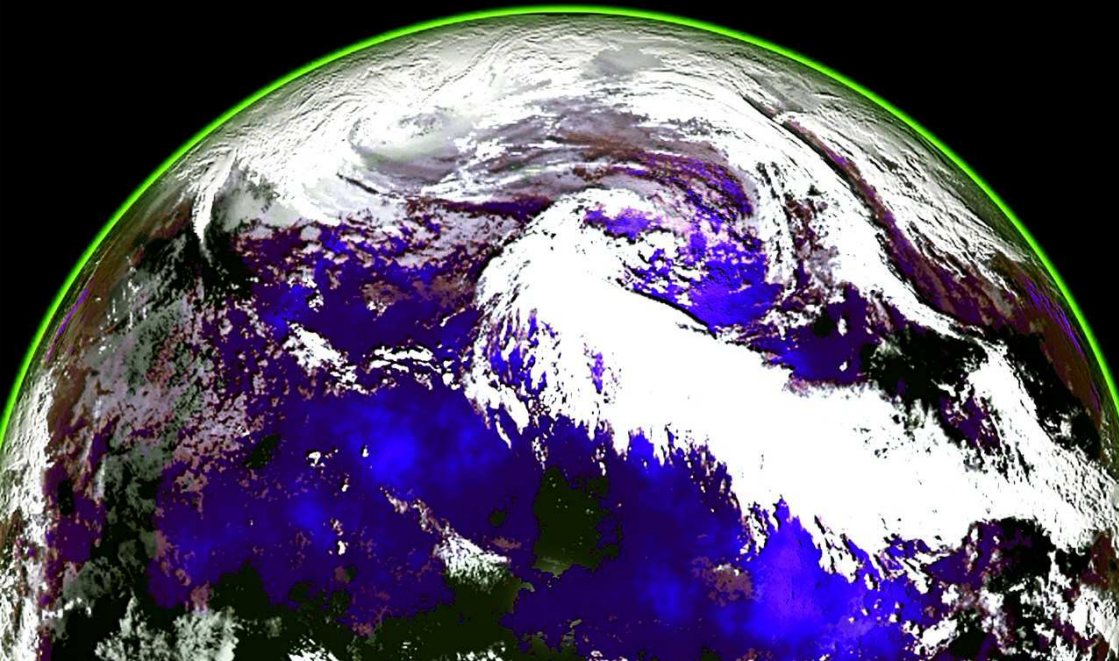




INTRODUÇÃO À FÍSICA DA ALTA ATMOSFERA ***Airglow e Ondas Atmosféricas***

Fábio Egito
Igo Paulino



INTRODUÇÃO À FÍSICA DA ALTA ATMOSFERA
Airglow e Ondas Atmosféricas

Fábio Egito
Igo Paulino



edufcg

Campina Grande – PB

2024

EDITORA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE – EDUF CG
atendimento@editora.ufcg.edu.br

Prof. Dr. Antônio Fernandes Filho
Reitor

Prof. Dr. Mario Eduardo Rangel Moreira Cavalcanti Mata
Vice-Reitor

Prof. Dr. Bruno Medeiros Roldão de Araújo
Diretor EDUF CG

Simone Cunha
Revisão

Yasmine Lima
Projeto gráfico

CONSELHO EDITORIAL

Erivaldo Moreira Barbosa (CCJS)
Janiro Costa Rego (CTRN)
José Wanderley Alves de Sousa (CFP)
Marcelo Bezerra Grilo (CCT)
Mário de Sousa Araújo Filho (CEEI)
Marisa de Oliveira Apolinário (CES)
Naelza de Araújo Wanderley (CSTR)
Andréa Maria Brandão Mendes de Oliveira (CCTA)
Rogério Humberto Zeferino Nascimento (CH)
Saulo Rios Mariz (CCBS)
Valéria Andrade (CDSA)

E29i

Egito, Fábio.

Introdução à física da alta atmosfera: airglow e ondas atmosféricas [recurso eletrônico] / Fábio Egito, Igor Paulino. –
Campina Grande: EDUF CG, 2024.
170 p. : il. color.

E-book (PDF)
ISBN 978-85-8001-292-7

1. Airglow. 2. Ondas de Gravidade. 3. Ondas Planetárias. 4. Marés Atmosféricas. 5. Alta Atmosfera. I. Paulino, Igor. II. Título.

CDU 551.51

SUMÁRIO

APRESENTAÇÃO	11
CAPÍTULO 1	
Emissões luminescentes na alta atmosfera	15
O airglow.....	15
Emissões na MLT	19
Emissões do oxigênio atômico	20
Emissões do oxigênio molecular	30
Emissões da hidroxila (OH)	37
Medidas	48
Simulação das taxas de emissão	52
Referências	55
CAPÍTULO 2	
Ondas atmosféricas	61
Introdução	61
Teoria das ondas atmosféricas	63
Marés atmosféricas	67
Estrutura horizontal	76
Estrutura vertical	80
O forçante térmico	82
Ondas planetárias	85
Aspectos teóricos	86

Ondas equatoriais	88
Resultados observacionais e simulações	93
Observação das marés atmosféricas	97
Observação das ondas planetárias	102
Estudo de caso	104
Referências	114

CAPÍTULO 3

Uma breve revisão sobre ondas de gravidade atmosféricas	119
Conceitos básicos	119
Definição	120
Mecanismos de geração	121
Propagação	123
Equações básicas	124
Relação de dispersão	127
Refração e reflexão	133
Filtragem e dissipação	136
Efeitos na atmosfera	139
Traçador de trajetórias	140
Estudos no Brasil	143
Instrumentação científica	143
Análises de imagens	147
Características espectrais	151
Fontes geradoras	153
Interações atmosfera-ionosfera	154
Frentes mesosféricas	156
Considerações finais	159
Referências	161

APRESENTAÇÃO

Na alta atmosfera terrestre, em especial na região entre 80 e 100 km de altura, é emitida uma luminosidade natural, invisível a olho nu, denominada de aeroluminescência ou *airglow*, em inglês. Produzido por reações químicas entre constituintes da atmosfera, o *airglow* é diretamente afetado pela passagem de ondas atmosféricas através das camadas de emissão. Isso permite que as medidas da intensidade das emissões sejam utilizadas para investigar a dinâmica na região.

Em *Introdução à Física da Alta Atmosfera: airglow e ondas atmosféricas*, são tratados os processos de produção do *airglow*, as ondas de gravidade, bem como as ondas planetárias e as marés atmosféricas. São utilizados resultados de pesquisas científicas realizadas no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP) para ilustrar como essas ondas são estudadas a partir das medidas de *airglow* efetuadas na região equatorial brasileira.

O OLAP iniciou seu funcionamento no final da década de 1990, na cidade de São João do Cariri-PB, quando foi instalado um fotômetro multicanal para medir a intensidade do *airglow*. Em seguida, foram instalados um imageador *all-sky*, destinado a fazer imagens (fotografias) do *airglow*, e um radar meteórico para efetuar medidas do vento neutro entre 80 e 100 km de altitude. Em meados da década de 2000, o OLAP já era considerado um observatório de grande importância científica para a área de Aeronomia Equatorial, principalmente no estudo de ondas atmosféricas.

As observações rotineiras no OLAP, juntamente com participações em diversas campanhas científicas ao longo desses mais de 20 anos de atividades, resultaram na produção de inúmeros trabalhos científicos, desde a iniciação científica até teses de doutorado e estudos de pós-doutorado. A disseminação de todo esse conhecimento gerado tem sido feita a partir da publicação dos trabalhos em periódicos nacionais e internacionais, envolvendo desde alunos de iniciação científica até pesquisadores já consolidados na área de conhecimento. Entretanto, observamos que existe uma dificuldade na transmissão desse conhecimento gerado, principalmente para os estudantes de graduação, em virtude de a literatura especializada estar escrita principalmente em inglês.

A ideia de organizar este livro nasce do desejo de sistematizar um material em língua portuguesa que aborde, de forma simples e direta, os principais temas das pesquisas desenvolvidas no OLAP. Esta obra busca, em três capítulos, tratar de forma clara e concisa os assuntos relacionados com a Aeronomia, de modo a permitir que os estudantes deem os primeiros passos nesta área de pesquisa. Em

alguns aspectos, o livro é operacional na medida em que as informações nele contidas permitem a realização de tarefas normalmente solicitadas no processo de compreensão básica dos conceitos da área. Numa junção com a teoria, os textos são ilustrados com resultados obtidos com dados do OLAP, o que torna a leitura mais contextualizada e, ao mesmo tempo, didática.

CAPÍTULO 1

Emissões luminescentes na alta atmosfera

Fábio Egito

O airglow

A atmosfera terrestre é fonte de emissões óticas numa ampla faixa espectral. A mais conhecida delas, a aurora, ocorre geralmente em regiões polares. Por ser visível a olho nu, a aurora proporciona imagens espetaculares. As emissões aurorais são causadas pela precipitação na atmosfera terrestre de partículas energéticas provenientes do Sol. As partículas interagem com o campo geomagnético e são conduzidas para regiões polares através das linhas de campo, onde colidem e excitam átomos e moléculas. O excesso de energia é então emitido sob a forma de luz.

Além das emissões aurorais, há na atmosfera uma espécie de luminosidade natural, denominada de aeroluminescência ou *airglow*, em inglês. O *airglow* é uma radiação tênue e amorfa, emitida continuamente pela atmosfera em decorrência de processos físico-químicos que excitam alguns átomos e moléculas da atmosfera. Ao decaírem para estados energéticos de mais baixa energia, átomos e moléculas emitem fótons. O espectro de emissão do *airglow* vai do ultravioleta ao infravermelho próximo, passando pelo espectro visível. Na atmosfera terrestre, o *airglow* se apresenta como uma fina camada com distribuição aproximadamente uniforme, envolvendo o planeta. A camada de *airglow* pode ser pensada como uma espécie de casca que envolve o globo terrestre.

A Figura 1.1 mostra uma imagem da Terra feita a partir da estação espacial internacional (ISS – acrônimo em inglês para *International Space Station*), na qual se observa ao fundo, um pouco acima da superfície terrestre, uma camada luminescente uniformemente distribuída. Essa é a camada de *airglow*. Em geral, não é possível observar o *airglow* sem o uso de equipamentos óticos específicos, uma vez que as emissões que ocorrem no espectro visível não são suficientemente intensas para sensibilizar o olho humano. Além disso, fatores como luminosidade de fundo e a própria exposição do olho humano a fontes de luz mais intensas dificultam sobremaneira a visualização do *airglow* a olho nu. Todavia, sob condições específicas, há relatos da observação do *airglow* a olho nu na superfície terrestre (*e.g.*, Peterson, 1979). A camada de *airglow* se torna visível a partir da ISS porque, de sua perspectiva de vista tangencial, um observador recebe luz de uma camada bem mais espessa do que a recebida por um observador na superfície da Terra.

FIGURA 1.1 – FOTOGRAFIA TIRADA DA ESTAÇÃO ESPACIAL INTERNACIONAL MOSTRANDO A TERRA E A CAMADA DE AIRGLOW EM VERDE AO FUNDO E ACIMA DA SUPERFÍCIE TERRESTRE



Fonte: Site International Space Station - NASA.¹

Vários processos físicos e químicos podem excitar os constituintes atmosféricos e fazê-los emitir luz. As emissões do *airglow* ocorrem tanto durante o dia quanto durante a noite. Durante o dia, a incidência da radiação solar sobre a atmosfera excita diretamente os constituintes emissores. À noite, reações químicas entre constituintes atmosféricos são a principal fonte de produção do *airglow*. O processo começa durante o período diurno, quando a radiação solar é absorvida no corpo da atmosfera e quebra o oxigênio molecu-

¹ Disponível em: https://www.nasa.gov/mission_pages/station/images/index.html?id=370953. Acesso em: 09 abr. 2024.

lar em oxigênio atômico, através da fotodissociação. O oxigênio atômico tem um longo de tempo de vida e funciona como uma espécie de reservatório energético, armazenando a energia absorvida. À noite, ocorrem processos de recombinação envolvendo oxigênio atômico e outras espécies químicas (e.g., oxigênio molecular, sódio e hidroxila), os quais podem deixar os produtos das reações em estados excitados. Posteriormente, o excesso de energia armazenado é liberado como luz. De acordo com o horário de observação, o *airglow* recebe nomes específicos. Durante os períodos diurno, crepuscular e noturno, as emissões são denominadas de *dayglow*, *twilightglow* e *nightglow*, respectivamente. Ao longo do capítulo, caso não seja explicitado, o termo *airglow* se refere às emissões noturnas.

A descoberta do *airglow* remonta ao fim do século XIX e início do século XX. Observações astronômicas indicavam a presença de uma luz no céu noturno que não poderia ser explicada pelas fontes astronômicas ou auroras conhecidas. Primeiramente, o *airglow* foi confundido com a aurora, sendo assim chamado de aurora não polar, por apresentar emissões também presentes no espectro auroral, como a linha verde do oxigênio atômico, emitida em 557,7nm. Contudo, sua presença mesmo na ausência das auroras indicava que as emissões não eram de origem não auroral. Com o passar do tempo, tornou-se claro que o *airglow* deveria ser causado por uma espécie de autoluminescência da atmosfera. Investigações posteriores indicaram que reações fotoquímicas são a principal causa das emissões noturnas. Para um aprofundamento no tema, o leitor pode consultar, por exemplo, Chapman (1967), Shepherd (2002) e Kholmich *et al.* (2008).

Emissões na MLT

Na região da MLT (acrônimo em inglês para *Mesosphere and Lower Thermosphere*), situada aproximadamente entre 80 e 100 km de altura, há várias emissões de interesse aeronômico. Os principais emissores são o oxigênio atômico e molecular, a hidroxila e alguns átomos metálicos, como o sódio. Destacam-se as bandas emitidas pela hidroxila no infravermelho próximo; o sistema atmosférico do oxigênio molecular, também no infravermelho; a linha verde, emitida pelo oxigênio atômico; e a linha amarela, emitida pelo sódio mesosférico. Essas emissões têm sido utilizadas para estudar a dinâmica da MLT e o seu acoplamento com regiões superiores da atmosfera terrestre.

A intensidade do *airglow* apresenta variações temporais e espaciais nas mais variadas escalas. Essas variações estão ligadas à dinâmica da atmosfera. A intensidade das emissões, como será mostrado posteriormente, depende das concentrações dos constituintes atmosféricos envolvidos na produção das espécies excitadas e da temperatura na região de emissão. Tanto as concentrações quanto a temperatura são afetadas pela dinâmica, em particular pela dinâmica associada às ondas atmosféricas. Isso permite que o *airglow* seja utilizado como um traçador da dinâmica da atmosfera. Estudo recente de Shepherd e Cho (2017) sugeriu que efeitos da dinâmica da atmosfera sobre o *airglow* seriam capazes de explicar um fenômeno que intriga o ser humano desde a Antiguidade, as chamadas *bright nights*. Desde essa época, relatos históricos indicam a existência de noites bem iluminadas, cujo brilho não está associado às fontes luminosas normalmente conhecidas e vistas a olho nu, como a

lua. Até então, a origem das *bright nights* era obscura. Os autores analisaram medidas de *airglow* obtidas por satélite e sugeriram que as *bright nights* poderiam ser o resultado da intensificação do *airglow* emitido no espectro visível, devido à superposição de ondas atmosféricas de escala planetária. Em virtude da superposição de ondas atmosféricas, a intensidade das emissões seria elevada, por algumas horas, a patamares capazes de sensibilizar o olho humano.

Emissões do oxigênio atômico

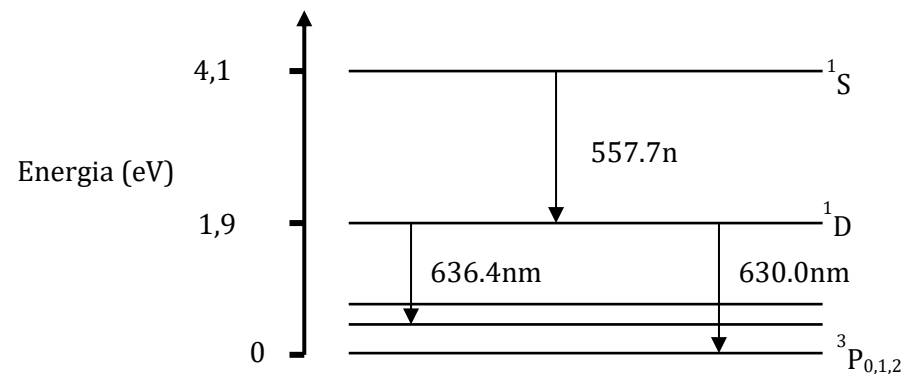
As emissões do oxigênio atômico ocorrem em várias linhas espectrais como consequência de transições eletrônicas. Essas emissões foram as primeiras identificadas no espectro do *airglow*. Elas ocorrem no espectro do ultravioleta (UV) e no espectro visível. No estudo da alta atmosfera, tanto neutra quanto ionizada, as emissões nos comprimentos de onda de 135,6nm, 630,0nm, 777,4nm e 557,7nm são importantes. As três primeiras são bastante utilizadas no estudo da ionosfera, uma vez que seus mecanismos de produção envolvem as recombinações dissociativa e radiativa, em que íons e elétrons tomam parte nos processos de excitação e relaxamento das espécies emissoras. No caso da linha verde em 557,7nm (OI5577), a emissão ocorre em duas altitudes distintas: uma, menos intensa, é oriunda da região-F da ionosfera; e a outra, mais intensa, ocorre na região da MLT. Em cada região, as reações químicas que deixam o átomo no estado excitado são distintas.

A Figura 1.2 ilustra os níveis de energia de algumas transições eletrônicas do oxigênio atômico. A emissão da linha verde ocorre

quando um elétron experimenta transição do estado eletrônico 1S_0 para o estado 1D_2 . Essa transição, proibida pelas regras de transição do dipolo elétrico, é explicada considerando a emissão de um quadrupolo elétrico. Isso faz com que a probabilidade de ocorrer a transição seja relativamente pequena. Como consequência, o tempo de vida do estado excitado é relativamente longo, aproximadamente 0,74 s. Na MLT, esse tempo de vida relativamente longo do estado $O(^1S_0)$, em conjunto com a baixa densidade atmosférica, dificultam a desativação por colisão do estado excitado e tornam possível a emissão de fótons.

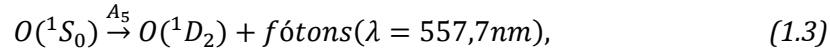
FIGURA 1.2 – NÍVEIS DE ENERGIA DE ALGUMAS TRANSIÇÕES DO OXIGÊNIO ATÔMICO

Fonte: Elaboração própria (2020).



A produção do estado excitado $O(^1S_0)$ ocorre através de reações químicas em um mecanismo que ocorre em duas etapas. Na primeira etapa, dois átomos de oxigênio atômico (O) no estado fundamental reagem na presença do terceiro corpo (M) e produzem oxigênio molecular em um estado excitado (O_2^*).

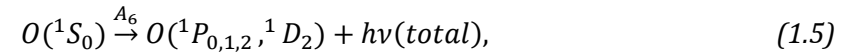
Em seguida, o oxigênio molecular, nesse estado excitado intermediário (O_2^*), reage com um átomo de oxigênio atômico no estado fundamental (O). O produto da reação é o oxigênio atômico no estado excitado $O(^1S_0)$ e o oxigênio molecular desativado O_2 . No estado excitado $O(^1S_0)$, o oxigênio atômico decai para o estado $O(^1D_2)$ e emite fótons com comprimento de onda $\lambda=557,7$ nm. Esse mecanismo de produção do estado excitado $O(^1S_0)$, proposto por Barth (1961), é descrito pelas seguintes reações:



Em que O_2^* representa um estado excitado, eletrônico e vibracional do oxigênio molecular, que é formado diretamente da reação de recombinação; e M , o terceiro corpo, representa a molécula média da atmosfera (N_2+O_2). As constantes k_1 e k_4^O são os coeficientes cinéticos das respectivas reações, β e δ são as frações dos produtos das reações que são deixadas nos estados excitados do O_2^* e $O(^1S)$, respectivamente. A_5 é a probabilidade de transição (coeficiente de Einstein) do estado $O(^1S_0)$ para o estado $O(^1D_2)$.

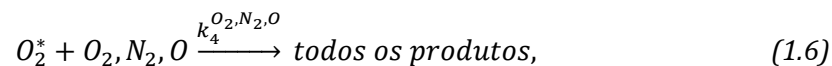
Na descrição quantitativa das emissões, deve-se levar em conta os processos de produção e perda das espécies emissoras. No caso da linha verde do oxigênio atômico na MLT, os processos de perda

incluem a desexcitação por colisão (*quenching*) e o relaxamento radiativo, no qual ocorre a emissão de fótons. No mecanismo de transferência de Barth, a perda do oxigênio atômico excitado $O(^1S)$ ocorre por colisão com o oxigênio molecular O_2 . A perda por relaxamento radiativo ocorre pela transição para os níveis $O(^1D_2)$ e $O(^3P_{0,1,2})$, incluindo a emissão na linha verde em 557,7nm. As seguintes reações descrevem esses processos:



em que k_5 é o coeficiente cinético da reação e A_6 é a probabilidade total de transição para os estados $O(^1D_2)$ e $O(^3P_{0,1,2})$, acompanhada da emissão de radiação nas transições. A quantidade $h\nu$ representa a energia dos fótons emitidos, em que h é a constante de Planck e ν é a frequência do fóton.

O mecanismo de transferência em duas etapas envolve o estado excitado intermediário do oxigênio molecular (O_2^*). Nos processos fotoquímicos envolvidos na emissão do oxigênio atômico, também se deve levar em conta os processos de produção e perda desse estado excitado intermediário. A produção, expressa pela reação (1.1), ocorre pela recombinação do oxigênio atômico envolvendo o terceiro corpo. A perda se deve à transferência de energia para o $O(^1S_0)$, descrita na Reação (1.2), à desexcitação por colisão e ao relaxamento radiativo, descritos, respectivamente, pelas seguintes reações:



Neste caso, $k_4^{O_2, N_2, O}$ representa os coeficientes cinéticos da reação do O_2^* com O_2 , N_2 e O ; e A_4 é a probabilidade de transição. A reação (1.6) indica que o estado excitado O_2^* é desativado por colisão com O_2 , N_2 e O .

A taxa de emissão volumétrica² da linha verde pode ser obtida sob a condição do equilíbrio fotoquímico. Neste caso, a produção (P) e a perda (L) da espécie emissora estão em equilíbrio, ou seja, tem-se $P[O(^1S_0)] = L[O(^1S_0)]$. Numa reação, a produção e a perda são proporcionais aos produtos das concentrações dos reagentes. As constantes de proporcionalidade são os coeficientes cinéticos e as probabilidades de transição das respectivas reações.

A produção do estado excitado $O(^1S_0)$, dada pela reação (1.2), é escrita da seguinte forma:

$$P[O(^1S_0)] = \delta k_4^O [O_2^*][O] \quad (1.8)$$

As perdas por desativação colisional e emissão de radiação são dadas pelas reações (1.4) e (1.5), respectivamente, e são expressas da seguinte forma:

$$L[O(^1S_0)] = k_5 [O(^1S_0)][O_2] \quad (1.9)$$

$$L[O(^1S_0)] = A_6 [O(^1S_0)] \quad (1.10)$$

No equilíbrio fotoquímico ($P = L$) das expressões (1.8) a (1.10), temos que:

$$\delta k_4^O [O_2^*][O] = k_5 [O(^1S_0)][O_2] + A_6 [O(^1S_0)] \quad (1.11)$$

Da equação (1.11), é possível escrever a concentração do estado excitado $[O(^1S_0)]$ da seguinte forma:

$$[O(^1S_0)] = \frac{\delta k_4^O [O_2^*][O]}{A_6 + k_5 [O_2]}. \quad (1.12)$$

A equação (1.12), que expressa a concentração do estado excitado $O(^1S_0)$ responsável pela emissão da linha verde, envolve o estado excitado O_2^* do oxigênio molecular, precursor do estado $O(^1S_0)$. É conveniente expressar a taxa de emissão de uma espécie em termos de espécies químicas no estado fundamental. Isso leva à necessidade de expressar a concentração do estado excitado O_2^* em termos das concentrações de N_2 , O_2 e O . Para isso, admite-se que o estado excitado O_2^* está em equilíbrio fotoquímico. A produção, expressa pela reação (1.1), assume a seguinte forma:

$$P[O_2^*] = \beta k_1 [O][O][M] \quad (1.13)$$

² Número de fótons emitidos por unidade de volume e tempo.

As perdas, descritas pelas reações (1.6) e (1.7), são escritas da seguinte forma:

$$L[O_2^*] = k_4^{O_2} [O_2^*][O_2] \quad (1.14)$$

$$L[O_2^*] = k_4^{N_2} [O_2^*][N_2] \quad (1.15)$$

$$L[O_2^*] = k_4^O [O_2^*][O] \quad (1.16)$$

$$L[O_2^*] = A_4 [O_2^*] \quad (1.17)$$

No equilíbrio fotoquímico ($P = L$), das expressões (1.13) a (1.17), temos que:

$$\beta k_1 [O][O][M] = k_4^{O_2} [O_2^*][O_2] + k_4^{N_2} [O_2^*][N_2] + k_4^O [O_2^*][O] + A_4 [O_2^*] \quad (1.18)$$

Rearranjando a equação (1.18), chega-se à seguinte equação para a concentração do estado excitado O_2^* :

$$[O_2^*] = \frac{\beta k_1 [O][O][M]}{A_4 + k_4^{O_2} [O_2] + k_4^{N_2} [N_2] + k_4^O [O]} \quad (1.19)$$

Substituindo a equação (1.19) na equação (1.12), chega-se a uma expressão para a concentração do estado excitado $O(^1S_0)$. A taxa de emissão volumétrica, que representa o número de fótons emitidos por unidade de volume e tempo, é obtida multiplicando-se a concentração do estado excitado $O(^1S_0)$ pela probabilidade (A_5)

de ocorrer a transição desse estado para o estado $O(^1D_2)$. Dessa forma, a taxa de emissão volumétrica da linha verde pode ser expressa da seguinte forma:

$$V_{O(^1S)} = A_5 \frac{\beta \delta k_1 k_4^O [M][O]^3}{(A_4 + k_4^{O_2} [O_2]) (A_4 + k_4^{O_2} [O_2] + k_4^{N_2} [N_2] + k_4^O [O])} \quad (1.20)$$

A equação (1.20) para o cálculo da taxa de emissão volumétrica da linha verde tem o inconveniente de envolver coeficientes de reação e probabilidades de transição referentes ao estado excitado intermediário do oxigênio molecular O_2^* . Esse estado não é bem conhecido, o que dificulta a obtenção de seus coeficientes cinéticos e das probabilidades de transição. Medidas de foguete das taxas de emissão de várias emissões do oxigênio (atômico e molecular, incluindo a linha verde 01557,7nm), realizadas durante a campanha ETON (*Energy Transfer in the Oxygen Nightglow*) (e.g., Greer *et al.*, 1986; McDade *et al.*, 1986), permitiram investigar os mecanismos de transferência de energia nas emissões do oxigênio. Os experimentos possibilitaram contornar a falta de informações do estado excitado intermediário do oxigênio molecular O_2^* e testar a validade do mecanismo de transferência de Barth. Detalhes da campanha e dos experimentos embarcados podem ser obtidos em Greer *et al.* (1986).

A ideia para contornar a falta de conhecimento dos parâmetros relativos ao estado excitado intermediário do oxigênio molecular O_2^* consiste em reescrever a taxa de emissão da linha verde de modo que os parâmetros desconhecidos ligados ao estado O_2^* fiquem isolados das quantidades que podem ser medidas e das que podem ser

acessadas por meio de modelos atmosféricos, experimentos de laboratório e/ou desenvolvimentos teóricos. Seguindo esse raciocínio, a equação (1.20) pode ser reescrita como:

$$\frac{A_5 k_1 [M][O]^3}{V_{O(^1S)}(A_6 + k_5 [O_2])} = \frac{1}{\beta \delta} \left\{ \frac{A_4}{k_4^O} + \frac{k_4^{O_2}}{k_4^O} \left(1 + \frac{k_4^{N_2}}{k_4^O} R \right) [O_2] + [O] \right\}, \quad (1.21)$$

neste caso, $R = \frac{[N_2]}{[O_2]}$.

O lado direito da equação (1.21) envolve parâmetros dos processos de perda do estado excitado O_2^* que não são conhecidos. Já o lado esquerdo pode ser calculado a partir de medidas, de dados de modelos e desenvolvimentos teóricos. Nos experimentos da campanha ETON, são medidas a taxa de emissão volumétrica $V_{O(^1S)}$, a temperatura, que toma parte nos coeficientes das reações, e a concentração de oxigênio atômico. Modelos atmosféricos fornecem a concentração de oxigênio molecular $[O_2]$ e os coeficientes das reações e probabilidades de transição são conhecidos da literatura. Usa-se também o fato de a razão R ser aproximadamente constante na região de emissão ($R \sim 4$). A ideia consiste em expressar o lado direito da equação (1.21) como uma combinação linear das concentrações de oxigênio molecular $[O_2]$ e atômico $[O]$ e efetuar um ajuste de curvas, de modo que os coeficientes do ajuste dependam das quantidades desconhecidas de interesse. Procedendo dessa forma, a equação (1.21) pode ser escrita como:

$$\frac{A_5 k_1 [M][O]^3}{V_{O(^1S)}(A_6 + k_5 [O_2])} = \frac{1}{\beta \delta} \frac{A_4}{k_4^O} + C'_{O_2} [O_2] + C'_O [O], \quad (1.22)$$

em que os coeficientes do ajuste, C'_{O_2} e C'_O , são dados por:

$$C'_{O_2} = \frac{1}{\beta \delta} \left\{ \frac{k_4^{O_2}}{k_4^O} \left(1 + \frac{k_4^{N_2}}{k_4^O} R \right) \right\} \quad (1.23)$$

$$C'_O = \frac{1}{\beta \delta} \quad (1.24)$$

O termo $\frac{1}{\beta \delta} \frac{A_4}{k_4^O}$ apresenta valores próximos de zero, sendo assim desconsiderado. A interpretação é que a perda radiativa por emissão espontânea do estado precursor intermediário é pequena. Rearranjando os termos da equação (1.22) é possível escrever a taxa de emissão volumétrica da linha verde do oxigênio atômico da seguinte forma:

$$V_{O(^1S)} = \frac{A_5 k_1 [M][O]^3}{(A_6 + k_5 [O_2]) (C'_{O_2} [O_2] + C'_O [O])} \quad (1.25)$$

A equação (1.25) é amplamente utilizada para calcular a taxa de emissão volumétrica da linha verde do oxigênio atômico na MLT. A Tabela 1.1 mostra o conjunto de parâmetros que pode ser utilizado no cálculo da taxa de emissão volumétrica. Com os valores dos parâmetros expressos nas unidades informadas na Tabela 1.1, a taxa de emissão é expressa em número de fótons/cm³.s. Deve-se observar também que os parâmetros C'_{O_2} e C'_O são adimensionais.

TABELA 1.1 – CONJUNTO DE PARÂMETROS UTILIZADOS PARA CALCULAR A TAXA DE EMISSÃO DO OI5577 NA MLT

Parâmetro	Fonte
$A_5 = 1,18 \text{ s}^{-1}$	Nicolaides <i>et al.</i> (1971)
$A_6 = 1,35 \text{ s}^{-1}$	Nicolaides <i>et al.</i> (1971)
$k_1 = 4,7 \times 10^{-33} * (300/T)^2 \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	Campbell e Gray (1973)
$k_5 = 4,0 \times 10^{-12} * \exp(-865/T) \text{ cm}^6 \text{ s}^{-1}$	Slanger <i>et al.</i> (1972)
$C'_{O_2} = 15 \pm 2$	Mcdade <i>et al.</i> (1986)
$C'_O = 211 \pm 10$	Mcdade <i>et al.</i> (1986)

Obs.: A temperatura deve ser expressa em Kelvins. O valor numérico que acompanha o expoente da parcela que envolve a temperatura está Kelvins, o que foi omitido por questões de simplicidade.

Emissões do oxigênio molecular

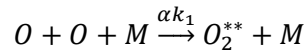
O oxigênio molecular é responsável por várias emissões no espectro do *airglow*, indo do ultravioleta ao infravermelho. Além das transições eletrônicas, por se tratar de uma molécula, a vibração e a rotação dos núcleos em relação ao eixo que os une possibilitam a ocorrência de transições rotacionais e vibracionais. A energia emitida pela molécula ao experimentar uma transição entre estados quânticos distintos pode ser consequência de transições eletrônicas, vibracionais e rotacionais. Do ponto de vista quantitativo, a

energia das transições eletrônicas é mais elevada que a das transições vibracionais, que, por sua vez, apresenta energia mais elevada que a das transições rotacionais. Acompanhadas de uma transição eletrônica, podem ocorrer várias transições vibracionais, as quais, por sua vez, podem também vir acompanhadas de várias transições rotacionais.

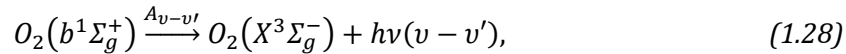
De particular importância para o *airglow* mesosférico, as emissões do sistema atmosférico do oxigênio molecular ocorrem quando há uma transição entre os estados eletrônicos $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ e $O_2(X^3\Sigma_g^-)$. Essa transição eletrônica é acompanhada por várias transições vibracionais e rotacionais que formam bandas de emissão. As bandas (0-0) e (0-1), centradas nos comprimentos de onda de 761,9nm e 864,5nm, respectivamente, são importantes no espectro do *airglow*. Elas ocorrem quando há transição do nível vibracional $v = 0$ no estado eletrônico $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ para o nível vibracional $v = 0$ no estado eletrônico $O_2(X^3\Sigma_g^-)$ e do nível vibracional $v = 0$ no estado eletrônico $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ para o nível vibracional $v = 1$ no estado eletrônico $O_2(X^3\Sigma_g^-)$, respectivamente. A primeira é fortemente absorvida na baixa atmosfera pelo oxigênio molecular O_2 , sendo geralmente medida por instrumentos instalados a bordo de foguete. A segunda, cuja intensidade é cerca de 17 vezes menor, não experimenta absorção no corpo da atmosfera e pode ser medida do solo.

O processo de produção do estado excitado $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ é semelhante ao que produz o estado excitado $O(^1S_0)$ responsável pela emissão da linha verde do oxigênio atômico na MLT. Em ambos, a transferência de energia para a espécie emissora ocorre em duas etapas, de acordo com o mecanismo de Barth. A diferença é que, no caso da linha verde OI5577, a energia é transferida para o oxigênio

atômico, enquanto que na banda do sistema atmosférico a energia é transferida para o oxigênio molecular. Inicialmente, a recombinação de dois átomos de oxigênio atômico no estado fundamental, na presença do terceiro corpo, produz oxigênio molecular em um estado excitado intermediário O_2^{**} , que não é necessariamente o mesmo produzido no processo de emissão do OI5577. Nesse estado intermediário excitado, o oxigênio molecular reage com outra molécula de oxigênio no estado fundamental e produz o estado excitado $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, que origina as emissões do sistema atmosférico do *airglow* do oxigênio molecular. As seguintes reações descrevem esse processo:



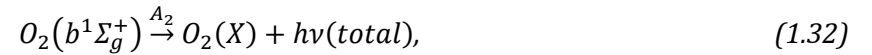
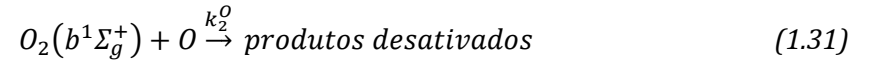
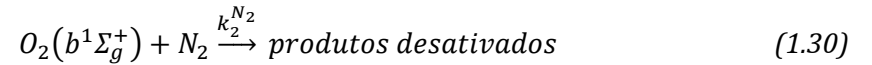
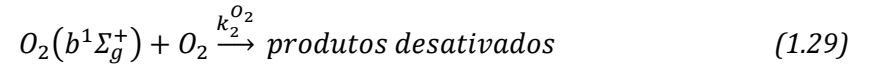
(1.26)



em que O_2^{**} representa um estado excitado do oxigênio molecular formado diretamente da reação de recombinação; e M, o terceiro corpo, representa a molécula média da atmosfera (N_2+O_2). As constantes k_1 e $k_3^{O_2}$ representam os coeficientes cinéticos das respectivas reações; α e γ representam as frações dos produtos das reações que são deixadas nos estados excitados do O_2^{**} e $O_2(b^1\Sigma_g^+)$, respectivamente; e $A_{v-v'}$ representa a probabilidade de transição do nível

vibracional v no estado eletrônico excitado $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ para o nível vibracional v' no estado eletrônico $O_2(X^3\Sigma_g^-)$.

A perda do estado excitado $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ ocorre pela desativação colisional com os principais constituintes atmosféricos, em adição à perda radiativa total.

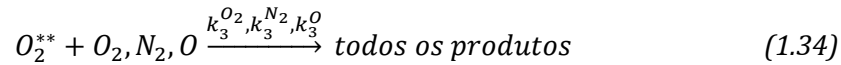


em que $k_2^{O_2}$, $k_2^{N_2}$ e k_2^O são os coeficientes cinéticos de cada reação, A_2 é a probabilidade de transição que representa a emissão total de radiação em todos os comprimentos de onda e $O_2(X)$ representa um estado de mais baixa energia do oxigênio molecular, para o qual também pode ocorrer transição do estado excitado $O_2(b^1\Sigma_g^+)$.

Considerando o equilíbrio fotoquímico entre os processos de produção pela reação (1.27) e a perda pelas reações (1.28) a (1.32), para o estado excitado $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ é possível escrever:

$$\gamma k_3^{O_2} [O_2^{**}] [O_2] = [O_2(b^1\Sigma_g^+)] (k_2^{O_2} [O_2] + k_2^{N_2} [N_2] + k_2^O [O] + A_2) \quad (1.33)$$

Analogamente ao caso da linha verde, considera-se também o equilíbrio fotoquímico do estado intermediário excitado O_2^{**} , que toma parte no processo de transferência de energia no mecanismo de Barth. Esse estado excitado é produzido pela recombinação do oxigênio atômico, descrita pela reação (1.26). As perdas por desativação colisional e emissão radiativa são descritas pelas seguintes reações:



Neste caso, $k_2^{O_2}$, $k_2^{N_2}$ e k_2^O são os coeficientes cinéticos de cada reação de desativação colisional, e A_3 é a probabilidade de transição para a emissão de radiação.

A hipótese de equilíbrio fotoquímico do estado intermediário O_2^{**} permite escrever que:

$$\alpha k_1 [O][O][M] = [O_2^{**}] (A_3 + k_3^{O_2} [O_2] + k_3^{N_2} [N_2] + k_3^O [O])$$

$$[O_2^{**}] = \frac{\alpha k_1 [O][O][M]}{A_3 + k_2^{O_2} [O_2] + k_2^{N_2} [N_2] + k_2^O [O]} \quad (1.36)$$

Substituindo a equação (1.36) na equação (1.33), chega-se a uma expressão para a taxa de emissão volumétrica da banda atmosférica do oxigênio molecular $V_{at} = A_{(v-v')} [O_2(b^1\Sigma_g^+)]$:

$$V_{at} = \frac{A_{(v-v')} \alpha \gamma k_1 k_3^{O_2} [O]^2 [M] [O_2]}{(A_2 + k_2^{O_2} [O_2] + k_2^{N_2} [N_2] + k_2^O [O]) (A_3 + k_3^{O_2} [O_2] + k_3^{N_2} [N_2] + k_3^O [O])} \quad (1.37)$$

Analogamente ao caso da emissão do OI5577, a expressão (1.37) envolve parâmetros não conhecidos relativos ao estado intermediário O_2^{**} . No contexto da campanha ETON, foram medidas, além da temperatura e concentração de oxigênio atômico, a taxa de emissão volumétrica da banda atmosférica (0-0) do oxigênio molecular. O coeficiente de desativação do estado $O_2(b^1\Sigma_g^+)$ por colisão com o oxigênio atômico k_2^O foi considerado nulo por ainda não estar devidamente estabelecido. Procedendo de maneira análoga à análise feita para emissão do OI5577, isolam-se as quantidades conhecidas através das medidas, dos modelos atmosféricos e da teoria em um dos lados da equação. No outro, ficam os parâmetros desconhecidos. Fazendo isso, obtém-se:

$$\frac{(A_3 + k_3^{O_2} [O_2] + k_3^{N_2} [N_2] + k_3^O [O])}{\alpha \gamma k_3^{O_2}} = \frac{A_{(v-v')} k_1 [O]^2 [M] [O_2]}{V_{at} (A_2 + k_2^{O_2} [O_2] + k_2^{N_2} [N_2])} \quad (1.38)$$

Enquanto no lado direito da equação (1.38) há quantidades conhecidas, no lado esquerdo, temos os parâmetros desconhecidos relacionados ao estado intermediário O_2^{**} . Novamente, a ideia consiste em expressar o lado esquerdo da equação (1.38) como uma combinação linear das concentrações $[O_2]$ e $[O]$. Também se leva em conta que a razão $R = [N_2]/[O_2]$ é aproximadamente constante ($R \sim 4$) na região de emissão. Com isso, o lado esquerdo da equação (1.38) pode ser escrito como:

$$\frac{1}{\alpha\gamma} \frac{A_3}{k_3^{O_2}} + C^{O_2}[O_2] + C^O[O] = \frac{A_{(v-v')}k_1[O]^2[M][O_2]}{V_{at}(A_2+k_2^{O_2}[O_2]+k_2^{N_2}[N_2])} \quad (1.39)$$

em que $C^{O_2} = \frac{1}{\alpha\gamma} \left(1 + \frac{k_3^{N_2}}{k_3^{O_2}} R\right)$ e $C^O = \frac{1}{\alpha\gamma} \frac{k_3^O}{k_3^{O_2}}$ definem os coeficientes do ajuste.

O termo independente do ajuste $\frac{1}{\alpha\gamma} \frac{A_3}{k_3^{O_2}}$ apresenta valores próximos de zero, com desvio padrão suficiente para definir um intervalo de confiança no qual o termo assume valores negativos. A interpretação também é que a emissão espontânea do estado intermediário O_2^{**} contribui pouco para a perda dessa espécie. Com isso, considere-se o termo $\frac{1}{\alpha\gamma} \frac{A_3}{k_3^{O_2}}$ nulo.

Reescrevendo a equação (1.39), chega-se a uma expressão que possibilita calcular a taxa de emissão da banda atmosférica do oxigênio molecular.

$$V_{at} = \frac{A_{(v-v')}k_1[O]^2[M][O_2]}{(A_2+k_2^{O_2}[O_2]+k_2^{N_2}[N_2])(C^{O_2}[O_2]+C^O[O])} \quad (1.40)$$

A equação (1.40) é amplamente utilizada para calcular a taxa de emissão volumétrica das bandas atmosféricas do oxigênio molecular na MLT. A Tabela 1.2 mostra o conjunto de parâmetros que pode ser utilizado no cálculo da taxa de emissão. Com os valores dos parâmetros expressos com as unidades informadas na Tabela 1.2, a taxa de emissão é expressa em número de fótons/cm³.s. Deve-se observar que os parâmetros C^{O_2} e C^O são adimensionais.

TABELA 1.2 – PARÂMETROS UTILIZADOS PARA CALCULAR AS TAXAS DE EMISSÃO DA BANDA ATMOSFÉRICA DO OXIGÊNIO MOLECULAR

Parâmetro	Fonte
$A_2 = 0,083 \text{ s}^{-1}$	Vallance Jones (1974)
$A_{(0-0)} = 0,079 \text{ s}^{-1}$	Vallance Jones (1974)
$A_{(0-1)} = 0,00391 \text{ s}^{-1}$	Khomich <i>et al.</i> (2008)
$k_1 = 4,7 \times 10^{-33} * (300/T)^2 \text{ cm}^6\text{s}^{-1}$	Campbell e Gray (1973)
$k_2^{O_2} = 4,0 \times 10^{-17} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$	Martin <i>et al.</i> (1976)
$k_2^{N_2} = 2,2 \times 10^{-15} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$	Martin <i>et al.</i> (1976)
$C^{O_2} = 7,5 \pm 0,5$	Mcdade <i>et al.</i> (1986)
$C^O = 33 \pm 4$	Mcdade <i>et al.</i> (1986)

Fonte: Compilação própria (2020).

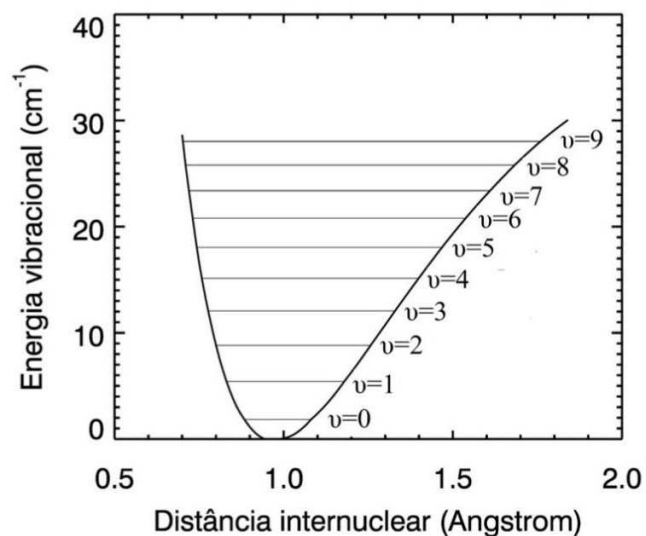
Emissões da hidroxila (OH)

A hidroxila (OH) é responsável por várias emissões no espectro da *airglow*. Sua contribuição ocorre principalmente com emissões na região do infravermelho próximo. Há também algumas emissões do OH no visível. As emissões do OH foram identificadas por Meinel em trabalhos no início da década de 1950 (ver Meinel, 1950a, 1950b). Em sua homenagem, as emissões do OH também são denominadas de bandas de Meinel. As emissões são o resultado de transições vibracionais e rotacionais que ocorrem no estado eletrônico fundamental $X^2\Pi$ da molécula do OH. O espectro de emissão do OH

tem um papel importante para o estudo da atmosfera superior, pois também permite a determinação da temperatura da atmosfera na região de emissão.

A molécula é modelada como um oscilador anarmônico. Isso significa que o potencial de interação, além do termo quadrático que modela o oscilador harmônico, contém termos de ordem superior. Diferente dos osciladores clássicos, cujas energias possíveis são contínuas, a energia vibracional de uma molécula é quantizada. Fala-se, então, em níveis de energia. A Figura 1.3 mostra a curva de energia potencial do estado eletrônico $X^2\Pi$ do OH em função da distância internuclear. Níveis vibracionais possíveis para o *airglow* são denotados pelas linhas horizontais.

FIGURA 1.3 – CURVA DE ENERGIA POTENCIAL DO ESTADO ELETRÔNICO $X^2\Pi$ DO OH



Fonte: Elaboração própria (2020).

O espectro de emissão do OH é determinado pelas regras de seleção decorrentes da aplicação da teoria quântica à molécula. Para a vibração, o estado da molécula é especificado pelo seu número quântico vibracional v , que pode assumir valores inteiros positivos. A regra de seleção é tal que as transições entre dois níveis obedecem à seguinte relação:

$$\Delta v = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \pm 4, \dots, \quad (1.41)$$

em que Δv é a diferença entre os números quânticos dos estados vibracionais entre os quais ocorre a transição. Para exemplificar: uma banda de emissão presente no espectro do *airglow* é a chamada banda OH(6-2). Nessa banda, ocorre a transição do nível vibracional $v = 6$ para o nível $v = 2$. Como será discutido mais adiante, acompanhada da transição vibracional, ocorrem transições rotacionais.

Do ponto de vista da rotação, a molécula é tratada como um rotor. São considerados os momentos angulares orbital, de *spin* e da rotação dos núcleos dos átomos que constituem a molécula. A aplicação da teoria quântica fornece as regras de seleção que indicam quais transições podem ocorrer. A regra de seleção para o momento angular total J é a seguinte:

$$\Delta J = -1, 0, +1. \quad (1.42)$$

A regra de seleção para o momento angular total J origina três ramos:

$$\Delta J = +1 \rightarrow \text{Ramo } P$$

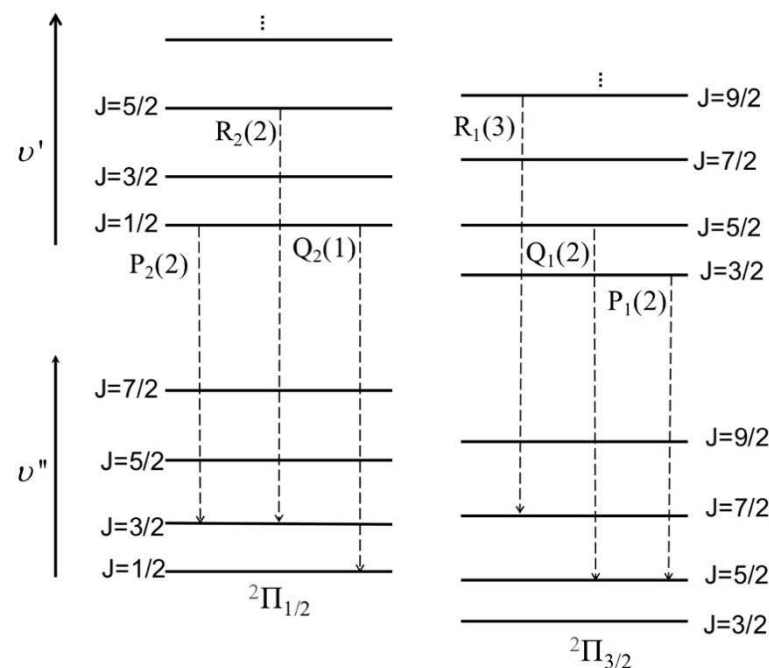
$$\Delta J = 0 \rightarrow \text{Ramo } Q$$

$$\Delta J = -1 \rightarrow \text{Ramo } R$$

A Figura 1.4 ilustra algumas linhas rotacionais do OH. Por efeitos de desacoplamento do *spin* em relação ao eixo internuclear, o estado eletrônico fundamental sofre um desdobramento que resulta em dois estados de *spin* para o estado eletrônico fundamental. Dessa forma, o estado fundamental do OH é mais precisamente especificado como $X^2\Pi_{1/2}$ e $X^2\Pi_{3/2}$. Os possíveis valores do momento angular total J dos dois estados de *spin* são mostrados na Figura 1.4. A nomenclatura das linhas rotacionais é feita da seguinte forma: a letra (P, Q ou R) indica a variação do momento angular total J , quando ocorre uma transição entre os níveis vibracionais superior v' e inferior v'' ; o subscrito que acompanha a letra (1 ou 2) indica o estado de *spin* da molécula, sendo o número 1 para uma transição no estado de *spin* 3/2, e o número 2 para uma transição no estado de *spin* 1/2; o número entre parênteses indica o nível do estado rotacional final (1º, 2º, 3º...). Tomando-se como exemplo a linha $P_1(2)$, temos: transição no estado eletrônico fundamental de *spin* 3/2, variação do momento angular total $J = +1$ e transição para o 2º nível

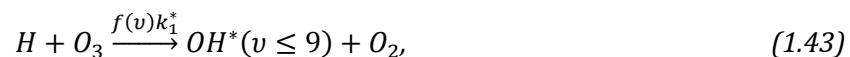
rotacional do estado vibracional final. Para o estado eletrônico fundamental de *spin* 1/2, os valores possíveis do momento angular começam em 3/2 e sofrem incrementos unitários. Então, conclui-se que, na linha $P_1(2)$, a transição ocorre do nível vibracional v' , com momento angular total 3/2, para o nível vibracional v'' , com momento angular total 5/2.

FIGURA 1.4 – ILUSTRAÇÃO DAS LINHAS ROTACIONAIS NO ESPECTRO DO OH ASSOCIADAS A UMA TRANSIÇÃO VIBRACIONAL ENTRE OS NÍVEIS v' E v''



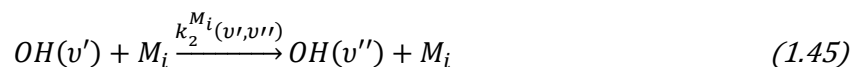
Fonte: Elaboração própria (2020).

A principal fonte de produção do OH é a reação exotérmica entre hidrogênio e ozônio proposta por Bates e Nicolet (1950). A energia liberada pela reação exotérmica é utilizada para excitar a molécula do OH produzida na reação. A energia liberada possibilita a excitação dos níveis vibracionais $v \leq 9$:



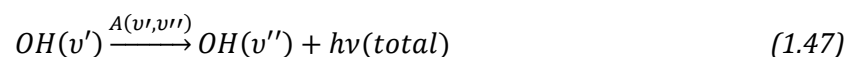
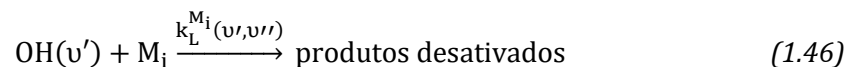
em que $f(v)$ representa a fração que é deixada no estado vibracional v ; e k_1^* é o coeficiente cinético da reação.

Além da reação entre hidrogênio e ozônio, os níveis vibracionais $v < 9$ também são populados pelas cascatas radiativa e colisional. No primeiro caso, inicialmente, há uma transição com emissão de fótons de um estado excitado superior, v' , para um estado inferior de menor energia, v'' , porém ainda excitado, que pode vir a emitir novamente. Na cascata colisional, ocorre um processo semelhante à cascata radiativa. Contudo, neste caso, a transição entre os estados excitados v' e v'' ocorre através de colisões com outras moléculas, geralmente N_2 e O_2 , sem a emissão de fótons. As reações abaixo descrevem, respectivamente, a excitação do OH por cascata radiativa e colisional:



Neste caso, $A(v', v'')$ é o coeficiente de Einstein da emissão entre os níveis vibracionais v' e v'' ; $k_2^{M_i}(v', v'')$ representa o coeficiente da reação; e M_i representa o terceiro corpo O_2 e N_2 .

As reações (1.43) a (1.45) descrevem os processos de produção do OH excitado. As perdas dessa espécie ocorrem por desativação colisional e relaxamento radiativo. Considerando um nível excitado v' , a desativação por colisão com outras espécies e por relaxamento radiativo é descrita pelas reações a seguir:



Considerando os processos descritos acima, a produção do OH excitado pode ser expressa como:

$$P[OH(v')] = f(v)k_1^*[H][O_3] + \sum_{v=v'+1}^9 A(v, v') [OH(v)] + \sum_{v=v'+1}^9 [OH(v)] \{ \sum_{M_i} k_2^{M_i}(v, v') [M_i] \} \quad (1.48)$$

Já a perda pode ser expressa como:

$$P[OH(v')] = [OH(v')] (\sum_{M_i} k_L^{M_i}(v', v'') [M_i] + A(v', v'')) \quad (1.49)$$

Admitindo-se a hipótese do equilíbrio fotoquímico, a taxa de emissão volumétrica de uma banda qualquer pode ser expressa por:

$$V_{OH(v'-v'')} = A(v', v'') \frac{\left(f(v) k_1^* [H] [O_3] + \sum_{v=v'+1}^9 A(v, v') [OH(v)] + \sum_{v=v'+1}^9 [OH(v)] \left\{ \sum_{M_i} k_2^{M_i}(v, v') [M_i] \right\} \right)}{\sum_{M_i} k_L^{M_i}(v) [M_i] + A(v)} \quad (1.50)$$

A equação (1.50) pode ser utilizada para calcular a taxa de emissão de uma dada banda de emissão do OH. Ela tem o inconveniente de depender das concentrações de hidrogênio e ozônio. No período noturno, o ozônio está em equilíbrio fotoquímico na MLT. Esse fato pode ser utilizado para reescrever a expressão da taxa de emissão do OH. Na atmosfera, o ozônio é produzido pela seguinte reação:



em que $k_6 = 6.0 \times 10^{-34} (300/T)^{2.3} \text{ (cm}^6\text{s}^{-1}\text{)}$ é o coeficiente cinético da reação.

A principal fonte de perda do ozônio é a reação (1.43) que excita o OH. Então, considerando o equilíbrio fotoquímico do ozônio, é possível escrever que:

$$k_6 [O_2] [O] [M] = k_1^* [O_3] [H] \quad (1.52)$$

Substituindo a equação (1.52) em (1.50), a taxa de emissão do OH pode ser escrita como:

$$V_{OH(v'-v'')} = \frac{A(v', v'') \left(f(v) k_6 [O_2] [O] [M] + \sum_{v=v'+1}^9 A(v, v') [OH(v)] + \sum_{v=v'+1}^9 [OH(v)] \left\{ \sum_{M_i} k_2^{M_i}(v, v') [M_i] \right\} \right)}{\sum_{M_i} k_L^{M_i}(v') [M_i] + A(v')} \quad (1.53)$$

O cálculo das taxas de emissão das várias bandas do OH demanda informações sobre os parâmetros envolvidos nas reações que aparecem na equação (1.53). Vários trabalhos têm buscado obter informações sobre esses parâmetros (*e.g.*, Mcdade *et al.*, 1987; Mahklouf *et al.*, 1995). São esforços que aliam resultados teóricos, como o cálculo dos coeficientes de Einstein (probabilidades de transição), com medidas em laboratórios dos coeficientes cinéticos das reações químicas e das taxas de emissão em experimentos a bordo de foguetes. Colocando numa perspectiva operacional, é obtida uma expressão que permite o cálculo das bandas OH(8-3), OH(6-2) e OH(9-4), uma vez que estas são comumente medidas por instrumentos instalados no solo e a bordo de foguetes. Do ponto de vista operacional, o cálculo dessas bandas passa pela determinação da concentração do OH nos vários níveis vibracionais, uma vez que estes são populados pelas cascatas radiativa e colisional. Inicialmente, determina-se a concentração no nível vibracional mais elevado para o *airglow* [OH(v = 9)]. Em seguida, faz-se igualmente para os demais níveis até o limite do nível inicial da banda que está sendo calculada. Para os níveis v = 9 a v = 6, temos:

$$[OH(9)] = \frac{f(9) k_6 [O_2] [O] ([O_2] + [N_2])}{A(9) + k_L^O(9) [O] + k_L^{O_2}(9) [O_2] + k_L^{N_2}(9) [N_2]} \quad (1.54)$$

$$[OH(8)] = \frac{f(8)k_6[O_2][O]([O_2]+[N_2])+[OH(9)](A(9,8)+k_2^{O_2}(9)[O_2]+k_2^{N_2}(9)[N_2])}{A(8)+k_L^O(8)[O]+k_L^{O_2}(8)[O_2]+k_L^{N_2}(8)[N_2]} \quad (1.55)$$

$$[OH(7)] = \frac{f(7)k_6[O_2][O]([O_2]+[N_2])+A(9,8)[OH(9)]+[OH(8)](A(8,7)+k_2^{O_2}(8)[O_2]+k_2^{N_2}(8)[N_2])}{A(7)+k_L^O(7)[O]+k_L^{O_2}(7)[O_2]+k_L^{N_2}(7)[N_2]} \quad (1.56)$$

$$[OH(6)] = \frac{f(6)k_6[O_2][O]([O_2]+[N_2])+A(9,6)[OH(9)]+A(8,6)[OH(8)]}{A(6)+k_L^O(6)[O]+k_L^{O_2}(6)[O_2]+k_L^{N_2}(6)[N_2]} +$$

$$\frac{[OH(7)](A(7,6)+k_2^{O_2}(7)[O_2]+k_2^{N_2}(7)[N_2])}{A(6)+k_L^O(6)[O]+k_L^{O_2}(6)[O_2]+k_L^{N_2}(6)[N_2]} \quad (1.57)$$

$$V_{OH(8-3)} = A(8,3)[OH(8)] \quad (1.58)$$

$$V_{OH(6-2)} = A(6,2)[OH(6)] \quad (1.59)$$

$$V_{OH(9-4)} = A(9,4)[OH(6)] \quad (1.60)$$

Na literatura, há vários trabalhos que fornecem os coeficientes cinéticos das reações e o conjunto dos coeficientes de Einstein para a transição dos estados excitados (*e.g.*, Mies *et al.*, 1974; Turnbull; Lowe, 1989; Langhoff *et al.*, 1986), com os quais é possível calcular as taxas de emissão de várias bandas do OH. A Tabela 1.3 lista os coeficientes cinéticos das reações envolvidas na produção dos estados excitados do OH. A Tabela 1.4 mostra dois conjuntos de coeficientes de Einstein que permitem calcular as taxas de emissão das bandas OH(6-2), OH (8-3) e OH(9-4).

TABELA 1.3 – COEFICIENTES CINÉTICOS PARA O CÁLCULO DA TAXA DE EMISSÃO DAS BANDAS DO OH

ν	9	8	7	6
$k_2^{O_2}(\nu)$	$1,7 \times 10^{-11}$	$1,7 \times 10^{-11}$	$9,8 \times 10^{-12}$	$5,4 \times 10^{-12}$
$k_2^{N_2}(\nu)$	$4,8 \times 10^{-13}$	$4,8 \times 10^{-13}$	$2,7 \times 10^{-13}$	$1,6 \times 10^{-13}$
$k_L^O(\nu)$	$2,5 \times 10^{-10}$	$2,5 \times 10^{-10}$	$2,5 \times 10^{-10}$	$2,5 \times 10^{-10}$
$k_L^{O_2}(\nu)$	$1,7 \times 10^{-11}$	$9,8 \times 10^{-12}$	$5,4 \times 10^{-12}$	$3,0 \times 10^{-12}$
$k_L^{N_2}(\nu)$	$4,8 \times 10^{-13}$	$2,7 \times 10^{-13}$	$1,6 \times 10^{-13}$	$9,1 \times 10^{-14}$
$f(\nu)$	0,48	0,27	0,17	0,08

Fonte: Makhoulouf *et al.* (1995).

Obs.: Todas as unidades dos coeficientes cinéticos das reações bimoleculares são em $\text{cm}^3 \cdot \text{s}^{-1}$.

TABELA 1.4 – CONJUNTO DOS COEFICIENTES DE EINSTEIN PARA CALCULAR A TAXA DE EMISSÃO DAS BANDAS OH (6-2), OH(8-3) E OH(9-4)

Mies <i>et al.</i> (1974)				Turnbull e Lowe (1989)			
$A(\nu)$	s^{-1}	$A(\nu', \nu'')$	s^{-1}	$A(\nu)$	s^{-1}	$A(\nu', \nu'')$	s^{-1}
A(9)	299.7	A(9,8)	50.65	A(9)	275.9	A(9,8)	23.72
A(8)	259.8	A(9,7)	146.6	A(8)	237.8	A(9,7)	148.9
A(7)	213.0	A(9,6)	90.28	A(7)	198.4	A(9,6)	78.64
A(6)	166.3	A(8,7)	25.84	A(6)	161.3	A(8,7)	8.60
A(5)	124.0	A(8,6)	166.8	A(5)	127.7	A(8,6)	154.3
A(4)	89.23	A(7,6)	9.142	A(4)	97.56	A(7,6)	2.34
A(3)	61.75	A(6,2)	1.274	A(3)	70.48	A(6,2)	3.479
A(2)	39.31	A(8,3)	0.569	A(2)	45.85	A(8,3)	2.007
A(1)	20.15	A(9,4)	10.81	A(1)	22.74	A(9,4)	4.053

Fonte: Compilação própria (2020).

Medidas

As medidas de *airglow* podem ser realizadas tanto do solo quanto a bordo de foguetes e satélites. Cada uma dessas medidas tem suas vantagens e desvantagens. Medidas de solo fornecem excelente resolução temporal, mas a cobertura espacial fica comprometida. Além disso, não fornecem informações sobre o perfil vertical das emissões. Por outro lado, medidas de foguete possibilitam excelente cobertura vertical, uma vez que atravessam as camadas de emissão e possibilitam a obtenção de perfis verticais com alta resolução. Contudo, as medidas são realizadas durante um curto espaço de tempo, apenas durante a passagem do foguete pela camada de emissão. As medidas de satélite proporcionam uma excelente cobertura espacial, além de permitirem a obtenção dos perfis verticais das emissões. Contudo, a cobertura temporal em um dado local da Terra pode ficar comprometida em função da órbita do satélite, uma vez que o tempo necessário para cobrir 24 horas locais com medidas depende da órbita.

Historicamente, as medidas de solo são as mais comuns. Há dezenas de observatórios de *airglow* espalhados por todo o globo terrestre, desde a região equatorial até as regiões polares. Nas medidas de *airglow*, a quantidade fundamental a ser avaliada é a taxa de emissão volumétrica, que representa a quantidade de fótons emitidos por unidade de volume por segundo. Do ponto de vista observacional, mede-se a intensidade da radiação proveniente da região do céu para onde o instrumento de medida está apontando. A intensidade medida é o resultado da contribuição de toda a extensão vertical da camada de emissão. É necessário, portanto, estabelecer uma

relação entre a taxa de emissão volumétrica e a intensidade medida por um instrumento.

Considerando um elemento de volume de uma camada de emissão homogênea com taxa de emissão volumétrica V , a uma distância z de um receptor, como ilustra a Figura 1.5, os fótons emitidos estão distribuídos uniformemente sobre uma superfície esférica de raio z e área superficial $4\pi z^2$. O receptor com área A , na distância z , vai interceptar a fração $A/4\pi z^2$ dos fótons emitidos. Ao longo da linha de visada, o receptor tem um campo de visão delimitado pelo ângulo sólido Ω , que cobre uma área $z^2\Omega$ na altura z da camada de emissão. O número de fótons provenientes da região delimitada pelo campo de visão do receptor entre as alturas z e $z+dz$ é dado por:

$$dF = V(z) \frac{A}{4\pi z^2} z^2 \Omega dz \quad (1.61)$$

O número total de fótons coletados pelo receptor é obtido integrando-se sobre toda a camada de emissão a equação (1.61).

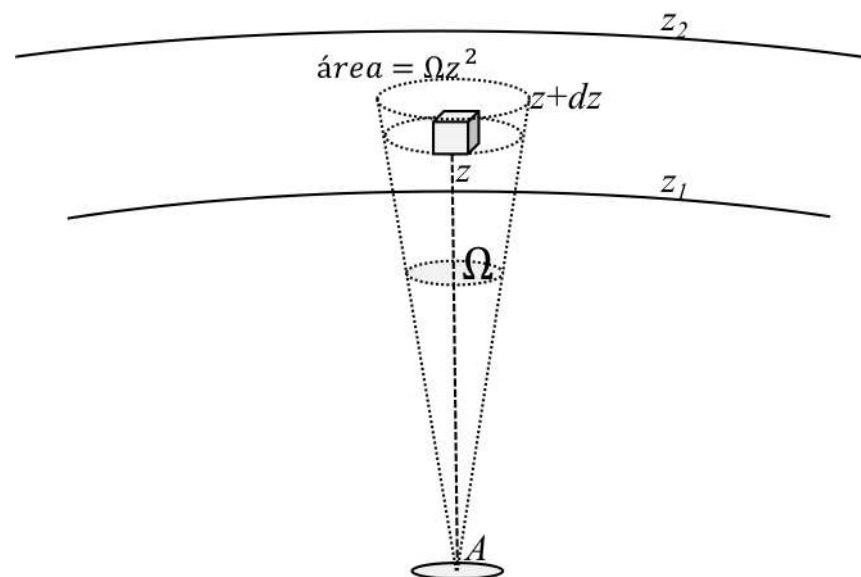
$$F = \frac{A\Omega}{4\pi} \int_{z_1}^{z_2} V(z) dz \quad (1.62)$$

Com a taxa de emissão volumétrica expressa em fótons/cm³.s, a integral na equação (1.62) corresponde ao número de fótons emitidos por segundo em uma coluna com área da seção reta de 1cm², orientada ao longo da linha de visada do receptor. O termo $A\Omega$ é uma característica do equipamento, e a integral define a taxa de emissão integrada. A integral é usada para definir a unidade de medida do

airglow, o *rayleigh* (R), cunhado em homenagem ao 4º Lorde Rayleigh, um dos pioneiros nas observações do *airglow*. Um *rayleigh* (1R) equivale à emissão de 10^6 fótons por segundo na coluna, com área unitária de 1cm^2 ao longo da linha de visada do receptor. Em *rayleigh*, a taxa de emissão integrada é expressa como:

$$I = \frac{1}{10^6} \int_{z_1}^{z_2} V(z) dz \quad (\textit{rayleigh}) \quad (1.63)$$

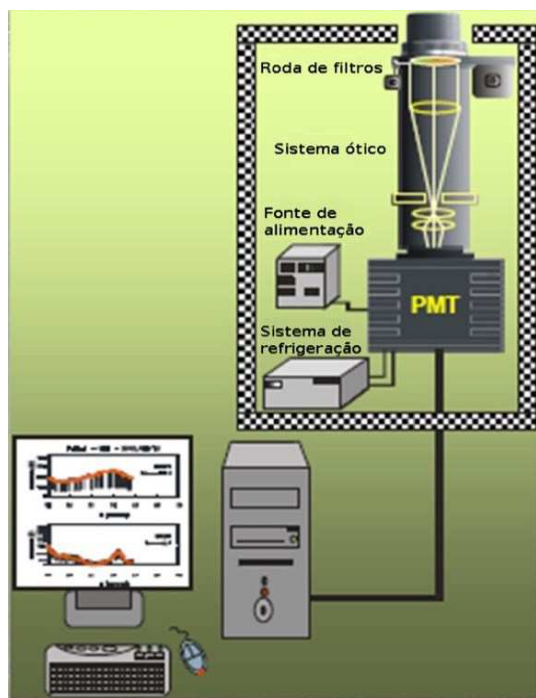
FIGURA 1.5 – GEOMETRIA DA OBSERVAÇÃO DO AIRGLOW



Fonte: Elaboração própria (2020).

Na região equatorial brasileira, desde 1997, funciona o Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP), localizado em São João do Cariri (7,4ºS; 36,5ºO). No OLAP, foram realizadas, entre 1998 e 2007, medidas de *airglow* por um instrumento denominado de fotômetro, o Multi-3. O fotômetro é um equipamento que mede a intensidade da radiação que incide sobre ele. É um equipamento simples e amplamente utilizado em medidas de *airglow* devido à facilidade de operação e manuseio, além de seu baixo custo. Para medir a intensidade do *airglow*, é preciso, basicamente, selecionar o comprimento de onda que se deseja medir e avaliar a intensidade da radiação selecionada. O fotômetro utiliza filtros de interferência para selecionar o comprimento de onda desejado e uma fotomultiplicadora para avaliar a intensidade dessa radiação. O Multi-3 possui cinco filtros de interferência, que selecionam os comprimentos de onda que devem ser medidos; uma lente convergente e um diafragma, que determinam o campo de visão do equipamento; uma fotomultiplicadora, que atua como fotodetector; e um microcomputador, que controla e gerencia todo o funcionamento do equipamento. O sistema tem um ângulo de visão de dois graus e permanece sempre apontado para o zênite local. O fotômetro mede a intensidade zenital das emissões das bandas OH(6-2) da hidroxila e O₂b(0-1) do oxigênio molecular, das linhas verde (OI5577) e vermelha (OI6300) do oxigênio atômico e da linha amarela do sódio mesosférico (NaD). A Figura 1.6 ilustra o esquema óptico do fotômetro.

FIGURA 1.6 –ILUSTRAÇÃO DO ESQUEMA ÓTICO DO FOTÔMETRO INSTALADO EM SÃO JOÃO DO CARIRI



Fonte: Alyson José Alves Carvalho (2020).

Simulação das taxas de emissão

As expressões obtidas nas seções anteriores podem ser utilizadas para calcular as taxas de emissão volumétrica do oxigênio atômico e molecular e da hidroxila. Para isso, é necessário o conheci-

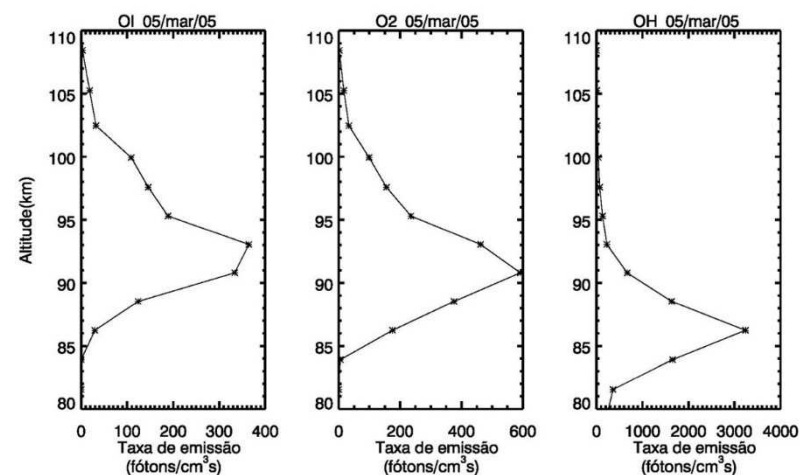
mento das concentrações do oxigênio atômico e molecular e do nitrogênio molecular, além da temperatura. Essas informações podem ser obtidas a partir de modelos atmosféricos. Um modelo atmosférico empírico bastante utilizado é o MSIS-E-90 (Hedin, 1990) e sua versão mais recente, o NRLMSISE-00 (Picone *et al.*, 2002). Esses modelos fornecem concentrações dos constituintes atmosféricos e temperatura sobre todo o globo terrestre, desde o solo até a 1000km de altura.

Além dos modelos empíricos, há modelos de circulação geral da atmosfera que possibilitam calcular as taxas de emissão do *airglow* e estudar efeitos de ondas atmosféricas sobre as emissões, como o TIME-GCM (*Thermosphere Ionosphere Mesosphere Electrodynamic General Circulation Model*) (Liu *et al.*, 2008) e o modelo de circulação geral da atmosfera da Universidade de Kyushu (*Kyushu-GCM, General Circulation Model*) (Egito *et al.*, 2017).

Considerando modelos que incluem os efeitos das ondas atmosféricas, o Kyushu-GCM pode ser utilizado para simular as taxas de emissão da linha verde do oxigênio atômico, das bandas do sistema atmosférico do oxigênio molecular e das bandas de Meinel da hidroxila. O Kyushu-GCM é um modelo espectral de circulação geral da atmosfera, no qual é resolvido o conjunto completo das equações não lineares do balanço de *momentum* zonal e meridional, da conservação da energia e da massa (continuidade). Processos físicos apropriados para todas as regiões atmosféricas estão incorporados no modelo. Além disso, o modelo assimila dados meteorológicos de reanálise, que o tornam mais realístico. O modelo se estende desde o solo até a exobase (~500 km). Na vertical, há versões que têm 75

níveis verticais, com resolução de 0,4 escala de altura³ acima da troposfera. Na região da MLT, a resolução vertical é de aproximadamente 2 km. Na horizontal, a resolução de aproximadamente 2,8° x 2,8° de longitude e latitude. O modelo fornece, além das componentes do vento neutro (zonal, meridional e vertical), a temperatura e a razão de mistura do oxigênio atômico e molecular. A partir dessas informações, são obtidas as concentrações que permitem calcular as taxas de emissão volumétrica. A Figura 1.7 mostra as taxas de emissão volumétrica do OI5577, O₂b(0-1) e OH(6-2) calculadas à meia-noite do dia 5 de março de 2005, na localização geográfica de São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O). As camadas de emissão exibem algum nível de superposição, mas seus picos são localizados em altitudes distintas. O perfil e os picos das emissões simulados pelo modelo estão em bom acordo com observações reportadas na literatura (*e.g.*, Greer *et al.*, 1986). Deve-se também ter em mente que os perfis verticais são variáveis e respondem à dinâmica da atmosfera. Isso significa que mudanças nas concentrações das espécies químicas envolvidas nas emissões e na temperatura induzidas pela dinâmica da atmosfera devem provocar mudanças na distribuição do perfil vertical das emissões.

FIGURA 1.7 – TAXAS DE EMISSÃO VOLUMÉTRICA DO OI5577, O₂B(0-1) E OH(6-2) CALCULADAS À MEIA-NOITE DO DIA 5 DE MARÇO DE 2005



Fonte: Elaboração própria (2020).

Referências

- BARTH, C. A. The 5577-angstrom airglow. **Science**, v. 134, 1961.
- BATES, D. R.; NICOLET, M. The photochemistry of the atmospheric water vapor. **Journal of Geophysical Research**, v. 55, n. 3, p. 27, 1950.
- CAMPBELL, I. M.; GRAY, C. N. Rate constants for O(P-3) recombination and association with N(S-4). **Chemical Physics Letters**, v. 18, n. 4, p. 607-609, 1973.

³ Altura na qual algum parâmetro cai de 1/e (*e.g.*, pressão ou densidade).

CHAPMAN, S. History of aurora and airglow. In: MCCORMAC, B. M. **Aurora and Airglow**. Staffordshire: Reinhold Publishing Co, 1967. p. 15.

CHAPMAN, S.; LINDZEN, R. S. **Atmospheric tides**. Holland: D. Reidel, 1970. 188p.

EGITO, F.; TAKAHASHI, H.; MIYOSHI, Y. Effects of the planetary waves on the MLT airglow, **Ann. Geophys.**, v. 35, p. 1023-1032, 2017. Disponível em: <https://doi.org/10.5194/angeo-35-1023-2017>.

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). 1993. 229 p. IBI: 6qtX3pFwXQZ3r59YCT/GUfeJ. (INPE-5539-TDI/527). Tese (Doutorado em Ciência Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), São Jose dos Campos, 1993. Disponível em: <http://urlib.net/ibi/6qtX3pFwXQZ3r59YCT/GUfeJ>.

GOMES, F. E. **Efeito das ondas planetárias na aeroluminescência**. 2013. 213 f. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2013.

GOMES, F. E. **Observação de oscilações de 3-4 dias através das emissões do airglow mesosférico em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°W)**. 2009. 122 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2009.

GREER, R. G. H.; MURTAGH, D. P.; MCDADE, I. C.; DICKINSON, P. H. G.; THOMAS, L.; JENKINS, D. B.; STEGMAN, J.; LLEWELLYN, E. J.; WITT, G.; MACKINNON, D. J.; WILLIAMS, E. R. ETON 1: a data base pertinent to the study of energy transfer in the oxygen nightglow. **Planetary and Space Science**, v. 34, n. 9, p. 771-788, 1986.

HEDIN, A. E. Extension of the MSIS Thermospheric Model into the Middle and Lower Atmosphere, **J. Geophys. Res.**, v. 96, 1159, 1991.

KHOMICH, V. Y.; SEMENOV, A. I.; SHEFOV, N. N. **Airglow as an indicator of upper atmospheric structure and dynamics**. Berlin: Springer, 2008. 739p.

LANGHOFF, S. R.; WERNER, H. J.; ROSMUS, P. Theoretical Transition-Probabilities for the Oh Meinel System. **Journal of Molecular Spectroscopy**, v. 118, n. 2, p. 507-529, 1986.

LIU, G. P.; SHEPHERD, G. G.; ROBLE, R. G. Seasonal variations of the nighttime O((1)S) and OH airglow emission rates at mid-to-high latitudes in the context of the large-scale circulation. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 113, A6, 2008.

MAKHLouF, U. B.; PICARD, R. H.; WINICK, J. R. Photochemical-Dynamical Modeling of the Measured Response of Airglow to Gravity-Waves 1. Basic Model for OH Airglow. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**, v. 100, D6, p. 11289-11311, 1995.

MARTIN, L. R.; COHEN, R. B.; SCHATZ, J. F. Quenching of laser-induced fluorescence of O-2 (b1-sigma-g+) by O-2 and n-2. **Chemical Physics Letters**, v. 41, n. 2, p. 394-396, 1976.

MCDADE, I. C.; LLEWELLYN, E. J. Kinetic parameters related to sources and sinks of vibrationally excited OH in the nightglow, **J. Geophys. Res.**, v. 92, A7, p. 7643-7650, 1987. DOI:10.1029/JA092iA07p07643.

MCDADE, I. C.; LLEWELLYN, E. J. The excitation of O(1S) and O-2 bands in the nightglow - a brief review and preview. **Canadian Journal of Physics**, v. 64, n. 12, p. 1626-1630, 1986.

MCDADE, I. C.; MURTAGH, D. P.; GREER, R. G. H.; DICKINSON, P. H. G.; WITT, G.; STEGMAN, J.; LLEWELLYN, E. J.; THOMAS, L.; JENKINS, D. B. ETON 2: quenching parameters for the proposed precursors of O2(b1Σg+) and O(1S) in the terrestrial nightglow. **Planetary and Space Science**, v. 34, Issue 9, p. 789-800, 1986.

MEINEL, A. B. O2 emissions bands in the infrared spectrum of the night sky. **Astrophysical Journal**, v. 112, p. 464-468, 1950a.

MEINEL, A. B. OH emissions bands in the spectrum of the night sky. **Astrophysical Journal**, v. 112, n. 1, p. 11, 1950b.

MIYOSHI, Y.; FUJIWARA, H. Excitation mechanism of intraseasonal oscillation in the equatorial mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**, v. 111, D14, 2006.

NICOLAIDES, C.; SINANOGLU, O.; WESTHAUS, P. Theory of atomic structure including electron correlation. IV Method for forbidden-transition probabilities with results for [OI], [OII], [OIII], [N I], [NII], and [CI]. **Physical Review A**, v. 4, n. 4, p. 1400, out. 1971.

PETERSON, A. W. Airglow events visible to the naked eye. **Applied. Optics**, v. 18, n. 20, p. 3390-3393, out. 1979.

PICONE, J. M.; HEDIN, A. E.; DROB, D. P.; AIKIN, A. C. NRLMSISE-00 empirical model of the atmosphere: statistical comparisons and scientific issues, **J. Geophys. Res.**, v. 107, A12, p. 1468, 2002. DOI:10.1029/2002JA009430.

SHEPHERD, G. G. **Spectral imaging of the atmosphere**. International Geophysics Series, v. 82. Amsterdam: Academic Press, 2002. 324p.

SHEPHERD, G. G.; CHO, Y.-M. WINDII airglow observations of wave superposition and the possible association with historical "bright nights", **Geophys. Res. Lett.**, v. 44, p. 7036-7043, DOI:10.1002/2017GL074014. 2017.

SLANGER, T. G.; WOOD, B. J.; BLACK, G.; OLSON, R. E. Temperature-dependent o(s-1) reaction-rate coefficients - implications for atmospheric o p-3 profiles and measurements in pulsating aurorae. **Transactions-American Geophysical Union**, v. 53, n. 11, p. 1073, 1972.

VALLANCE JONES, A. The infrared spectrum of the airglow. **Space Sci. Rev.**, v. 15, p. 355, 1973.

CAPÍTULO 2

Ondas atmosféricas

Fábio Egito

Introdução

A atmosfera terrestre comporta uma ampla variedade de movimentos, que possuem as mais diversas escalas temporais e espaciais. Os movimentos são essencialmente deslocamentos do ar atmosférico, nos quais ocorrem diversos processos físicos e químicos. As assinaturas desses movimentos são deixadas nas variáveis que especificam o estado da atmosfera como, por exemplo, pressão, temperatura, velocidade dos ventos e concentrações dos constituintes.

Alguns movimentos exibem comportamentos periódicos temporais e espaciais. Variações nos campos atmosféricos que exibem

esse tipo de comportamento periódico podem ser convenientemente descritas como perturbações ondulatórias, que se propagam no tempo e no espaço, são as ondas atmosféricas.

Como toda onda mecânica, as ondas atmosféricas necessitam de uma força restauradora, ou seja, uma força que surge quando uma parcela de ar é deslocada de sua posição de equilíbrio e atua para restaurá-lo. Na atmosfera, as forças restauradoras são primariamente a gravidade e a rotação planetária.

De acordo com o mecanismo restaurador, as ondas são classificadas em ondas do tipo gravidade e ondas do tipo inerciais. Em algumas circunstâncias, quando ambos os mecanismos atuam, as ondas são chamadas de ondas do tipo gravidade-inércia.

Nas ondas do tipo gravidade, uma parcela de ar deslocada verticalmente experimenta um desequilíbrio entre a gravidade e o empuxo exercido pelo ambiente ao seu redor. Numa atmosfera estratificada, como a terrestre, a densidade diminui com a altura. Se a parcela é deslocada para cima (baixo), encontra uma densidade menor (maior) e, portanto, um empuxo menor (maior). O resultado é que a parcela tende a voltar à posição de equilíbrio. Nas ondas do tipo inerciais, um deslocamento horizontal de uma parcela de ar altera sua vorticidade, uma quantidade relacionada ao movimento de rotação. Então, surge uma força restauradora que atua para trazer a parcela de volta ao equilíbrio.

Além do mecanismo restaurador, as ondas atmosféricas também são classificadas de acordo com seu período de oscilação em três categorias: as *ondas de gravidade*, que têm períodos da ordem de minutos até horas e possuem escala horizontal da ordem de dezenas a milhares quilômetros; as *marés atmosféricas*, cujos períodos

de oscilação são submúltiplos dos dias solar e lunar e apresentam escala horizontal da ordem da circunferência da Terra; e as *ondas planetárias*, que também têm escala horizontal da ordem da circunferência da Terra, mas possuem períodos de oscilação entre aproximadamente 2 e 20 dias.

As ondas atmosféricas são normalmente geradas nos níveis inferiores da atmosfera (*e.g.*, na troposfera devido à atividade convectiva) e propagam-se ascendentemente transportando energia e *momentum* para níveis superiores. Dessa perspectiva, as ondas atuam como agentes redistribuidores de energia na atmosfera, transportando-a para distante da fonte. Um ponto importante é que, em decorrência da diminuição da densidade atmosférica com a altura, as ondas, em geral, aumentam sua amplitude à medida que ascendem na atmosfera. Isso ocorre para que sua energia seja conservada durante a propagação.

Sem adentrar detalhes profundos do desenvolvimento matemático da teoria das ondas atmosféricas, este capítulo busca fornecer uma discussão qualitativa, aliada com um suporte matemático básico, que permita ao leitor compreender os pontos essenciais da teoria e aplicá-los às observações.

Teoria das ondas atmosféricas

A descrição quantitativa das ondas atmosféricas é feita aplicando-se as leis de conservação do *momentum*, da massa e da energia, em conjunto com a lei dos gases ideais. Essas leis de conservação rendem um conjunto de equações, denominadas de equações

fundamentais, que são capazes de descrever a dinâmica da atmosfera. Nesse contexto, a atmosfera é considerada como um meio contínuo. Um ponto nesse meio contínuo representa um volume relativamente pequeno quando comparado ao volume da atmosfera, mas ainda grande o suficiente para conter um elevado número de partículas. Desse modo, a natureza molecular discreta da atmosfera pode ser negligenciada. Considerar a atmosfera um meio contínuo permite a aplicação das ferramentas matemáticas do cálculo diferencial e integral. As grandezas que caracterizam o estado da atmosfera, bem como suas derivadas, assumem, então, valores ponto a ponto.

O ponto de partida consiste em escrever a equação do movimento. Na atmosfera, considera-se um elemento de fluido, representado por um ponto, e identifica-se as forças que atuam sobre ele. Dito de outra forma, a tarefa é aplicar a 2ª Lei de Newton ao elemento de fluido e escrever a equação do movimento, a qual reflete o balanço de forças que atuam sobre ele. A equação do movimento, que representa a força por unidade de massa (aceleração), pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{d\vec{U}}{dt} = -\frac{1}{\rho}\nabla p - 2\vec{\Omega} \times \vec{U} + \vec{g} + \vec{F}_r, \quad (2.1)$$

em que \vec{U} é o vetor velocidade, ρ é a densidade, p é a pressão, $\vec{\Omega}$ é o vetor velocidade angular da Terra, \vec{g} é a aceleração da gravidade e \vec{F}_r representa as forças dissipativas e os forçantes externos.

O lado esquerdo da equação (2.1) expressa a aceleração resultante a que está submetido um elemento de fluido. O primeiro termo

do lado direito da equação (2.1) representa a força relativa ao gradiente de pressão, isto é, a força que o elemento de fluido sofre em consequência das variações espaciais de pressão. Gradientes de pressão são motores primários de movimentos do fluido atmosférico. O segundo termo do lado direito representa a força de Coriolis, que surge em decorrência de a Terra em rotação não ser um referencial inercial. Com isso, a aplicação da 2ª Lei de Newton do movimento requer a inserção de “forças fictícias” na equação do movimento. A força de Coriolis surge apenas quando há movimento em relação à Terra e altera a trajetória do elemento de fluido que está em movimento. O terceiro termo do lado direito representa a atração gravitacional experimentada pelo elemento de fluido. Nela está inclusa a ação da força centrípeta, que atua radialmente para fora do eixo de rotação da Terra. O quarto termo representa as forças de fricção e a ação de forçantes externos à atmosfera. As forças friccionalas, relacionadas à viscosidade e às forças hidromagnéticas, dissipam energia dos movimentos e atuam para atenuá-los.

A viscosidade representa uma espécie de atrito interno do fluido quando suas camadas se movimentam relativamente entre si. As forças hidromagnéticas são causadas por colisões entre partículas da atmosfera neutra e partículas carregadas. Através de colisões com as partículas carregadas, a atmosfera neutra sofre dissipação de energia. As partículas carregadas estão presentes na atmosfera a partir de aproximadamente 60km de altitude, onde se inicia a ionosfera. Então, as forças hidromagnéticas se tornam importantes na alta atmosfera. Os íons são os principais responsáveis pela dissipação de energia da atmosfera neutra por colisões, uma vez que sua massa é bem maior que a dos elétrons. O principal forçante externo

da atmosfera é o sol. A radiação solar, quando absorvida no corpo da atmosfera, atua como um forçante. Como será discutido mais adiante, a ação forçante da radiação no corpo da atmosfera é a principal responsável pelas marés atmosféricas. Além da radiação solar, a atração gravitacional da Lua também atua como forçante externo, dando origem às marés lunares observadas na atmosfera.

Além da equação do movimento, que reflete o balanço de *momentum*, as equações de conservação da massa e da energia, em conjunto com a lei dos gases ideais, constituem o conjunto de equações fundamentais que descrevem a dinâmica do fluido atmosférico. A equação de conservação da energia representa a Primeira Lei da Termodinâmica aplicada à atmosfera, ou seja, a variação da energia interna de um elemento de fluido é o resultado da realização de trabalho e das trocas de calor experimentadas. A conservação da massa implica que, na ausência de produção e perda por reações químicas, a massa de uma dada espécie química permanece constante. As equações da conservação da massa, também conhecida como equação da continuidade, e da energia podem ser escritas, respectivamente, da seguinte forma:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U}) = P - L \quad (2.2)$$

$$c_v \frac{dT}{dt} + p \frac{d\alpha}{dt} = Q \quad (2.3)$$

Aqui, P e L são, respectivamente, os termos de produção e perda de uma determinada espécie química, c_v é o calor específico a volume constante, $\alpha = 1/\rho$ é o volume específico e Q é a taxa de aquecimento por unidade de massa.

Na teoria clássica das ondas atmosféricas, as ondas existem como pequenas perturbações nos campos atmosféricos, sobrepostas a um estado básico de equilíbrio. Os campos atmosféricos variáveis são divididos em duas partes: um estado básico de equilíbrio, normalmente assumido como independente da longitude; e uma porção perturbada, que representa um desvio local nos campos variáveis em relação ao estado básico. Tomemos como exemplo a temperatura T . Ela é expressa como um valor de básico T_0 sobreposta com uma pequena perturbação T' . Matematicamente, expressa-se o campo de temperatura como $T = T_0 + T'$. As hipóteses básicas do método das perturbações são que as variáveis do estado básico satisfazem as equações fundamentais quando as perturbações são nulas e que as perturbações são suficientemente pequenas para que produtos que as envolvam possam ser desprezados. Com essas hipóteses, as equações diferenciais fundamentais, que inicialmente seriam não lineares, são reduzidas a equações diferenciais lineares.

Marés atmosféricas

As marés oceânicas, que elevam e abaixam o nível dos oceanos regularmente, são conhecidas há bastante tempo. A explicação para a subida e a descida dos oceanos veio com a teoria da gravitação

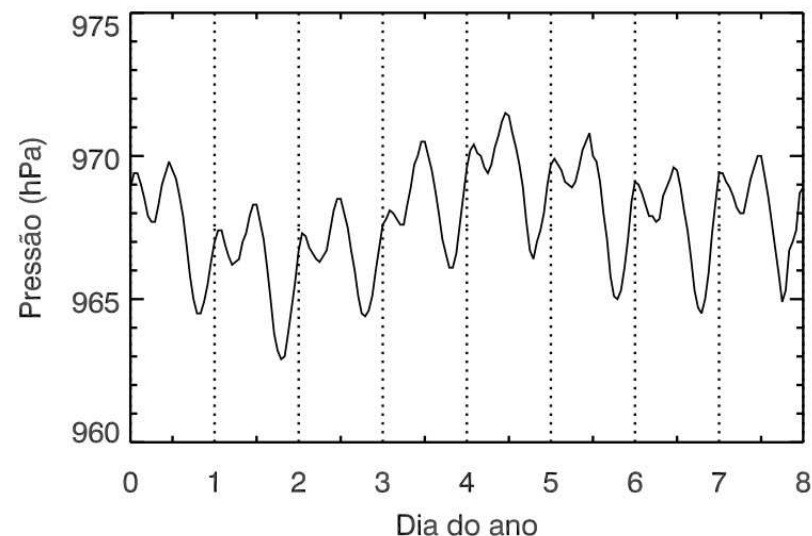
universal, de Isaac Newton. As marés oceânicas são então explicadas pela interação gravitacional entre a Terra e a lua. Embora a atmosfera também experimente atração gravitacional, oscilações de maré na atmosfera devido à ação direta da gravidade são difíceis de serem detectadas em virtude de sua pequena amplitude.

As marés atmosféricas são variações nos campos atmosféricos (*e.g.*, temperatura e pressão), que são submúltiplos dos dias solar e lunar. A nomenclatura das marés é feita de acordo com seu período. Por exemplo, as marés solares com períodos de 24, 12 e 8 horas são denominadas de marés diurna, semidiurna e terdiurna, respectivamente. A analogia para a nomenclatura é a mesma para as marés lunares. Contudo, deve-se salientar que, no caso das marés lunares, os termos diurna, semidiurna e terdiurna se referem ao tempo em dias lunares.

Oscilações de maré na atmosfera foram identificadas no início do século XX, em medidas de pressão atmosférica efetuadas nos trópicos. Registros barográficos históricos feitos na Batavia (atual Jakarta na Indonésia) evidenciaram variações regulares na pressão atmosférica de superfície, com periodicidade associada às marés atmosféricas. Para ilustrar esse aspecto com dados atuais, a Figura 2.1 mostra um registro barográfico feito na estação meteorológica de Cabaceiras (7,48°S; 36,29°O), localizada no estado da Paraíba, entre os dias 1 e 8 de janeiro de 2018. Observa-se que a pressão atmosférica exibe variações periódicas regulares. Ao longo de um dia, é possível observar a presença regular de dois máximos e mínimos de pressão, ou seja, há uma variação na pressão com período de 12 horas. Esse é o efeito da maré semidiurna. Observa-se também uma

variação de 24 horas associada à maré diurna, evidenciada pela amplitude mais elevada do segundo pico diário de pressão. Apesar de sua regularidade, as marés atmosféricas apresentam variações em sua amplitude e fase em diversas escalas temporais.

FIGURA 2.1 – MEDIDA DE PRESSÃO NA SUPERFÍCIE REALIZADA EM CABACEIRAS (7,48°S; 36,29°O) ENTRE 1 E 8 DE JANEIRO DE 2018



Fonte: Elaboração própria (2020). Com dados do Instituto Nacional de Meteorologia (INMET).⁴

As marés atmosféricas são de origem predominantemente térmica. Elas são primariamente excitadas pela absorção das radiações

⁴ Disponível em: <https://bdmep.inmet.gov.br/>. Acesso em: 17 ago. 2020.

infravermelha e ultravioleta, pelo vapor d'água na troposfera e pelo ozônio na estratosfera. Neste trabalho, caso não seja explicitado, quando falamos de marés, estamos considerando as marés solares.

Seguindo abordagem adotada por Forbes (1995), as equações fundamentais para uma atmosfera isotérmica, sem vento básico, sem dissipação, podem ser expressas da seguinte forma:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - 2\Omega v \sin\theta + \frac{1}{a \cos\theta} \frac{\partial \Phi}{\partial \lambda} = 0 \quad (2.4)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} - 2\Omega u \sin\theta + \frac{1}{a} \frac{\partial \Phi}{\partial \theta} = 0 \quad (2.5)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + N^2 w = \frac{\kappa J}{H} \quad (2.6)$$

$$\frac{1}{a \cos\theta} \left[\frac{\partial u}{\partial \lambda} + \frac{\partial}{\partial \theta} (v \cos\theta) \right] + \frac{1}{\rho_o} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_o w) = 0 \quad (2.7)$$

Neste caso, u é o vento zonal (leste-oeste), v é o vento meridional (norte-sul), w é o vento vertical, Φ é o geopotencial, N é a frequência de flutuabilidade (frequência de Brunt-Väisala), Ω é a velocidade angular da Terra, ρ_o é a densidade do estado básico ($\rho_o \propto e^{-z/H}$), λ é a longitude, θ é a latitude, $\kappa = R/C_p$, em que R é a constante dos gases ideais e C_p é o calor específico à pressão constante, J é a taxa de aquecimento por unidade de massa, a é o raio da Terra, g o módulo da aceleração gravitacional, H é a altura de escala e t é o tempo. O intervalo de variação da longitude é entre 0 e 2π e da latitude entre $-\pi$ e π , com latitudes positivas (negativas) no Hemisfério Norte (Sul).

As equações (2.4) a (2.7) formam um conjunto de equações diferenciais de 2ª ordem linearizadas que descrevem as perturbações nos campos atmosféricos. As equações (2.4) e (2.5) denotam, respectivamente, os balanços de *momentum* zonal e meridional. A equação (2.6) descreve a conservação da energia e a equação (2.7) descreve a conservação da massa. Nesse conjunto de equações, as variáveis independentes são a longitude, a latitude, a altura e o tempo. Procuram-se soluções, dadas em função das variáveis independentes, para os campos de velocidade (vento zonal u , meridional v e vertical w) e geopotencial, que são as variáveis dependentes no conjunto de equações fundamentais. A partir de relações entre esses campos variáveis, também é possível recuperar a resposta da atmosfera em termos da temperatura, pressão e densidade.

As soluções procuradas para os campos de maré devem ser periódicas no tempo e em longitude. Matematicamente, isso pode ser expresso da seguinte forma:

$$\{u, v, w, \Phi\}(\lambda, \theta, z, t) = \{\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{\Phi}\}(\theta, z) e^{i(s\lambda - \sigma t)} \quad (2.8)$$

em que \hat{u} , \hat{v} , \hat{w} , $\hat{\Phi}$ representam as amplitudes dos vento zonal, meridional e vertical; e do geopotencial, respectivamente, s o número de onda zonal, λ a longitude, σ a frequência e t o tempo universal.

Deve-se observar que as amplitudes do vento zonal, meridional e vertical e do geopotencial são funções da latitude e da altura. Implicitamente, está se admitindo uma atmosfera horizontalmente

uniforme e estacionária, cujas variações são provocadas pelas perturbações nos campos atmosféricos. Como será visto mais adiante, um dos objetivos da teoria das marés atmosféricas é determinar as funções que especificam a estrutura dos campos atmosféricos. Uma vez determinadas, toda a estrutura dos campos de maré pode ser obtida.

A solução (2.8) representa uma oscilação do tipo maré que se propaga longitudinalmente na atmosfera. O número de onda zonal s é um inteiro maior ou igual a zero, que representa o número de cristas ao longo de um círculo de latitude. Isso significa que uma onda com número de onda zonal 1 tem uma crista que se move longitudinalmente ao longo de um dado círculo de latitude. O termo $(s\lambda - \sigma t)$ indica o sentido de propagação na direção zonal. Quando $\sigma > 0$, a maré se propaga para leste; e quando $\sigma < 0$, a maré se propaga para oeste. As marés têm períodos submúltiplos do dia solar, no caso das marés térmicas. Como período e frequência estão diretamente ligados um ao outro, é possível expressar as frequências das marés como múltiplos da frequência de rotação da Terra. A título de ilustração, as marés, diurna e semidiurna, têm período de 1 dia (24 horas) e 0,5 dia (12 horas), respectivamente. Então, repetem-se, respectivamente, com frequência de 1 e 2 ciclos por dia. A maré diurna corresponde ao primeiro harmônico e a semidiurna ao segundo harmônico. Generalizando, é possível escrever a frequência da maré correspondente ao m -ésimo harmônico como:

$$\sigma_m = m\Omega \quad (2.9)$$

em que m é um inteiro e $\Omega = (2\pi/24) \text{ rad/h}$ é a frequência de rotação da Terra.

É interessante escrever a solução (2.8), que descreve a maré solar em tempo local em cada longitude. O tempo local t_L pode ser expresso em termos do tempo universal e da longitude da seguinte forma:

$$t_L = t + \frac{\lambda}{\Omega} \quad (2.10)$$

Usando a equação (2.10), a solução (2.8) pode ser reescrita da seguinte forma:

$$\{u, v, w, \Phi\}(\lambda, \theta, z, t) = \{\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{\Phi}\}(\theta, z) e^{i[(s+m)\lambda - \sigma_m t_L]} \quad (2.11)$$

Deve-se observar que, ao expressar a frequência da maré em termos de seus harmônicos, como na equação (2.9), está implícito que o inteiro m pode ser positivo ou negativo. Quando m for positivo (negativo), a maré se propaga para leste (oeste). Um caso interessante surge quando se tem $s = -m$. Neste caso, a solução (2.11) assume a seguinte forma:

$$\{u, v, w, \Phi\}(\lambda, \theta, z, t) = \{\hat{u}, \hat{v}, \hat{w}, \hat{\Phi}\}(\theta, z) e^{i[-\sigma_m t_L]} \quad (2.12)$$

A representação complexa de uma onda, como escrito na solução (2.12), costuma ser mais conveniente do ponto de vista do tratamento matemático. Do ponto de vista físico, a informação contida é a mesma quando se considera, por exemplo, apenas a parte real da função. Tomando a parte real da solução (2.12) e o geopotencial com exemplo ilustrativo, temos que:

$$\Phi = \hat{\Phi} \cos(|m|\Omega t_L) \quad (2.13)$$

A solução expressa por (2.13) informa que as marés solares têm a mesma variação em tempo local em todas as longitudes. Dito de outra forma, no mesmo tempo local, um observador vai perceber o mesmo comportamento da maré em todas as longitudes. Marés com essa característica são denominadas de *marés migrantes*. Marés migrantes seguem o movimento aparente do Sol para oeste, movendo-se com a mesma velocidade do Sol da perspectiva de um observador no solo. Quando $m = -1$ e $s = 1$, temos a maré diurna migrante; quando $m = -2$ e $s = 2$, temos a maré semidiurna migrante; e assim sucessivamente.

Todas as marés com $s \neq -m$ são denominadas de *marés não migrantes*. Nesse conjunto, estão incluídas marés que se propagam tanto para leste quanto para oeste. Por exemplo, a maré diurna com $m = -1$ e $s = 3$ se propaga para oeste com número de onda zonal 3 (há três máximos ao longo de um círculo de latitude), é uma maré não migrante. Marés não migrantes que se propagam para oeste o fazem mais lenta ou mais rapidamente do que o Sol.

É comum a utilização de símbolos para representar as marés. A simbologia inclui informações sobre a frequência, o sentido de propagação zonal e o número de onda zonal. A nomenclatura em inglês é habitualmente usada. A frequência, expressa em termos do número de ciclos diários, é denotada por D (*diurnal*, em inglês) para a maré diurna, S (*semidiurnal*, em inglês) para a maré semidiurna e T (*terdiurnal*, em inglês) para a maré terdiurna. Harmônicos mais elevados seguem a mesma lógica. O sentido de propagação para leste é representado por E (*eastward*, em inglês) e para oeste por W (*westward*, em inglês). O número de onda zonal é representado por s . Seguindo essa nomenclatura, as marés migrantes, diurna e semidiurna, são representadas, respectivamente, como $DW1$ e $SW2$. Outro exemplo: a maré diurna não migrante que se propaga para leste com número de onda zonal 3 é representada por $DE3$.

A solução do conjunto de equações fundamentais (2.4) a (2.7) requer um considerável esforço matemático, o que está fora do escopo deste trabalho. Aqui, busca-se descrever os principais aspectos da teoria das marés sem adentrar o desenvolvimento matemático. A inserção da solução dada pela função (2.8) no conjunto de equações (2.4) a (2.7) permite eliminar as variáveis λ e t , e rende uma equação diferencial parcial de 2ª ordem para a amplitude do geopotencial $\hat{\Phi}$. Como $\hat{\Phi} = \hat{\Phi}(\theta, z)$, a estratégia para solucionar a equação consiste em supor uma solução separável em altura e longitude, ou seja, $\hat{\Phi}(\theta, z)$ deve ser expressa como o produto de duas funções de modo que cada uma delas dependa de θ ou z apenas. Ademais, as marés se referem a ondas com várias frequências e números de

onda zonal. A solução geral deve ser a superposição às possíveis soluções que representam cada maré, que pode ser observada na atmosfera. A solução geral pode ser expressa da seguinte forma:

$$\hat{\Phi}(\theta, z) = \sum \Theta_n(\theta)G_n(z) \quad (2.14)$$

A separação de variáveis rende equações diferenciais de 2ª ordem em $\Theta_n(\theta)$ e $G_n(z)$. A solução dessas equações fornece as funções $\Theta_n(\theta)$ e $G_n(z)$, que definem, respectivamente, as estruturas horizontal e vertical das marés. Expressões para as velocidades zonal e meridional, separáveis em latitude e altura em termos de $\Theta_n(\theta)$ e $G_n(z)$, podem ser obtidas substituindo-se as funções (2.8) e (2.14) nas equações (2.4) e (2.5).

Estrutura horizontal

A equação em $\Theta_n(\theta)$ é denominada “equação de maré de Laplace”. Essa equação é essencialmente a mesma equação obtida por Laplace ao estudar os modos de vibração de um fluido sobre uma esfera em rotação. A equação de maré de Laplace é essencialmente uma equação de autovalores e autovetores. Para o caso dos modos de vibração do fluido sobre a esfera em rotação, conhecia-se a profundidade do fluido, e o objetivo era determinar as frequências (autovalores) de vibração. No caso das marés atmosféricas, a frequência é conhecida (múltiplos dos dias solar e lunar) e os autovalores,

que têm dimensão de comprimento, são denominados de “profundidades equivalentes”. Vale salientar que as profundidades equivalentes, apesar da dimensão de comprimento, não representam a profundidade da atmosfera, podendo inclusive assumir valores negativos. A equação de maré de Laplace é frequentemente escrita da seguinte forma:

$$F_{\sigma,s}(\Theta_n^{\sigma,s}) = \varepsilon_n^{\sigma,s} \Theta_n^{\sigma,s} \quad (2.15)$$

em que $F_{\sigma,s}$ é um operador diferencial na variável θ que atua sobre a função $\Theta_n^{\sigma,s}$ e $\varepsilon_n^{\sigma,s} = 4\Omega^2 a^2 / g h_n^{\sigma,s}$; e $h_n^{\sigma,s}$ são as profundidades equivalentes.

As funções $\Theta_n(\theta)$ (autovetores ou autofunções do problema) são conhecidas como “funções de Hough”. Elas formam um conjunto ortogonal completo no intervalo $0 \leq \theta \leq \pi$. Isso significa que outras quantidades podem ser expressas em termos das funções de Hough.

A equação de maré (2.15) especifica a dependência entre σ, s e ε_n , de forma que, para cada escolha de s e σ , há um conjunto autovalores ε_n e funções de Hough Θ_n que satisfazem a equação. Os sobrescritos (σ, s) indicam que soluções distintas são obtidas para cada escolha de σ e s . Cada par de autovalor ($\varepsilon_n^{\sigma,s}$) e autovetor ($\Theta_n^{\sigma,s}$), define um “modo” de maré. A obtenção das funções de Hough exige um considerável trabalho matemático. A função de Hough $\Theta_n^{\sigma,s}$ para cada modo de maré é expressa em uma série dos polinômios associados de Legendre com $|n| \geq s$, em que n é chamado de índice meridional.

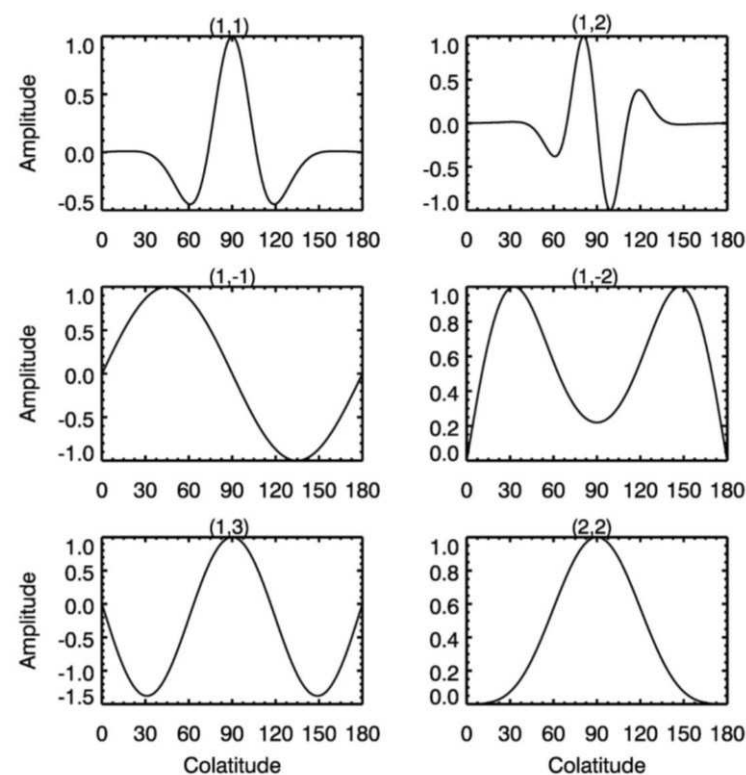
Há duas classes distintas de modos, uma composta dos modos que permanecem mesmo na ausência da rotação da Terra e a outra composta dos modos que desaparecem na ausência da rotação terrestre. Os modos pertencentes à primeira classe são chamados de “modos de gravidade ou propagantes”; e os modos que pertencem à segunda classe são chamados de “modos rotacionais ou aprisionados” ou ainda “modos de Rossby”. Os modos com $n > 0$ estão associados a oscilações do tipo gravidade; e os modos com $n < 0$ estão associados a oscilações do tipo rotacional.

Os modos das marés atmosféricas são nomeados em termos do número de onda zonal s , da ordem do modo n e de alguma informação sobre a simetria da função de Hough em torno do equador. Por exemplo, na nomenclatura de Chapman e Lindezen (1970), os modos são nomeados em termos da função de Hough ($\Theta_n^{\sigma, s}$). A teoria clássica trata primariamente das marés migrantes, nas quais $s = |m|$. Deve-se lembrar que a frequência da maré pode ser expressa como harmônicos da frequência de rotação da Terra ($\sigma = m\Omega$). Com isso, as funções de Hough são expressas como Θ_n^s ou apenas (s, n) , com complemento de informação sobre o período e/ou o tipo do modo. Por exemplo, o modo (1, 1) se refere ao primeiro modo propagante simétrico da maré diurna. O modo (1, 2) indica o primeiro antissimétrico propagante da maré diurna. O modo (1, -1) se refere ao primeiro modo antissimétrico aprisionado da maré diurna. Já o modo (2, 2) indica o primeiro modo propagante simétrico da maré semidiurna.

Na literatura, é possível encontrar os coeficientes de expansão de diversos modos das marés diurna e semidiurna. A Figura 2.2 mostra as funções de Hough referentes a alguns modos das marés

migrante diurna e semidiurna. Os coeficientes de expansão utilizados na construção das funções de Hough foram calculados por Champan e Lindzen (1970).

FIGURA 2.2 – FUNÇÕES DE HOUGH PARA OS MODOS (1,1), (1,2), (1,-1), (1,-2), (1,3) DA MARÉ MIGRANTE DIURNA E (2,2) DA MARÉ MIGRANTE SEMIDIURNA, COM A COLATITUDE DEFINIDA DE 90°-LATITUDE(θ)



Fonte: Elaboração própria (2020).

Estrutura vertical

A separação de variáveis expressa pela função (2.14) rende equações diferenciais de 2ª ordem para as funções $\Theta(\theta)$ e $G(z)$. Essas duas funções estão conectadas por uma constante de separação, que, nesse caso, é a profundidade equivalente h_n para cada modo. As profundidades equivalentes são obtidas via solução da equação de maré de Laplace. Então, cada modo tem sua estrutura vertical definida. Para cada autovalor, fica definida uma estrutura vertical para o modo. Seguindo o desenvolvimento de Forbes (1995), a equação para a estrutura vertical das marés pode ser expressa como:

$$\frac{d^2 G_n^{\sigma,s}}{dx^2} + (\alpha_n^{\sigma,s})^2 G_n^{\sigma,s} = \frac{i\rho_o^{-1/2}}{\sigma N} \frac{d}{dx} (\rho_o J_n^{\sigma,s}), \quad (2.16)$$

em que $G_n^{\sigma,s} = G_n^{\sigma,s} \rho_o^{-1/2} N^{-1}$, $x = z/H$ é a altura normalizada pela altura de escala H , $(\alpha_n^{\sigma,s})^2 = \frac{\kappa H}{h_n^{\sigma,s}} - \frac{1}{4}$ e $J_n^{\sigma,s}$ é a taxa de aquecimento do modo.

Deve-se observar que a equação (2.16) é análoga à equação de movimento de um oscilador harmônico forçado. As soluções possíveis assumem a seguinte forma:

$$G_n^{\sigma,s} \sim A e^{i\alpha_n^{\sigma,s} x} + B e^{-i\alpha_n^{\sigma,s} x}. \quad (2.17)$$

O tipo de solução, oscilatória ou não, dependerá do valor de $(\alpha_n^{\sigma,s})^2$, que depende das profundidades equivalentes $h_n^{\sigma,s}$. Se $h_n^{\sigma,s} < 0$ ou $h_n^{\sigma,s} > 4\kappa H$, então $(\alpha_n^{\sigma,s})^2 < 0$. Assim, $\alpha_n^{\sigma,s}$ será um número complexo e a solução expressa por (2.17) assumirá uma forma do tipo exponencial decrescente:

$$G_n^{\sigma,s} \sim A e^{-|\alpha_n^{\sigma,s}| x}. \quad (2.18)$$

A solução dada por (2.18) é denominada de evanescente ou aprisionada. Neste caso, as oscilações ficam mais ou menos confinadas à região de excitação. É desse fato que, na nomenclatura das marés, aparece o termo “modo aprisionado”. São modos que não se propagam verticalmente.

Se $0 < h_n^{\sigma,s} < 4\kappa H$, então $(\alpha_n^{\sigma,s})^2 > 0$ e $\alpha_n^{\sigma,s}$ será um número real. Com isso, a solução será oscilatória. Em conjunto com a chamada “condição de radiação” (velocidade de grupo > 0 para $x \rightarrow \infty$), a solução assume a forma $G_n^{\sigma,s} \sim e^{i\alpha_n^{\sigma,s} x}$, em que o sinal “mais” (“menos”) que surge da definição de $\alpha_n^{\sigma,s}$ é escolhido para ondas se propagando para oeste (leste). Essa é a chamada solução propagante, na qual a onda se afasta da fonte.

Na equação (2.16), $\alpha_n^{\sigma,s}$ pode ser visto como o número de onda vertical. Conhecidas as profundidades equivalentes $h_n^{\sigma,s}$, é possível associar um comprimento de onda vertical $\lambda_{z,n}^{\sigma,s}$ para cada modo.

$$\lambda_{z,n}^{\sigma,s} = \frac{2\pi}{\alpha_n^{\sigma,s}} = \frac{2\pi H}{\sqrt{\frac{\kappa H}{h_n^{\sigma,s}} - \frac{1}{4}}} \quad (2.19)$$

O termo H aparece devido à mudança de variáveis $x = z/H$ introduzida originalmente. A equação (2.19) fornece o comprimento de onda vertical de um dado modo em uma atmosfera isotérmica. Se for considerado um perfil vertical de temperatura variável, a equação (2.19) se transforma em $\lambda_{z,n}^{\sigma,s} = 2\pi H / \sqrt{\left(\frac{\kappa H}{h_n^{\sigma,s}} + \frac{dH}{dx}\right) - \frac{1}{4}}$, em que o termo dH/dx surge para dar conta da variação da altura de escala H com a temperatura. A presença de um perfil vertical faz com que o comprimento de onda vertical dos modos propagantes também varie com a altura.

O forçante térmico

As marés atmosféricas constituem um excelente exemplo de oscilações forçadas na atmosfera, cuja periodicidade da fonte excitadora é bem conhecida. A variação dia-noite da absorção da radiação solar impõe uma periodicidade diária ao forçante. É possível visualizar a forma do forçante térmico diário como uma onda senoidal truncada no nascimento e no ocaso do Sol, com máximo ao meio-dia solar local. Latitudinalmente, a incidência de radiação é mais elevada na região tropical do que em regiões de média e alta latitudes. A dependência latitudinal da absorção da radiação solar pode ser visualizada como uma curva senoidal truncada, com máximo no equador e nula nos polos. Do ponto de vista da variação vertical, o aquecimento da atmosfera que excita as marés ocorre devido à absorção de radiação infravermelha pelo vapor d'água na troposfera, de radiação ultravioleta pelo ozônio na estratosfera e pelo oxigênio e nitrogênio moleculares na baixa termosfera (aproximadamente

entre 100 e 200 km de altura). Apesar da periodicidade diária, a excitação térmica pode ser decomposta em uma série (de Fourier) de componentes sub-harmônicos do dia solar, ou seja, 24 horas, 12 horas, 8 horas, etc.

O forçante térmico também pode ser expandido em termos das funções de Hough:

$$\hat{f}(\theta, z) = \sum \theta_n^{\sigma,s}(\theta) J_n^{\sigma,s}(z) \quad (2.20)$$

Com isso, cada modo definido pelo par autovalor/autovetor possui seu próprio perfil vertical de aquecimento $\hat{f}_n^{\sigma,s}(z)$. A estrutura vertical de cada modo é determinada por $\hat{f}_n^{\sigma,s}(z)$ e $h_n^{\sigma,s}$, que por sua vez determinam a estrutura térmica média da atmosfera através da equação (2.16) e da solução (2.14).

A Tabela 2.1 mostra a nomenclatura e a descrição de alguns modos das marés migrantes diurna e semidiurna presentes em uma atmosfera isotérmica, com temperatura de 256 K. Deve-se observar que apenas os modos propagantes estão associados a comprimentos de onda verticais.

TABELA 2.1 – DESCRIÇÃO E NOMENCLATURA DE ALGUNS MODOS MIGRANTES DAS MARÉS DIURNA E SEMIDIURNA PARA UMA ATMOSFERA ISOTÉRMICA A 256 K

Onda	(s,n)	h_n (km)	λ_z (km)	Classe	Descrição
Diurna	(1,1)	0.6909	27.9	Gravidade	Primeiro modo simétrico propagante
Diurna	(1,2)	0.2384	15.9	Gravidade	Primeiro modo antissimétrico propagante
Diurna	(1,3)	0.1203	11.2	Gravidade	Segundo modo simétrico propagante
Diurna	(1,-1)	803.356	--	Rotacional	Primeiro modo antissimétrico aprisionado
Diurna	(1,-2)	-12.2703	--	Rotacional	Primeiro modo simétrico aprisionado
Diurna	(1,-4)	-1.7581	--	Rotacional	Segundo modo simétrico aprisionado
Semidiurna	(2,2)	7.8519	311.0	Gravidade	Primeiro modo simétrico propagante
Semidiurna	(2,3)	3.6665	81.4	Gravidade	Primeiro modo antissimétrico propagante
Semidiurna	(2,4)	2.1098	53.8	Gravidade	Segundo modo simétrico propagante
Semidiurna	(2,5)	1.3671	41.1	Gravidade	Segundo modo antissimétrico propagante

Fonte: Chapman e Lindzen (1970).

Ondas planetárias

As ondas planetárias podem ser definidas como oscilações observadas nos campos atmosféricos (temperatura, pressão, ventos, etc.) com períodos entre 2 e 20 dias e escala horizontal da ordem da circunferência da Terra. São movimentos de baixa frequência e larga escala que desempenham um papel importante na dinâmica da atmosfera. Juntamente com as marés atmosféricas e as ondas de gravidade, as ondas de escala planetária contribuem para o transporte de *momentum* e energia na atmosfera. Essas ondas são geralmente geradas na baixa atmosfera e propagam-se verticalmente, transportando uma grande quantidade de energia e *momentum* para média e alta atmosfera. Atuam, por exemplo, na manutenção das conhecidas oscilações quase-bienal (QBO – acrônimo em inglês para *Quasi-Biennial Oscillation*), semianual (SAO – acrônimo em inglês para *SemiAnnual Oscillation*) e intrasazonal (ISO – acrônimo em inglês para *Intraseasonal Oscillation*), observadas na atmosfera equatorial (Andrews, 1987; Miyoshi; Fujiwara, 2006).

Do ponto de vista matemático, as ondas planetárias surgem naturalmente da teoria clássica das marés atmosféricas. As ondas planetárias surgem como soluções das equações fundamentais (2.4) a (2.7) sem a presença do forçante externo, que, no caso das marés, é a absorção da radiação solar no corpo da atmosfera pelo ozônio e pelo vapor d'água. As soluções das equações linearizadas sem a presença do forçante externo são denominadas de *modos normais* e correspondem à resposta ressonante da atmosfera (Forbes, 2000). As ondas planetárias, mesmo não tendo um forçante periódico como as marés, não prescindem de uma fonte de geração, uma perturbação

inicial que desestabilize a atmosfera. Fontes das ondas planetárias incluem primariamente atividade convectiva na troposfera. A atividade convectiva impõe forte movimento vertical na atmosfera. A exemplo de um sistema oscilatório simples, como um sistema massa-mola, uma perturbação inicial excita o sistema e ele se mantém oscilando livremente até que sua energia seja dissipada. Algo semelhante ocorre na atmosfera. Movimentos verticais associados à atividade convectiva fornecem a perturbação inicial. A atmosfera responde oscilando em suas frequências naturais.

Ondas planetárias observadas na média atmosfera podem ser identificadas como modos normais modificados pelo vento de fundo e pelo perfil vertical de temperatura. Essas ondas não são mantidas por forçantes específicos. No entanto, alguns mecanismos, tais como atividade convectiva e/ou flutuações do vento médio, são as possíveis fontes de excitação.

Aspectos teóricos

O tratamento teórico é semelhante ao dispensado às marés atmosféricas, porém, no caso das ondas planetárias, não há a presença do forçante térmico específico e os períodos de oscilação não são sub-harmônicos dos dias solar e lunar. A estrutura horizontal das ondas planetárias é especificada por suas correspondentes funções de Hough e a estrutura vertical é dada pela equação (2.16) sem a presença do forçante térmico. Diferente das marés, para as ondas planetárias, s e σ não são conhecidos. Então, o problema é abordado

de forma contrária. A equação da estrutura vertical (2.16) é resolvida como um problema de autovalor e autovetor em que são determinados os autovalores $h_n^{\sigma,s}$. Em seguida, os $h_n^{\sigma,s}$ são substituídos na equação de maré de Laplace, que, por sua vez, é resolvida como um problema de autovalor e autovetor para σ . Com isso, chega-se ao conjunto de autofrequências possíveis e suas correspondentes autofunções (funções de Hough). Os autovalores $h_n^{\sigma,s}$ são geralmente relacionados parametricamente com a frequência σ . Considerando o número de onda zonal $s = 1$ e uma atmosfera isotérmica a 256 K, a resposta ressonante da atmosfera ocorre quando o autovalor é $h_n^{\sigma,1} \approx 10,5 \text{ km}$ (Forbes, 1995). A esse autovalor, estão associados vários possíveis períodos (frequências) nos quais a atmosfera pode oscilar livremente. Cada período corresponde a um modo normal. Os autoperíodos correspondentes a $n = -1, -2, -3, -4$ são, aproximadamente, 28 horas, 5 dias, 8 dias e 12 dias. Essas ondas pertencem à segunda classe, modos de Rossby ou rotacionais. Além desses modos normais, o modo misto de Rossby-gravidade com número de onda zonal $s = 3$ e período de aproximadamente 2 dias também é importante para a dinâmica da atmosfera. Todos esses modos correspondem a ondas que se propagam para oeste.

A nomenclatura dos modos normais é feita de forma semelhante à das marés atmosféricas. Especifica-se o número de onda zonal s , a ordem do modo n e a frequência (ou período) da onda. Ao invés de fazer referência ao período ou à frequência da onda, também se costuma utilizar a notação $(s, n, \pm \sigma/\Omega)$, em que a informação sobre a frequência e o sentido de propagação da onda está contida na razão $\pm \sigma/\Omega$. Os modos normais com períodos de 5, 8 e 12 dias são especificados, respectivamente, como os modos

$(1, -2)$, $(1, -3)$ e $(1, -4)$. O modo misto de Rossby-gravidade com $s = 3$, conhecido como “onda de quase-dois-dias”, é especificado como modo $(3, -3)$.

Outra nomenclatura para as ondas planetárias considera a seguinte notação para os modos $(s, |n| - s)$. Então, o modo $(1, -2)$, que corresponde à onda de 5-dias, é denotado apenas com modo $(1, 1)$, pois $(s, |n| - s) = (1, |-2| - 1) = (1, 1)$. A presença de um vento de fundo provoca um deslocamento Doppler no período (frequência) observado das ondas. Com isso, os períodos observados diferem dos autoperíodos. Para os modos normais $(1, -2)$, $(1, -3)$ e $(1, -4)$, o deslocamento Doppler provocado por um vento nominal de 10m/s resultará em períodos observados de 5,6, 10,2 e 17,1 dias, respectivamente (Forbes, 1995).

Ondas equatoriais

Na região equatorial, onde a atuação da força de Coriolis é negligenciável, os movimentos atmosféricos assumem características distintas daquelas observadas em médias latitudes. É bem conhecido há muitos anos que movimentos ondulatórios de escala planetária, confinados na região equatorial entre 15°S e 15°N, propagam-se zonal e verticalmente na atmosfera (Andrews, 1987). O ponto inicial no tratamento matemático dessas ondas seria, naturalmente, a teoria clássica de marés de Laplace. Entretanto, seu confinamento latitudinal sugere o uso da aproximação do plano- β equatorial, na qual se utiliza um sistema de coordenadas cartesianas em lugar do sistema esférico. A aproximação do plano- β consiste em expandir o

parâmetro de Coriolis, $f = 2\Omega \sin\theta$, em torno de uma latitude, e em utilizar a geometria cartesiana em vez da esférica, quando um movimento atmosférico ocorre em torno de alguma latitude θ_0 . Então, substituem-se as coordenadas esféricas (λ, θ) pelas coordenadas cartesianas (x, y) , em que x é a distância na direção zonal (positiva para leste) e y a distância na direção meridional (positiva para norte) em relação a alguma origem (λ_0, θ_0) . A expansão do parâmetro de Coriolis em torno de uma latitude θ_0 é feita em séries de Taylor, considerando-se os termos até primeira ordem. Então, obtém-se a seguinte expressão:

$$f = f_0 + \beta y, \quad (2.21)$$

em que $f_0 = 2\Omega \sin\theta_0$ e $\beta = 2\Omega a^{-1} \cos\theta_0$.

Em torno do equador, onde $\theta_0 = 0$, tem-se que $f_0 = 0$ e $\beta = 2\Omega a^{-1}$. Seguindo Andrews (1987), as equações fundamentais linearizadas para as perturbações no vento zonal u , meridional v e vertical w e no geopotencial Φ em uma atmosfera isotérmica, com vento básico nulo e sem forçantes externos, assumem a seguinte forma:

$$\frac{\partial u}{\partial t} - \beta y v + \frac{\partial \Phi}{\partial x} = 0, \quad (2.22)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \beta y u + \frac{\partial \Phi}{\partial y} = 0, \quad (2.23)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \left(\frac{\partial \Phi}{\partial z} \right) + N^2 w = 0, \quad (2.24)$$

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{1}{\rho_0} \frac{\partial}{\partial z} (\rho_0 w) = 0, \quad (2.25)$$

As soluções procuradas para o conjunto de equações (2.21) a (2.24) devem ser ondulatórias, com periodicidade zonal e vertical, e com as amplitudes das perturbações dependentes da distância ao equador. Matematicamente, isso pode ser expresso da seguinte forma:

$$(u, v, w, \Phi) = e^{z/2H} \left(\hat{u}(y), \hat{v}(y), \hat{w}(y), \hat{\Phi}(y) \right) e^{i(k_x x + k_z z - \omega t)} \quad (2.26)$$

Neste caso, $\hat{u}(y)$, $\hat{v}(y)$, $\hat{w}(y)$, $\hat{\Phi}(y)$ são as amplitudes da onda, ω é a frequência da onda e k_x e k_z são, respectivamente, os números de onda zonal e vertical.

A substituição da solução dada pela função (2.25) no conjunto de equações (2.21) a (2.24) rende um conjunto de equações diferenciais para as amplitudes. Eliminando-se $\hat{w}(y)$, o conjunto de equações diferenciais para as amplitudes da onda fica reduzido às seguintes equações:

$$-i\omega \hat{u} - \beta y \hat{v} + ik_x \hat{\Phi} = 0, \quad (2.27)$$

$$-i\omega \hat{v} + \beta y \hat{u} + \frac{\partial \hat{\Phi}}{\partial y} = 0, \quad (2.28)$$

$$ik_x \hat{u} + \frac{\partial \hat{v}}{\partial y} - i \frac{\omega}{N^2} (k_z^2 + 1/4H^2) \hat{\Phi} = 0. \quad (2.29)$$

A onda equatorial mais proeminente é a onda de Kelvin, que tem perturbação meridional desprezível ($\hat{v} = 0$). Com essa condição, as equações de (2.26) a (2.28) são reduzidas a duas equações diferenciais ordinárias de 1ª ordem em $\hat{\Phi}$ e \hat{u} , cujas soluções assumem as seguintes formas:

$$\hat{\Phi}(y) = \Phi_0 e^{-\frac{1k_x}{2\omega} \beta y^2}, \quad (2.30)$$

$$\hat{u}(y) = u_0 e^{-\frac{1k_x}{2\omega} \beta y^2}. \quad (2.31)$$

As soluções dadas pelas funções (2.29) e (2.30) mostram que a amplitude da onda de Kelvin tem uma estrutura meridional análoga a uma distribuição gaussiana centrada no equador, ou seja, sua amplitude é máxima no equador e decresce em direção aos polos.

Ainda a partir das equações (2.24) a (2.26), é possível obter uma relação de dispersão para as ondas de Kelvin e sua velocidade de grupo vertical $c_g^{(z)}$:

$$k_z^2 = \frac{N^2 k_x^2}{\omega^2} - \frac{1}{4H^2} \Leftrightarrow \omega = \pm \frac{N k_x}{k_z \sqrt{1 + 1/4k_z^2 H^2}} \quad (2.32)$$

$$c_g^{(z)} = \frac{\partial \omega}{\partial k_z} = \pm \frac{\omega^3 k_z}{N^2 k_x^2}. \quad (2.33)$$

Na atmosfera, uma onda que se propaga da troposfera para alturas mais elevadas deve apresentar velocidade de grupo positiva.

Com isso, deve-se considerar o sinal positivo na função (2.32) para a velocidade de grupo da onda de Kelvin. Conseqüentemente, deve-se considerar o sinal negativo para ω na Relação de dispersão (2.31), que estabelece o relacionamento entre a frequência e os números de onda zonal e vertical para a onda de Kelvin.

As ondas de Kelvin têm amplitude decrescente com a distância ao equador. Isso tem conseqüências no que diz respeito ao sentido de propagação zonal da onda. As equações (2.29) e (2.30) indicam que a amplitude das ondas só diminuirá com a distância ao equador se $k_x/\omega > 0$, pois y^2 será sempre positivo. Mas k_x/ω é exatamente a velocidade de fase zonal da onda. Então, a onda de Kelvin deve ser propagar exclusivamente para leste.

A relação de dispersão para as ondas de Kelvin foi obtida considerando o vento básico nulo. A presença de um vento básico não nulo provoca um deslocamento Doppler da frequência. Sendo \bar{u} o vento zonal básico e ω a frequência observada, a frequência intrínseca da onda ω^* será dado por:

$$\omega^* = \omega - k_x \bar{u}. \quad (2.34)$$

As ondas de Kelvin são divididas em três categorias, de acordo com sua velocidade de fase zonal: as ondas de Kelvin lentas, referidas como SK (acrônimo em inglês de *Slow Kelvin wave*); as ondas de Kelvin rápidas, referidas como FK (acrônimo em inglês de *Fast Kelvin wave*) e as ondas de Kelvin ultrarrápidas, referidas como UFK (acrônimo em inglês de *Ultra-fast Kelvin wave*). As ondas de Kelvin foram inicialmente observadas a partir de rádio sondagens na baixa

estratosfera. Medidas a bordo de satélites e por radares no solo permitiram identificar as ondas de Kelvin na estratosfera e mesosfera (Wallace; Kousky, 1968; Hirota, 1978; Salby *et al.*, 1984). As ondas lentas têm período entre 10-20 dias e comprimento de onda vertical em torno de 10 km. As ondas rápidas têm períodos entre 7-10 dias e comprimento de onda em torno de 20km. Já as ondas ultrarrápidas têm períodos entre 3-4 dias e comprimento de onda vertical da ordem ou superior a 40km. As observações indicam que o número de onda zonal 1 é dominante. A fonte das ondas Kelvin está ligada à atividade convectiva na troposfera. Por terem comprimento de onda vertical mais longo, as ondas ultrarrápidas conseguem penetrar na MLT.

Resultados observacionais e simulações

A observação das marés e ondas planetárias na atmosfera terrestre ocorre de várias formas. São utilizadas medidas de solo, balões e satélites. Em cada forma, há vantagens e desvantagens. As medidas de solo têm a vantagem de proporcionar uma excelente cobertura temporal. Contudo, são deficientes em termos de cobertura espacial, uma vez que marés e ondas planetárias têm escala global, e uma cobertura dessa natureza exigiria a instalação e a operação de uma quantidade significativa de instrumentos. Medidas de solo também têm limitações na cobertura vertical, pois as técnicas utilizadas (*e.g.*, radares) não oferecem cobertura total desde o solo até a termosfera. Medidas a bordo de balões oferecem boa cobertura vertical, porém estão limitadas à altura máxima alcançada pelos balões,

os quais chegam até a estratosfera. Medidas de satélite oferecem uma excelente cobertura espacial, contudo têm limitações de cobertura temporal.

Nesta seção, são apresentados resultados experimentais e comparações com modelos atmosféricos relatando como as marés e ondas planetárias são observadas na atmosfera, especialmente na região da MLT. Os resultados são fruto de medidas realizadas no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP), localizado em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O). Em operação desde 1997, o OLAP tem fornecido importantes medidas para investigações científicas da média e alta atmosfera na região equatorial. Alguns resultados experimentais são comparados com simulações numéricas realizadas com o modelo de circulação geral da Universidade de Kyushu (Kyushu-GCM, *General Circulation Model*). São utilizadas medidas e simulações dos ventos e das emissões de *airglow* na MLT para ilustrar vários aspectos das marés atmosféricas e ondas planetárias.

As medidas de vento são realizadas por um radar meteórico instalado no OLAP. O radar meteórico permite a determinação das componentes do vento neutro entre aproximadamente 80 e 100km de altitude. O vento é estimado a partir do traço ionizado deixado pela ablação de meteoros que ocorre nesse intervalo de alturas. Os meteoros que penetram na atmosfera sofrem ablação e deixam uma trilha ionizada. A trilha é carregada pelo vento neutro de fundo e move-se com a mesma velocidade. Então, medindo-se a velocidade da trilha, é possível estimar a velocidade do vento neutro na região. O radar emite um pulso eletromagnético, que é refletido pela trilha ionizada e retorna à superfície, onde é captado por um conjunto de

antenas receptoras. A partir da interferometria do sinal, são determinados a velocidade e a distância radiais da trilha meteórica, além dos ângulos zenital e azimutal da posição onde a trilha foi detectada. Os ecos do sinal transmitido são agrupados em intervalos de altura (~2-3 km) e tempo (~1-2 h) e, a partir das informações posicionais, são determinadas as componentes zonal u , meridional v e, em algumas circunstâncias, a componente vertical w do vento neutro. O radar pode operar 24 horas por dia e fornecer medidas de vento continuamente. A Figura 2.3 mostra a disposição das antenas receptoras do radar meteórico instalado no OLAP.

FIGURA 2.3 – POSICIONAMENTO REAL DAS ANTENAS RECEPTORAS DO RADAR METEÓRICO DE SÃO JOÃO DO CARIRI



Fonte: Acervo próprio (2013).

As medidas de *airglow* são realizadas no OLAP desde sua inauguração por um fotômetro multicanal, denominado de Multi-3. O fotômetro mede a intensidade zenital das emissões das bandas OH(6-2) da hidroxila e O₂b(0-1) do oxigênio molecular, das linhas verde

(OI557,7nm) e vermelha (OI630,0nm) do oxigênio atômico e da linha amarela do sódio mesosférico (NaD). São realizadas medidas noturnas dessas emissões durante aproximadamente treze dias em torno da Lua nova. A análise espectral das intensidades das emissões permite investigar a dinâmica das ondas de gravidade, marés e ondas planetárias que se propagam através das camadas de emissão.

As simulações numéricas foram realizadas com o Kyushu-GCM, que é um modelo espectral de circulação geral da atmosfera. No modelo, é resolvido o conjunto completo das equações não lineares do balanço de *momentum* zonal e meridional, da conservação da energia e da massa. São incorporados ao modelo processos físicos apropriados para a troposfera, a estratosfera, a mesosfera e a termosfera. Também são incluídos efeitos da topografia da superfície terrestre, contraste entre continentes e oceanos e convecção úmida, os quais são importantes para a geração de ondas atmosféricas. O modelo assimila dados meteorológicos de reanálise. São assimilados dados de temperatura e pressão da superfície, temperatura, ventos zonal e meridional e vapor d'água. A assimilação visa forçar as soluções das equações do modelo para valores realísticos até 30 km de altitude. A inclusão de dados produzidos a partir de observações torna o modelo mais realístico. O modelo se estende desde o solo até a exobase (~500 km). A versão utilizada possui 75 níveis verticais, com resolução de 0,4 escala de altura acima da troposfera. Na região da MLT, a resolução vertical é de aproximadamente 2 km. Na horizontal, a resolução de aproximadamente $2,8^\circ \times 2,8^\circ$ de longitude e latitude. Os produtos fornecidos pelo modelo são as componentes do vento neutro (zonal, meridional e vertical), a temperatura e as razões de mistura do oxigênio atômico e molecular.

Observação das marés atmosféricas

As marés atmosféricas são variações periódicas regulares, cujos períodos são submúltiplos do dia solar, no caso das marés solares. Medidas de vento na MLT têm permitido investigar as características das marés, tais como amplitudes, comportamento de fase e suas variações diárias, sazonais, intrasazonais e de períodos mais longos. A Figura 2.4 mostra as componentes zonal (painel superior esquerdo) e meridional (painel superior direito) do vento medido pelo radar meteorológico em São João do Cariri, em 91 km de altitude, entre os dias do ano 115 e 120 (os dias do ano vão de 1 a 365 para anos não bissextos), que correspondem ao intervalo entre 25 e 30 de abril de 2005.

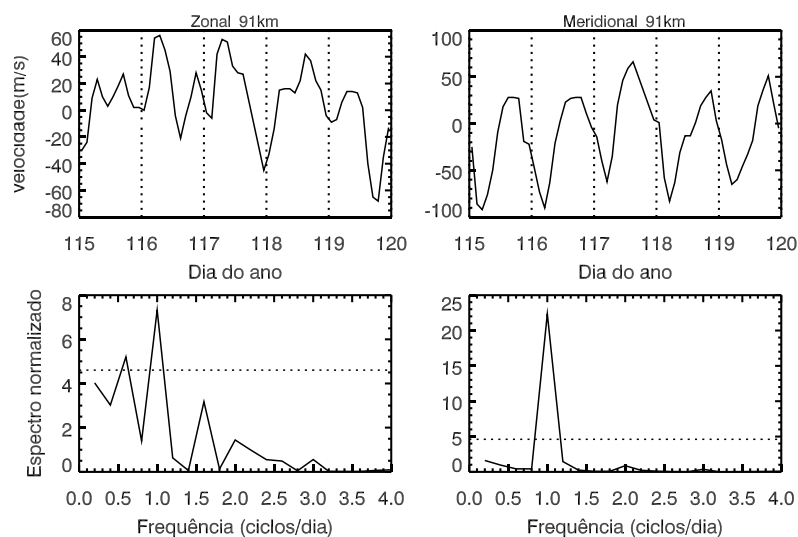
Uma inspeção visual mostra que ambas as componentes do vento, zonal e meridional, variam regularmente com ciclos de aproximadamente 1 dia. Tanto o vento zonal quanto o meridional apresentam incursões que indicam mudança no sentido em que sopram. Tome-se como exemplo o início do dia 116. O vento zonal está próximo de 0 m/s e o meridional cerca de -20 m/s. O vento zonal cresce em magnitude, soprando para leste, e chega próximo a 60 m/s. Depois diminui, inverte seu sentido e sopra para oeste, até chegar próximo aos -20 m/s, quando volta a soprar para leste e atinge novamente um máximo cerca de um dia depois do máximo anterior.

O comportamento é ainda mais evidente no vento meridional. No início do dia 116, o vento meridional sopra para sul até atingir a magnitude máxima perto dos -90 m/s. Em seguida, vai se tornando menos negativo até inverter o sentido e soprar para norte com magnitude máxima próxima aos 30 m/s. Por fim, começa a ficar menos

positivo, inverte o sentido até atingir a máxima magnitude para sul novamente, completando assim um ciclo diário. Esse comportamento é o que caracteriza a presença da maré diurna no vento.

As variações diurnas observadas nos ventos zonal e meridional são analiticamente identificadas através de análise espectral. Os painéis inferiores esquerdo e direito da Figura 2.4 mostram, respectivamente, a análise espectral de Fourier dos ventos zonal e meridional. A presença da variação diurna é evidenciada pelos picos espectrais na frequência de 1 ciclo/dia.

FIGURA 2.4 – VENTO ZONAL (PAINEL SUPERIOR ESQUERDO) E MERIDIONAL (PAINEL SUPERIOR DIREITO) MEDIDO PELO RADAR METEÓRICO EM SÃO JOÃO DO CARIRI ENTRE OS DIAS 25 E 30 DE ABRIL DE 2005



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: Os painéis inferiores esquerdo e direito mostram, respectivamente, os espectros de Fourier dos respectivos ventos. As linhas horizontais tracejadas indicam o nível de confiança de 90%.

Medidas de vento em um único ponto limitam as informações que podem ser inferidas sobre o comportamento global da maré. Não é possível, por exemplo, identificar diretamente qual modo de maré é dominante na região. A maré diurna observada nos ventos medidos pelo radar meteorológico resulta da superposição de todos os possíveis modos das marés migrantes e não migrantes com período de 1 dia. Contudo, algumas inferências permitem comparação com a teoria. A determinação da fase (tempo de máximo ou mínimo da maré) no intervalo de alturas no qual o vento é medido permite inferir o sentido de propagação vertical e um possível comprimento de onda associado à propagação vertical.

Para ilustrar esse aspecto, considere o vento entre 25 e 30 de abril. A análise consiste em construir inicialmente o chamado dia composto. As medidas de ventos ocorrem 24 horas por dia. A análise do dia composto consiste em agrupar todos os dados obtidos no mesmo horário ao longo dos dias analisados (neste caso, entre 25 e 30 de abril). Em seguida, calcula-se a média do vento em cada horário ao longo de 1 dia. O resultado é uma série temporal com 24 horas de comprimento. O procedimento é feito para todas as alturas nas quais o vento é medido pelo radar. Esse tipo de procedimento permite analisar as características da maré ao longo de um dado intervalo de tempo. Por fim, é realizada a análise harmônica, que consiste em ajustar, via método dos mínimos quadrados, uma curva senoidal com os componentes diurno e semidiurno da maré. O resultado do ajuste fornece os perfis verticais de amplitude e fase da maré.

A Figura 2.5 mostra o vento meridional composto (painel esquerdo) e os perfis de amplitude (painel central) e fase (painel direito) da maré diurna. O vento meridional composto mostra um

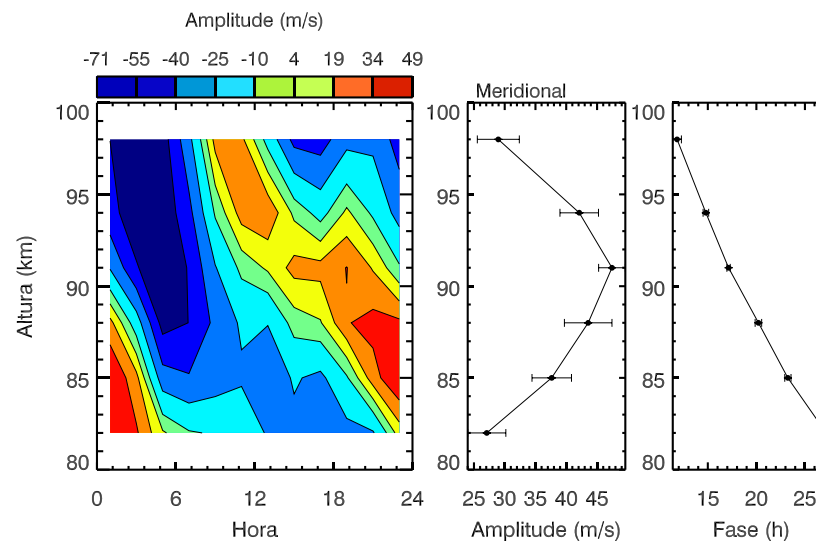
claro padrão diurno em todo o intervalo de alturas. Os ventos atingem velocidades consideráveis, de até -71 m/s para sul e +49 m/s para norte. O perfil de amplitude indica que a maré diurna atinge sua amplitude máxima de cerca de 45 m/s em torno de 90 km de altura. Acima de 90 km, a amplitude diminui rapidamente. Isso pode ser um indício de dissipação da onda.

Ondas que experimentam processos dissipativos depositam sua energia e *momentum* no escoamento básico da atmosfera, atuando como forçantes. O perfil vertical de fase indica que o máximo da onda de maré ocorre em alturas menores à medida que o tempo evolui. Diz-se então que a fase apresenta propagação descendente. A propagação descendente da fase corresponde à propagação ascendente da onda. Isso significa que a maré diurna no vento meridional está transportando energia e *momentum* de baixo para cima, ou seja, dos níveis inferiores da atmosfera, onde foi gerada, para níveis superiores. Além do sentido de propagação vertical, o perfil de fase permite inferir o comprimento de onda vertical.

O primeiro passo para determinar o comprimento de onda vertical é obter a velocidade de fase vertical da onda. Isso pode ser feito a partir da estimativa do tempo que o máximo da onda gasta para percorrer o intervalo de alturas no qual o vento é medido. Dito de outra forma, a velocidade de fase vertical é a taxa na qual a fase muda com a altitude. Ajusta-se uma reta ao perfil vertical de fase. A inclinação da reta de ajuste é a velocidade de fase vertical. O comprimento de onda vertical é calculado pela relação entre velocidade, comprimento de onda e período para ondas harmônicas ($v_z = \lambda_z/T$). Para a maré diurna, $T = 24h$. O ajuste fornece v_z . Para o caso mostrado na Figura 2.6, o comprimento de onda calculado foi $\lambda_z =$

$(24,9 \pm 1,4)km$. Esse resultado permite uma comparação com a previsão da teoria clássica para comprimento de onda vertical de diversos modos da maré diurna. Para uma atmosfera isotérmica a 256 K e sem vento de fundo, Champan e Lindzen (1970) indicam $\lambda_z = 27,9 km$ para o modo (1,1). Na modelagem desenvolvida por Forbes (1982), o comprimento de onda do modo (1,1) é estimado em cerca de 25km. Isso indica que a maré diurna no vento meridional, observada entre 25 e 30 de abril, é dominada pelo modo migrante (1,1). Análise semelhante pode ser feita para a componente zonal do vento.

FIGURA 2.5 – VENTO MERIDIONAL DE DIA COMPOSTO (PAINEL ESQUERDO). PERFIS VERTICAIS DE AMPLITUDE (PAINEL CENTRAL) E FASE (PAINEL DIREITO) DA MARÉ DIURNA NO VENTO ZONAL ENTRE 25 E 30 DE ABRIL DE 2005



Fonte: Elaboração própria (2020).

Observação das ondas planetárias

Ao contrário das marés, que se manifestam regularmente na atmosfera, as ondas planetárias aparecem como perturbações transitórias nos campos atmosféricos. Isso implica o uso de técnicas de análise espectral capazes de detectar a presença de sinais periódicos ao longo do tempo. Uma técnica bastante utilizada para investigar a presença de ondas planetárias nos ventos da MLT é análise *wavelet*. Essa técnica permite identificar quando e quais sinais periódicos estão presentes numa série temporal. A Figura 2.6 mostra o vento zonal (painel superior esquerdo) e meridional (painel superior direito) em 91km, medido durante o ano de 2005. Ambos, vento zonal e meridional, apresentam magnitudes que atingem 100 m/s, com inversões de sentido. O vento zonal exibe mudanças em escalas temporais mais longas que o vento meridional. É possível observar que, entre os dias 30 e 90, o vento zonal experimenta uma inversão de sentido, quando muda de leste para oeste e volta a soprar para leste após o dia 120. O vento meridional, por outro lado, é rico em flutuações mais curtas.

A busca por ondas planetárias passa pela identificação de variações periódicas nas componentes do vento, com períodos próximos aos dos modos normais, ou seja, 2, 5-7, 10 e 16-dias. Adicionalmente, há as ondas de Kelvin, com período entre 3 e 4 dias na MLT. A análise espectral efetuada via transformada *wavelet* com ondaleta mãe de Morlet (Torrence; Compo, 1998) é mostrada nos painéis inferiores esquerdo (zonal) e direito (meridional) da Figura 2.6. O espectro é mostrado como um gráfico de contorno. O eixo horizontal mostra o tempo e o eixo vertical os períodos analisados. A presença

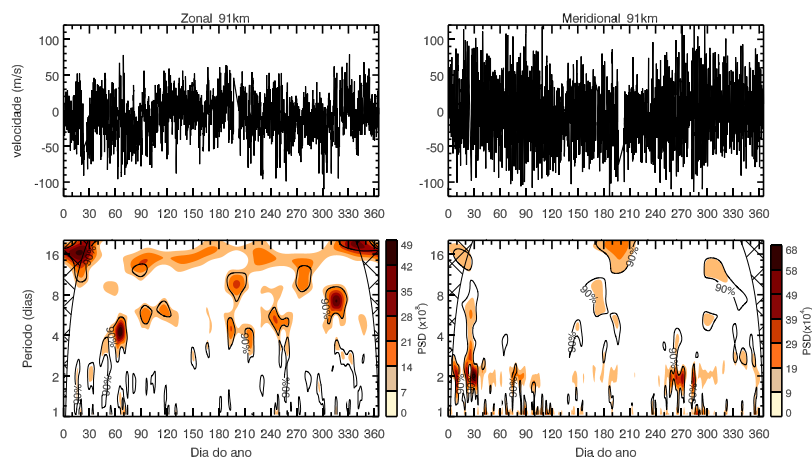
de periodicidades é identificada através da escala de cores que, neste caso, quanto mais escuras, mais intensas serão as periodicidades associadas conforme indicam as barras de cores laterais. Os contornos com linha contínua em preto delimitam as regiões dentro das quais a probabilidade de a periodicidade estar presente nos dados é de 90%.

Exemplificando: no espectro do vento zonal, a região localizada no eixo horizontal, entre os dias do ano 1 e 30 e no eixo vertical em torno de 16 dias, é contornada com cores escuras. Isso indica que o vento zonal apresenta uma variação periódica de 16 dias no intervalo de tempo considerado. Seguindo essa diretiva, é possível observar que o espectro do vento zonal é marcado pela presença de periodicidades significativas no intervalo de períodos entre 3 e 4 dias, entre 5 e 8 dias, em torno de 10 e 16 dias. Periodicidades mais curtas (*e.g.*, 2 dias) são menos frequentes e intensas. Por outro lado, no espectro do vento meridional, as periodicidades mais curtas são mais intensas e frequentes. Elas ocorrem principalmente no verão (dias 1-60) e também em torno do equinócio de primavera (dias 240-270).

Periodicidades mais longas são mais fracas e distribuídas esparsamente. Análises desse tipo permitem caracterizar a distribuição sazonal das ondas planetárias. Vários estudos têm sido dedicados a estabelecer as características sazonais de cada onda planetária (*e.g.*, Araújo *et al.*, 2014; Forbes *et al.*, 2009; Lima *et al.*, 2005; Sridharan *et al.*, 2006; Takahashi *et al.*, 2013). Análises posteriores devem investigar as características de cada onda, como amplitude, fase, propagação vertical, e também possíveis interações com as marés atmosféricas. É importante salientar novamente que medidas de

um único ponto não permitem a investigação direta da distribuição planetária das ondas.

FIGURA 2.6 – VENTO ZONAL (PAINEL SUPERIOR ESQUERDO) E MERIDIONAL (PAINEL SUPERIOR DIREITO), A 91KM DE ALTURA, MEDIDO PELO RADAR METEÓRICO EM SÃO JOÃO DO CARIRI DURANTE 2005



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: Painéis inferiores esquerdo e direito mostram os respectivos espectros *wavelet* dos ventos.

Estudo de caso

Na atmosfera equatorial, a onda Kelvin contribui significativamente para a dinâmica da região. É, primariamente, a única onda de escala planetária com período da ordem de alguns dias que se propaga para leste. Na MLT, a manifestação das ondas de Kelvin ocorre

pela presença recorrente do modo ultrarrápido com períodos entre 3 e 4 dias. A seguir, é abordada a observação simultânea de uma onda de Kelvin ultrarrápida nas medidas de vento e *airglow*, com suporte de simulações numéricas do Kyushu-GCM.

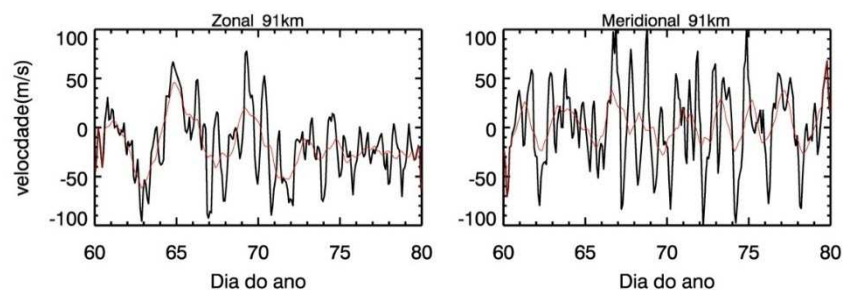
Os espectros *wavelet* mostrados na Figura 2.6 indicam a presença de uma forte variação periódica no vento zonal, com período de aproximadamente 4 dias entre os dias do ano 60 e 80 (1 a 20 de março). Por outro lado, no vento meridional, o espectro indica que essa periodicidade não está presente. Essa situação sugere que a oscilação de 4 dias no vento zonal seja causada por uma onda de Kelvin ultrarrápida.

A Figura 2.7 mostra o comportamento do vento zonal e meridional entre os dias 60 e 75 a 91km de altura. A curva vermelha representa uma média móvel de 1 dia, que facilita a visualização de variações temporais na escala de dias. Uma inspeção visual permite inferir que o vento zonal apresenta comportamento periódico entre os dias 60 e 70, tornando visível o resultado da análise espectral. Observa-se também que a maré diurna é consideravelmente suprimida durante os ciclos entre os dias 60 e 68. Egito *et al.* (2018) mostraram que esse comportamento está associado à interação não linear entre a onda de Kelvin ultrarrápida e a maré diurna.

Evidências adicionais que permitam caracterizar a periodicidade observada como uma onda de Kelvin ultrarrápida podem ser

obtidas a partir da estrutura vertical de amplitude e fase. A Figura 2.8 mostra os perfis verticais de amplitude (painel esquerdo) e fase (painel direito) da oscilação de 4 dias no vento zonal. A amplitude cresce entre 82 e 91km, quando atinge a magnitude máxima de ~30 m/s. Acima de 91km, a amplitude decresce. A fase da onda se propaga na descendente, o que indica que a onda se propaga e transporta energia e *momentum* ascendentemente. A linha contínua representa um ajuste linear, através do qual se determina a velocidade de fase vertical da onda e, por conseguinte, seu comprimento de onda vertical. Para esse evento, estima-se um comprimento de onda vertical $\lambda_z = (43 \pm 3) \text{ km}$. A presença da onda apenas no vento zonal e seu comprimento de onda vertical sugerem se tratar de uma onda ultrarrápida de Kelvin.

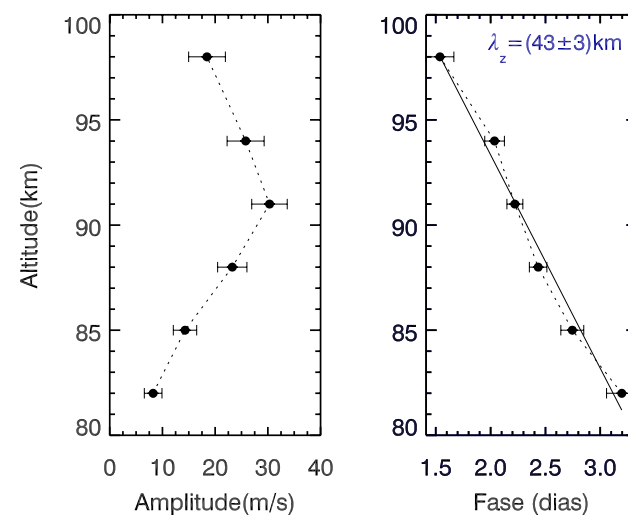
FIGURA 2.7 – VENTO ZONAL E MERIDIONAL A 91KM DE ALTURA ENTRE OS DIAS 60 E 80 DE 2005



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: A curva vermelha representa uma média móvel de 1 dia.

FIGURA 2.8 – PERFIL VERTICAL DE AMPLITUDE (PAINEL ESQUERDO) E FASE (PAINEL DIREITO) DA OSCILAÇÃO DE 4 DIAS NO VENTO ZONAL



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: A linha contínua preta denota um ajuste linear.

Em paralelo às medidas de ventos, ocorreram também medidas de *airglow*. A Figura 2.9 mostra as medidas noturnas da intensidade das emissões do OI5577 (painel superior esquerdo), do O₂b(0-1) (painel intermediário esquerdo) e do OH(6-2) (painel inferior esquerdo). Cada agrupamento de dados ao longo do intervalo de observação corresponde a uma noite de observações.

A intensidade das emissões apresenta consideráveis variações noturnas e dia a dia. As variações noturnas são causadas principalmente pelas marés atmosféricas. Para identificar variações periódicas na escala de alguns dias, foi aplicado o periodograma de Lomb-

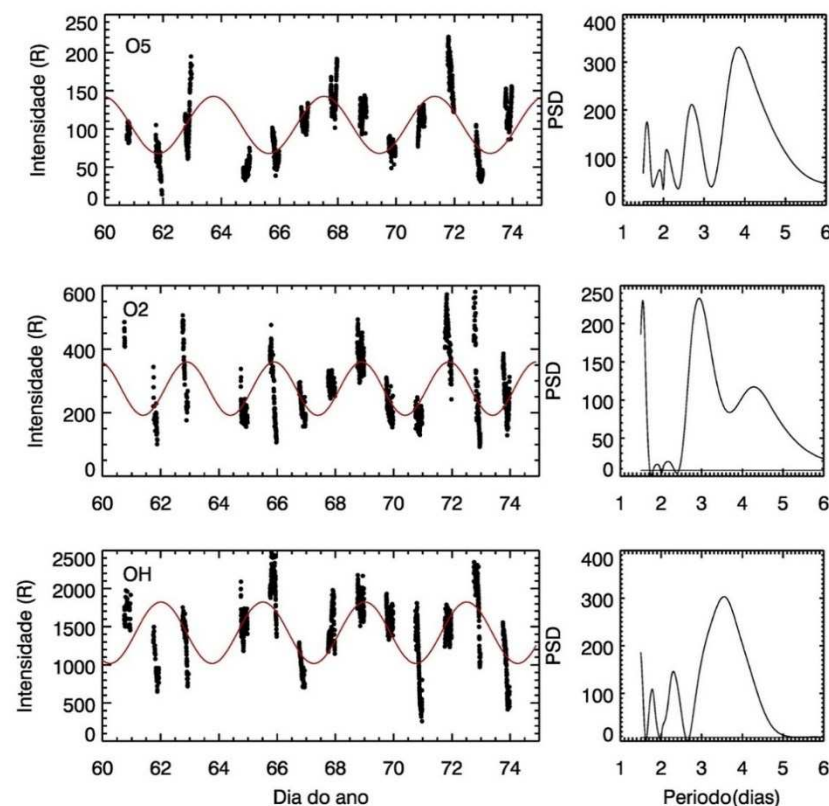
Scargle (Lomb, 1976; Scargle, 1982). O periodograma possibilita a análise do conteúdo espectral de séries temporais não igualmente espaçadas, como é o caso do *airglow*, uma vez que as medidas são realizadas apenas durante o período noturno. Os periodogramas são mostrados nos painéis direitos da Figura 2.9.

A análise indica a presença de variações periódicas na intensidade das emissões com períodos entre 3 e 4 dias. Isso indica que a onda de Kelvin observada nos ventos também deixou sua assinatura no *airglow*. A intensidade das emissões depende das concentrações dos constituintes atmosféricos envolvidos na produção das emissões e da temperatura, que toma parte nos coeficientes das reações fotoquímicas. Assim, a passagem da onda perturbando esses parâmetros periodicamente modula a intensidade das emissões no período da onda.

É interessante notar que, mesmo na escala de dias, uma onda de escala planetária pode perturbar as emissões. Isso porque os processos fotoquímicos de produção do *airglow* ocorrem durante a noite. Durante o dia, a presença da radiação solar altera significativamente os processos físico-químicos na região das camadas de emissão. Ainda assim, atuando apenas durante o período noturno sobre a fotoquímica das emissões, a onda modula as intensidades.

Vários trabalhos têm utilizado medidas de *airglow* para estudar a dinâmica da atmosfera. Por exemplo, Takahashi *et al.* (2002), utilizando dados de São João do Cariri, foram os primeiros a reportar a assinatura das ondas de Kelvin ultrarrápidas nas emissões do *airglow* na região equatorial.

FIGURA 2.9 – INTENSIDADES DAS EMISSÕES DO OI5577, O2B(0-1) E OH(6-2), MEDIDAS EM SÃO JOÃO DO CARIRI EM MARÇO DE 2005



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: Painéis esquerdos mostram os respectivos periodogramas de Lomb-Scargle de cada emissão. As curvas vermelhas contínuas representam um ajuste referente ao pico espectral mais elevado no periodograma.

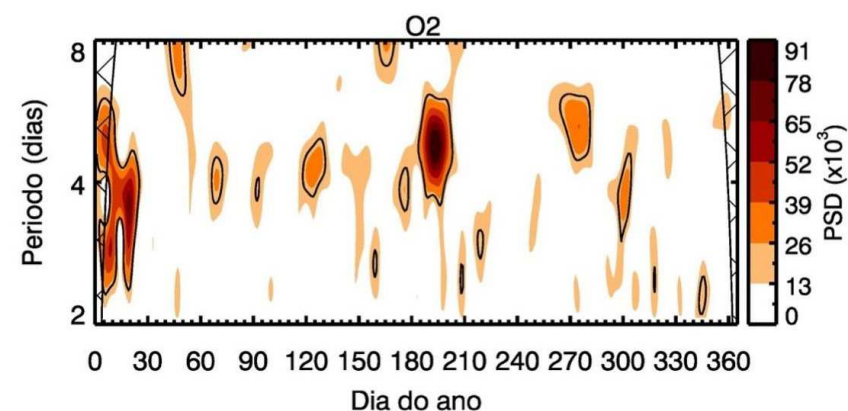
As medidas de vento e *airglow*, embora evidenciem a presença da onda de Kelvin ultrarrápida na MLT equatorial, não permitem investigar a possível estrutura global da onda. Nesse contexto, simulações numéricas permitem investigar aspectos pouco acessíveis via medidas experimentais, além de contribuir para a interpretação das medidas. Utilizando o Kyushu-GCM, foram simuladas as três emissões medidas pelo fotômetro. O modelo é autoconsistente no que diz respeito à geração de ondas planetárias e marés, uma vez que incorpora processos físicos responsáveis pela geração dessas ondas. Isso significa que o efeito das ondas já está incluso nas concentrações e temperatura utilizados para calcular as taxas de emissão.

Para comparação com as medidas de vento e *airglow* efetuadas no OLAP, foi selecionado na grade horizontal do modelo o ponto mais próximo do observatório. As simulações correspondem ao ano de 2005. Após escolhido o ponto na grade do modelo, são extraídas as concentrações dos constituintes e a temperatura. Em seguida, são calculadas a taxa de emissão volumétrica e a taxa de emissão integrada das emissões do OH(6-2), O₂b(0-1) e OI5577. Os dados de *airglow* analisados correspondem à meia noite local.

A Figura 2.10 mostra o espectro *wavelet* da emissão do O₂b(0-1) calculada para todo o ano de 2005. É possível observar a assinatura de várias periodicidades que podem ser associadas às ondas planetárias. Chama a atenção a presença de energia espectral significativa entre os dias do ano 60 e 80, associada a uma periodicidade de aproximadamente 4 dias, semelhante às identificadas nas medidas de vento e *airglow* realizadas no mesmo intervalo de tempo no

OLAP. Os espectros *wavelet* (não mostrados aqui) das emissões simuladas do OH(6-2) e do OI5577 também exibem a periodicidade de 4 dias no intervalo de tempo mencionado.

FIGURA 2.10 – ESPECTRO *WAVELET* DA EMISSÃO DO O₂B(0-1) SIMULADO PELO MODELO EM 2005



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: Os dados são referentes ao ponto na grade do modelo mais próximo de São João do Cariri.

Os resultados relatados no parágrafo anterior fornecem indícios de que o modelo é capaz de simular, de forma realística, o comportamento dinâmico da atmosfera. Permitem, então, que o modelo seja utilizado para investigar a possível extensão global e natureza da onda. Para isso, foi efetuada uma análise da distribuição espacial e temporal das emissões simuladas com o modelo. O processo consiste em fixar uma latitude, neste caso a de São João do Cariri, e extrair do modelo os dados de todas as longitudes correspondentes ao

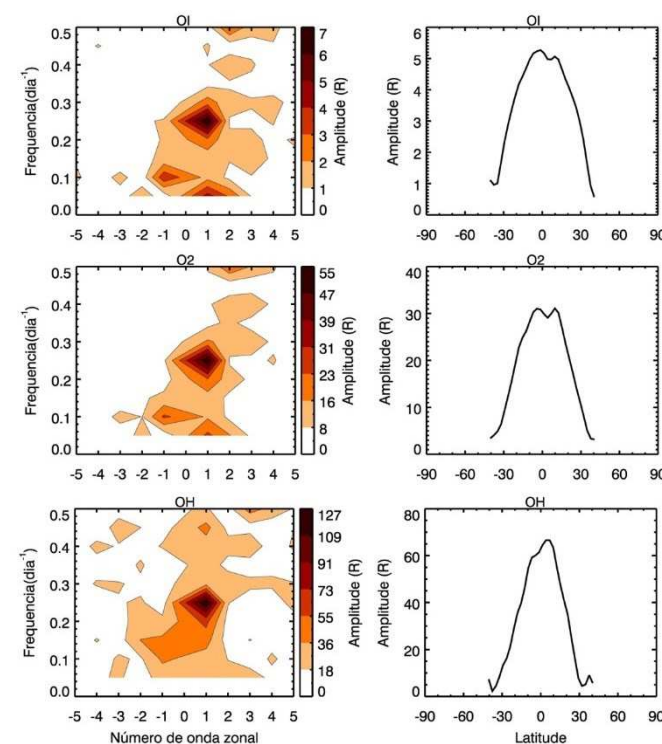
intervalo de tempo de interesse. Com isso, temos uma seção de tempo e longitude que possibilita a investigação da propagação zonal de uma onda. A análise espectral, baseada no trabalho de Hayashi (1971), consiste em aplicar a transformada de Fourier em duas dimensões, longitude e tempo. O resultado é a decomposição do sinal em termos das frequências e números de onda zonais presentes na série de dados. Essa análise foi aplicada às emissões no intervalo entre os dias do ano 60 e 80.

A Figura 2.11 mostra o espectro bidimensional (tempo e longitude) das emissões do OI557,7nm (painel superior esquerdo), O₂b(0-1) (painel intermediário esquerdo) e OH(6-2) (painel inferior esquerdo). O eixo horizontal mostra o número de onda zonal; e o eixo vertical, a frequência em ciclos por dia. Nesse contexto, números de onda zonal positivos (negativos) indicam propagação zonal para leste (oeste). Os espectros revelam que todos os parâmetros exibem picos espectrais associados a número de onda zonal 1 e à frequência de aproximadamente 0.25 ciclo/dia, o que corresponde a um período de 4 dias. Ou seja, a perturbação nas emissões é causada por uma onda que se propaga para leste com número de onda zonal 1 e período de 4 dias.

Observações indicam que as ondas de Kelvin ultrarrápidas aparecem na MLT com essas características. Isso permite associar as variações periódicas identificadas nas emissões simuladas pelo modelo à passagem de uma onda de Kelvin ultrarrápida. Uma análise adicional consiste em extrair a amplitude desse sinal com número de onda zonal 1 e período de 4 dias em todas as latitudes. Com isso, há a estrutura latitudinal da onda, que é mostrada nos painéis direitos da Figura 2.11. Observa-se que, em todos os casos, a amplitude

da onda é máxima no equador e decai em direção aos polos, semelhante a uma curva gaussiana centrada no equador. Teoricamente, esse é o comportamento esperado para a amplitude de uma onda de Kelvin. Assim, corrobora-se a presença de uma onda de Kelvin ultrarrápida na MLT equatorial e sua influência sobre as emissões e ventos nessa região.

FIGURA 2.11 – ESPECTRO DE FOURIER EM DUAS DIMENSÕES (LONGITUDE E TEMPO) DO VENTO ZONAL E DAS EMISSÕES DO AIRGLOW



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: Dados analisados são dos dias do ano de 60 a 80.

Referências

ANDREWS, D. G.; HOLTON, J. R.; LEOVY, C. B. **Middle atmosphere dynamics**. San Diego: Academic Press, 1987.

ARAÚJO, L. R.; LIMA, L. M.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R.; TAKAHASHI, H. Planetary wave seasonality from meteor wind measurements at 7.4°S and 22.7°S. **Ann. Geophys.**, v. 32, n. 5, p. 519-531, 2014.

CHAPMAN, S.; LINDZEN, R. S. **Atmospheric tides**. Holland: D. Reidel, 1970. 188 p.

EGITO, F.; BURITI, R. A.; FRAGOSO MEDEIROS, A.; TAKAHASHI, H. Ultrafast Kelvin waves in the MLT airglow and wind, and their interaction with the atmospheric tides, **Ann. Geophys.**, v. 36, p. 231–241. Disponível em: <https://doi.org/10.5194/angeo-36-231-2018>. 2018.

FORBES, J. A. Atmospheric Tides, 1, Model description and results for the solar diurnal components, **J. Geophys. Res.**, v. 87, p. 5222–5240, 1982.

FORBES, J. M. Tidal and planetary waves. *In*: JOHNSON, R. M.; KILLEEN, T. L. **The Upper Mesosphere and Lower Thermosphere: a Review of Experiment and Theory**. Geophysical Monograph Series. v. 87, p. 21, 1995.

FORBES, J. M. Wave coupling between the lower and upper atmosphere: case study of an ultra-fast Kelvin Wave. **Journal**

of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics. v. 62, n. 17-18, p. 1603-1621, 2000.

FORBES, J. M.; ZHANG, X.; PALO, S. E.; RUSSELL, J.; MERTENS, C. J.; MLYNCZAK, M. Kelvin waves in stratosphere, mesosphere and lower thermosphere temperatures as observed by TIMED/SABER during 2002–2006, **Earth Planet. Space**, v. 61, BF03353161, 2009.
<https://doi.org/10.1186/BF03353161>

GOMES, F. E. **Observação de oscilações de 3-4 dias através das emissões do airglow mesosférico em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°W)**. 2009, 122 f. Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Campina Grande, 2009.

GOMES, F. E. **Efeito das ondas planetárias na aeroluminescência**. 2013. 213 f. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2013.

HAYASHI, Y. A generalized method of resolving disturbances into progressive and retrogressive waves by space Fourier and time cross-spectral analyses. **Journal of the Meteorological Society of Japan**. v. 49, p. 4, 1971.

HIROTA, I. Equatorial waves in the upper stratosphere and mesosphere in relation to the semiannual oscillation of the zonal wind. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 35, n. 4, p. 714-722, 1978.

HOLTON, J. R. **An introduction to dynamic meteorology**. 4. ed., San Diego: Elsevier Academic Press, 2004.

LIMA, L. M.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R.; TAKAHASHI, H. The 6.5-day oscillations observed in meteor winds over Cachoeira Paulista (22.7 degrees S). **Planetary Atmospheres, Ionospheres, and Magnetospheres**. v. 36, n. 11, p. 2212-2217, 2005.

LOMB, N. R. Least-Squares Frequency-Analysis of Unequally Spaced Data. **Astrophysics and Space Science**, v. 39, n. 2, p. 447-462, 1976.

MIYOSHI, Y.; FUJIWARA, H. Excitation mechanism of intraseasonal oscillation in the equatorial mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Geophysical Research-Atmospheres**, v. 111, D14, 2006.

OBERHEIDE, J., M. E.; HAGAN, M. E.; RICHMOND, A. D.; FORBES, J. M. Dynamical Meteorology. **Atmospheric Tides**. Encyclopedia of Atmospheric Sciences, 2. ed., Academic Press, p. 287-297, 2015.

SALBY, M. L.; HARTMANN, D. L.; BAILEY, P. L.; GILLE, J. C. Evidence for equatorial Kelvin modes in Nimbus7 LIMS. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 41, n. 2, p. 220-235, 1984.

SCARGLE, J. D. Studies in astronomical time-series analysis .2. Statistical aspects of spectral-analysis of unevenly spaced data. **Astrophysical Journal**. v. 263, n. 2, p. 835-853, 1982.

SRIDHARAN, S.; TSUDA, T.; NAKAMURA, T.; VINCENT, R. A.; NAKAMURA, T.; EFFENDY. A report on radar observations of 5-8-day waves in the equatorial MLT region. **Journal of the Meteorological Society of Japan**, v. 84A, p. 295-304, 2006.

TAKAHASHI, H.; BURITI, R. A.; GOBBI, D.; BATISTA, P. P. Equatorial planetary wave signatures observed in mesospheric airglow emissions. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v.64, n. 8-11, p. 1263-1272, 2002.

TAKAHASHI, H.; SHIOKAWA, K.; EGITO, F.; MURAYAMA, Y.; KAWAMURA, S.; WRASSE, C. M. Planetary wave induced wind and airglow oscillations in the middle latitude MLT region. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 98, p. 97-104, 2013.

TORRENCE, C.; COMPO, G. P. A practical guide to wavelet analysis. **Bulletin of the American Meteorological Society**, v. 79, n. 1, p. 61-78, 1998.

VOLLAND, H. Atmospheric tidal and planetary waves. Springer, 1988.

WALLACE, J. M.; KOUSKY, V. E. Observational evidence of Kelvin waves in the tropical stratosphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 25, p. 900-907, 1968.

CAPÍTULO 3

Uma breve revisão sobre ondas de gravidade atmosféricas

Igo Paulino

O principal objetivo deste capítulo é apresentar ao leitor conceitos básicos sobre ondas de gravidade, incluindo geração, propagação e dissipação na atmosfera terrestre. Adicionalmente, serão apresentadas as principais contribuições feitas a partir de observações realizadas no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP) nas últimas duas décadas.

Conceitos básicos

Nesta seção, são apresentados conceitos básicos envolvendo a definição física e matemática das ondas de gravidade e também são apresentados os principais mecanismos capazes de gerar essas estruturas ondulatórias.

Definição

Ondas de gravidade são manifestações ondulatórias mecânicas resultantes de desequilíbrios entre as forças que mantêm um fluido verticalmente estático. Na atmosfera da Terra, o equilíbrio vertical é garantido pelo conhecido equilíbrio hidrostático, que é o balanço entre a força de gravidade e o gradiente vertical de pressão.

Quando o equilíbrio hidrostático é temporariamente perturbado, oscilações mecânicas surgem e podem servir como fontes de ondas de gravidade, caso haja condições adequadas de propagação. É importante destacar que nem toda oscilação produzida na atmosfera resulta em onda atmosférica, ou seja, para que uma onda mecânica se propague, é imprescindível que o ambiente atmosférico esteja favorável.

Ondas de gravidade recebem esse nome porque o elemento restaurador principal que surge na oscilação é a força de gravidade. É importante notar que ondas de gravidade podem ser observadas em quaisquer fluidos sujeitos a situação descrita acima. Por exemplo, ondas produzidas na superfície de um lago constituem um exemplo cotidiano de onda de gravidade.

Ondas de gravidade não podem ser confundidas com ondas gravitacionais. Estas últimas são previsões da teoria da Relatividade Geral e foram observadas pela primeira vez pelo *Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory* em setembro de 2015 (Abbott *et al.*, 2016).

Como a dinâmica da atmosfera da Terra é bastante complexa, ondas de gravidade são produzidas com muita frequência em dife-

rentes níveis de altitude e em diferentes latitudes e longitudes. Portanto, estudar ondas de gravidade e suas interações com a atmosfera é decisivo para compreender variações de curto, médio e longo prazo na atmosfera.

Por se tratarem de ondas mecânicas que podem se propagar tanto vertical como horizontalmente por grandes distâncias, as ondas de gravidade são capazes de transportar energia e *momentum* entre diferentes regiões da atmosfera (Fritts; Alexander, 2003). Esses aspectos fazem das ondas de gravidade atmosféricas um dos temas mais investigados nas geociências no último século e isto motivou a construção deste capítulo, para apresentar os principais conceitos sobre ondas de gravidade atmosféricas, como geração, propagação e dissipação.

Mecanismos de geração

Na atmosfera da Terra, quaisquer eventos transitórios ou temporários que afetem o equilíbrio hidrostático são candidatos à geração de ondas de gravidade. Os principais fenômenos atmosféricos capazes de gerar ondas de gravidade são:

- Convecção;
- Cisalhamento de vento;
- Topografia;
- Eclipses solares e explosões.

Além desses principais fenômenos que podem produzir ondas de gravidades, quaisquer variações desses também podem ser identificadas como geradores, como, por exemplo, correntes de jatos, frentes frias, furações, etc.

Um processo convectivo na atmosfera constitui uma região de instabilidade atmosférica que, em geral, tem precipitação associada. Movimentos verticais são observados em processos convectivos e, dependendo, da extensão vertical da convecção, um amplo espectro de ondas de gravidade pode ser gerado (Vadas; Fritts, 2009).

O cisalhamento vertical do vento horizontal na atmosfera também tem sido considerado uma importante fonte de ondas de gravidade. Como pode acontecer em qualquer nível da atmosfera, esse mecanismo garante uma versatilidade a mais para que ondas de gravidade possam surgir em níveis mais elevados da atmosfera. Por exemplo, Clemesha e Batista (2008) investigaram a geração de ondas de gravidade por cisalhamento de vento e sugeriram que esse mecanismo deve ser o principal agente gerador de ondas de gravidade de pequena escala na mesosfera e baixa termosfera.

Um tipo particular de cisalhamento de vento da atmosfera é imposto quando o escoamento horizontal é forçado por irregularidades topográficas ao subir montanhas, por exemplo. As montanhas são fontes importantes de ondas de gravidade atmosféricas, principalmente porque podem ser consideradas fontes contínuas de ondas de gravidade quando o escoamento sobre elas é permanente (Eckermann *et al.*, 1999).

Estudos pioneiros utilizavam explosões para investigar parâmetros de ondas de gravidade (Wägner; Ericsson, 1963). Esse tipo de evento transiente é capaz de modificar consideravelmente o

equilíbrio da atmosfera e, conseqüentemente, gerar flutuações nos campos atmosféricos.

Eclipses solares produzem resfriamento, principalmente na estratosfera, devido ao bloqueio momentâneo da luz solar. Isso gera um gradiente horizontal de temperatura que, combinado com o movimento supersônico da sombra da Lua, surge como potencial gerador de ondas de gravidade. Previsões teóricas sobre geração de ondas de gravidade por eclipses começaram a ser feitas na década de 1970 (Chimonas; Hines, 1970) e, a partir de então, tanto simulações quanto observações experimentais foram realizadas para investigar esse mecanismo (Fritts; Luo, 1993).

A compreensão dos mecanismos capazes de gerar ondas de gravidade, incluindo as características espectrais das ondas geradas e a variabilidade temporal das fontes, é decisiva para a evolução de modelos de circulação mais precisos (Fritts; Alexander, 2003). Só com isso, pode-se também avançar para entender os mecanismos de acoplamento atmosféricos a partir da propagação e interação de ondas de gravidade com a atmosfera neutra.

Propagação

Observações têm mostrado que ondas de gravidade se apresentam na atmosfera como estruturas policromáticas complexas ou até mesmo na forma de pulsos solitários. Mesmo assim, em muitos dos casos, ondas de gravidade podem ser aproximadas por estruturas monocromáticas sem perdas significativas de suas características

majoritárias. Essa aproximação torna o tratamento matemático menos complexo e facilita uma quantização e modelagem desses fenômenos. Diante disso, será apresentado o procedimento teórico para entendimento da propagação de ondas de gravidade na atmosfera a partir dessa simplificação.

Equações básicas

Estudos de ondas de gravidade são baseados nos princípios de conservação da energia, *momentum*, massa e carga, sendo este último quando as ondas de gravidade são estudadas em meios magneto-ionizados, como é o caso da ionosfera da Terra.

A conservação da energia pode ser escrita da seguinte forma:

$$\frac{D\theta}{Dt} = \frac{\kappa}{C_p \rho T} \nabla^2 T', \quad (3.1)$$

em que, $D/Dt = \partial/\partial t + v \cdot \nabla$ é a derivada substantiva, ∇ é o operador gradiente. A condutividade térmica é dada por κ ; a temperatura, por T ; a densidade da atmosfera, por ρ ; a capacidade calorífica à pressão constante, por C_p ; e a temperatura potencial, por θ . Esta última seria a temperatura que uma parcela de ar teria se fosse trazida por uma curva adiabática até um nível de referência, podendo ser escrita como:

$$\theta = T \left(\frac{p_s}{p} \right)^{\frac{R}{C_p}}, \quad (3.2)$$

em que a pressão atmosférica em um nível de referência seria dada por p_s ; e a pressão atmosférica, por p ; a constante dos gases é escrita por $R = 8314,5/X_{MW}$ e depende da massa molecular média do fluido em cada nível da atmosfera (X_{MW}); e a capacidade calorífica à pressão constante é denotada por C_p .

A condutividade térmica, denotada por κ , mede a capacidade de um fluido conduzir calor e pode ser interpretada como variação temporal de calor transmitida a uma dada distância dentro do fluido, devido a um gradiente de temperatura por unidade de área. Na região da atmosfera da Terra, em altitudes inferiores a 100km, a condutividade térmica pode ser desprezada porque apresenta valores pequenos. É comum reescrever a equação (3.1) em termos da difusividade térmica, que é a medida da variação temporal da temperatura de um fluido, ou seja:

$$\kappa = \frac{\kappa}{C_p \rho} = \frac{\mu}{P_r \rho} = \frac{\nu}{P_r}, \quad (3.3)$$

em que P_r é a razão entre a viscosidade cinemática e a difusividade térmica, sendo conhecido como número de Prandtl. Em geral, para gases, o número de Prandtl se aproxima de 1, indicando que a capacidade de difundir calor é praticamente igual à capacidade de difundir *momentum*. Na atmosfera da Terra, o número de Prandtl é aproximadamente igual a 0,7.

A conservação do *momentum* pode ser escrita por:

$$\frac{D\vec{v}}{Dt} = -\frac{1}{\rho} \nabla p + \vec{g} + \frac{\mu}{\rho} \nabla^2 \vec{v}', \quad (3.4)$$

em que a velocidade do vento é representada por \vec{v} ; a aceleração da gravidade, por g ; μ é a viscosidade molecular; e as quantidades perturbadas são representadas por apóstrofos. Nota-se que a equação (3.4) se trata da equação de Navier-Stokes, que descreve o movimento de um fluido em uma esfera em rotação. Porém, efeitos de rotação, de fricção e de interações hidromagnéticas são desprezíveis para estudos de ondas de gravidade. O primeiro termo do lado direito da equação representa a força por unidade de massa, devido ao gradiente de pressão; o segundo termo, a aceleração da gravidade; e o terceiro termo, a força viscosa por unidade de massa.

A viscosidade molecular μ é uma medida de resistência à tensão de cisalhamento em um fluido e representa a razão entre o cisalhamento sofrido pelo fluido durante seu escoamento devido à própria variação da velocidade do fluido. Dividindo-se a viscosidade molecular pela densidade do fluido, obtém-se a viscosidade cinemática. Esta cresce com a altitude porque a densidade da atmosfera decresce exponencialmente com a altitude.

A conservação da massa é descrita pela conhecida equação da continuidade de massa, que é dada por:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{v} = 0. \quad (3.5)$$

Esta forma de escrever a conservação da massa mostra que a variação substantiva da massa do fluido, por unidade de volume, é igual à própria advecção do fluido. Isso significa que o fluido não possui nem fonte nem sumidouro de massa.

Por último, a equação de conservação da carga elétrica é descrita de forma similar à equação (3.5), considerando espécies ionizadas, e é bastante utilizada para estudos da dinâmica da ionosfera terrestre, incluindo a propagação de eventos ondulatorios, conhecidos como distúrbios ionosféricos propagantes.

Como suplemento ao conjunto básico de equações, é utilizada a lei dos gases ideais, que se ajusta muito bem para a região da mesosfera e baixa termosfera, onde a densidade do fluido é bem reduzida quando comparada à densidade encontrada na superfície. A lei dos gases ideais pode ser escrita por:

$$p = \rho RT \quad (3.6)$$

Esse conjunto de equações diferenciais não admite soluções analíticas, mesmo impondo as simplificações de ondas de gravidade. Até mesmo as soluções numéricas são complexas e difíceis de serem encontradas porque não é possível conhecer o estado termodinâmico da atmosfera com precisão, principalmente, na alta atmosfera.

Relação de dispersão

Para fins didáticos e de compreensão da natureza das ondas de gravidade atmosféricas, simplificações adicionais podem ser executadas de tal forma que o sistema de equações básicas seja linearizado. Além disso, supõe-se que soluções tipo onda são admitidas pelo sistema de equações.

Com esses artifícios, é possível encontrar uma relação de dispersão para ondas de gravidade que relacionam características temporais com espaciais, sujeitas às condições termodinâmicas da atmosfera. As manipulações algébricas utilizadas para obtenção da relação de dispersão de ondas de gravidade sujeitas à viscosidade molecular e à difusividade térmica serão suprimidas deste texto para evitar que a leitura se torne enfadonha. Apenas os procedimentos utilizados serão apresentados, discutindo-se suas implicações físicas e matemáticas.

A primeira aproximação que é utilizada para simplificar o sistema de equações básicas é rotacionar o sistema de coordenadas para fazer coincidir um eixo coordenado com a direção de propagação da onda de gravidade. Isso implica imediatamente a redução, de três para duas dimensões, do sistema de coordenadas (Nappo, 2002). Porém, alguns autores ainda preferem manter um sistema de coordenadas tridimensional para avaliar efeitos das ondas de gravidade sobre outras ondas atmosféricas que não admitem esse tipo de simplificação (Fritts; Alexander, 2003).

A segunda etapa consiste em linearizar o sistema de equações. Como o próprio nome sugere, linearizar o sistema de equações significa desprezar termos não lineares. Para isso, assume-se que os campos atmosféricos podem ser escritos por:

$$A = \bar{A} + A', \quad (3.7)$$

em que a média do campo atmosférico A é escrita por \bar{A} , e a perturbação é rotulada por A' . Todos os campos atmosféricos são supostos

dessa forma, incluindo velocidade do vento, pressão, densidade e temperatura. Para o vento vertical, em geral, assume-se o valor médio zero porque acredita-se que a atmosfera esteja sempre em equilíbrio hidrostático na vertical.

O terceiro passo consiste em descrever como evolui verticalmente a amplitude da onda de gravidade nos campos atmosféricos. Para tanto, utiliza-se a aproximação de Pitteway e Hines (1963), que faz com que a amplitude da onda de gravidade cresça com a altitude. A ideia dessa aproximação é baseada no princípio de conservação de energia: uma vez que a densidade diminui com a altitude, a amplitude da onda de gravidade precisa aumentar para que haja conservação.

Mesmo com essas aproximações, ainda não é possível encontrar soluções analíticas para o sistema de equações. Contudo, considerando comprimentos de onda verticais pequenos, menores que a escala de altura, e que os coeficientes do sistema de equações sejam localmente constantes, o sistema de equações passa a admitir soluções tipo ondas planas, que podem ser escritas como:

$$\frac{\bar{A}}{\bar{A}_0} = e^{-i(kx+mz-\omega t)}, \quad (3.8)$$

para todos os campos atmosféricos. Aqui, a frequência angular é escrita por ω , o número de onda horizontal (na direção da onda) é k e o número de onda vertical é escrito por m .

Após algumas páginas de manipulações algébricas em cima do sistema de equações básicas, considerando as proposições acima e buscando por soluções não triviais para o sistema, pode-se chegar à seguinte relação de dispersão para ondas acústicas de gravidade sujeitas à dissipação, devido à viscosidade molecular e à difusividade térmica:

$$-\frac{\omega_I^2}{c_s^2} (\omega_I - i\alpha\nu)^2 \left(1 - \frac{i\gamma\alpha\nu}{\text{Pr}\omega_I}\right) (\omega_I - i\alpha\nu) \left(\omega_I - \frac{i\gamma\alpha}{\text{Pr}}\right) \left(\vec{K}^2 + \frac{1}{4H^2}\right) = k^2 N^2, \quad (3.9)$$

Nesta equação, $K^2 = k^2 + m^2$ é o quadrado do vetor de ondas e ω_I é a frequência intrínseca que é dada por

$$\omega_I = \omega - kU, \quad (3.10)$$

em que o vento horizontal na direção da onda vale U . A frequência de Brünt-Väisälä ou de flutuabilidade é escrita por N e matematicamente equivale a:

$$N^2 \equiv \left(\frac{g}{\bar{\theta}}\right) \frac{d\bar{\theta}}{dz}, \quad (3.11)$$

Ainda define-se o termo α por:

$$\alpha \equiv -\vec{k}^2 + \frac{1}{4H^2} + \frac{im}{H}, \quad (3.12)$$

em que H é a escala de altura que é dada por:

$$\frac{d\bar{\rho}}{dz} \equiv -\frac{\bar{\rho}}{H} \quad (3.13)$$

A velocidade do som na atmosfera é dada por:

$$c_s = \sqrt{\gamma RT} \text{ e } \frac{\gamma}{\gamma-1} \equiv \frac{C_p}{R}. \quad (3.14)$$

A frequência de flutuabilidade seria, em outras palavras, a frequência natural de oscilação de uma parcela do fluido atmosférico. Já a frequência intrínseca seria a frequência que a onda teria se estivesse se propagando em um meio sem a ação do vento. Percebe-se também que a velocidade do som não é constante na atmosfera e pode assumir grandes valores na termosfera, onde as temperaturas são elevadas.

Existe uma riqueza de detalhes matemáticos e implicações físicas na relação de dispersão expressa na equação (3.9). Primeiro que essa relação de dispersão é de quarta ordem e inclui, na sua concepção, tanto ondas acústicas quanto ondas de gravidade internas. Outro ponto importante é que se trata de uma relação de dispersão complexa.

Uma simplificação imediata dessa relação de dispersão seria desprezar os termos da ordem de $(\omega_I/c_s)^2$ e os termos dissipativos. A resposta seria a seguinte relação de dispersão:

$$\omega_I^2 \cong \frac{k^2 N^2}{\vec{K}^2 + \frac{1}{4H^2}}, \quad (3.15)$$

que é a relação de dispersão de Gossard e Hooke (1975). Esta é frequentemente utilizada para estudos de ondas de gravidade na troposfera, na estratosfera, na mesosfera e na baixa termosfera, onde os efeitos dissipativos não são tão relevantes.

Por se tratar de uma relação de dispersão complexa, duas suposições podem ser adotadas: (1) Número de onda vertical complexo (Pitteway; Hines, 1963); e (2) Frequência intrínseca complexa (Vadas; Fritts, 2005). Na primeira situação, espera-se que as ampli-

tudes das ondas de gravidade decaem com a altitude quando se propagam verticalmente dentro da termosfera. Essa aproximação trouxe bons resultados para casos em que o comprimento de onda vertical era menor que a escala de altura. Já para a segunda proposição, o decaimento da amplitude da onda seria em relação ao tempo, e esta suposição amplia o espectro de ondas de gravidade que podem ser estudadas.

Partindo dessa segunda suposição, *i.e.*,

$$\omega_I = \omega_{Ir} + i\omega_{Ii}. \quad (3.16)$$

Esses dois termos podem ser extraídos da equação (3.9), excluindo-se ondas acústicas, da seguinte forma:

$$\omega_{Ii} = \frac{\nu}{2} \left(\bar{k}^2 - \frac{1}{4H} \right) \frac{1 + \frac{1+2\delta}{Pr}}{1 + \frac{\delta_+}{2}} \quad (3.17)$$

e

$$-\frac{\omega_I^2}{c_s^2} (\omega_I - i\alpha\nu)^2 \left(1 - \frac{i\gamma\alpha\nu}{Pr\omega_I} \right) (\omega_I - i\alpha\nu) \left(\omega_I - \frac{i\gamma\alpha}{Pr} \right) \left(\bar{K}^2 + \frac{1}{4H^2} \right) = k^2 N^2, \quad (3.18)$$

no que

$$\delta_+ = \delta(1 + Pr^{-1}),$$

$$\nu_+ = \nu(1 + Pr^{-1})$$

e

$$\delta = \nu m / H \omega_{Ir}.$$

Essa relação de dispersão também foi utilizada por Marks e Eckermann (1995) e é aplicada para um fluido compressível, porém, excluindo-se ondas acústicas.

Refração e reflexão

Com a finalidade de facilitar a compreensão do leitor, sem perda de generalidade, os processos de reflexão e absorção de uma onda de gravidade serão investigados utilizando a relação de dispersão de Gossard e Hooke (1975). Os termos dissipativos encontrados nas equações (3.17 - 3.18) são retomados na próxima subseção e são mais úteis para se entender a dissipação de ondas de gravidade.

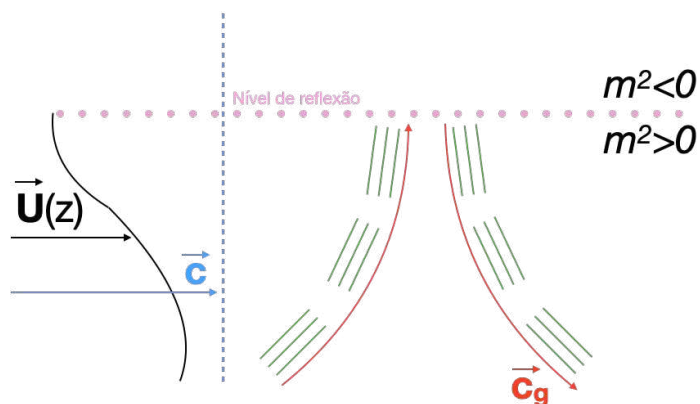
Basicamente, entendemos que uma onda de gravidade refrata na atmosfera sempre que não seja nem absorvida nem refletida. Quando a onda de gravidade se propaga verticalmente para cima, adota-se o número de onda vertical m menor que zero. Por outro lado, se m for positivo, diz-se que a onda é verticalmente propagante para baixo.

Já a reflexão de uma onda de gravidade acontecerá quando esta encontrar um nível de reflexão ou nível de retorno. Um nível de reflexão é uma interface entre uma região propagante e uma região evanescente. Uma região propagante pode-se definir matematicamente como sendo uma região onde $m^2 > 0$, já a região evanescente seria encontrada quando $m^2 < 0$.

Olhando para relação de dispersão de Gossard e Hooke (1975), nota-se que uma condição mínima para que a onda seja propagante é que a frequência de fluatibilidade seja superior à frequência in-

trínseca da onda. Percebe-se ainda que, quando a frequência intrínseca da onda se aproxima da frequência de flutuabilidade, o número de onda vertical decresce, implicando um comprimento de onda vertical grande ($\lambda_z \rightarrow \infty$). Caso a região de onde a onda vinha se propagando continue fornecendo condições de propagação, a onda é refletida e o número de onda vertical muda de sinal. A Figura 3.1 ilustra o que acontece em um nível de reflexão quando uma onda de gravidade se aproxima dele.

FIGURA 3.1 – ILUSTRAÇÃO DE UM NÍVEL DE REFLEXÃO (LINHA PONTILHADA) PARA UMA ONDA DE GRAVIDADE



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: O nível de reflexão é, de fato, uma interface entre uma região evanescente mostrada na parte superior ($m^2 < 0$) e uma região propagante na parte inferior ($m^2 > 0$). A linha contínua vermelha mostra a direção de propagação da energia (c_g), que é paralela às isolinhas de fase constantes. As fases da onda são representadas pelo conjunto de três linhas contínuas verdes paralelas. Um perfil vertical arbitrário de vento ($U(z)$) é mostrado no lado esquerdo pela linha contínua preta; e a velocidade horizontal de fase (c), pela linha tracejada azul.

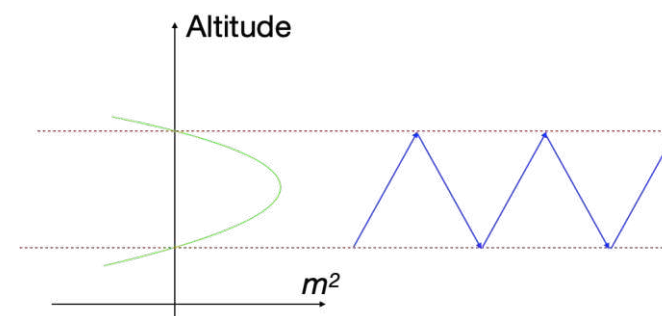
Conclui-se assim que uma onda de gravidade pode atingir um nível de reflexão quando:

- Sua frequência intrínseca aumentar;
- A frequência de flutuabilidade diminuir.

Sendo assim, um vento forte contrário à direção de propagação da onda de gravidade é candidato a promover um nível de reflexão, bem como mudanças bruscas no perfil vertical de temperatura da atmosfera com a altitude.

A canalização de uma onda de gravidade pode ser simplesmente entendida como uma região propagante entre duas regiões evanescentes. Uma dessas regiões evanescentes pode inclusive ser a própria superfície da Terra. A Figura 3.2 ilustra uma canalização de onda de gravidade.

FIGURA 3.2 – ILUSTRAÇÃO DO PERFIL VERTICAL DE UMA REGIÃO CANALIZADA.



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: No painel esquerdo, é mostrado um perfil arbitrário de m^2 . Nota-se que, para $m^2 > 0$, a região é propagante e, neste caso, encontra-se entre duas regiões evanescentes ($m^2 < 0$). No painel da direita, é ilustrado o canal onde a onda de gravidade, representada pelas linhas azuis contínuas, sofreria múltiplas reflexões dentro do canal (delimitado pelas duas linhas tracejadas vermelhas), favorecendo assim a propagação horizontal.

Ondas canalizadas na região da homosfera (altitudes inferiores a aproximadamente 100 km) conseguem se propagar por grandes distâncias horizontais, já que os efeitos dissipativos da viscosidade molecular e da difusividade térmica são desprezíveis.

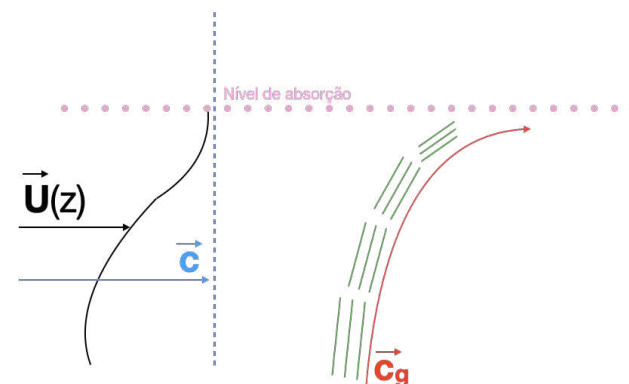
A extensão do canal e a sua permanência na atmosfera dependem das condições termodinâmicas. Seguindo a mesma linha de raciocínio sobre a reflexão de ondas de gravidade, um canal pode ser produzido por ações do vento (canal Doppler), por ações da temperatura (canal térmico) ou por efeito combinado (canal dual).

Filtragem e dissipação

Se uma onda de gravidade se aproximar de uma região onde o vento horizontal tende a ser igual à sua velocidade de fase horizontal, a frequência intrínseca dessa onda tende a se aproximar de zero ou, em outras palavras, seu período intrínseco torna-se muito grande. Nessa situação, diz-se que a onda de gravidade se aproxima de um nível de absorção ou nível crítico.

Quando uma onda de gravidade se aproxima de nível crítico, a sua propagação na atmosfera requer bastante tempo para acontecer e isso favorece a sua absorção pela atmosfera. Na Figura 3.3, pode ser vista uma ilustração das implicações físicas de uma onda se aproximando de nível crítico.

FIGURA 3.3 – REPRESENTAÇÃO DE UMA ONDA DE GRAVIDADE SE APROXIMANDO DE UM NÍVEL DE ABSORÇÃO



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: A representação dos elementos desta figura é a mesma que a da Figura 3.1. É possível perceber que o nível de absorção acontece justamente quando a velocidade de fase horizontal da onda (c) coincide com o vento horizontal (U).

É importante perceber que um nível crítico tem características opostas ao nível de reflexão. Note que, no nível crítico, as estruturas de fase da onda tendem a se aproximar e ficam praticamente horizontais, o que implica que a propagação horizontal da onda tende a ficar bastante comprometida. Diferentemente do nível de reflexão, o principal agente que produz níveis críticos para ondas de gravidade é o vento horizontal.

A termodinâmica da atmosfera é decisiva para que ondas de gravidade se propaguem. Aspectos combinados do vento horizontal e da temperatura atmosférica impõem uma filtragem natural para ondas de gravidade. Como a temperatura atmosférica está sujeita a

variações bruscas em diferentes níveis da atmosfera e o vento horizontal muda constantemente, pode-se concluir que parte do espectro gerado de ondas de gravidade ou é absorvido ou refletido em diferentes níveis da atmosfera.

Diante disso, é fundamental conhecer o vento horizontal e a temperatura da atmosfera para poder fazer previsões precisas acerca da propagação de ondas de gravidade. A determinação das características espectrais das ondas de gravidade em diferentes níveis da atmosfera também é bastante importante para fazer diagnósticos sobre o ambiente atmosférico que está suportando tais movimentos.

Acima de aproximadamente 100km de altitude, os efeitos dissipativos devido à viscosidade molecular e à difusividade térmica passam a ser determinantes na propagação vertical de ondas de gravidade. O fluxo de *momentum* por unidade de massa para uma onda de gravidade assume uma fórmula matemática que é inversamente proporcional à densidade de massa e diretamente proporcional à integral da parte imaginária da frequência intrínseca da onda, que foi mostrada na equação (3.17) (Vadas; Fritts, 2009).

Como a densidade decresce com a altitude, o fluxo de *momentum* tenderia a crescer, no entanto, ω_i também cresce exponencialmente com a altitude. O resultado esperado é uma competição desses dois termos, que faz com que o fluxo de *momentum* e, conseqüentemente, a amplitude da onda atinjam valores máximos em uma dada altitude e depois tendam a diminuir, porque o segundo termo passa a ser o mais importante acima dessa altitude.

A altitude em que a onda de gravidade assume seu valor máximo de fluxo de *momentum* é frequentemente chamada de altitude de penetração da onda de gravidade. Já a altitude em que a onda de

gravidade assume 25% do seu valor máximo de fluxo de *momentum* é conhecida como altitude de dissipação (Vadas, 2007). Efetivamente acima da altitude de dissipação, a amplitude da onda de gravidade cai muito rapidamente e seus efeitos já não são tão decisivos para a interação com a termosfera-ionosfera.

Efeitos na atmosfera

Sabe-se que ondas de gravidade são as principais responsáveis pela grande complexidade da dinâmica da atmosfera terrestre, haja vista que grande parte do transporte de energia e *momentum* na atmosfera é conduzida por essas estruturas. O que acontece, por exemplo, quando uma onda de gravidade é absorvida pela atmosfera? Quais são os efeitos locais desse depósito de energia e *momentum*? Como as ondas de gravidade crescem em amplitude à medida que a densidade diminui, sabe-se que, em alguns níveis, pode acontecer saturação das ondas de gravidade e, mais uma vez, a termodinâmica local tende a ser afetada. Alguns estudos foram conduzidos nas últimas décadas para tentar responder a essas perguntas (Fritts, 1984; Vadas, 2013), porém ainda carece de observações e mais investigações para que, de fato, seja possível mensurar os efeitos de deposição de energia e *momentum* na atmosfera por ondas de gravidade.

Outro tema de pesquisas atuais é a interação de ondas de gravidade com outras ondas atmosféricas, como marés, ondas planetárias e até mesmo outras ondas de gravidade. Processos não lineares de interações de ondas podem promover o surgimento de uma

classe de ondas. Também podem acontecer interferências construtivas e destrutivas e até mesmo modulações de outras ondas respondendo a atividades de ondas de gravidade (Fritts *et al.*, 2006).

Traçador de trajetórias

Uma ferramenta muito importante utilizada para estudar a propagação de ondas de gravidade na atmosfera é conhecida como traçador de trajetórias. Esta técnica utiliza princípios básicos da óptica geométrica para simular a refração de ondas de gravidade na atmosfera sujeitas a pequenas mudanças do índice de refração do meio, que é governado pela termodinâmica local.

Essa analogia permite estimar o passado, o presente e o futuro de uma dada observação de uma onda de gravidade, partindo do pressuposto de que a onda de gravidade se propaga como um raio de luz dentro da atmosfera.

Matematicamente, o traçador de trajetória consiste em resolver o seguinte sistema de equações:

$$\frac{dx_i}{dt} = V_i + \frac{\partial \omega_{Ir}}{\partial k_i} = V_i + c_{g_i} \quad (3.19)$$

e

$$\frac{dk_i}{dt} = -k_j \frac{\partial V_j}{\partial x_i} - \frac{\partial \omega_{Ir}}{\partial x_i}, \quad (3.20)$$

em que $i, j = 1, 2, 3$ indicam as componentes das quantidades x, k, V e c_g . Índices repetidos implicam soma. A velocidade de grupo da onda é representada por c_{g_i} e ω_{Ir} é a parte real da frequência intrínseca da onda, que é dada pela equação (3.18). Esse formalismo segue a metodologia de Lighthill (1978), e os detalhes da obtenção das equações para as componentes da velocidade de grupo podem ser encontrados em Vadas e Fritts (2005).

Basicamente o traçador de trajetórias consiste em resolver um sistema de seis equações, sendo três delas relacionadas à posição da onda de gravidade, a qual é extraída das coordenadas geográficas do observatório, e as outras três advêm do vetor de onda. A parte horizontal do vetor de onda é calculada a partir do comprimento de onda horizontal estimado, e o número de onda vertical vem da relação de dispersão.

Esse sistema de equações pode ser resolvido numericamente utilizando-se o método de Runge-Kutta de quarta ordem, com dupla precisão, que é descrito em Press (2007). Para resolver esse sistema de equações, é preciso conhecer:

- As variáveis dependentes num dado instante de tempo (posição e vetor de onda);
- As respectivas derivadas naquele instante de tempo;
- O incremento temporal ou espacial desejado;
- Uma função que calcule as respectivas derivadas.

Note que o incremento temporal pode ser tanto progressivo quanto regressivo, portanto é possível estimar a trajetória completa das ondas de gravidade dentro da atmosfera, isto é, no passado, no presente e no futuro.

O modelo de traçador de trajetória oferece algumas possibilidades de estudos sobre ondas de gravidade, por exemplo:

- Estimar a posição troposférica das ondas de gravidade;
- Identificar níveis de absorção e reflexão;
- Calcular altitudes de penetração e dissipação de ondas de gravidade na termosfera-ionosfera;
- Estimar a amplitude das ondas de gravidade nos diferentes níveis da atmosfera;
- Diagnosticar os efeitos da termodinâmica atmosférica na propagação de ondas de gravidade.

Fazendo uso dessas informações, é possível desenvolver diversos estudos que incluem a procura por fontes de ondas de gravidade, reflexão e canalização de ondas de gravidade, bem como efeitos da interação de ondas de gravidade com fenômenos atmosféricos e com a própria atmosfera.

O grande desafio envolvido nessa metodologia é conhecer com exatidão o vento horizontal e a temperatura na qual a onda de gravidade está se propagando. Em alguns níveis da atmosfera, é possível conhecer esses parâmetros, mas nem sempre isto é possível. Portanto, boa parte das aplicações de traçadores de trajetórias para estudar a propagação de ondas de gravidade necessita ser suplementada por modelos atmosféricos para preencher essas lacunas sem dados. Em Vadas *et al.* (2009), pode ser encontrada uma série de detalhes necessários para completa implementação do traçador de trajetórias para estudos de ondas de gravidade observadas na mesosfera e na baixa termosfera.

Estudos no Brasil

Nas últimas décadas, observações e estudos realizados no Brasil, principalmente, a partir de observações da aeroluminescência noturna realizadas em São João do Cariri (7,4° S; 36,5° O), contribuíram para entender características únicas desta região e produziram uma série de publicações científicas, que são apresentadas e discutidas nesta seção.

Instrumentação científica

Ondas de gravidade podem ser detectadas por diversos equipamentos de monitoramento remoto ou local, em diferentes níveis da atmosfera. O que é desejável para observar ondas de gravidade são instrumentos que consigam fornecer uma alta resolução temporal de aquisição de dados (preferencialmente com cadência de alguns minutos). Porém, ondas de gravidade com períodos maiores (algumas horas) podem ser detectadas em dados com resoluções temporais maiores (algumas dezenas de minutos).

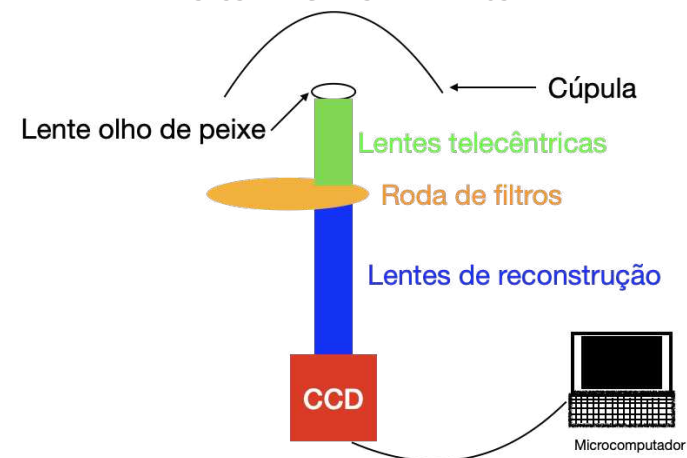
Técnicas ópticas de fotografias de parâmetros atmosféricos têm vantagens de poder estimar as características horizontais das ondas. Ao mesmo tempo, perfis verticais de parâmetros atmosféricos podem fornecer informações sobre as estruturas verticais das ondas de gravidade.

Nesse cenário, já há algumas décadas, a técnica de imageamento da aeroluminescência é bastante utilizada para investigar ondas de gravidade na mesosfera e na baixa termosfera. Os instrumentos responsáveis por essas medições são conhecidos como imageadores de aeroluminescência. Tais instrumentos são, em geral, equipados com lentes de visada de 180° do céu e, por isso, comumente recebem o nome de imageadores de céu completo.

Em São João do Cariri, opera, desde setembro de 2000, um imageador de aeroluminescência de céu completo, que se encontra na sua segunda geração. Ao longo desses 20 anos de observações, vários estudos sobre ondas de gravidade foram realizados.

O imageador de São João do Cariri é um sistema constituído por uma lente olho de peixe, um sistema de lentes telecêntricas, que projeta a luz praticamente ortogonal aos filtros de interferências montados sobre uma roda de filtros, e um sistema de lentes para reconstruir as imagens, as quais são gravadas em um chip Charged Coupled Device (CCD). O sistema como um todo é controlado por um microcomputador conectado à internet, que faz o armazenamento das imagens e transmite praticamente em tempo real para o banco de dados do programa Estudo e Monitoramento Brasileiro de Clima Espacial (EMBRACE), do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE), com sede em São José dos Campos, SP. A Figura 3.4 ilustra os principais componentes do imageador de São João do Cariri.

FIGURA 3.4 – REPRESENTAÇÃO EM BLOCOS DO IMAGEADOR DE AEROLUMINESCÊNCIA DE SÃO JOÃO DO CARIRI COM SEUS PRINCIPAIS ELEMENTOS



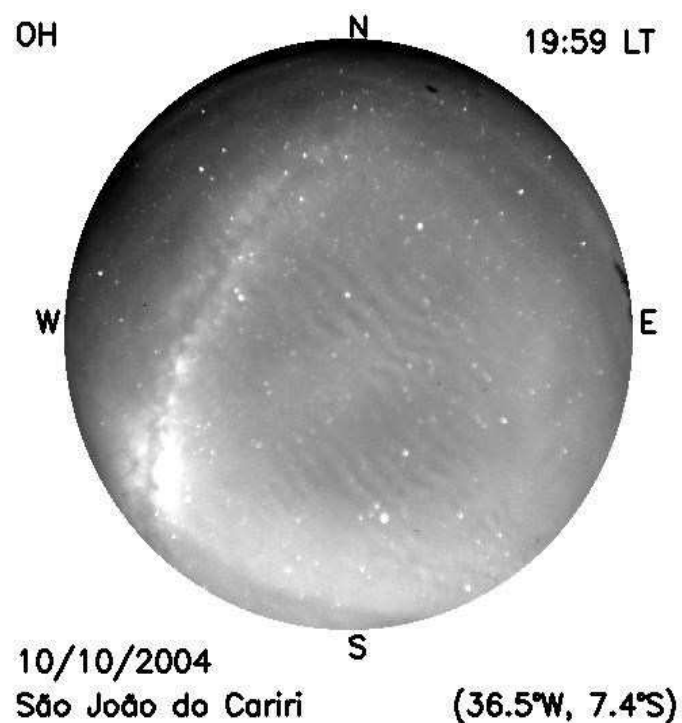
Fonte: Elaboração própria (2020).

O imageador de São João do Cariri possui chip CCD com uma resolução de 1024 × 1024 pixels, alta eficiência quântica, baixo ruído escuro e de leitura, e alta linearidade, o que permite que sejam feitas imagens das emissões do OH, O₂(0,1), OI5577 e NaD da mesosfera, OI6300 e OI7774, provenientes da termosfera. Em geral, utiliza-se um tempo de integração de 15 segundos para emissão do OH e de 90 segundos para as demais emissões. Dependendo da configuração utilizada para observar a aeroluminescência, pode-se obter uma resolução temporal de poucos minutos na detecção das imagens, o que torna essa técnica muito versátil para estudar ondas de gravidade de comprimento de onda vertical de várias dezenas de quilômetros.

Na Figura 3.5, pode ser vista uma imagem de aeroluminescência da emissão do OH coletada em São João do Cariri, em 10 de ou-

tubro de 2004, às 19h59min (horário local), mostrando ondas de gravidade em torno do centro da imagem.

FIGURA 3.5 – IMAGEM DA EMISSÃO DO OH DA AEROLUMINESCÊNCIA NOTURNA COLETADA EM SÃO JOÃO DO CARIRI, EM 10 DE OUTUBRO DE 2004, ÀS 19H59MIN LOCAIS



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: Os pontos brancos representam estrelas e planetas. A orientação da imagem é mostrada pelos indicativos de norte (N), leste (E), sul (S) e oeste (W). Percebe-se ainda o rastro da Via Láctea alinhado de sudoeste para nordeste na parte esquerda da imagem. Na parte central da imagem, podem ser vistas estruturas ondulatórias, que são ondas de gravidade tipo *ripples*.

Além do imageador de aeroluminescência, outros instrumentos são utilizados para corroborar as observações e/ou complementar as análises. Por exemplo, o radar meteórico (Hocking *et al.*, 2001), que também opera no mesmo sítio de observações, é fundamental para monitorar o vento na mesosfera e na baixa termosfera, onde as ondas de gravidade observadas se propagam. Instrumentos a bordo de satélites, como o *Sounding of the Atmosphere using Broadband Emission Radiometry* (SABER) (Mertens *et al.*, 2001), que é um dos instrumentos do satélite *Thermosphere Ionosphere Mesosphere Energetics Dynamics* (TIMED), também são utilizados com frequência nos trabalhos que são discutidos a seguir. Para não estender muito este capítulo, recomenda-se ao leitor que se interessar em obter detalhes sobre esses equipamentos a consulta às bibliografias citadas.

Análises de imagens

Para determinar parâmetros horizontais de ondas de gravidade em imagens da aeroluminescência noturna, é necessário transformar as imagens de coordenadas matriciais de pixels para coordenadas geográficas. Esse pré-processamento de imagens também é comumente chamado de calibração das imagens.

O pré-processamento utiliza a posição das estrelas observadas nas imagens e supõe uma altitude média para os picos nominais de concentração das emissões de aeroluminescência, que são ~87 km para emissão do OH; ~96 km para emissão do OI5577; e ~250 km para a emissão do OI6300. De posse dessas informações, a imagem

bruta do imageador é rotacionada para alinhar-se ao norte geográfico, a partir de seu eixo de simetria meridional, e é feito um deslocamento da posição zenital da imagem. Os efeitos de distorção produzidos pela lente olho de peixe são corrigidos também pela posição das estrelas, em uma função matemática conhecida como função da lente. Os detalhes desse pré-processamento foram publicados no trabalho de Garcia *et al.* (1997).

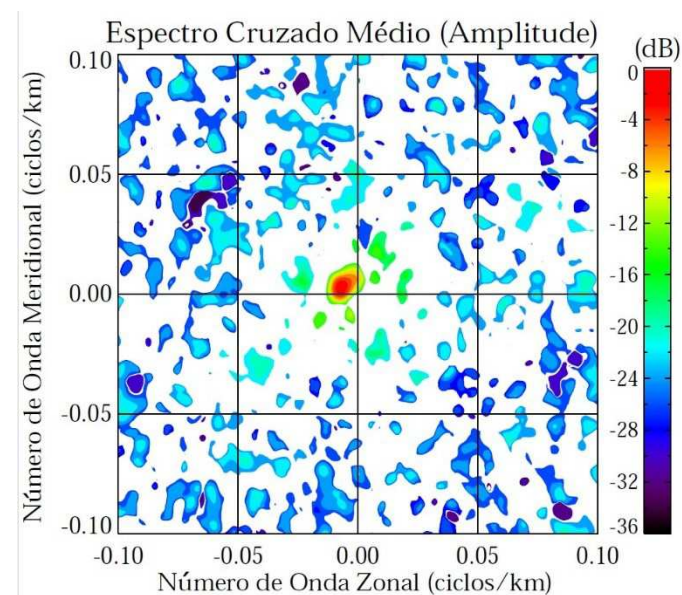
A determinação dos parâmetros horizontais (comprimento de onda, período observado e direção de propagação) pode ser feita por dois métodos distintos: (a) análise espectral bidimensional; e (b) análise de Keogramas. A escolha do método depende, principalmente, das dimensões das ondas de gravidade.

Denominam-se ondas de pequena escala aquelas com comprimentos de ondas horizontais de algumas dezenas de quilômetros. Já as ondas de média escala podem assumir dimensões horizontais de centenas até milhares de quilômetros. Portanto, ondas de pequena escala são mais bem resolvidas utilizando a análise espectral bidimensional, enquanto que a análise de Keogramas ajusta-se melhor para ondas de média escala.

A análise espectral bidimensional utiliza as transformações bidimensionais de Fourier para estimar o comprimento de onda horizontal, e a evolução temporal da onda de gravidade é utilizada para estimar o período observado. Ainda é aplicada uma análise de espectro cruzado para remover a ambiguidade do sentido de propagação da onda de gravidade. A descrição completa dessa metodologia foi publicada por Wrasse *et al.* (2007). Pode ser visto, na Figura 3.6, um exemplo de espectro cruzado calculado para um evento de

onda de gravidade, observado em 02 de maio de 2005, na emissão do OI6300 sobre São João do Cariri.

FIGURA 3.6 – ESPECTRO CRUZADO CALCULADO PARA UMA ONDA DE GRAVIDADE OBSERVADA NA EMISSÃO DO OI6300 NA NOITE DE 02 DE MAIO DE 2005 SOBRE SÃO JOÃO DO CARIRI



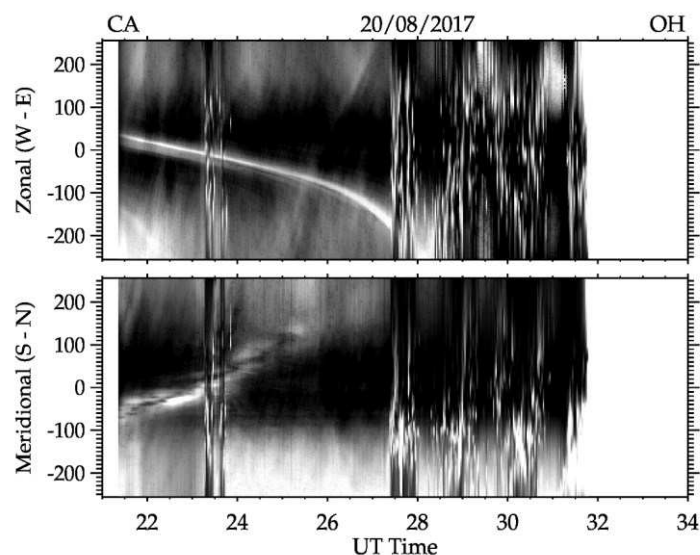
Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: A região quase circular avermelhada próxima do centro da figura ilustra o pico principal da onda de gravidade detectada. Neste caso, a onda teve comprimento de onda horizontal de 130km, período de 20 min e estava se propagando para Noroeste.

Por sua vez, a análise de Keogramas é feita a partir de cortes na direção leste-oeste e norte-sul, feitos em cada imagem de aeroluminescência, passando pelo zênite local e colecionando-os em função

do tempo. Na Figura 3.7, pode ser visto um exemplo de keogramas feitos com imagens do OH na noite de 20 de agosto de 2017.

FIGURA 3.7 – KEOGRAMAS PARA A NOITE DE 20 DE AGOSTO DE 2017 A PARTIR DE IMAGENS DO OH



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: No painel superior, pode ser visto o keograma zonal (leste-oeste); e no painel inferior, pode ser visto o keograma meridional (norte-sul). Por volta das 23h30min, hora universal que é equivalente a 20h30min locais, e a partir de aproximadamente 5h30min, hora universal, os keogramas ficaram borrados, indicando a presença de nuvens. Em ambos os keogramas, pode ser vista a evolução temporal da Via Láctea. As assinaturas de ondas de gravidade seriam as flutuações de grandes extensões, que são observadas ao longo dos keogramas.

As análises de keogramas fazem o processo inverso da análise espectral bidimensional, *i.e.*: primeiro estima-se o período da oscilação; em seguida, é feita a estimativa da velocidade de fase em cada uma das direções, e uma combinação desses resultados produz o comprimento de onda horizontal e a direção de propagação da fase. Exemplo de determinação de parâmetros de ondas de gravidade a partir de keogramas pode ser encontrado em Paulino *et al.* (2011). Nyassor *et al.* (2018) compararam resultados obtidos a partir da técnica de análise de Keogramas com análises espectrais, feitas em dados de fotometria da aeroluminescência, e encontraram uma correção muito boa, o que serviu de um bom teste de validação para essa metodologia de análise.

Características espectrais

Os estudos pioneiros sobre ondas de gravidade observadas em São João do Cariri se concentraram na realização de análises estatísticas dos parâmetros horizontais de ondas de pequena escala e na comparação com resultados obtidos em outras localidades (Medeiros *et al.*, 2004; Medeiros *et al.*, 2005a; Medeiros *et al.*, 2007). Parâmetros de ondas de gravidade de média escala foram determinados com dados de São João do Cariri coletados na campanha científica denominada *Spread-F Experiment (Spread-FEx)*, realizada em 2005, cujos resultados foram publicados em 2009 (Taylor *et al.*, 2009).

Apenas em 2018, foi publicado um trabalho extensivo sobre os parâmetros das ondas, no qual foi possível entender as características espectrais tanto para ondas de pequena escala quanto para as

ondas de média escala (Essien *et al.*, 2018). Neste trabalho, foram identificadas 2.343 ondas de gravidade de pequena escala e 537 ondas de gravidade de média escala entre 2000 e 2010, o que mostra a relevância estatística das análises feitas.

As ondas de gravidade de pequena escala tiveram comprimentos de ondas horizontais entre 5 e 45km, com média de 22,1km. Enquanto que as ondas de média escala foram observadas com comprimentos de ondas horizontais variando entre 50 e 450km, com média de 200,6km.

Os períodos observados foram sempre melhores que 30min, com média de 12min para ondas de pequena escala; e preferencialmente inferiores a 140min para ondas de média escala, com média de 48min.

As ondas de gravidade de pequena escala observadas em São João do Cariri tendem a se propagar preferencialmente para norte, nordeste, leste e sudeste; e há uma sazonalidade bem definida, pois as ondas observadas no verão e no outono respondem diretamente ao padrão médio observado, enquanto que as ondas observadas no inverno e na primavera tendem a se propagar mais isotropicamente. Para as ondas de média escala, observou-se uma preferência de propagação de norte, nordeste e leste, sendo que, no inverno, a direção de propagação não assume padrões preferenciais.

Esses padrões encontrados ajudaram a compreender, entre outras coisas, que boa parte das fontes de ondas de gravidade deve estar no continente e que o vento horizontal também desempenha um papel importante filtrando um determinado espectro de ondas e favorecendo a direção preferencial de propagação que foi encontrada para essas ondas, principalmente para as ondas de pequena escala.

Fontes geradoras

Os resultados de Medeiros *et al.* (2005a) sugeriram que as principais fontes das ondas observadas em três localidades distintas no Brasil (no Norte, no Nordeste e no Sudeste) deveriam estar localizadas no interior do país. Apenas após a utilização da técnica de traçador de trajetória, por Vadas *et al.* (2009), é que foi possível ter uma noção mais precisa da natureza das fontes. As convecções geradas por nuvens de precipitação de grandes extensões verticais foram apontadas como principais fontes, que estavam produzindo as ondas de gravidade na região central do país. Os resultados de Vadas *et al.* (2009) foram expressivos para as ondas de média escala observadas em Brasília (15,8°S, 47,8°W) e em São João do Cariri.

Por outro lado, investigações sobre as fontes das ondas de gravidade de pequena escala utilizando traçador de trajetória não foram tão conclusivas porque essa classe de ondas de gravidade é mais suscetível a variações do vento horizontal. Como já foi mencionado, não é possível obter perfis medidos de ventos para todos os níveis da atmosfera. Notou-se, no trabalho de Wrasse *et al.* (2006), que a maior parte das ondas de gravidade de pequena escala observadas de setembro de 2000 a outubro de 2001, em São João do Cariri, obedecia a condições de paradas no traçador de trajetórias em altitudes da mesosfera. Sendo assim, acredita-se que as convecções próximas ao observatório devem produzir ondas de pequena escala também, mas não se pode descartar o cisalhamento do vento e a interação com outras ondas como potenciais candidatos à geração das ondas.

Uma investigação bem-sucedida sobre fontes de ondas de gravidade de pequena escala utilizando o traçador de trajetória foi realizada na noite de 08 de abril de 2005 (Dare-Idowu *et al.*, 2020). Neste estudo de caso, foi possível identificar um fenômeno meteorológico conhecido por zona de convergência intertropical como sendo a provável fonte geradora dessas ondas, foram detectadas em boa parte dessa noite. Essa metodologia de investigação de fontes de ondas foi também utilizada para ondas de gravidade observadas em Gandanki (13.5°N; 79.2°E) de 2012 a 2014 (Sivakandan *et al.*, 2016).

Uma campanha foi conduzida para observar fenômenos atmosféricos produzidos pelo eclipse solar de 21 de agosto de 2017 sobre o Nordeste do Brasil. As observações mostraram ondas de gravidade noturna sobre São João do Cariri. Após aplicar o traçador de trajetórias, identificou-se que a geração de uma onda de gravidade era compatível com a posição geográfica da sombra da Lua no oceano Atlântico em altitudes estratosféricas (Paulino *et al.*, 2020).

Interações atmosfera-ionosfera

Ondas de gravidade têm sido apontadas como agentes excitadores do processo de instabilidade Rayleigh-Taylor, que é utilizado para explicar o surgimento de bolhas de plasma ionosféricas na região equatorial (Abdu *et al.*, 2009). Essa necessidade de investigação científica foi o elemento motivante da campanha *SpreadFEx*

(Fritts; Vadas, 2008). O primeiro estudo realizado sobre acoplamento de ondas de gravidade mesosféricas com bolhas de plasma ionosféricas sobre São João do Cariri foi conduzido durante essa campanha (Takahashi *et al.*, 2009). Os autores notaram que os distanciamentos entre estruturas periódicas de bolhas de plasma estavam diretamente relacionados com os comprimentos de ondas horizontais das ondas de gravidade detectadas na mesosfera. Mais tarde, uma relação linear entre esses dois parâmetros também foi encontrada em medições feita em Boa Vista (2,8°N; 60,7°W) (Paulino *et al.*, 2011).

Estruturas periódicas também foram observadas na termosfera utilizando a emissão OI6000 sobre São João do Cariri (Paulino *et al.*, 2016). Essas estruturas são manifestações de ondas de gravidade na termosfera-ionosfera. De setembro de 2000 a novembro de 2010, 98 eventos foram estudados, mostrando comprimentos de onda horizontais entre 100 e 220km, com média de ~145 km, em períodos preferencialmente entre 10 e 40 minutos, com média de ~22min e com a maioria dos eventos se propagando para norte ou sudeste. Essas ondas de gravidade apresentaram uma sazonalidade bem definida, com maiores aparições nos meses de inverno, e também suas aparições estavam diretamente relacionadas com a atividade solar.

Medidas de vento horizontal feitas com um interferômetro Fabry-Perot foram utilizadas para investigar os parâmetros intrínsecos das ondas observadas na termosfera (Paulino *et al.*, 2018). O vento atuou nessas ondas de duas formas: (1) reduzindo sua velocidade de fase; e (2) promovendo uma filtragem que desenhou o padrão anisotrópico observado na direção de propagação das ondas.

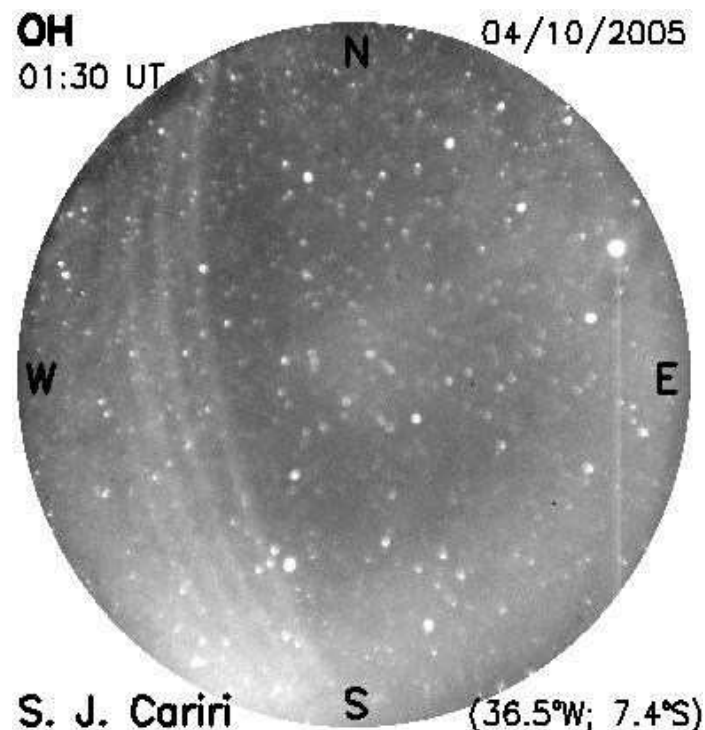
Um estudo similar foi realizado para ondas de gravidade observadas na mesosfera, de 2009 a 2010 (Campos *et al.*, 2016), no entanto, as conclusões foram bem distintas, o que mostra as peculiaridades dos eventos observados na termosfera.

Frentes mesosféricas

As observações ópticas da aeroluminescência revelaram muitas características interessantes de um tipo de onda de gravidade conhecido como frente mesosférica. As frentes mesosféricas podem ainda ser classificadas como avanços, pororocas mesosféricas, ondas canalizadas e ondas resultantes de interações onda a onda. Por alguns anos, pensou-se que esses fenômenos eram raros, mas as observações feitas em São João do Cariri mostraram que as frentes acontecem com certa frequência (Fechine *et al.*, 2005).

As frentes mesosféricas conseguem se propagar por grandes distâncias horizontais porque se trata de ondas canalizadas. Observações de múltiplas camadas da aeroluminescência sobre São João do Cariri foram utilizadas para identificar a região da mesosfera onde os canais estavam localizados (Medeiros *et al.*, 2005b). Na Figura 3.8, pode ser vista uma frente mesosférica observada em São João do Cariri, na noite de 04 de outubro de 2005. Pode ser vista uma frente bem definida de onda no lado esquerdo da imagem, cruzando o céu por completo, e logo atrás da frente, percebe-se um padrão ondulatório periódico acompanhando a frente.

FIGURA 3.8 – IMAGEM DO OH COLETADA EM SÃO JOÃO DO CARIRI NA NOITE DE 04 DE OUTUBRO DE 2005



Fonte: Elaboração própria (2020).

Nota: Nesta imagem, é possível ver uma frente de onda bem definida, acompanhada por um padrão ondulatório no lado esquerdo da imagem.

As respostas das emissões da aeroluminescência à passagem de frentes mesosféricas ficaram conhecidas como padrão de complementariedade, que funciona identificando o padrão de brilho nas

frentes detectadas. Se a frente observada for mais clara do que a vizinhança, indica que a frente está localizada acima dessa emissão e está posicionando os constituintes atmosféricos para baixo, promovendo assim mais luz. Se as frentes forem escuras, implica que o canal deve estar abaixo e os constituintes da aeroluminescência foram empurrados para cima, diminuindo a luminosidade. Praticamente todos os eventos reportados de setembro de 2000 a setembro de 2002 estavam de acordo com os padrões de complementariedade.

Frentes mesosféricas com frentes bem definidas separando uma região clara de uma escura, seguidas por padrões de ondas se propagando na mesma velocidade das frentes, dentro de uma camada de inversão de temperatura, obedecendo ao padrão de complementariedade e com tendência de aumentar o número de cristas nos padrões que as acompanham, são classificadas como pororocas mesosféricas. Essa nomenclatura foi sugerida em analogia às pororocas que acontecem nos rios da Amazônia. Durante a campanha *SpreadFEx*, foi detectada a primeira pororoca mesosférica, que foi caracterizada dentro de um canal Doppler (Fechine *et al.*, 2009).

Outro fenômeno interessante foi observado em 16 de dezembro de 2006 sobre São João do Cariri e Monteiro (7.9°S; 37°O), sendo batizado de pororocas gêmeas (Medeiros *et al.*, 2016). Estas pororocas mesosféricas foram observadas uma na sequência da outra e apresentaram características espectrais bem parecidas, mas padrões de complementariedade diferentes. Os resultados sugeriram fontes com as mesmas características, porém a termodinâmica local mudou ao longo da noite, deslocando a posição do canal onde elas se propagaram.

Em 03 de outubro de 2005, foi observada sobre São João do Cariri uma frente mesosférica se dissipando dentro do campo de visão do imageador (Medeiros *et al.*, 2018). Essa frente certamente se propagou dentro de um canal Doppler, porém mudanças nas condições atmosféricas a levaram à dissipação e à geração de ondas menores, conhecidas como *ripples*.

Quando ondas de gravidade se dissipam na atmosfera, podem ocorrer fenômenos de instabilidade atmosférica, que podem ser de dois tipos: instabilidade convectiva ou dinâmica. A categorização do ambiente atmosférico na noite de 10 de outubro de 2004 (Carvalho *et al.*, 2017) revelou que uma frente mesosférica se dissipou e produziu *ripples* provenientes de um processo de instabilidade convectiva.

Considerações finais

Ao longo dos últimos dois ciclos de atividade solar, um imageador de aeroluminescência operou em São João do Cariri, produzindo imagens de algumas emissões da aeroluminescência noturna. Nessas imagens, ondas de gravidade de diferentes escalas de comprimento e tempo foram detectadas e estudadas. Foi possível fazer uma boa caracterização dos parâmetros horizontais das ondas de gravidade a partir de análises espectrais bidimensionais e análises de Keogramas. Ondas de gravidade foram estudadas tanto na mesosfera e mesopausa quanto na termosfera. Efeitos do vento neutro e da temperatura foram investigados na propagação das ondas, revelando características naturais de filtragem de ondas de gravidade

pela própria dinâmica da atmosfera. Foram identificadas fontes geradoras de ondas de gravidade, que incluiu convecção, cisalhamento de vento e até mesmo eclipse solar. Estudos a respeito de ondas canalizadas mostraram boa concordância com as previsões teóricas, e estudos de casos identificaram efeitos da dissipação de ondas de gravidade na mesosfera. Mudanças nas condições da atmosfera manifestaram estruturas diferentes nas frentes observadas e até mesmo induziram à dissipação de um evento.

Diante da importância e relevância dos resultados apresentados, que culminaram em publicações de artigos científicos em periódicos de grande circulação internacional, pode-se concluir que a operação do Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba nessas duas décadas contribuiu para avanços científicos que vêm associados à formação de mão de obra qualificada, como também à inserção das pesquisas realizadas no Nordeste do Brasil em um cenário internacional e competitivo.

Esse observatório também produziu um dos mais robustos bancos de dados de observações de aeroluminescência do mundo, o que o qualifica para que mais estudos sejam realizados e mais ciência de qualidade seja produzida.

Referências

ABBOTT, B. P. *et al.* Observation of gravitational waves from a binary black hole merger. **Phys. Rev. Lett.**, American Physical Society, v. 116, p. 061102, fev. 2016.

ABDU, M. A.; KHERANI, E. A.; BATISTA, I. S.; PAULA, E. R. de; FRITTS, D. C.; SOBRAL, J. H. A. Gravity wave initiation of equatorial spread f/plasma bubble irregularities based on observational data from the spreadFEx campaign. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 7, p. 2607-2622, 2009.

CAMPOS, J.; PAULINO, I.; WRASSE, C.; MEDEIROS, A.; PAULINO, A.; BURITI, R. Observations of small-scale gravity waves in the equatorial upper mesosphere. **Revista Brasileira de Geofísica**, v. 34, n. 4, 2016. ISSN 1809-4511.

CARVALHO, A.; PAULINO, I.; MEDEIROS, A.; LIMA, L.; BURITI, R.; PAULINO, A.; WRASSE, C.; TAKAHASHI, H. Case study of convective instability observed in airglow images over the northeast of Brazil. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 154, p. 33-42, 2017. ISSN 1364-6826.

CHIMONAS, G.; HINES, C. O. Atmospheric gravity waves induced by a solar eclipse. **Journal of Geophysical Research (1896-1977)**, John Wiley & Sons, Ltd, v. 75, n. 4, p. 875-875, 1970.

CLEMESHA, B.; BATISTA, P. Gravity waves and wind-shear in the mlt at 23°s. **Advances in Space Research**, v. 41, n. 9, p. 1472-1477, 2008. ISSN 0273-1177.

DARE-IDOWU, O.; PAULINO, I.; FIGUEIREDO, C. A. O. B.; MEDEIROS, A. F.; BURITI, R. A.; PAULINO, A. R.; WRASSE, C. M. Investigation of sources of gravity waves observed in the brazilian equatorial region on 8 april 2005. **Annales Geophysicae**, v. 38, n. 2, p. 507-516, 2020.

ECKERMAN, S. D.; PREUSSE, P. Global measurements of stratospheric mountain waves from space. **Science**, American Association for the Advancement of Science, v. 286, n. 5444, p. 1534-1537, 1999. ISSN 0036-8075.

ESSIEN, P.; PAULINO, I.; WRASSE, C. M.; CAMPOS, J. A. V.; PAULINO, A. R.; MEDEIROS, A. F.; BURITI, R. A.; TAKAHASHI, H.; AGYEI-YEBOAH, E.; LINS, A. N. Seasonal characteristics of small- and medium-scale gravity waves in the mesosphere and lower thermosphere over the brazilian equatorial region. **Annales Geophysicae**, v. 36, n. 3, p. 899-914, 2018.

FECHINE, J.; MEDEIROS, A.; BURITI, R.; TAKAHASHI, H.; GOBBI, D. Mesospheric bore events in the equatorial middle atmosphere. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 67, n. 17, p. 1774-1778, 2005. ISSN 1364-6826. Space Geophysics.

FECHINE, J.; WRASSE, C. M.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A. F.; BATISTA, P. P.; CLEMESHA, B. R.; LIMA, L. M.; FRITTS, D.; LAUGHMAN, B.; TAYLOR, M. J.; PAUTET, P. D.; MLYNCZAK, M. G.; RUSSELL, J. M. First observation of an undular mesospheric bore in a doppler duct. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 4, p. 1399-1406, 2009.

FRITTS, D. C. Gravity wave saturation in the middle atmosphere: A review of theory and observations. **Reviews of Geophysics**, v. 22, n. 3, p. 275-308, 1984.

FRITTS, D. C.; ALEXANDER, M. J. Gravity wave dynamics and effects in the middle atmosphere. **Reviews of Geophysics**, v. 41, p. 1003, mar. 2003.

FRITTS, D. C.; LUO, Z. Gravity wave forcing in the middle atmosphere due to reduced ozone heating during a solar eclipse. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, John Wiley & Sons, Ltd, v. 98, n. D2, p. 3011-3021, 1993.

FRITTS, D. C.; VADAS, S. L. Gravity wave penetration into the thermosphere: sensitivity to solar cycle variations and mean winds. **Annales Geophysicae**, v. 26, p. 3841-3861, dez. 2008.

FRITTS, D. C.; VADAS, S. L.; WAN, K.; WERNE, J. A. Mean and variable forcing of the middle atmosphere by gravity waves. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 68, n. 3, p. 247-265, 2006. ISSN 1364-6826. Vertical Coupling in the Atmosphere/Ionosphere System.

GARCIA, F. J.; TAYLOR, M. J.; KELLEY, M. C. Two-dimensional spectral analysis of mesospheric airglow image data. **Appl. Opt.**, OSA, v. 36, n. 29, p. 7374-7385, out. 1997.

GOSSARD, E. E.; HOOKE, W. H. Waves in the Atmosphere: atmospheric infrasound and gravity waves: their generation and propagation. New York: Elsevier, 1975.

HOCKING, W.; FULLER, B.; VANDEPEER, B. Real-time determination of meteor-related parameters utilizing modern digital technology. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 63, n. 2, p. 155-169, 2001. ISSN 1364-6826. Radar applications for atmosphere and ionosphere research - PIERS 1999.

LIGHTHILL, J. **Waves in Fluids**. New York: Cambridge Univ. Press, 1978.

MARKS, C. J.; ECKERMANN, S. D. A Three-Dimensional Non-hydrostatic Ray-Tracing Model for Gravity Waves: Formulation and Preliminary Results for the Middle Atmosphere. **Journal of the Atmospheric Sciences**, v. 52, n. 11, p. 1959-1984, jun. 1995.

MEDEIROS, A. F.; PAULINO, I.; TAYLOR, M. J.; FECHINE, J.; TAKAHASHI, H.; BURITI, R. A.; LIMA, L. M.; WRASSE, C. M. Twin mesospheric bores observed over brazilian equatorial region. **Annales Geophysicae**, v. 34, n. 1, p. 91-96, 2016.

MEDEIROS, A. F.; PAULINO, I.; WRASSE, C. M.; FECHINE, J.; TAKAHASHI, H.; BAGESTON, J. V.; PAULINO, A. R.; BURITI, R. A. Case study of mesospheric front dissipation observed over the northeast of Brazil. **Annales Geophysicae**, v. 36, n. 2, p. 311-319, 2018.

MEDEIROS, A. F.; TAKAHASHI, H.; BURITI, R. A.; FECHINE, J.; WRASSE, C. M.; GOBBI, D. MLT gravity wave climatology in the south America equatorial region observed by airglow imager. **Annales Geophysicae**, v. 25, n. 2, p. 399-406, 2007.

MEDEIROS, A.; BURITI, R.; MACHADO, E.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, P.; GOBBI, D.; TAYLOR, M. Comparison of gravity wave activity observed by airglow imaging at two different latitudes in Brazil. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 66, n. 6, p. 647-654, 2004. ISSN 1364-6826. Dynamics and Chemistry of the MLT Region – PSMOS 2002 International Symposium.

MEDEIROS, A.; FECHINE, J.; BURITI, R.; TAKAHASHI, H.; WRASSE, C.; GOBBI, D. Response of oh, o₂ and OI5577 airglow emissions to the mesospheric bore in the equatorial region of Brazil. **Advances in Space Research**, v. 35, n. 11, p. 1971-1975, 2005. ISSN 0273-1177. Coupling Processes in the MLT Region.

MEDEIROS, A.; TAKAHASHI, H.; BURITI, R.; PINHEIRO, K.; GOBBI, D. Atmospheric gravity wave propagation direction observed by airglow imaging in the south american sector.

Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics, v. 67, n. 17, p. 1767-1773, 2005. ISSN 1364-6826. Space Geophysics.

MERTENS, C. J.; MLYNCZAK, M. G.; LÓPEZ-PUERTAS, M.; WINTERSTEINER, P. P.; PICARD, R. H.; WINICK, J. R.; GORDLEY, L. L.; Russell III, J. M. Retrieval of mesospheric and lower thermospheric kinetic temperature from measurements of CO_2 $15 \mu\text{m}$ earth limb emission under non-LTE conditions. **Geophysical Research Letters**, v. 28, n. 7, p. 1391-1394, 2001.

NAPPO, C. J. An introduction to atmospheric gravity waves. [S.l.: s.n.], 2002.

NYASSOR, P. K.; BURITI, R. A.; PAULINO, I.; MEDEIROS, A. F.; TAKAHASHI, H.; WRASSE, C. M.; GOBBI, D. Determination of gravity wave parameters in the airglow combining photometer and imager data. **Annales Geophysicae**, v. 36, n. 3, p. 705-715, 2018.

PAULINO, I.; FIGUEIREDO, C. A. O. B.; RODRIGUES, F.; BURITI, R. A.; WRASSE, C. M.; PAULINO, A. R.; BARROS, D.; TAKAHASHI, H.; BATISTA, I. S.; MEDEIROS, A. F.; AL. et. Atmospheric gravity waves observed in the nightglow following the 21 August 2017 total solar eclipse. **Geophysical Research Letters**, p. 14, 2020.

PAULINO, I.; MEDEIROS, A. F.; VADAS, S. L.; WRASSE, C. M.; TAKAHASHI, H.; BURITI, R. A.; LEITE, D.; FILGUEIRA, S.;

BAGESTON, J. V.; SOBRAL, J. H. A.; GOBBI, D. Periodic waves in the lower thermosphere observed by $\text{OI}630\text{nm}$ airglow images. **Annales Geophysicae**, v. 34, n. 2, p. 293-301, 2016.

PAULINO, I.; MORAES, J. F.; AO, G. L. M.; WRASSE, C. M.; BURITI, R. A.; MEDEIROS, A. F.; PAULINO, A. R.; TAKAHASHI, H.; MAKELA, J. J.; MERIWETHER, J. W.; CAMPOS, J. A. V. Intrinsic parameters of periodic waves observed in the $\text{OI}6300$ airglow layer over the Brazilian equatorial region. **Annales Geophysicae**, v. 36, n. 1, p. 265-273, 2018.

PAULINO, I.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A.; WRASSE, C.; BURITI, R.; SOBRAL, J.; GOBBI, D. Mesospheric gravity waves and ionospheric plasma bubbles observed during the {COPEX} campaign. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 73, n. 11-12, p. 1575-1580, 2011. ISSN 1364-6826.

PITTEWAY, M. L. V.; HINES, C. O. The viscous damping of atmospheric gravity waves. **Canadian Journal of Physics**, v. 41, p. 1935, Jan. 1963.

PRESS, W. H. **Numerical recipes 3rd edition: The Art of scientific computing**. 3. ed. New York [etc.]: Cambridge University Press, 2007. ISBN 0521880688.

SIVAKANDAN, M.; PAULINO, I.; TAORI, A.; NIRANJAN, K. Mesospheric gravity wave characteristics and identification of

their sources around spring equinox over indian low latitudes. **Atmospheric Measurement Techniques**, v. 9, n. 1, p. 93-102, 2016.

TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M. J.; PAUTET, P.-D.; MEDEIROS, A. F.; GOBBI, D.; WRASSE, C. M.; FECHINE, J.; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; PAULA, E.; SOBRAL, J. H. A.; ARRUDA, D.; VADAS, S. L.; SABBAS, F. S.; FRITTS, D. C. Simultaneous observation of ionospheric plasma bubbles and mesospheric gravity waves during the spreadFEx campaign. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 4, p. 1477-1487, 2009.

TAYLOR, M. J.; PAUTET, P.-D.; MEDEIROS, A. F.; BURITI, R.; FECHINE, J.; FRITTS, D. C.; VADAS, S. L.; TAKAHASHI, H.; SABBAS, F. T. São. Characteristics of mesospheric gravity waves near the magnetic equator, Brazil, during the SpreadFEx campaign. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 2, 2009.

VADAS, S. L. Compressible f-plane solutions to body forces, heatings, and coolings, and application to the primary and secondary gravity waves generated by a deep convective plume. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 118, n. 5, p. 2377-2397, 2013. ISSN 2169-9402.

VADAS, S. L. Horizontal and vertical propagation and dissipation of gravity waves in the thermosphere from lower atmospheric and thermospheric sources. **Journal of Geophysical Research: Space Physics**, v. 112, n. A6, p. n/a-n/a, 2007. ISSN 2156-2202.

VADAS, S. L.; FRITTS, D. C. Reconstruction of the gravity wave field from convective plumes via ray tracing. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 1, p. 147-177, 2009.

VADAS, S. L.; FRITTS, D. C. Thermospheric responses to gravity waves: Influences of increasing viscosity and thermal diffusivity. **Journal of Geophysical Research: Atmospheres**, v. 110, n. D15, 2005.

VADAS, S. L.; TAYLOR, M. J.; PAUTET, P.-D.; STAMUS, P. A.; FRITTS, D. C.; LIU, H.-L.; SABBAS, F. T. São; RAMPINELLI, V. T.; BATISTA, P.; TAKAHASHI, H. Convection: the likely source of the medium-scale gravity waves observed in the oh air-glow layer near Brasilia, Brazil, during the SpreadFEx campaign. **Annales Geophysicae**, v. 27, n. 1, p. 231-259, 2009.

WÄGNER, H.; ERICSSON, U. Period and amplitude in atmospheric gravity waves from nuclear explosions. **Nature**, v. 197, n. 4871, p. 994-994, 1963.

WRASSE, C. M.; NAKAMURA, T.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A. F.; TAYLOR, M. J.; GOBBI, D.; DENARDINI, C. M.; FECHINE, J.; BURITI, R. A.; SALATUN, A.; SURATNO, A.; ACHMAD, E.; ADMIRANTO, A. G. Mesospheric gravity waves observed near equatorial and low-middle latitude stations: wave characteristics and reverse ray tracing results. **Annales Geophysicae**, v. 24, n. 12, p. 3229-3240, 2006.

WRASSE, C. M.; TAKAHASHI, H.; MEDEIROS, A. F. de; LIMA, L. M.; TAYLOR, M. J.; GOBBI, D.; FECHINE, J. Determinação dos parâmetros de ondas de gravidade através da análise espectral de imagens de aeroluminescência. **Brazilian Journal of Geophysics**, v. 25, n. 3, p. 257-265, 2007.

Formato *15x21 cm*
Tipologia *Cambria*
Nº de Pág. *170*



Editora da Universidade Federal de Campina Grande- EDUFCA