíram para o meu crescimento profissional e como ser humano.

Ao Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico - CNPq, pela bolsa concedida.



## RESUMO

O Laboratório de Luminescência Atmosférica (LUME) da Divisão de Aeronomia (DAE), do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), desenvolveu um novo espectro-imageador para monitorar a temperatura da mesosfera superior. O principal objetivo deste trabalho de mestrado é o desenvolvimento de uma metodologia de análise dos dados do novo instrumento e a validação dos resultados obtidos pelo mesmo, sendo que nesta validação utilizou-se de um fotômetro de filtro inclinável e de um modelo atmosférico. Neste trabalho, foi necessário a realização da calibração espectral e da sensibilidade do instrumento. Também, a aplicação criteriosa da metodologia desenvolvida neste trabalho é discutida. A intercomparação com o fotômetro Multi-2 mostrou uma alta correlação, em termos das variações noturnas da temperatura e da intensidade do OH(6-2). A comparação com o modelo atmosférico MSISE-90 foi consistente em termos dos valores absolutos de temperatura. De forma geral, os resultados da temperatura rotacional e da intensidade do OH(6-2) obtidos com novo espectro-imageador estão dentro dos valores típicos observados na região da alta mesosfera.





# DETERMINATION OF THE TEMPERATURE AT UPPER MESOSPHERE USING A IMAGER SPECTROMETER

## ABSTRACT

The Airglow Laboratory (LUME) of the Aeronomy Division (DAE) of the National Institute of Space Research (INPE) has developed a new imaging spectrometer, wich will be used to monitor the temperature in the upper mesosphere. The goal of this master thesis is to develop an analysis for this new instrument and to proceed the temperature and OH(6-2) intensity validation, through the comparison with MSISE-90 model and with a tilting filter photometer. For this purpose, it was necessary to carry out the spectral and sensibility calibration of the instrument. The discerning application of the methodology developed in this work is also discussed. The comparison with the Multi-2 photometer has shown a high correlation in terms of the temperature and OH(6-2) intensity variations during the night. The comparison with the MSISE-90 model has shown a good consistency in absolute temperatures. In general the rotational temperature and OH(6-2) intensity obtained from the new imaging spectrometer are agree with typical values of the upper mesosphere.



## SUMÁRIO

Pág.

### LISTA DE FIGURAS

### LISTA DE TABELAS

<b>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</b>	<b>21</b>
1.1 - Introdução . . . . .	21
1.2 - Objetivos . . . . .	23
1.3 - Estrutura da Dissertação . . . . .	25
<b>CAPÍTULO 2 - A AEROLUMINESCÊNCIA E AS BANDAS DE MEINEL</b>	<b>27</b>
2.1 - Aeroluminescência . . . . .	27
2.2 - Fotoquímica do OH . . . . .	28
2.3 - Taxa de Emissão Volumétrica do OH(6-2) . . . . .	30
2.4 - Espectroscopia Básica do OH( <sup>2</sup> Π) . . . . .	33
2.4.1 - Energias Envolvidas no OH . . . . .	38
2.4.2 - Nomenclatura Utilizada para as Linhas de Emissão . . . . .	42
2.4.3 - O Espectro do OH(6-2): Comprimentos de Onda e Intensidades Espec- troscópicas . . . . .	43
2.5 - Temperatura Rotacional a Partir do Espectro do OH . . . . .	47
2.6 - Histórico das Medidas de Temperatura na Região da Mesosfera Superior Utilizando as Emissões da Aeroluminescência . . . . .	48
2.7 - Algumas Técnicas de Medida de Temperatura na Região da Mesosfera Superior . . . . .	49
<b>CAPÍTULO 3 - INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA</b>	<b>53</b>
3.1 - O Espectro-Imageador FotAntar-3 . . . . .	53
3.1.1 - O Sistema Óptico . . . . .	54
3.1.2 - O Detector <i>Charge Coupled Device</i> (CCD) . . . . .	57
3.2 - Metodologia para a Determinação da Temperatura e da Intensidade do OH(6-2) . . . . .	59
3.2.1 - Pré-Processamento das Imagens . . . . .	60

3.2.2 - Calibração do Equipamento . . . . .	64
3.2.3 - Temperatura e Intensidade do OH(6-2) . . . . .	72
3.2.4 - Erros Associados ao Cálculo da Temperatura e da Intensidade do OH . . . . .	91
<b>CAPÍTULO 4 - OBSERVAÇÕES E RESULTADOS</b>	<b>99</b>
4.1 - Coleta dos Dados . . . . .	99
4.2 - Resultados Obtidos com o FotAntar-3 . . . . .	100
<b>CAPÍTULO 5 - ANÁLISE DOS RESULTADOS E DISCUSSÕES</b>	<b>115</b>
5.1 - Comparação dos Resultados do FotAntar-3 com o Modelo MSISE-90 . . . . .	115
5.2 - Comparação entre os Resultados do FotAntar-3 e do Fotômetro Multi-2 . . . . .	117
<b>CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES</b>	<b>125</b>
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b>	<b>129</b>
<b>APÊNDICE A - COEFICIENTES DE EINSTEIN</b>	<b>137</b>
<b>APÊNDICE B - PARÂMETROS TEÓRICOS: COMPRIMENTOS DE ONDA E INTENSIDADE RELATIVA DO OH(6-2)</b>	<b>145</b>
<b>APÊNDICE C - CÁLCULO DA TEMPERATURA E DA INTENSIDADE DO OH(6-2) USANDO A ÁREA DAS FRANJAS <math>P_1(2)</math> e <math>P_1(4)</math> OBTIDAS PELO FOTANTAR-3</b>	<b>147</b>

## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Espectro da aeroluminescência noturna de algumas emissões mais importantes. . . . .	28
2.2 Perfil de emissão volumétrica do OH, obtido através de experimentos fotométricos embarcados em foguete, observando a emissão do OH(8-3) para a região equatorial brasileira, em 31 de maio de 1992. . . . .	33
2.3 Possíveis movimentos para uma molécula diatômica. . . . .	34
2.4 Diagrama de níveis de energia para dois estados eletrônicos, A e B. . . .	35
2.5 Modelo vetorial para o caso (a) de Hund, onde estão representados os principais números quânticos associados ao OH. . . . .	36
2.6 Representação esquemática dos níveis vibracionais (A) e de algumas linhas rotacionais (B) do espectro do OH(6-2). . . . .	43
2.7 Espectro teórico da banda OH(6-2) para uma temperatura de 190 K, usando os coeficientes de Einstein calculados por Langhoff <i>et al.</i> (1986). .	46
3.1 Diagrama representativo do equipamento denominado espectro-imageador FotAntar-3. . . . .	54
3.2 Diagrama óptico do equipamento FotAntar-3. Esta representação esquemática mostra como é formada a imagem adquirida pelo instrumento. . .	55
3.3 Exemplo de uma imagem adquirida pelo FotAntar-3, caracterizada por apresentar franjas de interferência (com forma de anéis concêntricos) relacionadas com as linhas de emissão do OH(6-2). . . . .	56
3.4 Estrutura do sensor CCD utilizado na câmera do equipamento FotAntar-3.	59

3.5	Imagem adquirida pelo FotAntar-3. Em destaque dois “cortes” (retas), perpendiculares entre si, que se cruzam nas proximidades do centro das franjas de interferência. A partir dos “cortes” são obtidos perfis vertical e horizontal, como mostrados na Figura 3.6, que são usados para encontrar o centro mais provável das franjas de interferência. . . . .	61
3.6	Perfis vertical e horizontal dos dois ”cortes” mostrados na Figura 3.5. Em destaque, o procedimento de busca de um dado centro, $(\bar{x}, \bar{y})$ , referente aos “cortes” feitos na Figura 3.5. A partir de vários perfis, ou vários “cortes”, se obtém o centro mais provável, $(\bar{X}, \bar{Y})$ , para as franjas de interferência. . . . .	62
3.7	Perfil de contagem integrada da imagem mostrada na Figura 3.6. Este perfil foi construído a partir do centro encontrado para as franjas de interferência. . . . .	63
3.8	Imagem de calibração espectral, que ilustra, através de círculos, que o centro encontrado é aproximadamente concêntrico à franja de interferência. A partir deste centro, se obtém o perfil radial integrado da imagem. . . . .	65
3.9	Função polinomial que relaciona o raio, em pixel, das franjas de interferência com os respectivos comprimentos de onda. Este ajuste foi baseado em 34 imagens obtidas em um monocromador. . . . .	67
3.10	Curva de transmissão do filtro referente à imagem obtida com o monocromador para a posição espectral 8399 Å. A largura efetiva do filtro calculada nesta posição é de 7,74 Å. . . . .	68
3.11	Larguras efetivas do filtro para diferentes posições espectrais e um ajuste polinomial para para estimar as larguras efetivas em outras posições espectrais do filtro. . . . .	68
3.12	Esfera integradora, pertencente ao NIPR do Japão, usada para a calibração de sensibilidade. Ao lado, o exemplo de uma imagem obtida na esfera integradora com um tempo de exposição de 80 segundos. . . . .	69

3.13 (A) Contagem integrada em função do raio em pixel e (B) em função do raio, em comprimento de onda. Estes perfis são referentes à imagem de calibração mostrada à direita na Figura 3.12. . . . .	70
3.14 Perfil da radiância espectral, em intervalos de 10 Å, obtida da esfera integradora usada na calibração de sensibilidade. A interpolação mostrada nesta figura foi tomada na região espectral do espectro-imageador FotAntar-3. . . . .	71
3.15 Perfil da sensibilidade para os comprimentos de onda na região espectral observada pelo espectro-imageador FotAntar-3. . . . .	72
3.16 Espectro teórico do OH(6-2) e as curvas de transmissão do filtro nas posições espectrais $P_1(2)$ , $P_1(3)$ e $P_1(4)$ e na posição do BG. . . . .	76
3.17 Imagem de ruído escuro e imagem original das franjas de interferência do OH(6-2), ambas obtidas com a mesma temperatura da CCD (0°C) e com o mesmo tempo de exposição (60 s). . . . .	77
3.18 Imagem da aeroluminescência subtraída do ruído escuro e seu perfil de contagem integrada. . . . .	77
3.19 (A) Perfil radial integrado, obtido da imagem mostrada na Figura 3.19. (B) Perfil radial integrado corrigido pelo fator de sensibilidade $S'_i$ . . . . .	79
3.20 (A) Perfil integrado corrigido pelo fator de sensibilidade, e uma ilustração do processo de subtração do BG. (B) Perfil corrigido pelo fator de sensibilidade e subtraído do nível de BG. . . . .	81
3.21 Comportamento teórico da razão das intensidades relativas de algumas linhas espectrais do OH(6-2) em função da temperatura. . . . .	83
3.22 Espectro teórico do OH(6-2), com as curvas de transmissão relativas do filtro, para as posições espectrais das linhas $P_1(2)$ e $P_1(4)$ . . . . .	85
3.23 (A) Comportamento dos fatores semi-empíricos, referentes às linhas $P_1(2)$ e $P_1(4)$ , em função da temperatura. (B) Ajuste polinomial da temperatura, $T$ , em função da razão semi-empírica $X_1$ , relacionada à razão $P_1(4)/P_1(2)$ . . . . .	86

3.24	Comportamento teórico de algumas linhas espectrais do OH(6-2) em função da temperatura. . . . .	87
3.25	Comportamento do fator teórico $Y_1$ , referente à linha $P_1(4)$ , em função da temperatura. . . . .	88
3.26	Perfil integrado referente à imagem mostrada na Figura 3.18. Os picos das curvas $P_1(2)$ e $P_1(4)$ estão identificados. Estes picos são utilizados no cálculo da temperatura e da intensidade do OH(6-2). . . . .	89
3.27	Diagrama de blocos que sintetiza a metodologia para o cálculo da temperatura rotacional e da intensidade da banda OH(6-2). . . . .	90
3.28	Larguras efetivas do filtro de interferência em função dos comprimentos de onda observados pelo mesmo. O ajuste polinomial mostrado foi realizado para o intervalo espectral do filtro. . . . .	94
3.29	Radiância obtida a partir dos dados da esfera integradora para calibração de sensibilidade e interpolação para todo o espectro medido pelo filtro de interferência. Nesta figura, também observam-se as barras de erro associadas a uma variação de 0.2% na radiância. . . . .	95
3.30	Sensibilidade em função das posições radiais nas imagens obtidas pelo FotAntar-3. Também são mostradas as barras de erros para algumas posições espectrais. . . . .	96
4.1	Dias de observações realizadas simultaneamente com o espectro-imageador FotAntar-3 e com o fotômetro Multi-2 no INPE em Cachoeira Paulista. . . . .	100
4.2	Médias noturnas da intensidade e da temperatura do OH(6-2) para o período de março a maio de 2005, obtidas através de observações com FotAntar-3 no INPE em Cachoeira Paulista. . . . .	101
4.3	Temperatura e intensidade do OH(6-2), juntamente com a radiação de fundo (BG), observados na noite de 11 de março de 2005 no observatório de aeroluminescência em Cachoeira Paulista. . . . .	102



4.4	Temperatura e intensidade do OH(6-2) e radiação de fundo, observados na noite de 13 de março de 2005. . . . .	103
4.5	Temperatura e intensidade do OH(6-2), juntamente com a radiação de fundo (BG), observados na noite de 08 de abril de 2005. . . . .	104
4.6	Temperatura e intensidade do OH(6-2), juntamente com a radiação de fundo (BG), observados na noite de 09 de abril de 2005. . . . .	105
4.7	Temperatura e intensidade do OH(6-2), juntamente com a radiação de fundo (BG), observados na noite de 10 de abril de 2005. . . . .	106
4.8	Temperatura e intensidade do OH(6-2), juntamente com a radiação de fundo (BG), observados na noite de 11 de abril de 2005. . . . .	107
4.9	Temperatura e intensidade do OH(6-2), juntamente com a radiação de fundo (BG), observados na noite de 12 de abril de 2005. . . . .	108
4.10	Resultados observados na noite de 13 de abril de 2005, pelo FotAntar-3. . . . .	109
4.11	Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3 para a noite de 14 de abril de 2005. . . . .	110
4.12	Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3, para a noite de 02 de maio de 2005. . . . .	111
4.13	Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3 para a noite de 03 de maio de 2005. . . . .	112
4.14	Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3 para a noite de 05 de maio de 2005. . . . .	113
5.1	Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3, para a noite de 11 de abril de 2005 e resultados do modelo semi-empírico MSISE-90, para a mesma data e mesmos horários. . . . .	117

5.2	Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3, para a noite de 14 de abril de 2005 e resultados do modelo semi-empírico MSISE-90, no mesmo horário que o FotAntar-3, para a noite de 14 de abril de 2004. . . . .	117
5.3	Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3, e o fotômetro Multi-2, para a noite de 11 de abril de 2005. . . . .	120
5.4	Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3 e o fotômetro Multi-2, para a noite de 14 de abril de 2005. . . . .	121
5.5	Resultados das medidas de temperatura para a noite de 14 de abril de 2005, utilizando o FotAntar-3, com o parâmetro de sensibilidade ( $S_3/S_1$ ) não modificado e modificado em 18%, juntamente com os resultados do Multi-2. . . . .	123
A.1	Transições entre dois níveis de energia, $a$ e $b$ . . . . .	137
C.1	Espectro teórico do OH(6-2), com duas curvas semi-empíricas em torno das posições $P_1(2)$ e $P_1(4)$ . A área sob essas curvas, em conjunto com as áreas observadas das franjas de interferência nestas mesmas posições, podem ser usadas para determinar a temperatura e a intensidade do OH(6-2). . . . .	148
C.2	(A) Comportamento das áreas semi-empíricas em torno das posições $P_1(2)$ e $P_1(4)$ . (B) Ajuste polinomial para obtenção dos coeficientes para o cálculo da temperatura. . . . .	150
C.3	Ajuste polinomial para se obter a intensidade da banda OH(6-2), com base na área sob a curva observada em torno da posição $P_1(4)$ . O cálculo da intensidade é feito com o uso da Equação C.7. . . . .	151

## LISTA DE TABELAS

	<u>Pág.</u>
2.1 Estados quânticos do OH. . . . .	37
2.2 Regras de seleção para as transições do OH. . . . .	37
2.3 Termos de energia vibracional e constantes rotacionais para $\nu = 0 \rightarrow 9$ . . . . .	40
2.4 Termos de energia de rotação e translação para a transição vibracional do nível $\nu' = 6$ para $\nu'' = 2$ . . . . .	41
3.1 Linhas de emissão do OH(6-2) medidas pelo FotAntar-3. . . . .	57
3.2 Principais características instrumentais obtidas pela calibração espectral e de sensibilidade. . . . .	73
5.1 Índices geomagnéticos para correção no modelo MSISE-90. . . . .	116
5.2 Médias noturnas de temperatura usando o Multi-2 e o FotAntar-3 . . . . .	122
A.1 Coeficientes de Einstein dados por Langhoff <i>et al.</i> (1986) para as transições vibracionais dos níveis $\nu' = 6$ para $\nu'' = 2$ . . . . .	143
B.1 Comprimentos de onda no ar ( $\text{\AA}$ ). . . . .	145
B.2 Intensidades relativas da banda OH(6,2) para T=190 K. . . . .	146



# CAPÍTULO 1

## INTRODUÇÃO

### 1.1 Introdução

Importantes fenômenos físicos e químicos ocorrem em todas as altitudes da atmosfera terrestre, até mesmo nas regiões mais rarefeitas. Dessa forma, o estudo da atmosfera é de grande importância, uma vez que permite monitorar as mudanças que nela ocorrem. A sociedade atual encontra-se num período em que os cuidados com o nosso planeta tornaram-se tema relevante e de fundamental importância, uma vez que existe uma relação direta entre os fatores que caracterizam o meio ambiente e as condições de vida das espécies neste planeta.

Estudos realizados nas últimas décadas (ROBLE; DICKISON, 1989; RIND *et al.*, 1990) mostraram que o aumento na concentração dos gases do efeito estufa, principalmente o  $CO_2$ , na região da baixa atmosfera, causa um aumento na temperatura da superfície terrestre e na troposfera. Com a observação a longo prazo da temperatura na região da mesosfera (em torno de 87 km), pode-se fazer um monitoramento das possíveis mudanças climáticas globais (CICERONE, 1990; GOLITSYN *et al.*, 1996). Medidas de temperatura da região da mesosfera, a partir da emissão da hidroxila, realizadas no período de 1957 a 1970 em Abastumani (41.8°N, 42.8°L) e em Zevenigorod (55.7°N, 36.8°N) de 1957 a 1994, e temperaturas obtidas a partir de foguetes desde 1965, mostraram que a região da mesosfera superior (próxima a 87 km) sofreu um resfriamento de 30 K (GOLITSYN *et al.*, 1996).

Porém, atualmente, ainda não há um consenso da comunidade científica em relação às mudanças climáticas globais, devido às controvérsias de diversos resultados experimentais (BEIG *et al.*, 2003). Desta forma, um maior número de dados observacionais deve contribuir neste sentido, sendo que o novo espectro-imageador desenvolvido no grupo Lume do INPE, cujas características serão apresentadas neste trabalho, deve contribuir para observações de longo prazo da temperatura da região da mesosfera superior.

Nesse sentido, vários estudos atmosféricos podem ser conduzidos através do sensoriamento das emissões ópticas, que ocorrem na atmosfera e que podem ser detectadas por instrumentos opto-eletrônicos na superfície ou mesmo a bordo de foguetes ou satélites. Uma das grandezas físicas que vem sendo observada na região da mesosfera

superior é a temperatura, que, nessa faixa de altura, em geral, é obtida através da análise das emissões de aeroluminescência, principalmente a partir das bandas do  $O_2$  e OH.

Na literatura, a aeroluminescência é definida como uma radiação não-térmica e amorfa continuamente emitida pela atmosfera da Terra (CHAMBERLAIN, 1961). Esta luminosidade uniforme do céu noturno ocorre em todas as latitudes devido, principalmente, à radiação solar diurna, que deixa os constituintes atmosféricos em estados excitados. Ao ocorrer o processo de relaxação, estes constituintes emitem uma radiação eletromagnética tênue de extensa faixa espectral, que vai do ultravioleta ( $\lambda \sim 250$  nm) ao infravermelho ( $\lambda \sim 4 \mu\text{m}$ ) (CHAMBERLAIN; HUNTER, 1987).

As principais e mais importantes emissões da aeroluminescência são as seguintes: 1) o sistema de bandas vibro-rotacionais do radical OH e do sistema de bandas do  $O_2$ ; 2) as emissões do oxigênio atômico; 3) as emissões de átomos metálicos, como o sódio, cálcio, potássio e magnésio; 4) o sistema de bandas do  $N_2$ .

O processo físico-químico responsável pela emissão da aeroluminescência envolve, principalmente, a transferência de energia da radiação solar para os átomos e moléculas da atmosfera terrestre. Outros processos que desencadeiam as emissões da luminescência envolvem reações fotoquímicas entre os constituintes atmosféricos.

As emissões da aeroluminescência do radical OH foram inicialmente estudadas por Meinel em 1950. Por esse motivo, elas também são conhecidas como bandas de Meinel. Suas emissões originam-se de transições vibro-rotacionais dentro de um mesmo estado eletrônico ( $^2\Pi$ ), e sua faixa espectral é muito extensa, compreendendo o intervalo de 520 nm a  $2,7 \mu\text{m}$  (MEINEL, 1950a).

A intensidade total do espectro do OH está em torno de  $4,5 \times 10^6 \text{ R}^1$  (CHAMBERLAIN, 1961) e, para o caso particular da emissão OH(6-2), a intensidade varia de 1000 a 3000 R (COSTA, 1997).

Os perfis de emissões da aeroluminescência obtidos com uso de foguetes mostram que a camada do  $OH^*$ <sup>2</sup> encontra-se entre 80 e 100 km, com um pico de emissão entre 85 e 90 km, na região da mesosfera superior, e uma espessura de aproximadamente 6 a 8 km (MCDADE *et al.*, 1987).

---

<sup>1</sup>Unidade Rayleigh:  $1R = 10^6 \text{ fótons.cm}^{-2}(\text{coluna}).s^{-1}$ .

<sup>2</sup>O símbolo \* indica que o OH está num estado excitado de energia.

A estimativa da temperatura na região da mesosfera superior (em  $\sim 87$  km) vem sendo obtida, principalmente, a partir da observação das emissões da aeroluminescência do OH e do  $O_2$ . Os primeiros trabalhos sobre a emissão do OH, realizadas por Meinel (1950a), Meinel (1950b) já discutiam a possibilidade de determinar a temperatura rotacional dessa molécula através das intensidades das linhas rotacionais. A temperatura pode ser obtida comparando-se a intensidade relativa entre as linhas rotacionais do espectro dessas moléculas (SIVJEE; HAMWEY, 1987).

No presente trabalho foi desenvolvida uma metodologia para a estimativa da temperatura rotacional do OH, na região da mesosfera superior, utilizando um novo instrumento (espectro-imageador) desenvolvido pelo Grupo de Luminescência Atmosférica (LUME) do INPE. A validação dos dados de temperatura e intensidade deste instrumento também faz parte deste trabalho e, para isso, foi realizado o processo de calibração do instrumento e observações no Observatório de Luminescência Atmosférica em Cachoeira Paulista/SP, simultaneamente com um fotômetro de filtro inclinável. Além disso, os dados de temperatura foram comparados com o modelo atmosférico MSISE-90. A seguir, serão detalhados os objetivos da presente dissertação.

## 1.2 Objetivos

Com os recentes avanços tecnológicos, tornou-se freqüente o uso de dispositivos CCD's, acrônimo de *Charge Coupled-Device* (CCD), nos instrumentos utilizados nas observações da aeroluminescência (TAYLOR *et al.*, 1995; NAKAMURA *et al.*, 1999; MEDEIROS *et al.*, 2001; MEDEIROS *et al.*, 2004). Desenvolvimentos recentes de espectro-imageadores com CCD's para obtenção da temperatura da mesosfera superior, a partir das emissões de aeroluminescência (TAYLOR *et al.*, 1999; SHIOKAWA *et al.*, 2004), mostram uma maior simplicidade e maior confiabilidade a longo prazo, em relação aos fotômetros de filtro inclinável. Nesse sentido, o grupo LUME do INPE desenvolveu um novo instrumento, denominado espectro-imageador de temperatura, dotado de um dispositivo CCD, com objetivo de fazer observações da temperatura da mesosfera superior.

O principal objetivo do presente trabalho é estabelecer uma metodologia para determinar a temperatura rotacional e intensidade do OH(6-2) através de imagens com padrões de franjas de interferência, na forma de anéis concêntricos, obtidas com um espectro-imageador. Através da análise de duas linhas espectrais do OH(6-2), ou

seja, de duas franjas de interferência mostradas na imagem, é possível calcular a temperatura e intensidade do OH(6-2). A validação dos resultados é feita através da comparação das temperaturas e intensidades do OH(6-2) obtidas do espectro-imageador com as fornecidas por um fotômetro zenital multicanal (Multi-2), ambos operando simultaneamente no observatório de luminescência de Cachoeira Paulista, e, pela comparação das temperaturas com os resultados fornecidos pelo modelo atmosférico MSISE-90.

O propósito desse novo instrumento é utilizá-lo para monitoramento de longo prazo da temperatura da mesosfera superior na região antártica, a partir da Estação Brasileira Comandante Ferraz (62°S). Este espectro-imageador faz parte do Projeto Antártico Brasileiro (PROANTAR), financiado pelo Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), e integra a terceira geração de instrumentos desenvolvidos pelo grupo LUME, da Divisão de Aeronomia do INPE, com a finalidade de realizar estudos aeronômicos na região antártica (LUME, 2005). Por este motivo, este novo instrumento é denominado espectro-imageador FotAntar-3.

Para atingir a meta principal deste trabalho, as seguintes ações foram implementadas:

- Calcular o espectro teórico do OH(6-2), verificando o comportamento das linhas espectrais e de suas razões em função da variação da temperatura;
- Fazer um pré-processamento das imagens obtidas;
- Realizar a calibração espectral e de sensibilidade do espectro-imageador;
- Implementar rotinas para redução dos dados adquiridos, com o objetivo de determinar a intensidade da emissão (em Rayleigh) e a temperatura rotacional do OH(6-2) (em Kelvin), que representa a temperatura da região da mesosfera, em torno de 87 km;
- Fazer observações da emissão do OH(6-2) em Cachoeira Paulista, utilizando os dois instrumentos: fotômetro multicanal e o novo espectro-imageador;
- Analisar os erros aleatórios e sistemáticos envolvidos na determinação da temperatura e da intensidade;
- Avaliar os resultados obtidos, através da comparação com um fotômetro e com o modelo atmosférico MSISE-90;



### 1.3 Estrutura da Dissertação

A presente dissertação está dividida em seis capítulos e três apêndices. A revisão bibliográfica é apresentada no Capítulo 2. Esta revisão envolve a teoria básica da luminescência atmosférica, a fotoquímica do radical OH atmosférico e sua espectroscopia fundamental, com o cálculo do espectro teórico do OH(6-2). Adicionalmente, apresenta-se uma descrição teórica da obtenção da temperatura rotacional usando o espectro do OH(6-2), um histórico das medidas de temperatura na região da mesosfera superior e uma breve descrição de algumas técnicas que são utilizadas para estimar a temperatura nessa região.

A instrumentação e a metodologia estão descritas no Capítulo 3, onde será feita uma descrição do instrumento utilizado neste trabalho, o espectro-imageador FotAntar-3, juntamente com os princípios físicos de funcionamento do mesmo. Na parte da metodologia, será descrito o processo de calibração do equipamento e o método utilizado para se obter a temperatura rotacional e a intensidade do OH(6-2), a partir dos dados do espectro-imageador FotAntar-3. Também será discutido neste capítulo os erros envolvidos no processo de cálculo da temperatura e da intensidade.

Os resultados obtidos com o FotAntar-3, através da metodologia desenvolvida neste trabalho, serão apresentados no Capítulo 4. No Capítulo 5 os resultados de temperatura serão comparados com os resultados obtidos do modelo atmosférico MSISE-90, e ainda, os resultados de temperatura e intensidade do OH(6-2) serão comparados com os obtidos pelo fotômetro Multi-2, que operou simultaneamente com o FotAntar-3 em Cachoeira Paulsita.

Finalmente, no Capítulo 6 será feita uma conclusão geral do trabalho, destacando os principais resultados e as principais contribuições.



## CAPÍTULO 2

### A AEROLUMINESCÊNCIA E AS BANDAS DE MEINEL

#### 2.1 Aeroluminescência

A aeroluminescência é um fenômeno óptico da atmosfera terrestre que ocorre tanto durante o dia quanto à noite, originada de forma direta ou indireta pela radiação solar. Porém, durante a noite, sua observação é mais fácil, pois a presença da radiação solar direta no período iluminado torna o espectro muito ruidoso e de difícil descontaminação. Estas emissões ocorrem em linhas e bandas espectrais.

Inicialmente, a aeroluminescência era confundida com as auroras, que ocorrem nas regiões polares durante a noite. Posteriormente, análises mais cuidadosas do espectro emitido pelo céu noturno levaram a uma boa diferenciação desses dois tipos de radiação.

Ao contrário das auroras que são descritas desde tempos remotos, a aeroluminescência (ou da literatura inglesa, *airglow*) foi observada somente no início do século XX (em 1901) por Newcomb, que atribuiu sua origem às luzes das estrelas. Porém, Dufay em 1933, atribuiu a aeroluminescência à luz zodiacal, a qual é causada pelo espalhamento da luz solar por gases interplanetários e poeiras. No início do século XX, sabia-se que o oxigênio era o responsável pela emissão das linhas nos comprimentos de onda 557,7 nm e 630,0 nm. Rayleigh (1930), que foi um grande estudioso da linha 557,7 nm, conseguiu distinguir as auroras da aeroluminescência, chamando esta última de “aurora não-polar”, que mais tarde passou a se chamar de *airglow* ou aeroluminescência. Em homenagem a este pesquisador deve-se o nome da unidade de intensidade absoluta, normalmente utilizado em aeronomia, o Rayleigh (R), já definido anteriormente.

Algumas das linhas mais importantes da emissão da aeroluminescência, do ponto de vista da aeronomia, são as linhas espectrais do oxigênio atômico em 557,7 nm (verde) e 630,0 nm (vermelha); o dubleto de sódio, em 589,3 nm; as bandas de emissão do radical hidroxila, OH, ditas bandas de Meinel, e as bandas do oxigênio molecular. A Figura 2.1 mostra parte do espectro da aeroluminescência noturna, entre 6000 e 9000 Å. Nesta região do espectro, encontram-se as linhas de emissão do oxigênio atômico, a banda do oxigênio molecular e as principais bandas de emissão do OH, que estão destacadas.

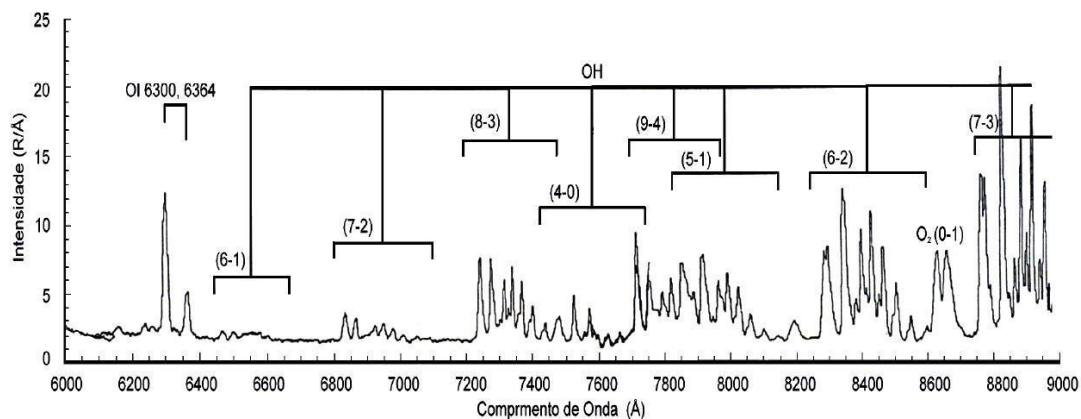


FIGURA 2.1 - Espectro da aeroluminescência noturna de algumas emissões mais importantes.  
 FONTE: Adaptada de Johnston J. E.; Broadfoot (1993, p. 21595).

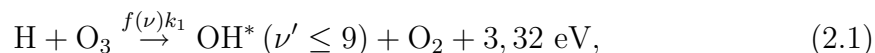
Como neste trabalho o foco é a emissão do OH, é necessário entender melhor o seu espectro. Para isso, será feita uma breve revisão da sua fotoquímica, da taxa de emissão volumétrica e de alguns conceitos espectroscópicos envolvidos no OH.

## 2.2 Fotoquímica do OH

Os processos de produção e perda relacionados à fotoquímica da atmosfera são de grande importância, uma vez que são responsáveis pela emissão da aeroluminescência.

Estes processos, em relação à excitação do OH podem ser entendidos através de reações fotoquímicas, que para o caso da produção envolve o H e o  $O_3$ , dentre outros processos que serão vistos em detalhes a seguir. Para o caso de perda, ocorre a emissão espontânea, ou remoção por colisões com outros elementos atmosféricos, como o  $O_2$  e  $N_2$ .

O mecanismo de excitação do radical OH na mesosfera superior, proposto em 1950 por Bates e Nicolet (1950), é a reação entre hidrogênio e ozônio, descrita pela Equação 2.1.

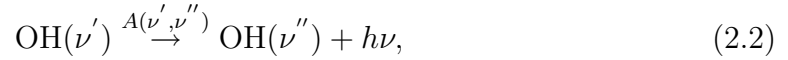


onde  $k_1$  é o coeficiente cinético da reação e  $f(\nu)$  é a produção fracional no nível  $\nu$ .

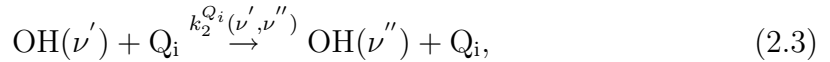
A reação descrita pela Equação 2.1 é considerada a principal fonte de excitação

do OH nos níveis vibracionais  $\nu' \leq 9$ , pois este processo é exotérmico, e libera 3,32 eV, que é a energia suficiente para excitar o OH até o nível  $\nu' = 9$ . A reação descrita pela Equação 2.1 também é considerada como o maior sumidouro de ozônio na mesosfera superior (BATES; NICOLET, 1950). O coeficiente cinético  $k_1$  segue a seguinte expressão:  $k_1 = 1,47 \cdot 10^{-10} \exp(-496/T) [\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}]$  (KEYSER, 1979).

Níveis vibracionais  $\nu' \leq 9$ , podem ser excitados por outros processos, como por exemplo, o processo de cascata radiativa representado pela reação da Equação 2.2.

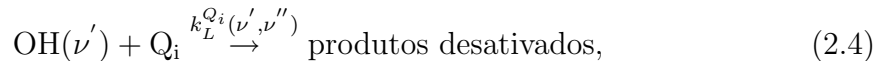


onde  $h\nu$  é a energia emitida pelo fóton no decaimento do nível  $\nu'$  para  $\nu''$  e  $A(\nu', \nu'')$  é o coeficiente de Einstein, que representa a probabilidade de ocorrer a transição do nível superior de energia,  $\nu'$ , para o nível inferior,  $\nu''$ . Outro processo que envolve a produção do OH no estado excitado é a cascata colisional, descrita pela reação da Equação 2.3.



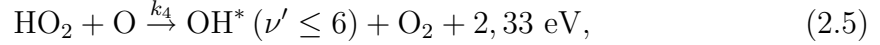
onde  $k_2^{Q_i}(\nu', \nu'')$  é uma constante da reação que representa o decaimento via colisão de  $\nu'$  para  $\nu''$  e  $Q_i$  representa as moléculas envolvidas no processo colisional, que em geral são  $O_2$ ,  $N_2$  e O.

Um dos problemas apresentados pelas reações de cascata (reações descritas pelas Equações 2.2 e 2.3) é que as regras que regem estas reações, ainda não são totalmente compreendidas (COSTA, 1997). Outro problema é em relação aos processos colisionais, que removem parcialmente ou totalmente os níveis excitados de energia do OH, gerando outros subprodutos nesta reação, que não são o OH no estado excitado, isto é representado pela seguinte reação:



Para o caso em que a reação dada pela Equação 2.4 presente como produto o  $\text{OH}(\nu = 0)$ , desativado energeticamente, esta reação é denominada de *morte súbita*.

Além dos mecanismos citados acima, outros mecanismos complementares também têm sido sugeridos, como por exemplo, a reação entre  $HO_2$  e O (NICOLET, 1970; KRASSOVSKY, 1971) representada pela seguinte reação fotoquímica:



onde  $k_4 = 3.10^{-12}T^{1/2} [\text{cm}^3.\text{s}^{-1}]$  (NICOLET, 1970) e 2,33 eV é a energia suficiente para excitar o OH até o nível  $\nu' = 6$ .

### 2.3 Taxa de Emissão Volumétrica do OH(6-2)

A taxa de emissão volumétrica,  $V(6, 2)$ , do OH(6-2) pode ser calculada supondo-se o equilíbrio fotoquímico entre produção ( $P$ ) e perda ( $L$ ) do OH(6) para uma altura fixa.

Considerando-se a concentração do OH(6) como  $[(OH)(6)]$ , pode-se escrever esta concentração em termos do equilíbrio fotoquímico ( $P - L = 0$ ) da seguinte forma:

$$\frac{d[(OH)(6)]}{dt} = P - L = 0. \quad (2.6)$$

A concentração do OH no estado vibracional  $\nu' = 6$  ocorre devido ao processo de produção do OH neste nível vibracional. Os processos de produção podem ser devido à reação do hidrogênio e ozônio (Equação 2.1), através de decaimento radioativo dos níveis vibracionais  $\nu' = 9$ ,  $\nu' = 8$  ou  $\nu' = 7$  para o do nível  $\nu' = 6$  (Equação 2.2), do processo de cascata colisional com  $O_2$  e  $N_2$  (Equação 2.3) ou ainda pela reação de  $HO_2$  com O (Equação 2.5).

As perdas ocorrem principalmente devido à emissão espontânea (Equação 2.2) e às colisões com outros átomos ou moléculas, como o O e  $N_2$  (Equação 2.4).

A taxa de emissão volumétrica pode ser calculada pela seguinte expressão:

$$V(6, 2) = A(6, 2) [(OH)(6)], \quad (2.7)$$

onde  $A(6, 2)$  é a probabilidade de transição entre os níveis  $\nu' = 6$  e  $\nu'' = 2$ .

A partir das Equações 2.1 a 2.5, é possível escrever a equação do equilíbrio fotoquímico para a concentração do OH(6) de acordo com a Equação 2.8:

$$\begin{aligned} \frac{d[(OH)(6)]}{dt} = & f(6)k_1[(O_3)][(H)] + \sum_{\nu=7}^9 A(\nu, 6)[(OH)(\nu)] + \\ & + \sum_{\nu=7}^9 [(OH)(\nu)] \left\{ \sum_{Q_i} k_2^{Q_i}(\nu, 6)[(Q_i)] \right\} + k_4[(HO_2)][(O)] - \\ & - A(6)[(OH)(6)] - [(OH)(6)] \sum_{Q_i} k_L^{Q_i}(6)[(Q_i)] = 0, \end{aligned} \quad (2.8)$$

onde  $Q_i=O_2, N_2, O$  e  $A(6)$  é o inverso do tempo de vida do OH(6),  $k_L^{Q_i}(\nu)$  é o coeficiente que representa a taxa total com que ocorre o decaimento colisional do OH( $\nu$ ) por espécies  $Q_i$  na Equação 2.4. O primeiro termo à direita da Equação 2.8 está associado à Equação 2.1, o segundo e o quinto termo à Equação 2.2, o terceiro e o sexto à Equação 2.3 e o quarto termo está associado à Equação 2.5.

A partir da Equação 2.8, obtém-se a expressão para o cálculo da concentração [OH(6)], dada pela Equação 2.9:

$$\begin{aligned} [(OH)(6)] = & \frac{f(6)k_1[(O_3)][(H)] + \sum_{\nu=7}^9 A(\nu, 6)[(OH)(\nu)]}{A(6) + \sum_{Q_i} k_L^{Q_i}[(Q_i)]} \\ & + \frac{\sum_{\nu=7}^9 [(OH)(\nu)] \left\{ \sum_{Q_i} k_2^{Q_i}(\nu, 6)[(Q_i)] \right\} + k_4[(HO_2)][(O)]}{A(6) + \sum_{Q_i} k_L^{Q_i}(6)[(Q_i)]}. \end{aligned} \quad (2.9)$$

A taxa de emissão volumétrica pode ser calculada substituindo-se a Equação 2.9 na Equação 2.7.

Segundo o trabalho de Lopez-Moreno *et al.* (1987) os perfis de emissão volumétrica

obtidos por diferentes bandas de emissão são muito próximos, no que diz respeito ao pico de emissão e à largura média da camada de emissão, sendo que diferem-se significativamente nos valores absolutos das taxas de emissão volumétrica. Naquele trabalho, os resultados das medidas de fotômetro embarcado em foguete mostraram que o pico de emissão do OH, para três canais de medidas do fotômetro, foi encontrado em 88, 90 e 91 km de altitude e uma espessura média da camada, correspondente a cada canal, de 12, 11 e 10 km, respectivamente. Desta forma, medidas da taxa de emissão volumétrica do OH mostraram que as altitudes em que ocorrem as emissões máximas e as larguras da camada emissora do OH são muito semelhantes em diferentes bandas de emissão do OH.

Na Figura 2.2 é apresentado o perfil de emissão volumétrica do OH obtido a partir de foguete, observando-se a emissão do OH(8-3) (TAKAHASHI *et al.*, 1996). Este experimento foi realizado em 31 de maio de 1992, em Alcântara (2.5°S, 44.4°O), na região equatorial brasileira. Observa-se nesta figura que o pico de emissão do OH está em torno de 87 km de altura, apresentando uma largura média da camada de emissão de aproximadamente de 10 km.



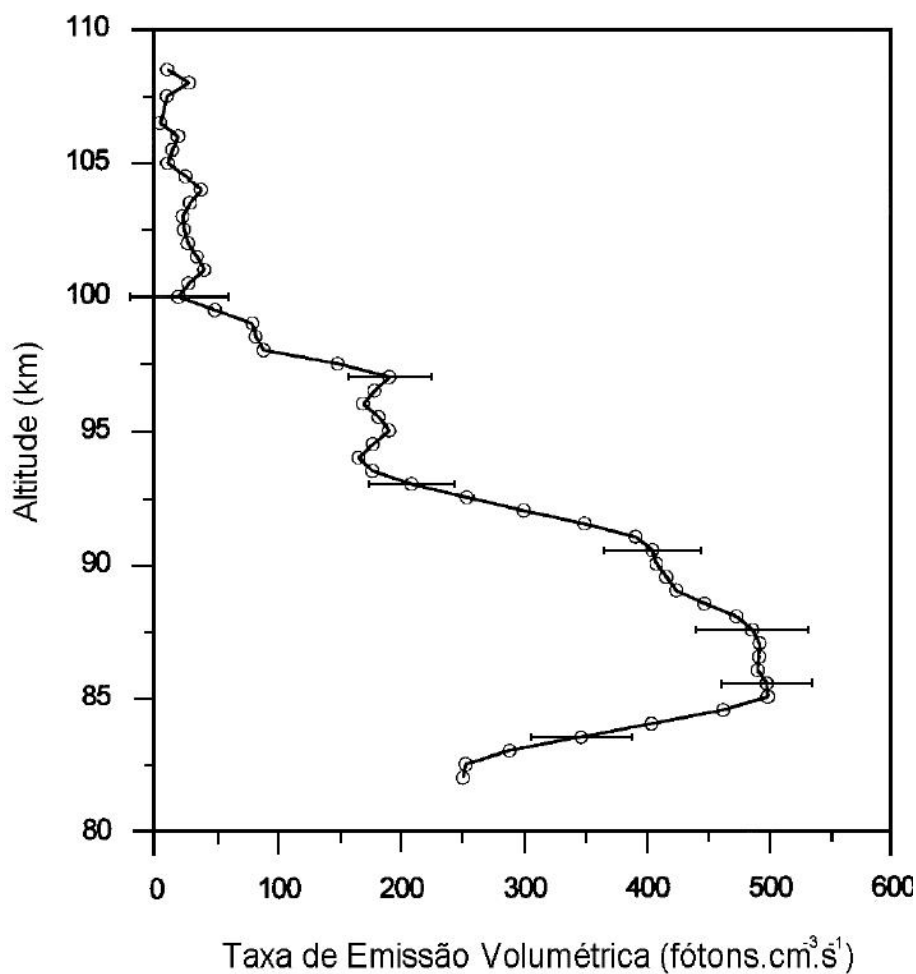


FIGURA 2.2 - Perfil de emissão volumétrica do OH, obtido através de experimentos fotométricos embarcados em foguete, observando a emissão do OH(8-3) para a região equatorial brasileira, em 31 de maio de 1992.  
 FONTE: [Takahashi et al. \(1996, p.4035\)](#).

## 2.4 Espectroscopia Básica do $OH(^2\Pi)$

Para entender o espectro do  $OH(^2\Pi)$ , é necessário entender as energias associadas a cada tipo de movimento que uma molécula diatômica pode realizar, ou seja, os movimentos de translação, vibração e rotação. A Figura 2.3 ilustra os possíveis movimentos para uma molécula diatômica (caso do OH).

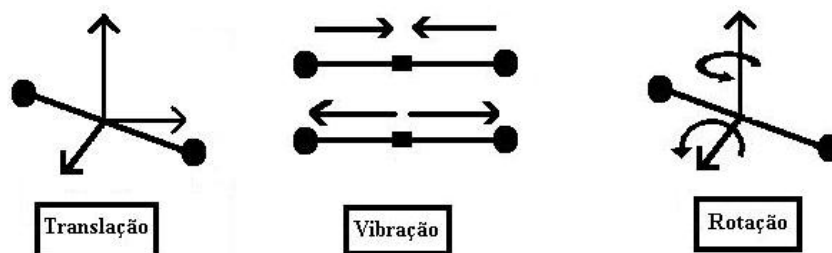


FIGURA 2.3 - Possíveis movimentos para uma molécula diatômica.

Para um dado estado eletrônico, correspondem vários estados vibracionais, e a cada estado vibracional, vários estados rotacionais estão associados. Na aproximação de ordem-zero, a energia total de um dado estado quântico é dada pelo somatório das energias eletrônica ( $E_e$ ), vibracional ( $E_V$ ) e rotacional ( $E_r$ ), tal que  $E_e > E_V > E_r$  (KING, 1964). Na Figura 2.4, observa-se como é a estrutura em níveis vibracionais,  $\nu$ , e rotacionais,  $J$ , para dois estados eletrônicos A e B quaisquer.

Em uma molécula diatômica quatro números quânticos são possíveis: o momento angular orbital,  $\vec{L}$ ; o spin,  $\vec{S}$ ; a rotação do núcleo,  $\vec{N}$ , e a vibração dos núcleos,  $\vec{\nu}$ , ao longo do eixo internuclear.

O momento angular total,  $\vec{J}$ , do OH é dado por:

$$\vec{J} = \vec{L} + \vec{S} + \vec{N} . \quad (2.10)$$

Quando a rotação do núcleo for considerada baixa,  $N = 1, 2, 3, \dots, 10$ , os estados quânticos do OH podem ser descritos pelo acoplamento (a) de Hund (HERZBERG, 1950). Quando ( $N > 10$ ) (maior rotação do núcleo), o acoplamento válido passa para o caso (b) de Hund.

Na atmosfera, pode-se supor  $N < 10$  e descrever a molécula OH pelo caso (a) de Hund (TAKAHASHI, 1981). Neste caso, os momentos angulares orbital ( $\vec{L}$ ) e de spin ( $\vec{S}$ ) estão fortemente acoplados ao eixo internuclear pelas componentes  $\vec{\Lambda}$  e  $\vec{\Sigma}$ , conforme ilustra a Figura 2.5.

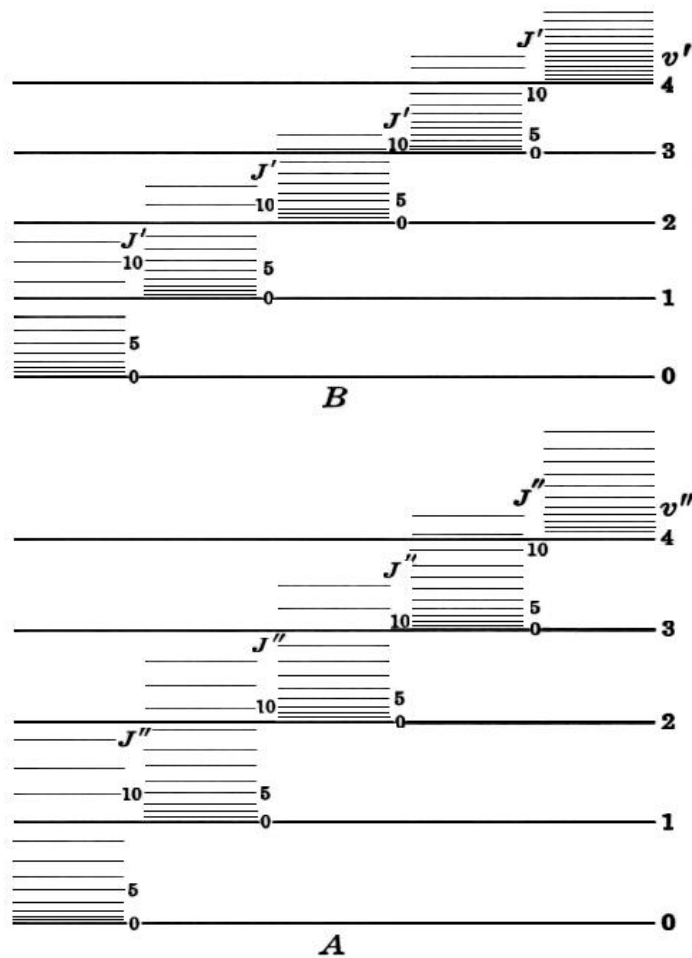


FIGURA 2.4 - Diagrama de níveis de energia para dois estados eletrônicos, A e B.  
 FONTE: Herzberg (1950, p.150).

As grandezas  $\vec{\Lambda}$  e  $\vec{\Sigma}$  representam as projeções de  $\vec{L}$  e  $\vec{S}$  sobre o eixo internuclear respectivamente. Assim, o momento angular eletrônico é definido por:

$$\vec{\Omega} = \vec{\Lambda} + \vec{\Sigma} . \quad (2.11)$$

Dessa forma, o momento angular total do OH é dado por:

$$\vec{J} = \vec{\Omega} + \vec{N} , \quad (2.12)$$

onde  $\vec{N}$  representa o momento nuclear e  $\vec{\Omega}$ , o momento angular eletrônico.

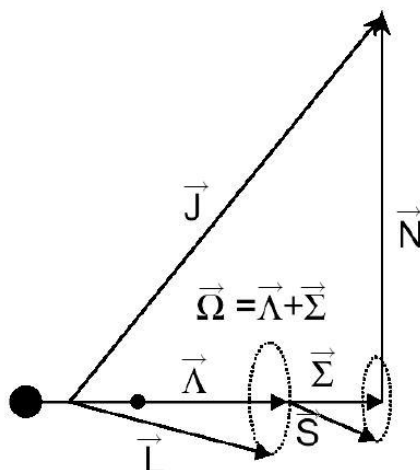


FIGURA 2.5 - Modelo vetorial para o caso (a) de Hund, onde estão representados os principais números quânticos associados ao OH.

FONTE: Adaptada de Herzberg (1950, p.219).

O estado fundamental  ${}^2\Pi$  do OH apresenta duas séries de energia eletrônica (ou sub-bandas), a  ${}^2\Pi_{3/2}$  e  ${}^2\Pi_{1/2}$ . A essas duas séries de energia estão associados, respectivamente, os números quânticos  $\Sigma = 1/2$  e  $\Sigma = -1/2$ , e os momentos angulares eletrônicos  $\Omega = 3/2$  e  $\Omega = 1/2$ .

Os níveis vibracionais que podem ocorrer no OH são  $\nu$  de 0 a 9 e cada transição vibracional envolve uma estrutura rotacional, caracterizada por linhas espectrais agrupadas, denominadas de ramos P, Q e R.

O espectro vibro-rotacional do OH ocorre devido a uma transição espontânea entre dois estados de energia, o estado inicial  $|J', P', i', \nu'\rangle$  e o estado final  $|J'', P'', i'', \nu''\rangle$ , onde  $J$  indica os níveis rotacionais,  $P$  a paridade,  $i$  representa uma das sub-bandas eletrônicas e  $\nu$  os níveis vibracionais.

Na Tabela 2.1, encontram-se os estados quânticos assumidos pelo OH, enquanto as regras de seleção que devem ser observadas para o espectro do OH encontram-se na Tabela 2.2.

TABELA 2.1 - Estados quânticos do OH.

Estados Quânticos	Número Quântico	Descrição
Momento angular orbital	$\Lambda = 1$	Estado $\Pi$
Spin eletrônico	$\Sigma = +1/2$ $\Sigma = -1/2$	Spin
Momento angular eletrônico	$\Omega = \Lambda + \Sigma = 3/2$ $\Omega = \Lambda + \Sigma = 1/2$	Caso (a) de Hund ( $N < 10$ )
Momento angular rotacional	$N = 0, 1, 2, \dots, 10$	Válido para o caso (a) de Hund
Momento angular total	$J = \Omega + N = 3/2, 5/2, 7/2, \dots$ $J = \Omega + N = 1/2, 3/2, 5/2, \dots$	Estado ${}^2\Pi_{3/2}$ Estado ${}^2\Pi_{1/2}$
Vibração	$\nu = 0, 1, 2, \dots, 9$	Na aeroluminescência o nível vibracional máximo é $\nu = 9$

FONTE: Takahashi (1981, p.29).

TABELA 2.2 - Regras de seleção para as transições do OH.

Tipo de transição	Regra de seleção
$\Delta\Lambda$	$\Delta\Lambda = 0, \pm 1$ $\Delta\Lambda = 0$ : Transição $\Pi - \Pi$
$\Delta\Sigma$	$0 \rightarrow$ Lei de conservação de spin ${}^2\Pi_{3/2} \rightarrow i = 1$ ${}^2\Pi_{1/2} \rightarrow i = 2$
$\Delta J$	+1: $J \rightarrow J + 1$ (ramo P) $i = 1 \rightarrow P_1$ e $i = 2 \rightarrow P_2$ 0: $J \rightarrow J$ (ramo Q) $i = 1 \rightarrow Q_1$ e $i = 2 \rightarrow Q_2$ -1: $J \rightarrow J - 1$ (ramo R) $i = 1 \rightarrow R_1$ e $i = 2 \rightarrow R_2$
Paridade $P$	$(+) \leftrightarrow (-)$ ; $(+) \leftrightarrow (+)$ ; $(-) \leftrightarrow (-)$ onde $\leftrightarrow$ : Transição permitida e $\nleftrightarrow$ Transição proibida
$\Delta\nu$	$0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \dots$ Oscilador anarmônico Ex.: $\nu = 6 \rightarrow \nu = 2$ ; $\Delta\nu = 4$ : Banda OH(6-2)

FONTE: Takahashi (1981, p.30).

Conforme a aproximação de Born-Oppenheimer, se a função de onda eletrônica,  $\psi_e$ , varia lentamente e somente em função das coordenadas nucleares, então as correspondentes variações na energia eletrônica,  $E_e$ , como função destas coordenadas,

somente provêm uma parte do potencial no qual o núcleo se move (KING, 1964). As energias associadas ao movimento da molécula representam a energia total, e a função que descreve o estado de energia de uma molécula diatômica é a seguinte:

$$(E_r + E_v + E_e)\psi_N = E\psi_N, \quad (2.13)$$

onde  $E_r$  e  $E_v$  são as energias rotacional e vibracional do núcleo, respectivamente;  $E_e$  é a energia eletrônica da molécula;  $E$  é a energia total e  $\psi_N$  é uma função das coordenadas do núcleo e representa o estado estacionário mais recente.

A aproximação Born-Oppenheimer permite que a função de onda eletrônica,  $\psi_E$ , de um sistema possa ser descrita independentemente da função nuclear,  $\psi_N$ , para os movimentos do núcleo. Num sistema fechado,  $\psi_E$  e  $\psi_N$  são representados por estados estacionários.

Dessa forma, pela aproximação Born-Oppenheimer, pode-se dizer que as funções de onda para os movimentos eletrônico ( $\psi_E$ ), vibracional dos núcleos ( $\psi_{VN}$ ) e rotacional dos núcleos ( $\psi_{RN}$ ) podem ser desacopladas e descritas por uma função de onda total da seguinte forma:

$$\Psi = \frac{1}{r}\psi_E\psi_{VN}\psi_{RN}, \quad (2.14)$$

onde  $r$  é a distância internuclear da molécula.

#### 2.4.1 Energias Envolvidas no OH

A energia total envolvida no OH, baseando-se na aproximação dada pela Equação 2.14, pode ser escrita como:

$$E = E_E + E_{VN} + E_{RN}. \quad (2.15)$$

Dividindo-se a Equação 2.15 em ambos os lados por  $hc$ , onde  $h$  é a constante de Planck e  $c$  é a velocidade da luz no vácuo, tem-se uma nova grandeza, denominada

Termo de Energia, em unidades de  $cm^{-1}$ , dada pela Equação 2.16:

$$T = T_E + G + F, \quad (2.16)$$

onde  $T_E$  representa o termo de energia eletrônica;  $G$ , o termo de energia vibracional e  $F$ , o termo de energia rotacional.

O termo de energia vibracional,  $G(\nu)$ , para o OH é dado pela aproximação do oscilador anarmônico, descrito pela Equação 2.17 (HERZBERG, 1950):

$$G(\nu) = \omega_e(\nu + 0, 5) - \omega_e x_e(\nu + 0, 5)^2 + \omega_e y_e(\nu + 0, 5)^3 - \omega_e z_e(\nu + 0, 5)^4 + \dots, \quad (2.17)$$

onde  $\omega_e$ ,  $\omega_e x_e$ ,  $\omega_e y_e$  e  $\omega_e z_e$  são constantes vibracionais, em unidades de  $cm^{-1}$ . Estas constantes foram calculadas por Chamberlain e Roesler (1955) a partir do espectro da aeroluminescência, podendo ser reescritas como:

$$G(\nu) = 3737,90(\nu + 0, 5) - 84,965(\nu + 0, 5)^2 + 0,5398(\nu + 0, 5)^3 - 0,01674(\nu + 0, 5)^4. \quad (2.18)$$

Esta expressão é válida para os níveis vibracionais de  $\nu = 0$  a  $\nu = 6$ , pois, para os níveis vibracionais  $\nu = 7, 8$  e  $9$ , observa-se que as diferenças para  $G(\nu)$  calculada e observada são significativas (WALLACE, 1960; KRASSOVSKY *et al.*, 1962).

Os termos de energia vibracional e as constantes rotacionais para os níveis vibracionais  $\nu = 0$  a  $\nu = 9$ , usadas neste trabalho, foram calculadas por (COXON; FOSTER, 1982) e encontram-se na Tabela 2.3.

Os termos de energia rotacional,  $F_i$ , são dados por Hill e Vleck (1928) através das Equações 2.19 e 2.20. Nestas equações, consideram-se somente as transições intramultipletos ( $i' = i''$ ), ou seja, transições rotacionais que ocorrem dentro de um mesmo momento angular eletrônico,  $\Omega = \Lambda + \Sigma = 3/2$  ou  $\Omega = \Lambda + \Sigma = 1/2$ . Transições intermultipletos ( $i' \neq i''$ ) são bem mais fracas, e por isso não serão

TABELA 2.3 - Termos de energia vibracional e constantes rotacionais para  $\nu = 0 \rightarrow 9$ .

$\nu$	$G_\nu(cm^{-1})$	$B_\nu(cm^{-1})$	$D_\nu \times 10^{-3}(cm^{-1})$	$Y_\nu \times 10^{-3}(cm^{-1})$
0	1847,726	18,5504	1,9083	-7,496
1	5417,369	17,8386	1,9685	-7,810
2	8821,410	17,1363	1,8345	-8,146
3	12061,771	16,4409	1,8045	-8,506
4	15139,548	15,7491	1,7809	-8,895
5	18054,858	15,0567	1,7650	-9,318
6	20806,549	14,3588	1,7654	-9,780
7	23392,029	13,6492	1,7838	-10,293
8	25806,719	12,9169	1,7984	-10,869
9	28043,783	12,1517	1,8599	-11,536

FONTE: [Coxon e Foster \(1982\)](#).

consideradas neste trabalho.

$$F_1(J, \nu) = B_\nu \left[ (J + 1/2)^2 - \Lambda^2 - 1/2\sqrt{4(J + 1/2)^2 + Y_\nu(Y_\nu - 4)\Lambda^2} \right] - D_\nu J^4; \quad (2.19)$$

$$F_2(J, \nu) = B_\nu \left[ (J + 1/2)^2 - \Lambda^2 + 1/2\sqrt{4(J + 1/2)^2 + Y_\nu(Y_\nu - 4)\Lambda^2} \right] - D_\nu (J + 1)^4, \quad (2.20)$$

onde  $\Lambda = 1$  para o estado  $\Pi$ ,  $Y_\nu = A_\nu/B_\nu$  é uma constante que representa o acoplamento de  $\vec{S}$  e  $\vec{L}$ , sendo que  $A_\nu$  é uma constante que representa o acoplamento spin-órbita,  $B_\nu$  é uma constante rotacional e  $D_\nu$  é uma constante, que representa a influência da força centrífuga.

Os termos  $F_1(J, \nu)$  e  $F_2(J, \nu)$  são devidos ao desdobramento de spin e referem-se aos termos de  ${}^2\Pi_{3/2}$  e  ${}^2\Pi_{1/2}$ , respectivamente. As Equações 2.19 e 2.20 também podem ser escritas em termos do número quântico,  $K$ , definido em termos de  $J$ , como:

$${}^2\Pi_{3/2} : K = J - 1/2; F_1(K, \nu); \quad (2.21)$$

$${}^2\Pi_{1/2} : K = J + 1/2; F_2(K, \nu). \quad (2.22)$$



As energias vibro-rotacionais são definidas, para cada estado de spin ( $i = 1$ , resultando  ${}^2\Pi_{3/2}$  ou  $i = 2$ , resultando  ${}^2\Pi_{1/2}$ ), conforme as Equações 2.23 e 2.24, respectivamente.

$$GF_1(\nu, J) = G(\nu) + F_1(J); \quad (2.23)$$

$$GF_2(\nu, J) = G(\nu) + F_2(J). \quad (2.24)$$

Na Tabela 2.4, são mostrados os termos de energia vibro-rotacionais calculados para os níveis rotacionais  $J = 0$  a  $J = 14,5$ , dentro da transição vibracional  $\nu = 6$  para  $\nu = 2$ . Estes valores foram calculados usando as equações 2.19 a 2.24 e as quantidades dadas na Tabela 2.3.

TABELA 2.4 - Termos de energia de rotação e translação para a transição vibracional do nível  $\nu' = 6$  para  $\nu'' = 2$

$j$	$GF_1(2)$	$GF_1(6)$	$GF_2(2)$	$GF_2(6)$
0,5	8821,4102	20806,5488	8908,3337	20891,1182
1,5	8780,9497	20761,4573	8964,6075	20937,7153
2,5	8858,8973	20827,5265	9057,7568	21014,9780
3,5	8968,8080	20920,4428	9187,0738	21122,4300
4,5	9111,0780	21040,4284	9351,8537	21259,5523
5,5	9285,9536	21187,6180	9551,4543	21425,8288
6,5	9493,5294	21362,0446	9785,2964	21620,7606
7,5	9733,7694	21563,6430	10052,8440	21843,8621
8,5	10006,5291	21792,2599	10353,5807	22094,6510
9,5	10311,5748	22047,6641	10686,9922	22372,6381
10,5	10648,5965	22329,5559	11052,5516	22677,3182
11,5	11017,2179	22637,5735	11449,7109	23008,1634
12,5	11417,0025	22971,2984	11877,8937	23364,6176
13,5	11847,4585	23330,2588	12336,4912	23746,0933
14,5	12308,0416	23713,9330	12824,8590	24151,9684

## 2.4.2 Nomenclatura Utilizada para as Linhas de Emissão

A regra de seleção relacionada ao momento angular total,  $J$ , deve ser obedecida (ver  $\Delta J$  na Tabela 2.2), e, assim, surgem os ramos rotacionais P, Q e R, de acordo com o valor de  $\Delta J$ .

O número de onda  $\nu(\text{cm}^{-1})$ , para os ramos P, Q e R são definidos em relação às energias de vibração e rotação do seguinte modo:

Ramo P,  $\Delta J = 1$ ;

$$\nu_{1,2}^P(\nu', \nu'', J') = GF_{1,2}(\nu', J') - GF_{1,2}(\nu'', J' + 1) \therefore P_1(J' + 1/2), P_2(J' + 3/2); \quad (2.25)$$

Ramo Q,  $\Delta J = 0$ ;

$$\nu_{1,2}^Q(\nu', \nu'', J') = GF_{1,2}(\nu', J') - GF_{1,2}(\nu'', J') \therefore Q_1(J' - 1/2), Q_2(J' + 1/2); \quad (2.26)$$

Ramo R,  $\Delta J = -1$ ;

$$\nu_{1,2}^R(\nu', \nu'', J') = GF_{1,2}(\nu', J') - GF_{1,2}(\nu'', J' - 1) \therefore R_1(J' - 3/2), P_2(J' - 1/2), \quad (2.27)$$

onde  $\nu$  é o número de onda, dado em  $\text{cm}^{-1}$ ,  $\nu'$  e  $\nu''$  referem-se aos estados vibracionais superior e inferior, respectivamente, enquanto que  $J'$  e  $J''$  referem-se aos estados rotacionais superior e inferior, respectivamente.

A banda (6-2) do OH, por exemplo, significa que ocorre uma transição vibracional do nível superior,  $\nu' = 6$ , para o nível inferior,  $\nu'' = 2$ . Então essa banda é representada por OH(6-2). Genericamente, qualquer banda do OH é representada por OH( $\nu', \nu''$ ).

A nomenclatura para as linhas dentro de uma banda segue a regra do momento angular total ( $\Delta J$ ), e são nomeadas conforme as definições dadas nas Equações 2.25, 2.26 e 2.27. Por exemplo, a linha rotacional  $P_1(2)$  ocorre do estado rotacional superior  $J' = 3/2$ , dentro do nível vibracional  $\nu' = 6$ , para o estado rotacional inferior,  $J'' = 5/2$ , dentro do nível vibracional  $\nu'' = 2$ .

Para ilustrar como ocorrem as transições vibro-rotacionais na molécula OH, a Figura 2.6 mostra, de forma esquemática, a transição vibracional do nível  $\nu' = 6$  para  $\nu'' = 2$

e algumas transições rotacionais relacionadas à transição do OH(6-2).

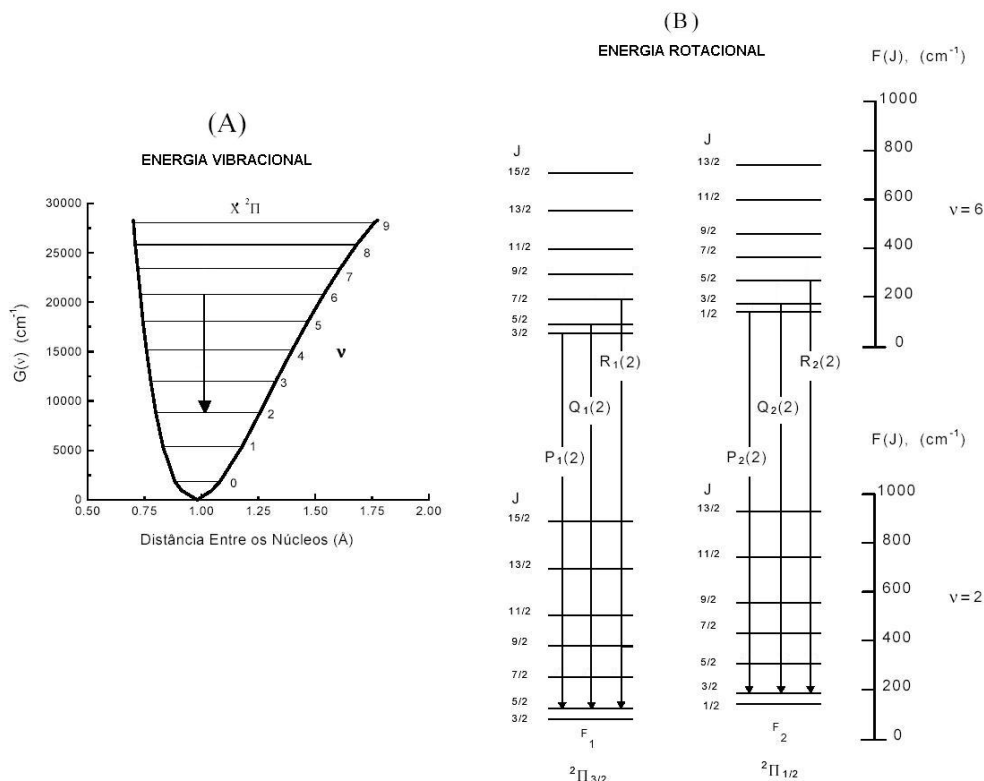


FIGURA 2.6 - Representação esquemática dos níveis vibracionais (A) e de algumas linhas rotacionais (B) do espectro do OH(6-2).

FONTE: Adaptada de [Krassovsky et al. \(1962, p.895-896\)](#).

### 2.4.3 O Espectro do OH(6-2): Comprimentos de Onda e Intensidades Espectroscópicas

Para calcular o espectro do OH(6-2), é necessário determinar os comprimentos de onda correspondentes a cada linha dentro da banda, usando para isso os números de onda ( $\nu$ ), já calculados através das Equações 2.25, 2.26 e 2.27.

Com o resultado do número de onda, obtém-se os comprimentos de onda no vácuo, pela relação  $\lambda_{v\u00e1cuo} = \frac{1}{\nu} \times 10^{-7}$ . O comprimento de onda no ar das linhas de emiss\u00e3o do OH \u00e9 obtido considerando-se o \u00edndice de refra\u00e7\u00e3o do ar ( $n$ ) e os comprimentos de onda no v\u00e1cuo, pela express\u00e3o  $\lambda_{ar} = \frac{1}{n} \lambda_{v\u00e1cuo}$ , onde  $n$  \u00e9 dado pela Equa\u00e7\u00e3o 2.28, obtida do Almanaque de Ci\u00eancia do Observat\u00f3rio Astron\u00f4mico de T\u00f3quio (1970).

(2.28)

Para se obter o espectro vibro-rotacional, deve-se calcular as intensidades das linhas de emissão devido às transições vibro-rotacionais.

As intensidades das linhas rotacionais (transição  $J' \rightarrow J''$ ) dentro de uma banda vibracional (transição  $\nu' \rightarrow \nu''$ ) dependem basicamente da probabilidade de transição ou coeficientes de Einstein,  $A(i', J', \nu' \rightarrow i'', J'', \nu'')$ , e da população no nível superior,  $N(i', J', \nu')$ , sendo expressa da seguinte forma (HERZBERG, 1950):

$$I(i', J', \nu' \rightarrow i'', J'', \nu'') = N(i', J', \nu') A(i', J', \nu' \rightarrow i'', J'', \nu''). \quad (2.29)$$

Os coeficientes de Einstein,  $A(i', J', \nu' \rightarrow i'', J'', \nu'')$ <sup>1</sup>, são definidos pela Equação 2.30.

$$A_{\nu'', J''}^{\nu', J'} = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3h(2J' + 1)} |\langle \nu'' J'' | \mu(r) | \nu' J' \rangle|^2 S_{J' J''}, \quad (2.30)$$

onde  $(\nu', J')$  e  $(\nu'', J'')$  representam, respectivamente, os números quânticos do estado vibracional-rotacional superior e inferior;  $\nu$  é o número de onda da transição;  $h$  é a constante de Planck e  $\mu(r)$  é a função momento de dipolo elétrico. O termo  $S_{J' J''}$  é o fator de intensidade da linha rotacional. Os coeficientes de Einstein usados neste trabalho encontram-se na Tabela A.1 do Apêndice A.

Considerando que as moléculas estão em equilíbrio térmico com o meio ambiente, a população nos níveis rotacionais pode ser descrita pela distribuição de Boltzman. Além disso, considera-se somente as transições intermultipletos ( $i' = i''$ ), ou seja, transições que ocorrem dentro de uma mesma sub-banda eletrônica do estado  $\Pi$ , uma vez que as transições intramultipletos ( $i' \neq i''$ ) são muito fracas. Com essas considerações, e lembrando das regras de seleção mostradas na Tabela 2.2, pode-se escrever a expressão para o cálculo da intensidade de uma dada linha de emissão, em fótons  $\cdot s^{-1} \cdot cm^{-2}$ , usando a seguinte equação:

---

<sup>1</sup>Para mais detalhes dos coeficientes de Einstein ver Apêndice A.

$$I(i', J', \nu' \rightarrow i'', J'', \nu'') = N_{\nu'} A(i', J', \nu' \rightarrow i'', J'', \nu'') \frac{2(2J' + 1)}{Q_{\nu'}} \exp\left(-\frac{GF_i(J', \nu')}{kT}\right), \quad (2.31)$$

onde  $Q_{\nu'}$  é a função de partição, dada pela seguinte expressão:

$$Q_{\nu'}(T) = \sum_{J', i'=1,2} 2(2J' + 1) \exp\left(-\frac{GF_i(J', \nu')}{kT}\right), \quad (2.32)$$

sendo que  $k = 0,6952\text{cm}^{-1}\text{K}^{-1}$  é a constante de Boltzman e o termo  $(2J' + 1)$  expressa a degenerescência<sup>2</sup> do estado  $J'$ .

No caso do OH(6-2), por exemplo, temos a seguinte expressão para a intensidade.

$$I(i', J', 6 \rightarrow i'', J'', 2) = N_6 A(i', J', 6 \rightarrow i'', J'', 2) \frac{2(2J' + 1)}{Q_6} \exp\left(-\frac{GF_i(J', 6)}{kT}\right), \quad (2.33)$$

onde o termo  $Q_6$  é dado por:

$$Q_6 = Q_6^1 + Q_6^2,$$

$$Q_6^1 = \sum_{J'} 2(2J' + 1) \exp\left(-\frac{GF_1(J', 6)}{kT}\right); \quad (2.34)$$

$$Q_6^2 = \sum_{J'} 2(2J' + 1) \exp\left(-\frac{GF_2(J', 6)}{kT}\right).$$

O espectro teórico de uma dada banda rotacional é, em geral, expresso por intensidades relativas à intensidade total da banda, ou seja, o valor da intensidade de cada linha de emissão é dividido pela intensidade total da banda (soma das intensidades de todas as linhas rotacionais). Nesse sentido, pode-se escrever a intensidade de cada linha como:

---

<sup>2</sup>A degenerescência,  $2J'+1$ , é o número de estados com mesmo valor de  $J'$  (TIPLER; LLEWELLYN, 2001).

$$I'_i = \frac{I_i}{\sum_i I_i}, \quad (2.35)$$

onde  $I_i$  é a intensidade de cada linha de emissão calculada pela Equação 2.33.

Os comprimentos de onda calculados para o ar e as intensidades relativas da banda OH(6-2) encontram-se nas Tabelas B.1 e B.2 do Apêndice B.

Na Figura 2.7, são apresentadas as intensidades relativas da banda OH(6-2) para uma temperatura de 190 K, usando os coeficientes de Einstein calculados por Langhoff *et al.* (1986), que estão na Tabela A.1 do Apêndice A.

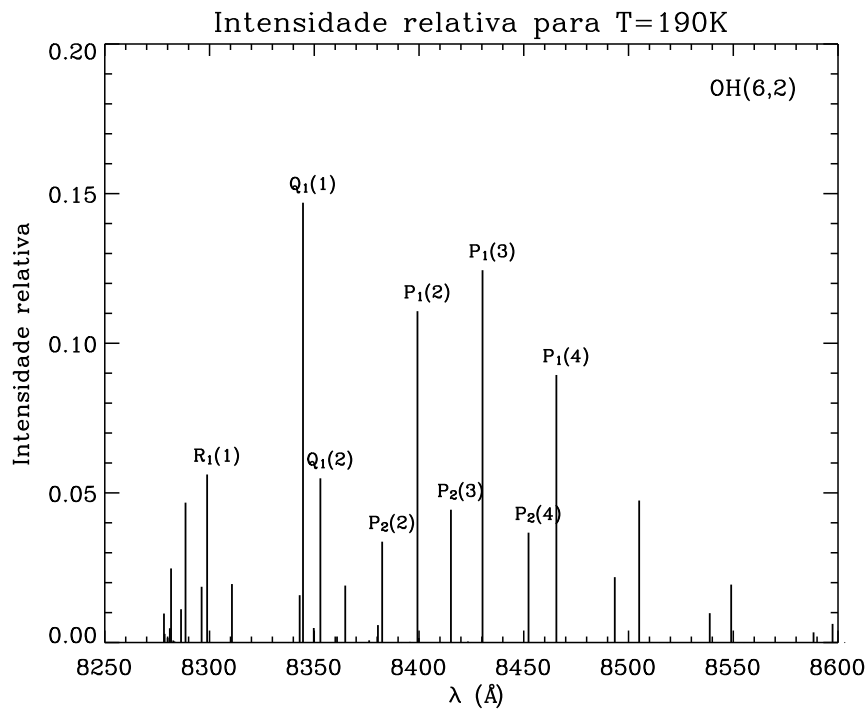


FIGURA 2.7 - Espectro teórico da banda OH(6-2) para uma temperatura de 190 K, usando os coeficientes de Einstein calculados por Langhoff *et al.* (1986).

As principais linhas rotacionais da banda OH(6-2) estão destacadas na Figura 2.7. As linhas  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$  serão usadas no cálculo da temperatura e da intensidade do OH(6-2). As razões para esta escolha são discutidas na Seção 3.2.3.4 do próximo capítulo.

## 2.5 Temperatura Rotacional a Partir do Espectro do OH

A temperatura rotacional do OH(6-2) é calculada baseando-se nas intensidades relativas das linhas rotacionais, pois estas são dependentes da temperatura. Teoricamente, o cálculo da temperatura pode ser feito usando-se a Equação 2.31 e aplicando o logaritmo neperiano na mesma, assim, obtém-se:

$$\ln \left\{ \frac{I(i', J', \nu' \rightarrow i'', J'', \nu'')}{2(2J' + 1) \cdot A(i', J', \nu' \rightarrow i'', J'', \nu'')} \right\} = \ln \left\{ \frac{N_{\nu'}}{Q_{\nu'}} \right\} - \frac{GF_i(J', \nu')}{kT} \quad (2.36)$$

Teoricamente, ao calcular o lado esquerdo da Equação 2.36, em função de  $GF_i(J', \nu')$ , obtém-se a equação de uma reta cujo coeficiente linear é  $\ln \left( \frac{N_{\nu'}}{Q_{\nu'}} \right)$ , e o coeficiente angular é  $\left( \frac{1}{kT} \right)$ . Desta forma, pode-se determinar a temperatura rotacional, desde que, pelo menos duas medidas de  $I(i', J', \nu' \rightarrow i'', J'', \nu'')$  sejam realizadas.

Na Equação 2.31, considerou-se que o  $OH^*$  estava em equilíbrio térmico nos níveis rotacionais. Porém, isso é válido somente se a frequência de colisão entre OH e  $N_2$  (constituintes majoritários em torno de 80 km) for suficientemente alta para permitir o equilíbrio térmico. Segundo Nicholls *et al.* (1972), o  $OH^*$  estará em equilíbrio térmico se o número de colisões durante o tempo de vida no estado vibracional superior for maior do que 100, conforme a seguinte equação:

$$\frac{\bar{f}_{OH, N_2}}{\tau_{\nu'}^{(-1/2)}} > 100 \text{ colisões/s}, \quad (2.37)$$

onde,  $\bar{f}_{OH, N_2}$  é o número médio de colisão entre o OH e  $N_2$  e  $\tau_{\nu'}^{(-1/2)}$  é o tempo de vida radiativo do  $OH^*$ .

A condição da Equação 2.37 foi testada e verificada por Takahashi (1981), para diferentes tempos de vida radioativa do  $OH^*$ . A partir desse fato, pode-se concluir que o  $OH^*$  em altitudes entre 80 e 90 km está em equilíbrio térmico nos seus níveis rotacionais e, assim, a temperatura da atmosfera nessa região pode ser estimada pela temperatura rotacional do  $OH^*$ .

Conforme foi dito anteriormente, deve-se escolher ao menos um par de linhas rotacionais para determinar a temperatura do  $OH^*$ . No caso do espectro observacional da banda OH(6-2), é comum utilizar-se da razão  $\frac{P_1(4)}{P_1(2)}$ , por uma série de vantagens. Na Seção 3.2, do Capítulo 3, será descrita, de maneira completa, a técnica utilizada neste trabalho para obter a temperatura e a intensidade do OH(6-2).

## 2.6 Histórico das Medidas de Temperatura na Região da Mesosfera Superior Utilizando as Emissões da Aeroluminescência

O monitoramento das emissões da aeroluminescência do OH e de  $O_2$  são técnicas observacionais relativamente simples e que podem fornecer bons resultados no que diz respeito ao estudo da estrutura térmica e da dinâmica da região próxima a mesopausa.

As evidências para estimar a temperatura na região da mesopausa, a partir das emissões do OH, foram apresentadas por Meinel (1950a), Meinel (1950b). As emissões da hidroxila originam-se de uma camada próxima a 87 km de altitude, com uma espessura média que varia de 6 a 12 km (TAKAHASHI *et al.*, 1996; KEYSER, 1979).

Kvifte (1959) foi um dos pioneiros na determinação da temperatura rotacional do OH. Visconti *et al.* (1971) utilizando-se de um fotômetro de filtro inclinável determinou a temperatura rotacional através da emissão do OH(8-3).

Chamberlain e Oliver (1953) mostraram que a temperatura da mesopausa variava com a latitude e, mais tarde, Wallace (1960) confirmou estes resultados. Além disso, Wallace (1961) e Krassovsky *et al.* (1961) também mostraram que a temperatura na região da mesosfera superior apresentava uma variação sazonal, com um máximo no inverno e um mínimo no verão. Takahashi *et al.* (1974) usou o mesmo princípio de Visconti *et al.* (1971) para obter a temperatura rotacional do OH(8-3) no Brasil, latitude de 23°S.

Variações na intensidade e na temperatura rotacional do OH(6-2) foram observadas em Shigaraki (34.9°N, 136.1°L), de outubro a novembro de 1994 e em julho de 1995, na forma de campanhas de observações (TAKAHASHI *et al.*, 1999). Simultaneamente com um fotômetro de filtro inclinável, foi utilizado um radar *Middle and Upper atmosphere* (MU), com a finalidade de observar características da dinâmica da mesosfera. Assim, variações na temperatura rotacional do OH podem ser usadas como



um parâmetro para estudos da dinâmica da alta atmosfera.

Wrasse *et al.* (2004) e Phillips *et al.* (2004) estimaram a temperatura da mesosfera superior observando as emissões do OH(6-2) e OH(8-3), onde diferentes grupos de coeficientes de Einstein, Mies (1974), Langhoff *et al.* (1986), Turnbull e Lowe (1989) foram utilizados. A temperatura rotacional observada nos dois trabalhos mostrou uma diferença significativa quanto ao uso destes diferentes coeficientes. Além disso, também foram observadas diferenças de temperatura no que se refere ao uso das diferentes bandas de emissão, OH(6-2) e OH(8-3).

No estudo de Wrasse *et al.* (2004), foi observado que as temperaturas rotacionais do OH(8-3) que apresentaram as menores diferenças foram àquelas em que se utilizou os coeficientes de Einstein dados por Turnbull e Lowe (1989) e por Langhoff *et al.* (1986), com uma diferença de 2 K para temperaturas próximas de 160 K. Também, observou-se neste estudo, que as temperaturas obtidas a partir das bandas OH(6-2) e OH(8-3) que apresentam os resultados mais próximos são àquelas que utilizaram os coeficientes de Mies (1974) para o OH(6-2) e dos coeficientes de Langhoff *et al.* (1986) para o OH(8-3).

Phillips *et al.* (2004) determinou a temperatura rotacional a partir da banda OH(8-3) e OH(6-2) em Davis (69°S, 78°L), Antártica, com dados de 1990 e com o uso dos coeficientes de Einstein de Langhoff *et al.* (1986). A diferença média de temperatura, derivada a partir das bandas OH(8-3) e OH(6-2), foi de aproximadamente 4 K. As temperaturas calculadas por diferentes coeficientes de Einstein mostraram diferenças significativas nos valores absolutos, sendo de 12 K a diferença quando utiliza-se os coeficientes de Einstein de Langhoff *et al.* (1986) e de Turnbull e Lowe (1989) para o OH(6-2) (PHILLIPS *et al.*, 2004).

## 2.7 Algumas Técnicas de Medida de Temperatura na Região da Mesosfera Superior

Na região da mesosfera superior, há uma grande dificuldade em medir-se a temperatura, devido ao difícil acesso para medidas *in situ* e ao alto custo para lançamento de foguetes. Desta forma, a temperatura nesta região é obtida através de técnicas de sensoriamento remoto. A seguir, será descrita, de forma breve, algumas das técnicas utilizadas para estimar a temperatura na região da mesosfera.

Os fotômetros são instrumentos utilizados para estimar a temperatura da atmosfera,

através da observação das emissões ópticas provenientes das moléculas do  $O_2$  e do OH, sendo que as emissões do OH são atualmente as mais utilizadas. A técnica usada para obter a temperatura da região da mesosfera superior através destes instrumentos é a comparação da intensidade de um par de linhas rotacionais (TAKAHASHI *et al.*, 1974; PHILLIPS *et al.*, 2004). As principais vantagens das medidas através da aeroluminescência é a boa resolução temporal e o baixo custo, em comparação com outros métodos, porém, uma desvantagem é que estas medidas somente podem ser realizadas durante a noite e em condições propícias, ou seja, sem cobertura de nuvens e durante o período de lua nova. Uma outra desvantagem é a falta de resolução em altura, uma vez que a medida de temperatura é uma média ponderada pela radiância através da camada de emissão.

O radar meteórico é uma técnica que utiliza a observação dos ecos meteóricos para estimar os campos de vento na região onde os meteoros são detectados (80-110 km). Recentemente, desenvolveu-se uma técnica para estimar também a temperatura. A idéia básica para se determinar a temperatura com o radar meteórico é usar a constante de tempo de decaimento ( $\tau_{1/2}$ ) da amplitude do sinal medido pelo radar e o coeficiente de difusão ambipolar ( $D_a \propto T^2/P \propto T/\rho$ ), e, então, estimar a temperatura na região próxima de 90 km (TSUTSUMI, 1995; HOCKING, 1999). Uma das principais vantagens das medidas de temperatura usando o radar meteórico é que este instrumento pode operar independentemente das condições climáticas, durante as 24 horas do dia, em todos os dias do ano. Porém, este experimento possui limitações, sendo a principal, a falta de resolução espacial e temporal ( $\sim 2-3$  horas) nas medidas.

Uma outra técnica utilizada na estimativa da temperatura na região da mesosfera superior é o uso de radar de laser (LIDAR), que se baseia nas propriedades físicas do sódio atmosférico. Esta técnica consiste em sincronizar o laser na linha  $D_2$  do sódio (5890 Å) e analisar a resposta do instrumento às estruturas ressonantes hiperfinas  $D_2$  (CLEMESHIA *et al.*, 1997). A temperatura pode ser obtida diretamente da medida da largura Doppler do perfil de ressonância dos átomos de sódio (JORGE *et al.*, 1997). Em comparação com os instrumentos citados acima, o LIDAR é o que oferece melhor resolução temporal e espacial, tendo condições de obter perfis de temperatura para diferentes altitudes ( $\sim 80$  a 100 km) e em diferentes intervalos de tempo.

Além de técnicas observacionais, também existem modelos atmosféricos, que fornecem perfis da temperatura atmosférica. Dentre os diversos modelos atmosféricos

capazes de fornecer a temperatura para diferentes latitudes, horários locais e altitudes, pode-se citar os seguintes: O *U. S. Standard Atmosphere Model* de 1962, o *U.S. Supplemental Atmosphere* de 1966, o *Cospar International Reference Atmosphere* (CIRA) de 1965, o CIRA de 1986, o *Mass Spectrometer Incoherent Scatter Extended* (MSISE-90) (HEDIN, 2001).

Atualmente, além das técnicas mencionadas acima, espectro-imageadores com dispositivos CCD's, são utilizados tanto no solo como em satélites para obter a temperatura da mesosfera, através das emissões da aeroluminescência. Dos instrumentos com CCD utilizados em solo, pode-se citar o *Mesospheric Temperature Mapper* (MTM) e o *Spectral Airglow Temperature Imager* (SATI).

O MTM foi desenvolvido pelo programa CEDAR (*Coupling, Energetics and Dynamics of Atmospheric Regions*) com o objetivo de realizar pesquisas na região da mesosfera e baixa termosfera (MLT). As emissões monitoradas pelo MTM são: a banda do OH(6-2), com pico de emissão em  $\sim 87$  km, e a banda atmosférica do  $O_2(0,1)$ , em torno de 94 km (TAYLOR *et al.*, 2001). O projeto do MTM é baseado nas técnicas fotométricas para determinar a temperatura mesosférica através da razão das linhas rotacionais  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ , que são amostradas como duas imagens independentes, obtidas por dois filtros banda passante, centrados nos respectivos comprimentos de onda destas linhas rotacionais (TAYLOR *et al.*, 2001). Temperaturas obtidas pelo MTM no Observatório Bear Lake, Utah ( $41.9^\circ\text{N}$ ,  $111.6^\circ\text{O}$ ), em 6 de outubro de 1996, mostraram uma variação de aproximadamente 185 a 205 K, com um valor médio em torno de 192 K (TAYLOR *et al.*, 1999).

O espectro-imageador denominado *Spectral Airglow Temperature Imager* (SATI) foi desenvolvido por Wiens *et al.* (1997), como uma revisão do *Mesospheric Oxygen Rotational Temperature Imager* (MORTI) (WIENS *et al.*, 1991). Estes dois instrumentos empregam um sistema óptico com a CCD refrigerada para diminuir o ruído térmico. Tanto o MORTI, quanto o SATI monitoram as linhas de emissão da aeroluminescência em um padrão de franjas de interferência. O SATI utiliza um estreito filtro de interferência, que se baseia no princípio do Fabry-Perot. Enquanto o MORTI observa somente as linhas do  $O_2(0-1)$ , o SATI observa, além dessas, as linhas do ramo Q do OH(6-2) (SHIOKAWA *et al.*, 2004). Os resultados obtidos pelo SATI foram comparados com um fotômetro de filtro inclinável, sendo que as observações foram realizadas simultaneamente em Shigaraki ( $34.8^\circ\text{N}$ ,  $136.1^\circ\text{L}$ , por um período de 8 noites, entre setembro e dezembro de 2000 (SHIOKAWA *et al.*, 2004). Os resultados

destas observações mostraram uma boa correlação ( $\sim 0,87$ ), no que diz respeito às variações de temperatura observadas pelos dois instrumentos. No entanto, as temperaturas absolutas obtidas pelo SATI foram entre  $\sim 130$  e  $180$  K, diferenciando-se em até  $60$  K das temperaturas observadas pelo fotômetro.

## CAPÍTULO 3

### INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

No presente trabalho, será utilizado um espectro-imageador de temperatura, denominado FotAntar-3, o qual possui um detector *Charge Coupled Device* (CCD). A finalidade deste novo instrumento, desenvolvido no grupo LUME do INPE, é fazer observações da temperatura rotacional e da intensidade do OH(6-2) da mesosfera superior.

Inicialmente, será descrito o instrumento utilizado e, em seguida, será descrita a metodologia que foi desenvolvida para o cálculo da temperatura rotacional e da intensidade do OH(6-2). Finalmente, nesse capítulo, serão descritos e discutidos os tipos de erros envolvidos no processo de cálculo da temperatura e da intensidade.

#### 3.1 O Espectro-Imageador FotAntar-3

O espectro-imageador FotAntar-3 foi concebido e desenvolvido pelo grupo LUME da divisão de Aeronomia do INPE, com a finalidade de estimar a temperatura e a intensidade do OH(6-2), em torno 87 km, com uma boa precisão e, ao mesmo tempo, ser um instrumento confiável a longo prazo. Este instrumento, inovador no Brasil, possui características diferenciadas em relação aos fotômetros convencionais de filtro inclinável, a saber: apresenta um maior campo de visão, o filtro de interferência é fixo, e possui um dispositivo CCD como detector, ao invés de fotomultiplicadoras como no caso dos fotômetros.

O FotAntar-3 é composto basicamente por um sistema óptico, um detector CCD, uma fonte e um sistema de controle. A Figura 3.1 mostra um diagrama, que ilustra o sistema FotAntar-3, onde se observa os seus componentes e como estes estão conectados.

A Figura 3.1 destaca todas as partes do sistema FotAntar-3, o qual é composto por um conjunto óptico, por uma lente Fresnel, um filtro de interferência para o OH(6-2) e uma lente objetiva. Observa-se também que a câmera é conectada diretamente ao microcomputador. A fonte externa é usada para alimentar a câmera. O módulo de controle está conectado ao FotAntar-3 e ao computador para controlar a temperatura do filtro, além de controlar o obturador externo.

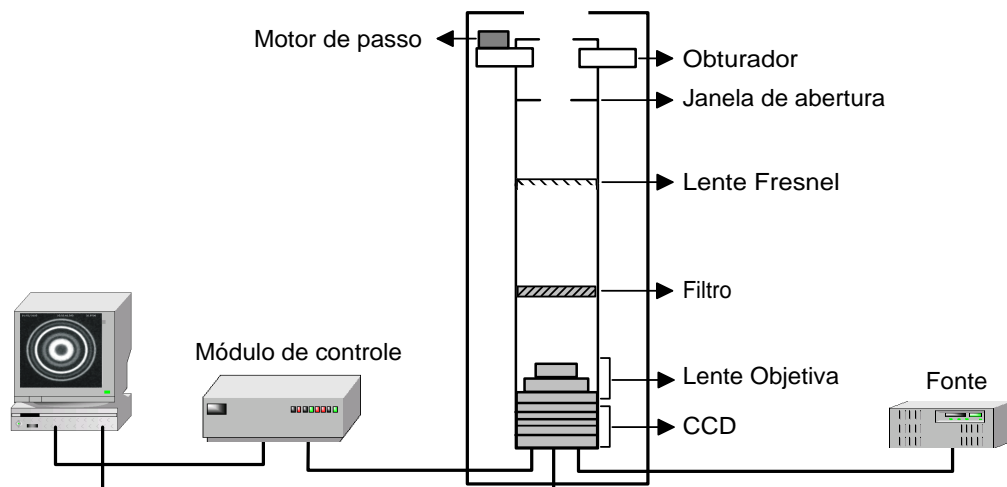


FIGURA 3.1 - Diagrama representativo do equipamento denominado espectro-imageador FotAntar-3.

Nas seções seguintes, serão discutidas as principais características do sistema óptico e do detector CCD.

### 3.1.1 O Sistema Óptico

O sistema óptico do FotAntar-3 é composto de uma lente Fresnel, uma lente objetiva e um filtro de interferência, que seleciona os comprimentos de onda da banda OH(6-2). Na Figura 3.2, é mostrado o diagrama óptico do espectro-imageador FotAntar-3.

A radiação da aeroluminescência, que incide sobre o sistema óptico através da lente Fresnel (lente L1), é direcionada sobre o filtro de interferência, que seleciona os comprimentos de onda da emissão do OH(6-2), em função do ângulo de incidência da luz. Após a radiação ser separada, em comprimentos de onda, pelo filtro, a lente objetiva (lente L2) faz com que os raios de luz que chegam do plano principal da lente L1 incidam sobre o detector CCD.

A lente Fresnel tem a finalidade de homogeneizar a luz de entrada no plano focal, fazendo com que um objeto localizado no infinito se torne difuso neste plano. Dessa forma, a luz proveniente das estrelas e de outras fontes externas torna-se difusa após passar pela lente, e, assim, o processo de subtração do ruído de fundo (BG) fica mais simples.

O filtro de interferência utilizado no FotAntar-3 abrange um intervalo de aproxi-

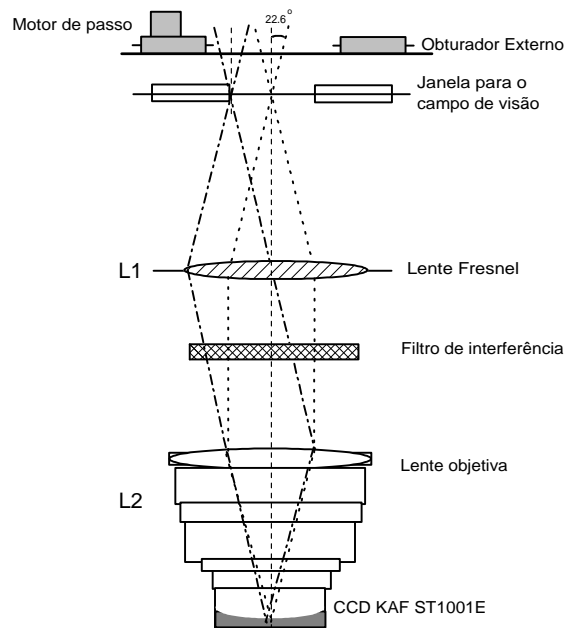


FIGURA 3.2 - Diagrama óptico do equipamento FotAntar-3. Esta representação esquemática mostra como é formada a imagem adquirida pelo instrumento.

madamente  $108 \text{ \AA}$  ( $8362 \text{ a } 8470 \text{ \AA}$ ), sendo que nessa região encontram-se as linhas espectrais que são utilizadas no cálculo da temperatura rotacional e da intensidade. A separação destes comprimentos de onda pelo filtro é devido ao amplo campo de visão do instrumento, com um ângulo zenital de  $\sim 22,6^\circ$ , o qual é definido por uma janela (limitadora do campo de visão), colocada acima da lente Fresnel e pelo sistema óptico (lentes), tornando possível observar uma região circular do céu (a  $\sim 87 \text{ km}$  de altitude) de aproximadamente  $36 \text{ km}$  de raio.

O espectro-imageador baseia-se no princípio do interferômetro Fabry-Perot (JAMES; STERNBERG, 1969), gerando uma série de franjas de interferência concêntricas, como mostra a Figura 3.3.

As franjas de interferência geradas pelo FotAntar-3 obedecem as leis da óptica para a formação dos máximos de interferência, conforme Equação 3.1 (JAMES; STERNBERG, 1969; JENKINS; WHITE, 1969).

$$2d \cos(\theta) = m\lambda, \quad (3.1)$$

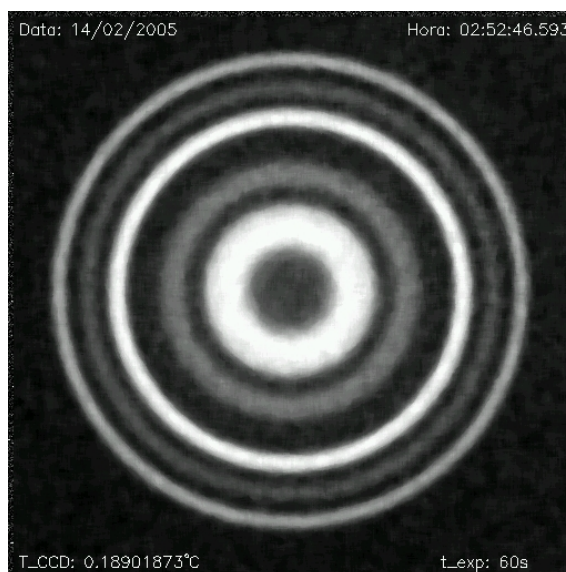


FIGURA 3.3 - Exemplo de uma imagem adquirida pelo FotAntar-3, caracterizada por apresentar franjas de interferência (com forma de anéis concêntricos) relacionadas com as linhas de emissão do OH(6-2).

onde  $m=1, 2, 3, \dots$ ;  $d$  é a distância entre as placas (característica intrínseca do filtro) do Fabry-Perot e  $\theta$  é o ângulo de incidência da luz em relação à normal ao filtro.

Uma observação importante a respeito do filtro é a sua sensibilidade à variação da temperatura. Dessa forma, o filtro deve ser mantido a uma temperatura constante de aproximadamente  $20^\circ\text{C}$  a fim de manter as características das linhas espectrais que são medidas.

O deslocamento ou a variação das posições radiais das franjas de interferência estão relacionadas com o ângulo de incidência da luz sobre o filtro e com o índice de refração do mesmo, através da seguinte equação (EATHER; REASONER, 1969):

$$\frac{\Delta\lambda}{\lambda_0} \cong -\frac{1}{2\eta}\theta^2, \quad (3.2)$$

onde  $\lambda_0$  é o comprimento de onda para  $\theta = 0$ , em relação à normal ao filtro, e  $\eta$  é o índice de refração efetivo do filtro. Esta relação, não linear, existente entre  $\lambda$  e  $\theta$  mostra que, para um dado  $\lambda < \lambda_0$ , corresponde a um ângulo de incidência da luz  $\theta > 0$ , no sentido do centro para as bordas da imagem.



As principais linhas de emissão do OH(6-2) observadas pelo FotAntar-3 são apresentadas na Tabela 3.1, onde estas linhas estão representadas através das franjas de interferência mostradas na Figura 3.3, sendo que os comprimentos de onda são decrescentes do centro para a borda da imagem, conforme dito anteriormente.

TABELA 3.1 - Linhas de emissão do OH(6-2) medidas pelo FotAntar-3.

Linhas rotacionais	$P_1(2)$	$P_2(3)$	$P_1(3)$	$P_2(4)$	$P_1(4)$
$\lambda(\text{Å})$	8399	8415	8430	8452	8465

### 3.1.2 O Detector *Charge Coupled Device* (CCD)

Um dispositivo CCD é um detector de fótons altamente sensível à luz, cuja função básica é transferir as informações dos fótons incidentes para os elétrons que são liberados (corrente elétrica) devido ao efeito fotoelétrico. Assim, os elétrons ficam armazenados nos pixels da CCD até serem lidos na saída da CCD.

A quantidade de elétrons liberados é diretamente proporcional à intensidade da radiação incidente, e essa informação é utilizada para representar a imagem de um objeto focalizado por um sistema de lentes (SHEPHERD, 2002). O funcionamento de um sensor CCD baseia-se no princípio do cristal semiconductor tipo  $p$ , que libera elétrons quando uma radiação luminosa incide sobre os átomos do mesmo. Este fenômeno é conhecido como efeito fotoelétrico.

Um detector CCD é dividido em uma grande quantidade de pequenas áreas (quadradas ou retangulares) sensíveis à luz, regularmente espaçadas na forma de linhas e colunas, denominadas pixels. Os fótons que incidem sobre cada pixel “arrancam” elétrons, os quais ficam armazenados no respectivo pixel até serem lidos para fora da CCD na forma de corrente elétrica. Assim, quando o número de elétrons em cada pixel é medido pela CCD, a imagem em questão pode ser reconstruída.

A resolução de um equipamento é a medida da sua capacidade de reproduzir detalhes de um objeto. No caso dos sensores CCD's, a quantidade de pixels, seu tamanho e a distância entre eles definem a resolução destes sensores.

Um dispositivo CCD necessita efetuar quatro funções básicas na geração de uma imagem. Estas funções são (SBIG, 2001):

- a) **Geração de cargas (elétrons):** esta primeira função usa o processo físico conhecido como efeito fotoelétrico, onde fótons atingem certos materiais, liberando os elétrons livres da superfície deste.
- b) **Coleta de cargas:** nesta segunda fase, os elétrons são coletados em locais próximos, denominados pixels. Os locais onde os elétrons são coletados são definidos pelo arranjo de eletrodos, chamados portas condutoras, que estão arranjadas na CCD.
- c) **Transferência das cargas:** este processo é efetuado pela manipulação da voltagem nas portas condutoras (arranjos de eletrodos) da CCD, de forma que os elétrons se movam de modo sistemático através dessas portas, transferindo elétrons de um pixel para outro. Assim, elétrons de todos os pixels de uma linha ou coluna são transportados até o final desta linha ou coluna. No final desse processo, cada coluna, por exemplo, terá o registro horizontal dos pixels de todas as linhas.
- d) **Armazenamento das cargas:** neste processo, o registro dos dados é armazenado numa linha ou coluna e, então, levado via um protocolo serial de leitura até um amplificador de sinal, para depois ser lido para fora da CCD como uma voltagem de saída. Esta voltagem é usada para reconstruir, pixel a pixel, a cena original associada a cada pixel.

O detector CCD utilizado no espectro-imageador FotAntar-3 possui  $1024 \times 1024$  pixels, e cada pixel tem um tamanho de  $24 \times 24 \mu\text{m}$ , sendo a dimensão total do arranjo de pixels na CCD de  $24,6 \times 24,6$  mm (SBIG, 2001; SBIG, ).

A estrutura do sensor CCD utilizada no FotAntar-3 é apresentada na Figura 3.4, onde se observa as principais características do mesmo.

Observa-se, na Figura 3.4 as dimensões da CCD e dos pixels, que estão distribuídos em 1024 linhas e 1024 colunas. Destaca-se também nesta figura o processo de transferência dos dados, através do registrador serial, para fora da CCD, de modo a reconstruir a imagem.

Para obter uma melhor relação sinal/ruído, as imagens originais de  $1024 \times 1024$  pixels são redimensionadas para  $512 \times 512$  pixels.

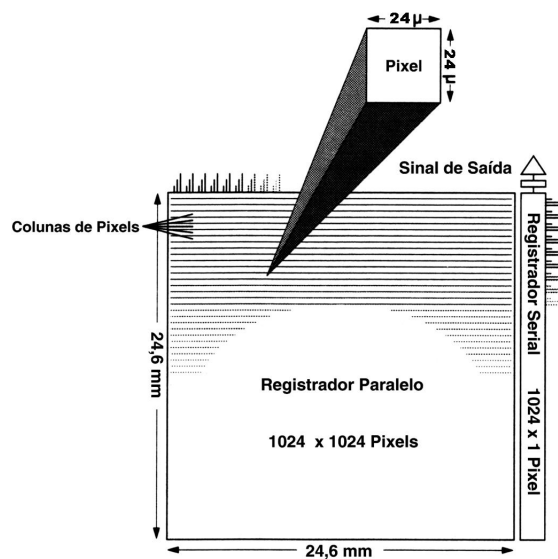


FIGURA 3.4 - Estrutura do sensor CCD utilizado na câmera do equipamento FotAntar-3.  
 FONTE: Adaptado de [Wrasse \(2004, p. 29\)](#).

Além das características citadas acima, é importante destacar que o detector CCD possui um sistema de refrigeração, com a finalidade de diminuir o ruído térmico, e, assim, obter um melhor ganho na relação sinal/ruído.

### 3.2 Metodologia para a Determinação da Temperatura e da Intensidade do OH(6-2)

Para calcular a temperatura rotacional, a partir das imagens do espectro-imageador FotAntar-3, é necessário conhecer as características instrumentais, que são determinadas a partir da calibração. Além das características instrumentais, também é necessário conhecer o espectro teórico (ver Capítulo 2) e seu comportamento para diferentes temperaturas.

Dessa forma, na metodologia desenvolvida para obter a temperatura e a intensidade do OH(6-2), foram realizados os seguintes procedimentos: 1) Pré-processamento das imagens; 2) Calibração do equipamento; 3) Cálculo da temperatura e da intensidade do OH e 4) Estimativa dos erros.

### 3.2.1 Pré-Processamento das Imagens

O pré-processamento das imagens consiste na leitura das mesmas, na determinação do centro das franjas de interferência mostradas na imagem e na determinação da intensidade integrada das imagens. Estas etapas serão discutidas a seguir.

#### 3.2.1.1 Leitura das Imagens

O formato das imagens obtidas pelo FotAntar-3 é conhecido como *Flexible Image Transport System* (FITS), formato este muito utilizado, principalmente na área da astronomia. Os processos de leitura e obtenção das informações das imagens neste formato também são bem conhecidos. Tais informações encontram-se disponíveis, em linguagem IDL (*Interactive Data Language*), no *site* da [NASA \(2005\)](#)

Os parâmetros mais importantes obtidos do cabeçalho da imagem, e que são utilizados para caracterizá-la, são os seguintes: 1) Dimensão da imagem; 2) Tempo de exposição; 3) Data da observação; 4) Hora da observação e 5) Temperatura da CCD.

#### 3.2.1.2 Determinação do Centro Geométrico das Franjas de Interferência

A determinação do centro das franjas de interferência é necessária, pois este centro é usado no processo de integração das imagens. Por outro lado, a integração radial das imagens é o método utilizado neste trabalho para obter informações mais acuradas e mais completas das imagens.

Para determinar o centro das franjas de interferência, foi desenvolvido um método denominado “método das coordenadas médias”. Este método consiste, basicamente, na determinação das coordenadas médias  $(\bar{x}, \bar{y})$  para cada linha e coluna,  $(i, j)$ , nas proximidades do centro da imagem. Para isto, são obtidos vários perfis verticais e horizontais nessa região.

A Figura 3.5 mostra uma imagem obtida pelo FotAntar-3, que ilustra o procedimento de determinação do centro das franjas de interferência. Nesta figura, são mostrados dois “cortes” próximos ao centro da imagem, dos quais são obtidos os perfis correspondentes, como mostra a Figura 3.6.

A partir dos perfis vertical e horizontal, os máximos correspondentes à franja mais definida,  $P_1(3)$ , são procurados. A escolha desta franja de interferência para deter-

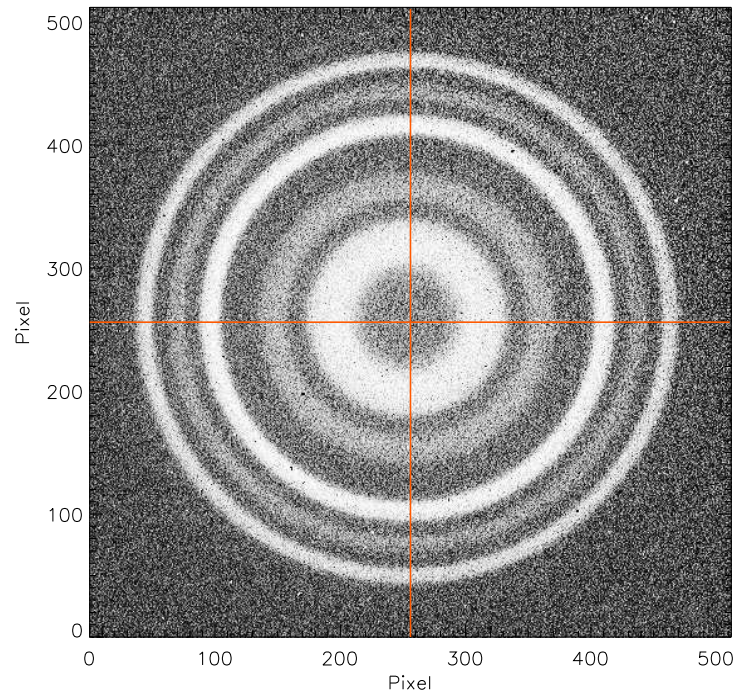


FIGURA 3.5 - Imagem adquirida pelo FotAntar-3. Em destaque dois “cortes” (retas), perpendiculares entre si, que se cruzam nas proximidades do centro das franjas de interferência. A partir dos “cortes” são obtidos perfis vertical e horizontal, como mostrados na Figura 3.6, que são usados para encontrar o centro mais provável das franjas de interferência.

minar o centro, objetiva produzir a menor incerteza possível nas posições destes máximos e, em conseqüência, nos valores de centro, uma vez que os picos correspondentes à franja  $P_1(3)$  são mais resolvíveis entre os demais (os picos do  $P_1(4)$  são mais alargados e os demais picos são menos intensos), como pode ser observado na Figura 3.6. Assim, para um dado par (vertical e horizontal) de “cortes” na imagem, as intensidades máximas correspondentes à franja de interferência  $P_1(3)$  são identificadas e, então, são determinadas as coordenadas médias,  $(\bar{x}, \bar{y})$ , conforme ilustra a Figura 3.6.

Utilizando-se de vários perfis verticais e horizontais (ou seja, vários “cortes”) próximos ao centro da imagem, determina-se um conjunto de coordenadas médias  $(\bar{x}, \bar{y})$ . Fazendo a média desse conjunto de coordenadas, determina-se então o valor mais provável para o centro das franjas de interferência. Ao centro mais provável encontrado, está associado um desvio padrão  $(\sigma_X, \sigma_Y)$ , onde  $X$  é o conjunto com todos os valores  $\bar{x}$  encontrados a partir dos “cortes” horizontais e  $Y$  é o conjunto com todos

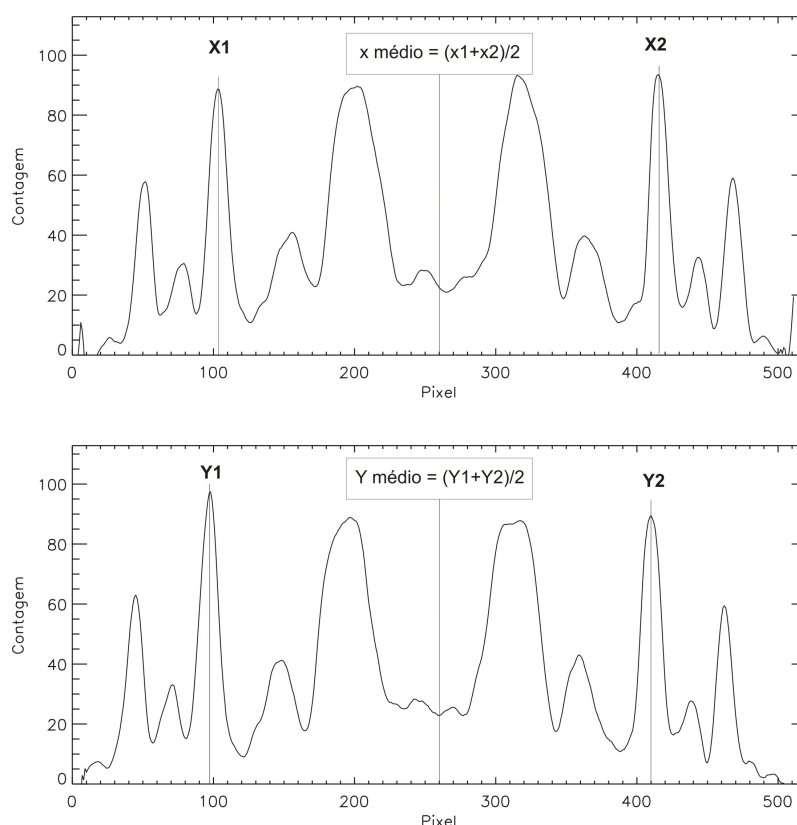


FIGURA 3.6 - Perfis vertical e horizontal dos dois "cortes" mostrados na Figura 3.5. Em destaque, o procedimento de busca de um dado centro,  $(\bar{x}, \bar{y})$ , referente aos "cortes" feitos na Figura 3.5. A partir de vários perfis, ou vários "cortes", se obtém o centro mais provável,  $(\bar{X}, \bar{Y})$ , para as franjas de interferência.

os valores  $\bar{y}$  encontrados a partir dos "cortes" verticais. Assim, o centro das franjas de interferência para uma dada imagem pode ser representado pelo par ordenado  $(\bar{X} \pm \sigma_X, \bar{Y} \pm \sigma_Y)$ .

### 3.2.1.3 Integração das Imagens

A principal vantagem de obter-se um perfil integrado como aquele mostrado na Figura 3.7 é a de extrair toda a informação de cada franja de interferência. Posteriormente, as contagens integradas serão utilizadas na calibração e no cálculo da temperatura e da intensidade do OH(6-2).

Dessa forma, para obter-se o perfil integrado das imagens, é necessário fazer uma mudança das coordenadas cartesianas  $(x, y)$  para coordenadas polares  $(r, \phi)$ , ou seja,  $J(x, y) \rightarrow J(r, \phi)$ , onde  $\phi = \arctan(y/x)$  e  $r = (x^2 + y^2)^{1/2}$ . A escolha de novas coordenadas é o natural, tendo em vista a simetria circular das franjas de interfe-

rência. Com esta mudança de coordenadas, pode-se obter as contagens em função da distância radial (em pixel) a partir do centro encontrado para as franjas de interferência.

A integração da imagem pode ser representada pela soma das contagens sobre um círculo ( $0 \leq \phi \leq 2\pi$ ) para cada raio ( $0 \leq r \leq 256$ ) da imagem. Dessa forma, o perfil resultante de contagem integrada da imagem é uma função que depende somente da distância radial, a partir do centro das franjas de interferência, podendo ser representado pela Equação 3.3.

$$J(r) = \int_0^{2\pi} J(r, \phi) d\phi, \quad (3.3)$$

onde  $r$  é o raio a partir do centro das franjas de interferência.

A Figura 3.7 apresenta o perfil integrado correspondente à imagem mostrada na Figura 3.5.

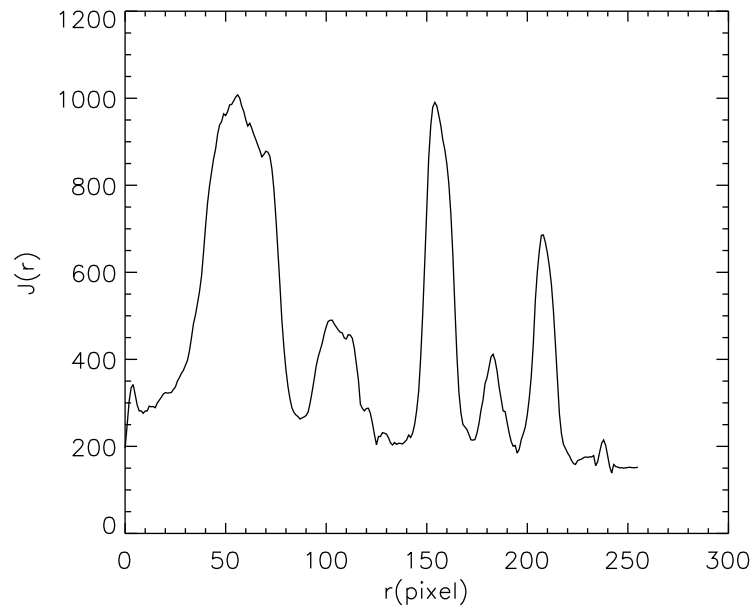


FIGURA 3.7 - Perfil de contagem integrada da imagem mostrada na Figura 3.6. Este perfil foi construído a partir do centro encontrado para as franjas de interferência.

Observa-se que a Figura 3.7 apresenta uma certa tendência em direção à periferia da imagem, além de que, as contagens na base do perfil integrado são diferentes de zero.

A tendência apresentada no perfil pode ser atribuída à influência do próprio sistema óptico, ou seja, efeitos de difração das lentes. Este efeito, muitas vezes, é denominado *vignetting*, sendo que uma correção deste efeito foi feita, utilizando-se uma função de sensibilidade do instrumento, definida através da calibração de sensibilidade. A correção da tendência no perfil integrado das imagens está melhor descrita na Seção 3.2.3.2.

O nível de contagem diferente de zero na base do perfil integrado, é devido ao ruído de fundo (BG), que deve ser subtraído, como descrito na Seção 3.2.3.3. Estas considerações são levadas em conta para o cálculo da temperatura e da intensidade, como descrito mais adiante.

A seguir, será descrito o processo de calibração do FotAntar-3. Esta calibração é muito importante no procedimento do cálculo da temperatura e da intensidade.

## **3.2.2 Calibração do Equipamento**

O conhecimento da resposta do instrumento a uma dada radiação externa é de fundamental importância para a determinação dos parâmetros que se deseja medir, neste caso, a temperatura e a intensidade do OH(6-2).

Para saber como o equipamento responde a uma fonte externa de radiação, é necessário conhecer as características do mesmo. Para isso, é realizado o processo de calibração, que consiste de uma calibração espectral, que fornece as características do filtro de interferência e uma calibração de sensibilidade, para se obter as características do detector utilizado.

### **3.2.2.1 Calibração Espectral**

A calibração espectral do instrumento consiste em conhecer as curvas de transmissão ou transmitâncias,  $t(\lambda)$ , do filtro utilizado e as suas larguras efetivas ou áreas efetivas,  $\Delta\lambda_{eff}$  (integração da curva de transmitância), em cada posição espectral.

No processo de calibração espectral utilizou-se 34 imagens, entre 8380 e 8480 Å, obtidas em um monocromador com intervalo de 5 Å entre uma imagem e outra. Nas



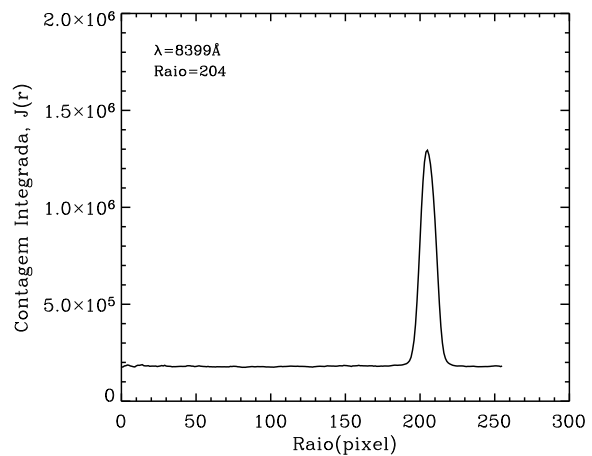
proximidades das linhas  $P_1(2)$ ,  $P_2(3)$ ,  $P_1(3)$ ,  $P_2(4)$  e  $P_1(4)$  foram obtidas imagens com um passo de  $1 \text{ \AA}$ . O monocromador, basicamente, seleciona uma luz de comprimento de onda desejável, tal que, ao incidir no campo de visão do instrumento que está sendo calibrado (utilizou-se uma pequena esfera integradora para uniformizar a radiação), permite-se obter a resposta do mesmo neste comprimento de onda. Este processo é repetido para diferentes comprimentos de onda, abrangendo a região espectral dos ramos  $P_1$  e  $P_2$ .

Para cada imagem obtida do monocromador, ou seja, para cada comprimento de onda, obtém-se uma franja de interferência que deve ser analisada com a finalidade de conhecer as características do filtro.

Na Figura 3.8, é mostrada uma imagem adquirida com o monocromador, juntamente com seu perfil integrado. Um conjunto de 34 imagens, em diferentes comprimentos de onda, foram utilizadas na calibração espectral.



(a) Imagem obtida com o monocromador na posição espectral  $8399 \text{ \AA}$ .



(b) Perfil integrado, obtido a partir do centro da franja de interferência mostrada ao lado.

FIGURA 3.8 - Imagem de calibração espectral, que ilustra, através de círculos, que o centro encontrado é aproximadamente concêntrico à franja de interferência. A partir deste centro, se obtém o perfil radial integrado da imagem.

Para se obter as curvas de transmissão, primeiramente é necessário subtrair o nível de ruído do perfil mostrado na Figura 3.8(b). Esta subtração é feita por meio de uma função linear na base do perfil. Após a subtração do ruído escuro, as transmitâncias,

$T(\text{pixel})$ , por conveniência, serão normalizadas, de acordo com a seguinte equação:

$$t(\text{pixel}) = T(\text{pixel})/T_{max}. \quad (3.4)$$

Na Equação 3.4  $t(\text{pixel})$  é a transmissão relativa do filtro,  $T(\text{pixel})$  é a curva de transmissão, obtida para diferentes posições espectrais do filtro e  $T_{max}$  é a transmissão máxima do filtro para a posição espectral central da curva  $T(\text{pixel})$ .

No entanto, a curva de transmissão relativa deve ser representada em comprimento de onda. Então, construiu-se uma função polinomial, que descreve as posições radiais (pixel) da imagem em termos dos comprimentos de onda (ver Equação 3.2).

Para encontrar esta função polinomial, usou-se o fato das imagens obtidas no monocromador serem identificadas pelos seus comprimentos de onda. Assim, procurou-se o raio (pixel), ou seja, a posição do pico do perfil integrado correspondente a cada franja de interferência obtida no monocromador, estabelecendo, assim, uma relação entre os comprimentos de onda, em  $\text{\AA}$ , e o raio, em pixel, das franjas de interferência. Esta relação é descrita por um polinômio de grau 2, onde, para cada raio (em pixel) da imagem está associado um dado comprimento de onda.

A Figura 3.9 apresenta as posições radiais correspondentes aos máximos das franjas de interferência, em função dos comprimentos de onda dessas franjas. Também é mostrada nesta figura a função polinomial que relaciona o raio, em pixel, com o comprimento de onda, em  $\text{\AA}$ , correspondente.

Com o ajuste polinomial obtido dos perfis adquiridos do monocromador, é possível transferir a contagem integrada de pixel para comprimento de onda e então, obter a curva de transmissão relativa,  $t(\lambda)$ , referente a cada franja de interferência obtida no espectro-imageador.

A partir da transmissão relativa,  $t(\lambda)$ , é possível obter um parâmetro importante para o cálculo da temperatura e da intensidade, que é a largura (ou área) efetiva do filtro para as diferentes posições espectrais (diferentes raios) da imagem. O cálculo da largura efetiva é feito com a integração (em comprimento de onda) de cada curva de transmissão relativa, conforme mostra a Equação 3.5.

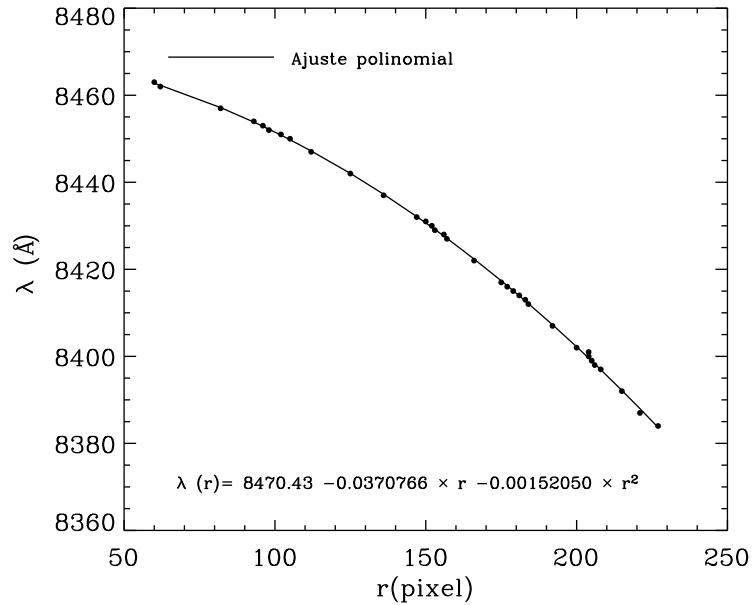


FIGURA 3.9 - Função polinomial que relaciona o raio, em pixel, das franjas de interferência com os respectivos comprimentos de onda. Este ajuste foi baseado em 34 imagens obtidas em um monocromador.

$$\Delta\lambda_{eff} = \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} t(\lambda)d\lambda. \quad (3.5)$$

Na Figura 3.10 é mostrado o perfil de contagem integrada normalizado, ou seja, a curva de transmissão relativa  $t(\lambda)$ , para a posição espectral da linha  $P_1(2)$ , em  $\sim 8399,6 \text{ \AA}$ . A área abaixo desta curva, que neste exemplo é de  $\sim 7,74 \text{ \AA}$  representa a largura efetiva do filtro na posição espectral da linha  $P_1(2)$ . Este procedimento para o cálculo da largura efetiva é aplicado para as outras imagens (outros comprimentos de onda) obtidas no monocromador.

Nas posições espectrais que não foram coletadas imagens usando o monocromador, fez-se um ajuste linear, para encontrar as larguras efetivas nestas posições. A Figura 3.11 mostra as larguras (ou áreas) efetivas do filtro, calculadas com as imagens obtidas no monocromador, e o ajuste linear para obter as larguras efetivas em posições espectrais não definidas no monocromador.

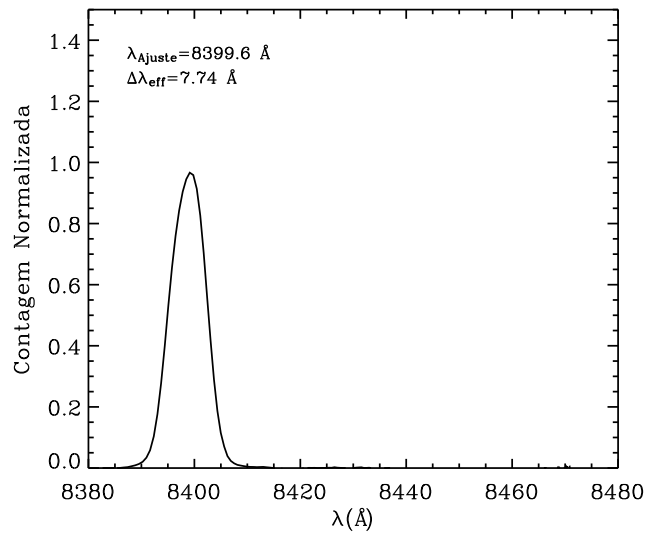


FIGURA 3.10 - Curva de transmissão do filtro referente à imagem obtida com o monocromador para a posição espectral 8399 Å. A largura efetiva do filtro calculada nesta posição é de 7,74 Å.

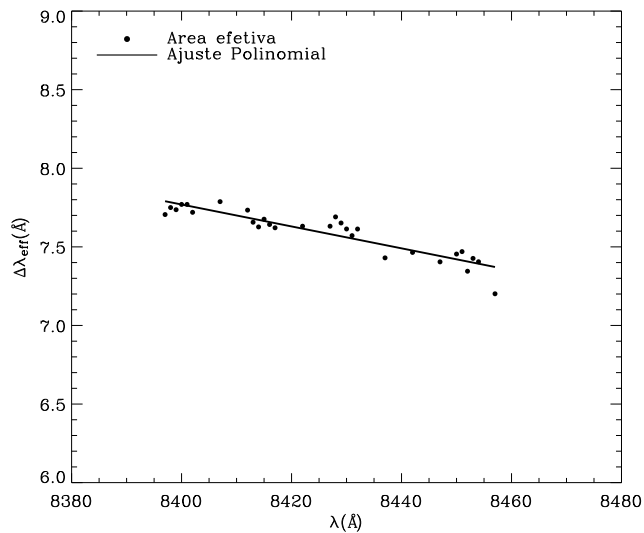


FIGURA 3.11 - Larguras efetivas do filtro para diferentes posições espectrais e um ajuste polinomial para para estimar as larguras efetivas em outras posições espectrais do filtro.

### 3.2.2.2 Calibração de Sensibilidade

Para esta calibração, utilizou-se de uma esfera integradora de  $\sim 1,9$  m de diâmetro, especialmente construída para este tipo de calibração (YAMAMOTO *et al.*, 2002).

Esta esfera pertence ao *National Institute of Polar Research* (NIPR) do Japão e foi gentilmente cedida para o processo de calibração do FotAntar-3. Uma foto da esfera integradora e uma imagem obtida na mesma, com um tempo de exposição de 80 segundos, pode ser vista na Figura 3.12.

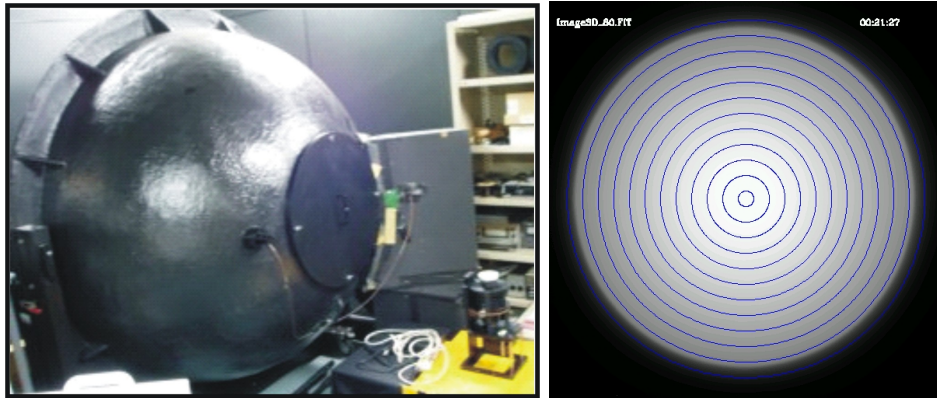


FIGURA 3.12 - Esfera integradora, pertencente ao NIPR do Japão, usada para a calibração de sensibilidade. Ao lado, o exemplo de uma imagem obtida na esfera integradora com um tempo de exposição de 80 segundos.

O método para encontrar o centro destas imagens foi o mesmo descrito na Seção 3.2.1.2. Os círculos apresentados na Figura 3.12 foram construídos artificialmente, utilizando o centro encontrado para esta imagem, para verificar a eficiência do método desenvolvido para encontrar o centro das imagens de franjas de interferência. Observa-se que este método também funciona bem para estas imagens de calibração, que não apresentam franjas de interferência.

A integração da imagem resulta em um perfil radial de contagem integrada, perfil este usado no cálculo da sensibilidade. O perfil radial de contagem integrada para a imagem mostrada na Figura 3.12 é apresentado na Figura 3.13.

A sensibilidade é obtida através dos valores de radiância espectral (característicos da esfera integradora), das contagens integradas obtidas na esfera integradora e das larguras efetivas.

As radiâncias espectrais,  $L_\lambda$ , dadas em  $W/(cm^2 \cdot sr \cdot nm)$ , e os comprimentos de onda,  $\lambda$ , dados em nm, associados a essas radiâncias, são obtidos a partir das características do difusor da esfera integradora, da fonte de luz padrão que ilumina o interior da esfera e da geometria esférica.

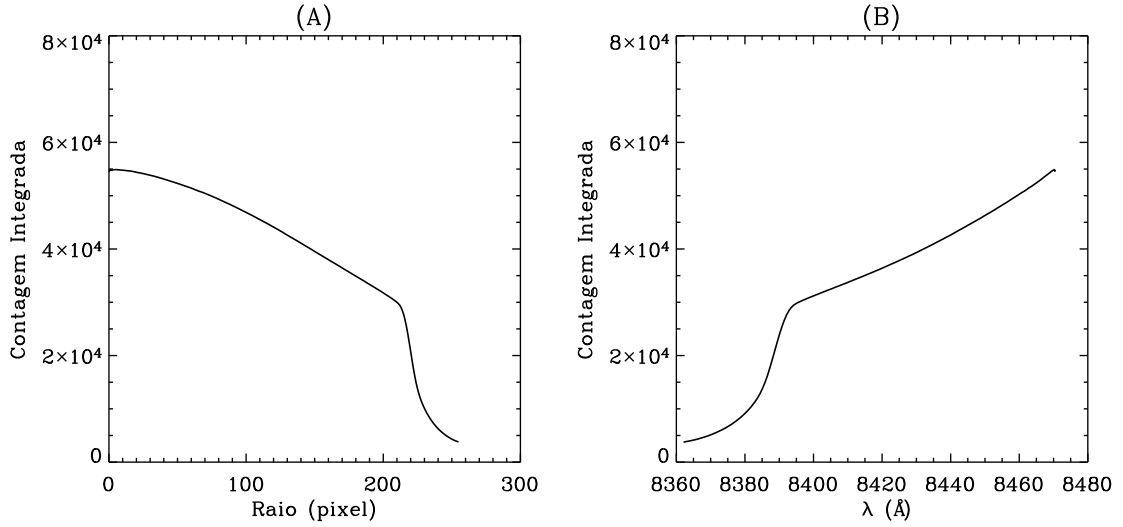


FIGURA 3.13 - (A) Contagem integrada em função do raio em pixel e (B) em função do raio, em comprimento de onda. Estes perfis são referentes à imagem de calibração mostrada à direita na Figura 3.12.

Em Aeronomia, a unidade usada para medir a radiância associada à aeroluminescência é o Rayleigh. Dessa forma, as radiâncias espectrais,  $L_\lambda$ , dadas em  $W/(cm^2 \cdot sr \cdot nm)$ , devem ser redefinidas como uma taxa de emissão aparente da aeroluminescência, ou radiância,  $B$ , em  $R/nm$ , pela seguinte expressão:

$$B_\lambda(R/nm) = \frac{4\pi}{10^6} \frac{\lambda}{hc} L_\lambda, \quad (3.6)$$

$$B_\lambda(R/nm) \cong 6,3294 \cdot 10^6 \cdot \lambda \cdot L_\lambda(W/m^2 \cdot sr \cdot nm),$$

onde  $h$  e  $c$  são a constante de Planck e a velocidade da luz, respectivamente, e o comprimento de onda,  $\lambda$ , no último termo, é dado em nm.

A partir da Equação 3.6 são obtidas as radiâncias,  $B_\lambda$ , em  $R/\text{\AA}$ , fazendo  $10^{-1} \cdot B_\lambda(R/nm)$ .

A curva da radiância espectral  $B_\lambda$ , em  $R/\text{\AA}$ , gerada a partir das características da esfera integradora usada na calibração de sensibilidade, foi tabulada em intervalos de  $10 \text{\AA}$  (TSUTSUMI, 2004). Devido a esse fato, foi necessário fazer uma interpolação para os comprimentos de onda observados pelo espectro-imageador FotAntar-3. Na Figura 3.14, são apresentados os valores tabulados da radiância espectral, em

intervalos de 10 Å, para a região espectral de 8362 a 8470 Å. A curva contínua no gráfico representa a interpolação cobrindo a região espectral observada pelo espectro-imageador.

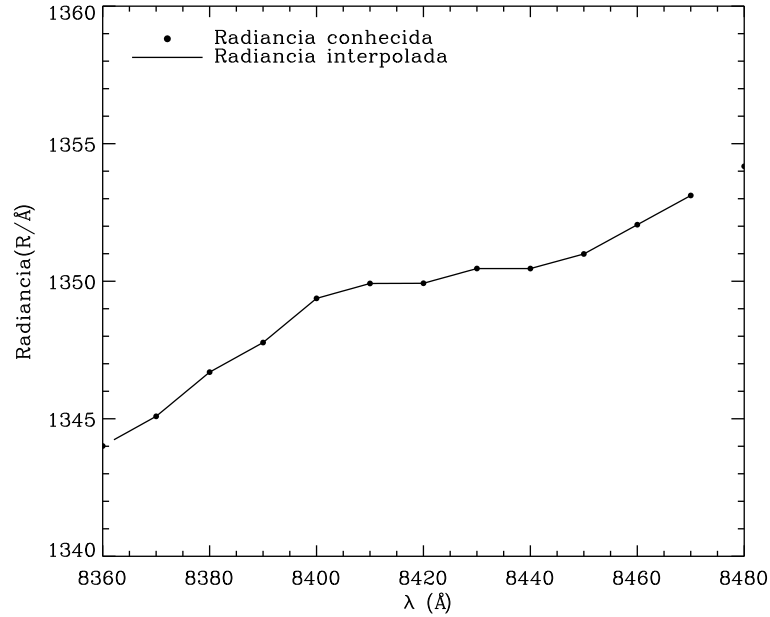


FIGURA 3.14 - Perfil da radiância espectral, em intervalos de 10 Å, obtida da esfera integradora usada na calibração de sensibilidade. A interpolação mostrada nesta figura foi tomada na região espectral do espectro-imageador FotAntar-3.

A sensibilidade para cada raio, em pixel (ou comprimento de onda), da imagem obtida pelo FotAntar-3 pode ser determinada pelo uso da seguinte equação:

$$S(\lambda) = \frac{J_{int}}{B_{int}(\lambda) \int_{\lambda_i}^{\lambda_f} t(\lambda) d\lambda}, \quad (3.7)$$

onde  $J_{int}$  é a contagem integrada obtida da esfera integradora, dividida pelo tempo de exposição da imagem, em c/s;  $B_{int}(\lambda)$  é a radiância espectral ou taxa de emissão aparente também obtida das características da esfera integradora, dada em R/Å;  $\int_{\lambda_i}^{\lambda_f} t(\lambda) d\lambda$  é a largura efetiva do filtro, dada em Å, definida na Equação 3.5.

Baseando-se na Equação 3.7 e conhecendo as larguras efetivas do filtro ( $\Delta\lambda_{eff}$ ), as

contagens ( $J_{int}$ ) e as radiâncias ( $B_\lambda$ ), são calculadas as sensibilidades para todas as posições espectrais definidas pelo filtro de interferência. O resultado da sensibilidade, calculada para a região espectral medida pelo FotAntar-3, pode ser observado na Figura 3.15.

A sensibilidades mostrada na Figura 3.15 é resultado de uma interpolação para um tempo de exposição de 60 segundos (tempo de exposição para obter as imagens da aeroluminescência), uma vez que as sensibilidades calculadas com as imagens da esfera integradora são de diferentes tempos de exposição: 10s, 20s, 40s, 80s, 160, 320s.

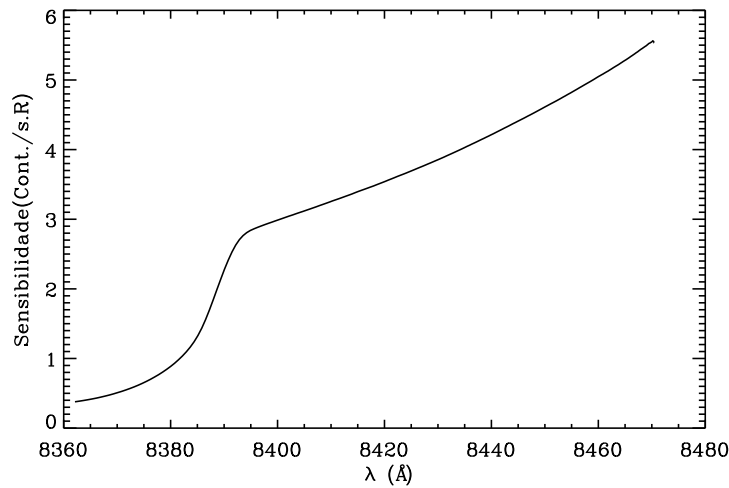


FIGURA 3.15 - Perfil da sensibilidade para os comprimentos de onda na região espectral observada pelo espectro-imageador FotAntar-3.

Na Tabela 3.2, são apresentadas as principais características instrumentais do FotAntar-3. Os resultados das calibrações espectral e de sensibilidade são usados para calcular a temperatura e a intensidade do OH(6-2), como descrito a seguir.

### 3.2.3 Temperatura e Intensidade do OH(6-2)

Nesta seção, serão discutidos os procedimentos necessários para o cálculo da temperatura e da intensidade do OH(6-2). Para isso, considera-se que a resposta do espectro-imageador pode ser descrita pela seguinte equação:



TABELA 3.2 - Principais características instrumentais obtidas pela calibração espectral e de sensibilidade.

Posição espectral	Raio na imagem	$\lambda$	$\Delta\lambda$	$J_{int}\lambda$	$B_{int}(\lambda)$	$S_\lambda$
$P_1(2)$	205	8398,9	7,778	31041,16	1349,21	2,96
$P_1(3)$	151	8430,2	7,56	39406,36	1350,46	3,86
BG	132	8439,0	7,50	42308,41	1350,46	4,18
$P_1(4)$	46	8465,5	7,31	52502,32	1352,64	5,31
<b>Unidades</b>	<b>Pixel</b>	<b>Å</b>	<b>Å</b>	<b>c/s</b>	<b>R/ Å</b>	<b>c/s.R</b>

$$J = I_i \cdot S_i + \int S(\lambda) \cdot G(\lambda) d\lambda, \quad (3.8)$$

onde  $i$  representa a  $i$ -ésima linha de emissão, dentro da faixa de transmissão do filtro, com intensidade (ou radiância)  $I_i$  em Rayleigh;  $S$  é a sensibilidade do equipamento, em c/(s.R). A integral representa a contagem total da radiação contínua de fundo (BG), dentro da faixa de transmissão do filtro. O termo  $G(\lambda)$  é a intensidade da radiação contínua de fundo, dada em R/Å.

Considerando que  $G(\lambda)$  é constante dentro da faixa de transmissão do filtro, então a Equação 3.8 pode ser aproximada por:

$$J \cong I_i \cdot S_i + S(\lambda_{max}) \cdot G(\lambda_{max}) \cdot \Delta \lambda_{eff}, \quad (3.9)$$

onde os termos  $S$  e  $G$  são calculados nos comprimentos de onda em que as curvas de transmissão do filtro são máximas,  $\lambda_{max}$ , ou seja, onde a transmissão relativa do filtro é igual a 1.

Considera-se que  $J_{BG}$  é a contagem por segundo (c/s) na posição da radiação contínua de fundo (BG) e que  $J_1$ ,  $J_2$ ,  $J_3$  sejam as contagens integradas por segundo (c/s) medidas pelo FotAntar-3, nas posições  $P_1(2)$ ,  $P_1(3)$  e  $P_1(4)$ , respectivamente. Então, pode-se escrever as equações que representam as contagens nestas posições espectrais da seguinte maneira:

$$J_{BG} = G \cdot S_{BG} \cdot \Delta\lambda_{eff}^{(BG)}, \quad (3.10)$$

$$J_1 = \sum_{\alpha} I_{\alpha} \cdot (S_1)_{\alpha} + G \cdot S_1 \cdot \Delta\lambda_{eff}^{(1)}, \quad (3.11)$$

$$J_2 = \sum_{\beta} I_{\beta} \cdot (S_2)_{\beta} + G \cdot S_2 \cdot \Delta\lambda_{eff}^{(2)}, \quad (3.12)$$

$$J_3 = \sum_{\gamma} I_{\gamma} \cdot (S_3)_{\gamma} + G \cdot S_3 \cdot \Delta\lambda_{eff}^{(3)}, \quad (3.13)$$

Os subscritos  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$  representam as linhas de emissão que estão dentro das curvas de transmissão referentes às posições  $J_1$ ,  $J_2$  e  $J_3$ , respectivamente. Os termos  $I_{\alpha}$ ,  $I_{\beta}$ ,  $I_{\gamma}$  representam as intensidades das linhas, em Rayleigh, sob as curvas de transmissão do filtro nas posições 1, 2 e 3;  $(S_{1, 2, 3})_{\alpha, \beta, \gamma}$  são as sensibilidades do FotAntar-3 nas posições 1, 2 e 3, dadas em  $c/(s \cdot R)$  para cada linha de emissão;  $G$  é a intensidade da radiação contínua de fundo, que foi considerada constante dentro do intervalo de comprimento de onda medido pelo FotAntar-3.

Os valores das intensidades  $I_{\alpha}$ ,  $I_{\beta}$  e  $I_{\gamma}$  podem ser reescritos em termos da intensidade total da banda OH(6-2),  $I_{6,2}$ , da seguinte forma:

$$I_{\alpha, \beta, \gamma} = I_{6,2} \cdot I'_{\alpha, \beta, \gamma}, \quad (3.14)$$

onde  $I'_{\alpha}$ ,  $I'_{\beta}$  e  $I'_{\gamma}$  são as intensidades relativas do OH(6-2), nas posições  $P_1(2)$ ,  $P_1(3)$  e  $P_1(4)$ , respectivamente.

As sensibilidades também podem ser reescritas pela Equação 3.15:

$$(S_{1, 2, 3})_{\alpha, \beta, \gamma} = S_{1, 2, 3} \cdot (t_{1, 2, 3})_{\alpha, \beta, \gamma}, \quad (3.15)$$

onde  $t_{1, 2, 3}$  representam as curvas de transmissão relativa do filtro para as posições 1, 2 e 3 nas linhas de emissão  $\alpha$ ,  $\beta$  e  $\gamma$ , respectivamente.

Substituindo-se as Equações 3.10, 3.14 e 3.15 nas Equações 3.11, 3.12 e 3.13, obtém-se as seguintes expressões para as contagens nas posições espectrais 1, 2 e 3:

$$J_1 = S_1 \cdot I_{6,2} \sum_{\alpha} I'_{\alpha} \cdot (t_1)_{\alpha} + J_{BG} \frac{S_1}{S_{BG}} \frac{\Delta\lambda_{eff}^{(1)}}{\Delta\lambda_{eff}^{(BG)}}, \quad (3.16)$$

$$J_2 = S_2 \cdot I_{6,2} \sum_{\beta} I'_{\beta} \cdot (t_2)_{\beta} + J_{BG} \frac{S_2}{S_{BG}} \frac{\Delta\lambda_{eff}^{(2)}}{\Delta\lambda_{eff}^{(BG)}}, \quad (3.17)$$

$$J_3 = S_3 \cdot I_{6,2} \sum_{\gamma} I'_{\gamma} \cdot (t_3)_{\gamma} + J_{BG} \frac{S_3}{S_{BG}} \frac{\Delta\lambda_{eff}^{(3)}}{\Delta\lambda_{eff}^{(BG)}}. \quad (3.18)$$

Nas Equações 3.16, 3.17 e 3.18, observa-se que o primeiro termo à direita da igualdade representa a contagem da aeroluminescência, e o segundo termo representa a contagem do ruído fundo (BG). No primeiro termo à direita, observa-se a sua dependência com a temperatura rotacional, o que está implícito nas variáveis  $I'$ .

A Figura 3.16 mostra as intensidades relativas,  $I'$ , das principais linhas de emissão vibro-rotacionais do OH(6-2), juntamente com as curvas de transmissão nas posições espectrais do BG, das linhas  $P_1(2)$ ,  $P_1(3)$  e  $P_1(4)$ . As curvas de transmissão nessas posições foram multiplicadas pela sensibilidade nas respectivas posições. Assim, pode-se observar que para diferentes posições espectrais há diferentes sensibilidades e diferentes larguras relativas.

Na Figura 3.16, é possível observar que a transmissão do filtro é maior (curvas mais largas) para comprimentos de onda menores, enquanto que a sensibilidade é maior para comprimentos de onda maiores.

Para utilizar as Equações 3.16, 3.17 e 3.18 no cálculo da temperatura rotacional e da intensidade, são necessários alguns tratamentos nos dados observacionais. Estes tratamentos consistem basicamente dos seguintes procedimentos: 1) subtração do ruído escuro; 2) correção do perfil integrado com um fator de sensibilidade e 3) subtração do nível de BG. A descrição desses três processos é feita a seguir.

### 3.2.3.1 Subtração do Ruído Associado ao Instrumento (Ruído Escuro)

Para a subtração do ruído do instrumento (ruído escuro), definiu-se primeiramente a frequência de aquisição das imagens de ruído escuro, que representam o ruído do instrumento, a cada 30 minutos. A razão para este tempo entre imagens de ruído

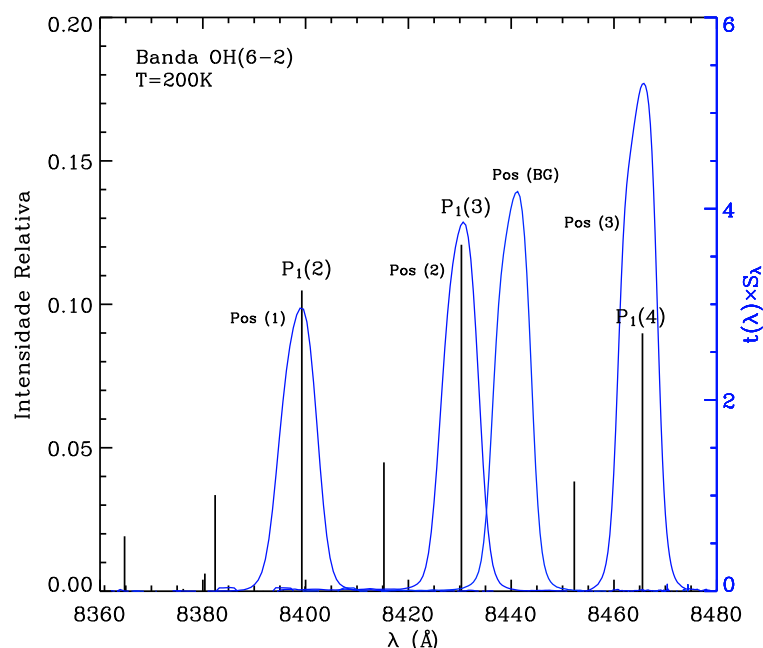


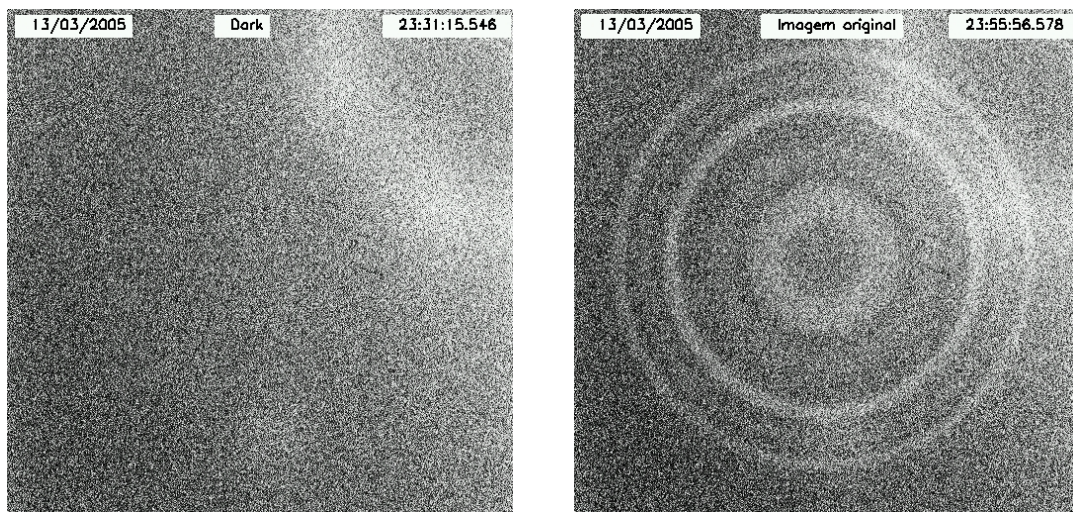
FIGURA 3.16 - Espectro teórico do OH(6-2) e as curvas de transmissão do filtro nas posições espectrais  $P_1(2)$ ,  $P_1(3)$  e  $P_1(4)$  e na posição do BG.

escuro consecutivas está melhor esclarecida na Seção 3.2.4.1, que trata dos erros aleatórios. Dessa forma, a primeira imagem adquirida deve ser a imagem associada ao ruído do instrumento, e, a seguir, são obtidas imagens da aeroluminescência (franjas de interferência), das quais é subtraída a imagem de ruído escuro.

Uma observação importante, é que as imagens de ruído escuro e as imagens da aeroluminescência foram obtidas com o mesmo tempo de exposição (60 s), de modo que o ruído térmico do instrumento no momento da aquisição da imagem de ruído escuro seja o mais próximo possível daquele quando as imagens da aeroluminescência são adquiridas.

A subtração do ruído escuro das imagens da aeroluminescência é feita diretamente pixel a pixel, de modo a manter as características de ruído próprias de cada pixel.

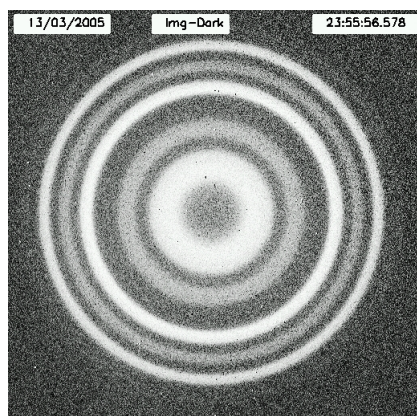
Na Figura 3.17, é mostrada uma imagem de ruído escuro e uma imagem subsequente da aeroluminescência. A imagem resultante da subtração do ruído escuro é mostrada na Figura 3.18(a) e o respectivo perfil de contagem integrada é mostrado na Figura 3.18(b).



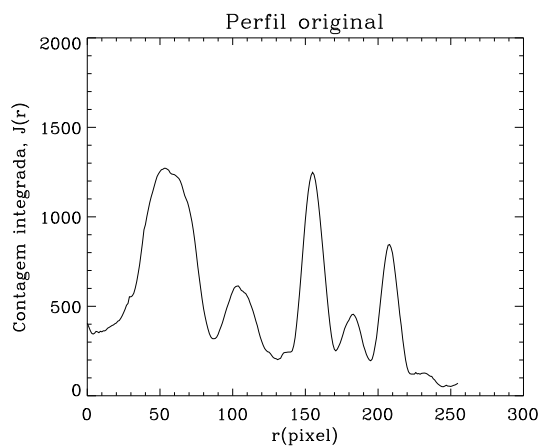
(a) Imagem associada ao ruído do equipamento (ruído escuro), para ser subtraída da imagem original da aeroluminescência.

(b) Imagem original da aeroluminescência sem ser subtraído o ruído escuro.

FIGURA 3.17 - Imagem de ruído escuro e imagem original das franjas de interferência do OH(6-2), ambas obtidas com a mesma temperatura da CCD (0°C) e com o mesmo tempo de exposição (60 s).



(a) Imagem obtida pelo espectro-imageador FotAntar-3, subtraída do ruído escuro.



(b) Perfil de contagem integrada referente à Figura 3.18(a).

FIGURA 3.18 - Imagem da aeroluminescência subtraída do ruído escuro e seu perfil de contagem integrada.

Outros testes para a subtração do ruído escuro da imagem da aeroluminescência foram feitos, como por exemplo: a) subtração do ruído escuro da imagem da aero-

luminescência, fazendo uma suavização na imagem de ruído; b) subtração a partir dos perfis integrados das imagens. Porém, nestes testes restou muito ruído no perfil final da imagem. Assim, definiu-se usar a subtração direta, pixel a pixel, do ruído escuro das imagens da aeroluminescência.

### 3.2.3.2 Correção da Tendência (*Trend*) do Perfil Integrado

Observa-se, no perfil integrado da Figura 3.18(b), que este apresenta uma tendência, o que é devido a não uniformidade, em relação ao eixo óptico, da luz que chega sobre a CCD, efeito óptico conhecido como *vignetting*. Por conseguinte, existe uma diferença da quantidade de luz que chega ao centro do detector, em relação à que chega em posições mais afastadas, sendo este efeito causado pelo sistema óptico do instrumento como um todo. Esse efeito pode ser observado claramente na imagem da Figura 3.12 e na tendência de queda da contagem integrada mostrada na Figura 3.18(b).

Assim, a correção no perfil integrado das imagens é feita a partir do perfil de sensibilidade, mostrado na Figura 3.15. Para utilizar este perfil de sensibilidade no processo de correção da tendência dos perfis das imagens da aeroluminescência, este foi normalizado em relação à sensibilidade máxima, processo este representado pela seguinte equação:

$$S'_i = \frac{S_i}{S^{(max)}}, \quad (3.19)$$

onde  $S_i$  é a sensibilidade radial (em pixel) da imagem, e  $S^{(max)}$  é o valor máximo da sensibilidade. Assim, para qualquer raio da imagem, é possível obter a sensibilidade normalizada,  $S'_i$ .

A sensibilidade  $S'_i$  é usada para fazer a correção do perfil integrado da imagem, do modo descrito na Equação 3.20.

$$J_i^* = \frac{J_i}{S'_i}, \quad (3.20)$$

onde  $J_i$  são os perfis de contagem integrada, obtidos da imagem da aeroluminescência já subtraída do ruído escuro e  $J_i^*$  são os perfis corrigidos.

A Figura 3.19 (A) apresenta o perfil integrado original,  $J(r)$  e, na Figura 3.19 (B) é mostrado o novo perfil integrado corrigido,  $J^*(r)$ .

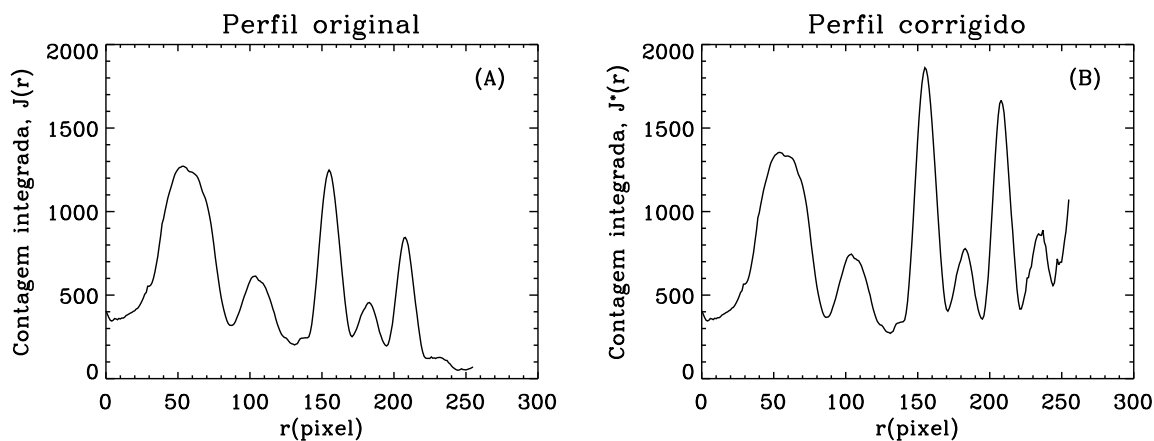


FIGURA 3.19 - (A) Perfil radial integrado, obtido da imagem mostrada na Figura 3.19. (B) Perfil radial integrado corrigido pelo fator de sensibilidade  $S'_i$ .

### 3.2.3.3 Subtração do Ruído de Fundo (BG)

A partir do perfil corrigido,  $J^*(r)$ , como o mostrado na Figura 3.19 (B), é possível fazer-se a subtração do BG, diretamente deste perfil, em todas as posições radiais da imagem.

Além da subtração do ruído escuro, a subtração do nível de ruído de fundo (BG) presente na imagem, devido à luz de fundo da atmosfera (estrelas, via láctea, etc) e luzes artificiais (das cidades, etc.), é muito importante para deixar o espectro da imagem o mais limpo possível de ruídos indesejáveis, uma vez que o interesse é medir a intensidade das linhas do OH(6-2).

Para a subtração do BG, diretamente do perfil corrigido, foi obtida uma função linear na base deste perfil. Esta função baseou-se em três pontos, onde o primeiro é a contagem integrada na posição definida para o BG de referência (pixel=132). A posição do BG de referência foi definida com base num estudo de outras possíveis posições de BG's (todas as posições da imagem que não possuem franjas de interferência), sendo este procedimento realizado através da convolução das curvas de transmissão relativas com as linhas espectrais teóricas da banda OH(6-2). Com isso, mostrou-se que a posição espectral que apresenta menor contaminação de linhas

vizinhas fica entre a franja de interferência  $P_2(4)$  e  $P_1(3)$ , no pixel 132, que corresponde ao comprimento de onda 8439 Å. As demais posições usadas para construir a função polinomial foram as posições  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ . As contagens para o BG nestas posições foram estimadas a partir da contagem na posição de referência para o BG e com base nos valores de largura efetiva obtidas nas posições  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ .

Então, utilizou-se a contagem do BG de referência (pixel=132) e estimou-se as contagens em outras duas posições,  $P_1(4)$  (pixel 46) e  $P_1(2)$  (pixel 204). Esta estimativa foi feita supondo que as contagens de BG nestas posições são proporcionais à contagem na posição BG de referência. Dessa forma, as equações que descrevem as contagens de BG nas posições  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$  são as seguintes:

$$J_{BG}^{*(1)} = a \cdot J_{BG}^{*ref}, \quad (3.21)$$

$$J_{BG}^{*(3)} = b \cdot J_{BG}^{*ref}, \quad (3.22)$$

onde  $J_{BG}^{*(1)}$  é a contagem do BG na posição  $P_1(2)$ ;  $J_{BG}^{*(3)}$  é a contagem do BG na posição  $P_1(4)$  e  $J_{BG}^{*ref}$  é a contagem do BG na posição de referência. Os termos  $a$  e  $b$  são constantes de proporcionalidade.

Usando-se as Equações 3.10, 3.19 e 3.20 nas Equações 3.21 e 3.22, chega-se aos valores de  $a$  e  $b$ , que podem ser expressos da seguinte forma:

$$a = \frac{\Delta\lambda_{BG}^{(1)}}{\Delta\lambda_{BG}^{ref}}, \quad (3.23)$$

$$b = \frac{\Delta\lambda_{BG}^{(3)}}{\Delta\lambda_{BG}^{ref}}. \quad (3.24)$$

Retornando nas Equações 3.21 e 3.22 e substituindo os valores  $a$  e  $b$ , estima-se as contagens do BG nas posições espectrais  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ . Assim, com os três valores de contagens de BG (na posição de referência para o BG, na posição  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ ), determina-se uma função linear que descreve as contagens de BG para todas as posições radiais da imagem. Assim, esta função linear é usada para subtrair o nível



de BG de todo o perfil integrado da imagem.

Na Figura 3.20, pode ser observado o processo de subtração do nível de BG do perfil integrado da imagem mostrada na Figura 3.18.

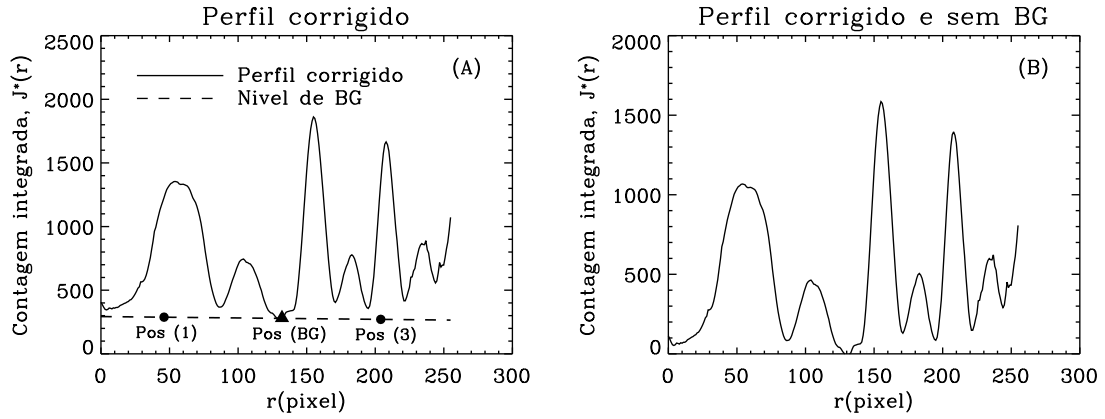


FIGURA 3.20 - (A) Perfil integrado corrigido pelo fator de sensibilidade, e uma ilustração do processo de subtração do BG. (B) Perfil corrigido pelo fator de sensibilidade e subtraído do nível de BG.

Observa-se, na Figura 3.20 (A) o perfil integrado somente corrigido pelo fator de sensibilidade e, na Figura 3.20 (B) o perfil integrado subtraído do nível de BG pelo processo descrito anteriormente.

Assim, usando-se o fato de que o nível de BG já foi subtraído diretamente do perfil integrado das imagens da aeroluminescência e ainda, utilizando-se do fator de correção de sensibilidade (Equação 3.19) e da correção no perfil integrado das imagens (Equação 3.20) pode-se reescrever as Equações 3.16, 3.17 e 3.18 da seguinte forma:

$$J_1^* = I_{6,2} \cdot S^{(max)} \sum_{\alpha} I'_{\alpha} \cdot (t_1)_{\alpha}, \quad (3.25)$$

$$J_2^* = I_{6,2} \cdot S^{(max)} \sum_{\beta} I'_{\beta} \cdot (t_2)_{\beta}, \quad (3.26)$$

$$J_3^* = I_{6,2} \cdot S^{(max)} \sum_{\gamma} I'_{\gamma} \cdot (t_3)_{\gamma}. \quad (3.27)$$

Observa-se que os termos à direita das Equações 3.25, 3.26 e 3.27 representam fatores semi-empíricos, ou seja,  $I'$  são as intensidades relativas teóricas do espectro do OH(6-2), que dependem somente da temperatura rotacional, e  $(t_i)_k$  são as curvas de transmissão do filtro, que independem da temperatura, onde  $i$  descreve as posições espectrais e  $k$  representa as posições dentro dos intervalos espectrais definidos pelas curvas de transmissão  $t_i$ , centradas nas posições  $i$ . No lado esquerdo das equações, os termos  $J_i^*$  representam as contagens integradas corrigidas e sem BG, que são observadas pelo espectro-imageador FotAntar-3, ou seja,  $J_i^*$  são fatores puramente observacionais.

### 3.2.3.4 Temperatura Rotacional do OH(6-2) Usando o Espectro-Imageador FotAntar-3

A escolha das linhas de emissão para o cálculo da temperatura rotacional foi baseada nas franjas de interferência mais intensas,  $P_1(2)$ ;  $P_1(3)$  e  $P_1(4)$ , que são observadas nas imagens da aeroluminescência. Porém, dessas três linhas de emissão, a  $P_1(3)$  apresenta sérios problemas de contaminação por vapor d'água e pelas linhas  $P_1(12)$  e  $P_2(12)$  da banda OH(5-1) (TAKAHASHI *et al.*, 2003). Além disso, a contaminação da linha  $P_1(3)$  pelas linhas espectrais vizinhas e pelo vapor d'água são difíceis de serem estimadas. Desse modo, para o cálculo da temperatura serão usadas as linhas  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ . Além desses fatores, a escolha destas linhas também leva em conta a suscetibilidade da razão  $P_1(4)$  por  $P_1(2)$  em função da temperatura, pois esta razão é maior que a suscetibilidade das razões entre outras combinações possíveis das linhas rotacionais, que se encontram dentro da faixa de transmissão do filtro ( $\sim 8362$ - $8470$  Å).

Na Figura 3.21 é mostrada uma simulação do comportamento teórico da razão de intensidades relativas para algumas linhas rotacionais da banda OH(6-2). As retas contínuas nos gráficos desta figura representam um ajuste linear entre 190 e 230 K.

Observa-se na Figura 3.21 que a razão  $P_1(4)/P_1(2)$  é mais suscetível à variação da temperatura, que as demais, exceto a razão  $P_1(5)/P_1(2)$ . Porém, a intensidade relativa da linha  $P_1(5)$  é menor que a intensidade da linha  $P_1(2)$  (ver Tabela B.2 do Apêndice B, em J=4,5 e coluna  $P_1$ ), e além disso, a linha  $P_1(5)$ , em  $8505$  Å, está fora da faixa espectral do filtro.

Devido as condições de equilíbrio térmico do  $OH^*$  próximo a 87 km de altitude (ver

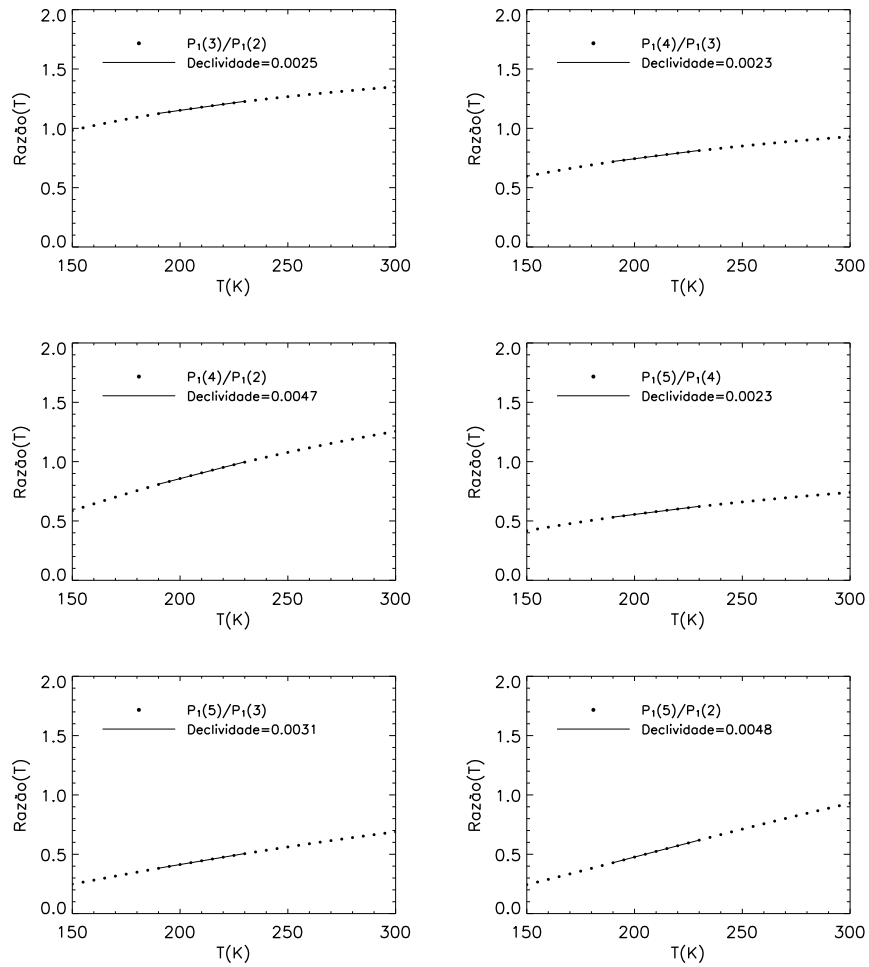


FIGURA 3.21 - Comportamento teórico da razão das intensidades relativas de algumas linhas espectrais do OH(6-2) em função da temperatura.

Seção 2.5 do Capítulo 5), a temperatura rotacional do  $OH^*$  pode ser considerada como a temperatura ambiente na região da mesopausa. Como discutido anteriormente, através da razão das linhas de emissão  $P_1(4)$  por  $P_1(2)$ , é possível determinar a temperatura rotacional, como descrito a seguir.

A partir das Equações 3.25 e 3.27, que descrevem as linhas  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ , respectivamente, é então tomada a razão entre essas duas linhas, como descrito pela Equação 3.28.

$$\frac{J_3^*}{J_1^*} = \frac{\sum_{\gamma} I'_{\gamma} \cdot (t_3)_{\gamma}}{\sum_{\alpha} I'_{\alpha} \cdot (t_1)_{\alpha}}, \quad (3.28)$$

O termo à esquerda da igualdade na Equação 3.28 é chamado de razão observacional e o termo à direita de razão semi-empírica. Assim, define-se a razão semi-empírica por  $X_1$ , e a razão observacional por  $X_1^{Obs}$ :

$$X_1 = \frac{\sum_{\gamma} I'_{\gamma} \cdot (t_3)_{\gamma}}{\sum_{\alpha} I'_{\alpha} \cdot (t_1)_{\alpha}}, \quad (3.29)$$

$$X_1^{Obs} = \frac{J_3^*}{J_1^*}. \quad (3.30)$$

Os somatórios na Equação 3.29 são tomados sobre cada uma das posições espectrais,  $\gamma$  e  $\alpha$ , que se encontram sob as curvas de transmissão centradas nas posições 3 e 1, respectivamente. Na Equação 3.30, as contagens observadas  $J_3^*$  e  $J_1^*$  são obtidas no pico das curvas referentes às franjas de interferência  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ , respectivamente.

Na Figura 3.22, são mostradas as intensidades relativas,  $I'$ , do OH(6-2) juntamente com as curvas de transmissão  $(t_1)$  e  $(t_3)$ , nas posições espectrais das linhas  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$ , respectivamente.

Observa-se, pela Figura 3.22, que as principais contribuições na Equação 3.29 são das linhas  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$ .

A razão semi-empírica (Equação 3.29) depende somente da temperatura, assim, para um dado conjunto de temperaturas, obtém-se um conjunto de valores  $X_1$ , através dos quais é feita uma inversão para  $T = T(X_1)$ , de onde se obtém uma função polinomial, de grau  $p$ , descrita genericamente pela Equação 3.31.

$$T(X_1) = \sum_{n=0}^p a_n \cdot (X_1)^n. \quad (3.31)$$

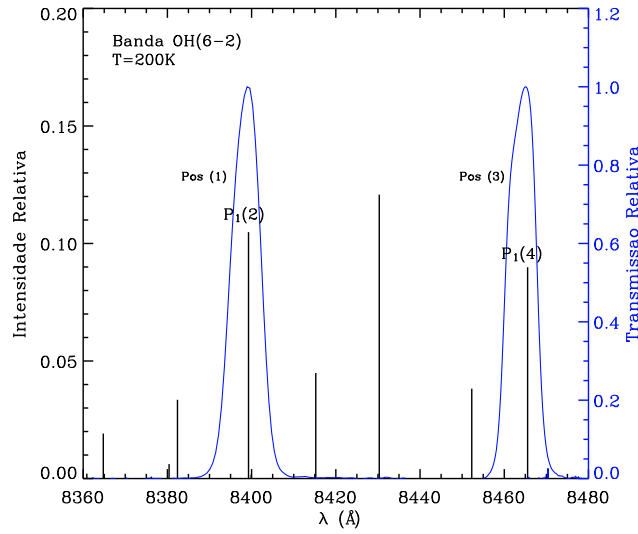


FIGURA 3.22 - Espectro teórico do OH(6-2), com as curvas de transmissão relativa do filtro, para as posições espectrais das linhas  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$ .

Através dos coeficientes  $a_n$ , obtidos do ajuste polinomial de  $T$  em função de  $X_1$  (Figura 3.23 (B)), define-se um polinômio, de mesmo grau  $p$ , para o cálculo da temperatura rotacional, descrito pela Equação 3.32.

$$T_{OH}^{(pico)} = \sum_{n=0}^p a_n \cdot (X_1^{Obs})^n. \quad (3.32)$$

onde os termos  $a_n$  são obtidos do ajuste polinomial mostrado na Figura 3.23 (B).

A Figura 3.23 (A) mostra a variação dos fatores semi-empíricos associados com as linhas  $P_1(2)$  (denominador da Equação 3.29) e  $P_1(4)$  (numerador da Equação 3.29). Na Figura 3.23 (B) é apresentado o ajuste polinomial para o cálculo da temperatura rotacional do OH(6-2), usando a razão dessas linhas. Este ajuste fornece os coeficientes  $a_n$  da Equação 3.31, os quais são usados na Equação 3.32, definindo o polinômio que é usado no cálculo da temperatura rotacional.

### 3.2.3.5 Intensidade da Banda OH(6-2) Usando o Espectro-Imageador FotAntar-3

O cálculo da intensidade da banda OH(6-2) também é feito através de um ajuste polinomial. Para este ajuste, somente uma linha rotacional se faz necessário (ver

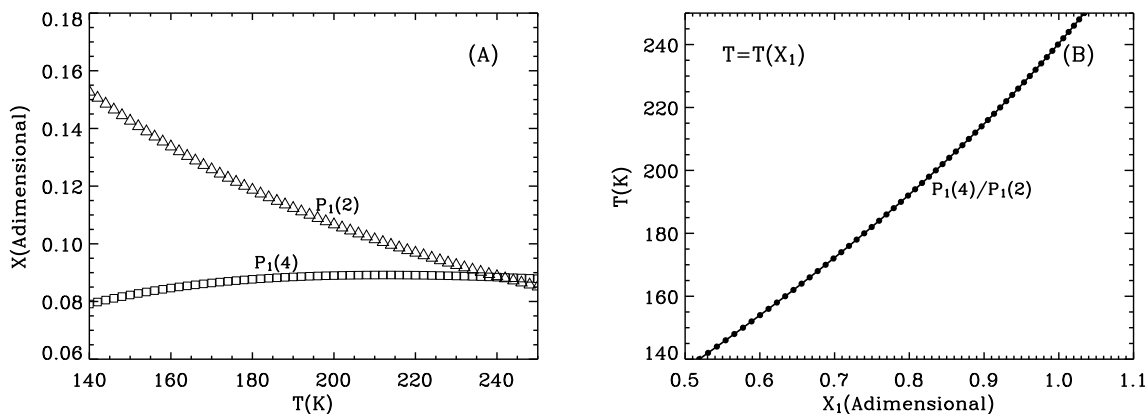


FIGURA 3.23 - (A) Comportamento dos fatores semi-empíricos, referentes às linhas  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$ , em função da temperatura. (B) Ajuste polinomial da temperatura,  $T$ , em função da razão semi-empírica  $X_1$ , relacionada à razão  $P_1(4)/P_1(2)$ .

Equações 3.25 a 3.27). A linha rotacional escolhida neste trabalho foi a  $P_1(4)$ , por esta apresentar pouca variação com a temperatura (ver Figura 3.23 (A)) e por não estar contaminada, como é o caso da linha  $P_1(3)$ . O fato de não escolher a linha  $P_1(2)$  para o cálculo da intensidade está diretamente relacionado à sua maior variação (em comparação com  $P_1(4)$ ) em função da temperatura. Sendo assim, deve-se escolher a linha que apresenta uma menor dependência possível da temperatura, para que o erro propagado do cálculo da temperatura seja o mínimo possível para a intensidade.

A Figura 3.24 mostra o comportamento teórico de algumas linhas espectrais em função da temperatura. Observa-se que a linha  $P_1(4)$  apresenta pequena variação na sua intensidade relativa em função da variação da temperatura, isto também ocorre com a linha  $P_1(5)$ . Porém, esta linha de emissão está fora do intervalo espectral de medida do filtro, e além disso, esta tem uma intensidade relativa muito menor que a linha  $P_1(4)$ .

Assim, a intensidade do OH(6-2) é calculada com o uso da Equação 3.27, que relaciona a intensidade da banda com os termos semi-empírico (teoria e calibração) e observacional. Com isso, a intensidade do OH(6-2) é determinada pela seguinte equação:

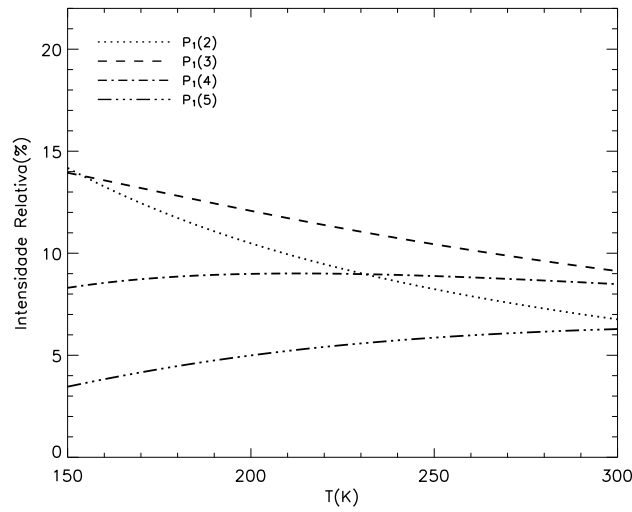


FIGURA 3.24 - Comportamento teórico de algumas linhas espectrais do OH(6-2) em função da temperatura.

$$I_{6,2} = \frac{J_3^*}{S^{(max)} \sum_{\gamma} I'_{\gamma} \cdot (t_3)_{\gamma}}. \quad (3.33)$$

Analogamente como no cálculo da temperatura, uma função semi-empírica, baseada na Equação 3.33, deve ser definida para o cálculo da intensidade da banda do OH(6-2). Esta função semi-empírica é definida por:

$$Y_1 = \sum_{\gamma} I'_{\gamma} \cdot (t_3)_{\gamma}, \quad (3.34)$$

onde o termo  $I'_{\gamma}$  depende somente da temperatura. Assim, ao variar a temperatura é definido um polinômio de grau  $q$ , descrito pela seguinte equação:

$$Y_1(T) = \sum_{n=0}^q b_n \cdot (T)^n, \quad (3.35)$$

onde  $b_n$  são os coeficientes do ajuste polinomial de  $Y_1$  em função de  $T$ .

Na Figura 3.25 é mostrado o ajuste polinomial de  $Y_1$ , que está relacionado à linha

$P_1(4)$ , em função da temperatura.

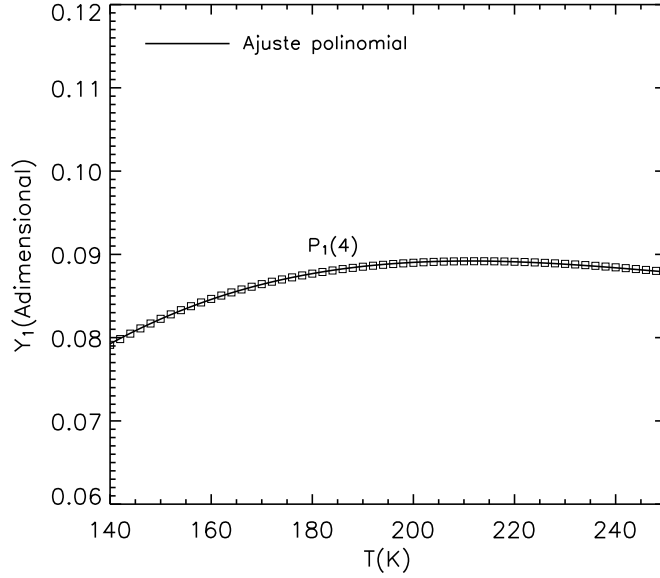


FIGURA 3.25 - Comportamento do fator teórico  $Y_1$ , referente à linha  $P_1(4)$ , em função da temperatura.

O ajuste polinomial mostrado na Figura 3.25 objetiva obter os coeficientes  $b_n$  para calcular a intensidade da banda OH(6-2). Assim, através destes coeficientes, e usando-se a temperatura rotacional observada pelo FotAntar-3, calcula-se o termo  $Y_1^{Obs}(T_{OH})$ , utilizando a seguinte equação:

$$Y_1^{Obs}(T_{OH}^{(pico)}) = \sum_{n=0}^q b_n \cdot \left(T_{OH}^{(pico)}\right)^n. \quad (3.36)$$

Finalmente, com o uso do termo  $Y_1^{Obs}$  e da observação da contagem no pico da curva  $P_1(4)$ , pode-se determinar a intensidade da banda OH(6-2) com a Equação 3.37.

$$I_{6,2}^{(pico)} = \frac{J_3^*}{S^{(max)} \cdot Y_1^{Obs}}. \quad (3.37)$$

Dessa forma, as Equações 3.37 e 3.32 fornecem a intensidade e a temperatura rotacional do OH(6-2), respectivamente.



A Figura 3.26 mostra um exemplo de perfil integrado da emissão do OH(6-2). Este perfil foi obtido da imagem mostrada na Figura 3.18(a), onde estão destacados os picos das curvas  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$ , os quais são utilizados no cálculo da temperatura e da intensidade do OH(6-2), como descrito anteriormente.

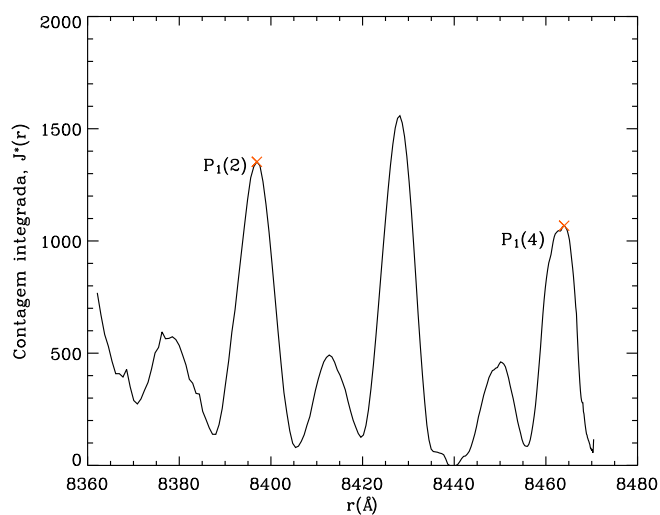


FIGURA 3.26 - Perfil integrado referente à imagem mostrada na Figura 3.18. Os picos das curvas  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$  estão identificados. Estes picos são utilizados no cálculo da temperatura e da intensidade do OH(6-2).

Para resumir toda a metodologia aplicada para obter a temperatura e a intensidade do OH(6-2), desde o processo de calibração, é apresentado na Figura 3.27 um diagrama de blocos, que sintetiza todas as etapas da metodologia desenvolvida até aqui.

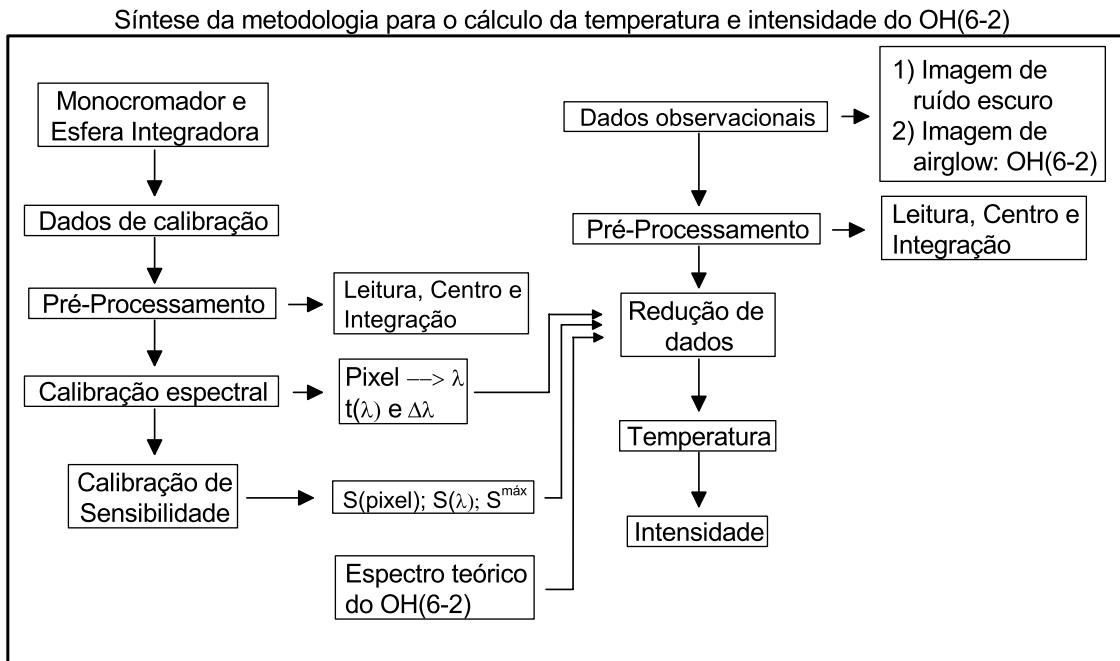


FIGURA 3.27 - Diagrama de blocos que sintetiza a metodologia para o cálculo da temperatura rotacional e da intensidade da banda OH(6-2).

Através do diagrama mostrado na Figura 3.27 é possível observar a relação entre os processos de calibração, a observação e a teoria do espectro do OH(6-2).

Um outro modo de calcular a temperatura e a intensidade é usar a área sob as curvas  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$ . A metodologia de como se obter a temperatura rotacional e a intensidade da banda OH(6-2) através das área das franjas de interferência  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$  (área sob as curvas destacadas na Figura 3.26) também foi desenvolvida no presente trabalho. No entanto, devido ao fato do filtro utilizado não resolver suficientemente bem a linha  $P_1(4)$ , como pode ser visto na Figura 3.26, onde a curva está incompleta, o uso da área sob as curvas gerou uma incerteza grande nos cálculos da temperatura e da intensidade, em comparação com os cálculos utilizando

o pico das curvas. Assim, adotou-se a metodologia de utilizar o pico das curvas referentes às franjas de interferência  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$  para os cálculos da temperatura e da intensidade. Porém, esta metodologia das áreas das franjas de interferência está desenvolvida, e encontra-se no Apêndice C deste trabalho, podendo ser utilizada em trabalhos futuros com outros instrumentos semelhantes ao FotAntar-3.

### 3.2.4 Erros Associados ao Cálculo da Temperatura e da Intensidade do OH

Estes erros são divididos em dois grupos: **erros aleatórios**, que são inerentes às flutuações randômicas das contagens registradas pela CCD. Estes erros ocorrem devido aos seguintes fatores: a) Transmissão da atmosfera; b) Ruído intrínseco da CCD; c) Ruído próprio do sinal do instrumento; **erros sistemáticos**, que podem ocorrer em processos de calibração e devido a fatores teóricos. A seguir, serão discutidos com mais detalhes estes tipos de erros.

#### 3.2.4.1 Erros Aleatórios

Os efeitos da transmissão atmosférica na emissão da aeroluminescência estão relacionados à absorção e ao espalhamento da luz pela baixa atmosfera. A absorção ocorre principalmente devido ao ozônio e ao vapor d'água, gerando uma atenuação no sinal observado. Em relação ao espalhamento, deve-se considerar dois tipos: o espalhamento Rayleigh pelas moléculas  $N_2$  e  $O_2$ , e o espalhamento Mie pelos aerossóis, sendo este espalhamento bem maior (aproximadamente quatro vezes) que o espalhamento Rayleigh para baixas altitudes (TAKAHASHI, 1981). Os efeitos de espalhamento na baixa atmosfera podem afetar as medidas de dois modos: no primeiro, os fótons podem ser desviados para fora do ângulo de observação do instrumento, o que implicará numa atenuação da intensidade observada; no segundo caso, os fótons são desviados para dentro do campo de visão do instrumento e esse efeito ocasiona um aumento na intensidade da emissão observada.

Neste trabalho, os erros relacionados à transmissão da atmosfera não serão considerados. Uma justificativa para isso é o fato de que para o cálculo da temperatura usa-se a razão da intensidade de duas linhas espectrais e, como consequência, este erro é diluído neste processo. Para a intensidade usa-se a linha  $P_1(4)$ , que praticamente não sofre influência dos efeitos atmosféricos.

Os erros aleatórios intrínsecos do instrumento ocorrem devido a dois fatores princi-

país, que são: o ruído escuro do instrumento e o “ruído de leitura” (*readout noise*) nos dados da CCD.

O ruído escuro é gerado termicamente por elétrons, nos pixels da CCD durante o tempo de exposição. Este ruído está relacionado a dois parâmetros, que são: o tempo de exposição e a temperatura da CCD. Para um longo tempo de exposição, ocorre um aumento no ruído, mas, em compensação, com uma baixa temperatura interna da CCD é possível diminuir este ruído (SBIG, 2001). Devido a isso, a CCD é refrigerada a uma temperatura aproximadamente constante de  $-10^{\circ}\text{C}$ . Por exemplo, a uma temperatura de  $0^{\circ}\text{C}$ , o ruído escuro da CCD é de  $35\text{ e}^{-}/\text{pixel}/\text{sec}$ , enquanto que, para uma temperatura interna da CCD de  $-25^{\circ}\text{C}$ , o ruído diminui para  $\sim 1\text{ e}^{-}/\text{pixel}/\text{sec}$  (SBIG, ).

Assim, para eliminar a contaminação do ruído escuro (térmico) das imagens que se deseja analisar, são obtidas imagens do ruído do instrumento (imagens com a câmera fechada) a cada 30 minutos, sendo que estas imagens são usadas para fazer a subtração do ruído escuro presente nas imagens da aeroluminescência. Uma observação importante é que o ruído intrínseco da CCD é característico de cada pixel, e no presente trabalho as imagens de ruído escuro e as imagens da aeroluminescência foram obtidas com o mesmo tempo de exposição (60 s) e a subtração das imagens foi efetuada pixel a pixel.

Além disso, pode existir um erro “grosseiro”, devido ao fato de que o sistema de refrigeração da CCD não consegue manter sempre a mesma temperatura interna da mesma, assim, este erro pode ser cometido caso a temperatura interna da CCD quando da aquisição da imagem da aeroluminescência seja ligeiramente diferente daquela em que a imagem de ruído escuro foi obtida. Para evitar esse erro “grosseiro” as imagens de ruído escuro são obtidas a cada 30 minutos.

O “ruído de leitura” (*readout noise*) está associado com os erros gerados pela incerteza nas medidas de contagem em cada pixel e pela etapa de leitura para exibição dos dados de cada pixel no final da aquisição de cada imagem. Este erro é resultado de um padrão fixo de ruído na CCD devido às cargas residuais, que permanecem nos capacitores durante o processo de leitura e transferência dos dados. Além disso, existe outro pequeno erro devido ao ruído proveniente do conversor de sinal analógico para digital e do pré-amplificador (SBIG, 2001). O erro típico relacionado ao processo de leitura e transferência dos dados da CCD utilizada no FotAntar-3 (modelo

kaf1001E), é menor que 20 e<sup>-</sup>RMS (SBIG, 2001).

Outro erro que deve ser mencionado é devido a distribuição de fótons que atingem a CCD. A estatística que governa o problema dos fótons emitidos por uma dada fonte em várias direções, é a estatística de Poisson. Para diminuir ao máximo a contribuição desse erro, o tempo de integração para cada imagem é de 1 minuto, pois para tempos de exposição muito pequenos (mili segundos) a contribuição desse erro seria muito maior. Além disso, na análise dos dados foi realizada uma integração da imagem, ou seja, a contagem para cada raio é somada (para cada raio, a contagem é a soma de vários pixels), sendo extraído um perfil radial integrado desde o centro até a borda da imagem.

#### 3.2.4.2 Erros Sistemáticos

Um dos erros sistemáticos, que deve ser considerado aqui, é devido aos fatores teóricos, ou seja, aos coeficientes de Einstein. Considerando a validade da distribuição de Boltzmann para calcular a temperatura rotacional do OH, essa temperatura é muito sensível aos parâmetros espectroscópicos (coeficientes de Einstein) usados nos cálculos (GOBBI, 1993), assim, para diferentes coeficientes de Einstein, o erro na temperatura deve ser considerado. Considerando a emissão do OH(6-2), diferentes coeficientes de Einstein conduzem a diferenças significativas na temperatura, de até 12 K (PHILLIPS *et al.*, 2004). Porém, este tipo de erro sistemático não tem significado quando são feitas comparações de temperaturas calculadas a partir do mesmo conjunto de coeficientes de Einstein. Assim sendo, neste trabalho o erro devido ao uso de diferentes coeficientes de Einstein não foi estimado, uma vez que definiu-se usar os coeficientes dados por Langhoff *et al.* (1986). Esta escolha baseou-se no fato de recentes trabalhos (FRENCH *et al.*, 2000; WRASSE *et al.*, 2004; PHILLIPS *et al.*, 2004) mostrarem que estes coeficientes de Einstein são mais adequados para o cálculo da temperatura rotacional e da intensidade do OH. No Apêndice A deste trabalho, podem ser encontradas mais informações sobre os coeficiente de Einstein e na Tabela A.1 deste mesmo apêndice estão disponíveis os coeficientes utilizados neste trabalho.

Os erros devido aos fatores instrumentais estão relacionados aos processos de calibração espectral e de sensibilidade.

O erro na calibração espectral, na qual se usou um monocromador, é devido ao erro do próprio instrumento de calibração mais o erro estatístico, ou seja, o desvio padrão

devido ao ajuste polinomial realizado. Porém, como o erro do monocromador não foi fornecido, então, o único erro possível de se estimar nessa calibração foi devido ao ajuste polinomial nas larguras efetivas, que se fez necessário para conhecer as características do filtro em todas as posições espectrais medidas pelo filtro. Este erro, ou o desvio padrão encontrado para as larguras efetivas foi de  $0.15 \text{ \AA}$ .

A Figura 3.28 mostra as larguras efetivas do filtro,  $\Delta\lambda$ , em função dos comprimentos de onda,  $\lambda$ , observados pelo filtro, e o ajuste polinomial para todas as posições espectrais do filtro. Também são mostradas nesta figura algumas barras de erro associadas ao desvio padrão nas larguras efetivas.

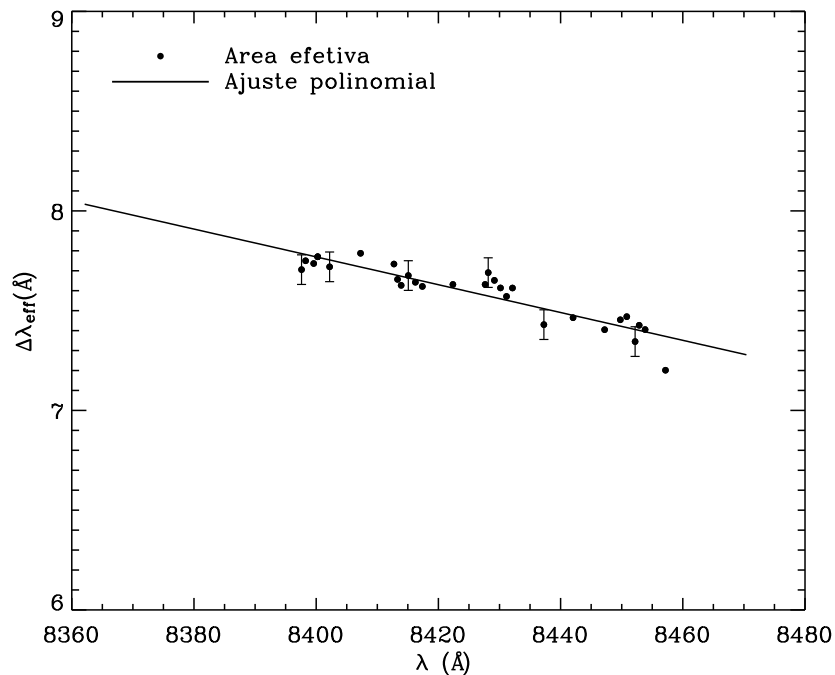


FIGURA 3.28 - Larguras efetivas do filtro de interferência em função dos comprimentos de onda observados pelo mesmo. O ajuste polinomial mostrado foi realizado para o intervalo espectral do filtro.

O erro sistemático na calibração de sensibilidade envolve dois outros erros, àquele devido à largura efetiva e outro devido à radiância da esfera integradora (pertencente ao NIPR). Este erro na calibração de sensibilidade foi estimado com base na teoria de propagação de erros (LOUIS, 1991). A propagação dos erros se fez necessária porque a equação da sensibilidade (Equação 3.7) envolve tanto a largura efetiva quanto a

radiância, sendo que o erro no termo  $J_{int}$  da equação não foi considerado, pois este se trata de um erro aleatório nas contagens.

Os valores da radiância foram fornecidos a partir da esfera integradora usada para a calibração de sensibilidade. No entanto, estes valores estavam distribuídos a cada  $10 \text{ \AA}$ , tornando-se necessário uma interpolação nas posições espectrais medidas pelo filtro. Sendo que no experimento da calibração de sensibilidade os erros na radiância da esfera integradora, devido às características da esfera, não foram fornecidos, então, adotou-se uma variação na radiância, em todas as posições espectrais medidas pelo filtro, da ordem do desvio padrão obtido pela interpolação, que foi de  $B \cdot 0.2\%$ , onde  $B$  é a radiância da esfera integradora.

A Figura 3.29 mostra a radiância fornecida da esfera integradora, a cada  $10 \text{ \AA}$ , e a interpolação destes dados para a região espectral observada pelo filtro de interferência. As barras mostradas na figura estão relacionadas à variação de  $0.2\%$  em cada valor de radiância.

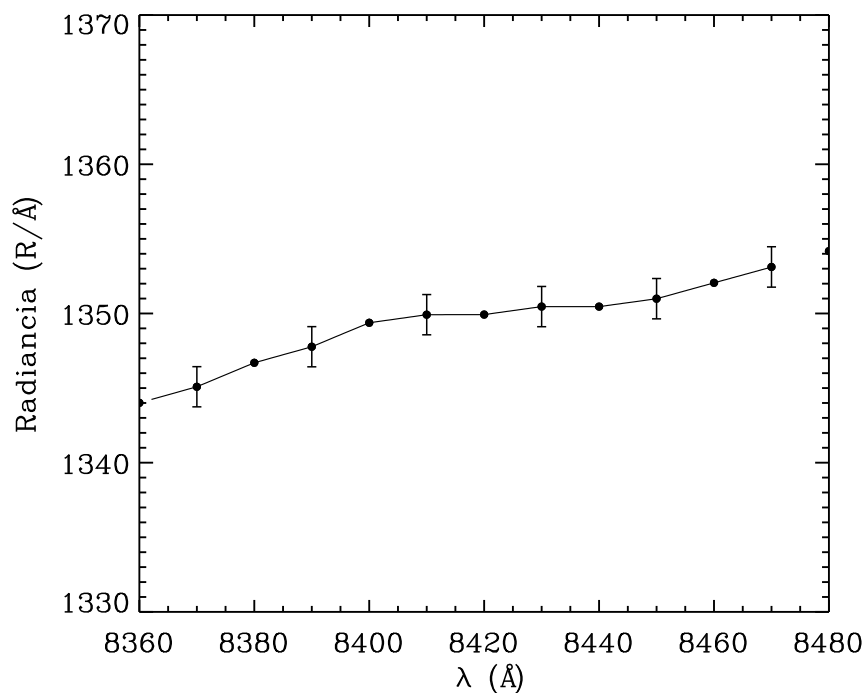


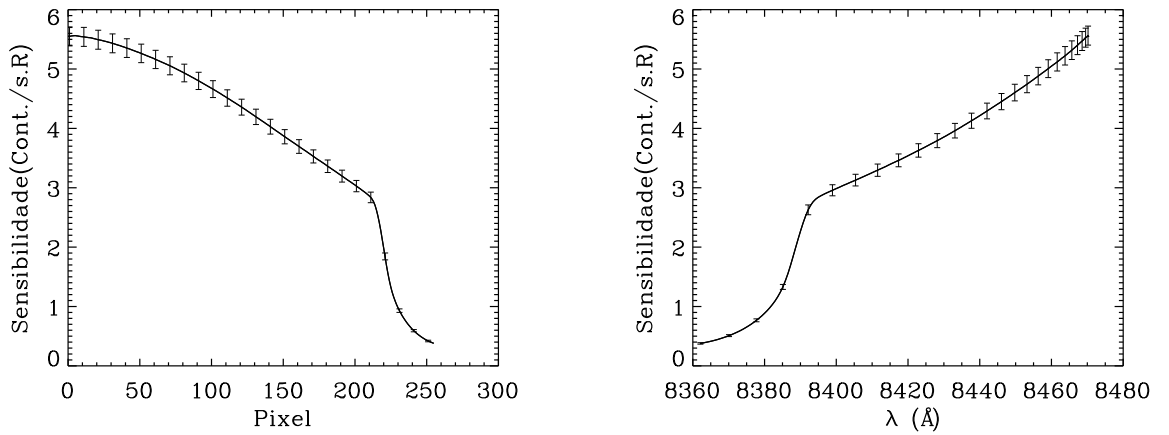
FIGURA 3.29 - Radiância obtida a partir dos dados da esfera integradora para calibração de sensibilidade e interpolação para todo o espectro medido pelo filtro de interferência. Nesta figura, também observam-se as barras de erro associadas a uma variação de  $0.2\%$  na radiância.

Através da teoria de propagação de erros (LOUIS, 1991) aplicada à Equação 3.7, derivou-se os erros na sensibilidade para cada posição espectral do filtro. Assim, considerando os erros estimados na largura efetiva do filtro e na radiância, obteve-se os erros na sensibilidade através da seguinte equação:

$$\sigma_S = S \cdot \sqrt{(0.002)^2 + \left(\frac{0.15}{\Delta\lambda_{eff}}\right)^2}, \quad (3.38)$$

onde  $S$  é a sensibilidade para cada posição espectral da imagem, a constante 0.002 refere-se ao erro na radiância e o valor 0.15 é o erro estatístico associado com as larguras efetivas do filtro, ou seja, o desvio padrão dessas medidas.

Na Figura 3.30 é mostrada a sensibilidade para todos os pixels e para todos os comprimentos de onda. Nesta figura também são mostradas as barras de erro, obtidas com a Equação 3.38, para algumas posições espectrais.



(a) Sensibilidade para todos os pixels da imagem. (b) Sensibilidade para todos os comprimentos de onda observados pelo filtro.

FIGURA 3.30 - Sensibilidade em função das posições radiais nas imagens obtidas pelo FotAntar-3. Também são mostradas as barras de erros para algumas posições espectrais.

Quando o erro na sensibilidade é levado para o cálculo da temperatura e da intensidade, através do fator de correção (Equação 3.19), são obtidos erros sistemáticos na temperatura que podem variar de 1 a 2 K e de aproximadamente 1% na intensidade.



Assim, com a aplicação da metodologia descrita neste capítulo, para a qual foi necessária uma análise rigorosa das imagens obtidas pelo espectro-imageador FotAntar-3, é possível obter a temperatura e a intensidade da emissão do OH(6-2), com uma certa margem de erro sistemático aceitável.



## CAPÍTULO 4

### OBSERVAÇÕES E RESULTADOS

As observações da emissão do OH(6-2) foram realizadas durante os meses de março, abril e maio de 2005, utilizando o espectro-imageador FotAntar-3 e o fotômetro Multi-2 (fotômetro multicanal). Foram efetuadas observações simultâneas com os dois instrumentos no INPE em Cachoeira Paulista (22.7°S, 45.0°O), para fins de intercomparação e validação dos dados FotAntar-3. A quantidade de dados adquiridos pelos dois instrumentos não foi muito grande, mas foi suficiente para fazer a validação do novo instrumento, o FotAntar-3. Assim, na Seção 4.1 será apresentada a estatística dos dados observados em Cachoeira Paulista e na Seção 4.2 serão apresentados os resultados obtidos pelo FotAntar-3.

#### 4.1 Coleta dos Dados

Os dados observacionais utilizados neste trabalho foram obtidos em Cachoeira Paulista, durante os períodos de lua nova, nos meses de março, abril e maio de 2005. Devido às condições atmosféricas não-propícias às observações (céu nublado) e devido a problemas técnicos com os instrumentos, o número de horas observadas com o espectro-imageador FotAntar-3 e com o Multi-2 não são coincidentes.

Uma característica importante, que diferencia a quantidade de dados obtidos por cada instrumento, é a taxa de amostragem (o tempo entre dois dados consecutivos da emissão do OH) dos instrumentos. Para o caso do fotômetro Multi-2, o tempo de amostragem é de aproximadamente 2:06 minutos, enquanto que para o FotAntar-3 fica em torno de 01:27 minutos. Assim, para a mesma quantidade de horas observadas pelos dois instrumentos, quantidade de dados são diferentes.

A Figura 4.1 mostra o número de horas observadas para todas as noites em que foram feitas observações simultâneas com os dois instrumentos. No mês de março, o número de horas observadas pelo FotAntar-3 foi muito menor do que o Multi-2. Isto foi causado por uma falha no programa de aquisição de dados do FotAntar-3, sendo corrigida para as próximas observações. No mês de abril e maio, as horas observadas pelo FotAntar-3 e pelo Multi-2 são muito próximas, exceto para o dia 03 de maio.

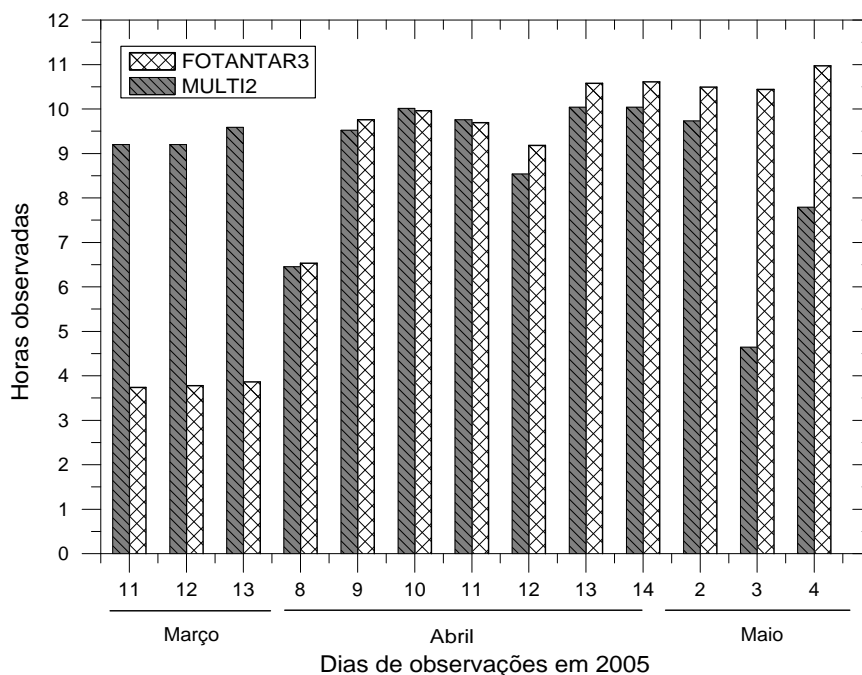


FIGURA 4.1 - Dias de observações realizadas simultaneamente com o espectro-imageador FotAntar-3 e com o fotômetro Multi-2 no INPE em Cachoeira Paulista.

## 4.2 Resultados Obtidos com o FotAntar-3

Em um primeiro momento, serão apresentadas as médias noturnas da intensidade e da temperatura, que são vistas na Figura 4.2. Em seguida, serão apresentados e discutidos os resultados obtidos para cada noite de observação. Os resultados apresentados nesta seção, são uma consequência da aplicação da metodologia que foi apresentada em detalhes na Seção 3.2 do Capítulo 3.

Observa-se, na Figura 4.2, que as médias noturnas de intensidade variaram de 1125 até 2125 R e as temperaturas médias variaram entre 170 e 185 K.

A seguir, serão apresentados alguns resultados de temperatura e de intensidade do OH(6-2), obtidos com o espectro-imageador FotAntar-3 para a maior parte dos dados, que foram mostrados na Figura 4.1. Nestes resultados, observa-se, que na temperatura, foi feita uma média móvel de 10 pontos, sendo esta útil para observar mais claramente o comportamento da temperatura ao longo da noite. Esta média

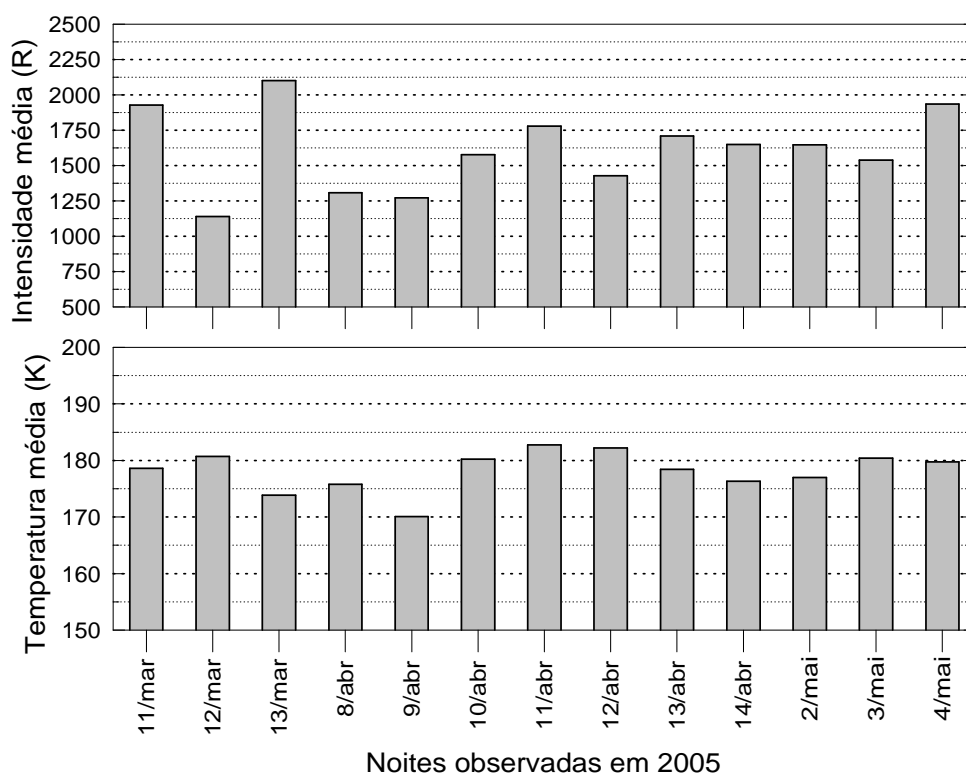


FIGURA 4.2 - Médias noturnas da intensidade e da temperatura do OH(6-2) para o período de março a maio de 2005, obtidas através de observações com FotAntar-3 no INPE em Cachoeira Paulista.

móvel, em escala de tempo, equivale a uma média móvel na temperatura de aproximadamente 15 minutos, uma vez que o tempo médio entre dois dados consecutivos é aproximadamente 01:27 minutos.

As Figuras 4.3 e 4.4 mostram os resultados obtidos nas noites de 11 e 13 de março de 2005. Em ambas as noites observa-se uma variação noturna na temperatura e na intensidade do OH(6-2). A radiação de fundo (BG), mostrada junto com o gráfico da intensidade da emissão, tem por objetivo observar se há possíveis flutuações nos valores de temperatura e de intensidade que possam estar associadas à variações no nível do BG. O nível da radiação de fundo pode apresentar grandes variações devido à passagem de nuvens no campo de visão do espectro-imageador ou por efeitos de fontes externas de luz, que não sejam da aeroluminescência.

Os dados mostrados na Figura 4.3 correspondem a, aproximadamente, 4 horas de observações. Neste período, a temperatura apresentou uma variação de aproximadamente 21 K, desde de um mínimo em  $\sim 169$  K, até um máximo em  $\sim 190$  K. A temperatura média para os dados mostrados nesta figura foi de 178 K. A intensidade do OH(6-2), neste período, teve um pequeno aumento no início da noite, decrescendo e se mantendo aproximadamente constante, em 1900 R, com uma média noturna de  $\sim 1929$  R.

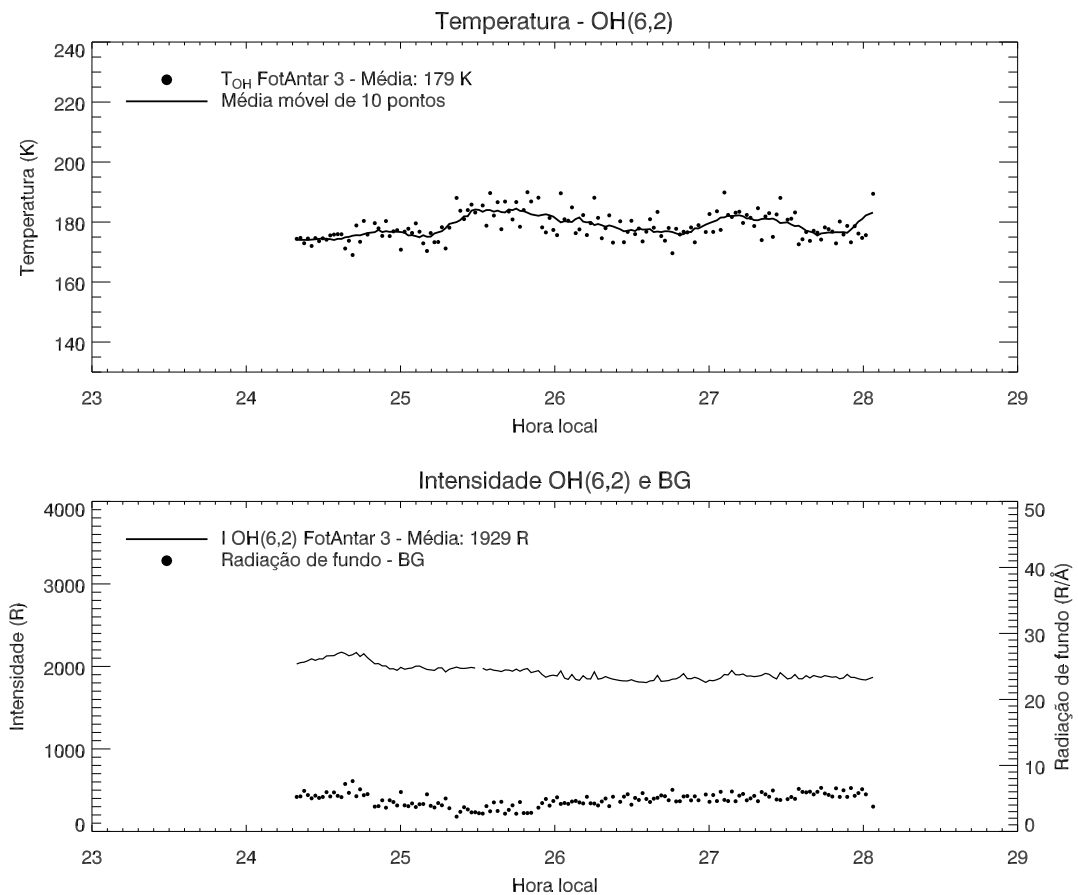


FIGURA 4.3 - Temperatura e intensidade do OH(6-2), juntamente com a radiação de fundo (BG), observados na noite de 11 de março de 2005 no observatório de aeroluminescência em Cachoeira Paulista.

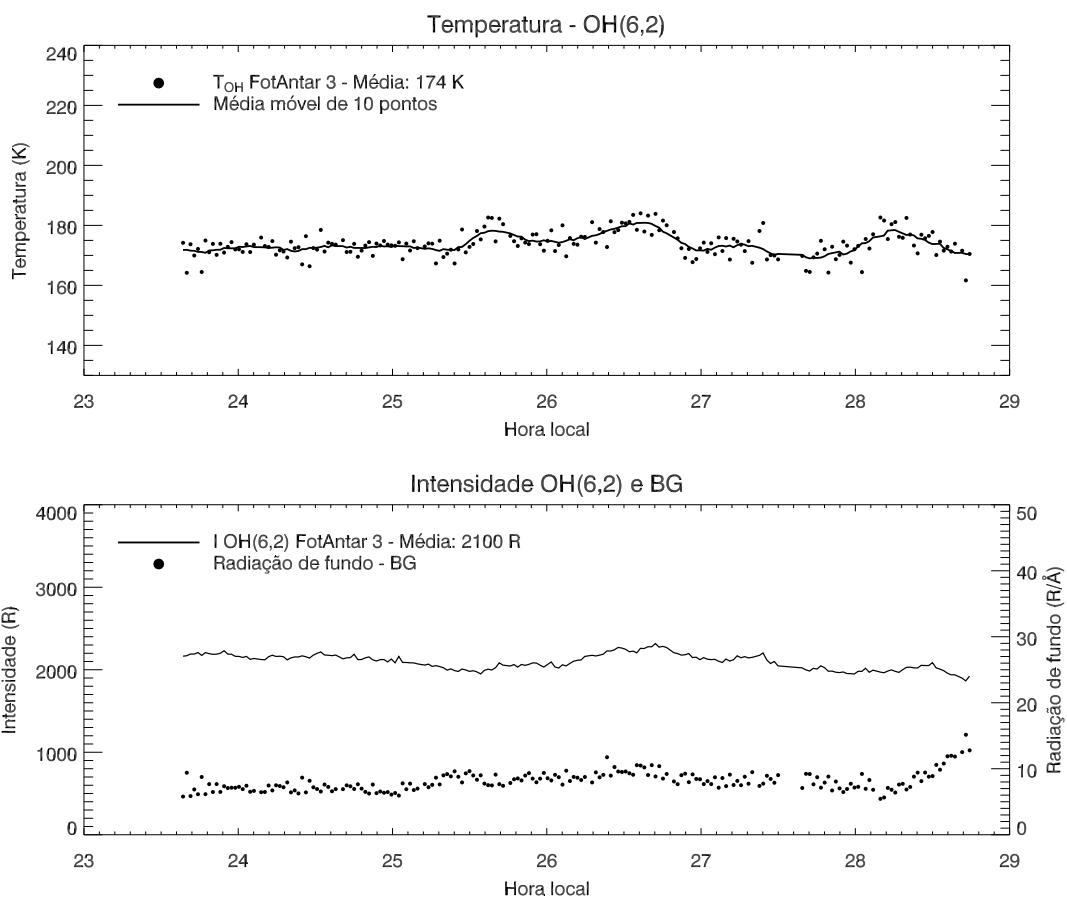


FIGURA 4.4 - Temperatura e intensidade do OH(6-2) e radiação de fundo, observados na noite de 13 de março de 2005.

Na Figura 4.4 observa-se poucas variações na temperatura durante o período observado ( $\sim 5$  horas). A variação máxima observada na temperatura foi de  $\sim 22$  K, com um mínimo de aproximadamente 161 K e um máximo de  $\sim 184$  K, sendo que a temperatura média noturna foi de  $\sim 174$  K.

Nas Figuras 4.5 a 4.11, são apresentados os resultados das observações do FotAntar-3 para o mês de abril de 2005.

A Figura 4.5 mostra os resultados obtidos para a noite de 08 de abril de 2005, onde se obteve  $\sim 6$  horas de dados, cuja temperatura média noturna foi de 176 K e intensidade média de 1307 R. Nesta figura, também são observadas pequenas variações na temperatura.

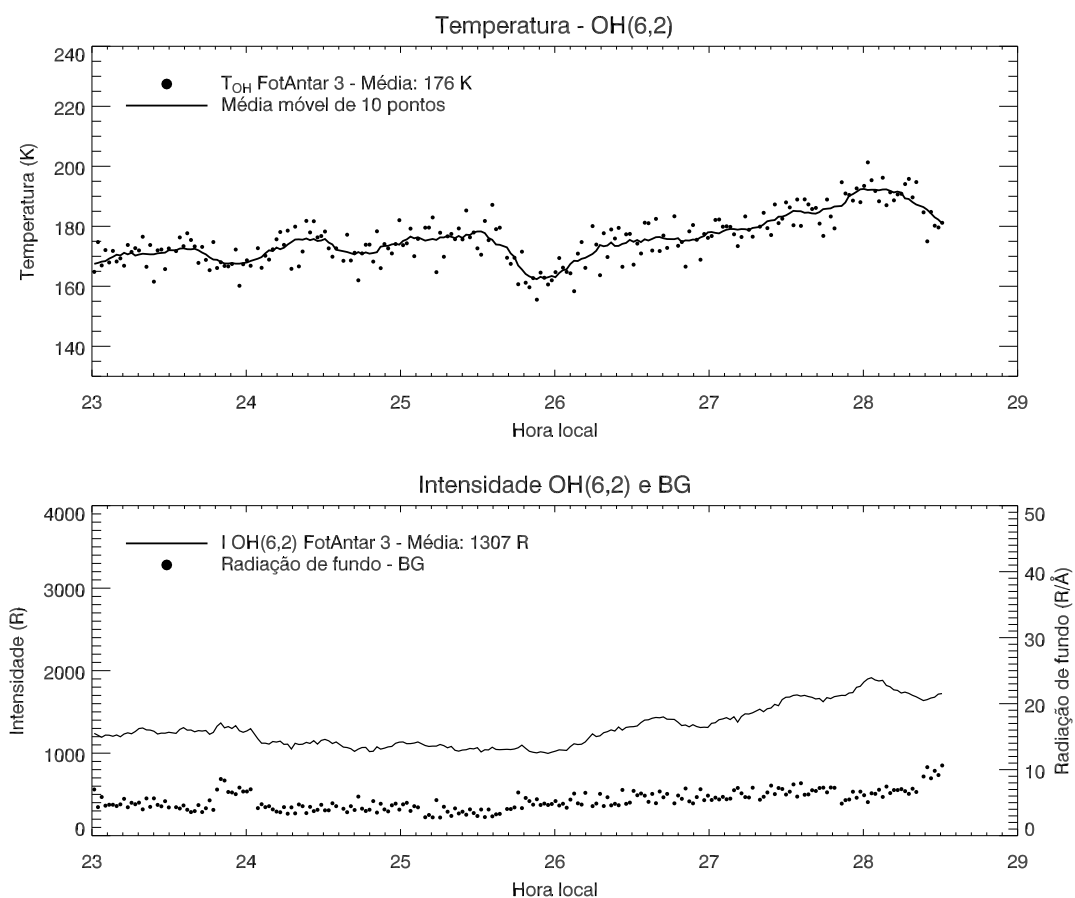


FIGURA 4.5 - Temperatura e intensidade do OH(6-2), juntamente com a radiação de fundo (BG), observados na noite de 08 de abril de 2005.



A Figura 4.6 apresenta os dados de temperatura e de intensidade para a noite de 10 de abril de 2005. Nestes dados, observam-se oscilações na temperatura e na intensidade. A temperatura se manteve em torno de 170 K, com variações de até 20 K. A intensidade permaneceu em torno de 1200 R, com uma média de 1271 R.

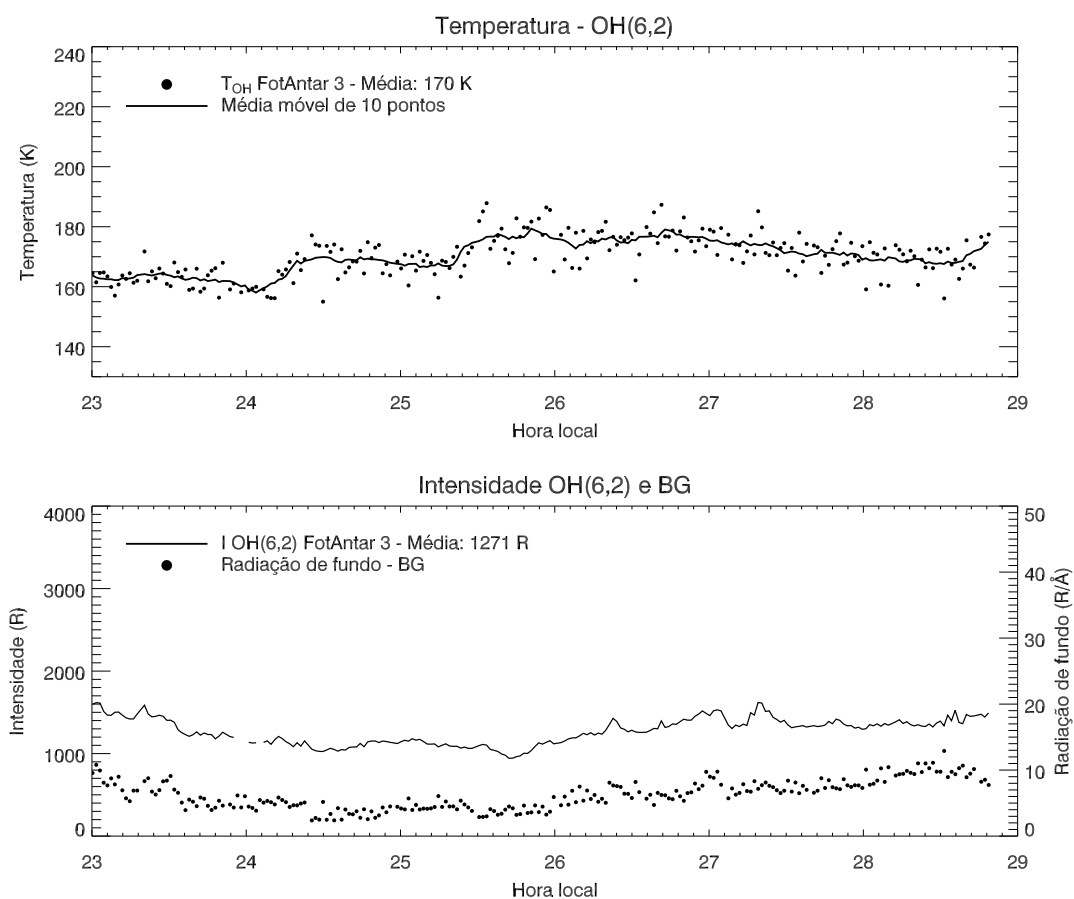


FIGURA 4.6 - Temperatura e intensidade do OH(6-2), juntamente com a radiação de fundo (BG), observados na noite de 09 de abril de 2005.

Na Figura 4.7, são apresentados os resultados da temperatura e da intensidade para a noite de 10 de abril de 2005, que correspondem a aproximadamente 10 horas de dados. Nesta noite se observa que a temperatura sofreu grandes variações, com oscilações bem evidentes, as quais podem ter sido causadas por alguma oscilação típica da atmosfera, como ondas de gravidade. No entanto, a análise da presença e influência de ondas atmosféricas nos dados de temperatura e intensidade não foi realizada, pois não era objetivo deste trabalho. Observa-se também que no final da noite (após as 27,5 horas acumuladas, ou 3:30 hora local) ocorre um aumento no nível do BG, acompanhado pelo aumento da intensidade da emissão, no entanto, a temperatura não acompanhou essa variação. Este aumento no nível do BG foi devido a presença de nuvens no campo de visão do instrumento, sendo isto confirmado através de imagens obtidas com um imageador *all sky*, filtro OH(6-2), que operou simultaneamente no mesmo local.

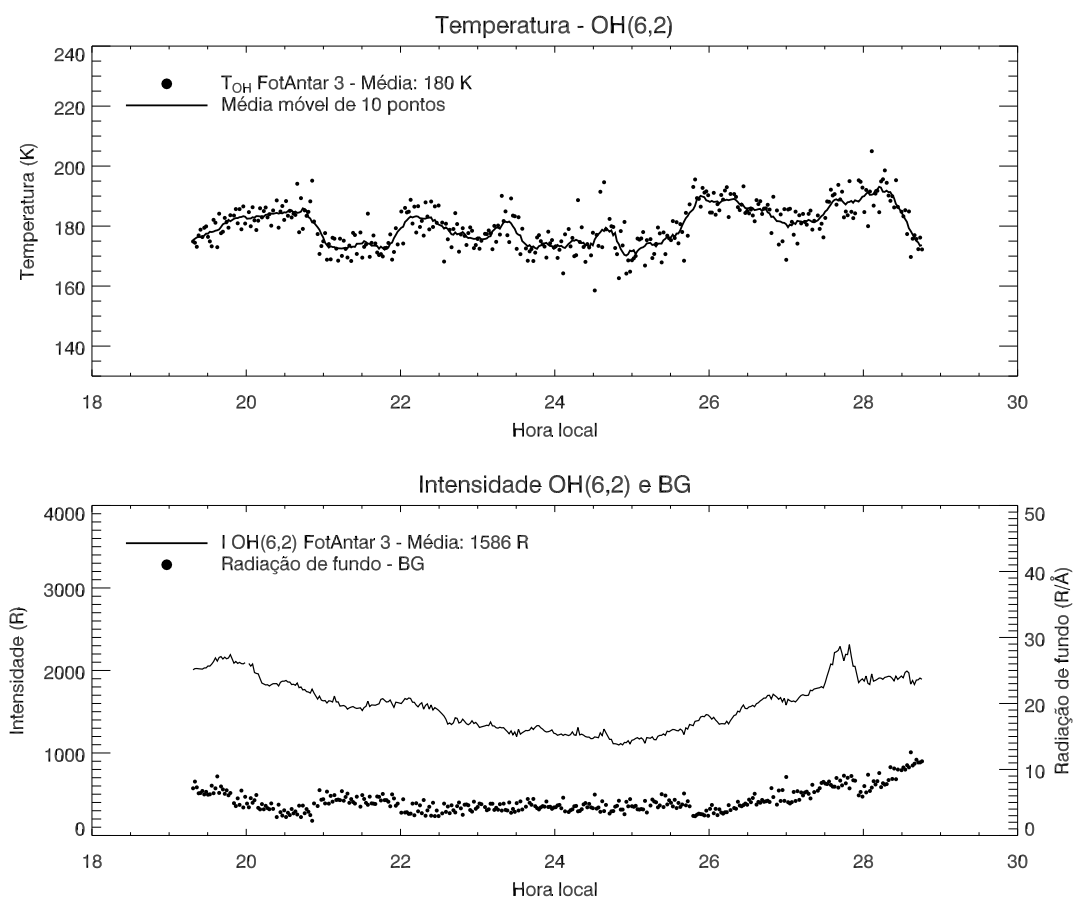


FIGURA 4.7 - Temperatura e intensidade do OH(6-2), juntamente com a radiação de fundo (BG), observados na noite de 10 de abril de 2005.

A Figura 4.8, mostra os resultados obtidos dos dados correspondentes à noite de 11 de abril de 2005, com um total de  $\sim 9$  horas contínuas de observações. Até as 24 horas observa-se temperaturas oscilando em torno de 175 K, sendo que a partir deste horário inicia-se um aumento na temperatura, atingindo aproximadamente 205 K em torno das 03:30 hora local, onde, a partir daí, a temperatura começa a decrescer novamente, até um mínimo em torno de 180 K as 04:30 hora local. Também se observa um aumento no nível do BG a partir das 3:00 hora local (27 horas acumuladas), acompanhado pelo aumento na intensidade, fato novamente causado pela presença de nuvens.

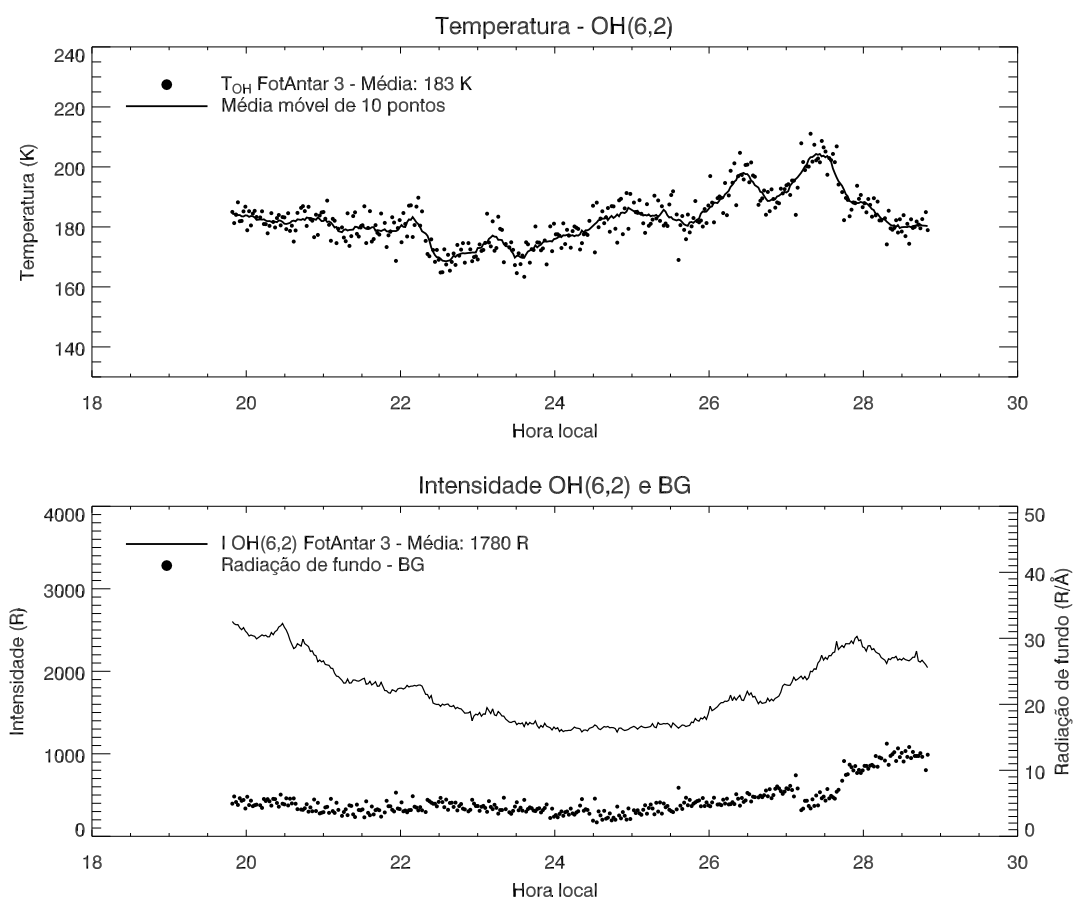


FIGURA 4.8 - Temperatura e intensidade do OH(6-2), juntamente com a radiação de fundo (BG), observados na noite de 11 de abril de 2005.

A Figura 4.9 mostra os resultados obtidos na noite de 12 de abril de 2005. Observa-se, nestes dados, um aumento na temperatura de  $\sim 180$  K para aproximadamente 210 K, sendo que a média noturna ficou em torno de 182 K. A intensidade da emissão apresentou um comportamento variável, diminuindo a partir do início das observações até  $\sim 23$  horas e mantendo-se aproximadamente constante, em torno de 1000 R, até a 01:00 hora local, ou 25 horas acumuladas. A partir daí, a intensidade do OH(6-2) começa a aumentar novamente, atingindo um máximo próximo de 2000 R, as 04:00 hora local.

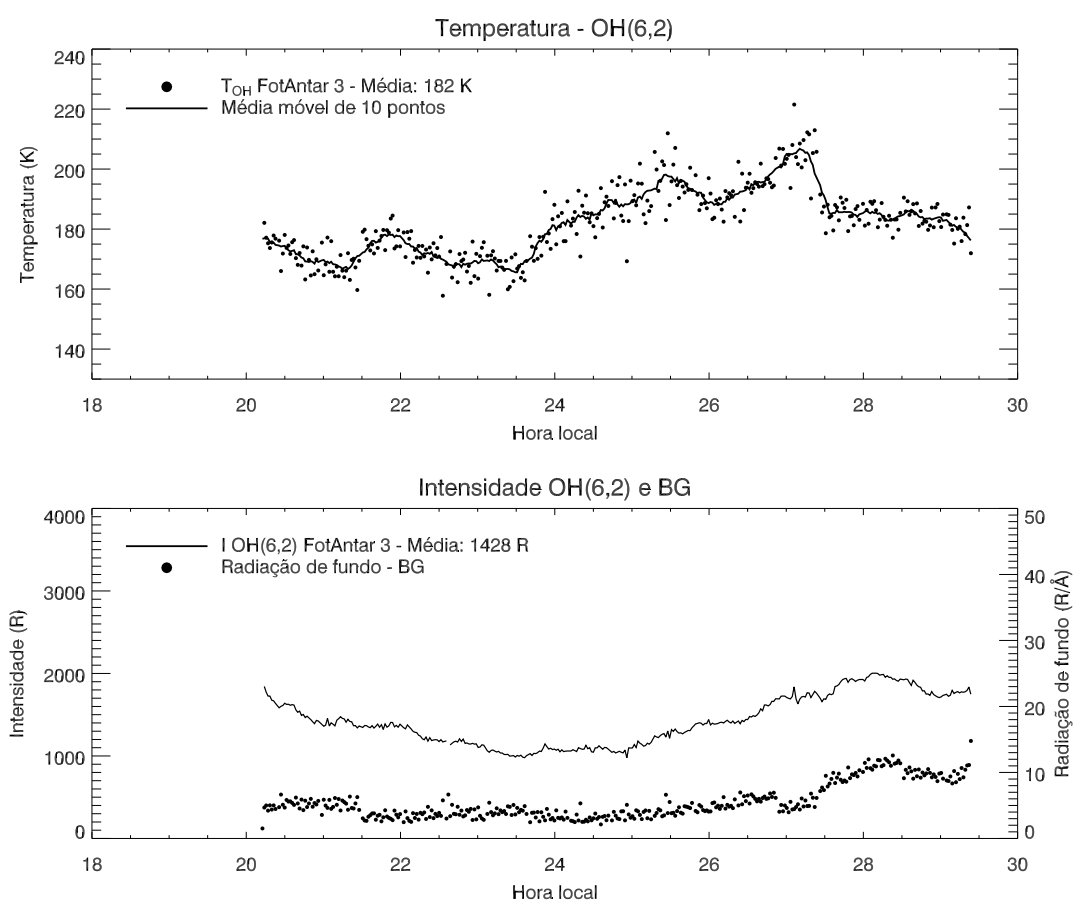


FIGURA 4.9 - Temperatura e intensidade do OH(6-2), juntamente com a radiação de fundo (BG), observados na noite de 12 de abril de 2005.

A Figura 4.10 mostra os resultados dos dados observados pelo FotAntar-3 na noite de 13 de abril de 2005. Estes dados compreendem  $\sim 11$  horas de observações.

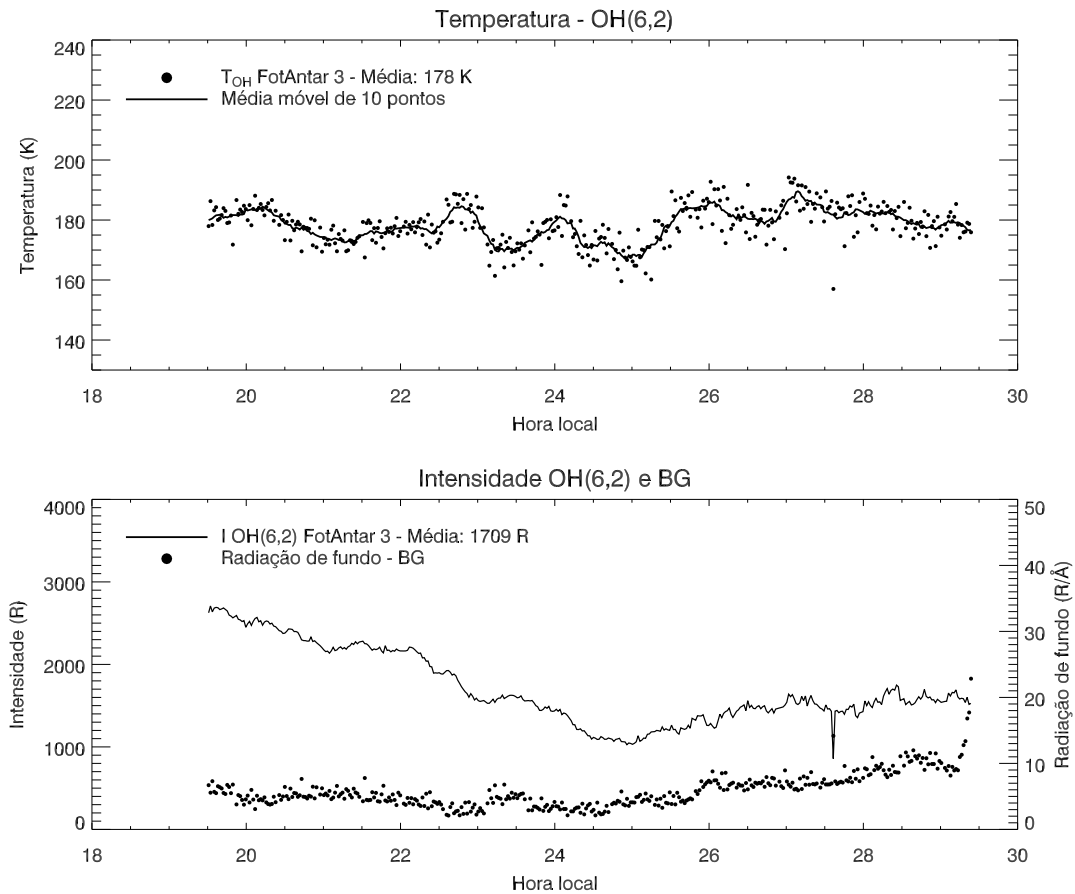


FIGURA 4.10 - Resultados observados na noite de 13 de abril de 2005, pelo FotAntar-3.

Observa-se na Figura 4.10 que a temperatura apresenta um comportamento bem variável, enquanto que a intensidade no início das observações é muito elevada (em torno de 2700 R) e, em seguida, apresenta um decréscimo lento (das 19:30 até 00:30 hora local) de aproximadamente 1000 R. Novamente, observa-se que a partir das 3:00 hora local ocorre uma contaminação dos dados pela presença de nuvens, o que pode ser observado pelo aumento no nível do BG.

Os resultados apresentados na Figura 4.11 correspondem a aproximadamente 10 horas contínuas de observações. Nos resultados de temperatura aparecem pequenas oscilações em torno de aproximadamente 170 K. Em contrapartida, a intensidade do OH(6-2) apresenta uma variação de aproximadamente 1500 R na amplitude. No entanto, durante o período de 21:00 hora local à 01:00 hora local, a intensidade se mantém aproximadamente constante, em torno de 1300 R.

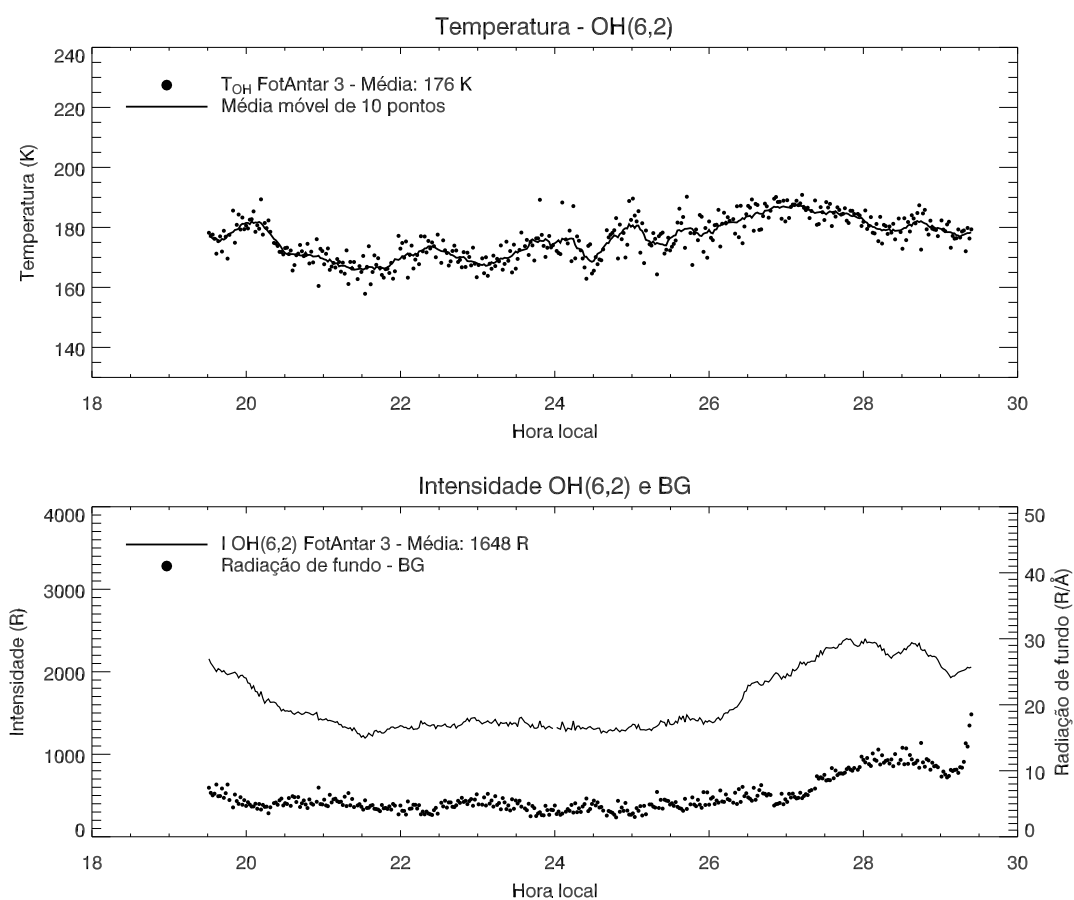


FIGURA 4.11 - Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3 para a noite de 14 de abril de 2005.

Os dados referentes ao mês de maio são mostrados nas Figuras 4.12, 4.13 e 4.14, que correspondem às noites de 02, 03 e 04 de maio, respectivamente. Esta pequena quantidade de dias no mês de maio justifica-se pelo fato de que o FotAntar-3 foi transportado para a Antártica (Estação Brasileira Comandante Ferraz) ainda na primeira quinzena do mês.

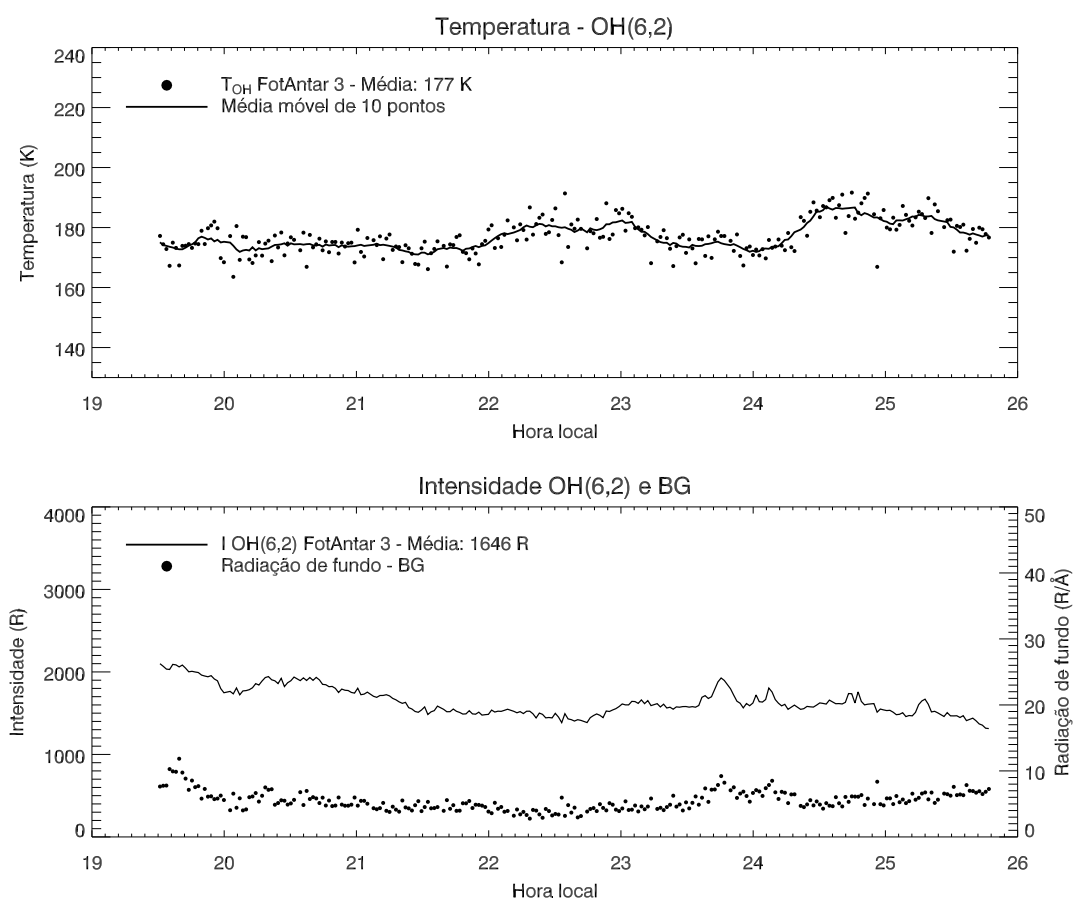


FIGURA 4.12 - Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3, para a noite de 02 de maio de 2005.

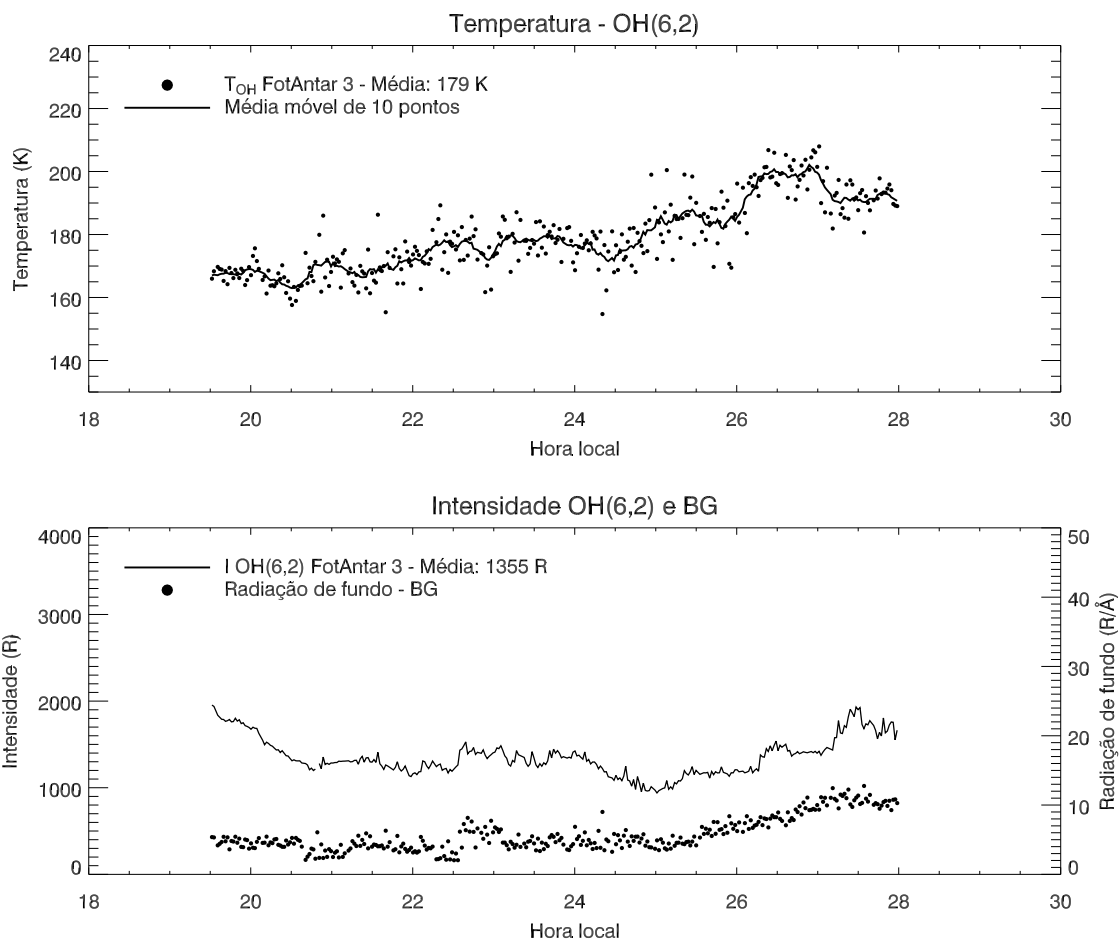


FIGURA 4.13 - Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3 para a noite de 03 de maio de 2005.



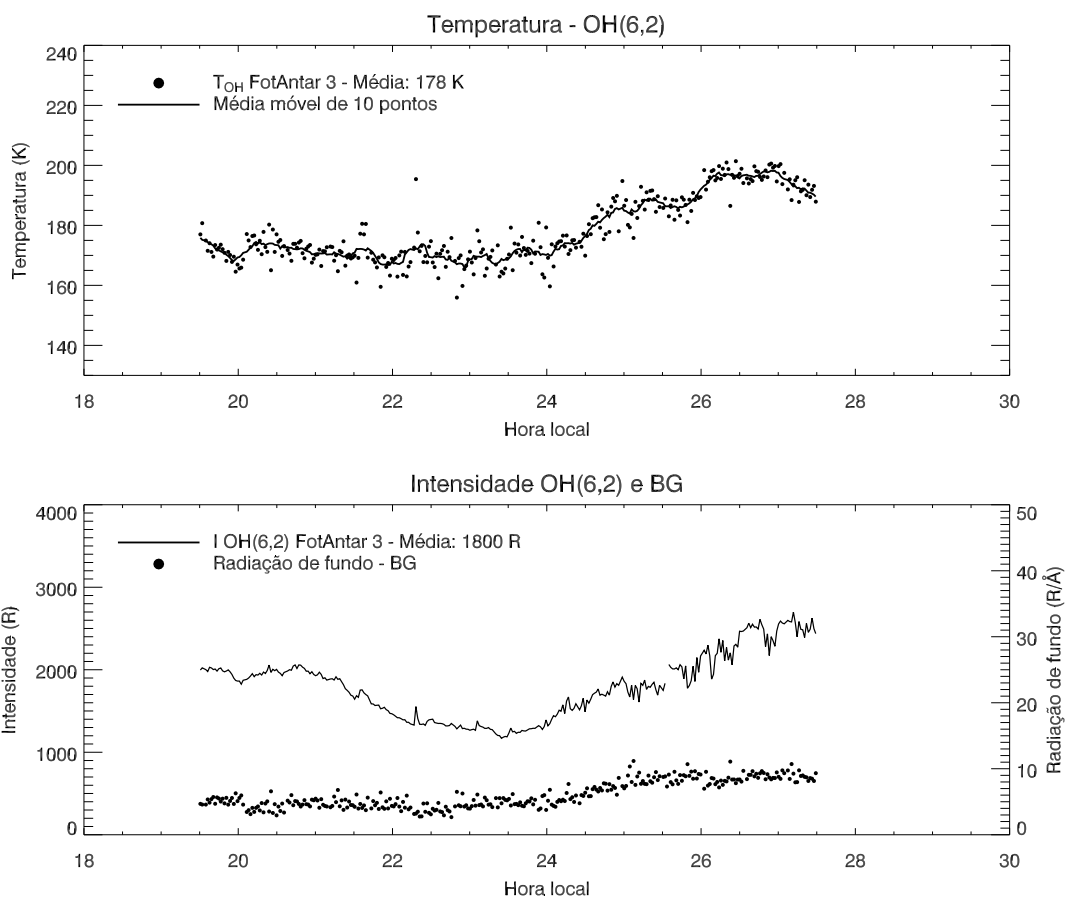


FIGURA 4.14 - Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3 para a noite de 05 de maio de 2005.

Para as três noites de observação referentes ao mês de maio, obteve-se temperaturas médias noturnas na faixa de 180 K, porém intensidades médias bem diferentes. Por exemplo, para a noite de 05 de maio, a média de intensidade foi de aproximadamente 1900 R, enquanto que nos dados dos dias 02 e 03 a intensidade média ficou em torno de 1600 R.

No próximo capítulo, será feita a análise e a discussão dos resultados obtidos pelo FotAntar-3, através da comparação com o modelo MSISE-90 e com um fotômetro de filtro inclinável.



## CAPÍTULO 5

### ANÁLISE DOS RESULTADOS E DISCUSSÕES

O método de cálculo da temperatura na região próxima de 87 km de altura, observando a emissão de aeroluminescência do OH, com o espectro-imageador FotAntar-3, foi descrito no Capítulo 3 deste trabalho. Por outro lado, estes resultados devem ser comparados com outros métodos utilizados para obter a temperatura na região da mesopausa. Assim, os resultados obtidos com o FotAntar-3 foram comparados com os dados de temperatura fornecidos pelo modelo atmosférico MSISE-90 (HEDIN, 2001), disponível *online*, e com um fotômetro de filtro inclinável (MELO *et al.*, 1993), denominado Multi-2. As comparações são de grande importância para a validação do novo instrumento, o FotAntar-3. Nas próximas seções, serão apresentadas apenas duas noites para comparações, pois as demais tiveram comportamentos muito similares a essas.

#### 5.1 Comparação dos Resultados do FotAntar-3 com o Modelo MSISE-90

O modelo *Mass Spectrometer Incoherent Scatter Extended* (MSISE-90) fornece a temperatura neutra e a densidade da atmosfera terrestre, desde a superfície até alturas termosféricas (HEDIN, 1991). Abaixo de 72,5 km este modelo é baseado, principalmente, no *MAP Handbook* (LABITZKE *et al.*, 1985), onde existem tabuladas as médias zonais de temperatura e pressão. Abaixo de 20 km, estes dados são complementados com dados do *National Meteorological Center* (NMC). Acima de 72,5 km, o MSISE-90 é essencialmente uma edição revisada do modelo MSIS-86 (HEDIN, 1987), com dados de entrada obtidos a partir de observações feitas a partir do espaço e de instrumentos em satélites.

O modelo apresenta os seguintes parâmetros de entrada: o ano, dia do ano, hora universal ou local, altitude e coordenadas geográficas ou geomagnéticas, onde se deseja obter as informações de temperatura. Também é necessário selecionar os parâmetros de saída e a forma como eles devem ser mostrados (por exemplo, hora do dia). O modelo também fornece, opcionalmente, correções com os índices geomagnéticos (Ap diário, F10.7 diário e  $\overline{F10.7}$ , que é a média de três meses do F10.7). Os resultados obtidos a partir do modelo MSISE-90 são para as coordenadas geográficas de Cachoeira Paulista (22.7°S, 45.0°O) e foram corrigidos com os índices geomagnéticos (SPIDR, 2005). Os índices geomagnéticos usados como fatores de correção no

MSISE-90, para os dias 11 e 14 de abril de 2005, são mostrados na Tabela 5.1.

TABELA 5.1 - Índices geomagnéticos para correção no modelo MSISE-90.

Índice	Unidade	Dia/Mês/Ano	Valor
$A_p$	$nT$	11/4/2005	10,87
		14/4/2005	15,62
$F10.7$	$J/s/m^2$	11/4/2005	87,90
		14/4/2005	86,00
$\overline{F10.7}$	$J/s/m^2$	11/4/2005	91,65
		14/4/2005	92,11

FONTE: SPIDR (2005)

As Figuras 5.1 e 5.2 mostram os resultados de temperatura, em aproximadamente 87 km de altura, para os dias 11 e 14 de abril de 2005, obtidos pelo espectro-imageador FotAntar-3 e pelo modelo MSISE-90.

Observa-se nas Figuras 5.1 e 5.2, que as temperaturas médias apresentam valores absolutos muito próximos, porém com uma variação noturna muito distinta. Para a noite de 11 de abril, a diferença na temperatura média noturna do modelo MSISE-90 e do FotAntar-3 é de, aproximadamente, 6 K, enquanto que, na noite de 14 e abril, essa diferença é de aproximadamente 12 K.

Nas comparações das temperaturas obtidas pelo FotAntar-3 e pelo MSISE-90 se observou que, em termos de valores absolutos, os resultados são bem próximos, tornando válidos os resultados do novo instrumento, em termos de valores absolutos.

O fato das variações noturnas de temperatura observadas com o FotAntar-3 não serem acompanhadas pelo modelo é devido ao fato dessas variações serem características regionais, enquanto que o modelo manifesta variações em nível mais global.

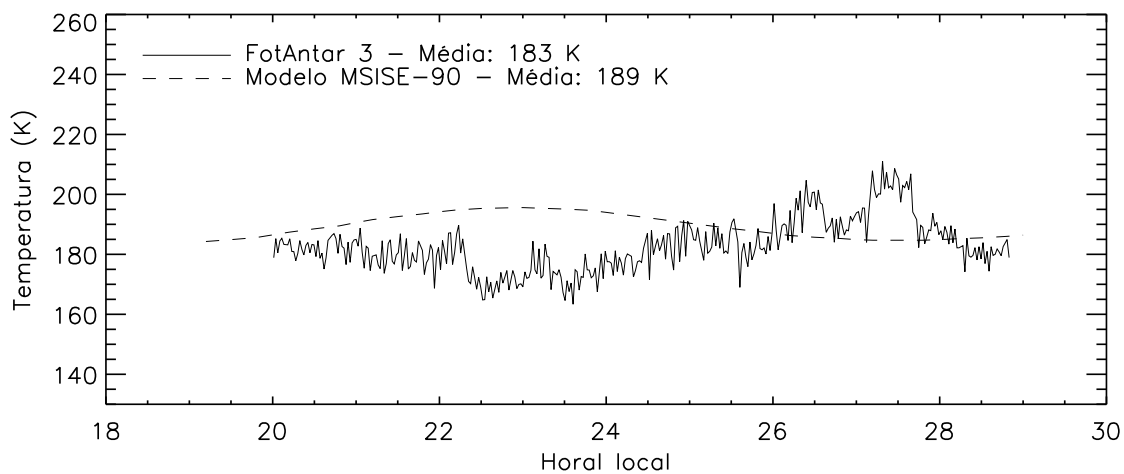


FIGURA 5.1 - Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3, para a noite de 11 de abril de 2005 e resultados do modelo semi-empírico MSISE-90, para a mesma data e mesmos horários.

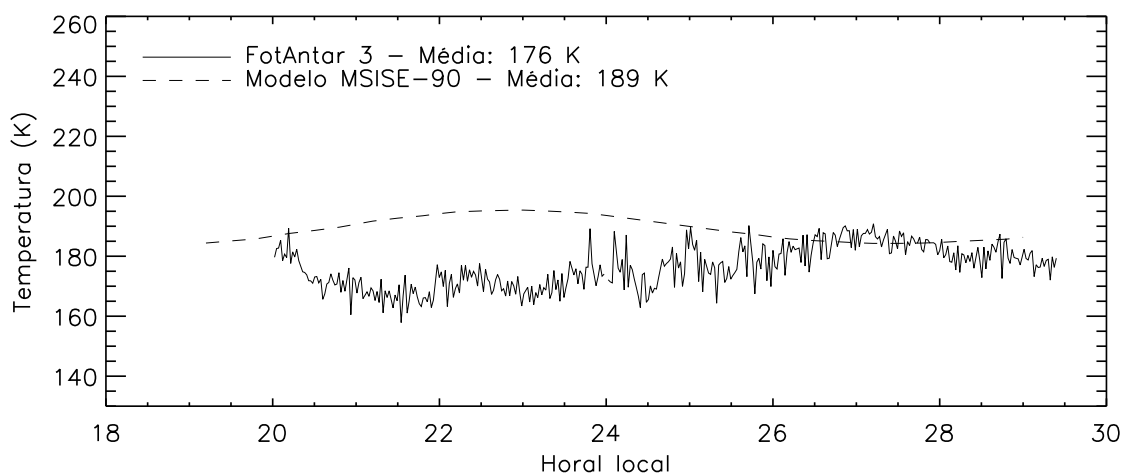


FIGURA 5.2 - Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3, para a noite de 14 de abril de 2005 e resultados do modelo semi-empírico MSISE-90, no mesmo horário que o FotAntar-3, para a noite de 14 de abril de 2004.

## 5.2 Comparação entre os Resultados do FotAntar-3 e do Fotômetro Multi-2

Nesta seção, será feita a comparação dos resultados de temperatura e intensidade, através de dois exemplos, obtidos pelo FotAntar-3 e pelo Multi-2, sendo que ambos

operaram simultaneamente em Cachoeira Paulista. Serão apresentados somente dois resultados de temperatura e de intensidade do OH(6-2) ao longo da noite, devido à semelhança na variabilidade noturna da temperatura e da intensidade para as demais observações. Também serão apresentadas as médias noturnas de temperatura obtidas pelos dois instrumentos.

Deve-se lembrar que os métodos de calibração e de cálculo da temperatura rotacional e intensidade da banda OH(6-2), utilizando o Multi-2, foram desenvolvidos em trabalhos anteriores (MELO *et al.*, 1993). A teoria básica, utilizada no procedimento do cálculo da temperatura rotacional e da intensidade do OH com o Multi-2, é a mesma utilizada para o FotAntar-3, já descrita no Capítulo 2 deste trabalho. Essa teoria básica consiste em comparar as intensidades relativas de duas linhas espectrais,  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ , e, assim, obter a temperatura rotacional e, usando apenas uma linha rotacional,  $P_1(4)$ , calcula-se a intensidade do OH(6-2).

Além disso, nos cálculos da temperatura e da intensidade do OH(6-2) em ambos os instrumentos, Multi-2 e FotAntar-3, foram usadas as mesmas linhas de emissão,  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ , e os mesmos coeficientes de Einstein, dados por Langhoff *et al.* (1986).

Apesar da teoria e da técnica para o cálculo da temperatura e da intensidade do OH(6-2) serem idênticos para o FotAntar-3 e para o Multi-2, a diferença básica, está na metodologia utilizada para análise dos dados dos dois instrumentos, pois, estes são obtidos com técnicas diferentes. O fotômetro observa a aeroluminescência utilizando como detector uma fotomultiplicadora, que fornece um conjunto de informações unidimensional, enquanto que o espectro-imageador utiliza-se de uma CCD como detector, fornecendo um conjunto de dados na forma bidimensional, ou seja, uma imagem com padrões de franjas de interferência. Além da diferença no sistema de detecção da aeroluminescência, os dois instrumentos também apresentam diferenças quanto ao projeto óptico. Dessa forma, não é possível aplicar a mesma metodologia de tratamento dos dados utilizada no fotômetro. Por esse motivo, neste trabalho desenvolveu-se uma nova metodologia, que foi discutida no Capítulo 3, que objetivou fazer o tratamento e a análise dos dados obtidos pelo FotAntar-3.

Além da diferença na arquitetura (sistema óptico e detectores) dos dois instrumentos, eles também diferenciam-se no modo de aquisição dos dados. Como o Multi-2 usa filtros inclináveis (do OI 5577, OI 6300, do Na  $D_{1,2}$ , do OH(6-2) e do  $O_2(0-1)$ ), para cada ângulo dos filtros corresponde um diferente canal espectral. O fotômetro realiza

três amostras do sinal de aeroluminescência em cada um dos canais espectrais, sendo que uma média destas amostras representa a contagem do sinal em cada canal. As contagens resultantes nas posições de BG,  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$  do OH(6-2), são usadas para o cálculo da temperatura e da intensidade. No caso do FotAntar-3, as medidas de contagens são obtidas simultaneamente nas posições espectrais do OH(6-2), durante um tempo de exposição de 1 minuto, utilizando um único filtro fixo.

As Figuras 5.3 e 5.4 apresentam as comparações de temperatura e intensidade da banda OH(6-2) entre o FotAntar-3 e o Multi-2, para as noites de 11 e 14 de abril de 2005. As observações foram feitas no observatório Lume do Inpe, em Cachoeira Paulista.

Deve-se ressaltar novamente que serão apresentadas somente duas noites para comparação dos resultados, porque em todas as outras noites, a temperatura e a intensidade da banda OH(6-2) apresentaram comportamentos muito similar às que serão mostradas, principalmente em relação às diferenças nos valores absolutos e na concordância em termos das variações noturnas.

Em ambas as noites, as observações foram de aproximadamente 10 horas. Para 11 de abril, as observações com o Multi-2 iniciaram próximo as 18:30 hora local e se estenderam até aproximadamente as 05:00 hora local do dia seguinte. Nesse mesmo dia, o FotAntar-3 iniciou as observações as 20:00 hora local e terminou junto com o fotômetro.

Observa-se, pelas Figuras 5.3 e 5.4, que ambos os resultados de temperatura e de intensidade do FotAntar-3 acompanham bem as variações apresentadas nestes mesmos parâmetros observados pelo fotômetro Multi-2, exceto em alguns horários específicos, onde o FotAntar-3 mostrou variações na temperatura que o Multi-2 não acompanhou. Para a noite de 14 de abril (Figura 5.4), os dois instrumentos apresentaram tendências muito semelhantes nas variações da temperatura e da intensidade. Porém, nota-se diferenças sistemáticas, tanto na temperatura quanto na intensidade do OH(6-2) observadas pelos dois instrumentos. As temperaturas observadas pelo FotAntar-3 são menores que as observadas pelo Multi-2, enquanto que as intensidades do OH(6-2), observadas pelo Multi-2 são menores que as do FotAntar-3, pois no cálculo da intensidade a temperatura é inversamente proporcional à intensidade (Equação 3.36 e 3.37). No entanto, as diferenças sistemáticas nos valores absolutos observados pelos dois instrumentos não estão explicadas totalmente.

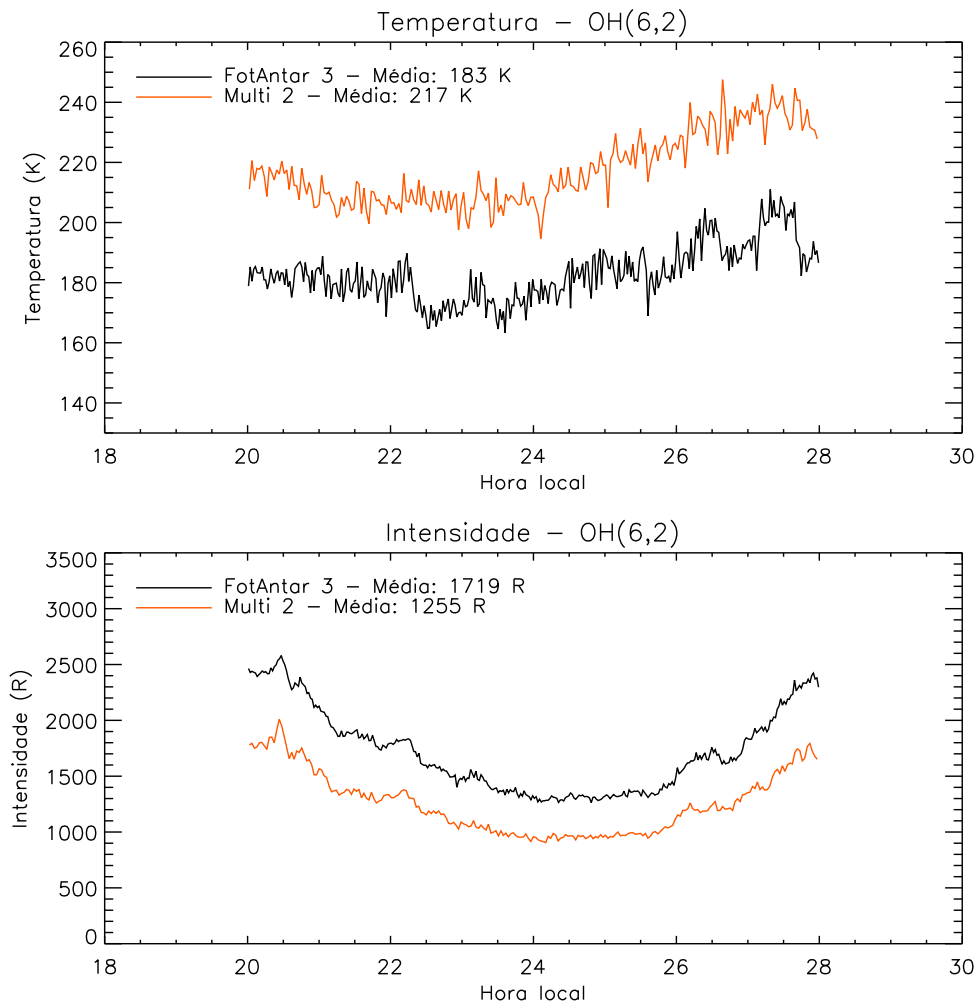


FIGURA 5.3 - Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3, e o fotômetro Multi-2, para a noite de 11 de abril de 2005.

Uma das possíveis causas dessas discrepâncias entre os valores absolutos de temperatura e intensidade observadas pelos dois instrumentos pode estar associada ao processo de calibração dos mesmos, pois, para a calibração de sensibilidade do FotAntar-3 utilizou-se uma esfera integradora com características (refletância e radiância) diferentes do aparato experimental usado na calibração do Multi-2. O sistema de calibração de sensibilidade utilizado no Multi-2, usa dois difusores de MgO (MELO *et al.*, 1993), e os erros cometidos neste processo de calibração pode ser maior do que os estimados, enquanto que na calibração do FotAntar-3 utilizou-se a esfera integradora, onde tem-se um maior controle do experimento.



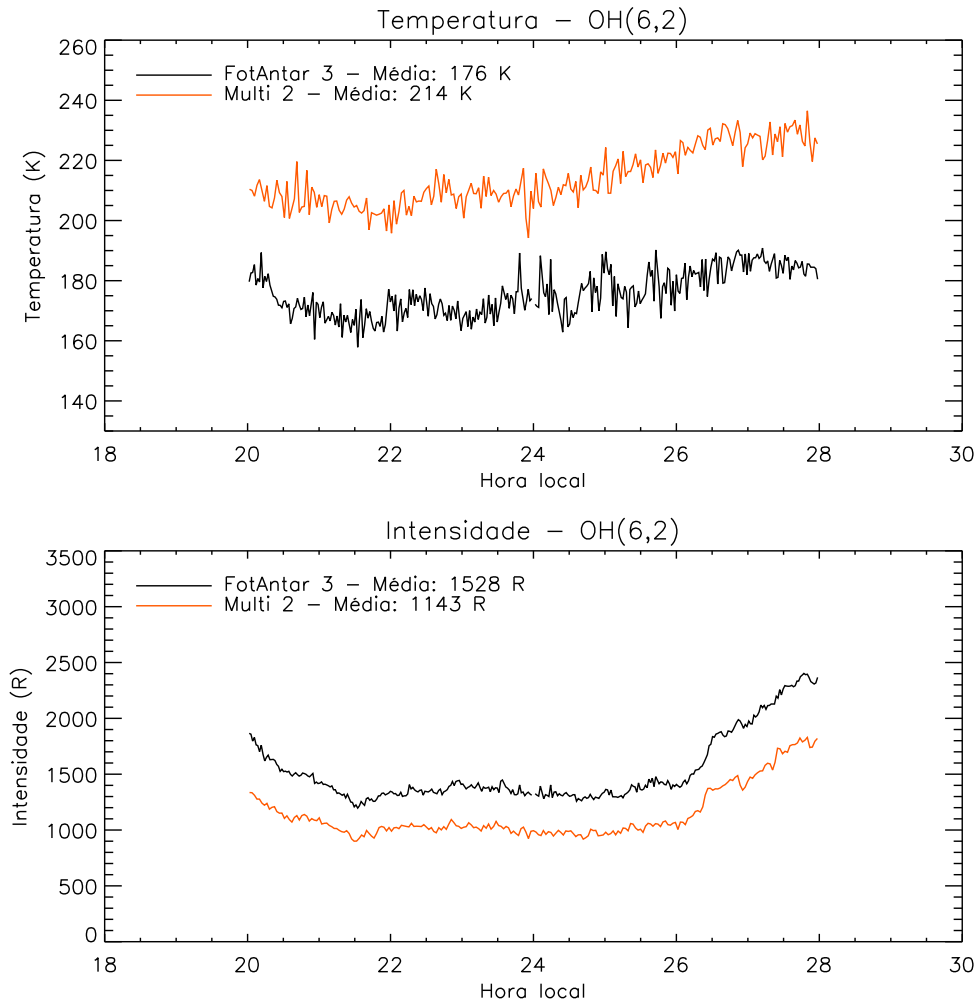


FIGURA 5.4 - Resultados observacionais, usando o espectro-imageador FotAntar-3 e o fotômetro Multi-2, para a noite de 14 de abril de 2005.

Na Tabela 5.2, são apresentadas as médias noturnas de temperatura obtidas pelos dois instrumentos nos meses de março, abril e maio. Nesta tabela, os valores  $\overline{T}_2$  referem-se ao fotômetro Multi-2, e os valores  $\overline{T}_3$ , ao espectro-imageador FotAntar-3.

Observa-se na Tabela 5.2 que ocorrem acentuadas diferenças entre as temperaturas médias obtidas pelo FotAntar-3 e pelo Multi-2, chegando a 45 K.

O parâmetro de calibração que deve estar associado às diferenças sistemáticas nas temperaturas observadas pelos dois instrumentos, é a razão da sensibilidade nas posições das linhas  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ , designadas por  $S_3/S_1$ , que são observadas na Equação 5.1, sendo que esta equação foi obtida pela razão das Equações 3.18 e 3.16.

TABELA 5.2 - Médias noturnas de temperatura usando o Multi-2 e o FotAntar-3

Data	$\overline{T}_2(K)$	$\overline{T}_3(K)$	$(\overline{T}_2 - \overline{T}_3) (K)$
11/03/05	214	179	35
12/03/05	225	180	45
13/03/05	215	174	41
08/04/05	216	176	40
09/04/05	203	170	33
10/04/05	219	179	40
11/04/05	218	183	35
12/04/05	220	182	38
13/04/05	212	178	34
14/04/05	215	176	39
02/05/05	206	177	29
03/05/05	229	184	45
04/05/05	202	171	31

$$\frac{J_3 - J_{BG}A_3}{J_1 - J_{BG}A_1} = \frac{S_3}{S_1} \frac{\sum_{\gamma} I'_{\gamma}(t_3)_{\gamma}}{\sum_{\alpha} I'_{\alpha}(t_1)_{\alpha}} \quad (5.1)$$

Os termos  $A_3$  e  $A_1$  são fatores instrumentais dados por:

$$A_3 = \frac{S_3}{S_{BG}} \frac{\Delta\lambda_{eff}^{(3)}}{\Delta\lambda_{eff}^{(BG)}}; \quad (5.2)$$

$$A_1 = \frac{S_1}{S_{BG}} \frac{\Delta\lambda_{eff}^{(1)}}{\Delta\lambda_{eff}^{(BG)}}$$

Como a razão de sensibilidade  $S_3/S_1$  é utilizada no cálculo da temperatura, ao variar esta grandeza ocorre um aumento, ou diminuição, da temperatura. Com base nisso, uma simulação foi realizada a partir da variação da razão  $S_3/S_1$ , para verificar qual seria a resposta em termos da temperatura. O resultado dessa simulação mostrou que a razão  $S_3/S_1$  deve variar 18% do seu valor original para que a temperatura do FotAntar-3 chegue à temperatura do Multi-2. No entanto, esta variação

é muito grande, ou seja, é maior que o erro previsto na calibração de sensibilidade do FotAntar-3, onde obteve-se um erro em  $S_3/S_1$  menor que 1% (ver Figura 3.30). Deve-se observar que este erro é muito menor que o cometido na calibração de sensibilidade do Multi-2, que foi de 8% na razão  $S_3/S_1$  (GOBBI, 1993). Dessa forma, não se justifica uma variação de 18% na razão  $S_3/S_1$  do FotAntar-3, para que a temperatura deste chegue à temperatura do Multi-2.

A Figura 5.5 ilustra o resultado da simulação em que variou-se a razão da sensibilidade,  $S_3/S_1$ , para a noite de 14 de abril de 2005. As barras de erro sistemático associadas a cada instrumento também são mostradas, ressaltando que o erro cometido no cálculo da temperatura pelo FotAntar-3 é muito menor que o estimado no fotômetro.

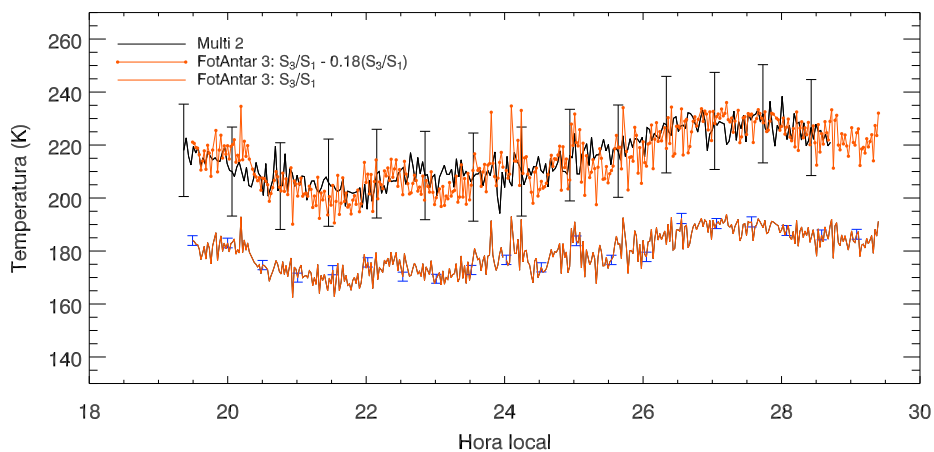


FIGURA 5.5 - Resultados das medidas de temperatura para a noite de 14 de abril de 2005, utilizando o FotAntar-3, com o parâmetro de sensibilidade ( $S_3/S_1$ ) não modificado e modificado em 18%, juntamente com os resultados do Multi-2.

A Figura 5.5 mostra também que os dois instrumentos apresentam comportamentos muito semelhantes nas variações noturnas de temperatura. No entanto, as temperaturas absolutas obtidas pelo FotAntar-3, sem modificação na razão das sensibilidades, e pelo Multi-2 diferenciam-se significativamente.

Não se justifica empreender tal correção (em 18%) na sensibilidade do FotAntar-3, deste modo a questão da diferença sistemática da temperatura absoluta observada entre os dois instrumentos ficará em aberta para investigação em trabalho futuro.



## CAPÍTULO 6

### CONCLUSÕES

O desenvolvimento de um novo espectro-imageador, denominado FotAntar-3, pelo grupo LUME do INPE, tornou possível a realização deste trabalho, que objetivou, principalmente, o desenvolvimento de uma metodologia para o cálculo da temperatura e da intensidade do OH(6-2), usando este novo instrumento. A comparação dos resultados obtidos com outros métodos de medida de temperatura na região da mesopausa terrestre ( $\sim 87$  km) tornou possível a validação dos resultados do FotAntar-3.

No presente trabalho, foram realizadas as seguintes etapas: o processo de calibração do instrumento; as observações da emissão de aeroluminescência do OH(6-2) em Cachoeira Paulista ( $22.7^\circ\text{S}$ ,  $45.0^\circ\text{O}$ ), com o espectro-imageador FotAntar-3 e com o fotômetro Multi-2; o desenvolvimento da metodologia para análise dos dados obtidos pelo FotAntar-3, objetivando calcular a temperatura e intensidade da emissão do OH(6-2); comparação dos resultados obtidos do o FotAntar-3 com os obtidos do fotômetro Multi-2 e do modelo MSISE-90.

Para cumprir o objetivo geral, que foi determinar a temperatura e a intensidade da emissão do OH(6-2), utilizando um espectro-imageador, e validar os resultados deste instrumento, foi necessário realizar os seguintes passos:

#### 1) Calibração do FotAntar-3

O processo de calibração do novo instrumento, o FotAntar-3, foi necessário para se obter a temperatura e a intensidade da emissão do OH(6-2) com uma boa confiabilidade. A calibração constou de duas etapas: a primeira, foi a calibração espectral, e a segunda, a calibração de sensibilidade.

Na calibração espectral foram obtidas todas as curvas de transmissão do filtro e as larguras efetivas do mesmo. Estes parâmetros foram utilizados na etapa de calibração de sensibilidade e na metodologia utilizada no cálculo da temperatura e da intensidade do OH(6-2).

Para a calibração de sensibilidade, foi utilizada uma esfera integradora pertencente ao NIPR, no Japão. Com os dados de radiância e as imagens obtidas da esfera

integradora, juntamente com os resultados da calibração espectral, foi possível determinar as sensibilidades para todas as posições espectrais das imagens obtidas pelo FotAntar-3.

## **2) Determinação da temperatura e da intensidade do OH(6-2)**

A metodologia para o cálculo da temperatura e intensidade do OH seguiram os seguintes procedimentos: (a) leitura das imagens obtidas pelo FotAntar-3; (b) subtração da imagem associada ao ruído escuro (*dark noise*) correspondente a cada imagem de aeroluminescência; (c) determinação do centro das franjas de interferência mostradas nas imagens; (d) integração das imagens, para obter os perfis integrados das mesmas; (e) correção da tendência apresentada no perfil integrado, através de um termo chamado “fator de sensibilidade”; (f) subtração do nível de ruído de fundo (BG), através de um ajuste linear na base do perfil integrado; (g) localização dos máximos de intensidade (picos) referentes às franjas de interferência  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$ ; (h) aplicação dos picos das curvas  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$  na teoria, com a finalidade de calcular a temperatura e a intensidade do OH(6-2).

A utilização da área sob as curvas obtidas das franjas de interferência,  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ , para o cálculo da temperatura e da intensidade da emissão do OH, segue como sugestão para trabalhos futuros que venham a usar espectro-imageadores (ver Apêndice C).

## **3) Estimativa dos erros no cálculo da temperatura e da intensidade do OH(6-2)**

A estimativa dos erros na temperatura e na intensidade foi baseada na teoria de propagação de erros. Para isso, considerou-se os erros nas larguras efetivas do filtro de interferência, na radiância e na sensibilidade (erros associados com o processo de calibração), e, então, estimou-se um erro sistemático na temperatura entre 1 e 2 K, e de  $\sim 1\%$  na intensidade da banda do OH(6-2).

## **4) Validação dos resultados obtidos com o espectro-imageador FotAntar-3**

Os resultados de temperatura, obtidos pelo FotAntar-3, estão dentro dos valores típicos citados na literatura e fornecidos pelo modelo atmosférico MSISE-90. Os valores típicos de temperatura obtidos com o novo espectro-imageador FotAntar-3 variaram de aproximadamente 160 a 210 K, com valores de temperatura médias noturnas en-

tre 171 e 184 K. As intensidades obtidas pelo FotAntar-3 sofreram variações desde 1000 R até aproximadamente 2800 R.

A validação dos resultados do espectro-imageador foi realizada utilizando-se para comparação dos resultados de temperatura e intensidade, um fotômetro de filtro inclinável, Multi-2, que operou simultaneamente com o FotAntar-3, em Cachoeira Paulista. O modelo MSISE-90 foi utilizado somente para a comparação da temperatura, pois este modelo não fornece a intensidade da emissão.

Verificou-se que os valores médios de temperatura obtidos pelo FotAntar-3 e pelo modelo MSISE-90 são muito próximos (diferenças de 6 e 13 K para os exemplos mostrados). Em termos das variações noturnas de temperatura, o modelo não segue as tendências das temperaturas observadas pelo instrumento, porém, isso é devido ao fato de que o modelo é semi-empírico e não reflete variações locais da temperatura, enquanto que o FotAntar-3 realizou observações diretas, observando tais variações.

Na validação através dos dados do fotômetro Multi-2, foi possível observar uma boa correlação nas variações noturnas de temperatura e intensidade, ou seja, nos dois instrumentos, tanto a temperatura quanto a intensidade do OH apresentaram variações semelhantes ao longo da noite. No entanto, em termos de valores absolutos, estes apresentaram uma grande discrepância, sendo que o FotAntar-3 observou temperaturas muito abaixo das obtidas pelo Multi-2, enquanto que na intensidade foi o contrário, pois a temperatura está inversamente relacionada com a intensidade (Equação 3.36 e 3.37). Sugere-se que as diferenças nos valores absolutos de temperatura e intensidade estejam associadas ao processo de calibração dos dois instrumentos. No entanto, essa grande diferença na temperatura e na intensidade medida pelos dois instrumentos ainda é uma questão em aberto para investigações futuras.

De modo geral, o presente trabalho teve como principal contribuição o desenvolvimento de uma metodologia para a determinação da temperatura e da intensidade do OH(6-2), através da observação de imagens com padrões de franjas de interferência do OH(6-2), detectadas pelo espectro-imageador FotAntar-3 e mostradas na forma de uma imagem. Além disso, neste trabalho, foram feitas comparações dos valores e das tendências noturnas da temperatura e da intensidade, observadas pelo novo espectro-imageador FotAntar-3, pelo fotômetro Multi-2 e pelo modelo atmosférico MSISE-90.

Em termos instrumentais, para o FotAntar-3, sugere-se aumentar a frequência de aquisição de imagens de ruído escuro, ou seja, adquirir imagens associadas ao ruído intrínseco do instrumento e imagens de aeroluminescência alternadamente, de modo a diminuir a probabilidade de erros causados pela variação da temperatura interna na CCD.

Para trabalhos futuros, sugere-se estudar as variações na temperatura e na intensidade do OH(6-2) na região antártica (62.08 °S, 58.40 °O), onde, atualmente encontra-se instalado o espectro-imageador FotAntar-3, e correlacionar estas variações na temperatura e na intensidade com a dinâmica da alta atmosfera. Neste mesmo local sugere-se também o uso de um imageador *all-sky*, para estudar com mais detalhes a dinâmica da alta atmosfera naquela região. Além disso, uma outra sugestão para o futuro é retirar a lente Fresnel do espectro-imageador, para observar estruturas de ondas nas imagens, utilizando-se de vários setores das franjas de interferência (norte, sul, etc.), para determinar a temperatura em cada um dos setores, que estão associados a diferentes regiões da atmosfera, a fim de associar as variações da temperatura nesses setores com ondas atmosféricas.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- BATES, D. R.; NICOLET, M. The photochemistry of the atmospheric water vapor. **Journal of Geophysical Research**, v. 55, n. 3, p. 301–327, 1950. [28](#), [29](#)
- BEIG, G.; KECKHUT, P.; LOWE, R. P.; ROBLE, R. G.; MLYNCZAK, M. G.; SCHEER, J.; FOMICHEV, V. I.; OFFERMANN, D.; FRENCH, W. J. R.; SHEPHERD, M. G.; SEMENOV, A. I.; REMSBERG, E. E.; SHE, C. Y.; LÜBKEN F. J. ANDBREMER, J.; CLEMESHA, B. R.; STEGMAN, J.; SIGERNES, F.; FADNAVIS, S. Review of mesospheric temperature trends. **Reviews of Geophysics**, v. 41, n. 4, p. 1 – 41, 2003. [21](#)
- CHAMBERLAIN, J. W. **Physics of the aurora and airglow**. New York: Academic Press, 1961. [22](#), [137](#)
- CHAMBERLAIN, J. W.; HUNTER, D. M. **Theory of the planetary atmospheres**. San Diego: Academic Press, 1987. [22](#)
- CHAMBERLAIN, J. W.; OLIVER, N. J. Oh in the airglow at high latitudes. **Physical Review**, v. 90, n. 6, p. 1118–1119, 1953. [48](#)
- CHAMBERLAIN, J. W.; ROESLER, F. L. The oh bands in the infrared airglow. **Astrophysical Journal**, v. 121, n. 5, p. 541–547, 1955. [39](#)
- CICERONE, R. J. Greenhouse cooling up high. **Nature**, v. 6262, n. 344, p. 104–105, 1990. [21](#)
- CLEMESHA, B.; JORGE, M. M. P. P.; SIMONICH, D. M.; BATISTA, P. A new method for measuring the doppler temperature of the atmospheric sodium layer. **Advances in Space Research**, v. 19, n. 4, p. 681–684, 1997. [50](#)
- 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**. 231 p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1997. [22](#), [29](#)
- COXON, J. A.; FOSTER, S. C. Rotational analysis of hydroxyl vibration-rotation emission bands: molecular constants for  $\text{oh} \times^2\pi, 6 \leq \nu \leq 10$ . **Canadian Journal Physics**, v. 60, n. 41, p. 41–48, 1982. [39](#), [40](#)

EATHER, R. H.; REASONER, D. L. Spectrophotometry of faint light sources with tilting-filter photometer. **Apply Optics**, v. 8, n. 2, p. 227–242, 1969. [56](#)

FRENCH, W. J. R.; BURNS, G. B.; FINLAYSON, P. A.; GREET, R. P.; LOWE, R. P.; WILLIAMS, P. F. B. Hydroxyl (6-2) airglow emission intensity ratios for rotational temperature determination. **Annales Geophysicae**, v. 18, n. 10, p. 1293–1303, 2000. [93](#), [142](#)

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, 1993. [93](#), [123](#)

GOLITSYN, G. S.; SEMENOV, A. I.; SHEFOV, N. N.; FISHKOVA, L. M.; LYSENKO, E. V.; PEROV, S. P. Long-term temperature trends in the middle and upper atmosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 23, n. 14, p. 1741–1744, 1996. [21](#)

HEDIN, A. E. Msis-86 thermospheric model. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 92, n. A5, p. 4649–4662, 1987. [115](#)

\_\_\_\_\_. Extension of the msis thermosphere model into the middle and lower atmosphere. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 96, n. A2, p. 1159–1172, 1991. [115](#)

\_\_\_\_\_. **MSISE-90: Models**. 2001. Disponível em: <http://modelweb.gsfc.nasa.gov/models/msis.html>. Acesso em: 19 jul. 2005. [51](#), [115](#)

HERZBERG, G. **Molecular spectra and molecular structure: I. Spectra of diatomic molecules**. Toronto: D. Van Nostrand, 1950. [34](#), [35](#), [36](#), [39](#), [44](#)

HILL, E. L.; VLECK, J. H. V. On the quantum mechanics of the rotational distortion of multiples in molecular spectra. **Physical Review**, v. 32, p. 250–272, 1928. [39](#), [141](#)

HOCKING, W. K. Temperatures using radar-meteor decay times. **Geophysical Research Letters**, v. 26, n. 21, p. 3297–3300, 1999. [50](#)

- JAMES, J. F.; STERNBERG, R. S. **The design of optical spectrometers**. London: Chapman and Hall, 1969. [55](#)
- JENKINS, F. A.; WHITE, E. H. **Fundamentals of optics**. New York: McGraw-Hill Book, 1969. [55](#)
- 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. [28](#)
- JORGE, P. P. M.; CLEMESHA, B. R.; BATISTA, P. P.; SIMONICH, D. M. O perfil de temperatura na região da mesopausa em são José dos campos (23°s,46°o) obtido com radar de laser. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 15, n. 21, p. 109–118, 1997. [50](#)
- KEYSER, L. F. Absolute rate and temperature dependence of the reaction between hydrogen ( $^2s$ ) atoms and ozone. **Journal of Physical Chemistry**, v. 83, n. 6, p. 645–770, 1979. [29](#), [48](#)
- KING, G. W. **Spectroscopy and molecular structure**. New York: Holt, Rinehart and Winston, 1964. [34](#), [38](#)
- KRASSOVSKY, V. I. Hydroxyl emission problem and paths of its solution. **Annales de Geophysique**, v. 27, n. 2, p. 211–221, 1971. [30](#)
- KRASSOVSKY, V. I.; SHEFOV, N. N.; YARIN, V. I. Oh airglow. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 21, p. 46–53, 1961. [48](#)
- \_\_\_\_\_. Atlas of the airglow spectrum 3000–12400 Å. **Planetary and Space Sciences**, v. 9, n. 11, p. 883–915, 1962. [39](#), [43](#)
- KVIFTE, G. Auroral and nightglow observations at Ås, Norway. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 16, n. 3–4, p. 252–258, 1959. [48](#)
- LABITZKE, K.; BARNETT, J. J.; EDWARDS, B. **Handbook MAP 16**. Urbana: SCOSTEP, 1985. [115](#)
- LANGHOFF, S. R.; J., W. H.; ROSMUS, P. Theoretical transition probabilities for the OH meinel system. **Journal of Molecular Spectroscopy**, v. 188, n. 2, p. 507–529, 1986. [13](#), [19](#), [46](#), [49](#), [93](#), [118](#), [141](#), [142](#), [143](#)

LOPEZ-MORENO, J. J.; RODRIGO, R.; MORENO, M.; LOPEZ-PUERTAS, M.; MOLINA, A. Altitude distribution of vibrationally excited states of atmospheric hydroxyl at levels  $\nu = 2$  to  $\nu = 7$ . **Planetary and Space Sciences**, v. 35, n. 8, p. 1029–1038, 1987. [31](#)

LOUIS, L. **A practical guide to data analysis for physical science students**. New York: Cambridge University Press, 1991. [94](#), [96](#)

LUME. **PROANTAR**: Experimentos fotantar. 2005. Disponível em: <http://www.laser.inpe.br/lume/fotantar/fotantar.htm>. Acesso em: 26 jun. 2005. [24](#)

MCDADE, I. C.; LLEWELLYN, E. J.; MURTAGH, D. P.; GREER, R. G. Eton 5 simultaneous rocket measurements of the oh meinel  $\nu = 2$  sequence and oh(8,3) band emission profile in the nightglow. **Planetary and Space Sciences**, v. 35, n. 9, p. 1137–1147, 1987. [22](#)

MEDEIROS, A. F.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P.; GOBBI, D.; TAYLOR, M. J. Observations of atmospheric gravity waves using airglow all-sky ccd imager at cachoeira paulista, brazil (23°s, 45°w). **Geofísica International**, v. 43, n. 1, p. 29–39, 2004. [23](#)

MEDEIROS, A. F.; TAYLOR, M. J.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P. P.; GOBBI, D. An unusual airglow wave event observed at cachoeira paulista 23 degrees s. **Middle Atmosphere Temporal and Spatial Structures**, v. 27, n. 10, p. 1749–1754, 2001. [23](#)

MEINEL, A. B. Oh emission bands in the spectrum of the night sky 1. **Astrophysical Journal**, v. 111, n. 3, p. 555–564, 1950. [22](#), [23](#), [48](#)

\_\_\_\_\_. Oh emission bands in the spectrum of the night sky 2. **Astrophysical Journal**, v. 112, n. 1, p. 120–130, 1950. [23](#), [48](#)

MELO, S. M. L.; GOBBI, D.; TAKAHASHI, H.; TEIXEIRA, N. R.; LOBO, R. **O fotômetro Miltu2: Experiência de Calibração - 1992**. São José dos Campos, 1993. (INPE-5526-NTC/310). [115](#), [118](#), [120](#)

MIES, F. H. Calculated vibrational transitions-probabilities of  $oh(\times 2\pi)$ . **Journal of Molecular Spectroscopy**, v. 53, n. 2, p. 150–188, 1974. [49](#), [141](#), [142](#)

MURPHY, R. E. Infrared emission of oh in the fundamental and first overtone bands. **Journal of Chemical Physics**, v. 54, n. 11, p. 4852–4859, 1971. [142](#)

NAKAMURA, T.; HIGASHIKAWA, A.; TSUDA, T.; MATSUSHITA, Y. Seasonal variations of gravity wave structures in oh airglow with a ccd imager at shigaraki. **Earth Planets Space**, v. 51, n. 7-8, p. 897–906, 1999. [23](#)

NASA. **READFITS**: Fits in the idl astronomy library. 2005. Disponível em: <http://idlastro.gsfc.nasa.gov/fitsio.html>>. Acesso em: 10 out. 2004. [60](#)

NICHOLLS, D. C.; EVANS, W. F. J.; LLEWELLYN, E. J. Collisional relaxation and rotational intensity distributions in spectra of aeronomic interest. **Journal of Spectroscopy**, v. 12, n. 4, p. 549–558, 1972. [47](#)

NICOLET, M. Ozone and hydrogen reactions. **Annales de Geophysique**, v. 26, n. 2, p. 531–546, 1970. [30](#)

PHILLIPS, F.; BURNS, G. B.; FRENCH, W. J. R.; WILLIAMS, P. F. B.; KLEKOCIUK, A. R.; LOWE, R. P. Determining rotational temperatures from the oh (8-3) band, and a comparison with oh (6-2) rotational temperatures at davis, antartica. **Annales Geophysicae**, v. 22, n. 5, p. 1549–1561, 2004. [49](#), [50](#), [93](#), [142](#)

RIND, D.; SUOZZO, R.; BALACHANDRAN, N. K.; PRATHER, M. J. Climate change and the middle atmosphere. part 1: The doubled  $co_2$  climate. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 47, n. 4, p. 475–494, 1990. [21](#)

ROBLE, R.; DICKISON, R. E. How will changes in carbon dioxide and methane modify tge mean structure of the mesosphere and termosphere? **Geophysical Research Letters**, v. 16, n. 12, p. 1441–1444, 1989. [21](#)

SBIG. **Online product catalog**: Ccd cameras. Disponível em: <http://www.sbig.com/sbwhtmls/online.htm>>. Acesso em: 14 jun. 2005. [58](#), [92](#)

\_\_\_\_\_. **Operating Manual CCD Câmera Models ST-7E, ST-8E, ST-9E, ST-10E and ST-1001E**. Santa Barbara: Santa Barbara Instrument Group, 2001. [58](#), [92](#), [93](#)

SHEPHERD, G. S. **Spectral Imaging of the Atmosphere**. Amsterdan: Academic Press, 2002. [57](#)

SHIOKAWA, K.; OTSUKA, Y.; OGAWA, T.; TAKAHASHI, H.; NAKAMURA, T.; SHIMOMAI, T. Comparison of oh rotational temperatures measured by the spectral airglow temperature imager (sati) and by a tilting-filter photometer. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, n. 11, p. 891–897, 2004. [23](#), [51](#)

SIVJEE, G. G.; HAMWEY, R. M. Temperature and chemistry of the polar mesopause oh. **Journal of Geophysical Research**, v. 92, n. A5, p. 4663–4672, 1987. [23](#)

SPIDR. **SPIDR**: Space physics interactive data resource. 2005. Disponível em: <http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/index.jsp>. Acesso em: 09 Jul. 2005. [115](#), [116](#)

TAKAHASHI, H. **Observações das bandas (9,4), (8,3), (7,2), (6,2) e (5,1) da emissão OH na luminescência atmosférica e o mecanismo de produção da OH excitada na alta atmosfera**. 127 p. (INPE-2046-TDL/050). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1981. [34](#), [37](#), [47](#), [91](#)

TAKAHASHI, H.; BATISTA, P. . P.; BURITI, R. A.; GOBBI, D.; NAKAMURA, T.; TSUDA, T.; FUKAO, S. Response of the airglow oh emission, temperature and mesopause wind to the atmospheric wave propagation over shigaraki, japan. **Earth Planets Space**, v. 51, n. 7–8, p. 863–875, 1999. [48](#)

TAKAHASHI, H.; CLEMESHA, B. R.; SAHAI, Y. Nightglow oh(8,3) band intensities and rotational temperature at 23°s. **Planetary and Space Sciences**, v. 22, n. 9, p. 1323–1329, 1974. [48](#), [50](#)

TAKAHASHI, H.; MELO, S. M. L.; R., C. B.; SIMONICH, D. M.; STEGMAN, J.; WITT, G. Atomic hydrogen and ozone concentration derived from simultaneous lidar and rocket airglow measurements in the equatorial region. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. D2, p. 4033–4040, 1996. [32](#), [33](#), [48](#)

TAKAHASHI, H.; TSUDA, T.; NAKAMURA, T.; ISODA, F.; SCHEER, J.; HOFFERMANN, D. The lowest mesopause temperature in 1996 and 1997 at 23°s. **Advances in Space Research**, v. 32, n. 9, p. 1781–1786, 2003. [82](#)

TAYLOR, M. J.; GARDNER, L. C.; PENDLETON, W. R. J. Long-period wave signatures in mesospheric oh meinel (6,2) band intensity and rotational

temperature at mid-latitudes. **Advances in Space Research**, v. 27, n. 6, 2001.

51

TAYLOR, M. J.; PENDLETON, W. R. J.; GARDNER, C. S.; STATES, R. J. Comparison of terdiurnal tidal oscillations in mesospheric oh rotational temperature and na lidar temperature measurements at mid-latitudes for fall/spring conditions. **Earth Planets Space**, v. 51, n. 7–8, p. 877–885, 1999. 23,

51

TAYLOR, M. J.; TURNBULL, D. N.; LOWE, R. P. Spectrometric and imaging measurements of a spectacular gravity-wave event observed during the aloha-93 campaign. **Geophysical Research Letters**, v. 22, n. 20, p. 2849–2852, 1995. 23

TIPLER, P. A.; LLEWELLYN, R. A. Física moderna. In: \_\_\_\_\_. Rio de Janeiro: LTC, 2001. p. 269–275. 45

TSUTSUMI, M. **A Study of Atmospheric Dynamics near the Mesopause Using Radio Meteor Echoes**. 192 p. Tese (Doutorado em Dinâmica da Alta Atmosfera) — Universidade de Kyoto, Kyoto, 1995. 50

TSUTSUMI, M. **Tabela de radiância espectral da esfera integradora, pertencente ao *National Institute of Polar Research (NIPR)*, para calibração de sensibilidade**. Comunicação em 15 nov. 2004. 2004. 70

TURNBULL, D. N.; LOWE, R. P. New hydroxyl transitions probabilities and this importance in airglow studies. **Planetary and Space Sciences**, v. 37, n. 6, p. 723–738, 1989. 49, 141, 142

VISCONTI, G.; CONGEDUTI, F.; FIOCCO, G. **The radiating atmosphere**. AmsterdamNew York: McCormac, 1971. 48

WALLACE, L. Note on the airglow temperature determinations from oh spectra. **Journal of Geophysical Research**, v. 65, n. 3, p. 921–923, 1960. 39, 48

\_\_\_\_\_. Season variation and interpretation of oh rotational temperature of airglow. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 20, n. 2–3, p. 85–93, 1961. 48

WIENS, R.; MOISE, A.; BROWN, S.; SARGOYTCHEV, S.; PETERSON, R.; SHEPHERD, G. G.; LÓPEZ-GONZÁLEZ, M.; LÓPEZ-MORENO, J.;

RODRIGO, R. Sati: A spectral airglow temperature imager. **Advances in Space Research**, v. 19, n. 4, p. 677–680, 1997. [51](#)

WIENS, R. H.; ZHANG, S. P.; PETERSON, R.; SHEPHERD, G. G. Morti: a mesopause oxygen rotational temperature imager. **Planetary and Space Sciences**, v. 39, n. 10, p. 1363–1375, 1991. [51](#)

WRASSE, C. M. **Estudos de geração e propagação de ondas de gravidade atmosféricas**. 253 p. (INPE-12249-TDI/978). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) — Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2004. [59](#)

WRASSE, C. M.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D. Comparison of the oh(8-3) and (6-2) band rotational temperature of the mesospheric airglow emissions. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 22, n. 3, p. 223 – 231, 2004. [49](#), [93](#), [142](#)

YAMAMOTO, M.; HUBATA, M.; TAKESHITA, S.; ISHII, M.; MURAYAMA, Y.; EJIRI, M. Calibration of crl all-sky imagers using integrating sphere. **Advances in Polar Upper Atmosphere Research**, v. 16, n. 16, p. 173–180, 2002. [68](#)



## APÊNDICE A

### COEFICIENTES DE EINSTEIN

O conceito de probabilidades de transições foi primeiramente introduzido por Einstein, em 1917. Para entender de forma intuitiva o conceito de probabilidades de transições entre dois níveis de energia, considera-se a Figura A.1, onde  $a$  e  $b$  são os estados superior e inferior de energia, respectivamente.

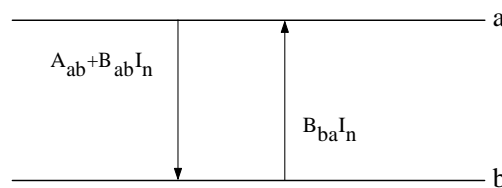


FIGURA A.1 - Transições entre dois níveis de energia,  $a$  e  $b$ .  
FONTE: Adaptada de Chamberlain (1961, p.13).

Assim, considerando a Figura A.1, para que ocorra a transição do nível  $b$  para o nível  $a$  é necessária uma absorção de energia pelo sistema considerado, que pode ser um átomo, íon ou molécula, e esta absorção somente ocorre como resultado da incidência de radiação. O decaimento do nível  $a$  para o  $b$  ocorre por dois processos concorrentes: o decaimento espontâneo e a indução de um campo de radiação externo. Estes processos de decaimento não têm analogia com a teoria clássica das linhas de emissão, mas podem ser entendidos pelo uso da mecânica quântica, como o resultado da interação dessas partículas com fótons que incidem sobre elas (CHAMBERLAIN, 1961).

Considerando ainda a Figura A.1, serão feitas algumas considerações e definições a respeito dos termos que aparecem nessa figura, para chegar à equação que define os coeficientes de Einstein.

O número de emissões espontâneas por unidade de volume num intervalo de tempo  $dt$  é  $N_a A_{ab} dt$ , onde o termo  $A_{ab}$  é o coeficiente de Einstein de emissão espontânea. Este coeficiente representa a probabilidade de um átomo no estado  $a$  decair, em cascata, para o segundo estado  $b$ , em um segundo.

Quando uma radiação com intensidade específica  $I_\nu$  ( $erg/cm^2 \cdot s \cdot sr \cdot s^{-1}$ ) incide numa unidade de volume através de um pequeno ângulo sólido  $d\Omega$ , o número de absorções durante um intervalo de tempo  $dt$  será  $N_a B_{ba} I_\nu dt d\Omega/4\pi$ . Assim, de forma análoga, o número de emissões induzidas é  $N_a B_{ab} I_\nu dt d\Omega/4\pi$ . Os fatores  $B_{ba}$  e  $B_{ab}$  são os coeficientes de Einstein de absorção e indução, respectivamente.

Einstein postulou que estes três coeficientes definem propriedades dos átomos e são independentes de quaisquer condições externas. Isto leva, então, na existência de uma relação entre estes coeficientes, para qualquer conjunto de condições físicas, que deve ser válida. O equilíbrio térmico fornece três condições, as quais são suficientes para se obter uma relação única entre  $A_{ab}$ ,  $B_{ba}$  e  $B_{ab}$ .

A primeira condição é o equilíbrio térmico, onde se tem um balanço detalhado entre os estados atômicos. Esta condição implica que o número de transições de  $a$  para  $b$  é precisamente o mesmo de  $b$  para  $a$ . Esta condição é muito mais rígida que a condição de equilíbrio estatístico, o qual requer simplesmente que o número de átomos que entram num estado particular  $a$  seja o mesmo que o número de átomos que deixam o mesmo estado num mesmo intervalo de tempo. No equilíbrio térmico, cada elemento de volume num sistema deve ter as características de radiação de corpo negro da temperatura do sistema. Assim, de acordo com esta definição, o sistema não pode ter perda ou ganho de radiação em qualquer frequência. Para esta condição ser válida, cada salto do nível  $b$  para o nível  $a$  deve ser balanceado por uma re-emissão, decaimento de  $a$  para  $b$ . Este balanço pode ser representado pela seguinte equação:

$$N_a A_{ab} + \frac{N_a B_{ab}}{4\pi} \int_{esfera} I_\nu d\Omega = \frac{N_b B_{ba}}{4\pi} \int_{esfera} I_\nu d\Omega. \quad (A.1)$$

A segunda condição é que, no equilíbrio térmico, o campo de radiação é isotrópico e dado pela lei de Planck:

$$I_\nu d\nu = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (A.2)$$

Finalmente, a terceira condição estabelece uma relação entre as populações dos níveis  $a$  e  $b$  (Equação A.1), que são descritas pela distribuição de Boltzmann, conforme descrito a seguir.

Usando a lei de Maxwell-Boltzmann, que descreve a distribuição de partículas sobre estados com energia  $\epsilon_i$ , a probabilidade de uma partícula estar inicialmente no  $i$ -ésimo estado é dada por:

$$f_i = \frac{e^{\epsilon_i/kT}}{\sum_i e^{\epsilon_i/kT}}. \quad (\text{A.3})$$

Para condições de equilíbrio térmico, devemos aplicar a Equação A.3 e, assim, determinar a fração de átomos ou moléculas em qualquer estado excitado de energia. Para isso, também deve-se levar em conta a degenerescência desses estados. Em geral, se existem  $\omega_i$  estados dentro do  $i$ -ésimo nível de energia, e todos esses estados têm a mesma energia  $\epsilon_i$  acima do estado fundamental, então a população total  $N_i$  do  $i$ -ésimo nível de energia é dada por:

$$\frac{N_i}{N} = \frac{\omega_i e^{\epsilon_i/kT}}{\sum_i \omega_i e^{\epsilon_i/kT}}, \quad (\text{A.4})$$

onde  $N$  é o número total de partículas da mesma espécie por unidade de volume. O fator  $\omega_i$  é o *peso estatístico* do nível  $i$  e o termo do denominador da Equação A.4 é a *função partição*.

A Equação A.4 também fornece a população total de um termo atômico (ou configuração) que não é estritamente degenerada, desde que a diferença de energia entre os níveis de estrutura fina do termo (ou configuração) seja pequena comparada com  $kT$ .

Desta forma, para baixas temperaturas (quando  $kT$  é pequeno comparado com o primeiro termo excitado), a função partição pode ser aproximada pelo peso estatístico do termo fundamental. Assim, as populações relativas de dois níveis,  $a$  e  $b$ , no equilíbrio térmico é dada por:

$$\frac{N_a}{N_b} = \frac{\omega_a}{\omega_b} e^{-\epsilon_{ab}/kT}, \quad (\text{A.5})$$

onde  $\epsilon_{ab} = \epsilon_a - \epsilon_b$ .

Agora, pode-se voltar à Equação A.1 e substituir a Equação A.5, fazendo  $\epsilon_{ab} = h\nu$ , e a Equação 2.29 para finalmente se obter uma relação entre os três coeficientes de Einstein. Com isso, a partir das Equações A.1, A.2 e A.3, obtém-se a seguinte relação:

$$\frac{\omega_a}{\omega_b} A_{ab} = \frac{[e^{h\nu/kT} - (\omega_a B_{ab}/\omega_b B_{ba})] 2h\nu^3 B_{ba}/c^2}{(e^{h\nu/kT} - 1)}. \quad (\text{A.6})$$

Considerando-se novamente o postulado básico da natureza dos  $A$ 's e  $B$ 's, que estes não dependem da temperatura do gás, deve-se ter, a partir da Equação A.6, as seguintes relações:

$$\omega_a B_{ab} = \omega_b B_{ba}; \quad (\text{A.7})$$

$$\frac{\omega_a}{\omega_b} A_{ab} = \frac{2h\nu^3}{c^2} B_{ba}. \quad (\text{A.8})$$

Considerando-se que qualquer uma das três quantidades básicas ( $B_{ba}$ ,  $B_{ba}$  e  $A_{ab}$ ), possam ser designada por um um termo  $A$ , então, conhecendo os outros termos obtida, então as outras são derivadas pelas equações  $A$ , os demais termos podem ser obtidos pelas relações dadas nas Equações A.7 e A.8. O princípio de correspondência de Bohr sugeriu, e a teoria da radiação de Dirac confirmou uma relação a partir de  $A$ , em termos do *momento de dipolo*  $\mathbf{p} = e\mathbf{x}$ . O termo chamado de *elemento de matriz* que representa uma transição de dipolo entre dois estados  $a$  e  $b$  é descrito pela seguinte equação:

$$\mathbf{R}_{ab} = \int \psi_a \mathbf{p} \psi_b^* d\tau, \quad (\text{A.9})$$

onde  $d\tau$  é um elemento de volume,  $\psi$  é a função de onda de Schrödinger e a integração é feita sobre todo o espaço.

Então a probabilidade de transição é dada pela seguinte equação:

$$A_{ab} = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3hc^3} |\mathbf{R}_{ab}|^2. \quad (\text{A.10})$$

A meia-vida para um dado estado de energia é dada em termos da probabilidade de um átomo “escapar” de um estado particular de energia. Para campos de radiação fracos, pode-se negligenciar o escape de um nível excitado por absorção ou emissão induzida, então a meia-vida,  $\tau_\alpha$ , é dada por:

$$\frac{1}{\tau_\alpha} = \Gamma_\alpha = \sum_i A_{ai}. \quad (\text{A.11})$$

A soma na Equação A.11 é realizada sobre todos os estados inferiores ( $i$ ) em relação a  $a$ .

No cálculo dos coeficientes de Einstein (Equação A.10), também utiliza-se de uma grandeza denominada fator de intensidade (*Line Strengths*), que está relacionada com os coeficientes de Einstein pela seguinte expressão (LANGHOFF *et al.*, 1986):

$$A_{\nu'', J''}^{\nu', J'} = \frac{64\pi^4 \nu^3}{3h(2J' + 1)} |\langle \nu'' J'' | \mu(r) | \nu' J' \rangle|^2 S_{J' J''}, \quad (\text{A.12})$$

onde  $(\nu', J')$  e  $(\nu'', J'')$  representam, respectivamente, os números quânticos do estado vibracional-rotacional superior e inferior;  $\nu$  é o número de onda da transição;  $h$  é a constante de Planck e  $\mu(r)$  é a função de momento de dipolo elétrico. O termo  $S_{J' J''}$  é o fator de intensidade da linha rotacional, tradicionalmente tabelado somente com estados rotacionais. Embora, o fator de intensidade não seja independente dos níveis vibracionais, os termos de acoplamento são muito pequenos (TURNBULL; LOWE, 1989).

No cálculo dos coeficientes de Einstein, o principal fator que pode levar a diferenças entre os coeficientes calculados por diferentes autores é principalmente a função teórica de dipolo elétrico ( $\mu(r)$ ) adotada, e as modificações (ou métodos) que podem ser aplicadas nesta função para sua melhor determinação (LANGHOFF *et al.*, 1986).

No cálculo dos coeficientes de Einstein feito por Langhoff *et al.* (1986), foi usado o mesmo tratamento teórico feito por Mies (1974) (exceto que a aproximação do acoplamento intermediário de Hill e Vleck (1928) é utilizada), porém melhorando os cálculos das funções de dipolo elétrico. Dessa forma, o cálculo dos coeficientes de Einstein feito por Langhoff *et al.* (1986) tem uma acurácia de 5 – 10%, para  $\Delta\nu = 2, 3, 4$ , sendo esta precisão melhor que a obtida por Mies (1974). Deve-se dizer

que as funções de momentos de dipolo usadas por Mies e Langhoff foram diferentes.

Vários trabalhos teóricos para determinação dos coeficientes de Einstein foram realizados (MURPHY, 1971; MIES, 1974; LANGHOFF *et al.*, 1986; TURNBULL; LOWE, 1989), dentre outros, e mesmo assim, não há um consenso no uso desses coeficientes nos estudos de fenômenos atmosféricos e astrofísicos. Uma aplicação importante desses coeficientes é na determinação da temperatura da alta atmosfera (que é o objetivo deste trabalho), através da observação da aeroluminescência do OH, proveniente da região em torno de 87 km.

Ultimamente, os coeficientes de Mies (1974) e Langhoff *et al.* (1986) têm mostrado melhores resultados nas medidas de temperatura rotacional do OH, sendo que, no trabalho de Wrasse *et al.* (2004), o uso dos coeficientes de (LANGHOFF *et al.*, 1986) mostraram uma boa concordância quando comparada à temperatura medida pelas bandas OH(6-2) e OH(8-3). Além desse trabalho, outros (FRENCH *et al.*, 2000) também sugerem que o uso dos coeficientes de Langhoff são mais apropriados para o cálculo da temperatura rotacional. Mesmo ainda, questão relacionada às diferenças observadas na temperatura rotacional com o uso de diferentes coeficientes de Einstein está em aberta.

Com base nos recentes resultados de cálculo de temperatura rotacional (WRASSE *et al.*, 2004; PHILLIPS *et al.*, 2004), optou-se por utilizar neste trabalho os coeficientes calculados por Langhoff *et al.* (1986). Estes coeficientes, para a banda OH(6-2), encontram-se na Tabela A.1.

TABELA A.1 - Coeficientes de Einstein dados por [Langhoff et al. \(1986\)](#) para as transições vibracionais dos níveis  $\nu' = 6$  para  $\nu'' = 2$ .

$J'$	$P_1$	$Q_1$	$R_1$	$P_2$	$Q_2$	$R_2$
0,5	0,000	0,000	0,000	0,635	0,298	0,000
1,5	0,391	0,519	0,000	0,595	0,065	0,262
2,5	0,483	0,213	0,218	0,589	0,032	0,299
3,5	0,526	0,112	0,275	0,593	0,020	0,302
4,5	0,554	0,068	0,289	0,601	0,014	0,293
5,5	0,574	0,045	0,287	0,611	0,011	0,280
6,5	0,592	0,032	0,276	0,621	0,009	0,264
7,5	0,607	0,023	0,261	0,632	0,007	0,246
8,5	0,620	0,018	0,244	0,641	0,006	0,227
9,5	0,632	0,014	0,226	0,650	0,005	0,208
10,5	0,642	0,011	0,207	0,658	0,005	0,189
11,5	0,652	0,009	0,188	0,665	0,004	0,170
12,5	0,660	0,008	0,170	0,672	0,004	0,152
13,5	0,667	0,007	0,152	0,678	0,003	0,134
14,5	0,674	0,006	0,134	0,683	0,003	0,118





## APÊNDICE B

### PARÂMETROS TEÓRICOS: COMPRIMENTOS DE ONDA E INTENSIDADE RELATIVA DO OH(6-2)

A seguir serão apresentados os resultados mais importantes do cálculo do espectro teórico do OH(6-2). Na Tabela B.1 são apresentados os comprimentos de onda corrigidos ao efeito do ar. Na Tabela B.2 são apresentadas as intensidade relativas do OH(6-2) associadas a cada comprimento de onda da Tabela B.1.

TABELA B.1 - Comprimentos de onda no ar (Å).

J	$P_1$	$Q_1$	$R_1$	$P_2$	$Q_2$	$R_2$
0,5	–	–	–	8382,397	8343,031	–
1,5	8399,264	8344,617	–	8415,244	8349,774	8310,714
2,5	8430,316	8352,899	8298,851	8452,279	8360,868	8296,239
3,5	8465,548	8364,776	8288,552	8493,446	8376,185	8286,403
4,5	8505,080	8380,402	8281,634	8538,769	8395,640	8281,046
5,5	8548,999	8399,896	8278,261	8588,331	8419,201	8280,019
6,5	8597,384	8423,358	8278,569	8642,243	8446,880	8283,222
7,5	8650,321	8450,872	8282,668	8700,635	8478,721	8290,600
8,5	8707,908	8482,524	8290,652	8763,652	8514,790	8302,138
9,5	8770,257	8518,404	8302,602	8831,447	8555,175	8317,853
10,5	8837,497	8558,608	8318,598	8904,190	8599,979	8337,784
11,5	8909,774	8603,243	8338,722	8982,060	8649,319	8361,994
12,5	8987,252	8652,431	8363,065	9065,252	8703,330	8390,561
13,5	9070,112	8706,304	8391,723	9153,979	8762,159	8423,582
14,5	–	8765,010	8424,806	–	8825,972	8461,169

TABELA B.2 - Intensidades relativas da banda OH(6,2) para T=190 K.

J	$P_1$	$Q_1$	$R_1$	$P_2$	$Q_2$	$R_2$
0,5	–	–	–	0,0337	0,0158	–
1,5	0,1107	0,1470	–	0,0444	0,0048	0,0195
2,5	0,1244	0,0549	0,0562	0,0367	0,0020	0,0186
3,5	0,0894	0,0190	0,0467	0,0218	0,0007	0,0111
4,5	0,0475	0,0058	0,0248	0,0098	0,0002	0,0048
5,5	0,0194	0,0015	0,0097	0,0034	0,0001	0,0016
6,5	0,0062	0,0003	0,0029	0,0009	0,0000	0,0004
7,5	0,0016	0,0001	0,0007	0,0002	0,0000	0,0001
8,5	0,0003	0,0000	0,0001	0,0000	0,0000	0,0000
9,5	0,0001	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
10,5	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
11,5	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
12,5	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
13,5	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000	0,0000
14,5	–	0,0000	0,0000	–	0,0000	0,0000
Ramo	P	Q	R	Soma		
Total(%)	0,5505	0,2523	0,1972	1		

## APÊNDICE C

### CÁLCULO DA TEMPERATURA E DA INTENSIDADE DO OH(6-2) USANDO A ÁREA DAS FRANJAS $P_1(2)$ e $P_1(4)$ OBTIDAS PELO FOTANTAR-3

O método para o cálculo da temperatura e da intensidade do OH(6-2) usando-se a área das franjas de interferência  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$  será descrito a seguir.

Para este método, é necessária uma varredura, com passo de  $1 \text{ \AA}$ , com as curvas de transmissão do filtro nas proximidades das linhas  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$  do espectro teórico. Com este procedimento, são obtidas áreas semi-empíricas, em torno das posições  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$ , para diferentes temperaturas. Essas áreas semi-empíricas são usadas para ajustar um polinômio que descreve o comportamento destas com a temperatura. Com isso, podem-se calcular a temperatura rotacional e a intensidade do OH(6-2), a partir das áreas  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$  dos perfis obtidos com o espectro-imageador.

A relação das áreas semi-empíricas com as áreas observadas, em torno das posições  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$ , são dadas pela Equação C.1, que é análoga à relação dos picos dessas curvas, dadas na Equação 3.27, do Capítulo 3.

$$\frac{\sum_{\alpha_a} J_{\alpha_a}^*}{\sum_{\alpha_b} J_{\alpha_b}^*} = \frac{\sum_{\beta_a} \left( \sum_{\lambda_i} I'_{\lambda_i} \cdot (t_i)_{\lambda_i} \right)_{\beta_a}}{\sum_{\beta_b} \left( \sum_{\lambda_j} I'_{\lambda_j} \cdot (t_j)_{\lambda_j} \right)_{\beta_b}}, \quad (\text{C.1})$$

onde  $\alpha_a$  são as posições em torno da posição  $P_1(4)$ , e a soma em  $\alpha_a$  representa a área sob a curva  $P_1(4)$  do espectro observado;  $\alpha_b$  são as posições espectrais em torno da posição  $P_1(2)$ , e a soma em  $\alpha_b$  representa a área sob a curva  $P_1(2)$  do espectro observado.

O lado direito da igualdade da Equação C.1 representa as áreas semi-empíricas obtidas através da convolução das curvas de transmissão com as linhas espectrais sob estas curvas no espectro teórico do OH(6-2). Os termos  $\beta_a$  e  $\beta_b$  são as posições espectrais em torno das linhas  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$  do espectro teórico, respectivamente. Os termos  $\lambda_i$  representam as posições das linhas espectrais sob as curvas de transmissão

centradas nas posições  $i$ , em torno da posição espectral da linha  $P_1(4)$ , e os termos  $\lambda_j$  representam as posições das linhas espectrais sob a curvas de transmissão centradas nas posições  $j$ , em torno da posição espectral da linha  $P_1(2)$ .

Na Figura C.1, é mostrado um exemplo de duas curvas semi-empíricas, sobre as posições  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$ , para uma temperatura de 200K. As áreas sob estas curvas podem ser usadas para o cálculo dos coeficientes de polinômios que são usados para determinar a temperatura e a intensidade do OH(6-2).

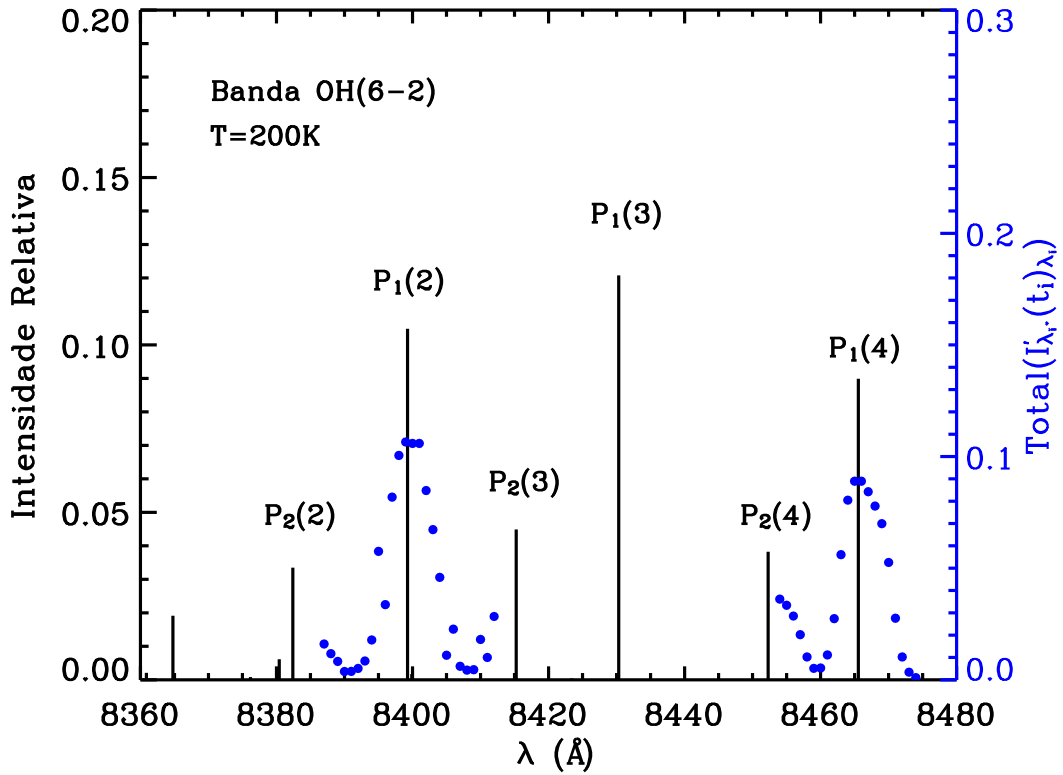


FIGURA C.1 - Espectro teórico do OH(6-2), com duas curvas semi-empíricas em torno das posições  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$ . A área sob essas curvas, em conjunto com as áreas observadas das franjas de interferência nestas mesmas posições, podem ser usadas para determinar a temperatura e a intensidade do OH(6-2).

A razão das áreas semi-empíricas  $P_1(4)$  por  $P_1(2)$  está representada no lado direito da Equação C.1. Definindo-se a razão das áreas semi-empíricas referente às posições  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$  como  $X_2$ , tem-se que  $X_2 = X_2(T)$ , e definindo-se a razão das áreas observadas referentes às franjas de interferências  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$  como  $X_2^{Obs}$ ,

então  $X_2^{Obs} = X_2^{Obs}(T)$ . Estes termos semi-empíricos e observado são descritos pelas Equações C.2 e C.3, respectivamente:

$$X_2 = \frac{\sum_{\beta_a} \left( \sum_{\lambda_i} I'_{\lambda_i} \cdot (t_i)_{\lambda_i} \right)_{\beta_a}}{\sum_{\beta_b} \left( \sum_{\lambda_j} I'_{\lambda_j} \cdot (t_j)_{\lambda_j} \right)_{\beta_b}} \quad (C.2)$$

$$X_2^{Obs} = \frac{\sum_{\alpha_a} J_{\alpha_a}^*}{\sum_{\alpha_b} J_{\alpha_b}^*} \quad (C.3)$$

Os fatores semi-empírico, numerador e denominador da Equação C.2, dependem somente da temperatura. Então, é realizado um ajuste polinomial de grau  $p$  da razão das áreas semi-empíricas sob as curvas  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$  (numerador e denominador da Equação C.2, respectivamente). Este ajuste é representado genericamente pela Equação C.4.

$$T(X_2) = \sum_{n=0}^p c_n \cdot (X_2)^n, \quad (C.4)$$

onde  $c_n$  são os coeficientes para o cálculo da temperatura usando-se a área das curvas observadas  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ .

Para o cálculo da temperatura usando a área das curvas observadas  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$ , utiliza-se um polinômio de grau  $p$ , representado de forma geral pela Equação C.5, onde o termos de entrada para o cálculo da temperatura são calculados pela Equação C.3.

$$T_{OH}^{(area)} = \sum_{n=0}^p c_n \cdot (X_2^{Obs})^n. \quad (C.5)$$

A Figura C.2 (A) mostra o comportamento das áreas semi-empíricas em torno das posições  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$  para diferentes temperaturas. A Figura C.1 (B) mostra o

ajuste polinomial da razão das áreas semi-empíricas,  $P_1(4)$  por  $P_1(2)$ , para obter os coeficientes que serão usados para calcular a temperatura do OH(6-2) através da área sob as curvas observadas do espectro das imagens adquiridas com o espectro-imagador FotAntar-3.

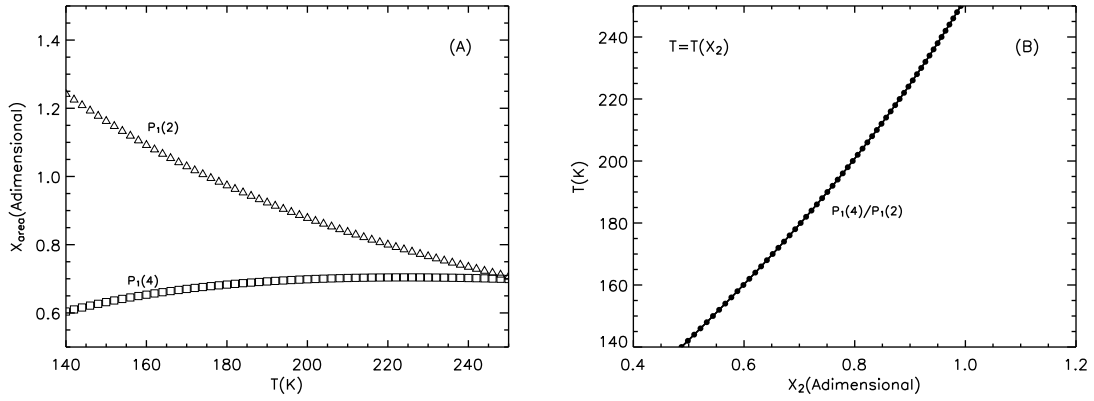


FIGURA C.2 - (A) Comportamento das áreas semi-empíricas em torno das posições  $P_1(2)$  e  $P_1(4)$ . (B) Ajuste polinomial para obtenção dos coeficientes para o cálculo da temperatura.

Para o cálculo da intensidade usando-se a área, o termo semi-empírico do denominador da Equação 3.32 deve ser reescrito da seguinte forma:

$$Y_2 = \sum_{\beta_a} \left( \sum_{\lambda_i} I'_{\lambda_i} \cdot (t_i)_{\lambda_i} \right)_{\beta_a} \quad (C.6)$$

O polinômio para o cálculo da intensidade, neste caso, pode ser escrito como:

$$Y_2(T) = \sum_{n=0}^q d_n \cdot (T)^n, \quad (C.7)$$

onde  $d_n$  são os coeficientes para o cálculo da intensidade da banda OH(6-2) usando a área da curva  $P_1(4)$  observada .

Finalmente, o cálculo da intensidade do OH(6-2), usando a área sob a curva  $P_1(4)$ , pode ser feito pela seguinte expressão:

$$I_{6,2}^{(area)} = \frac{\sum \alpha_a J_{\alpha_a}^*}{S^{(max)} \cdot Y_2^{Obs}}, \quad (C.8)$$

onde  $Y_2^{Obs}$  é dado por:

$$Y_2^{Obs}(T_{OH}^{area}) = \sum_{n=0}^q d_n \cdot (T_{OH}^{area})^n. \quad (C.9)$$

Na Figura C.3, é mostrado o ajuste polinomial usando-se as áreas semi-empíricas sob as curvas em torno da posição  $P_1(4)$ . Este ajuste é útil para o cálculo da intensidade da banda OH(6-2).

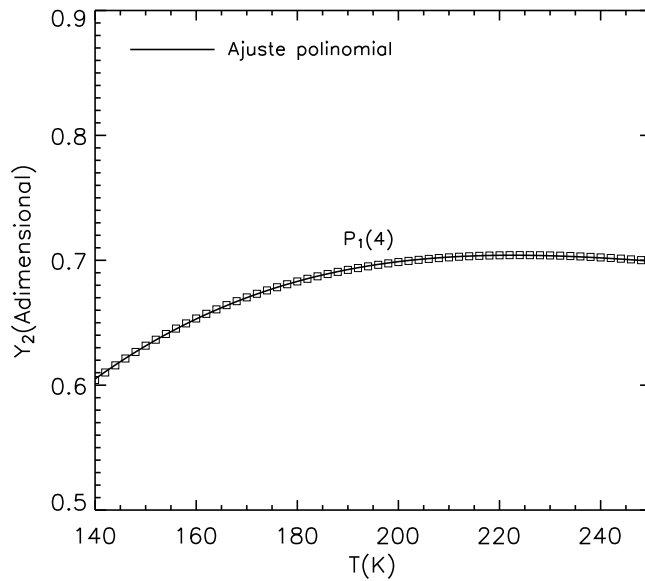


FIGURA C.3 - Ajuste polinomial para se obter a intensidade da banda OH(6-2), com base na área sob a curva observada em torno da posição  $P_1(4)$ . O cálculo da intensidade é feito com o uso da Equação C.7.

Desta forma, esta metodologia, descrita aqui, para o cálculo da temperatura e da intensidade do OH(6-2) através da área sob as curvas referentes às linhas de emissão  $P_1(4)$  e  $P_1(2)$  observadas, pode ser utilizada em trabalhos futuros com outros espectro-imageadores.