



**RELAÇÃO ENTRE MTM (MIDNIGHT TEMPERATURE MAXIMUM) E
ALTURA VIRTUAL DA CAMADA F**

Cosme Alexandre Oliveira Barros Figueiredo

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Física, orientado pelo Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa e Dr. Amauri Fragoso de Medeiros.

UFCG
Campina Grande
2013



FICHACATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCEG

F475r Figueiredo, Cosme Alexandre Oliveira Barros.
Relação entre MTM (Midnight Temperature Maximum) e altura virtual da camada F / Cosme Alexandre Oliveira Barros Figueiredo. – Campina Grande, 2013.
132 f. : il. color.

Dissertação (Mestrado em Física) – Universidade Federal de Campina Grande, Centro de Ciências e Tecnologia, 2013.

"Orientação: Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa, Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros".

Referências.

1. Termosfera. 2. Ionosfera. 3. Airglow. 4. MTM (Midnight Temperature Maximum). 5. Ventos Termosféricos. I. Costa, Ricardo Arlen Buriti da. II. Medeiros, Amauri Fragoso de. III. Título.

CDU 551.510.535(043)

FOLHA DE APROVAÇÃO

COSME ALEXANDRE OLIVEIRA BARROS FIGUEIREDO

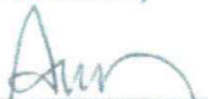
RELAÇÃO ENTRE MTM (MIDNIGHT TEMPERATURE MAXIMUM) E ALTURA VIRTUAL DA CAMADA F

Dissertação aprovada em 25/02/2013

BANCA EXAMINADORA



Prof. Dr. Ricardo Arlem Buriti da Costa
Unidade Acadêmica de Física - UFCG
(Presidente)



Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros
Unidade Acadêmica de Física - UFCG
(Membro interno)



Prof. Dr. Igo Paulino da Silva
Unidade Acadêmica de Física - UFCG
(Membro interno)



Prof. Dr. Lourivaldo Mota Lima
Departamento de Física - UEPB
(Membro externo)

“Quando estás certo, ninguém se lembra; quando estás errado, ninguém esquece”.

Provérbio irlandês

A minha esposa Luana e minha mãe Maria do Carmo.

AGRADECIMENTOS

Eu agradeço a Deus pela paciência e sabedoria concedidas para escrever esta dissertação. À minha esposa Luana por sua paciência e motivação para terminar mais esta etapa da minha vida. Meus orientadores, Dr. Ricardo e Dr. Amauri, pela orientação e conselhos que irei levar por toda a minha vida. À Maria Goreti dos Santos Aquino e Dra. Inez Staciarini Batista por terem me ensinado a reduzir dados da ionossonda CADI e todo o apoio do INPE. Agradeço a Igo Paulino, Ana Roberta Paulino e Fábio do Egito pelos conselhos e amizade durante esta dissertação. Agradeço a Rafael Mesquita, Diego Barbosa, Diego Barros e Jamerson Gillis pela inestimável amizade e discussões para o enriquecimento da dissertação. Ao Dr. Hisao Takahashi pelas figuras de TEC e todo apoio durante esta dissertação. Aos Drs. John Meriwether e Jonathan Makela por terem instalado o Fabry-Perot no observatório de luminescência atmosférica da Paraíba e pelos comentários na elaboração dos gráficos. A Ivna Karinne Oliveira pela correção do português e apoio na apresentação.

RESUMO

Observações da emissão noturna da aeroluminescência do OI 630,0 nm, utilizando o interferômetro de Fabry-Perot, permitiram medir vento termosférico, intensidade relativa e temperatura, em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O) e Cajazeiras (6,9°S; 38,6°O), Paraíba. Neste trabalho também foram utilizados dados de Digisonda, localizada em Euzébio (3,9°S; 38,4°O), Ceará, e CADI (Canadian Advanced Digital Ionosonde) instalada em São João do Cariri. Os dados de ventos, intensidade, temperatura e altura virtual da camada F, foram obtidos durante o ano de 2011, quando a atividade solar esteve em crescimento moderado, e o fluxo solar entre 90 e $\sim 155 \cdot 10^{-22} \text{ W / m}^2 / \text{ Hz}$. Verificou-se que, no início da noite, o vento meridional apresenta uma magnitude de ~ 70 m/s em ambos os solstícios, mas as direções de escoamento são diferentes. No inverno, o escoamento é para os polos e no verão para o equador, o que contribui diretamente para o surgimento do MTM (Máxima temperatura da meia noite). Já o comportamento da altura da base da camada F apresenta, no verão e solstícios, um pico pré-reversão no início da noite, fato que não ocorre durante o inverno; o mínimo da altura foi observado no mesmo horário do pico do MTM.

ABSTRACT

Thermospheric wind and temperature have been observed by two OI630 nm Fabry-Perot Interferometers installed at São João do Cariri (7.4 ° S, 36.5 ° W) and Cajazeiras (6.9 ° S, 38.6 ° W), Paraíba. In the present work, we have also used Digisonda data from Euzébio (3.9 ° S, 38.4 ° W), Ceará and CADI (Canadian Advanced Digital Ionosonde) inform São João Cariri. The database (wind, intensity, temperature, and bottomside height of the F layer) were obtained during 2011, whose the solar activity was moderate and solar flux were between 90 and $\sim 155 \cdot 10^{-22} W / m^2 / Hz$. In the evening, the meridional wind presented a magnitude of ~ 70 m/s in both solstices, but the flow direction was different. The wind was poleward during the winter and equatorward during the summer, this behavior is the key to the MTM (Midnight Temperature Maximum). The relation among the bottomside of the F layer, the zonal wind and the MTM, will be discussed in this work as well.

LISTA DE FIGURAS

- Figura 2.1 Estrutura ionosfera em um dia de verão em média latitudes e principais bandas do sol e radiação cósmica ionizante. 20
- Figura 2.2 Definição do ângulo solar zenital, e a relação entre a penetração ótica e a altura. 24
- Figura 2.3 Altura reduzida (z) versus função normalizada de produção de Chapman, para determinados valores do ângulo solar zenital χ (Equação (2.25)). 29
- Figura 2.4 Ângulo solar zenital χ versus função normalizada de produção de Chapman, para alguns valores de z (escala reduzida) Equação (2.25). A linha tracejada é $q_1/q_0 = \cos\chi$ 30
- Figura 2.5 Altura reduzida em função das camadas Chapman- α e Chapman- β , normalizadas em $\chi = 0$ 37
- Figura 2.6 Variação com a altura das frequências de colisão para o período de atividade solar máximo. 42
- Figura 2.7 Trajetórias idealizadas para elétrons e íons sujeitos a um campo elétrico no plano do diagrama e um campo magnético saindo do plano. 44
- Figura 2.8 Mobilidades por unidade de carga para uma única espécie em função da altura reduzida z 46
- Figura 2.9 Condutividades por par de íons plotados em uma escala logarítmica, em relação ao valor de N_e/\bar{B} , em função da altura reduzida z , e de um modelo idealizado da atmosfera isotérmica. 51
- Figura 2.10 Esquema do dínamo na região F a noite. 54

Figura 4.1 Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP).	60
Figura 4.2 Imagem do “Sky Scanner” do OLAP.....	62
Figura 4.3 Imagem do Fabry-Perot localizado em Cajazeiras.	63
Figura 4.4 O deslocamento Doppler para um vento na direção Leste, com o FPI observando nos setores Leste e Oeste.	66
Figura 4.5 localização das observações em volume comum.....	67
Figura 4.6 Fluxograma dos processos de análise dos dados de FPI.....	69
Figura 4.7 Imagem do transceptor e do micro computador da CADI.....	71
Figura 4.8 Ionograma da CADI.	73
Figura 4.9 Localização do OLAP e a Digissonda de Eusébio, Ceará.	74
Figura 4.10 Quantidade de dias que a CADI, digissonda e o FPI funcionaram em 2011.....	75
Figura 4.11 A letra (a) mostra a intensidade relativa e abaixo (c) a temperatura neutra nas 5 direções cardeais, para o dia 82 de 2011 e na letra (d) temos a temperatura neutra e intensidade relativa (b) em modo volume comum, para o dia 100 de 2011.....	76
Figura 4.12 Ilustração de como é o processo de mensuração da amplitude do MTM.	77
Figura 4.13 Exemplo dos gráficos com média mensal, para o mês de março.....	78

Figura 4.14 Gráfico do dia 22/12/11, exemplificando o modo como será apresentado os dados.	80
Figura 5.1 Temperatura média observada pelo FPI grafada em preto, e verde a temperatura extraída do modelo IRI 2007.	82
Figura 5.2 Vento Meridional médio em 2011.	85
Figura 5.3 Vento Zonal médio em 2011.	87
Figura 5.4 Gráfico de contorno da intensidade relativa do OI 630,0 nm das observações de Greenspan.	89
Figura 5.5 Variabilidade dos dados de TECmax (Total Eletronic Content maximum) em (50° O; 18° S magnético).	89
Figura 5.6 Evolução noturna da média da Intensidade relativa.	90
Figura 5.7 Média mensal da altura virtual durante o período noturno para o ano de 2011.	93
Figura 5.8 Variabilidade dos ventos, temperatura, intensidade relativa e altura virtual da camada F nos dias 22, 23 e 27 de dezembro de 2011.	95
Figura 5.9 Processos que contribuem para o MTM.	100
Figura 5.10 Médias da temperatura, intensidade relativa, H'F e ventos, para o equinócio de outono.	101
Figura 5.11 Médias de Temperatura, intensidade relativa, h'f e ventos para o solstício de inverno.	102

Figura 5.12 Médias da temperatura, intensidade relativa, H'F e ventos no equinócio de primavera.....	103
Figura 5.13 Médias da Temperatura, intensidade relativa, H'F e ventos para o solstício de verão.	104
Figura 5.14 Índice F10.7 cm para o ano de 2011.	105
Figura A.1 Taxa de emissão volumétrica noturna do OI 630,0 nm para os solstícios e equinócios do ano de 2012.....	115
Figura B.1 Variação do índice DST no mês de Janeiro de 2013.	117
Figura B.2 A relação do índice AP com KP.	118
Figura B.3 Variação do índice Kp para o mês de Janeiro de 2013.....	119
Figura C.1 Reflexão de uma onda plana em uma camada dielétrica plana e paralela.	121
Figura C.2 Gráfico da fração de luz transmitida em função do comprimento do caminho ótico nd para as reflexões 0,3; 0,6; 0,9 e 0,99. As franjas ficam mais estreitas quando a reflexão aumenta.....	124
Figura C.3 Arranjo experimental do Fabry-Perot.	125
Figura C.4 Espectro unidimensional de uma franja de interferência, indicando onde são extraídos os ventos e a temperatura do espectro.	132

LISTA DE TABELAS

Tabela 2.1 Processos de produção e perda na ionosfera equatorial.....	32
Tabela 4.1 Parâmetros do FPI.....	63
Tabela 4.2 Direções do “smart motor” para as direções cardeais.....	65
Tabela 4.3 Parâmetros de observação do volume comum.....	67
Tabela 4.4 Características da CADI.....	71
Tabela 5.1 Amplitudes e horários do pico do MTM para o ano de 2011, os traços representam a não ocorrência do MTM.....	83
Tabela A.1 Taxa dos coeficientes das reações para a emissão do OI 630 nm.	114
Tabela B.2 Tabela de conversão dos índices KP e AP.....	118

SUMÁRIO

1. INTRODUÇÃO.....	16
2. IONOSFERA TERRESTRE	18
2.1. DESCOBERTA DA IONOSFERA	18
2.2. CAMADAS IONOSFÉRICAS	19
2.3. BALANÇO DE IONIZAÇÃO	21
2.4. PRODUÇÃO DA IONIZAÇÃO	22
2.5. REAÇÕES DE PERDA DO OI 630 NM.	30
2.6. EQUAÇÃO DE BALANÇO NA REGIÃO E E F.	33
2.7. CAMADA EM EQUILÍBRIO.....	35
2.8. FREQUÊNCIA DO PLASMA.	37
2.9. EQUAÇÃO DO MOVIMENTO.	38
2.10. TERMO DA COLISÃO NA EQUAÇÃO DO MOVIMENTO.....	40
2.11. CONDUTIVIDADE ELÉTRICA.	42
2.12. MOVIMENTO DE UMA SIMPLES PARTÍCULA.	44
2.13. CONDUTIVIDADE DO PLASMA.....	49
2.14. EQUAÇÕES BÁSICAS DA DIFUSÃO.....	52
2.15. DÍNAMO DA CAMADA F EQUATORIAL NOTURNO.....	53
3. REVISÃO TEÓRICA DO MTM.	56
3.1. MODELO DO MTM.....	58
3.2. OBSERVAÇÕES E ESTUDOS DO VENTO E TEMPERATURA TERMOFÉRICA NO BRASIL.....	58
4. INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA.	60
4.1. OLAP.	60
4.2. INTERFERÔMETRO DE FABRY-PEROT.....	61
4.3. ANÁLISE DOS ANÉIS.	67
4.4. IONOSSONDA.	69

4.5. MODELO CANADENSE DE IONOSSONDA PORTÁTIL.....	70
4.6. METODOLOGIA DE ANÁLISE DOS DADOS.....	73
4.6.1. INTERFEROMETRO DE FABRY-PEROT.....	75
5. RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	81
5.1. MÉDIAS MENSAIS DA TEMPERATURA.....	81
5.2. MÉDIA MENSAL DOS VENTOS ZONAIS E MERIDIONAIS.....	84
5.3. MÉDIA MENSAL DA INTENSIDADE RELATIVA.....	87
5.4. MÉDIA MENSAL DA ALTURA VIRTUAL.....	91
5.5. VARIABILIDADE DAS OBSERVAÇÕES NOITE A NOITE.....	94
5.6. MTM DOS SOLSTÍCIOS E EQUINÓCIOS.....	95
6. CONCLUSÕES.....	106
REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA.....	108
APÊNDICE A EMISSÃO DA LINHA VERMELHA OI 630,0 NM.....	113
APÊNDICE B ÍNDICES MAGNÉTICOS.....	116
APÊNDICE C GERAÇÃO DE INTERFERÊNCIA.....	120

1. INTRODUÇÃO

Ventos neutros são componentes-chaves do acoplamento termosfera-ionosfera. Eles são importantes para o transporte de plasma ionosférico ao longo das linhas do campo magnético e para a geração de campos elétricos através de dínamos de vento. Os ventos também contribuem para fenômenos ionosféricos tais como: o espalhamento na região equatorial F e cintilação (EMMERT *et al.*, 2006).

Perto do equador, a absorção da radiação solar EUV (extremo ultravioleta) gera uma região aquecida na termosfera, com um pico de temperatura por volta das 14 horas. Relacionado com este aquecimento e a produção de um gradiente de pressão, com escoamento do lado diurno para o noturno, (e.g., MERIWETHER *et al.*, 2011).

Este gradiente de pressão é complementado por contribuições da oriunda da baixa atmosfera que se propaga até a alta atmosfera, além da maré nos ventos termosféricos desenvolvida *in situ* pela radiação absorvida pelos raios ultravioletas (EUV) na termosfera (MAYR *et al.*, 1979).

Uma manifestação dessas marés termosféricas é o desenvolvimento de uma estrutura em grande escala na termosfera, que tem sido designada por uma variedade de nomes, tais como: Máxima de temperatura da meia noite (MTM, nomenclatura que será adotada neste trabalho) (SPENCER *et al.*, 1979), densidade máxima da meia noite (MDM). (HERRERO e MERIWETHER, 1980), bandas claras (BW) (COLERICO *et al.*, 1996), ou colapso da meia noite da região F (BEHNKE E HARPER, 1973).

O objetivo deste trabalho é entender a relação existente entre a altura da camada F e a ocorrência do MTM, observando parâmetros específicos como: intensidade relativa do OI 630 nm, ventos e temperatura neutra, durante o período de 2011, quando a atividade solar apresentou crescimento moderado.

No Capítulo 2 serão discutidas as camadas ionosféricas e suas características, equações básicas do movimento e teorias físicas que governam a dinâmica do plasma ionosférico.

O capítulo 3 apresentará uma revisão teórica do MTM, somado com um breve histórico do interferômetro de Fabry-Perot no Brasil e os trabalhos que foram publicados através deste equipamento.

O Capítulo 4 apresentará uma discussão básica sobre o interferômetro de Fabry-Perot e digissonda (o princípio de funcionamento, a aquisição de dados e o tratamento dos dados). Ainda neste capítulo, será apresentado o método utilizado para os cálculos das médias mensais, valores de corte e gráficos.

No Capítulo 5 serão apresentados e discutidos os principais resultados encontrados durante a pesquisa. Destacando a climatologia dos ventos termosféricos, intensidades, altura da camada F e temperatura para a região equatorial brasileira.

Por fim, no Capítulo 6 serão apresentadas, sumariamente, as conclusões e os pontos identificados que ainda precisam ser estudados para melhor compreensão da dinâmica da termosfera.

2. IONOSFERA TERRESTRE

2.1. DESCOBERTA DA IONOSFERA

Já em 1839, Gauss especulava que a porção superior da atmosfera poderia conter regiões ionizadas.

Em 1882, o físico escocês Balfour Stewart sugeriu que as variações contínuas no campo magnético terrestre poderiam ser causadas pela presença de uma camada de ar, capaz de conduzir eletricidade na atmosfera superior. O movimento desta camada, no campo magnético terrestre, produziria correntes elétricas por efeito dínamo; estas, por sua vez, gerariam campos eletromagnéticos, que se sobreporiam ao campo magnético normal observado na superfície da Terra (DABAS, 2000).

Em dezembro de 1901, o italiano G. Marconi conseguiu transmitir "sem fio" sinais a uma distância de cerca de 3000 km através do Oceano Atlântico.

Os físicos já tinham considerado essa façanha impossível, porque as ondas de rádio, como a luz, viajam em linhas retas, e a detecção na superfície da Terra não deveria ser possível para além da linha de visada.

As explicações foram propostas por Oliver Heaviside, na Inglaterra, e Arthur E. Kennelly nos Estados Unidos em 1902. Para Marconi, deveria existir uma camada eletricamente condutora na atmosfera, a uma altura de cerca de 80 km. Tal camada iria refletir as ondas de rádio, como uma estação repetidora passiva, e devolvê-los para a Terra, a uma distância considerável para além do horizonte (DABAS, 2000).

O conceito de camada condutora Kennelly-Heaviside, como se dizia, era geralmente aceito, mas durante mais de duas décadas, não houve evidência de funcionamento. Em 1924, Edward V. Appleton e M. A. F. Barnett, na Inglaterra, utilizaram antenas direcionais e foram capazes de relacionar os ângulos com a vertical para transmissão e recebimento de sinais de ondas contínuas de rádio. Desta forma, eles

mostraram que o sinal recebido a determinada distância era realmente um reflexo da onda transmitida no alto da atmosfera. No ano seguinte, G. Breit e M. A. Tuve, nos Estados Unidos, desenvolveram uma técnica para determinar a altura da região de reflexão. Eles transmitiram um curto pulso de ondas de rádio para cima e, por meio de um osciloscópio, determinaram o tempo necessário para o pulso ser refletido de volta para o receptor. Uma vez que as ondas de rádio viajam à velocidade da luz, a altura da camada refletora na atmosfera pode ser calculada a partir do tempo de retardo (DABAS, 2000).

A altura da camada Kennelly-Heaviside foi encontrada entre 80 e 100 km. Subsequentemente, no decorrer das investigações com ondas de rádio de menor comprimento de onda, isto é, de frequência mais elevada, Appleton descobriu outra região que reflete, a uma altitude de cerca de 200 a 400 km, conhecida como camada de Appleton, o que lhe rendeu o prêmio Nobel de Física de 1947.

2.2. CAMADAS IONOSFÉRICAS

O processo principal que contribui para a produção de portadores de cargas livres e fotoionização por gases é a radiação solar do ultravioleta extremo (EUV) e raios-X, durante o dia, por outro lado, não existe radiação solar durante a noite, momento em que acontece um processo de recombinação entre partículas que resulta na produção de partículas carregadas, mantendo a ionosfera.

A menor região perceptível da ionosfera é conhecida como camada D, localizada entre 50 km e 90 km de altitude. A taxa de recombinação é elevada nesta região e, como resultado, a densidade dos elétrons livres e dos íons é pequena.

A camada E tem a forma de uma camada Chapman- α , situa-se entre 90 km e 120 km de altitude e existe predominantemente durante o dia; é fortemente influenciada por processos da atmosfera neutra.

A camada F é a mais densa e importante região ionosférica por causa da sua influência sobre a propagação de ondas eletromagnéticas. Devido à grande densidade de elétrons e íons em movimento, ocorre a influência do campo magnético, que é significativa nesta região. A camada F estende-se entre 120 e 1000 km de altitude, com um máximo de ionização em torno de 200 e 400 km. Ela pode se dividir nas camadas F1 e F2. A camada F1 é observada apenas durante o dia e é mais pronunciada durante o verão, enquanto que a camada F2 é a mais variável.

Em altitudes superiores a 1000 km, a atmosfera é completamente ionizada, portanto, o campo magnético da Terra controla a estrutura do plasma.

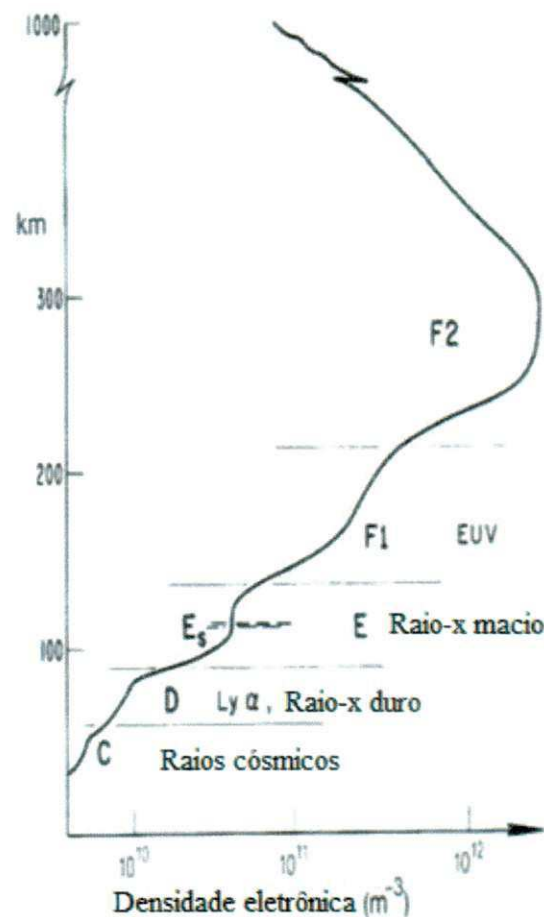


Figura 2.1 Estrutura ionosférica em um dia de verão em médias latitudes e principais bandas do sol e radiação cósmica ionizante.

Fonte: Modificado (DAVIES, 1990).

2.3. BALANÇO DE IONIZAÇÃO

A existência de uma camada ionizada na atmosfera superior, conforme mencionada anteriormente, foi sugerida, inicialmente, pelas variações periódicas percebidas nas medições de campos magnéticos (RISHBETH E GARRIOTT, 1969).

Os fótons com energias maiores que 12 eV são capazes de ionizar os componentes atmosféricos e também aquecer a termosfera. O excesso de energia dos fótons é transformado em energia cinética do par de íons e elétrons, e o restante da energia de ionização é transformada, eventualmente, para aquecer a termosfera.

A equação de continuidade pode ser escrita tanto para os íons positivos quanto negativos, ou, na verdade, para qualquer componente cuja concentração esteja sujeita a alterações. Dentro de uma célula de unidade de volume, tem-se:

[variação da concentração de elétrons] = [ganho pela produção] – [perda pela destruição] – [mudança devido ao transporte]

O uso dos símbolos q e l representam a produção e a perda, respectivamente, então, escrevemos a equação da continuidade:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - l - \text{div}(N\vec{V}). \quad (2.1)$$

A quantidade $N\vec{V}$ representa o fluxo de elétrons ou íons devido ao transporte.

Na ionosfera inferior (até 200 km) simplificações podem ser feitas na Equação (2.1), por exemplo: os processos de transporte não são importantes, o que resulta numa equação fotoquímica; além disso, a variação da concentração é menor do que os outros termos, então a equação é chamada de equilíbrio fotoquímico, ou seja, $q = l$ que é aceitável.

Acima de 250 km os termos fotoquímicos não são dominantes, restando o processo de transporte.

2.4. PRODUÇÃO DA IONIZAÇÃO

Uma boa descrição de muitas características da ionosfera pode ser obtida a partir da teoria da produção da ionização, que foi desenvolvida por Chapman (1931 a, b). A teoria considera que a atenuação da radiação solar, enquanto viaja para a baixa atmosfera, é derivada de uma fórmula geral para a taxa de produção de ionização q , em função da altura h e o ângulo zenital χ . Façamos as seguintes considerações:

1. A radiação é monocromática, o seu fluxo de fótons sendo $I(h)$.
2. A atmosfera é constituída por um único gás de absorção, sendo a sua concentração $n(h)$.
3. A atmosfera é plana e horizontalmente estratificada.
4. A escala de altura H é independente da altura ou varia linearmente com a altura (gradiente $dH/dh = \Gamma$).

Por definição temos:

σ = Seção transversal pela absorção da radiação no gás.

η = O número de fotoelétron produzido por fóton absorvido.

$I\sigma$ = Probabilidade por unidade de tempo que a molécula absorve o fóton.

$\eta I\sigma$ = Probabilidade por unidade de tempo para produção de um par de íons ou coeficiente da taxa de ionização.

Portanto, a taxa de produção por unidade de volume é:

$$q = I\eta\sigma n. \quad (2.2)$$

A atenuação da radiação depende do coeficiente de absorção por unidade de comprimento (σn).

Para um elemento ds , podemos definir um incremento da profundidade ótica τ , que é definido pela Equação (2.3):

$$-\frac{dl}{l} = d\tau = \sigma nds \quad (2.3)$$

Em que ds é a distância ao longo da direção de incidência de l na atmosfera.

Como a variação da intensidade é da forma:

$$l = l_{\infty} e^{-\tau}, \quad (2.4)$$

em que l é a Intensidade fora da atmosfera antes de sofrer atenuação.

Das Equações (2.2) e (2.3) vemos que:

$$q = -n \frac{dl}{ds}, \quad (2.5)$$

ou seja, q é proporcional à taxa de atenuação da radiação.

Usando a geometria da Figura 2.2 temos que a variação da altitude ao longo do caminho da radiação é dada por:

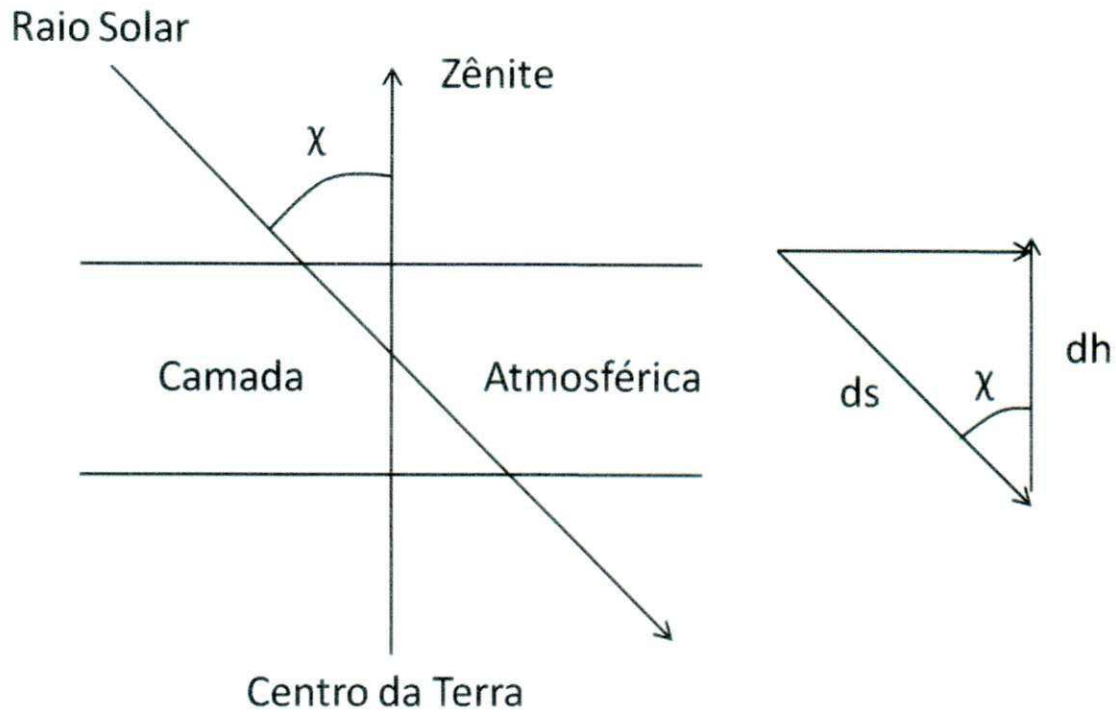


Figura 2.2 Definição do ângulo solar zenital, e a relação entre a penetração ótica e a altura.

$$\begin{aligned} ds \cos \chi &= -dh \\ -ds &= dh \sec \chi \end{aligned} \quad (2.6)$$

Então, em uma atmosfera horizontalmente estratificada, podemos reescrever a Equação (2.3) como:

$$-\frac{d(\ln I)}{dh} = \frac{d\tau}{dh} = -\sigma n \sec \chi \quad (2.7)$$

Integrando uma parcela da atmosfera por unidade da seção transversal acima de uma altura h , temos que $n(h)H(h)$. O produto da concentração de gás e a escala de altura numa dada altura:

$$\int_h^{\infty} n dh = \int_0^{\infty} n H dz = \int_0^{\infty} (nkT/mg) dz = (p/mg) \int_0^{\infty} e^{-z} dz = nH \quad (2.8)$$

Integrando a Equação (2.7), temos:

$$\begin{aligned} d\tau &= \int_z^{\infty} \sigma n_0 e^{-z} \sec\chi H dh \\ &= -\sigma n_0 e^{-z} \sec\chi H = -\sigma n \sec\chi H \end{aligned} \quad (2.9)$$

Logo,

$$\tau(h, \chi) = \sigma n(h) H \sec\chi. \quad (2.10)$$

Portanto, a taxa de produção com relação à profundidade ótica é dada por:

$$q(h, \chi) = I_{\infty} \eta \sigma n(h) e^{-\tau(h, \chi)}. \quad (2.11)$$

A taxa de produção por unidade de coluna (Q) pode ser obtida integrando a Equação (2.11) à τ de zero a infinito e utilizando a Equação (2.7), temos:

$$Q = \int_0^{\infty} q dh = \int_0^{\infty} q \frac{dh}{d\tau} d\tau = \frac{I_{\infty} \eta \sigma n}{\sigma n \sec\chi} \int_0^{\infty} e^{-\tau} d\tau = I_{\infty} \eta \cos\chi. \quad (2.12)$$

Para localizar o pico de q , aplicamos $\ln(q(h, \chi))$, na Equação (2.11) e tomando $d(\ln q)/dh = 0$, desde que $I_{\infty} \eta \sigma$ seja uma constante, vamos encontrar, com base na Equação (2.7) que o pico ocorre quando:

$$\begin{aligned} -I_{\infty} \eta \sigma \frac{dn}{dh} \tau - I_{\infty} \eta \sigma n \frac{d\tau}{dh} &= 0 \\ \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} &= -\frac{d\tau}{dh} = \sigma n \sec\chi. \end{aligned} \quad (2.13)$$

A Equação (2.13) mostra que q é maior quando ocorre o baixo aumento da concentração do gás n , que apenas é compensado por um aumento da atenuação da radiação, que é medido por τ .

Reescrevendo a Equação (2.13) com utilização da lei dos gases ideais $P = nKT$, escala de altura H , considerando g constante, assumindo que $H \propto T$, e apenas um gás presente, logo:

$$\begin{aligned} -\frac{1}{H} = \frac{1}{P} \frac{dP}{dh} &= \frac{1}{P} \frac{d(nKT)}{dh} = \frac{KT}{P} \frac{dn}{dh} + \frac{nK}{P} \frac{dT}{dh} \\ &= \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} + \frac{1}{T} \frac{dT}{dh}. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Como, $H \propto T$:

$$= \frac{1}{n} \frac{dn}{dh} + \frac{1}{H} \frac{dH}{dh} \quad (2.15)$$

Substituindo a Equação (2.15) na Equação (2.13):

$$\begin{aligned} -\frac{1}{H} - \frac{1}{H} \frac{dH}{dh} &= -\frac{d\tau}{dh} = \sigma n \sec \chi \quad | \cdot H \\ \left(1 + \frac{dH}{dh}\right) &= \sigma n H \sec \chi = \tau, \end{aligned} \quad (2.16)$$

O pico da ocorrência de q numa altura qualquer, mostra que a altitude da produção aumenta proporcionalmente com a elevação do ângulo zenital χ .

Das Equações (2.11) e (2.16), o valor do pico de produção q_1 , pode ser expresso nos termos da escala de altura H e do gradiente vertical da escala de altura Γ . Portanto:

$$q_1 = \frac{I_\infty \eta (1 + \Gamma) \cos \chi}{H} e^{-(1 + \Gamma)}. \quad (2.17)$$

A Equação (2.17) é conhecida como produção máxima.

Agora vamos introduzir a altura reduzida z , que é a integração de uma altura de referência h_0 até uma altura qualquer h , do elemento da altura sobre a escala de

altura $z = \int_{h_0}^h \frac{dh}{H}$. Escolhendo a altura de referência h_0 da qual z é medida e definida

por τ igual a um (profundidade ótica), ou seja, quando os raios solares estão perpendiculares à atmosfera. Em certa altura a radiação vertical incidente é atenuada por um fator e^{-1} da intensidade original.

$$\tau = \sigma n H \Rightarrow 1 = \sigma n_0 h_0. \quad (2.18)$$

Como, $H \propto T$, temos;

$$e^{-z} = \frac{P}{P_0} = \frac{nKT}{n_0KT_0} = \frac{nmgh}{n_0mgH_0} = \frac{nH}{n_0H_0}, \text{ onde } z = \int \frac{dh}{dH} \quad (2.19)$$

Usando a Equação (2.10), temos:

$$\begin{aligned} \tau(h, \chi) &= \sigma n(h) H \sec \chi, \text{ como } \sigma = \frac{1}{n_0 H_0} \\ \tau(h, \chi) &= \frac{n(h) H \sec \chi}{n_0 H_0} = e^{-z} \sec \chi = \left(\frac{P}{P_0} \right) \sec \chi. \end{aligned} \quad (2.20)$$

A Equação (2.20) mostra que a profundidade ótica varia linearmente com a pressão.

Considerando um nível de altura de referência em h igual a h_0 em que z igual a zero e t igual a t_0 igual a zero, com χ , igual a zero, rearranjando a expressão para taxa de produção, temos:

$$\begin{aligned} q &= \eta \sigma n l = \eta \sigma n l_{\infty} e^{-z} \\ &= \eta \sigma n l_{\infty} e^{-z} \sec \chi. \end{aligned} \quad (2.21)$$

Como, $e^{-z} = \sigma nH$:

$$q = \frac{\eta l_{\infty} e^{-z}}{H(z)} \exp(-e^{-z} \sec \chi) \quad (2.22)$$

$$\frac{q}{q_0} = \exp(1 - e^{-z} \sec \chi - z), \text{ onde } q_0 = \frac{\eta l_{\infty}}{eH(z)}.$$

Para obtenção da fórmula clássica de Chapman para a função de produção, devemos assumir que a escala de altura não depende da altura (CHAPMAN, 1931 a, b) e que o nível da profundidade ótica coincide com o pico de produção, em que z_1 pode assumir esses valores:

$$z_1 = \ln \sec \chi. \quad (2.23)$$

Quando a taxa de produção é máxima (zênite):

$$q_1 = q_0 \cos \chi, \text{ onde } q_0 = \frac{\eta l_{\infty}}{eH}. \quad (2.24)$$

A função de produção pode ser escrita como:

$$q(z, \chi) = q_0 \exp[1 - z - e^{-z} \sec \chi] \quad (2.25)$$

$$q(z, \chi) = q_1 \exp[1 - (z - z_1) - e^{-(z - z_1)}]. \quad (2.26)$$

A Equação (2.26) mantém a mesma forma quando χ varia, mas a amplitude é corrigida por $\cos \chi$ e o pico é deslocado para z igual a z_1 .

A Figura 2.3 utiliza a função de produção, Equação (2.25), mostrando que a variação do ângulo solar influencia na produção da camada, ou seja, quanto maior o ângulo de incidência, também o caminho ótico é maior, em outras palavras a penetração é

menor, fazendo com que a camada fique mais elevada e ocorra menos produção de constituintes da ionosfera, isto é, a produção é máxima quando o Sol está no zênite.

Já a Figura 2.4 evidencia a mesma equação citada acima, com ênfase na variação do ângulo solar para alturas reduzidas determinadas, mostrando que quanto maior a altura menor é a produção devido à rarefação da atmosfera, somando a isto a produção também diminui com o aumento do ângulo zenital.

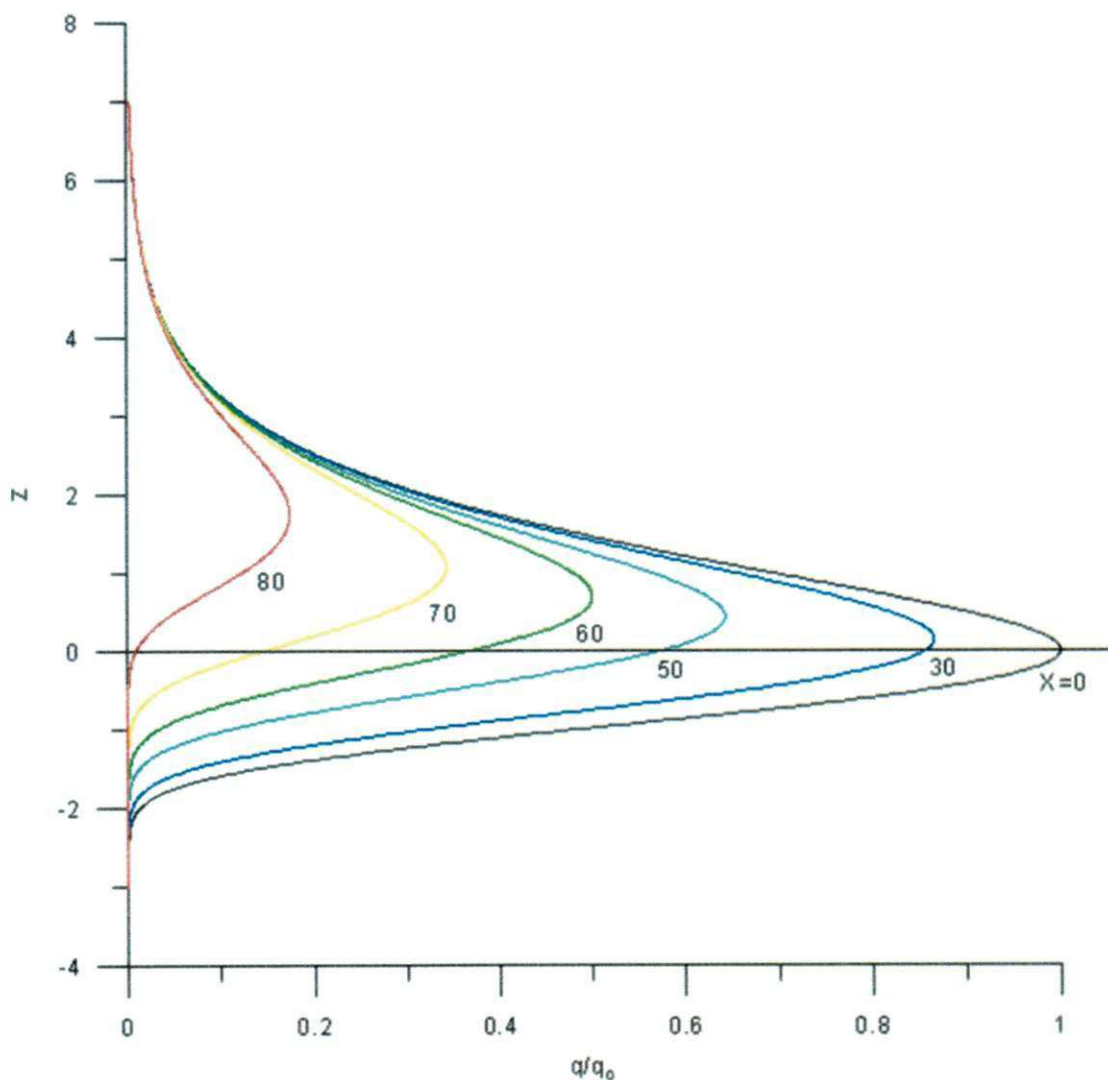


Figura 2.3 Altura reduzida (z) versus função normalizada de produção de Chapman, para determinados valores do ângulo solar zenital χ (Equação (2.25)).

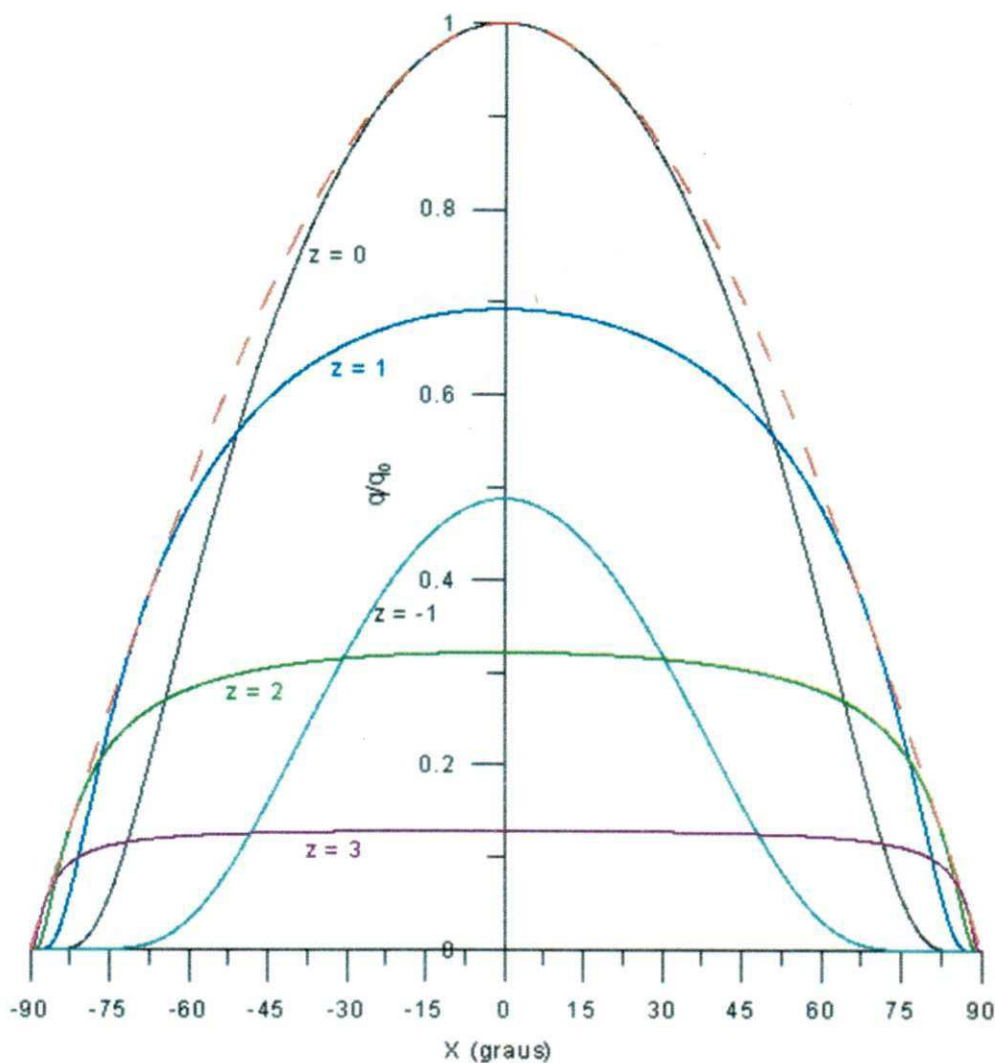
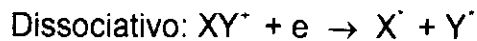
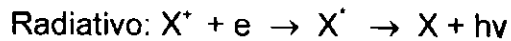
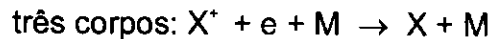


Figura 2.4 Ângulo solar zenital χ versus função normalizada de produção de Chapman, para alguns valores de z (escala reduzida) Equação (2.25). A linha tracejada é $q_1/q_0 = \cos \chi$.

2.5. REAÇÕES DE PERDA DO OI 630 NM.

As reações relevantes para o OI 630 nm estão listadas abaixo. Na maioria dos casos, os símbolos X, Y, etc, podem denotar um átomo ou uma molécula. As magnitudes dos coeficientes típicos são apresentadas na Tabela 2.1.

- a) Recombinação eletrônica (α_e)



Os asteriscos indicam que os átomos podem ser deixados em estados excitados e, posteriormente, estes perdem energia por radiação ou em caso de colisão com outras partículas.

O símbolo M denota uma partícula neutra que não interage com os demais constituintes da reação química, mas é de fundamental importância para que ocorra a reação química.

A recombinação de três corpos pode ocorrer na região D, porém este é um fenômeno raro em alturas maiores, tornando-se sem importância.

Provavelmente a recombinação radiativa é o processo químico de perda mais rápido na região F superior, no entanto, existem processos de transporte em tais alturas, especialmente difusão, que são tão dominantes, que tornam os coeficientes de perda irrelevantes se comparados.

A recombinação dissociativa é o processo de perda de maior importância nas regiões E e F (BIONDI, 1969).

A Tabela 2.1 resume a produção ionosférica e os processos de perda na região equatorial, com breves comentários sobre sua importância. Sempre que uma quantidade é mostrada variando com a altura, temos o indicativo de uma rápida variação, pois existe dependência da concentração do gás.

Tabela 2.1 Processos de produção e perda na ionosfera equatorial.

Fonte: Adaptado de (RISHBETH E GARRIOTT, 1969).

Processos	Contribuição na equação da continuidade e valores grosseiros dos coeficientes	Região D (50-90 km) aproximado	Região E (90-150 km) aproximado	Região F (150-600 km) aproximado
PRODUÇÃO				
Fotoionização solar (principais radiações mostradas entre [])	$q(h)$	[Ly α 1216 Å] (ioniza NO) Raios-X 1-10 Å	EUV 911-1027 Å [Ly β 1026 Å] O ₂ ionizado por $\lambda < 1027$ Å Raios-X 10-170 Å	EUV 170-911 Å [He II 304 Å, He I 584 Å] O ionizado por $\lambda < 911$ Å N ₂ ionizado por $\lambda < 796$ Å
PERDA				
Recombinação íon-íon	$\alpha_i N_+ N_-$	Importante	Poucos íons negativos existentes	Muito poucos íons negativos existentes
	$\alpha_i \sim 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} = 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$			
Recombinação elétron-íon	$\alpha_e N_+ N_e$			
Três corpos	$\alpha_e \sim a(h)$	Importante	Densidade do gás muito baixa	Densidade do gás muito baixa
Radiativo	$\alpha_e \sim 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} = 10^{-18} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$	Insignificante	Não é importante	Não é importante
Dissociativo	$\alpha_e \sim 10^{-7} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} = 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$	Importante	Principal mecanismo de perda	Principal mecanismo de perda
Troca íon-átomo	$\beta(h) N_A^+ \equiv \gamma n[M] N_A^+$	Não importante, por causa de pouca existência de íons atômicos.	Importante	Importante
(N_A^+ = concentração de íon atômico)	$\gamma \sim 10^{-11} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} = 10^{-17} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$			
Junção	$a(h) N_e \equiv a_r n[M] N_e + a_n[M] n[M] N_e$	Junção de três corpos é mais importante	Mantém alguns íons negativos à noite	Junção radiativo mantém uma fonte muito fraca de íons negativos
Radiativo	$\alpha_r \sim 10^{-15} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} = 10^{-21} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$			
Três corpos	$\alpha_t \sim 10^{-30} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} = 10^{-42} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$			
Separação por colisão	$\delta(h) N_e \equiv \kappa n[M] N_e$	Importante à noite	Pouco importante	Insignificante
Colisão	$\kappa \sim 10^{-20} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} = 10^{-26} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$			
Associativo	$\kappa \sim 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} = 10^{-16} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$			
Moléculas metaestáveis	$\kappa \sim 10^{-10} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1} = 10^{-16} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$			
Photodetachment by solar	ρN_-	Principal causa da troca do dia/noite do N/N_+	Efetivo durante o dia	Responsável pela falta de íons negativos
Radiação no visível e longo UV	$\rho \sim 1 \text{ s}^{-1}$			

2.6. EQUAÇÃO DE BALANÇO NA REGIÃO E E F.

Nas regiões E e F₁, os íons negativos são praticamente ausentes. Embora os íons negativos sejam produzidos lentamente pela junção radiativa, são rapidamente destruídos pela fotesseparação durante o dia, e pela recombinação iônica à noite.

O processo de recombinação dissociativa é muito importante. Uma vez que grande parte da atmosfera neutra é atômica, especialmente na região F, íons atômicos são produzidos por fotoionização, mas estes não se recombina diretamente com os elétrons, exceto pelo processo radiativo, que ocorre de maneira demasiadamente lenta. Em vez disso, eles sofrem uma reação de troca de íons com átomos.

A nomenclatura utilizada é a seguinte: íons atômicos n^+ , moleculares m^+ e elétrons n_e .

A partir da condição de neutralidade, temos:

$$n_e = n^+ + m^+. \quad (2.27)$$

Os íons moleculares são produzidos pela reação de troca:

$$\begin{aligned} q &= \gamma n^+ m^0 = n^+ \beta \\ \text{onde } \beta &= \gamma m^0 \quad [\text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}]. \end{aligned} \quad (2.28)$$

As perdas decorrem da recombinação eletrônica, logo:

$$L(n^+) = \alpha m^+ n_e \quad [\text{cm}^{-1} \text{s}^{-1}]. \quad (2.29)$$

Para a condição de equilíbrio fotoquímico temos:

$$\begin{aligned}
 P(n^+) &= L(n^+) \\
 \gamma n^+ m^0 &= \alpha n_e m^+ \\
 n^+ \beta &= \alpha m^+ n_e \Rightarrow \frac{n^+}{m^+} = \frac{\alpha n_e}{\beta}, \\
 \Rightarrow n^+ &= \frac{\alpha n_e^2}{(\beta + \alpha n_e)}. \tag{2.30}
 \end{aligned}$$

Como,

$$\frac{q}{\beta} = n^+$$

Então:

$$\begin{aligned}
 \frac{q}{\beta} &= \frac{\alpha n_e^2}{(\beta + \alpha n_e)} \Rightarrow \frac{1}{q} = \frac{(\beta + \alpha n_e)}{\alpha n_e^2 \beta} \\
 \Rightarrow \frac{1}{q} &= \frac{1}{\alpha n_e^2} + \frac{1}{n_e \beta} \tag{2.31}
 \end{aligned}$$

O termo quadrático do lado direito da Equação (2.31) depende da temperatura e o termo linear varia conforme a concentração molecular, diminuindo rapidamente em altitudes maiores.

Existem dois casos importantes, de acordo com a predominância de um íon positivo sobre o outro:

a) $q = \alpha n_e^2$, se $\beta \gg \alpha n_e$, ou seja, $m^+ \gg n^+$

Quando a taxa de perda de elétrons é determinada pela recombinação dissociativa, os íons são principalmente moléculas e o termo quadrático é utilizado, como ocorre nas regiões D e E.

b) $q = \beta n_e$, se $\beta \ll \alpha n_e$, ou seja $m^+ \ll n^+$.

O coeficiente α pode depender da temperatura, porém independente da altura, contrariamente a β , que varia com a concentração molecular $n[M]$ e, portanto, diminui rapidamente em camadas acima da E.

A condição $\beta \ll \alpha n_e$ se aplica aos casos em que a reação de troca de íons com átomos controla a taxa de perda.

$$\begin{aligned} \beta n^+ + \alpha n_e n^+ - \alpha n_e^2 &= 0 \\ n_e^2 &= n_e n^+ + \frac{\beta}{\alpha} n^+ \Rightarrow n_e^2 = n_e n^+ + \frac{q}{\alpha} \\ n_e &= \frac{\frac{q}{\beta} \pm \sqrt{\frac{q^2}{\beta^2} - 4 \frac{q}{\alpha}}}{2} \\ \Rightarrow n_e &= \frac{q}{2\beta} \left\{ 1 \pm \left[1 - \frac{4\beta^2}{\alpha q} \right]^{\frac{1}{2}} \right\}. \end{aligned} \quad (2.32)$$

A Equação (2.32) relaciona termos de perdas quadráticas e lineares, explicados acima.

2.7. CAMADA EM EQUILÍBRIO.

O perfil da camada eletrônica em equilíbrio fotoquímico pode ser determinado usando a Equação (2.22), com as perdas lineares e quadráticas e produção igual à perda, no qual obtemos duas camadas, Chapman – α e Chapman – β (KIRCHHOFF, 1991).

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - \alpha n_e m^+. \quad (2.33)$$

Supondo que:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = 0$$

Então, a camada Chapman- α :

$$\begin{aligned} \frac{\eta l_{\infty}}{eH} \exp(1-z-e^{-z} \sec \chi) &= \alpha n_e^2 \\ n_e &= \left(\frac{\eta l_{\infty}}{eH\alpha} \right)^{\frac{1}{2}} \exp \frac{1}{2} [1-z-e^{-z} \sec \chi]. \end{aligned} \quad (2.34)$$

Para Chapman- β :

$$\begin{aligned} \frac{\eta l_{\infty}}{eH} \exp(1-z-e^{-z} \sec \chi) &= \beta n_e \\ n_e &= \frac{\eta l_{\infty}}{eH\beta} \exp(1-z-e^{-z} \sec \chi). \end{aligned} \quad (2.35)$$

Notemos que a região de transição entre perdas quadráticas e lineares ocorre próximo à região F₁ (180 – 200 km), mostrado na Figura 2.5, são camadas com comportamentos diferentes devido às perdas serem quadráticas (Chapman-alfa), ocorrendo maior recombinação dissociativa e, portanto, tendo uma maior produção; por outro lado, a perda linear (Chapman-beta) tem menos recombinação dissociativa, fazendo com que tenha menor produção.

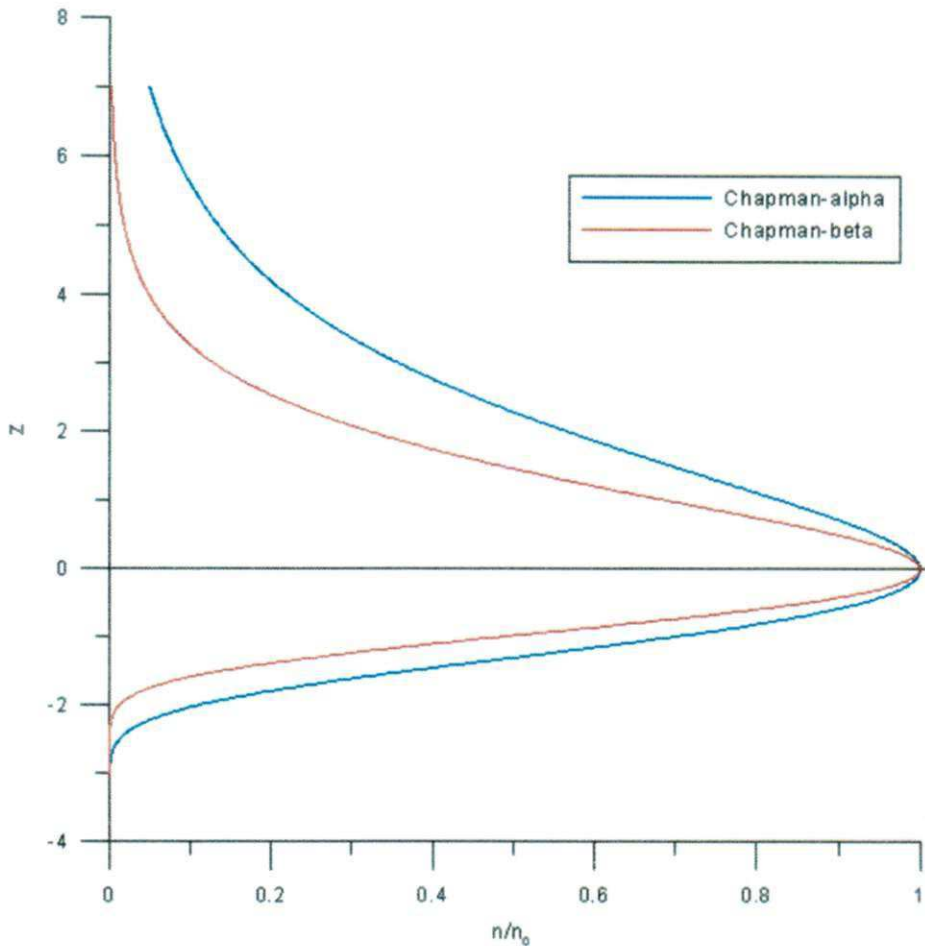


Figura 2.5 Altura reduzida em função das camadas Chapman- α e Chapman- β , normalizadas em $\chi = 0$.

2.8. FREQUÊNCIA DO PLASMA.

Suponhamos que uma partícula carregada de plasma é afastada da sua posição de equilíbrio. Deste modo, quebra-se a neutralidade do plasma e cria-se um campo elétrico, que resultara no regresso da partícula a sua posição de equilíbrio. Quando esta posição for atingida, embora o campo elétrico seja nulo, a partícula possuirá energia cinética, pois, foi acelerada pelo campo elétrico desde a posição de afastamento máximo até à posição de equilíbrio, continuando o seu movimento para o outro lado até que a energia cinética seja nula.

Quando esta situação for verificada perceberemos novamente a quebra da neutralidade do plasma, desta forma, sob ação de um campo elétrico, a partícula

iniciará um movimento de sentido contrário. Ou seja, o afastamento de uma partícula carregada de plasma da sua posição de equilíbrio propicia o aparecimento de um oscilador harmônico, com frequência de oscilação, designada por frequência de plasma. Quando n é grande, sendo aplicada a condição de contorno para χ igual a 1, obtemos a frequência crítica f_0 - maior frequência com que uma onda pode ser refletida verticalmente na ionosfera.

Utilizando a Equação (2.24) e a equação da frequência de plasma em associação com a Equação (2.34), teremos a frequência crítica vista na equação abaixo:

$$f_N = (80.6n_e)^{\frac{1}{2}} \approx 9n_e^{\frac{1}{2}} \quad [\text{Hz}], \text{ frequência do plasma.}$$

$$f_0 = 9n_e^{\frac{1}{2}} = 9 \left(\frac{q}{\alpha} \right)^{\frac{1}{4}} (\cos\chi)^{\frac{1}{4}}. \quad (2.36)$$

Se considerarmos n em cm^{-3} , teremos o valor $9 \cdot 10^3$ na Equação (2.36). Se α variar com a altura, $\cos\chi$ será diferente, pois a altura da camada é variável com X , conforme mostrado na Equação (2.23).

2.9. EQUAÇÃO DO MOVIMENTO.

Nas regiões E e F o movimento das partículas carregadas é controlado pelo campo magnético da Terra. A limitação dos tais movimentos pode ser expressa incluindo o termo de Lorentz $\vec{V} \times \vec{B}$ (RISHBETH e GARRIOTT, 1969).

Considerando que a colisão entre partículas é mais frequente que entre íons e elétrons, elas poderão ser tratadas como fluido, desta forma a velocidade térmica (1km/s para íons e 200Km/s para elétrons) é aleatória, anula-se completamente, então podemos ignorar sua existência. Normalmente, esta consideração é bem justificada na ionosfera.

Importantes processos de transporte:

1. Íons e elétrons podem se mover em campos elétricos, portanto, possuem corrente elétrica dependente do campo magnético e das frequências de colisão, as quais determinam as mobilidades e condutividades elétricas.
2. Partículas carregadas se movimentam através do vento básico, estas produzem uma força proporcional à diferença entre o vento básico \bar{U} , a velocidade das partículas V_i , V_e (o índice i é para íons e o índice e para elétrons) e a frequência de colisão.

Na região E os ventos são associados à maré atmosférica, estes ventos também produzem o dínamo. Na região F os ventos são dirigidos por: calor diário e resfriamento da atmosfera à noite, consequência do processo de interação "íons-drag" e interação entre o ar e os íons.

3. As cargas das partículas são modificadas pela temperatura do dia na termosfera, bem como o ar neutro. Assim sendo, o plasma participa da expansão e contração da atmosfera.
4. O plasma tende a espalhar-se sob a ação do campo gravitacional e do gradiente de pressão.
5. A força elétrica entre íons e elétrons tende a mantê-los juntos, de modo que ambas as partículas tem a mesma velocidade.

A difusão ambipolar é impedido por colisões de partículas carregadas com partículas neutras, e tende a ser forçados pelo campo magnético da Terra. Na região F, o processo de difusão é rápido e na baixa ionosfera ocorre devagar.

A pressão parcial dos íons e elétrons pode ser expressa na equação do movimento: $P_i = N_i K t_i$ e $P_e = N_e K t_e$. O termo da colisão inclui parâmetros v_{in} , v_{en} , v_{ei} .

$$m_i \left(\frac{d\bar{V}_i}{dt} \right) = 0 = m_i \bar{g} - N_i^{-1} \nabla (N_i K T_i) + e (\bar{E} + \bar{V}_i \times \bar{B}) - m_i v_{in} (\bar{V}_i - \bar{U}) - m_e v_{ei} (\bar{V}_i - \bar{V}_e). \quad (2.37)$$

$$m_e \left(\frac{d\bar{V}_e}{dt} \right) = 0 = m_e \bar{g} - N_e^{-1} \nabla (N_e K T_e) + e (\bar{E} + \bar{V}_e \times \bar{B}) - m_e v_{en} (\bar{V}_e - \bar{U}) - m_e v_{ei} (\bar{V}_e - \bar{V}_i).$$

Equação para íons e elétrons, considerando a inexistência de aceleração e desprezando inicialmente movimentos de larga escala.

2.10. TERMO DA COLISÃO NA EQUAÇÃO DO MOVIMENTO.

Em caso de colisão entre as partículas a e b a força por unidade de volume, \bar{F}_{ab} , pode ser escrita da seguinte forma:

$$\begin{aligned} \bar{F}_{ab} = -\bar{F}_{ba} &= n_a m_a v_{ab} (\bar{V}_b - \bar{V}_a) \\ e \left[\frac{\partial \bar{V}_a}{\partial t} \right]_{ab} &= v_{ab} (\bar{V}_b - \bar{V}_a) \end{aligned} \quad (2.38)$$

Em que v_{ab} é considerada a taxa de coeficiente de transferência de momento.

Nós podemos definir K_{ab} igual a K_{ba} para descrever a taxa de transferência de momento por unidade de volume.

Como o plasma contém íons, elétrons e partículas neutras, definimos três coeficientes:

$$K_{in} = K_{en} = K_{ei}$$

Para a frequência de colisão efetiva, na qual N representa a concentração de elétrons e íons e n é a concentração de partículas neutras, temos seis termos e uma consideração:

$$m_i = m_n \gg m_e$$

$$\left\{ \begin{array}{ll} v_{in} = nK_{in} & v_{ni} = NK_{in} \\ v_{en} = nK_{en} & v_{ne} = \left(\frac{m_e}{m_n} \right) NK_{en} \\ v_{ei} = NK_{ei} & v_{ie} = \left(\frac{m_e}{m_i} \right) NK_{ei} \end{array} \right. \quad (2.39)$$

Três destes parâmetros estão na Equação (2.37). Os valores numéricos podem ser encontrados em Chapman, (1956).

De outra forma, temos:

$$K_{in} = \frac{v_{in}}{n} = 2,6 \times 10^{-1} M^{-2} \quad [\text{MKS}]$$

$$K_{en} = \frac{v_{en}}{n} = 5,4 \times 10^{-16} T^{\frac{1}{2}} \quad [\text{MKS}] \quad (2.40)$$

$$K_{ei} = \frac{v_{ei}}{N} = \left\{ 59 + 4,18 \log_{10} \left(\frac{T^3}{N} \right) \right\} 10^{-6} T^{\frac{-3}{2}} \quad [\text{MKS}].$$

A temperatura T é igual para todas as espécies e M é a massa de partículas neutras e de íons, expressa em unidade de massa atômica.

Rishbeth e Garriott (1969), na página 131 Tabela III, indicam os valores para as constantes.

Aplicamos as seguintes relações para o cálculo da condutividade elétrica e o problema de propagação de onda:

$$\begin{aligned} v_i &= v_{in} + v_{ie} \\ v_e &= v_{en} + v_{ei} \end{aligned} \quad (2.41)$$

O comportamento das frequências de colisão para um período de atividade solar alto é mostrado na . À noite, a frequência de colisão elétron- neutro é igual à frequência de colisão elétron-íon perto cerca de 280 km.

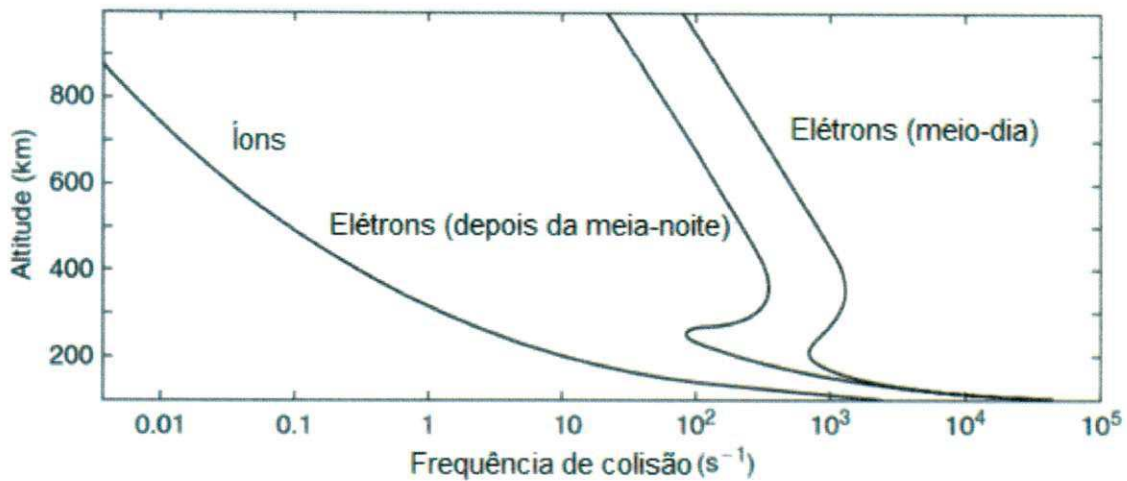


Figura 2.6 Variação com a altura das frequências de colisão para o período de atividade solar máximo.

Fonte: Modificado (KELLEY, 2009)

2.11. CONDUTIVIDADE ELÉTRICA.

Na seção anterior vimos que é possível determinar o movimento de elétrons e íons aplicando um campo elétrico. Estas análises nos conduzem na formulação de uma equação para condutividade elétrica na ionosfera. A condutividade é anisotrópica - varia com a direção - por causa do campo magnético.

Usando as definições:

m =massa

carga= $e(\pm)$

$$\text{girofreqüencia} = \omega = \frac{\beta |e|}{m}$$

Em que ν simboliza a frequência de colisão de uma partícula neutra. No presente momento desprezaremos os íons negativos, pois estamos interessados na condutividade, presente na região E.

Usando a Equação (2.37) e desconsiderando a gravidade, gradiente de pressão e colisão de elétrons-íons, temos que:

$$m \left(\frac{d\bar{V}}{dt} \right) = \epsilon \bar{E} + \epsilon \bar{V} \times \bar{B} - m\bar{v}(\bar{V} - \bar{U}). \quad (2.42)$$

Em que \bar{U} é a velocidade do vento neutro e \bar{V} é a velocidade da partícula carregada.

Levando em consideração o vento neutro é zero para $\bar{E} \times \bar{B}$, o movimento não será afetado pela presença de campo magnético.

Quando \bar{E} é perpendicular a \bar{B} as trajetórias são ciclóides, como mostrado na, As partículas carregadas devem colidir com partículas neutras em intervalos regulares $1/\nu$ e possuir velocidade nula após cada colisão. A fim de mostrar girorotações eletrônica e iônica, os diagramas são desenhados com $\omega_e/\omega_i=10$ para melhor visualização das girorotações e não a 10^4 como ocorre na natureza. Todas as trajetórias referem-se a intervalos de igual duração, ou seja, 5 ionic (ou 50 electronic) giroperíodo. Os números entre parênteses referem-se às alturas aproximadas, em quilômetros, nas quais as condições ocorrem. Neste caso podemos omitir o último termo da Equação (2.42).

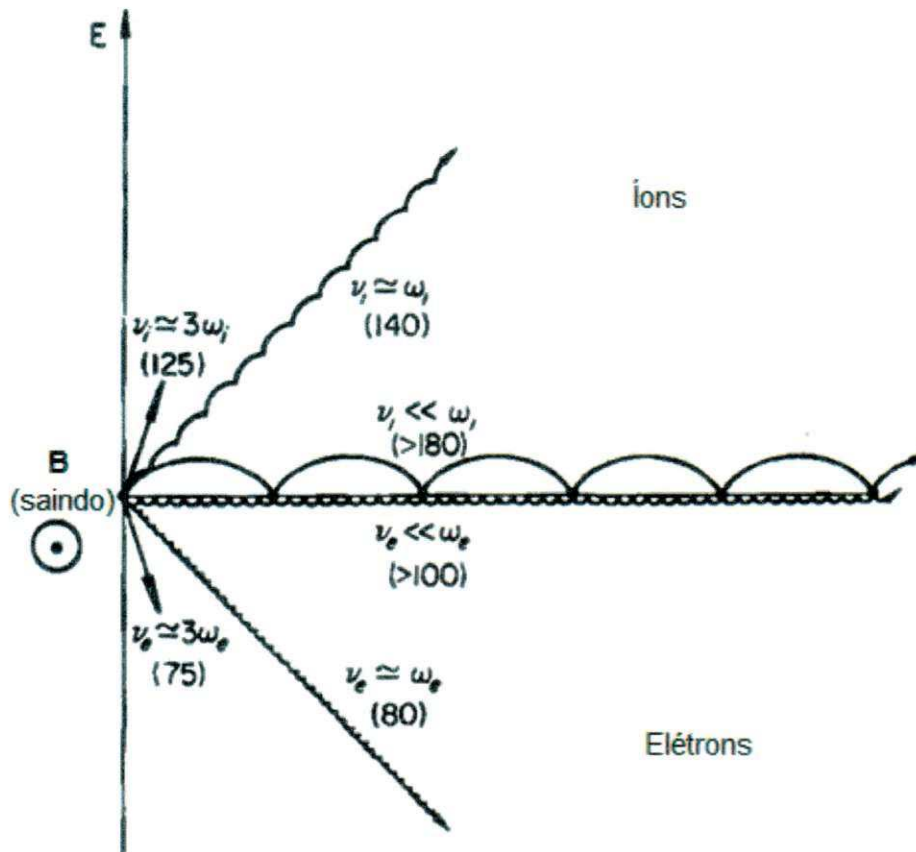


Figura 2.7 Trajetórias idealizadas para elétrons e íons sujeitos a um campo elétrico no plano do diagrama e um campo magnético saindo do plano.

Fonte: Modificado (RISHBETH E GARRIOTT, 1969)

2.12. MOVIMENTO DE UMA SIMPLES PARTÍCULA.

Podemos encontrar a média da velocidade de deslocamento (deriva) de uma partícula simples.

Tomando por base períodos maiores que $1/\nu$, $1/\omega$ e $d\bar{V}/dt = 0$, podemos utilizar a Equação (2.42) em coordenadas cartesianas (x, y, z) , com \bar{B} na direção z :

$$\begin{aligned}
 0 &= qE_x - m\nu V_x + \epsilon V_y B + m\nu U_x \\
 0 &= qE_y - m\nu V_y + \epsilon V_x B + m\nu U_y \\
 0 &= qE_z - m\nu V_z + m\nu U_z
 \end{aligned}
 \tag{2.43}$$

Como:

$$\vec{F} = \epsilon \vec{E} + m \vec{v} \vec{U} \quad (2.44)$$

A Equação (2.43) pode ser escrita da seguinte forma:

$$\begin{aligned} 0 &= F_x - m v V_x + \epsilon V_y B_z \\ 0 &= F_y - m v V_y + \epsilon V_x B_z \\ 0 &= F_z - m v V_z \end{aligned} \quad (2.45)$$

De uma forma sintética:

$$\vec{V} = K \vec{F}$$
$$\vec{V} = \begin{bmatrix} k_1 & \pm k_2 & 0 \\ m k_2 & k_1 & 0 \\ 0 & 0 & k_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

Em que k representa o quociente da velocidade pela força, demonstrando uma mobilidade por unidade da carga elétrica; este parâmetro está relacionado com a condutividade elétrica. Os sinais superiores determinam a mobilidade para íons positivos, enquanto que os sinais inferiores determinam a mobilidade para os elétrons (ou íons negativos).

A girofrequência de uma partícula, quando esta entra em um campo magnético, pode ser determinada a partir da segunda lei de Newton:

$$m \frac{v^2}{r} = |\epsilon| \vec{v} \vec{B} \Rightarrow \omega = \frac{|\vec{B}| |\epsilon|}{m}$$

Assim temos três equações para condições de campo elétrico e magnético:

$$\left. \begin{array}{l} \text{paralela, longitudinal: } (||\bar{B}, ||\bar{E}); k_0 = \frac{1}{mv} = \frac{1}{Be v} \\ \text{transverso, Pederson: } (\perp \bar{B}, ||\bar{E}); k_1 = \frac{1}{Be} \frac{v\omega}{v^2 + \omega^2} \\ \text{Hall: } (\perp \bar{B}, \perp \bar{E}), k_2 = \frac{1}{Be} \frac{\omega^2}{v^2 + \omega^2} \end{array} \right\} \quad (2.47)$$

Para cada altura da ionosfera, temos que ω/v . Estes valores são variáveis para íons e elétrons.

A Figura 2.8 mostra a variação da mobilidade com a altura. Assumindo que a frequência de colisão $\nu \propto e^{-z}$ e que a girofrequência ω é independente da altura. O nível z igual a zero, em que $\nu = \omega$. As mobilidades longitudinal, transversal e Hall (k_0, k_1, k_2) são representadas em unidades de $1/Be$.

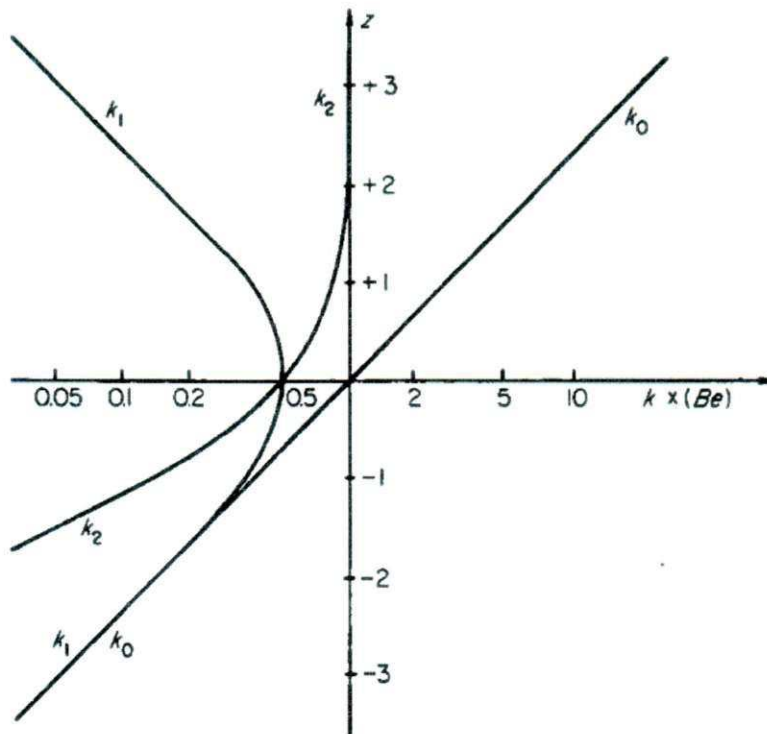


Figura 2.8 Mobilidades por unidade de carga para uma única espécie em função da altura reduzida z .

Fonte: (RISHBETH E GARRIOTT, 1969)

A Equação (2.47) pode ser utilizada na análise do movimento de partículas carregadas quando um campo elétrico é aplicado.

$$\begin{aligned}\vec{F} &= \epsilon \vec{E} \\ \vec{F} &= m v \vec{U}\end{aligned}$$

Precisamos considerar campos elétricos e magnéticos e ventos, pois somente eles podem permanecer um longo período de tempo na atmosfera, excedendo $1/v$.

a) Campo elétrico e vento **paralelo** ao campo magnético:

$$k_0 = \frac{1}{mv} \text{ e a força } \vec{F} = \epsilon \vec{E} \text{ e } V_z = k_0 F_z$$

Utilizando estas equações tem-se:

$$V_z = \frac{F_z}{mv} = \frac{\epsilon E_z}{mv} \quad (2.48)$$

Um campo elétrico provoca deriva em sentido oposto para íons positivos ($\epsilon+$) e elétrons ($\epsilon-$). Trata-se de uma corrente elétrica ao longo de \vec{B} que é realizada principalmente por elétrons, para a qual k_0 é maior do que os íons.

Para o vento, temos a seguinte deriva:

$$V_z = k_0 F_z = \frac{1}{mv} m v U_z = U_z \quad (2.49)$$

Entende-se, que em todas as alturas os íons e elétrons são transportados ao longo das linhas do campo magnético com a velocidade igual ao componente do vento paralelo a \vec{B} .

b) Campo elétrico e vento **perpendicular** ao campo magnético:

Na região inferior da ionosfera (80 km), temos $v \gg \omega$, então $k_1 = k_0 \gg k_2$. Observamos que o campo elétrico produz uma corrente paralela ao campo magnético, e o vento transporta íons e elétrons:

$$k_1 = \frac{1}{mv} \frac{v^2}{v^2 + \omega^2} = \frac{1}{mv} \quad \text{e} \quad (2.50)$$

$$\bar{V} = k_1 \bar{F} = \frac{1}{mv} \epsilon E$$

Para o vento temos:

$$\bar{V} = k_1 \bar{F} \Rightarrow \bar{V} = \frac{1}{mv} mv \bar{U} = \bar{U} \quad (2.51)$$

Portanto, na baixa ionosfera um vento básico arrasta íons e elétrons com a mesma velocidade para qualquer direção.

Se $v \sim \omega \rightarrow k_1 = k_0$, ambos os campos e ventos produzem uma deriva que é inclinada com relação eles. Isto é uma situação de interesse para a região E.

Se $v \ll \omega \rightarrow k_1 \ll k_2 \approx 1/\bar{B}$ e k_2 independe da altura, o campo elétrico causa uma deriva nos elétrons e íons na mesma direção de $\bar{E} \times \bar{B}$ com velocidade \bar{E}/\bar{B} . Um vento produz uma deriva Hall da velocidade $(v/\omega)\bar{U}$, na direção de $\bar{U} \times \bar{B}$ para os íons positivos e no sentido oposto para os elétrons. Isso corresponde a uma corrente elétrica, demonstrada abaixo:

$$\text{como, } k_2 = \frac{1}{Be} \frac{v^2}{v^2 + \omega^2} = \frac{1}{Be} \quad (2.52)$$

$$\bar{V} = \frac{\bar{E} \times \bar{B}}{B^2} \Rightarrow \bar{V} = k_2 \bar{E} = \frac{\bar{E}}{\bar{B}}$$

Para o vento temos:

$$\bar{V} = \frac{\pm}{Be} mv\bar{U} = \frac{\pm mv}{\omega m} \bar{U} = \frac{\pm v}{\omega} \bar{U} \Rightarrow \bar{V} = \pm \frac{v}{\omega} \frac{\bar{U} \times \bar{B}}{B}. \quad (2.53)$$

O vento é de suma importância na criação do campo elétrico de polarização na região F.

O movimento devido ao campo elétrico normal a \bar{B} é ilustrado na Figura 2.7.

Concluindo, dos casos apresentados acima vemos que a velocidade de íons e elétrons é a mesma, fato que nos permite compreender que o plasma se move como um todo. Isto é denominado velocidade de deriva do plasma.

Na região superior da ionosfera, camada F, o campo elétrico \bar{E} causa a deriva do plasma com velocidade:

$$\bar{V} = \frac{\bar{E} \times \bar{B}}{B^2}. \quad (2.54)$$

A Equação (2.49) se aplica a toda ionosfera, mas somente na direção do campo magnético, quando o vento neutro causa deriva do plasma.

$$\bar{V} = \frac{(\bar{U} \cdot \bar{B})\bar{B}}{B^2}. \quad (2.55)$$

O plasma pode ser movimentado pelo vento neutro em qualquer direção, mas somente na baixa atmosfera $v \gg \omega$.

2.13. CONDUTIVIDADE DO PLASMA.

Para encontrar a corrente diretamente do tensor de condutividade σ , combinamos os movimentos iônicos e eletrônicos, fazendo uso da equação:

$$\mathbf{j} = \sigma \cdot \bar{\mathbf{E}} = Ne(\bar{\mathbf{V}}_i - \bar{\mathbf{V}}_e) \quad (2.56)$$

Em que \mathbf{j} é a densidade de corrente e N é a concentração de elétrons e íons. Usualmente definimos quatro componentes de condutividade:

$$\begin{aligned} \text{Longitudinal ou direta: } \sigma_0 &= Ne^2(K_{0e} + K_{0i}) \\ \text{Trasversal ou Pedersen: } \sigma_1 &= Ne^2(K_{1e} + K_{1i}) \\ \text{Hall: } \sigma_2 &= Ne^2(K_{2e} + K_{2i}) \\ \text{Cowling: } \sigma_3 &= (\sigma_1^2 + \sigma_2^2)/\sigma_1 \end{aligned} \quad (2.57)$$

Todas as condutividades são positivas. As contribuições de elétrons e íons para σ_2 são de sinais opostos. Considera-se que a frequência de colisão $\nu \propto e^{-z}$; e a girofrequência ω é independente de z , para íons positivos e elétrons. Em que z é igual a zero é o nível onde $\nu_i \nu_e = \omega_i \omega_e$, e os níveis em que $\nu_i = \omega_i$ e $\nu_e = \omega_e$, este último situado em $z = \pm \frac{1}{2} \ln(1000)$. As altitudes são aproximadas.

As mobilidades $K_{2e} \geq K_{2i}$ em todas as alturas da ionosfera. Isto significa que a corrente Hall flui na direção de $\bar{\mathbf{B}} \times \bar{\mathbf{E}}$, apesar das partículas se deslocarem na direção de $\bar{\mathbf{E}} \times \bar{\mathbf{B}}$. Três destas condutividades aparecem na expressão de um tensor, conforme deduzimos a partir de nossas definições de σ .

$$\sigma = \begin{bmatrix} \sigma_1 & -\sigma_2 & 0 \\ \sigma_2 & \sigma_1 & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_0 \end{bmatrix} \quad (2.58)$$

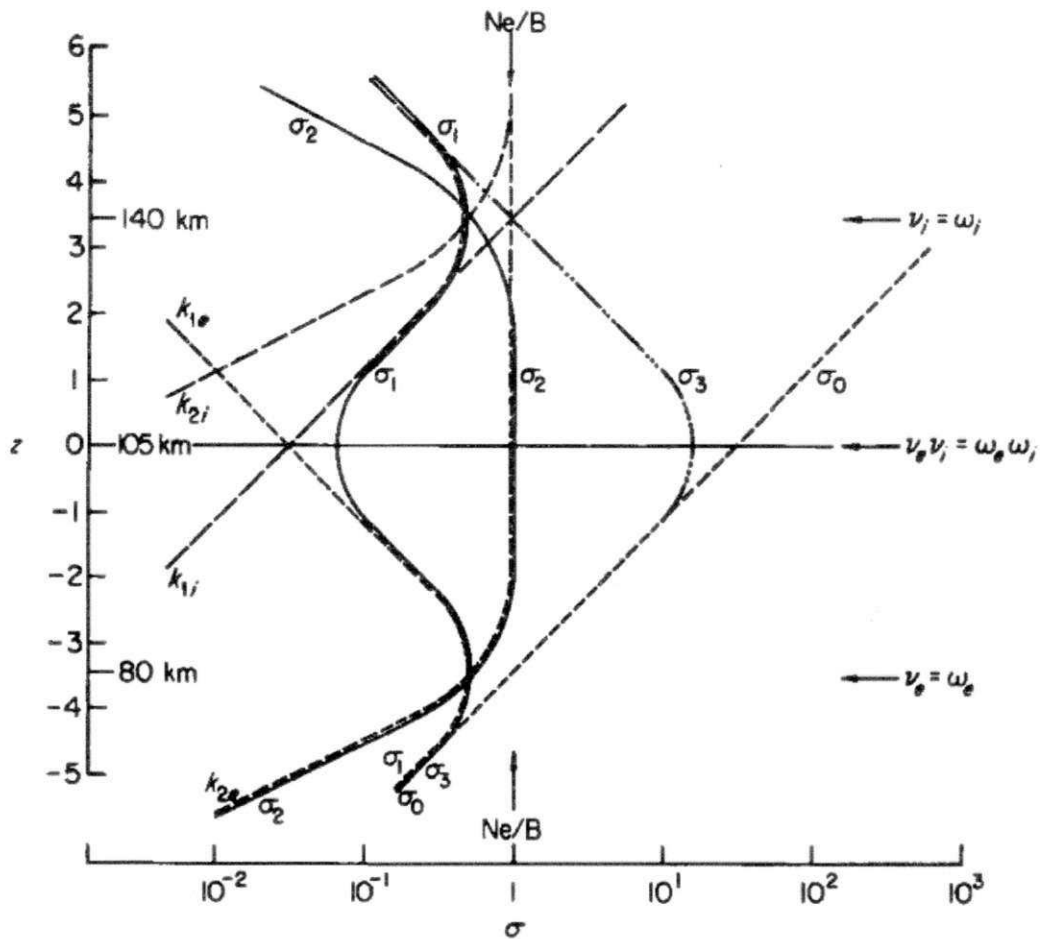


Figura 2.9 Condutividades por par de íons plotados em uma escala logarítmica, em relação ao valor de Ne/\bar{B} , em função da altura reduzida z , e de um modelo idealizado da atmosfera isotérmica.

Fonte: (RISHBETH E GARRIOTT, 1969)

Para a região F a condutividade direta é igual a equação (2.57), sendo que ela se torna extensa, pois v_e e v_i são pequenos. Como a condutividade depende da colisão de íon-elétron, modificaremos a condutividade direta para:

$$\sigma_0^* = \frac{j}{\bar{E}} = \frac{Ne^2}{m_e v_{ei}} = \frac{e^2}{m_e k_{ei}} \quad (2.59)$$

Em que, k_{ei} é o parâmetro de colisão.

2.14. EQUAÇÕES BÁSICAS DA DIFUSÃO.

Consideremos, inicialmente, uma difusão vertical, assumindo que o campo magnético esteja também na vertical. Utilizando a equação (2.37) e utilizando W para identificar a deriva vertical com os índices i , e , n , para íons, elétrons e nêutrons. Simplificando, temos:

$$\begin{aligned} \frac{d}{dh}(N_i K T_i) &= -N_i m_i \bar{g} + N_i e \bar{E} - N_i m_i v_{in} (W_i - W_n) . \\ \frac{d}{dh}(N_e K T_e) &= -N_e m_e \bar{g} + N_e e \bar{E} - N_e m_e v_{en} (W_e - W_n) . \end{aligned} \quad (2.60)$$

Supondo que a deriva do plasma é:

$$\begin{aligned} m_i \gg m_e; N_i = N_e = N; W_i = W_e = W_d \\ W_n = 0 \text{ (ar em repouso)} \end{aligned}$$

A colisão com partículas neutras importa mais para íons que para elétrons.

$$m_i v_{in} \gg m_e v_{en}$$

Somando para íons e elétrons na Equação (2.60) teremos:

$$\begin{aligned} NK \frac{d}{dh} [T_i + T_e] &= -N m_i \bar{g} - N m_i v_{in} (W_d - W_n) \\ \text{então;} & \\ -W_d &= \frac{1}{m_i v_{in}} \left\{ \frac{1}{N} \frac{d}{dh} [NK(T_i + T_e)] + m_i \bar{g} \right\} . \end{aligned} \quad (2.61)$$

A teoria da difusão na ionosfera originou-se a partir da consideração de que todas as partículas tem a mesma temperatura, porém é sabido que elétrons e íons possuem temperaturas diferentes, principalmente durante o dia na região F. Desta forma, definimos a temperatura de plasma T_p e escala de altura do plasma, H_p como visto na equação abaixo:

$$T_p = \frac{1}{2}(T_i + T_e); \quad H_p = \frac{2KT_p}{m_i g}. \quad (2.62)$$

2.15. DÍNAMO DA CAMADA F EQUATORIAL NOTURNO.

Os ventos termosféricos na região equatorial fornecem uma fonte de energia que mantém o campo elétrico (KELLEY, 2009).

Na região F, $\sigma_p \bullet \sigma_H$ e o tensor condutividade são diagonais, entretanto, continuamos assumindo que $\sigma_p \bullet \sigma_0$; considerando que as linhas de campo magnético são horizontais e não sofrem influencia da região E. Tais linhas são curvadas, penetram na região E, e possuem condutividade finita e variável ao longo de si.

Para um modelo simplificado, Figura 2.10, consideremos que o vento termosférico se direciona para Leste e tem magnitude (u), uniforme com a altura. Utilizemos a notação meteorológica em que $\vec{U} = (u, v, w)$; u, v, e w correspondem as componentes zonais (positivo para leste), componentes meridionais (norte positivas), e para cima, respectivamente.

Uma corrente elétrica fluirá com magnitude e direção dadas por:

$$\vec{J} = \sigma \cdot (u\hat{x} \times \vec{B}) \quad (2.63)$$

A corrente formada pelo vento apresenta direção vertical para cima, com magnitude $J_z = \sigma_p u \vec{B}$. A corrente J_z é pequena, com valor de $0,01 \mu A / m^2$. Entretanto σ_p varia com a altitude devido a sua dependência de nV_{in} . A componente zonal do vento pode variar também com a altura, assumindo que a viscosidade varie pouco. Se $d(\sigma_p u \vec{B}) / dz \neq 0$, temos um campo elétrico na direção z que produz uma

divergência livre de corrente. Porém se as placas, que é a aproximação da ionosfera superior e inferior, são isoladas e paralelas às linhas de campo magnético, o que permite o alinhamento do fluxo de corrente elétrica com o campo magnético, então $J_y = 0$.

O processo de recombinação de íons moleculares durante a noite, na parte de baixo da ionosfera, forma um degrau de densidade. O resultado é um plasma de O^+ denso nas condições de contorno. Para estudar a eletrodinâmica desta região com mais detalhes, observemos a Figura 2.10:

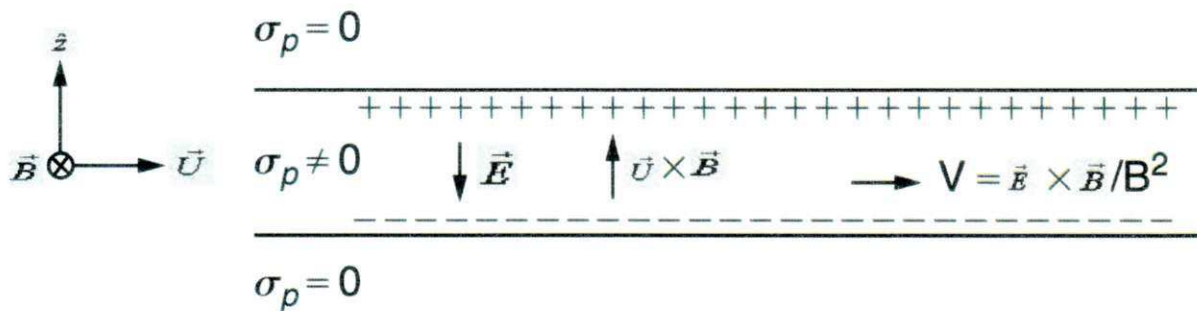


Figura 2.10 Esquema do dínamo na região F a noite.

Fonte: (KELLEY, 2009)

Na Figura 2.10, σ_p é constante entre as placas e nulo nas regiões exteriores. A corrente possui valor para dentro das placas e nenhum fora delas. As cargas são separadas nas duas extremidades, conforme a Figura 2.10. Como a corrente elétrica total na direção z é nula, temos:

$$J_z = \sigma_p \vec{E}_z + \sigma_p u \vec{B} = 0 \quad (2.64)$$

O campo elétrico vertical é

$$E_z = -u \vec{B} \quad (2.65)$$

Notamos ainda que o plasma dentro do esquema da Figura 2.10 movimenta-se com velocidade $\vec{E} \times \vec{B} / B^2$ na direção do vento zonal. O campo elétrico no sistema de

referência do vento neutro $\vec{E} = \vec{E} + \vec{U} \times \vec{B}$ é desprezível; este fato é verídico, pois a corrente independente do sistema de referência. Como a corrente tem sido ajustada para zero, temos que: $\vec{J} = \vec{J}' = \sigma_p \vec{E}' = 0$.

Este modelo é desenvolvido para a noite, momento em que os pares de íons moleculares da região E se recombinam rapidamente. E o O^+ possui um tempo de vida maior, que suporta o dínamo da camada F. A velocidade do plasma é consistente com o vento zonal e o padrão vertical do campo elétrico noturno é consistente com o modelo que foi apresentado (KELLEY, 2009).

3. REVISÃO TEÓRICA DO MTM.

As primeiras observações do MTM foram feitas por Greenspan, (1966), que verificou um padrão na intensidade do OI 630,0 nm utilizando um fotômetro, enquanto viajava a bordo do navio U.S.N.S Croatan, da América do Norte (35° N) para o Sul (60° S) entre os meses de fevereiro e março de 1965. Ele observou que, em torno da meia noite, a intensidade aumentava e abrangia uma região próxima do equador geográfico.

Cinco anos mais tarde, Wright, (1971) utilizando ionossonda em Concepción, Chile; observou que a camada F é mínima por volta de meia noite, concluindo que isto foi devido à variação do vento neutro. No mesmo ano, (NELSON E COGGER, 1971) concluíram que o aumento da luminescência do OI 630 nm observado em Arecibo foi devido ao mínimo da camada F em torno de meia noite, e foi notado que os mínimos ocorriam mais tarde quando aumentava a latitude geomagnética. Por outro lado, Behnke e Harper, (1973) utilizaram o radar de espalhamento incoerente em Arecibo e com os dados obtidos interpretaram a descida da camada F sendo ocasionado pelo vento meridional; também perceberam que o vento meridional noturno flui para o equador, ocorrendo uma diminuição da sua intensidade antes da meia noite e frequentemente reverte o sentido depois da meia noite, ocasionando segundo eles a descida da camada F.

Medidas noturnas da velocidade iônica, temperatura ionosférica de íons e elétrons em Arecibo durante o equinócio, fez com que Harper, (1973) sugerisse que o aumento na temperatura, $\sim 40^\circ$ K próximo de meia noite, fosse devido à diminuição do vento meridional.

A primeira observação *in situ* do MTM foi através do satélite AE-E que media o vento e a temperatura termosférica (SPENCER et al., 1979). Seguido por observações em solo com interferômetros de Fabry-Perot em Arecibo por Burnside et al., (1981).

As medidas que Burnside et al., (1981) realizou em Arecibo mostrou que existe uma variação sazonal no vento meridional, e utilizando uma combinação de experimentos

com luminescência atmosférica e espalhamento incoerente, eles encontraram que nos meses que correspondem à primavera e o verão, o vento escoa para o equador com magnitude entre 50 e 100 m/s, enquanto que no inverno o vento meridional é pouco significativo. Meriwether et al.(1985) realizou observações utilizando interferômetro de Fabry-Perot em estações equatoriais como Arequipa, Peru, evidenciando o mesmo comportamento.

Em 1982, Herrero E Spencer (1982) caracterizou a dependência latitudinal e sazonal do MTM utilizando mapas de temperatura média em 2D para um intervalo de $\pm 20^\circ$ de latitude. Eles observaram em geral que o MTM inicialmente se forma no equador e propaga-se para os pólos, e durante os equinócios o MTM é simétrico nos dois hemisférios, enquanto que nos solstícios a morfologia do MTM é de forma assimétrica, ou seja, no hemisfério de verão o MTM ocorre mais cedo e no de inverno mais tarde.

Herrero, Mayr e Spencer (1983) explicou que a dependência sazonal do MTM foi devido a variação sazonal das componentes terdiurna e semidiurna de marés que propagam-se da baixa atmosfera.

Uma revisão mais detalhada foi realizada por Herrero; Spencer e Mayr (1993), proporcionando detalhes e características físicas da termosfera de baixas latitudes.

Estudos no setor indiano realizados por Sastri e Rao, (1994) e Sastri *et al.*, (1994) encontraram relação entre o MTM, vento meridional termosférico e descida da altura virtual da camada F, e correlacionaram a descida da camada com o surgimento do MTM. Eles também encontraram amplitudes entre 80 e 570 K, que são valores maiores do que o setor peruano, entre 40 e 200 K. Para explicar estas amplitudes para diferentes longitudes, eles sugeriram que a variação *in situ* do arrasto de íons decorrente da dependência da densidade eletrônica da camada F durante a separação entre o equador geográfico e magnético; mas podem ser devido a variações no vento neutro e até mesmo dependência longitudinal do acoplamento termosfera/ionosfera, portanto é um assunto ainda em aberto.

Colerico *et al.* (1996) realizou a primeira observação bi-dimensional do MTM de solo, através da emissão do OI 630,0 nm, com a utilização de imageadores 'all sky' instalados em Arequipa, Peru. Eles observaram um recorrente aumento da linha vermelha do oxigênio atômico propagando-se de Noroeste para Sudoeste em torno de meia-noite e concluíram que este aumento está relacionado com o MTM.

3.1. MODELO DO MTM.

O trabalho de Mayr *et al.* (1979) propõe o mecanismo de geração do MTM. Segundo os autores, o MTM surge a partir das interações entre marés ascendentes oriundas da baixa atmosfera, produzidas por aquecimento solar e marés semi-diurnas na termosfera, formadas através do acoplamento íon-partícula neutra. Este mecanismo transporta energia para o lado noturno da atmosfera, onde um máximo de temperatura local pode surgir; maiores detalhes deste modelo estão no capítulo de resultados e discussões.

Em 2009, Akmaev *et al.* (2009) publicou uma simulação realística do MTM através do modelo WAN (do inglês 'Whole Atmosphere Model') demonstrando claramente a contribuição de marés, em particular, a maré terdiurna propagando-se da baixa para a alta atmosfera na formação do MTM.

3.2. OBSERVAÇÕES E ESTUDOS DO VENTO E TEMPERATURA TERMOSFÉRICA NO BRASIL.

O primeiro interferômetro de Fabry-Perot instalado no Brasil foi em Natal, Rio Grande do Norte, para medição de ventos e temperatura da termosfera neutra durante Agosto e Setembro de 1982 (BIONDI E SIPLER, 1985). Em 1988 e 1989 o Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais-INPE instalou um interferômetro de Fabry-Perot em São José dos Campos, São Paulo (23,2°S; 45°O) para medição da temperatura e utilização de ionossondas para calcular o vento, e assim, relacioná-los com o MTM (BATISTA, *et al.*, 1997; SAHAI *et al.*, 1992).

Vinte anos mais tarde o projeto intitulado RENOIR (MAKELA, *et al.*, 2009), instalou dois interferômetros de Fabry-perot, imageador 'all sky' e GPS em São João do Cariri e Cajazeiras para o estudo da termosfera equatorial e acoplamento com a ionosfera, no qual resultou em vários trabalhos: (CHAPAGAIN *et al.*, 2012; MAKELA, *et al.*, 2013; MERIWETHER, *et al.*, 2011; MERIWETHER, *et al.*, 2013; PAULINO, 2012).

4. INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA.

Neste capítulo será discutido o funcionamento do interferômetro de Fabry-Perot, CADI (The Canadian Advanced Digital Ionosonde), Digissonda e o processo de redução dos ionogramas da CADI, além da metodologia usada para os tratamentos dos dados de cada equipamento, médias mensais e gráficos diários.

4.1. OLAP.

O Observatório de luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP), vinculado a Universidade Federal de Campina Grande (UFCG), (Figura 4.1), localizado no município de São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O), onde funciona regularmente vários equipamentos, entre eles: imageador 'All Sky', interferômetro de Fabry-Perot e receptores de GPS. Este Observatório mantém cooperação científica com o Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE) e a Universidade de Illinois em Urbana-Champaign, Estados Unidos da América.

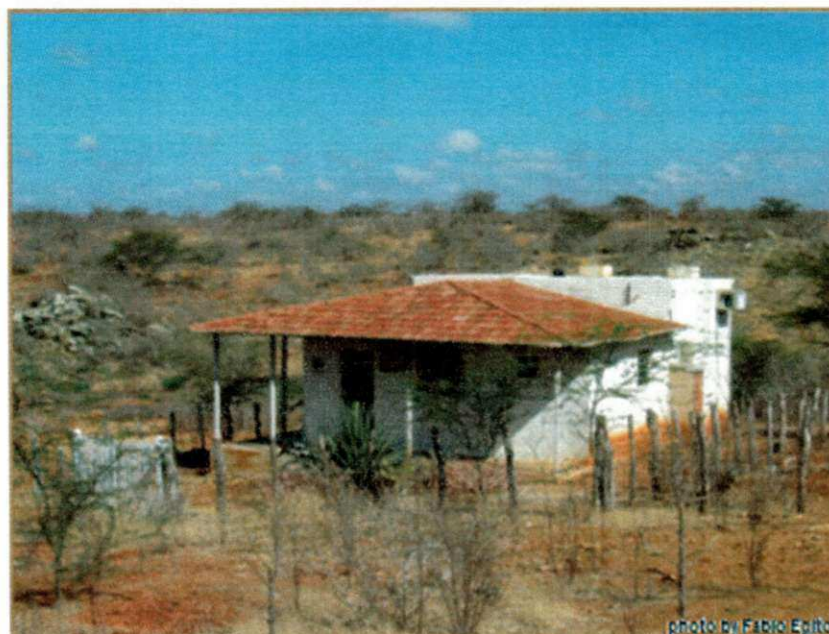


Figura 4.1 Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP).

Fonte: Fábio do Egito.

Os parâmetros: altura virtual da camada F, ventos, temperatura, intensidade relativa e altura virtual da camada F da CADI são medidos deste observatório, mas foram utilizado também dados de digissonda de Euzébio, Ceará, para complementar os meses que não tinha dados da CADI.

4.2. INTERFERÔMETRO DE FABRY-PEROT.

O interferômetro de Fabry-Perot (FPI, do inglês "Fabry-Perot Interferometer") é um instrumento de espectroscopia de alta resolução que forma franjas de interferência, do qual extrai-se os ventos na linha de visada a partir do deslocamento Doppler e temperatura a partir da largura das franjas, deslocamento broadening; estes dois parâmetros são muito importantes para o estudo da dinâmica da atmosfera superior, em torno de 250 km. Ele foi instalado no OLAP e em Cajazeiras (6,9°S; 38,6°O) no ano de 2009, fazendo parte do projeto RENOIR (MAKELA *et al.*, 2009). Ambos os aparelhos operam regularmente.

O FPI é dividido em duas partes principais. A primeira é um sistema com dois espelhos, que se movem por um "smart motor" para cada eixo de rotação, podendo observar em diferentes direções e com uma precisão de 0,2° de ângulo, conhecido como "Sky-Scanning" (SS), visto na Figura 4.2. O SS é calibrado utilizando-se o Sol, graças a intensidade luminosa no eixo ótico. A calibração é necessária porque precisamos de uma orientação do céu com o trailer, então fazemos correções de ângulos no arquivo fonte e podemos orientar o SS para os tipos de observação pertinentes ao equipamento de maneira correta. É importante notar que a calibração se torna necessária cada vez que o SS é retirado do lugar de origem, sendo esta diferente para cada instrumento. Com isso o "smart motor" é orientado com coordenadas zenitais e azimutais, movendo o SS para posições cardeais (Norte, Sul, Leste, Oeste, zênite) de acordo com a Tabela 4.2 e em "common volume" (Tabela 4.3).

A segunda parte é o Fabry-Perot que é composta pelo filtro de interferência para o comprimento de onda 630,0 nm, etalon, sistema ótico e CCD, o qual é refrigerado através de um "Peltier Cooler", Figura 4.3.

O etalon é formado por dois vidros paralelos e planos, hermeticamente selados, com refletividade de 77% (aumenta a captação do OI 630,0 nm), separados por vácuo; o feixe de luz sofre reflexões entre os vidros formando um padrão de interferência que é convergido pelo sistema ótico e direcionado para a CCD, formando franjas de interferência. O etalon é termicamente controlado para permitir condições estáveis de temperatura e pressão - atualmente a temperatura é $35,0 \pm 0,1^{\circ}\text{C}$, para não ocorrer erros de medida devido a estes fatores.

A Tabela 4.1 fornece os parâmetros do FPI localizado no OLAP e em Cajazeiras.

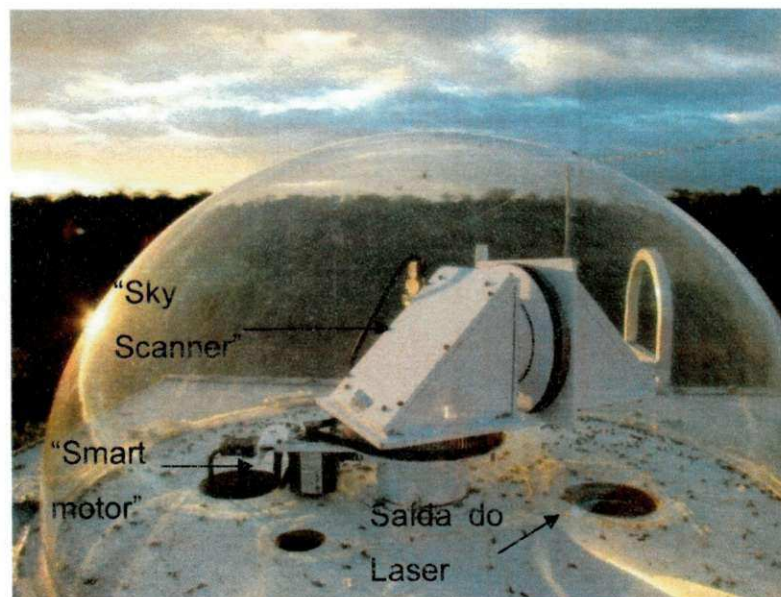


Figura 4.2 Imagem do "Sky Scanner" do OLAP.

Fonte: Ricardo Buriti.

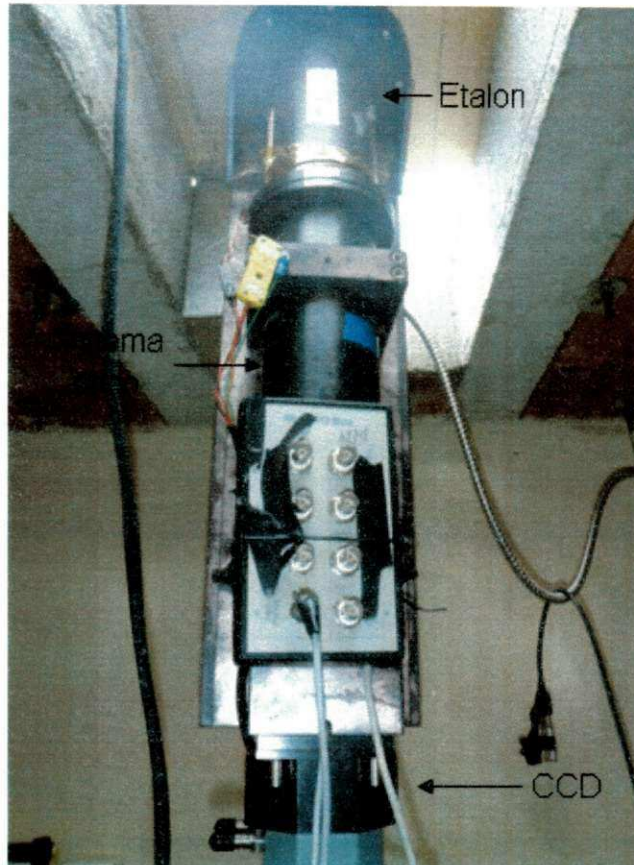


Figura 4.3 Imagem do Fabry-Perot localizado em Cajazeiras.

Fonte: Ricardo Buriti.

Tabela 4.1 Parâmetros do FPI.

Fonte: (MAKELA *et al.*, 2011)

Parâmetros	
Diâmetro do filtro de interferência	50 mm
Diâmetro do etalon	42 mm
Separação do etalon	1,5 cm
Refletividade do etalon	77%
Campo de visão do sistema	1,8°
Comprimento focal	30 cm
Andor CCD detector	DU-434
Área do chip da CCD	1,33 x 1,33 cm ²
Ruído de leitura	3 elétrons/pixel
Ruído de fundo	0,0004 elétrons/pixel
Temperatura de trabalho da CCD	-70°C

Para iniciar uma observação é necessário que o Sol esteja 15° abaixo do horizonte, e quando a Lua é visível o FPI observa só nas direções em que está 37° fora da posição angular da mesma.

Para cada ciclo de observação no modo cardeal (~27 min), são incluídas medidas na direção zenital seguida por 4 direções cardeais (N, S, L, O) e calibração do laser. As direções cardeais são medidas com um ângulo zenital de 45°, com altura centrada em ~240 km de altitude e uma distribuição espacial de ~480 km. Nas direções Norte e Sul, são extraídos os ventos na linha de visada (U_{los}), que são convertidos para o vento meridional, dividindo o vento da linha de visada por seno de 45°, com as devidas correções por causa do deslocamento Doppler. O mesmo se faz para as direções Leste e Oeste, obtendo os ventos zonais.

Tabela 4.2 Direções do “smart motor” para as direções cardeais.

Cariri	Azimutal	Zenital	Cajazeiras	Azimutal	Zenital
	(°)	(°)		(°)	(°)
Zênite	0	0	Zênite	0	0
Norte	0	45	Norte	0	45
Sul	0	-45	Sul	0	-45
Leste	-90	-45	Leste	90	45
Oeste	-90	45	Oeste	90	-45

A Figura 4.4 mostra um exemplo do efeito Doppler nos ventos da linha de visada, quando o U_{los} é maior que zero temos deslocamento para o vermelho e quando o U_{los} é menor que zero temos deslocamento para o azul. Pode-se analisar, também, da seguinte forma: sendo o FPI o observador, quando um vento flui na direção da fonte, será chamado de deslocamento para o azul por ser negativo; por outro lado, se o vento se afasta da fonte, teremos um vento positivo, chamado de deslocamento para o vermelho.

Além de definir o deslocamento para o azul e vermelho é preciso saber a definição de positivo e negativo nas direções dos ventos para ter uma conversão correta.

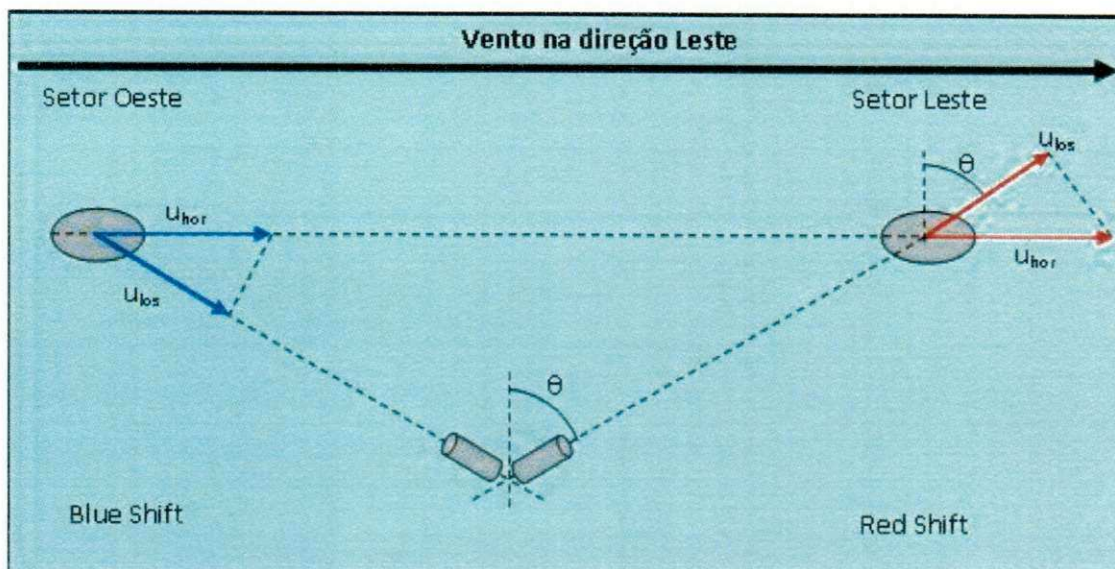


Figura 4.4 O deslocamento Doppler para um vento na direção Leste, com o FPI observando nos setores Leste e Oeste.

Por outro lado, as medições em volume comum, em inglês “common volume”, são técnicas de observação mais elaboradas. Utilizam-se dois FPI observando a mesma região da atmosfera e uma geometria rebuscada para obter ventos zonais, meridionais e verticais mais precisos, para a observação de ondas de gravidade na termosfera.

As observações são feitas em três posições diferentes: CVN (do inglês “common volume” Norte), CVS (do inglês “common volume” Sul) e CV “in line”, conforme mostrado na Figura 4.5. A Tabela 4.3 fornece os valores dos ângulos zenitais e azimutais para os três tipos de volume comum. Para maiores detalhes ver HEDLUND (2010).

O tempo de exposição do FPI para captar o OI 630,0 nm é de 300s (5 minutos) para cada direção de observação, para o período de atividade solar mínima. Como a intensidade do OI 630,0 nm aumenta no período de atividade solar máxima 2012-2013 o tempo de exposição será reduzido para melhorar a resolução das medidas.

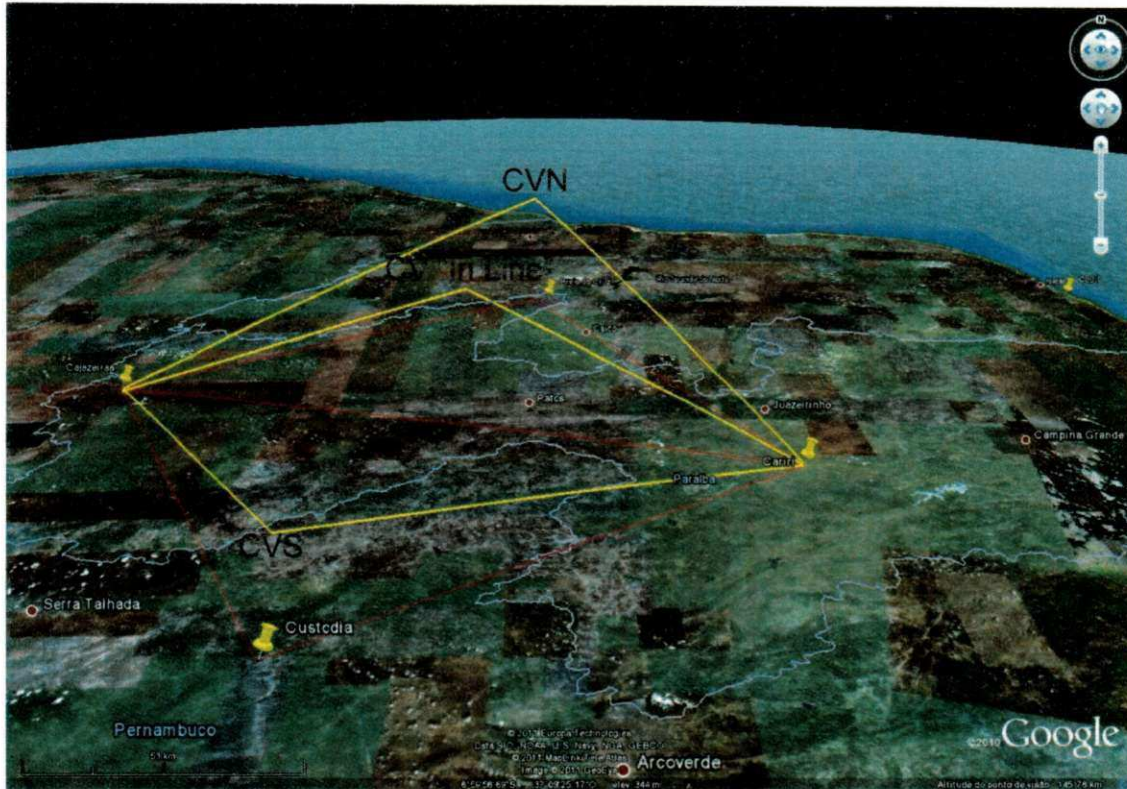


Figura 4.5 localização das observações em volume comum.

Tabela 4.3 Parâmetros de observação do volume comum.

Cajazeiras	Azimutal	Zenital	Cariri	Azimutal	Zenital
	(°)	(°)		(°)	(°)
Zênite	0,0	0,0	Zênite	0,0	0,0
CVN	59,1	34,4	CVN	-30,9	34,4
in line position	-75,9	-25,8	in line position	-75,9	34,4
CVS	-30,9	-34,4	CVS	59,1	-34,4

4.3. ANÁLISE DOS ANÉIS.

A análise dos anéis de interferência é um processo muito criterioso e complexo, que será descrito da forma mais sucinta. Utiliza-se um laser de HeNe com frequência estabilizada (632,8 nm) para derivar a função do instrumento para cada ordem, fator de muita importância para controlar o deslocamento do centro do anel ao longo do

tempo, causado por variações na temperatura ambiente. A função do instrumento também é utilizada para determinar as coordenadas do pixel central do anel.

Após a determinação das coordenadas do centro do anel, a imagem é dividida em anéis de áreas iguais e as intensidades dos pixels dentro de cada anel são somadas para criar os espectros de interferogramas unidimensionais. Durante a somatória, valores extremos de intensidade são removidos.

As imagens do laser são usadas no cálculo da função do instrumento para cada ordem, utilizando uma expansão em série de Fourier descrito por Killeen e Hays (1984) para modelar as medidas do comprimento de onda do laser. O espectro do laser é processado para remover qualquer valor absurdo no espectro contínuo de fundo, assim evitando que estes valores apareçam nos coeficientes de Fourier que caracterizam a função do instrumento. Devido à posição do pico espectral do laser que é deslocado da posição do pico do espectro OI630,0 nm, os coeficientes são interpolados para produzir uma função de instrumento que tenha a mesma fase em relação ao centro do anel da emissão do OI 630,0 nm.

A função do instrumento é representada em uma série de Fourier, à qual será aplicada uma integral de convolução (KREBS E SAUER, 1953) que produz parâmetros determinados pela aplicação do algoritmo não linear dos mínimos quadrados de Levenberg –Marquardt, dos quais obtemos as componentes do vento e temperatura.

Detalhes adicionais sobre o processamento de dados de imagens de CCD são fornecidos por Makela *et al.*, (2011); Meriwether *et al.*, (2008) e Shiokawa *et al.*, (2001). O fluxograma apresenta uma síntese do processo (Figura 4.6).

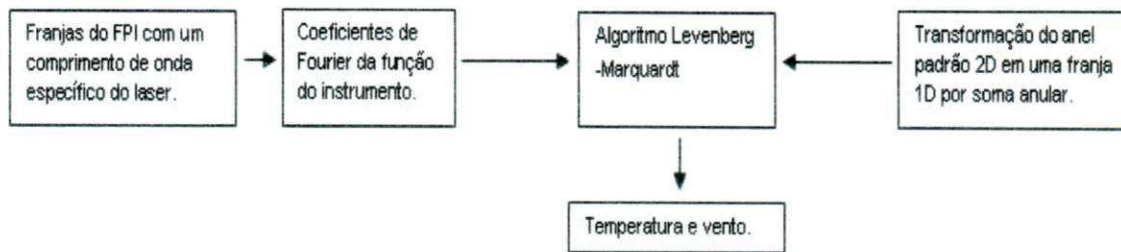


Figura 4.6 Fluxograma dos processos de análise dos dados de FPI.

4.4. IONOSSONDA.

Ionossondas atuam como radares da ionosfera da seguinte forma: varrendo uma frequência na faixa de 1 a 20 Mhz, sendo capazes de medir frequências da região D até a frequência crítica da região F (f_0F2). O funcionamento deste equipamento consiste numa emissão de pulsos eletromagnéticos para a atmosfera, com períodos curtos e com certas frequências; quando a frequência da onda emitida é igual à frequência do plasma da ionosfera (frequência de ressonância) a onda é refletida para a terra e captada pelo receptor. Desta forma podemos determinar a velocidade de propagação da onda; o atraso entre a onda enviada e a recebida indica uma altura duas vezes maior que a verdadeira, denominada altura virtual (h').

A qual é descrita da seguinte forma:

$$h' = c \frac{t_p}{2} \quad (4.1)$$

Em que, c é a velocidade da luz no vácuo e t_p é o tempo gasto durante a propagação da onda.

No caso de uma onda eletromagnética se propagando na ionosfera, o índice de refração é menor, dado pela Equação (4.1).

$$\mu_2 = 1 - \left(\frac{q^2}{\epsilon_0 m \omega^2} \right) n(z) \quad (4.2)$$

Em que, q é a carga do elétron, ε_0 é a constante dielétrica do plasma, m é a massa do elétron, ω é a frequência angular da onda, $n(z)$ é a densidade eletrônica em função da altura.

Considerando que o pulso passa por regiões estratificadas, o índice de refração é variável, logo seu ângulo de refração varia segundo a lei de Snell, e a trajetória da onda vai mudando com a altura, resultando em uma curva, chegando a um ponto em que o ângulo de refração se torna crítico, ocorrendo uma reflexão total.

As ionossondas possuem circuitos e dispositivos que podem definir o sinal transmitido, ampliar o sinal em um nível utilizável e capturar informações do eco de forma satisfatória.

Em linhas gerais, as ionossondas possuem os seguintes equipamentos: unidade de transmissão (gera pulsos de radiofrequência de pequena duração que variam entre 50 e 150 μs), unidade de recepção do sinal, antena de transmissão e recepção, todos os componentes gerenciados por um micro computador. Desta forma, o sinal recebido pela ionossonda fornece as seguintes medidas diretas: tempo de propagação do pulso, intensidade do sinal refletido, polarização da onda, altura virtual em relação a frequência de ressonância do plasma (ionograma), frequência crítica das regiões, mínima frequência de reflexão, alcance e frequências de traços espalhados, traços ordinários e extraordinários.

4.5. MODELO CANADENSE DE IONOSSONDA PORTÁTIL.

Localizado no OLAP, a Canadian Advanced Digital Ionosonde (CADI) é uma ionossonda compacta e consiste de um transceptor (Figura 4.7), uma antena delta para transmissão e quatro antenas formando um quadrado para a recepção do sinal, todos os componentes gerenciados por um computador.

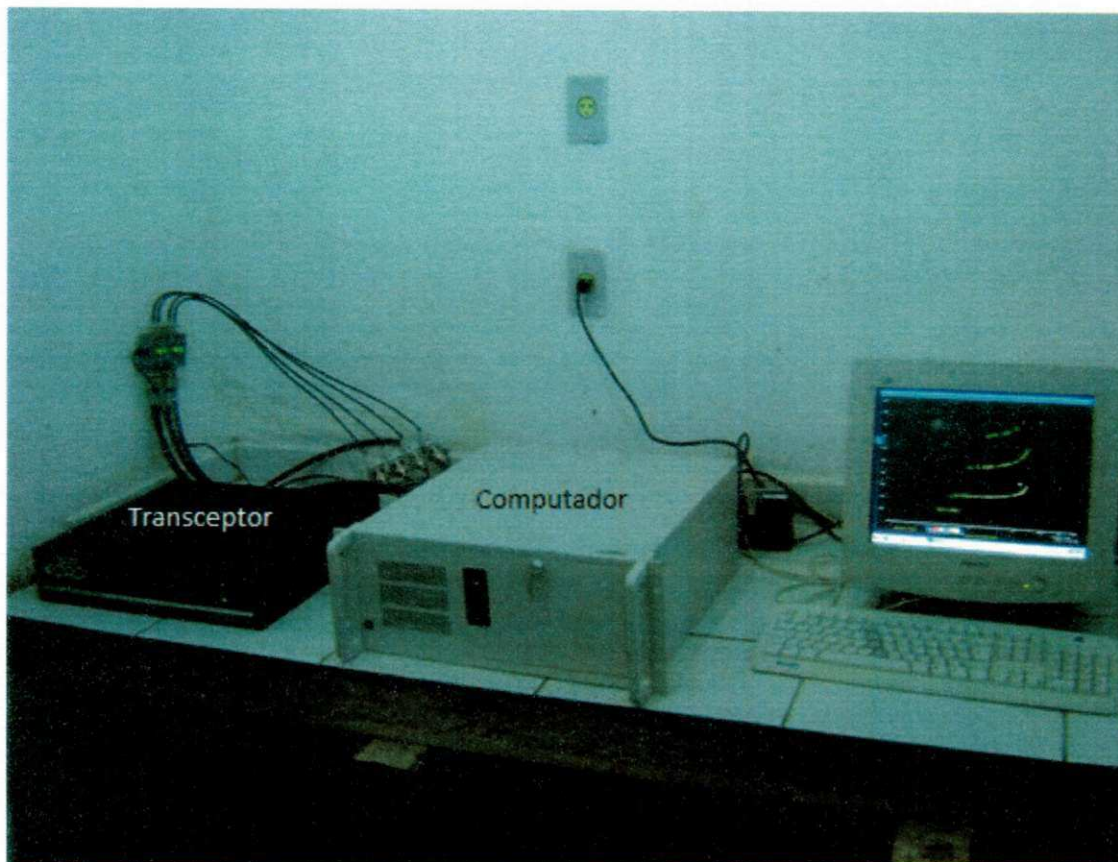


Figura 4.7 Imagem do transceptor e do micro computador da CADI.

Fonte: Ricardo Buriti.

A CADI possui as seguintes características descritas na Tabela 4.4 abaixo.

Tabela 4.4 Características da CADI.

Seleção de frequências: 1 a 20 Mhz.
Faixa de altura: 90 a 1000 km.
Resolução de altura: 6 km.
Codificação do pulso: código Baker (13 bits) ou pulso simples (8 bits).
Gerador de frequência: SDD – Síntese digital direta.
Largura do pulso: 40 μs .
Taxa de repetição do pulso: 20 pps (pulso por segundo).
Potência do sinal transmitido: 600 W.
Antenas: Transmissora em forma de Delta e receptora.

A CADI opera através de dois métodos de investigação. O método de varredura consiste na emissão de um pacote de ondas com diferentes frequências, com a finalidade da geração de um ionograma a cada 4 minutos, resultando em um arquivo *.md4 (Figura 4.8). Já o método de frequência fixa seleciona algumas frequências, produzindo um ionograma que serve de base para geração de curvas de isodensidade eletrônica; este processo é realizado a cada 2 minutos com arquivos do tipo *.md3.

O método de varredura é utilizado na elaboração de um perfil de densidade eletrônica por causa da sua precisão e o perfil de densidade eletrônica versus altura é calculado com base na seguinte relação entre frequência e densidade eletrônica (RISHBETH E GARRIOTT, 1969):

$$f_n = \sqrt{80,6N} \cong 9\sqrt{N}. \quad (4.3)$$

Em que, f_n é a frequência da onda, N é a concentração de elétrons livres.

As escolhas das frequências fixas são feitas com base nas observações de vários ionogramas (método de varredura), optando-se por frequências características de cada região, que sofram menor interferência de ruídos.

O ionograma gerado pelo método de varredura fornece informações do tipo: frequências de plasma das regiões ionosféricas, ou frequência crítica de reflexões das regiões E (f_0E), F1 (f_0F1), F2 (f_0F2) e suas respectivas alturas virtuais mínimas de reflexão $h'E$, $h'F$ e $h'F2$.

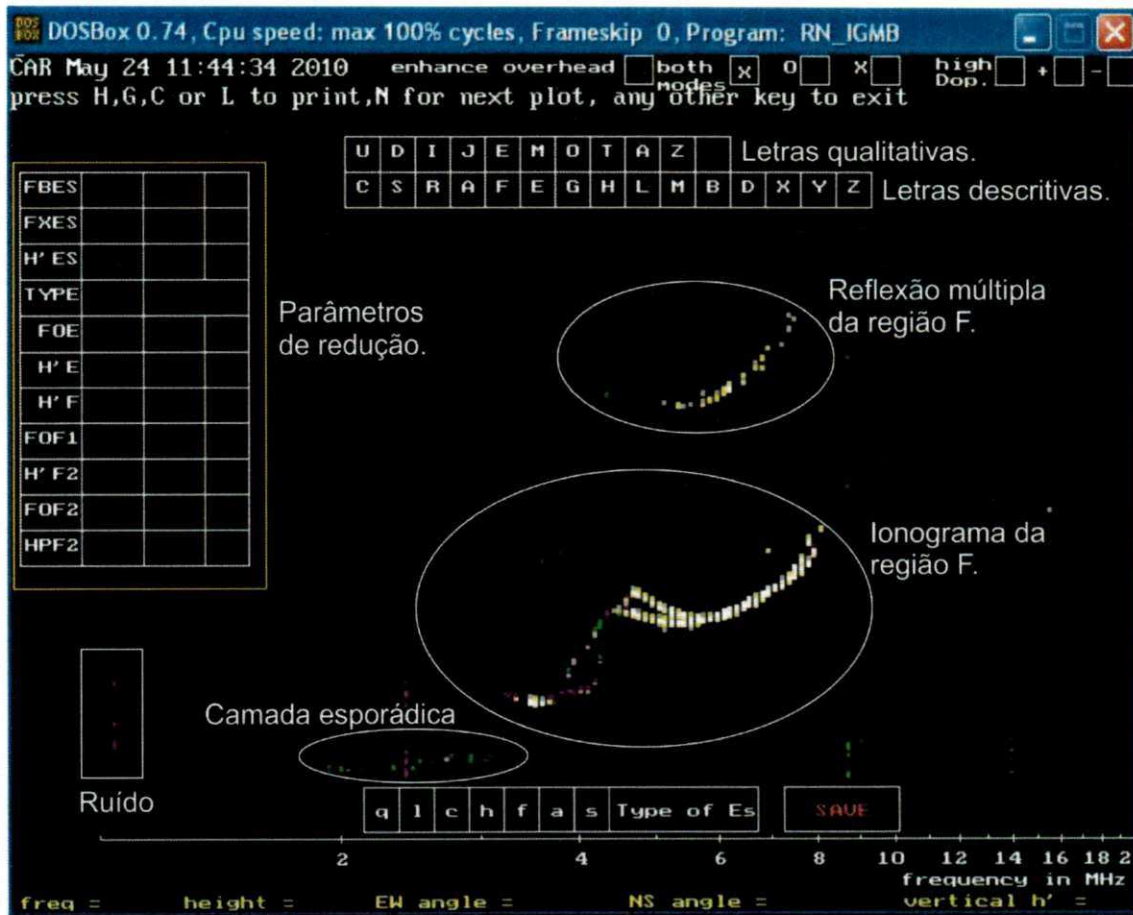


Figura 4.8 Ionograma da CADI.

4.6. METODOLOGIA DE ANÁLISE DOS DADOS.

Nesta seção são explicados os métodos utilizados no tratamento dos dados de CADI, FPI e Digissonda, considerados neste trabalho.

A obtenção dos dados simultâneos de FPI e CADI (Figura 4.10) foi dificultada por motivos técnicos. Assim sendo, utilizou-se dados de Digissonda instalada em Eusébio, para os parâmetros $h'F$, $hmF2$ e F_0F1 . Os meses de janeiro a dezembro de 2011, exceto outubro e novembro, correspondem aos dados de Digissonda localizada a, aproximadamente, 440 km do OLAP, mostrado na Figura 4.9.



Figura 4.9 Localização do OLAP e a Digissonda de Eusébio, Ceará.

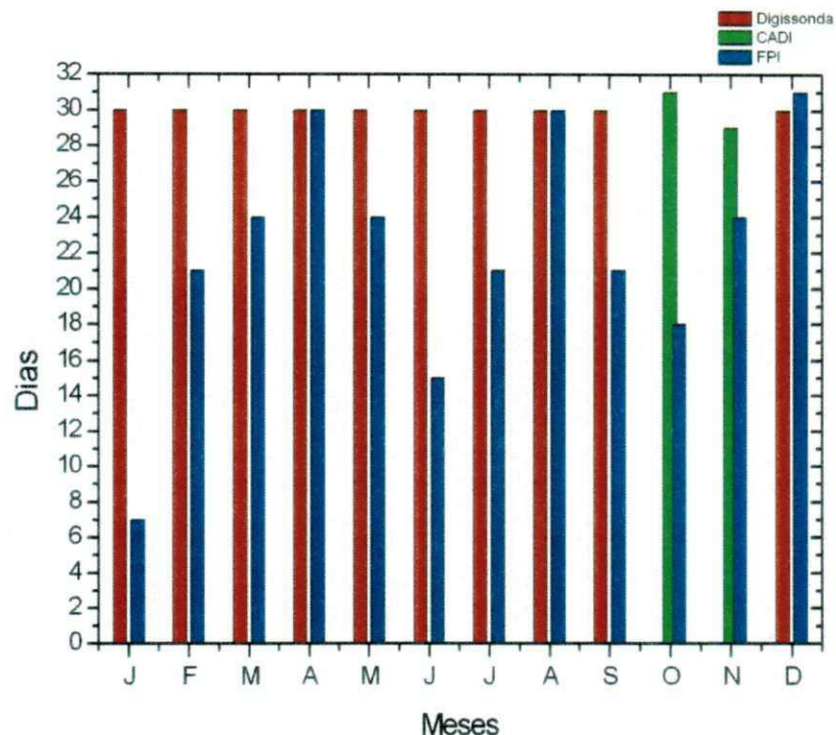


Figura 4.10 Quantidade de dias que a CADI, digissonda e o FPI funcionaram em 2011.

4.6.1. INTERFEROMETRO DE FABRY-PEROT.

Desenvolveu-se uma metodologia para análise da temperatura neutra e intensidade relativa, visto que são parâmetros medidos em todos os modos de medição do FPI (medições cardeais e em volume comum); desta forma define-se uma direção padrão: utilização da direção zenital no FPI do OLAP. Como considera a atmosfera constante para um período de 30 minutos, pode-se considerar que os valores da intensidade relativa e da temperatura neutra medidos no zênite possuem valores parecidos com os registrados nas outras direções (Figura 4.11).

Os erros são geofísicos, fornecendo valores que estão condicionados ao aparecimento de nuvens no campo de visão do FPI, variações de temperatura no equipamento e contaminação espectral.

Descobertas recentes evidenciaram imprecisão nos dados de 18 até 20 horas locais, devido a demora na estabilização da temperatura no etalon, imprecisões estas que não afetaram os resultados.

Todos os gráficos são com hora local. Por medida de simplificação será escrito apenas hora.

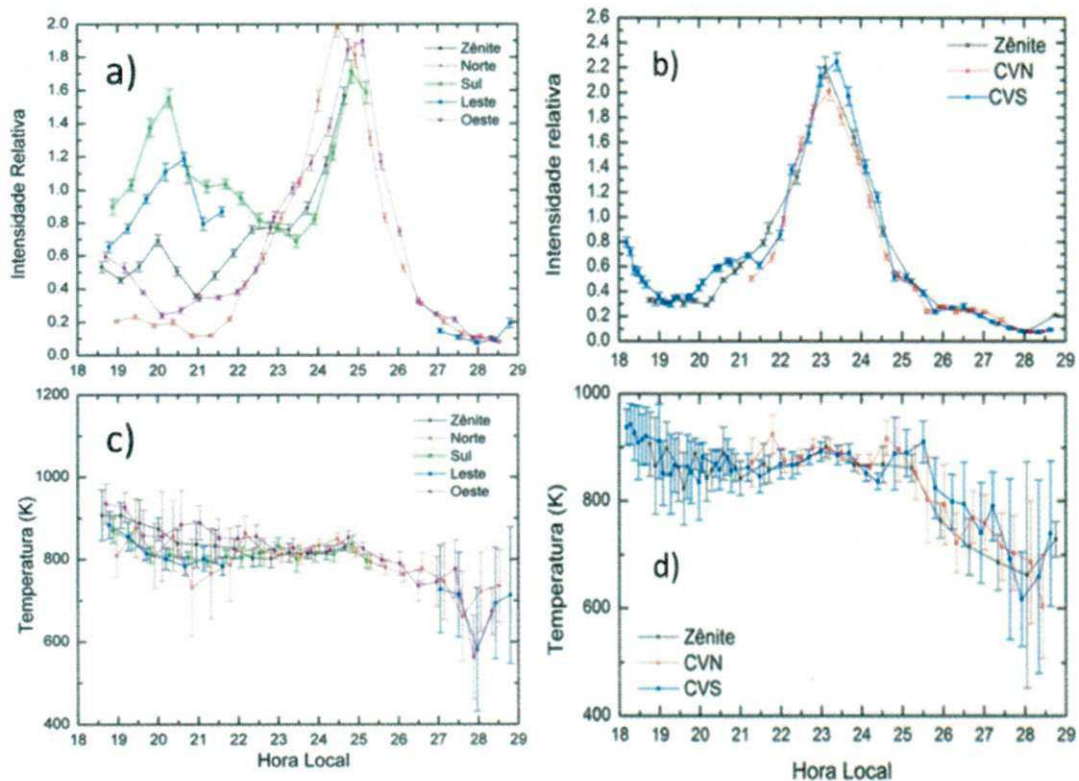


Figura 4.11 A letra (a) mostra a intensidade relativa e abaixo (c) a temperatura neutra nas 5 direções cardeais, para o dia 82 de 2011 e na letra (d) temos a temperatura neutra e intensidade relativa (b) em modo volume comum, para o dia 100 de 2011.

Para cada mês do ano de 2011 foram feitas médias mensais utilizando parâmetros como: temperatura neutra, temperatura do modelo IRI-2007 (do inglês "International Reference Ionosphere") (BILITZA E REINISCH, 2008), intensidade relativa, h'F, vento zonal e vento meridional.

Para determinar a média é necessário selecionar dias nos quais constam todos os parâmetros acima citados; em seguida, foi desenvolvido uma rotina no software IDL (do inglês "Interactive Data Language") para determinar as médias mensais.

Na rotina, as horas são convertidas para hora local no formato decimal, depois todos os dias são postos em arquivos único, o arquivo gerado é separado pelo programa em intervalos de 30 minutos, iniciando a partir de 18:00 horas; a média é calculada levando em conta todos os parâmetros que estão nestes intervalos, gerando arquivos separados para cada parâmetro.

A amplitude do pico do MTM é extraída a partir de um ajuste linear na base do pico do mesmo, então o valor é retirado fazendo a diferença entre o ajuste e o pico da temperatura mostrado na Figura 4.12, para um dia qualquer, em que são mostrados a temperatura do modelo IRI, temperatura neutra observada e o ajuste linear para a retirada da amplitude do MTM.

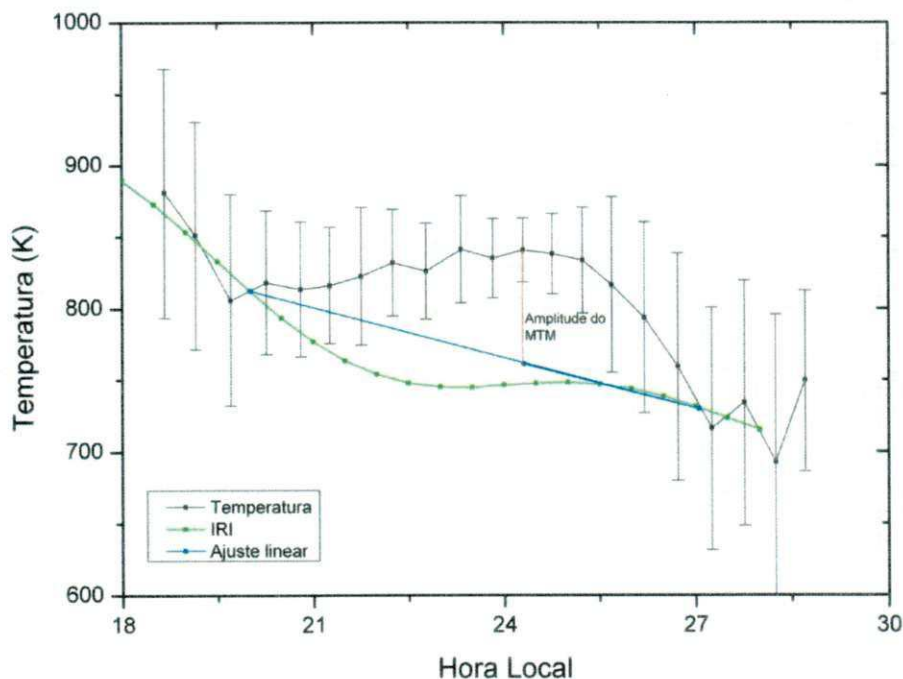


Figura 4.12 Ilustração de como é o processo de mensuração da amplitude do MTM.

Os gráficos para as médias mensais são feitos incluindo a temperatura dos modelos TIE-GCM (atividade solar máxima e mínima) (ROBLE E RIDLEY, 1994) e IRI 2007,

índices Ap e F10.7cm, além dos parâmetros do FPI e Ionossonda, mostrados na Figura 4.13.

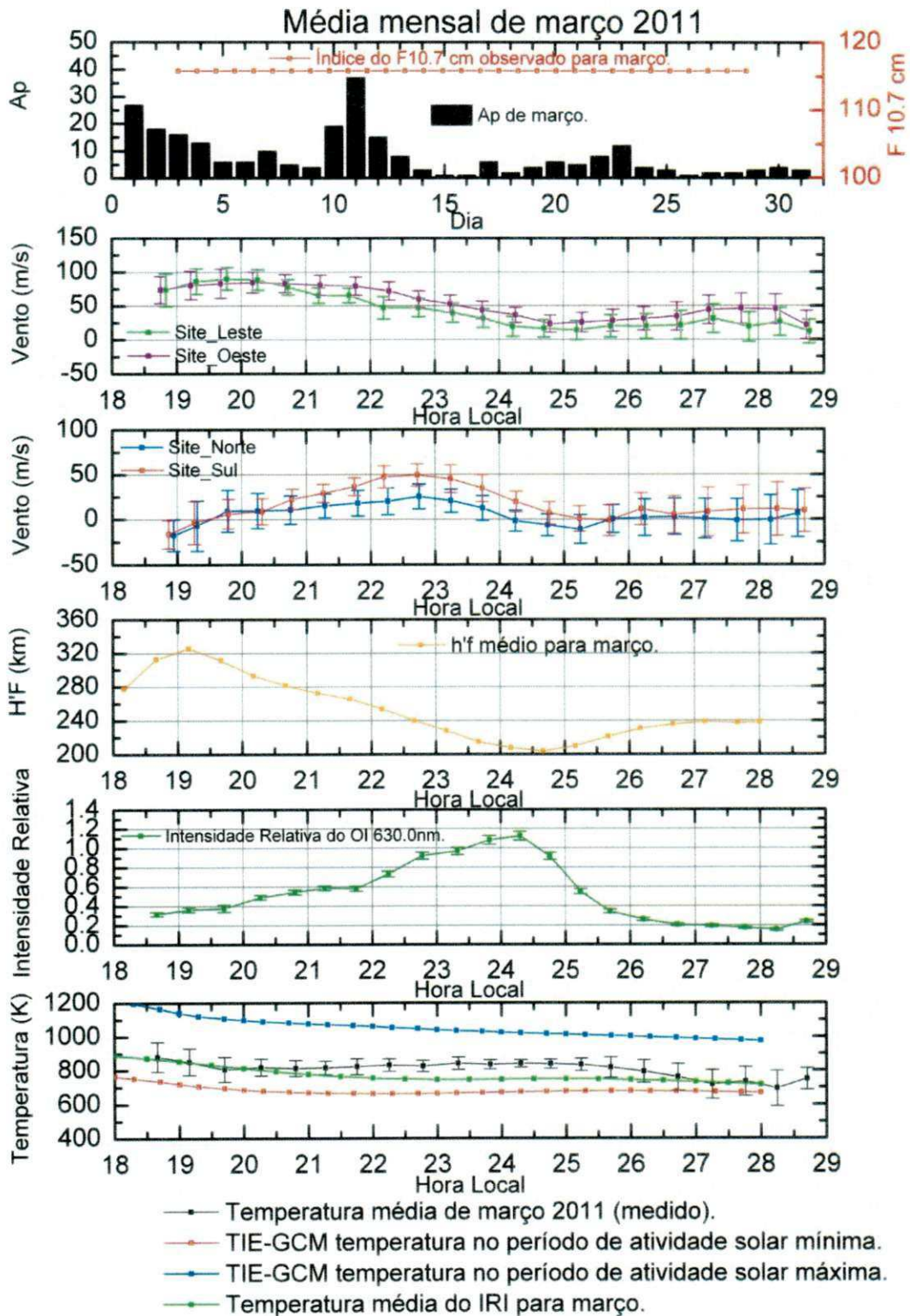


Figura 4.13 Exemplo dos gráficos com média mensal, para o mês de março.

Nos gráficos diários priorizaram-se dias próximos à lua nova (+ ou - 3 dias), por serem dias com menos contaminação espectral da lua, fator contribuinte para que os dados possuam intervalos contínuos em todas as direções de observação. Quando não foi possível, tenta-se minimizar a presença da lua, utilizando dias mais próximos do período de quarto crescente ou minguante. Também se comparou a temperatura neutra com a temperatura do modelo IRI-2007, como exemplo a Figura 4.14, que apresenta ventos e temperatura neutra, altura virtual da camada F, intensidade relativa e temperatura do modelo IRI para comparação com a temperatura observada.

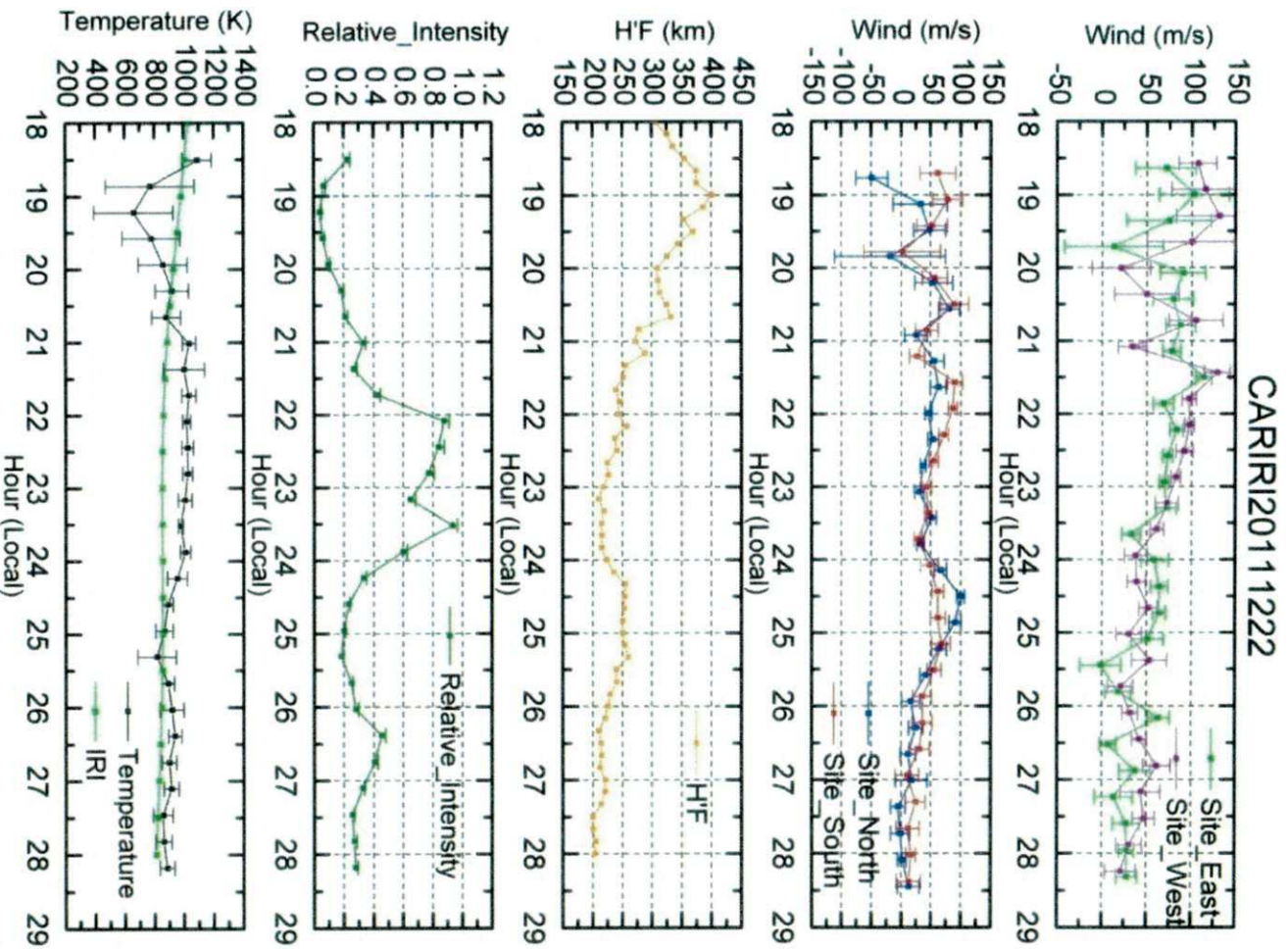


Figura 4.14 Gráfico do dia 22/12/11, exemplificando o modo como será apresentado os dados.

5. RESULTADOS E DISCUSSÕES.

Este capítulo é dedicado à análise dos dados de 112 noites de observação do ano de 2011. Estes dados foram coletados num período de atividade solar moderada no começo do ano (~83 sfu unidades de fluxo solar, do inglês, "Solar flux unit"; em que $1 \text{ sfu} = 10^{-22} \text{ W} / \text{m}^2 / \text{Hz}$) e chegando ao final do ano com atividade solar de moderada a alta (141 sfu). Discutiremos a climatologia das médias mensais da temperatura termosférica, dos dados de ventos termosférico, da intensidade relativa e da altura virtual da camada F; por fim, vamos analisar todos os parâmetros citados acima, para verificar as relações que o MTM tem com estes parâmetros.

5.1. MÉDIAS MENSAIS DA TEMPERATURA.

A Figura 5.1 mostra o comportamento térmico da termosfera equatorial para todo o ano de 2011. Conforme mencionado anteriormente, utilizamos a temperatura medida na direção zênite e a média da temperatura neutra obtida do IRI-2007 para o mesmo período de observação.

Características do MTM como forma, amplitude e horário de ocorrência são variáveis para um período curto (dia) e também para períodos longos (ano e estações do ano). Estas conclusões foram trazidas de Jicamarca (12°S ; 77°O) com dados obtidos pelo radar de espalhamento incoerente, entre 1967 e início de 1969 (BAMGBOYE E MCCLURE, 1982). Outros pesquisadores chegaram a mesma conclusão utilizando dados de satélite (Atmosphere Explorer E) para os anos de 1974, 1977 e 1978 (HERRERO E SPENCER, 1982; SPENCER *et al.*, 1979).

As amplitudes observadas do MTM são comparadas com os valores do IRI-2007 mostradas na Tabela 5.1. Para o mês de janeiro não foi possível a obtenção de dados concretos; entre os meses de maio e agosto não foi observada a ocorrência de MTM. As maiores amplitudes foram registradas durante os equinócios, concordando com Faivre *et al.*, (2006) e Meriwether *et al.*, (2011).

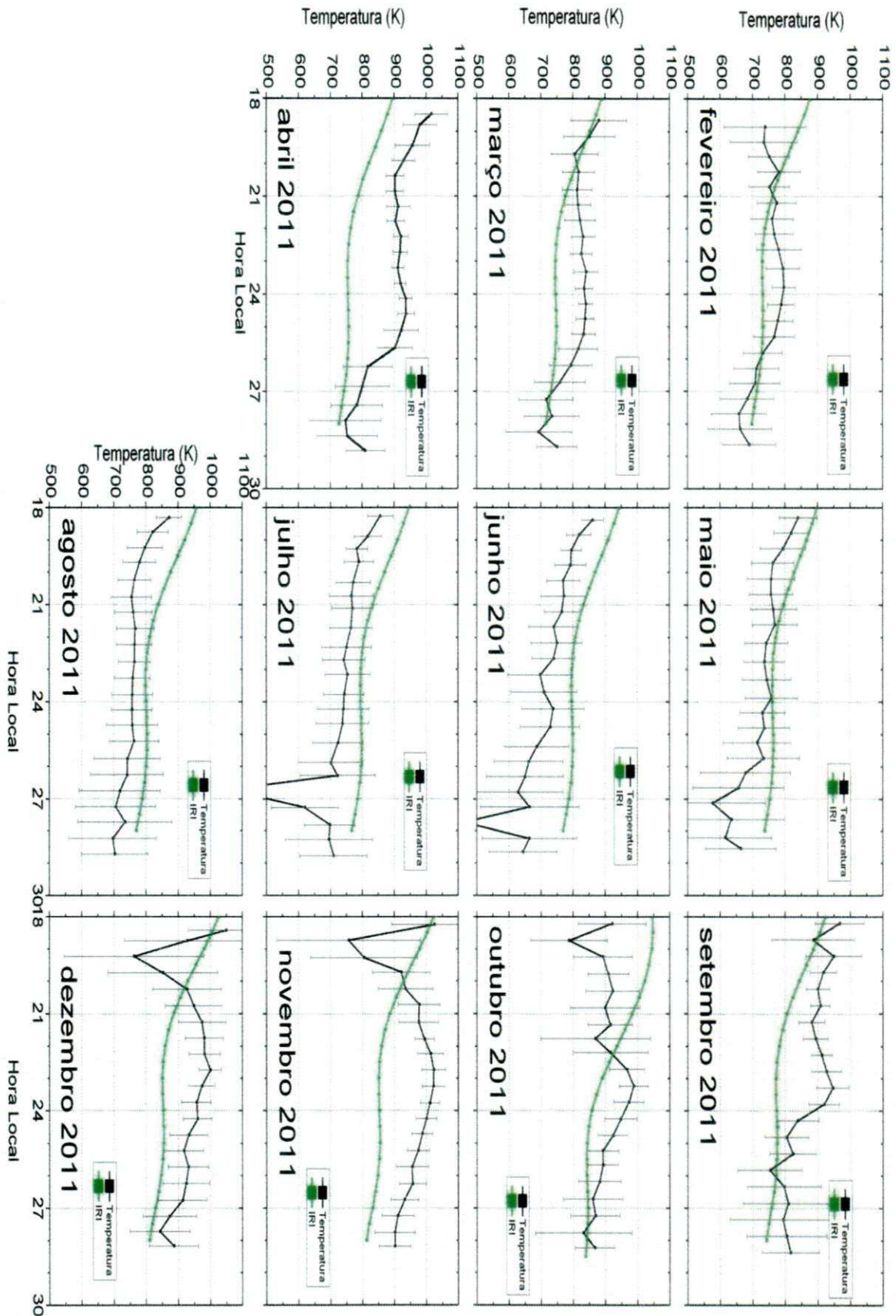


Figura 5.1 Temperatura média observada pelo FPI grafada em preto, e verde a temperatura extraída do modelo IRI 2007.

Tabela 5.1 Amplitudes e horários do pico do MTM para o ano de 2011, os traços representam a não ocorrência do MTM.

Mês	Amplitude do MTM (K)	Hora Local (HL)
Janeiro	-	-
Fevereiro	~52	23:47
Março	~59	23:19
Abril	~97	24:36
Mai	-	-
Junho	-	-
Julho	-	-
Agosto	-	-
Setembro	~92	23:17
Outubro	~79	23:14
Novembro	~90	22:44
Dezembro	~78	22:45
Média	78	23:23

Examinando as médias do ano de 2011, percebe-se um deslocamento de fase do pico do MTM, entre uma estação e outra, de aproximadamente 1,5 hora no verão, e de 1 hora durante os equinócios. Levando em conta que a diferença de fase ocorre a partir da meia noite local, os resultados obtidos concordam com Meriwether *et al.* (2011), que analisou dados de temperatura neutra para condições de atividade solar mínima durante o ano de 2009 em Cajazeiras.

O inverno é característico pelo aparecimento do MTM após a meia noite, com amplitude inferior aos outros meses (BAMGBOYE E MCCLURE, 1982; HERRERO E SPENCER, 1982; MERIWETHER *et al.*, 2011; SPENCER *et al.*, 1979). Embora não seja possível observar a ocorrência de MTM (Figura 5.1) nas médias mensais, analisando os gráficos diários percebe-se o seu aparecimento esporádico.

As amplitudes observadas no decorrer do ano de 2011 estão abaixo dos valores registrados em outras regiões do setor americano, que são médias entre 100 e 200

K (COLERICO E MENDILLO, 2002), por outro lado o setor indiano é a região que registra maiores amplitudes médias do globo (80 a 570 K) (SASTRI *et al.*, 1994). Esta característica pode ser explicada pela interação de maré entre a baixa atmosfera e a termosfera, com diferenças de magnitude para cada região.

5.2. MÉDIA MENSAL DOS VENTOS ZONAIS E MERIDIONAIS.

As médias mensais dos ventos meridionais e zonais obtidas pelo FPI durante o ano de 2011 evidenciam o comportamento dos ventos termosféricos na região equatorial do Brasil. As Figura 5.2e Figura 5.3 mostram as médias mensais do vento meridional e zonal, respectivamente, excluindo os meses de janeiro e outubro, para os quais não foram obtidas medidas.

Analisando detalhadamente o vento meridional, observa-se características interessantes. De fevereiro a maio e de setembro a dezembro (excluindo o mês de outubro) foi possível observar um prolongado fluxo de vento indo na direção norte (equatorial) no início da noite. A amplitude do pico deste escoamento foi máxima em dezembro ($\sim 100 \text{ ms}^{-1}$) – embora nos equinócios o máximo seja de $\sim 50 \text{ ms}^{-1}$. O horário de ocorrência desta máxima é por volta das 20:00 horas durante o solstício de verão e em torno das 22:00 horas durante os equinócios.

No solstício de inverno (junho, julho e agosto) ocorre uma inversão do vento, com fluxo predominantemente na direção Sul (direção dos polos), com amplitude máxima de 50 ms^{-1} entre 19:00 e 20:00 horas, podendo acontecer uma reversão do vento por volta de 01:00 hora. Após este período, o vento meridional gradualmente aumenta e fica próximo de 0 ms^{-1} , concordam com o artigo de Biondi *et al.* (1991), que fez a análise dos dados de Arequipa, Peru (16°S ; 71°O) referentes à mesma estação do ano.

No modo cardeal de observação do FPI, existem dois ventos meridionais (setor Norte e Sul) e zonais (setor Leste e Oeste) que apresentam diferenças entre si. A

redução da velocidade no vento ocorre primeiramente no setor Norte nos meses em que existe escoamento na direção Norte (equador). No inverno ocorre o oposto.

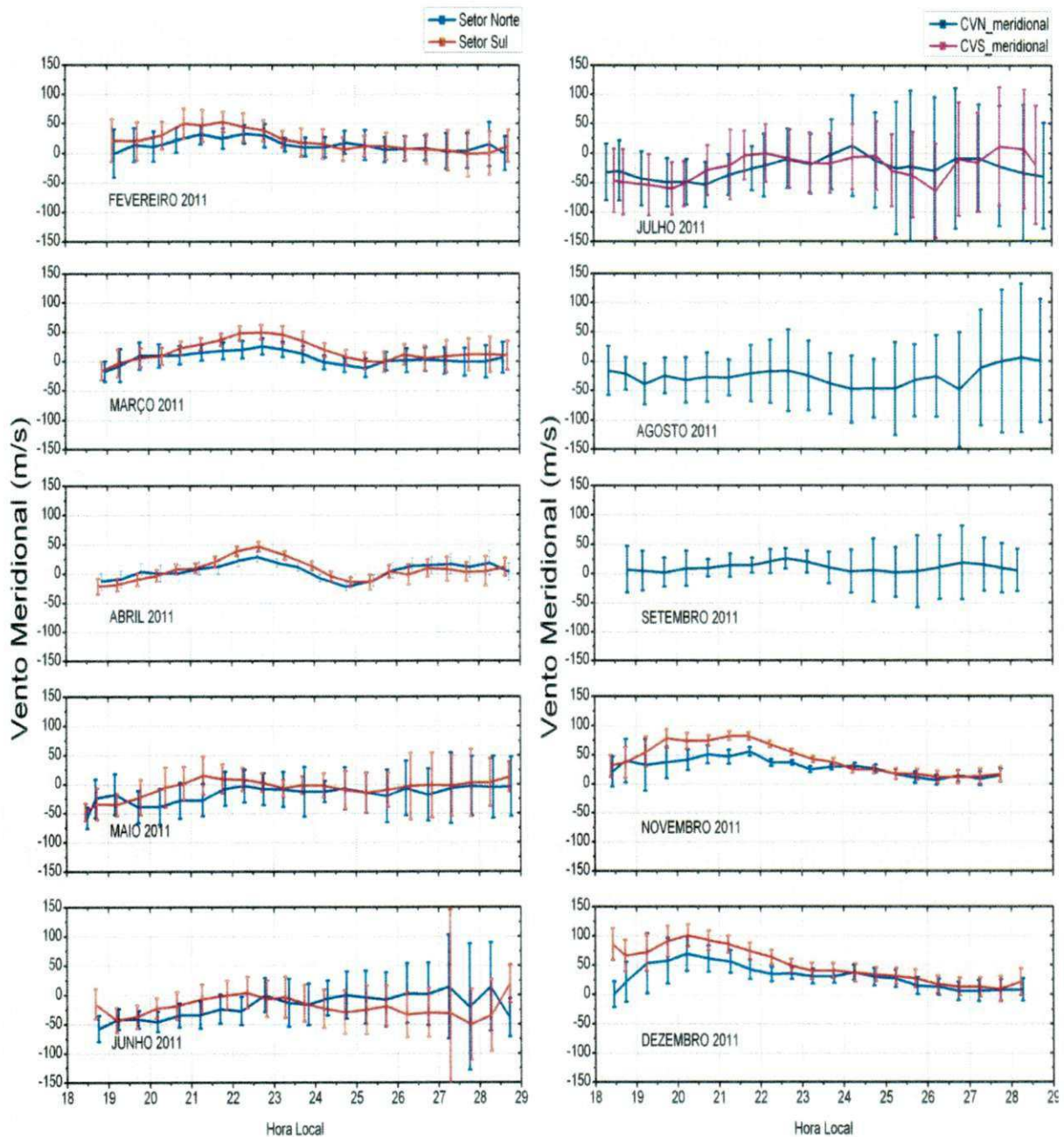


Figura 5.2 Vento Meridional médio em 2011.

O vento zonal apresenta a mesma característica, com o vento no setor Leste sendo menor que no setor Oeste, pois existe uma compressão no vento do setor Leste na região equatorial, enquanto o setor Oeste mantém uma velocidade maior comprimindo o setor Leste.

Uma possível explicação seria a compressão dos ventos na região equatorial, nos hemisférios Norte e Sul, faz com que haja aumento de pressão naquela região, rebaixando a camada F e aumentando a temperatura, posteriormente surge uma célula de alta pressão que provoca divergência do vento para os pólos. Durante o inverno, o setor Sul diminui a sua velocidade primeiro, pois o vento está fluindo para os pólos e inexistente uma compressão dos ventos ocasionada pelos dois hemisférios, de forma que o vento no setor Norte apresenta maior velocidade e comprime o vento no setor Sul; neste caso não ocorre o MTM. Para verificar esta hipótese é necessário uso de modelo de ventos, verificando a ocorrência desta compressão na região equatorial e uma possível simulação utilizando dados de altura virtual da camada F.

O vento zonal possui escoamento para leste durante todo o ano, concordando com Meriwether *et al.* (2011). Nos meses de solstício de verão (novembro, dezembro, fevereiro) a amplitude do vento no início da noite é de cerca de 100 ms^{-1} e apresenta amplitude menor no equinócio de primavera, em torno de $\sim 50 \text{ ms}^{-1}$. No equinócio de outono a amplitude apresentada é de $80 - 100 \text{ ms}^{-1}$ e no inverno a amplitude no início da noite é de $50 - 75 \text{ ms}^{-1}$, com escoamento para o Sul.

O período de ocorrência destas máximas se dá entre 19:30 e 21:00 durante todo o ano. Após o aparecimento das máximas, a tendência do vento é diminuir, ficando próximo de 0 ms^{-1} ao final da noite. Segundo Herrero, Spencer e Mayr, (1993); Wharton, Spencer e Mayr, (1984) o vento zonal deixa uma assinatura em torno de meia noite, que se trata da ocorrência de uma velocidade mínima.

Esses padrões do vento zonal também são observados em outros lugares com diferenças longitudinais e/ou latitudinais, como em Kwajalein ($9,4^\circ\text{N}$; $167,5^\circ\text{L}$) (SIPLER, BIONDI E ROBLE, 1983) e Arequipa (MERIWETHER *et al.*, 1986).

Deste modo, podemos afirmar que o vento zonal possui papel preponderante para o entendimento de processos equatoriais ionosféricos que influenciam no arrasto de íons e movimentos verticais $\vec{E} \times \vec{B}$ do plasma (ANDERSON E ROBLE, 1974; ANDERSON, 1981), isto porque o dínamo do vento zonal na região F pode conduzir

correntes Perderson, favorecendo o surgimento de um campo elétrico de polarização vertical que força o plasma a se locomover com a mesma velocidade do vento neutro (RISHBETH, 1971b). O vento meridional, por sua vez, também é bastante importante para estudos aeronômicos equatoriais. Por exemplo, o vento meridional fluindo para o equador é um dos mecanismos para a geração do MTM (MERIWETHER *et al.*, 1986).

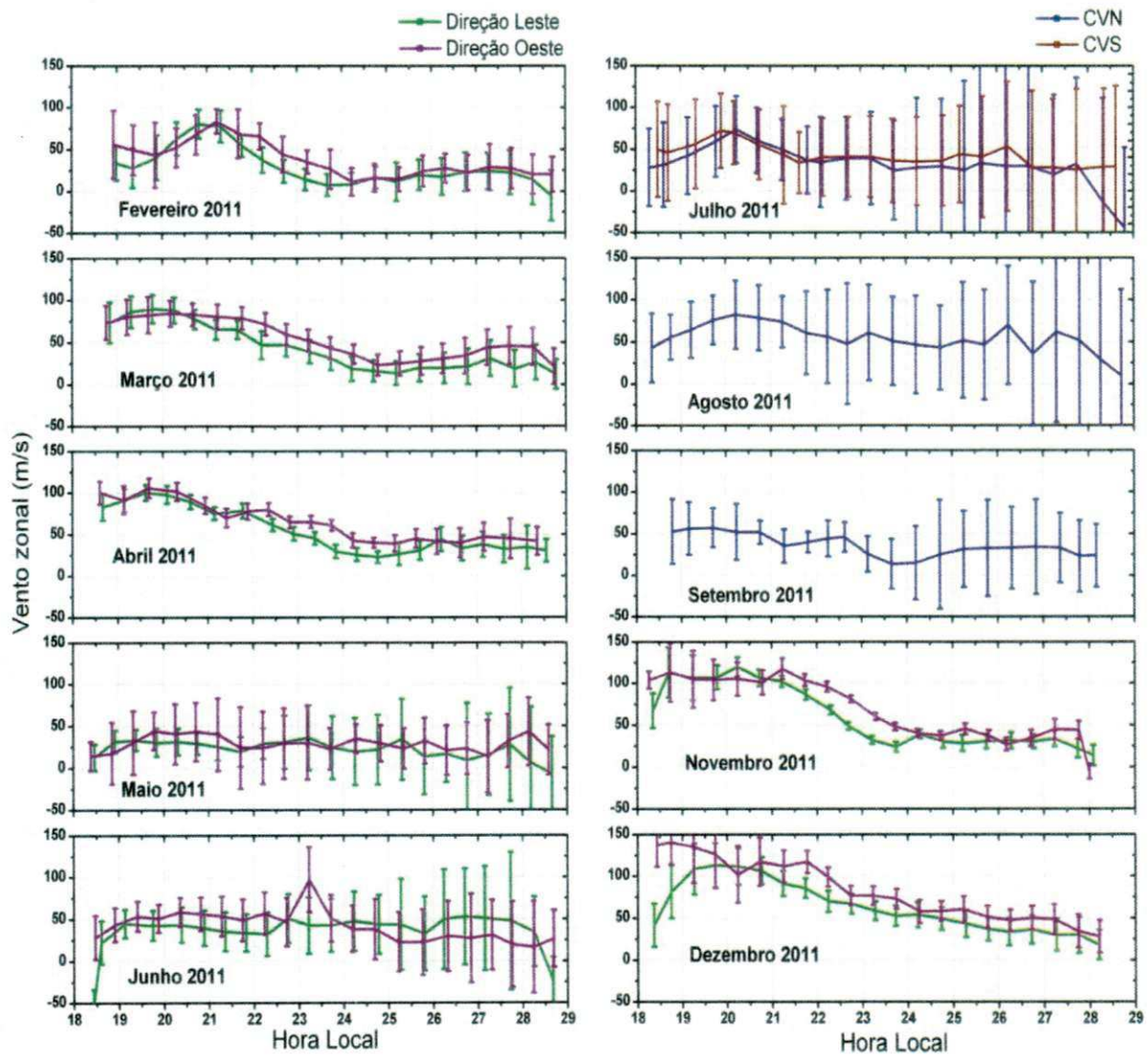


Figura 5.3 Vento Zonal médio em 2011.

5.3. MÉDIA MENSAL DA INTENSIDADE RELATIVA.

As primeiras observações foram feitas por Greenspan (1966), que verificou um padrão na intensidade do OI 630,0 nm utilizando um fotômetro enquanto viajava a bordo do navio U.S.N.S Croatan, da América do Norte (35° N) para o Sul (60° S) entre os meses de fevereiro e março de 1965. Ele observou que, em torno da meia noite, a intensidade aumentava e abrangia uma região próxima do equador geográfico. Este resultado pode ser visto na Figura 5.4.

A intensidade relativa média (Figura 5.6) de janeiro a abril teve intensidade máxima iniciando em torno de 22:30 horas em janeiro e em março ~ 24:00 horas; abril também teve o mesmo comportamento, sendo que não seguiu a linearidade dos meses anteriores.

Os meses de maio a agosto apresentam comportamento diferenciado: a intensidade relativa no início da noite é alta, graças à transição dia/noite; com o decorrer da noite a intensidade decresce de maneira uniforme, inexistindo o aumento em torno de meia noite. Em setembro a intensidade relativa ocorre mais tarde, ~24:00 horas, e com o passar dos meses, chegando a dezembro, com a intensidade máxima por volta de 23:00 horas.

A ocorrência do aumento da intensidade em torno da meia noite foi relatada por Sobral *et al.* (1978) que estudou o comportamento da intensidade e afirmou que estava associado com a descida da camada F. Obviamente o aumento da intensidade não pode ser caracterizado apenas pela altura da camada, mas também pela concentração eletrônica. A Figura 5.5 mostra valores altos de concentração eletrônica em meados de março e em dezembro, quando foram registrados maiores valores de intensidade relativa, evidenciando que os máximos da intensidade com os mínimos da camada F e os picos máximos do MTM, estão ligados com a concentração eletrônica e os ventos.

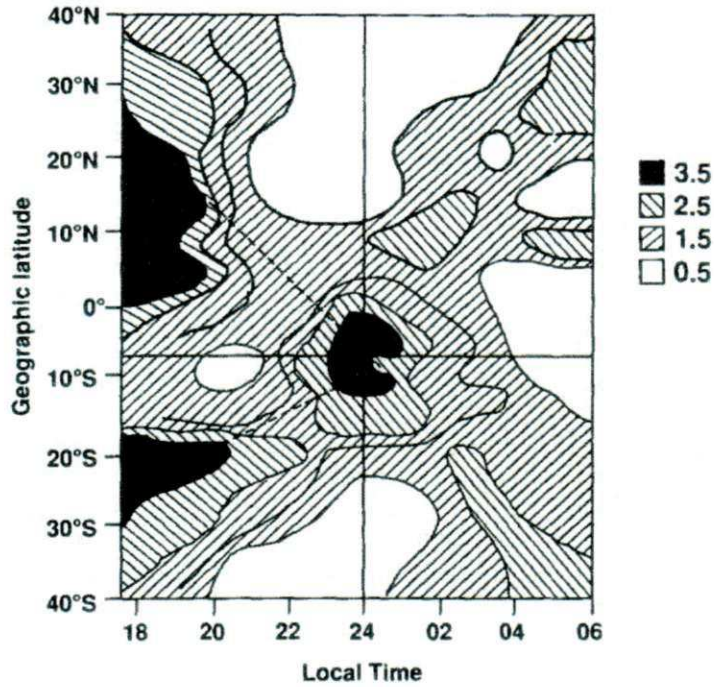


Figura 5.4 Gráfico de contorno da intensidade relativa do OI 630,0 nm das observações de Greenspan.

Fonte: (HERRERO, SPENCER E MAYR, 1993).

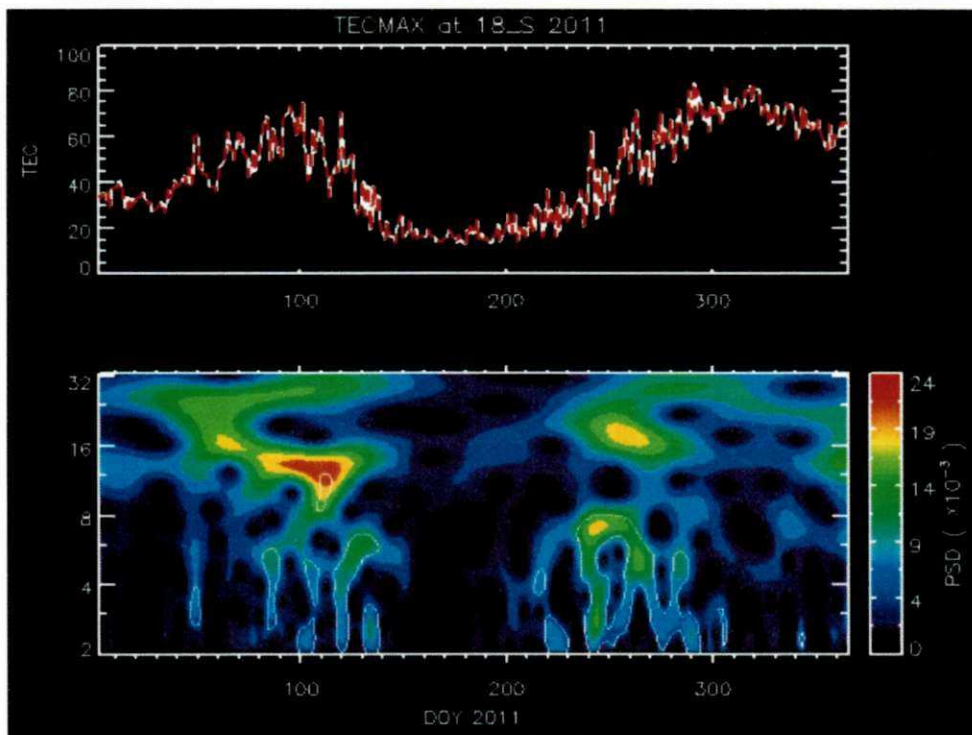


Figura 5.5 Variabilidade dos dados de TECmax (Total Eletronic Content maximum) em (50° O; 18° S magnético).

Fonte: Comunicação pessoal de Hisao Takahashi.

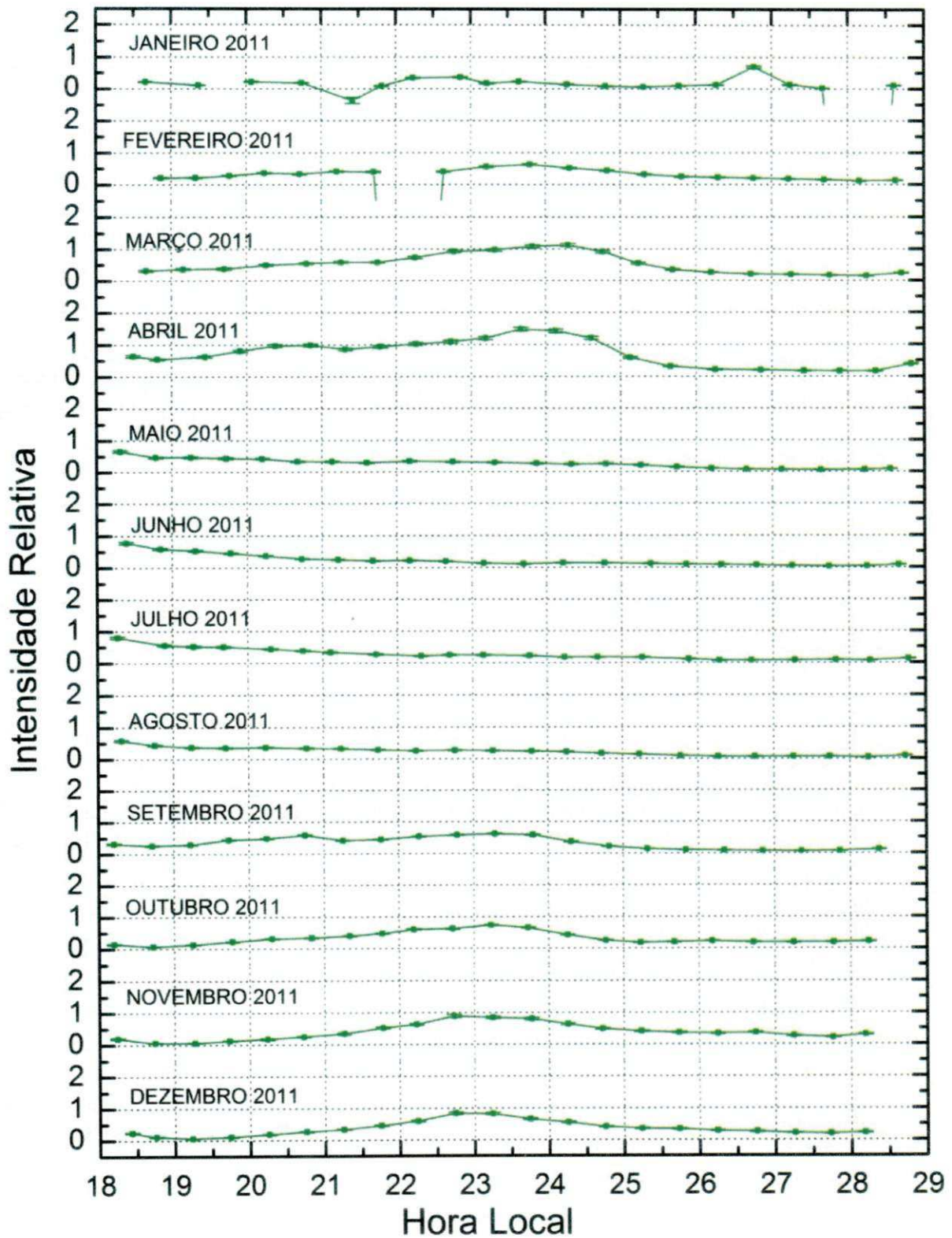


Figura 5.6 Evolução noturna da média da Intensidade relativa.

5.4. MÉDIA MENSAL DA ALTURA VIRTUAL.

Na Figura 5.7 pode-se observar a média mensal da altura virtual da camada F durante todo o ano de 2011, com a utilização dos dados obtidos por meio de digisonda e CADI. Analisando, percebe-se um pico no início da noite nos meses de janeiro a abril, com amplitude média de 300 km por volta de 19:00 horas, com uma descida gradativa subsequente, chegando a um valor mínimo em torno de 23:00 horas no mês de janeiro. No decorrer dos meses este mínimo acontecerá mais tarde, passando das 24:00 horas no mês de Abril e chegando a um valor próximo de 200 km.

Behnke e Harper (1973) afirmam que o decréscimo da altura da camada F ocorre mais cedo no equador e mais tarde com o aumento da latitude, por exemplo: em Arecibo, Porto Rico, a camada F decresce 50 km após a meia noite. Outra afirmação é que a mudança no vento meridional é causada pelo colapso da meia noite na camada F, sendo pouco provável uma mudança no descolamento vertical $\vec{E} \times \vec{B}$, pois o campo elétrico geralmente se direciona para oeste neste período. De maneira que os dados obtidos neste estudo contribuem com estas conclusões, de que o colapso da meia noite não varia somente em latitude, como eles afirmaram, mas também mensalmente.

Durante o período compreendido entre maio e agosto foi observado um comportamento diferente. No início da noite não houve a ocorrência de um pico pré-reversão evidente na média e os dados revelaram que a altura é mínima, em torno de 200 a 250 km; no decorrer da noite a camada ascende suavemente e atinge o valor máximo por volta de 28:00 horas, com altura em torno de 300km.

Batista, Abdu e Bittencourt (1986) evidenciaram que, durante o período de inverno, o pico pré-reversão ocorre mais tarde, por volta de 20:00 horas, e apresenta deslocamento vertical pequeno para este período, fato que corrobora com os dados obtidos no presente estudo.

Entre os meses de setembro e dezembro, percebe-se que o pico pré-reversão ocorre por volta de 18:30 horas, em seguida, a camada F diminui gradativamente, da mesma forma como ocorreu entre janeiro e maio, porém o processo ocorre de maneira inversa relativamente ao tempo da descida. Em setembro o valor mínimo da altura acontece por volta das 24:00 horas; o horário apresenta diminuição no decorrer dos meses, chegando a dezembro por volta de 23:00 horas. Evidenciando uma sazonalidade nesta altura mínima e concordando, aparentemente, com a sazonalidade do MTM descrita por Spencer *et al.* (1979).

Outro fator contribuinte para enriquecer a discussão é o retardo na descida da camada, visto na Figura 5.6, que ocorre por volta das 21:00 horas, com exceção dos meses de inverno, o vento meridional propaga-se para o equador com velocidade máxima simultaneamente com a descida da camada, em concordância com Harper (1979), o qual afirma que a maré semidiurna presente no vento meridional possui papel importante não apenas na altura, como também na forma e pico de densidade da camada F na região equatorial.

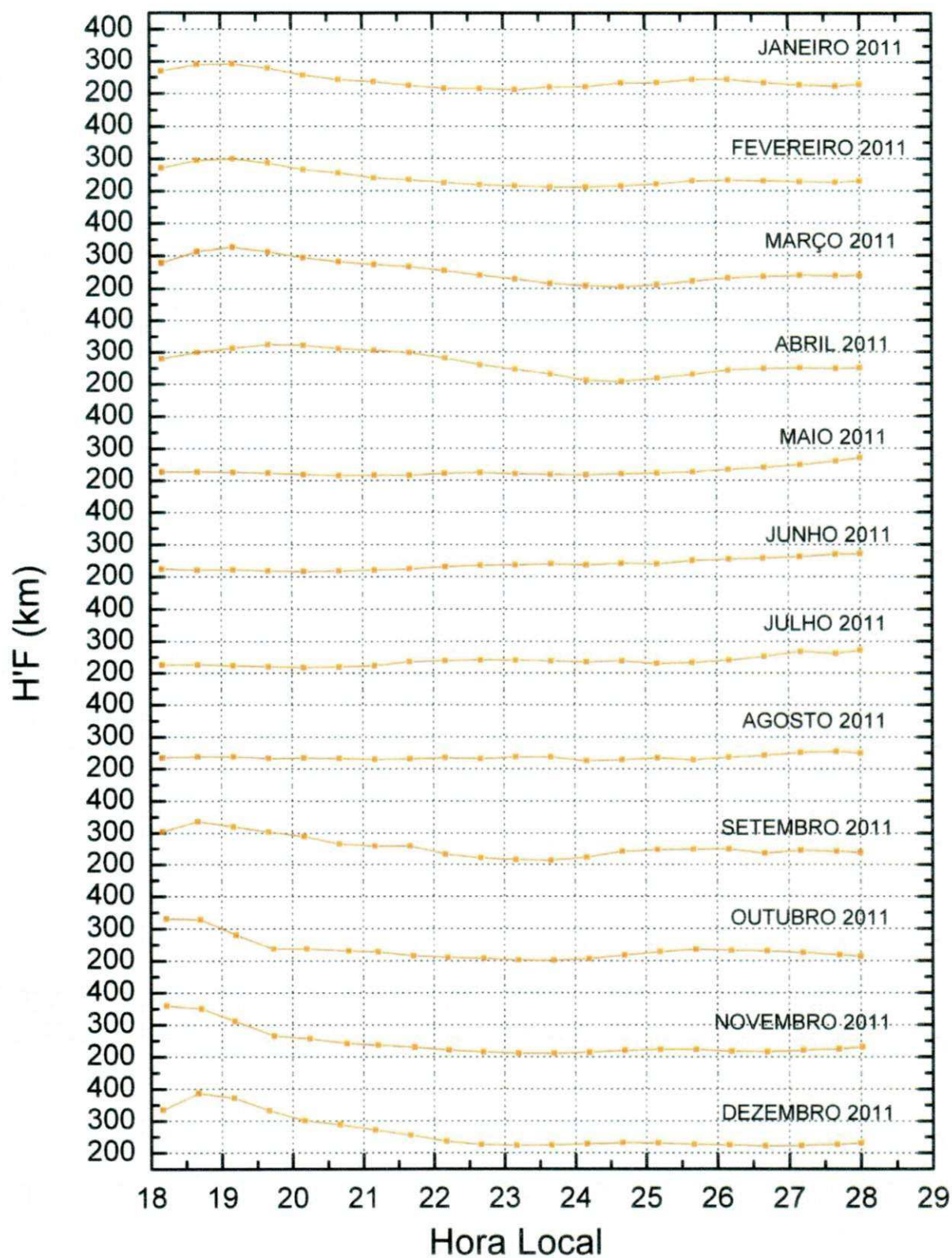


Figura 5.7 Média mensal da altura virtual durante o período noturno para o ano de 2011.

5.5. VARIABILIDADE DAS OBSERVAÇÕES NOITE A NOITE.

A Figura 5.8 traz dados observados em uma série de 3 dias durante o mês de dezembro, com temperatura, intensidade relativa, altura virtual da camada F e ventos meridionais e zonais, em um período com atividade magnética calma (índice A_p em torno de 5) e atividade solar moderada ($F_{10.7} \text{ cm} = 141,2 \text{ SFU}$).

No início da noite dos dias 22, 23 e 27, Figura 5.8, o vento meridional se aproxima de 0 m/s, aumentando gradativamente; por volta das 21:00 ou 22:00 horas apresenta valor máximo de ~100 m/s, propagando-se para a região equatorial. Conforme previsto, o vento zonal continua fluindo para o leste durante a noite, podendo ocorrer um reversão no final da mesma.

Existe uma relação inversamente proporcional entre a intensidade relativa e a altura da camada F. No início da noite a camada F é alta graças ao pico pré-reversão e conseqüentemente a intensidade é baixa; por volta das 24 horas a camada é baixa e a intensidade é alta.

Quando a camada está baixa, observamos uma maior concentração de íons O_2^+ , com o aumento da recombinação dissociativa, formando $O(^1D)$ e emitindo luz no comprimento de onda 630,0 nm (NELSON E COGGER, 1971).

Com a ocorrência da temperatura neutra, o comportamento dos dados observacionais tende a se assemelhar com o IRI 2007. Como ocorre o MTM, observa-se um pico nesta temperatura por volta de 24:00 horas e sua amplitude em média é de ~80 K; porém há dias em que o MTM pode mudar a sua forma e amplitude. Mukherjee e Parihar (2006) afirmam que a variabilidade diária no aumento da temperatura neutra, intensidade e modificações no vento podem estar relacionadas à variabilidade na propagação da baixa termosfera de maré semidiurna.

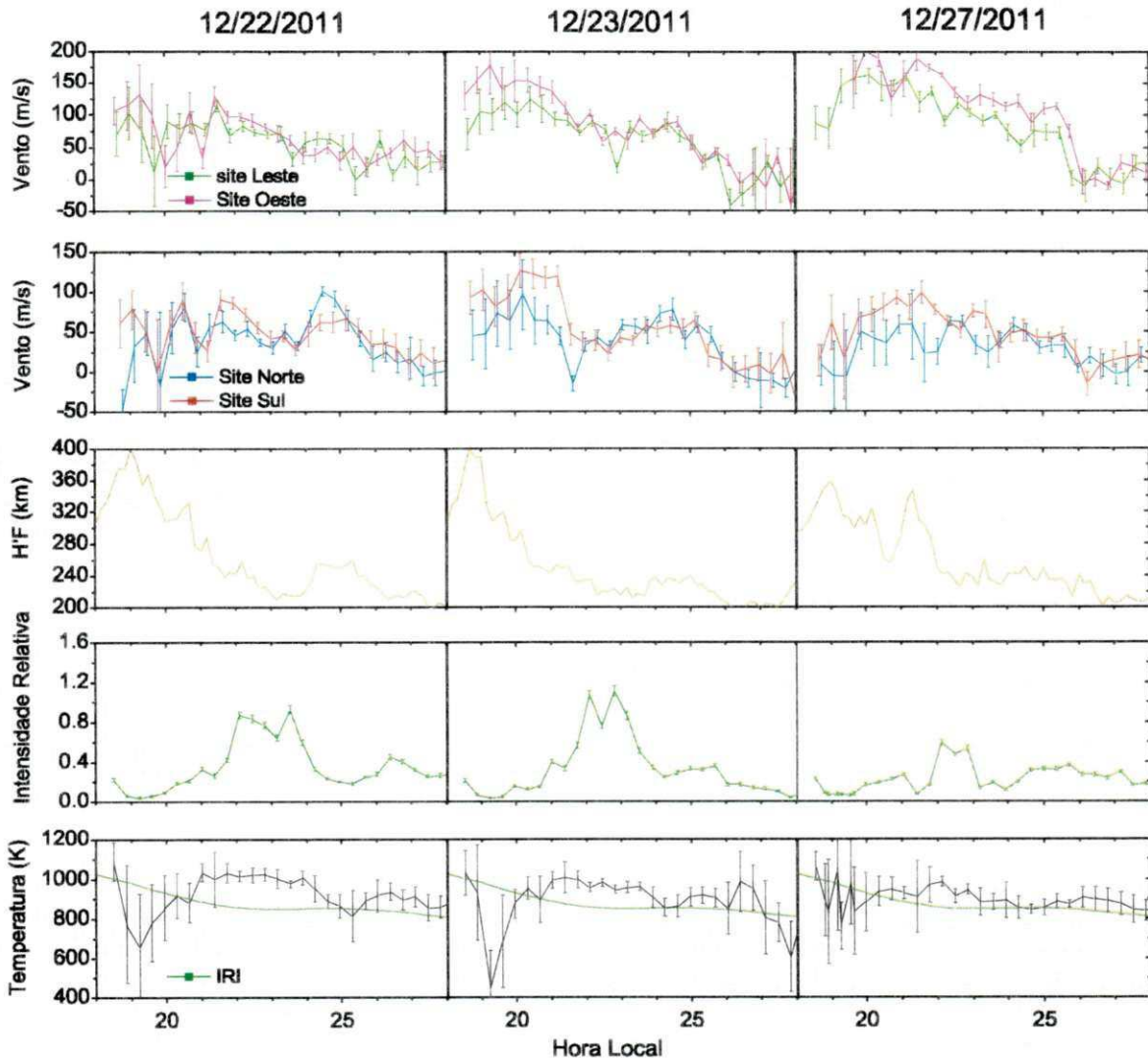


Figura 5.8 Variabilidade dos ventos, temperatura, intensidade relativa e altura virtual da camada F nos dias 22, 23 e 27 de dezembro de 2011.

5.6. MTM DOS SOLSTÍCIOS E EQUINÓCIOS.

Tendo em vista a grande quantidade de dados coletados durante o ano de 2011, torna-se inviável a anexação de gráficos correspondentes a todos os meses; assim sendo, optou-se pela exposição dos gráficos referentes aos equinócios e solstícios, nos quais analisa-se todos os parâmetros físicos descritos nos itens acima, colocando um abaixo do outro e verificando a relação entre eles para cada época do ano.

A Figura 5.10 mostra que o equinócio de outono apresentou condições geomagnéticas normais. Em contrapartida, o equinócio de primavera, Figura 5.12, apresentou dias perturbados magneticamente.

No mês de março (Figura 5.10), no início da noite, o vento zonal escoia para leste com magnitude em torno de 100 m/s em consequência do movimento vertical da camada F, resultado do campo zonal de polarização que aumenta a velocidade do vento zonal e a diminuição do arrasto de íons (MERIWETHER *et al.*, 1986). Já no vento meridional temos uma reversão da direção de sul para norte.

Observando a altura da camada F, vê a ocorrência do pico pré-reversão com altura virtual de 320 km em torno de 19:00 horas, intensidade relativa pequena mas crescendo e temperatura decrescendo, que é característico durante a noite. Após as 20:00 horas, ocorre uma mudança em todos os parâmetros: o vento zonal começa a diminuir enquanto o vento meridional flui para o equador com magnitude máxima de ~50 m/s por volta das 22:30 horas. A altura da camada F começa a decrescer, o que proporciona o aumento da intensidade relativa. O que não se espera é que a temperatura aumente que é justamente o fenômeno do MTM.

O ponto culminante se dá próximo da meia noite, momento em que ocorre o pico máximo do MTM, com as seguintes características: vento zonal se aproximando de 25 m/s, as vezes se aproxima de zero, vento meridional sofrendo reversão ou diminuição, neste caso se aproximando de 15 m/s, a base da camada F fica em torno de 200 km com intensidade relativa máxima.

O modelo de Kelley *et al.* (1981) mostrou que, quando existe movimento descendente da camada F, o vento zonal que flui para leste pode ser desestabilizado, concordando com o que foi observado.

Após os acontecimentos físicos supracitados a atmosfera tende a ficar estável: o vento zonal aumenta sua velocidade e continua fluindo para leste, o vento meridional volta a soprar em direção ao equador, embora não da mesma forma como no início

da noite, a altura da camada sobe ~40km, a intensidade diminui e a temperatura tende a diminuir seguindo os modelos IRI-07 e TIE-GCM.

Durante o período estudado e relatado neste trabalho também ocorreu grande concentração de TEC (Figura 5.5) e um aumento do índice F 10.7 cm (Figura 5.14), fato este bastante interessante, mostrando como a termosfera e ionosfera depende do Sol, que por sua vez está ligado com a concentração eletrônica.

A assinatura nos ventos, altura da camada F, intensidade relativa e temperatura neutra, não ocorrem simultaneamente, existe uma sequência de fatos descritos como: máximo do vento meridional acontecendo uma hora e meia antes do MTM, altura da camada F com sua altura mínima e intensidade relativa com valor máximo em torno de meia noite, com a intensidade reagindo primeiro, aproximadamente meia hora antes da camada F, o que não é comum.

No mês de setembro (Figura 5.12), temos uma diferenciação da amplitude e forma do MTM, não apenas da temperatura, mas de todos os parâmetros, ressaltando que neste mês houve a ocorrência de muitas tempestades solares, fator que altera a ionosfera e conseqüentemente os dados obtidos. Durante este mês o MTM ocorreu mais cedo, por volta de 23:30 horas, os ventos meridional e zonal não foram fortes, ficando em torno de 25 e 50 m/s respectivamente, com o máximo do vento meridional fluindo para o equador uma hora antes do valor máximo do MTM. O pico pré-reversão da camada F ocorre mais cedo do que no equinócio de outono, chegando ao seu mínimo de ~200 km às 23:30 horas e intensidade relativa máxima no mesmo instante. A concentração de TEC durante este mês não é grande, porém apresenta picos e uma tendência de crescimento. Outro fato observado é que o índice F10.7 cm está alto.

Nos solstícios as condições geomagnéticas são calmas. Iniciando, então, com o solstício de inverno (Figura 5.11); neste período ocorre a menor concentração eletrônica do ano que pode estar relacionada com a distribuição assimétrica da ionização ao longo das linhas de campo, causada pelo vento transequatorial,

normalmente direcionado do hemisfério do verão para o hemisfério do inverno (MERIWETHER *et al.*, 1986).

O vento zonal flui constantemente para leste durante toda a noite, com valores em torno de 50 m/s. O vento meridional, por outro lado, apresenta escoamento para o sul, caracterizado da seguinte forma: no início da noite o módulo é de 50 m/s, diminuindo paulatinamente, chegando próximo a zero por volta das 23:00 horas, e continuando a fluir desta forma pelo restante da noite.

Durante este período, os movimentos verticais da camada F foram mínimos no início da noite, não apresentando o pico pré-reversão observado nos períodos anteriores; a altura se manteve constante até às 21:00 horas, momento no qual se inicia uma elevação que chegou a 50 km no final da noite. A explicação para este acontecimento é a formação do campo de polarização, mecanismo que faz surgir movimentos verticais e é inibido pela alta condutividade Perderson durante este período (MERIWETHER *et al.*, 1986). Em consequência, a intensidade relativa no início da noite é alta, decrescendo continuamente.

A temperatura neutra decresce durante a noite seguindo o comportamento dos modelos atmosféricos IRI e TIE-GCM, sem a presença do MTM. Esta característica pode ser ocasionada no solstício de inverno pela redução na penetração de marés na região F (BURNSIDE *ET AL.*, 1983; HARPER, 1979; HERRERO, MAYR E SPENCER, 1983; HERRERO E SPENCER, 1982), limitando a formação da pressão de fundo, e não provocando movimentos verticais na ionosfera (HERRERO E MERIWETHER, 1980).

O inverno, na região equatorial brasileira, apresenta pouca incidência de irregularidades ionosféricas, dados estes que se encontram em concordância com Meriwether *et al.* (1986).

Durante o solstício de verão (Figura 5.13), foi observada uma concentração de TEC elevada e atividade solar mais intensa do ano. As características dinâmicas são: vento zonal no início da noite com magnitude em torno de 150 m/s, que decai para

50 m/s próximo de meia noite e permanece nesta velocidade até seu final. O vento meridional também é forte (~100 m/s) fluindo para o equador, começando a declinar por volta das 20 horas local e chegando próximo de zero às 27:00 horas. Levando em consideração que o MTM ocorre um pouco antes das 23:00 horas, é observado uma diferença de duas horas e meia no máximo do vento meridional com o máximo do MTM; uma possível explicação seria a convergência dos ventos meridional e zonal equador, causando movimentos verticais e gerando uma expansão adiabática que perturba a temperatura em torno da meia noite (ANDERSON E ROBLE, 1974).

Behnke e Harper, (1973) e Wright, (1971) concluíram que a descida da camada F foi devido ao vento meridional. Quando observa-se a altura da camada F no começo da noite, ela está muito alta devido ao pico pré-reversão, e o vento meridional muito forte, mas quando tem a variação no vento, a camada começa a descer e seu termino é quando a variação no vento diminui, então, os dados confirmam o que os autores acima afirmaram.

A intensidade máxima ocorre quando a altura da camada é mínima, simultaneamente com o MTM; logo após, a intensidade começa a diminuir.

Tendo em vista que o MTM é um fenômeno complexo que envolve vários parâmetros dinâmicos da atmosfera, Mayr *et al.* (1979) propôs o seguinte mecanismo para explicar sua formação: a maré fundamental diurna ($m=1$) é excitada *in situ* pela absorção da radiação ultravioleta (UV) e pela distribuição global de íons, admitindo que estes processos permaneçam estáveis durante alguns dias, então eles concluíram que estes processos não contribuem para a formação do MTM.

Em seguida admitiram que a maré semidiurna ($m=2$) originada na termosfera é muito complexa, porque ela tem três contribuições principais, uma delas é a radiação UV, sendo que ela é estável, então a contribuição é mínima. As outras duas contribuições que dominam são: ondas que se originam na baixa atmosfera e acoplamento de momento associado à variação diurna no campo de vento e densidade iônica.

Os processos são variáveis, assim sendo a maré semidiurna resultante também é variável, contribuindo para a formação do MTM. Ambas as marés possuem a mesma magnitude, mas estão fora de fase. Torna-se necessário ressaltar que a radiação UV e a maré da baixa atmosfera são pequenas para formar a maré terdiurna ($m=3$).

O acoplamento de momentum associado às variações diurnas no arrasto de íons é o processo de excitação dominante, isto porque envolve o campo de vento semidiurno e a componente diurna da densidade iônica, contribuintes na formação do MTM. Na Figura 5.9 apresentamos um resumo dos processos físicos envolvidos propostos por Mayr et al. (1979).

Meriwether (2006) mostrou que mudanças no vento meridional e zonal podem afetar a distribuição de plasma na região F, e como a declinação do Cariri ($\sim 24^\circ$ para oeste) é relativamente grande para uma região equatorial, os ventos zonal e meridional possuem papel significativo na distribuição de plasma nesta localidade.

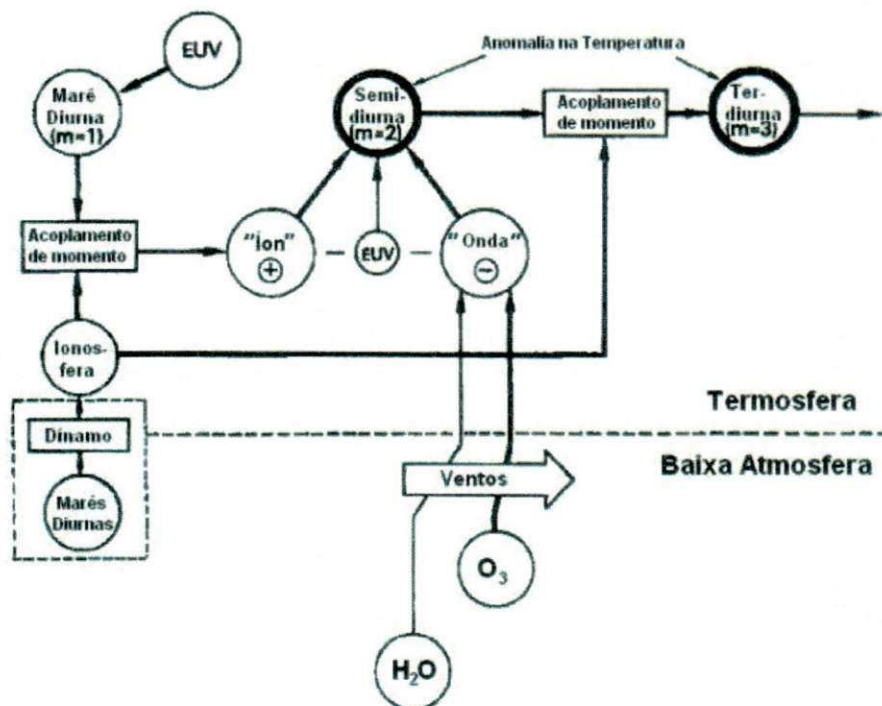


Figura 5.9 Processos que contribuem para o MTM.

Fonte: Modificado de Mayr et al. (1979).

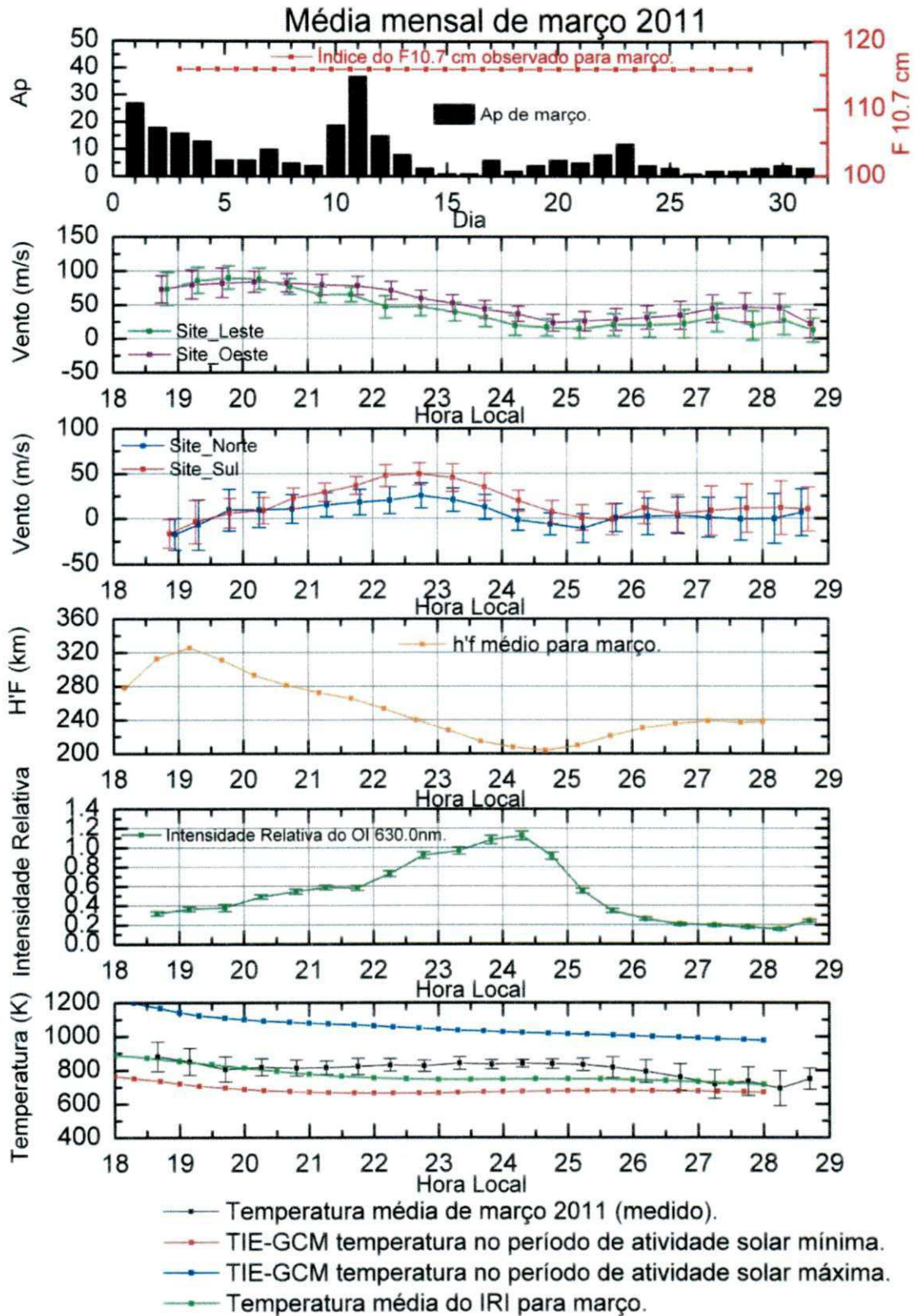


Figura 5.10 Médias da temperatura, intensidade relativa, H'F e ventos, para o equinócio de outono.

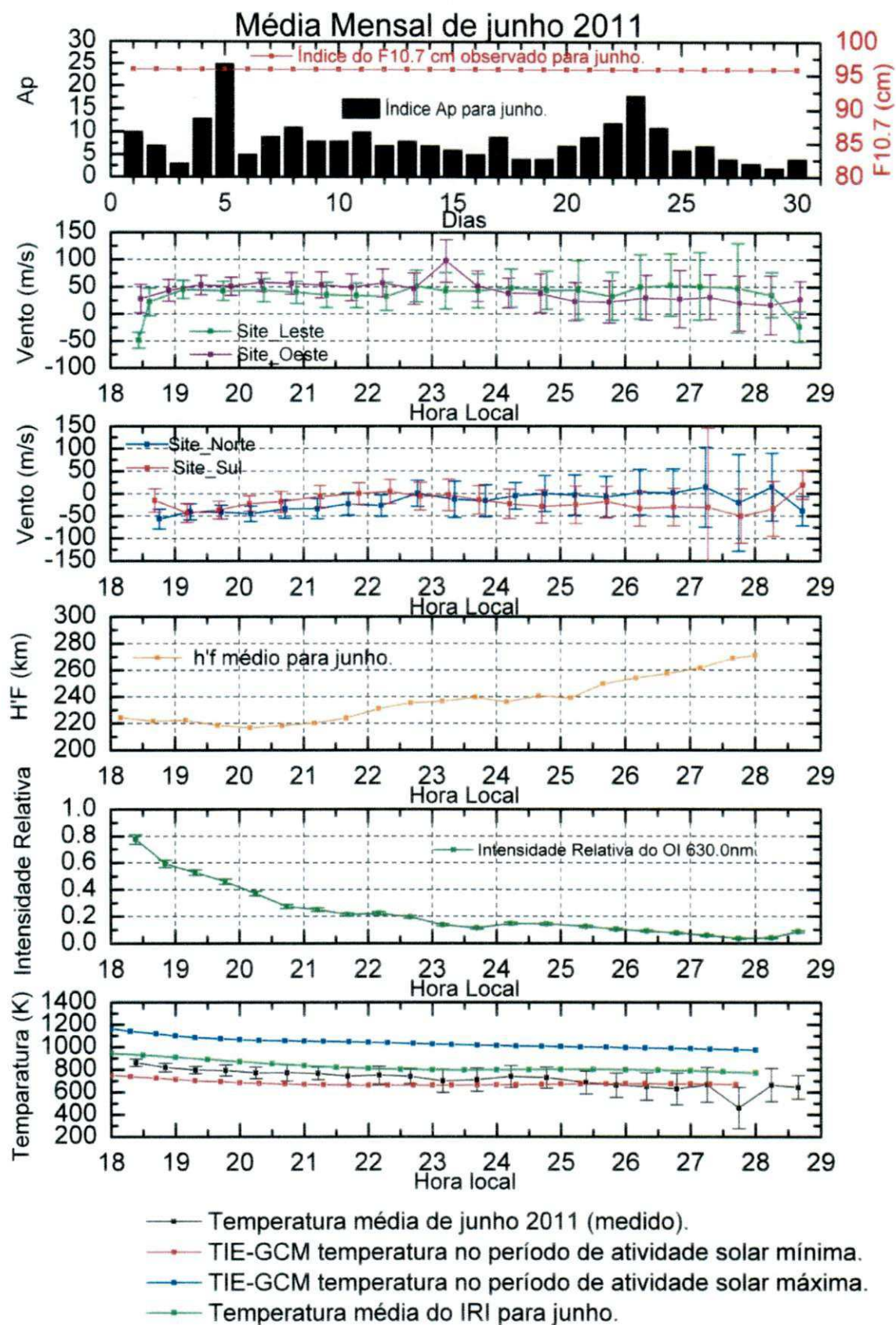


Figura 5.11 Médias de Temperatura, intensidade relativa, h'f e ventos para o solstício de inverno.

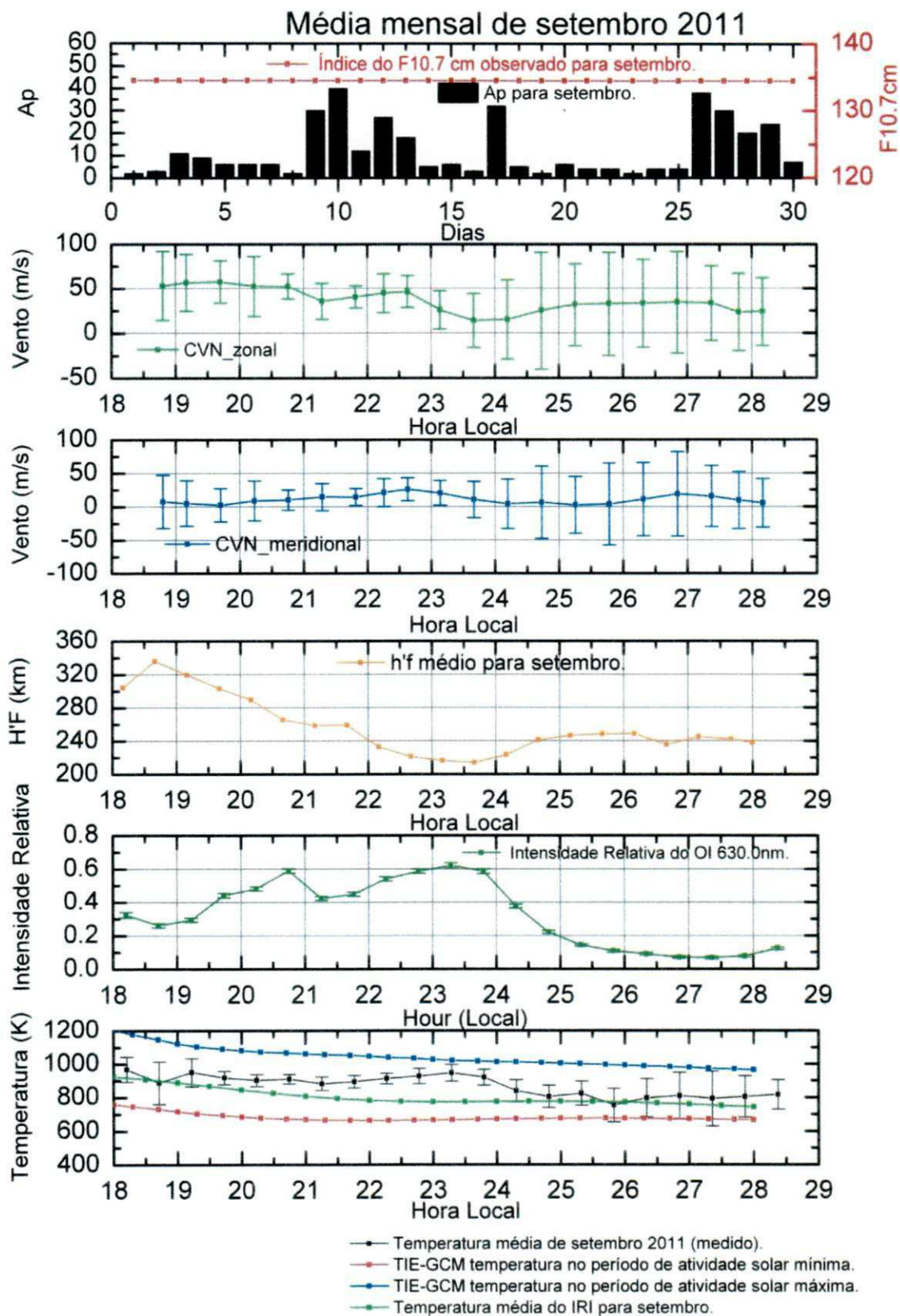


Figura 5.12 Médias da temperatura, intensidade relativa, H'F e ventos no equinócio de primavera.

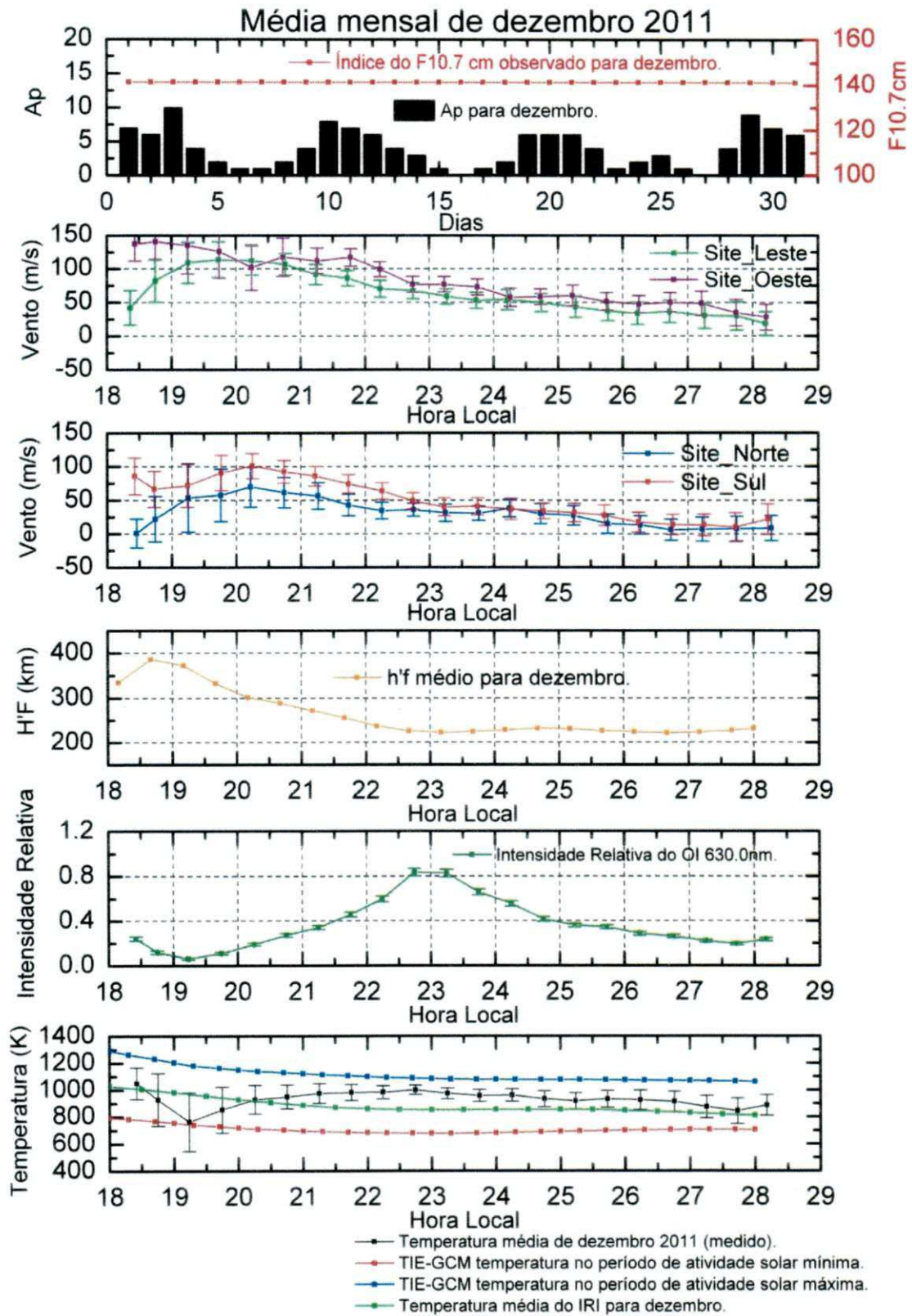


Figura 5.13 Médias da Temperatura, intensidade relativa, H'F e ventos para o solstício de verão.

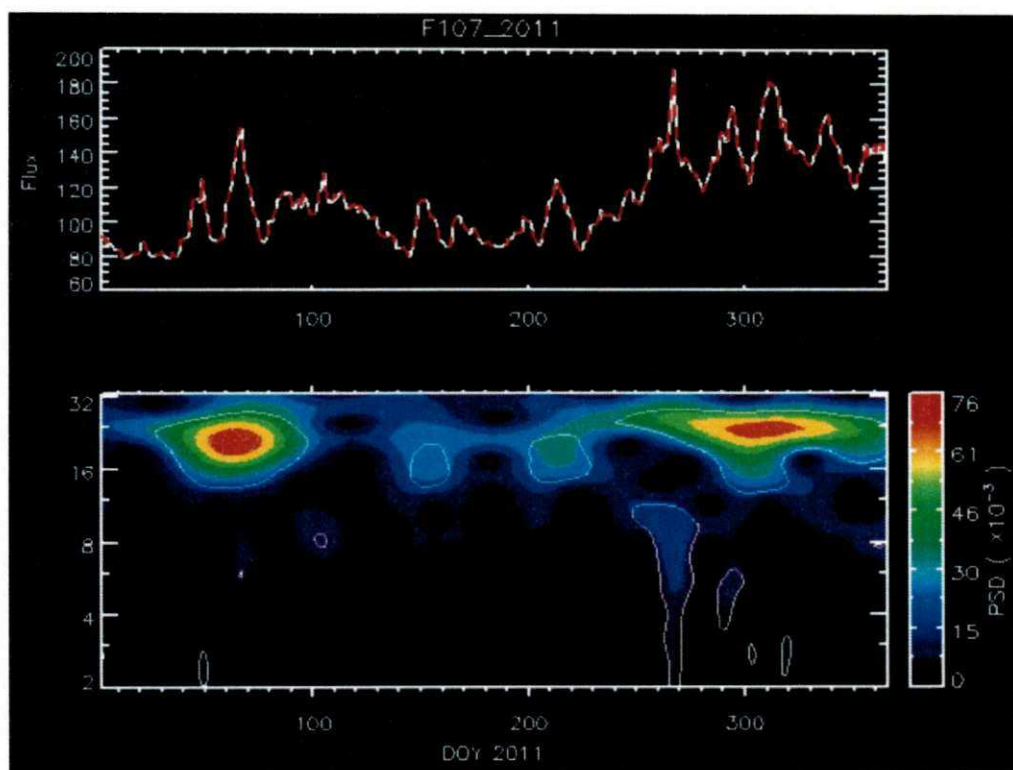


Figura 5.14 Índice F10.7 cm para o ano de 2011.

6. CONCLUSÕES.

Observações simultâneas de Fabry-Perot e ionossondas situadas em baixas latitudes, com dados coletados durante o ano de 2011 em período de atividade solar com crescimento moderado, revelaram-se de grande importância. Procedeu-se a comparação e análise dos dados de vento, altura virtual da camada F, intensidade relativa do OI 630 nm e temperatura neutra da ionosfera equatorial brasileira, nos meses de equinócios e solstícios, para os quais inexistiam referências anteriores.

Com base na análise dos gráficos das médias mensais, foram obtidos os seguintes resultados:

- A altura da camada F é mínima no mesmo horário do pico do MTM.
- O vento meridional fluindo para o equador, uma ou duas horas antes do pico do MTM, pode favorecer a formação do mesmo.
- A ocorrência do pico do MTM é variável entre as estações do ano: nos meses de solstício de verão, o MTM ocorre de uma a uma hora e meia antes da meia noite; durante o inverno não foi evidenciada a formação do MTM nas médias mensais da temperatura. Nos equinócios, o MTM surge em torno da meia noite.
- Os modelos IRI-2007 e TIE-GCM não reproduzem a realidade da temperatura neutra da termosfera com MTM próximo à meia noite.
- As maiores amplitudes do MTM ocorrem durante os equinócios.

Para trabalhos futuros, sugerimos que sejam coletados dados referentes ao período de atividade solar máxima e mínima, verificando-se variações na temperatura neutra, ventos, altura virtual da camada F e intensidade relativa do OI 630 nm para que possam ser efetuadas:

- Análises de séries temporais de temperatura e ventos para verificação dos tipos de maré dominante nos solstícios e equinócios e comparação com modelos já existentes;

- Análise envolvendo comparação com modelos de vento para todas as estações do ano;
- Utilizando imageador All-Sky em São João do Cariri, verificar a ocorrência de 'midnight brightness wave' (MBW) (COLERICO E MENDILLO, 2002);
- Estudos relacionando TEC com o MTM.

REFERÊNCIA BIBLIOGRÁFICA.

AKMAEV, R. A. et al. Midnight temperature maximum (MTM) in Whole Atmosphere Model (WAM) simulations. **Geophysical Research Letters**, v. 36, n. 7, p. 1–5, 14 abr. 2009.

ANDERSON, D. N. Neutral wind effects on the equatorial F-region ionosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 43, n. 8, p. 835–843, 1981.

ANDERSON, D. N.; ROBLE, R. G. The Effect of Vertical $E \times B$ Ionospheric Drifts on F Region Neutral Winds in the Low-Latitude Thermosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 79, n. 34, p. 5231–5236, 1974.

BAMGBOYE, D. K.; MCCLURE, J. P. Seasonal variation in the occurrence time of the equatorial midnight temperature bulge. **Geophysical Research Letters**, v. 9, n. 4, p. 457, 1982.

BARTELS, J.; HECK, N. H.; JOHNSTON, H. F. The three-hour-range index measuring geomagnetic activity. **Journal of Geophysical Research**, v. 44, n. 4, p. 411, 1939.

BATISTA, I. S. et al. Nighttime thermospheric meridional winds at Cachoeira Paulista (23°S, 45°W): Evidence for effects of the equatorial midnight pressure bulge. **Journal of Geophysical Research**, v. 102, n. A9, p. 20059–20062, 1997.

BATISTA, I. S.; ABDU, M. A.; BITTENCOURT, J. A. Equatorial f region vertical plasma drifts: seasonal and longitudinal asymmetries in the american sector. **Journal of geophysical research**, v. 91, 1986.

BEHNKE, R. A.; HARPER, R. M. Vector measurements of F region ion transport at Arecibo. **Journal of Geophysical Research**, v. 78, n. 34, p. 8222, 1973.

BILITZA, D.; REINISCH, B. W. International Reference Ionosphere 2007: Improvements and new parameters. **Advances in Space Research**, v. 42, n. 4, p. 599–609, ago. 2008.

BIONDI, M. A. Atmospheric electron–ion and ion–ion recombination processes. **Canadian Journal of Chemistry**, v. 47, n. 10, p. 1711–1719, 15 maio 1969.

BIONDI, M. A. et al. Equatorial Thermospheric Wind Changes During the Solar Cycle: Measurements at Arequipa, Peru, From 1983 to 1990. **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n. A9, p. 15917–15930, 1991.

BIONDI, M. A.; SIPLER, D. P. Horizontal and vertical winds and temperatures in the equatorial thermosphere: Measurements from Natal, Brazil during August–September 1982. **Planetary and Space Science**, v. 33, n. 7, p. 817–823, jul. 1985.

BURNSIDE, R. G. et al. Optical Observations of Thermospheric Dynamics at Arecibo. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. A7, p. 5532–5540, 1981.

BURNSIDE, R. G. et al. Polarization electric fields in the nighttime F layer at Arecibo. **Journal of Geophysical Research**, v. 88, n. A8, p. 6259, 1983.

CHAPAGAIN, N. P. et al. Comparison of nighttime zonal neutral winds and equatorial plasma bubble drift velocities over Brazil. **Journal of Geophysical Research**, v. 117, n. A6, p. 1–39, 7 jun. 2012.

CHAPMAN, S. The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth. **Proceedings of the Physical Society**, v. 43, n. 1, p. 26–45, 1 jan. 1931a.

CHAPMAN, S. The absorption and dissociative or ionizing effect of monochromatic radiation in an atmosphere on a rotating earth part II. Grazing incidence. **Proceedings of the Physical Society**, v. 43, n. 5, p. 483–501, 1 set. 1931b.

CHAPMAN, S. The electrical conductivity of the ionosphere: A review. **Il Nuovo Cimento**, v. 4, n. S4, p. 1385–1412, ago. 1956.

COLERICO, M. et al. Coordinated measurements of F region dynamics related to the thermospheric midnight temperature maximum. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, n. A12, p. 26783–26793, 1996.

COLERICO, M. J.; MENDILLO, M. The current state of investigations regarding the thermospheric midnight temperature maximum (MTM). **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 64, n. 12-14, p. 1361–1369, ago. 2002.

DABAS, R. Ionosphere and its Influence on Radio Communications. **RESONANCE**, p. 28–43, 2000.

DAVIES, K. **Ionospheric Radio**. [s.l.] Peter Peregrinus Ltd, 1990. p. 580

EMMERT, J. T. et al. Climatologies of nighttime upper thermospheric winds measured by ground-based Fabry-Perot interferometers during geomagnetically quiet conditions: 1. Local time, latitudinal, seasonal, and solar cycle dependence. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, n. A12, p. 1–13, 1 dez. 2006.

FAIVRE, M. et al. Climatology of the midnight temperature maximum phenomenon at Arequipa, Peru. **Journal of Geophysical Research**, v. 111, n. A6, p. 1–10, 2006.

GREENSPAN, J. A. Synoptic description of the 6300 Å nightglow near 78° west longitude. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 28, n. 8, p. 739–745, ago. 1966.

GUENTHER, B. D. **Modern Optics**. [s.l.: s.n.]. p. 720

HANUMATH SASTRI, J.; RANGANATH RAO, H. N. Optical interferometer measurements of thermospheric temperature at Kavalur (12.5°N, 78.5°E), India.

Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics, v. 56, n. 6, p. 775–782, maio 1994.

HARPER, R. . Nighttime meridional neutral winds near 350 km at low to mid-latitudes. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 35, n. 11, p. 2023–2034, nov. 1973.

HARPER, R. M. A Semidiurnal Tide in the Meridional Wind at F Region Heights at Low Latitudes. **Journal of Geophysical Research**, v. 84, n. A2, p. 411–415, 1979.

HEDLUND, P. R. **USING A BISTATIC FABRY-PEROT INTERFEROMETER SYSTEM TO IMPROVE THE ESTIMATION OF THERMOSPHERIC WINDS**. [s.l: s.n.], 2010.

HERRERO, F. A.; MAYR, H. G.; SPENCER, N. W. Latitudinal (Seasonal) Variations in the thermospheric midnight temperature maximum: A tidal analysis. **Journal of Geophysical Research**, v. 88, n. A9, p. 7225, 1983a.

HERRERO, F. A.; MERIWETHER, J. W. 6300-Å airglow meridional intensity gradients. **Journal of Geophysical Research**, v. 85, n. A8, p. 4191, 1980.

HERRERO, F. A.; SPENCER, N. W. On the horizontal distribution of the equatorial thermospheric midnight temperature maximum and its seasonal variation. **Geophysical Research Letters**, v. 9, n. 10, p. 1179–1182, 7 out. 1982.

HERRERO, F. A.; SPENCER, N. W.; MAYR, H. G. Thermosphere and F-region plasma dynamics in the equatorial region. **Advances in Space Research**, v. 13, n. 1, p. 201–220, jan. 1993.

KELLEY, M. C. et al. Gravity wave initiation of equatorial spread F: A case study. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. 1, p. 9087–9100, 1981.

KELLEY, M. C. **The Earth ' s Ionosphere**. [s.l: s.n.]. p. 576, 2009.

KILLEEN, T. L.; HAYS, P. B. Doppler line profile analysis for a multichannel Fabry-Perot interferometer. **Applied optics**, v. 23, n. 4, p. 612, fev. 1984.

KIRCHHOFF, V. W. J. H. **Introdução à geofísica espacial**. São Paulo: [s.n.]. p. 149, 1991.

KREBS, K.; SAUER, A. Über die Intensitätsverteilung von Spektrallinien im Pérot-Fabry-Interferometer. **Annalen der Physik**, v. 448, n. 6-8, p. 359–368, 1953.

LINK, R.; COGGER, L. L. A reexamination of the O I 6300-Å nightglow. **Journal of Geophysical Research**, v. 93, n. A9, p. 9883, 1988.

LINK, R.; COGGER, L. L. Correction to "A reexamination of the O I 6300-Å nightglow" by R. Link and L. L. Cogger. **Journal of Geophysical Research**, v. 94, n. A2, p. 1556, 1989.

MAKELA, J. et al. Simulation and analysis of a multi-order imaging Fabry-Perot interferometer for the study of thermospheric winds and temperatures. **Applied optics**, v. 50, n. 22, p. 4403–16, 1 ago. 2011.

MAKELA, J. J. et al. The Remote Equatorial Nighttime Observatory of Ionospheric Regions Project and the International Heliospherical Year. **Earth, Moon, and Planets**, v. 104, n. 1-4, p. 211–226, 20 jan. 2009.

MAKELA, J. J. et al. Near-continual ground-based nighttime observations of thermospheric neutral winds and temperatures over equatorial Brazil from 2009 to 2012. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 103, p. 94–102, out. 2013.

MAYR, H. G. et al. Tides and the midnight temperature anomaly in the thermosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 6, n. 6, p. 447–450, 7 jun. 1979.

MERIWETHER, J. et al. New results on equatorial thermospheric winds and the midnight temperature maximum. **Annales Geophysicae**, v. 26, n. 3, p. 447–466, 26 mar. 2008.

MERIWETHER, J. W. et al. Optical Interferometric Measurements of Nighttime Equatorial Thermospheric Winds at Arequipa, Peru. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, n. A5, p. 5557–5566, 1986.

MERIWETHER, J. W. Studies of thermospheric dynamics with a Fabry–Perot interferometer network: A review. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 68, n. 13, p. 1576–1589, set. 2006.

MERIWETHER, J. W. et al. Climatology of the nighttime equatorial thermospheric winds and temperatures over Brazil near solar minimum. **Journal of Geophysical Research**, v. 116, n. A4, p. 1–12, 30 abr. 2011.

MERIWETHER, J. W. et al. Comparisons of thermospheric wind and temperature measurements in equatorial Brazil to Whole Atmosphere Model Predictions. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 103, p. 103–112, out. 2013.

MERIWETHER, J. W.; BIONDI, M. A.; ANDERSON, D. N. Equatorial airglow depletions induced by thermospheric winds. **Geophysical Research Letters**, v. 12, n. 8, p. 487, 1985.

MUKHERJEE, G.; PARIHAR, N. Signature of midnight temperature maximum (MTM) using OI 630 nm airglow. **INDIAN JOURNAL OF**, v. 35, n. February, p. 14–21, 2006.

NELSON, G. J.; COGGER, L. L. Dynamical behaviour of the nighttime ionosphere at Arecibo. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 33, n. 11, p. 1711–1726, nov. 1971.

PAULINO, I. **Estudo da inversão da deriva zonal de bolhas de plasma ionosféricas através de imagens do airglow**. [s.l.] Universidade Federal de Campina Grande, dissertação de mestrado, 2008.

PAULINO, I. **ESTUDO DA PROPAGAÇÃO DE ONDAS DE GRAVIDADE NA TERMOSFERA-IONOSFERA.** [s.l.] INPE, tese de doutorado, 2012.

RISHBETH, H. The F-layer dynamo. **Planetary and Space Science**, v. 19, n. 2, p. 263–267, fev. 1971a.

RISHBETH, H. Polarization fields produced by winds in the equatorial F-region. **Planetary and Space Science**, v. 19, n. 3, p. 357–369, mar. 1971b.

RISHBETH, H.; GARRIOTT, O. K. **INTRODUCTION TO IONOSPHERIC PHYSICS.** [s.l: s.n.]. p. 1–331

ROBLE, R. G.; RIDLEY, E. C. A thermosphere-ionosphere-mesosphere-electrodynamics general circulation model (time-GCM): Equinox solar cycle minimum simulations (30-500 km). **Geophysical Research Letters**, v. 21, n. 6, p. 417–420, 15 mar. 1994.

SAHAI, Y. et al. Observations of thermospheric temperatures at 23°S. **Planetary and Space Science**, v. 40, n. 11, p. 1545–1549, nov. 1992.

SASTRI, J. H. et al. Thermospheric meridional neutral winds associated with equatorial midnight temperature maximum (MTM). **Geophysical Research Letters**, v. 21, n. 9, p. 825, 1994.

SHIOKAWA, K. et al. Three-channel imaging fabry-perot interferometer for measurement of mid-latitude airglow. **Applied optics**, v. 40, n. 24, p. 4286–96, ago. 2001.

SIPLER, D. P.; BIONDI, M. A.; ROBLE, R. G. F-region neutral winds and temperatures at equatorial latitudes: Measured and predicted behaviour during geomagnetically quiet conditions. **Planetary and Space Science**, v. 31, n. 1, p. 53–66, jan. 1983.

SOBRAL, J. H. A. et al. Nighttime Dynamics of the F Region Near Arecibo Mapped by Airglow Features of Texas. **Journal of Geophysical Research**, v. 83, n. 7, 1978.

SPENCER, N. W. et al. The midnight temperature maximum in the Earth's equatorial thermosphere. **Geophysical Research Letters**, v. 6, n. 6, p. 444, 1979.

WHARTON, L. E.; SPENCER, N. W.; MAYR, H. G. The earth's thermospheric superrotation from Dynamics Explorer 2. **Geophysical Research Letters**, v. 11, n. 5, p. 531–533, 1984.

WRIGHT, J. W. Horizontal drifts accompanying large vertical motions of the nocturnal F-region. **Planetary and Space Science**, v. 19, n. 10, p. 1327–1337, out. 1971.

APÊNDICE A EMISSÃO DA LINHA VERMELHA OI 630,0 NM.

A emissão de linhas e bandas espectrais da luz é constante na atmosfera superior e pode ser gerada por diversos processos físico-químicos. Tais emissões consistem, basicamente, em duas categorias, denominadas de aurora e airglow (luminescência atmosférica).

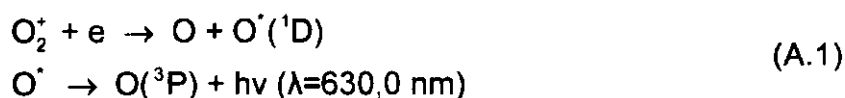
A aurora ocorre, geralmente, em altas latitudes e é causada pela excitação dos constituintes termosféricos (átomos e moléculas) devido à colisão de partículas energéticas carregadas pelo vento solar durante uma tempestade geomagnética.

O airglow é uma luz muito mais fraca, geralmente causada por reações de quimiluminescência entre os constituintes atmosféricos. O airglow possui poucas emissões dentro do espectro visível, e mesmo estas possuem intensidade diminuta de forma que sua observação é possível apenas pela utilização de instrumentos óticos bastante sensíveis.

O OI 630,0 nm é a linha mais utilizada no estudo das irregularidades ionosféricas na camada F noturna. Tal emissão é produzida em uma camada emissora de aproximadamente 50 km de espessura, nas altitudes entre 250 a 300 km. A Figura A.1 mostra a taxa de emissão volumétrica do OI 630 nm, utilizando uma equação semi empírica (Equação (A.2)) e construída com dados obtidos por meio de foguetes lançados com equipamentos que medem a concentração desta emissão.

O estudo sobre a dinâmica da termosfera superior é realizado a partir desta emissão, obtendo valores de temperatura, intensidade e ventos.

Outros processos, como fotodissociação e excitação do fotoelétron, também contribuem para o estado (¹D) da emissão do OI 630 nm, entretanto a principal emissão se dá devido a recombinação dissociativa .



A taxa de emissão volumétrica do OI 630 nm é dada pela equação abaixo:

$$V_{6300} = A_{6300} \left\{ \frac{\beta_1 K_1 \Theta [O_2] [e]}{A_{1D} + K_2 [N_2] + K_5 [O_2] + K_6 [e] + K_7 [O]} \right\} \quad (\text{A.2})$$

Com $\Theta = \frac{[O^+]}{[e]}$.

A Figura A.1 apresenta o perfil da taxa de emissão volumétrica do OI 630,0 nm para os solstícios e equinócios do ano de 2012, com maior produção na altitude de ~250 km e maior produção ocorrendo nos equinócios. O segundo pico, em torno de 180 km, se deve, provavelmente, à inclusão da concentração do íon do oxigênio atômico na equação da taxa da emissão volumétrica. A Tabela A.1 traz os valores dos coeficientes utilizados no cálculo da taxa de emissão volumétrica.

Tabela A.1 Taxa dos coeficientes das reações para a emissão do OI 630 nm.

Taxa dos coeficientes das reações para a emissão do OI 630 nm
$K_1 = 3,23 \times 10^{-12} e^{3,72/(T_i/300) - 1,87(T_i/300)^2} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
$K_2 = 2 \times 10^{-11} e^{111,8/T_n} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
$K_5 = 2,9 \times 10^{-11} e^{67,5/T_n} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
$K_6 = 1,6 \times 10^{12} (T_e)^{0,91} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
$K_7 = 2,55 \times 10^{-12} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$
$A_{1D} = 7,45 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$
$A_{6300} = 5,63 \times 10^{-3} \text{ s}^{-1}$
$\beta_1 = 1,1$

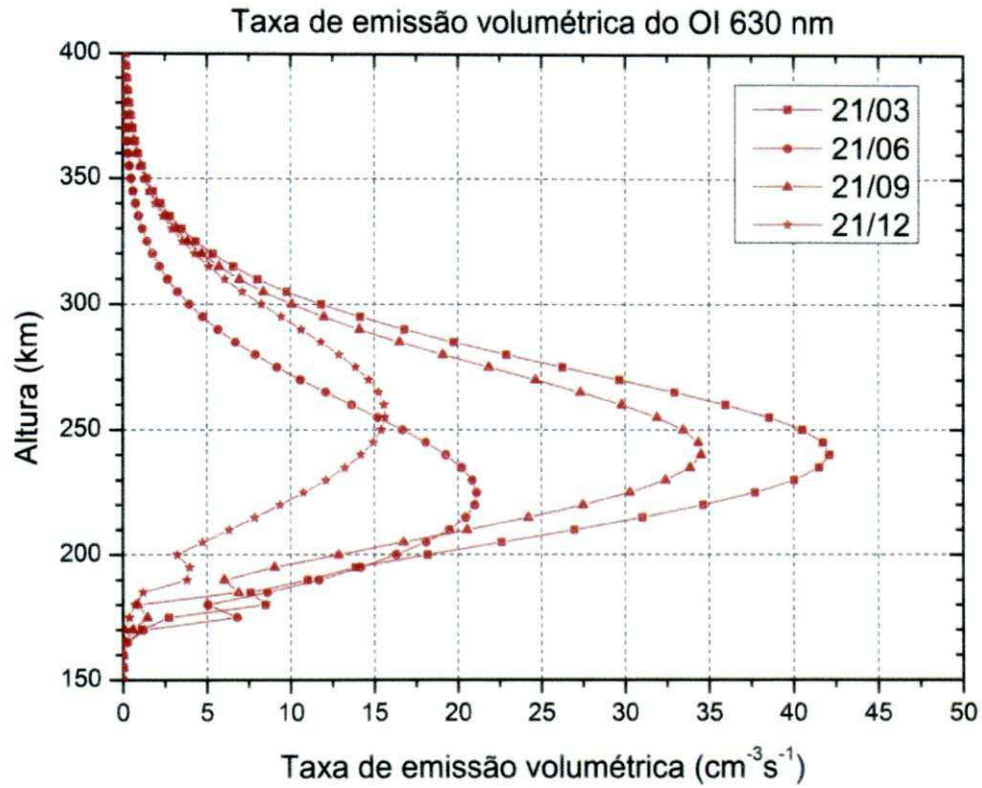


Figura A.1 Taxa de emissão volumétrica noturna do OI 630,0 nm para os solstícios e equinócios do ano de 2012.

Os cálculos e coeficientes foram extraídos dos seguintes artigos de Link e Cogger (1988, 1989).

APÊNDICE B ÍNDICES MAGNÉTICOS.

Os índices magnéticos são utilizados na caracterização dos distúrbios de um planeta magnetizado. Os mais utilizados na Terra são: A_E , D_{ST} , e K_P .

Os índices A_E e D_{AT} representam os níveis de perturbação dos eletrojetos aurorais e tempestades magnéticas, respectivamente. O nome K_P origina-se de "planetarische Kennziffer" (índice planetário), relacionado com o nível de perturbação do vento solar. Estes índices são derivados de 13 estações em solo, que medem os campos magnéticos obtidos do polo até as regiões equatoriais.

As estações registram os campos magnéticos utilizando os seguintes sistemas de referencia: (H, D, Z) ou (X, Y, Z). H representa a componente horizontal do campo magnético tangente à superfície. Z representa a componente vertical definida como positiva no sentido descendente. A declinação medida do norte verdadeiro é D (positiva para o leste). As relações entre a (H, D, Z) e as componentes (X, Y, Z) são as seguintes: $X = H \cos(D)$, $Y = H \sin(D)$ e $Z = Z$. Notamos também que $B_\lambda = +X$, $B_\phi = +Y$ e $B_r = -Z$.

a) Índice A_E

Este índice fornece informações sobre a atividade das auroras, sendo construído a partir de registros magnéticos obtidos por magnetômetros localizados em toda a zona auroral.

b) Índice D_{ST}

Trata-se de um índice geomagnético que monitora o nível das tempestades magnéticas em todo o mundo. É construído através das médias da componente horizontal do campo magnético, com dados obtidos a partir de magnetômetros instalados em latitudes médias e equatoriais de todo o planeta (PAULINO, 2008).

Os valores negativos do D_{ST} indicam uma tempestade magnética em andamento; valores menores indicam uma tempestade magnética mais intensa. As deflexões negativas no índice Dst são causados por tempestades na corrente de anel que flui ao redor da Terra de leste para oeste no plano equatorial. A corrente de anel é resultado do gradiente diferencial e desvios de curvatura dos elétrons e prótons na região próxima à Terra, e sua força está acoplada às condições do vento solar. Apenas quando existe um campo elétrico para leste no vento solar é que corresponde a um campo magnético interplanetário propagando-se para Sul (IMF), isto quer dizer que existe alguma injeção de campo magnético na corrente de anel que seja significativo para fazer uma alteração no índice D_{ST} , portanto, conhecendo as condições do vento solar e a forma como o vento solar é ligado na corrente de anel, eles podem fazer uma estimativa do índice Dst.



Figura B.1 Variação do índice DST no mês de Janeiro de 2013.

Fonte: http://wdc.kugi.kyotou.ac.jp/dst_realtime/presentmonth/index.htm. Acesso em: 18/01/2013.

c) Índice K_P

O índice K quantifica distúrbios na componente horizontal do campo magnético da Terra, com um número inteiro no intervalo de 0 a 9, sendo 1 calmo e 4 ou mais indicando uma tempestade geomagnética. Este é derivado de flutuações máximas das componentes horizontais observadas em um magnetômetro durante intervalos de três horas. O 'K' vem da palavra alemã "Kennziffer" que significa dígitos característicos. O índice K foi introduzido por Bartels, Heck e Johnston (1939).

O índice planetário oficial K_p é obtido pelo cálculo de uma média ponderada dos índices K , a partir de uma rede de observatórios geomagnéticos. Uma vez que estes observatórios não informam seus dados em tempo real, vários centros de operações em todo o planeta estimam o índice com base em dados disponíveis a partir de sua rede local de observatórios. O índice K_p também foi introduzido por Bartels, Heck e Johnston (1939).

Como o índice K_p consiste em uma escala quase logarítmica, surgiu o índice A_p , que é derivado do índice K_p em uma escala linear. A conversão de um índice para o outro pode ser verificada na .

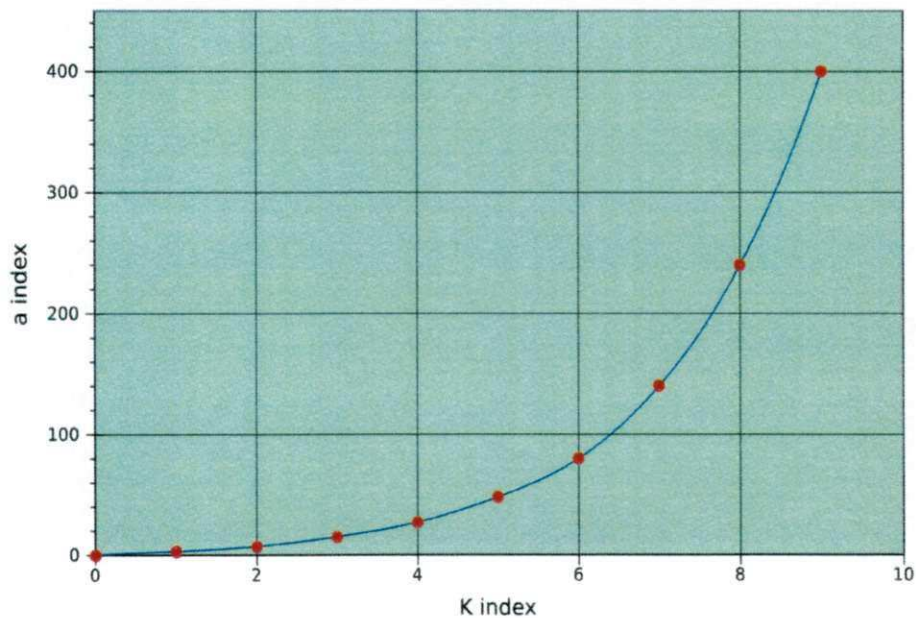


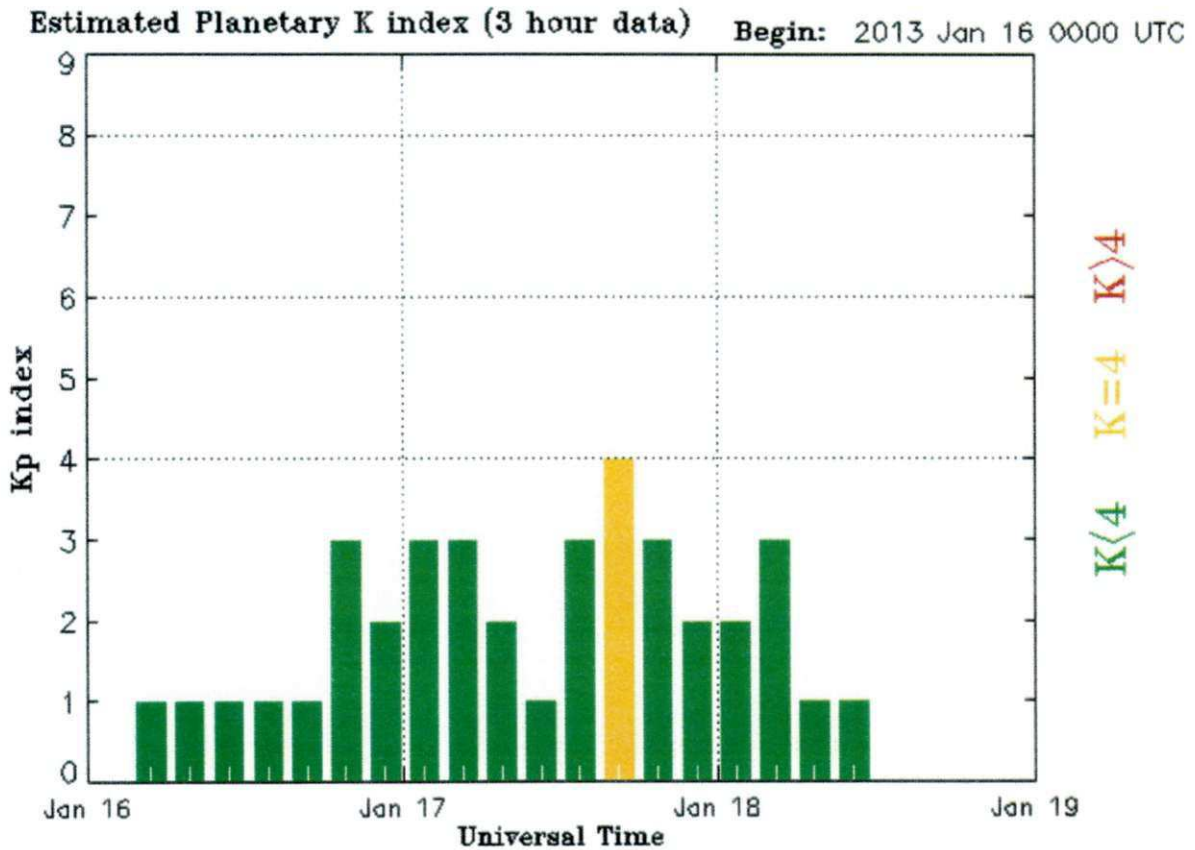
Figura B.2 A relação do índice A_p com K_p .

Fonte: <http://upload.wikimedia.org/wikipedia/commons/thumb/b/b2/Kindex.svg/2000px-K-index.svg.png>. Acesso em: 20/01/2013.

Tabela B.1 Tabela de conversão dos índices K_p e A_p .

K_p	0	0+	1-	1	1+	2-	2	2+	3-	3	3+	4-	4	4+
A_p	0	2	3	4	5	6	7	9	12	15	18	22	27	32

K _p	5-	5	5+	6-	6	6+	7-	7	7+	8-	8	8+	9-	9
A _p	39	48	56	67	80	94	111	132	154	179	207	236	300	400



Updated 2013 Jan 18 14:10:06 UTC

NOAA/SWPC Boulder, CO USA

Figura B.3 Variação do índice Kp para o mês de Janeiro de 2013.

Fonte: http://www.swpc.noaa.gov/rt_plots/kp_3d.html. Acesso em 20/01/2013.

APÊNDICE C GERAÇÃO DE INTERFERÊNCIA.

Supondo que dois filmes dielétricos formem uma cavidade ressonante e considerando que não existem perdas na reflexão, surge um conjunto de ondas estacionárias, semelhantes às de uma corda de violão. Utilizando a matemática, percebemos que o dielétrico age como um filtro de interferência, transmitindo algumas frequências e rejeitando outras.

A função de onda para a corda do violão, quando $y=0$ e $x=0$ a $x=L$, é:

$$\frac{2\pi L}{\lambda} = KL = m\pi \quad (\text{C.1})$$

A solução da equação da onda é:

$$Y(x,t) = Y_m \sin\left(\frac{m\pi x}{L}\right) \cos(\omega_n t) \quad (\text{C.2})$$

Em que $\omega_n = \frac{m\pi c}{L}$ e c = velocidade da luz.

Em um filme dielétrico (Figura C.1), a luz se reflete entre as bordas, formando uma cavidade ressonante com solução igual à Equação (C.2).

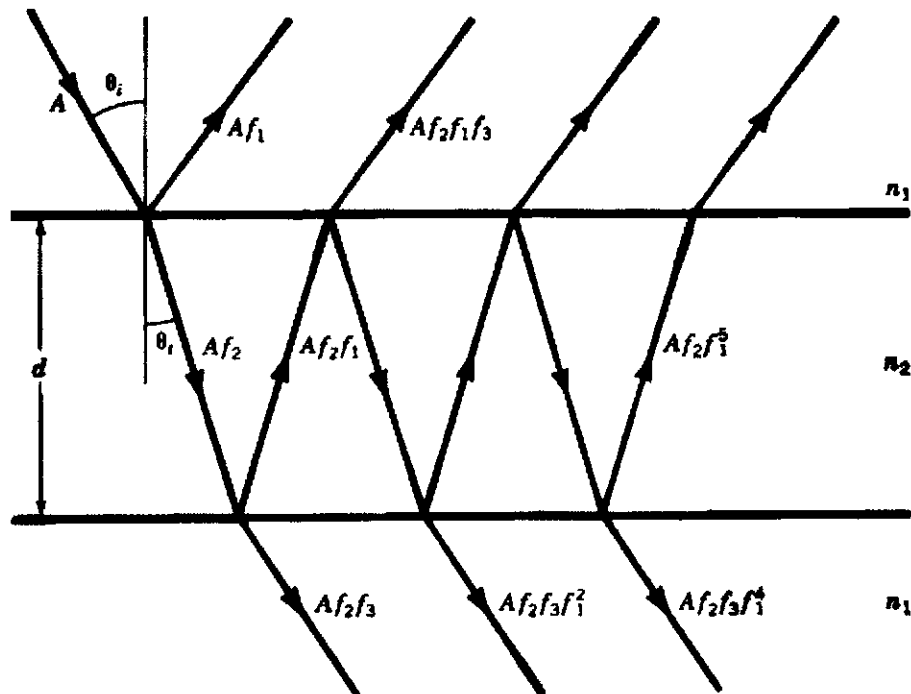


Figura C.1 Reflexão de uma onda plana em uma camada dielétrica plana e paralela.
 Fonte: (GUENTHER, 1990).

Ignorando os campos no filme dielétrico e voltando nossa atenção na direção da luz transmitida através da camada, fazemos a seguinte análise: suponha que uma onda de amplitude, A , incide sobre a camada. Se f_1 é uma fração de A que é refletida pela superfície, f_2 é a fração transmitida dentro da camada e f_3 a fração da onda transmitida para fora do filme. Se a onda incide normalmente sobre a camada, a equação de Fresnel's nos dá:

$$f_2 = \frac{2n_1}{n_1 + n_2}; f_3 = \frac{2n_2}{n_1 + n_2}; f_1 = \frac{\pm(n_2 - n_1)}{n_1 + n_2}. \quad (C.3)$$

Determinando a interferência da onda transmitida, calculando a amplitude e a fase de cada onda. Assumindo que todas as ondas viajam no mesmo caminho ótico, representaremos a primeira onda transmitida por:

$$E = Af_2f_3 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} \quad (C.4)$$

O coeficiente de reflexão da camada do dielétrico é definido como $r=f_1$ e as camadas refletivas são definidas como r^2 .

As amplitudes transmitidas para as várias ondas refletivas formam uma progressão geométrica:

$$E, Er^2, Er^4, \dots \quad (C.5)$$

Cada onda transmitida terá uma diferença de fase constante, relativa ao vizinho, dada pela equação:

$$\delta = \frac{4\pi n_2 d}{\lambda_0} \cos\theta_t \quad (C.6)$$

A fórmula geral da enésima onda transmitida é:

$$Er^{2n} e^{i\delta_n} = r^{2n} A f_2 f_3 e^{i(\omega t - \vec{k} \cdot \vec{r})} e^{in\delta}; n=0, 1, 2, \dots \quad (C.7)$$

Excluimos E da soma porque todas as ondas possuem a mesma frequência e propagam-se em direções paralelas, logo:

$$A = E(1 + r^2 \cos\delta + r^4 \cos 2\delta) + iE(r^2 \sin\delta + r^4 \sin 2\delta + r^6 \sin 3\delta + \dots) \quad (C.8)$$

A intensidade da luz transmitida é:

$$I = AA^* \quad (C.9)$$

De forma que temos a soma dos termos quadráticos das partes reais e imaginárias:

$$I \propto \frac{E^2 [(1 - r^2 \cos\delta)^2 + r^4 \sin^2\delta]}{(1 - 2r^2 \cos\delta + r^4)^2} = \frac{E^2}{1 - 2r^2 \cos\delta + r^4} \quad (C.10)$$

Reescrevendo a equação (C.10):

$$I \propto \frac{E^2}{(1-r^2)^2 + 4r^2 \text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} \quad (\text{C.11})$$

Quando $\delta=0, 2\pi, 4\pi, \dots$, a intensidade é máxima e quando $\delta= \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$, a intensidade é mínima.

Definindo a visibilidade da franja tem-se:

$$v = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (\text{C.12})$$

Trata-se da caracterização útil de interferência. Quanto maior o valor deste parâmetro, mais fácil se torna a observação das franjas. Reescrevendo de outra forma:

$$v = \frac{2r^2}{1+r^4}. \quad (\text{C.13})$$

Escrevendo a intensidade transmitida através da camada dielétrica nos termos de I_{\max} :

$$I = \frac{I_{\max}}{1 + \frac{4r^2}{(1-r^2)^2} \text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right)} = \frac{I_{\max}}{1 + F \text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}, \quad (\text{C.14})$$

Em que F é conhecido como coeficiente de finesse. Reajustando a Equação (C.14):

$$\frac{I}{I_{\max}} = \frac{1}{1 + F \text{sen}^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}. \quad (\text{C.15})$$

Conhecida como função Airy, representando o fluxo de densidade transmitida na distribuição.

O pico de transmissão ocorre quando d é um múltiplo de $\lambda/2$. Na Figura C.2, o pico de transmissão diminui à medida que a refletividade r^2 aumenta.

O valor δ sobre o qual I vai de I_{\max} a $I_{\max}/2$ é a medida da precisão da franja e pode ser obtido se I for igual a I_{\max} , quando $\delta=0$.

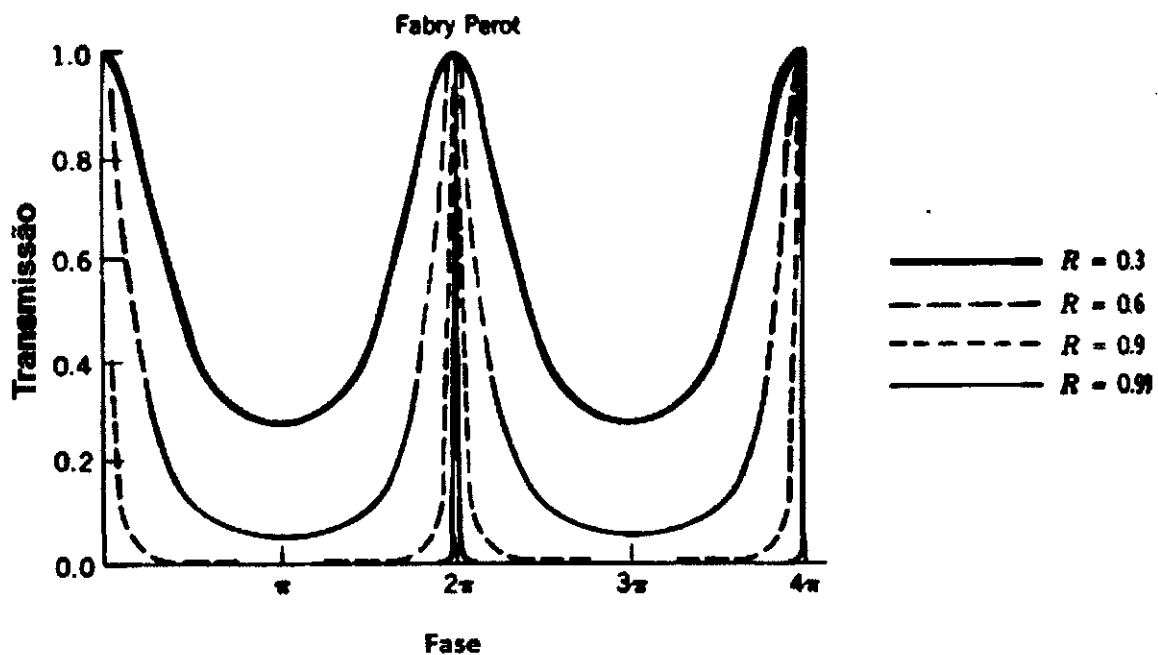


Figura C.2 Gráfico da fração de luz transmitida em função do comprimento do caminho ótico nd para as reflexões 0,3; 0,6; 0,9 e 0,99. As franjas ficam mais estreitas quando a reflexão aumenta.

Fonte: Modificado (GUENTHER, 1990).

Quando $I = I_{\max}/2$, tem-se:

$$\frac{4r^2 \sin^2\left(\frac{\delta}{2}\right)}{(1-r^2)^2} = 1. \quad (\text{C.16})$$

A nitidez da franja:

$$\delta_{1/2} = 2\text{sen}^{-1}\left(\frac{1-r^2}{2r}\right) = 2\text{sen}^{-1}\left(\frac{1}{\sqrt{F}}\right). \quad (\text{C.17})$$

Pode-se concluir que a nitidez aumenta ou diminui com o aumento da refletividade.

O interferômetro Fabry-Perot é construído a partir de duas superfícies altamente refletivas e normalmente separado pelo ar.

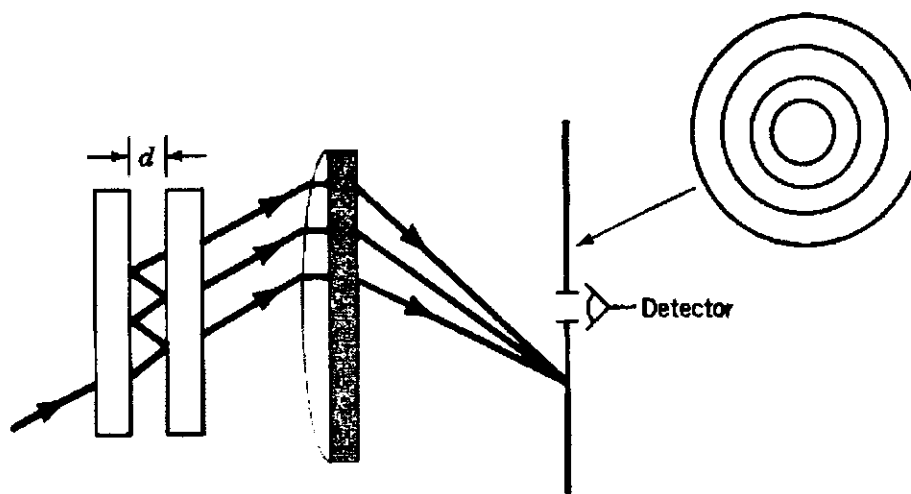


Figura C.3 Arranjo experimental do Fabry-Perot.

Fonte: (GUENTHER, 1990).

Na Figura C.3 apenas um vetor de propagação incide com um ângulo θ . Se outro vetor de propagação incide, este por sua vez só terá uma interferência construtiva para formar uma franja, se $\delta = 2\pi m$, logo:

$$m\lambda = 2nd\cos\theta \quad (\text{C.18})$$

A precisão com que o interferômetro pode medir o comprimento de onda da luminescência é chamada de poder de resolução cromática e é definida como:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (\text{C.19})$$

Em que λ é o comprimento de onda médio da fonte emissora. E $\Delta\lambda$ é a diferença do comprimento de onda para ser resolvido. Para isto define-se um critério para a resolução:

- No caso de ter dois comprimentos de onda λ_1 e λ_2 , assumimos que os mesmos possuem intensidades iguais.
- Os dois comprimentos de ondas são resolvidos, se a metade do valor da intensidade máxima da franja produzido por λ_1 recai na metade da intensidade máxima da franja produzido por λ_2 . Quando isto ocorrer, a intensidade transmitida será constante e d apresentará variação da condição ressonante de λ_1 para a condição ressonante de λ_2 .

O deslocamento de fase migra do máximo da intensidade de λ_1 , para a intensidade máxima de λ_2 ; que é:

$$\Delta\delta = 2\delta_{1/2}. \quad (\text{C.20})$$

A condição para que ocorra interferência é:

$$m\lambda = 2n_2d\cos\theta_1. \quad (\text{C.21})$$

O poder de resolução é:

$$R = \frac{m\pi}{2} \sqrt{F}. \quad (\text{C.22})$$

O pico de intensidade transmitida ocorre quando o espaçamento d é múltiplo de $\lambda/2$, tendo λ como o comprimento de onda na fonte. Toda vez que d é mudado por $\lambda/2$, surge outro pico de intensidade, correspondente ao comprimento de onda λ e é gravado no detector.

A diferença no comprimento de onda $(\Delta\delta)_{Sr}$ corresponde à mudança no d de $\lambda/2$, ou mudança no m em uma ordem (chamado de intervalo espectral do interferômetro).

Este parâmetro é a diferença no comprimento de onda máximo que pode ser medido, de forma que não seja ambíguo no interferômetro. Quando mudamos a ordem de m por 1, mudamos a fase para $\Delta\delta=2\pi$. De forma que o intervalo espectral livre é:

$$(\Delta\lambda)_{SR} = \frac{\lambda^2}{2n_2d}. \quad (C.23)$$

Aumentando a separação de d , aumenta a resolução do Fabry-Perot, porém, há diminuição do intervalo espectral, tornando-se necessário o equilíbrio entre o espaçamento do etalon e a refletividade dos espelhos, para uma obtenção de um intervalo espectral eficiente para a observação do comprimento de onda desejado.

No caso de dois comprimentos de onda apresentar separações maiores que a faixa espectral livre, obtém-se incorreções para os valores da diferença do comprimento de onda. Isto ocorre porque a ordem m no Fabry-Perot é muito grande e não tem acréscimo das franjas.

A separação entre as franjas produz um múltiplo na separação do comprimento de onda verdadeiro. Para assegurar que o múltiplo é um, outro dispositivo de comprimento de onda seletivo é frequentemente utilizado como um pré filtro da luz incidente no interferômetro.

A taxa da faixa espectral livre para uma resolução mínima do comprimento de onda é chamada Finesse F :

$$F = \frac{\pi}{2} \sqrt{F}. \quad (C.24)$$

Finesse é a chave para a verificação do desempenho do interferômetro, que independe do espaçamento d .

Para o cálculo dos ventos e da temperatura termosférica, utilizamos o deslocamento Doppler e o deslocamento Broadening, respectivamente.

1. Deslocamento Doppler.

Quando temos um átomo ou molécula em um gás de baixa pressão, ocorre uma frequência quase monocromática ν_0 que é emitida do conjunto de átomos. Se o átomo se move com velocidade relativa v aproximando-se ou afastando-se do receptor, o observador identificará uma frequência dada por:

$$\nu = \nu_0 \left(1 \pm \frac{v}{c} \right) \quad (\text{C.25})$$

Os sinais (\pm) indicam que a onda está indo na direção do observador (-) e quando se afasta do observador (+). A velocidade da onda é o parâmetro c .

Como $v = \lambda \nu$, se obtêm que:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{\left(1 - \frac{v}{c} \right)} \quad (\text{C.26})$$

Em que λ_0 é o comprimento de onda da fonte.

Determinando a fonte e o local do receptor, podemos calcular a velocidade da fonte (GUENTHER, 1990):

$$v = \left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda} \right) c \quad (\text{C.27})$$

Este é o princípio físico usado para determinar o vento termosférico utilizando o Fabry-Perot.

2. Deslocamento Broadening.

Trata-se da ampliação das linhas espectrais devido ao efeito Doppler causado pela distribuição da velocidade de átomos ou moléculas. As diferentes velocidades que as partículas emitem resultam em deslocamentos diferentes (Doppler), graças ao movimento térmico das partículas. Este deslocamento depende da frequência do espectro, da massa da partícula e de sua temperatura.

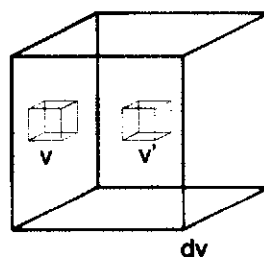
O movimento térmico faz com que a partícula se mova na direção do observador, emitindo uma radiação que é deslocada para altas frequências. Da mesma forma, quando o emissor se afasta, faz com que a frequência seja menor.

Para velocidades térmicas não relativísticas, o deslocamento Doppler para a frequência é:

$$\nu = \nu_0 \left(1 + \frac{v}{c} \right) \quad (\text{C.28})$$

Em que ν é a frequência observada, ν_0 é a frequência quase monocromática emitida do conjunto de átomos, v é a velocidade do emissor para o observador e c é a velocidade da luz.

Uma vez que a distribuição de velocidade se afasta ou aproxima do observador em um elemento de volume do corpo irradiado, o resultado será a ampliação da linha observada.



Em que v é o estado da partícula.

A probabilidade de encontrar uma velocidade v (dentro do elemento de volume dv) será:

$$P_v(v)dv \quad (\text{C.29})$$

Logo, a distribuição correspondente da frequência é:

$$P_v(v)dv = P_v(v) \frac{dv}{d\nu} d\nu. \quad (\text{C.30})$$

Em que $\nu = c \left(\frac{v}{\nu_0} - 1 \right)$, é a velocidade na direção do observador, correspondendo ao deslocamento de ν_0 a ν .

Portanto:

$$P_v(v)dv = P_v \left[c \left(\frac{\nu}{\nu_0} - 1 \right) \right] \frac{c}{\nu_0} d\nu \quad (\text{C.31})$$

Podemos também expressar o comprimento de onda λ , utilizando o limite não relativístico:

$$\frac{\lambda - \lambda_0}{\lambda_0} \approx -\frac{\nu - \nu_0}{\nu_0} \Rightarrow d\lambda \approx -d\nu, \quad (\text{C.32})$$

Então:

$$P_\lambda(\lambda)d\lambda = \frac{c}{\lambda_0} P_v \left[c \left(1 - \frac{\lambda}{\lambda_0} \right) \right] d\lambda. \quad (\text{C.33})$$

A distribuição de velocidade de Maxwell é:

$$P_v(v)dv = \sqrt{\frac{m}{2\pi K_B T}} e^{-\frac{mv^2}{2K_B T}} dv. \quad (C.34)$$

Em que m é a massa da partícula emissora, K_B é a constante de Boltzmann e T é a temperatura (K).

Assim sendo, temos:

$$P_\nu(\nu)d\nu = \frac{c}{\nu_0} \sqrt{\frac{m}{2\pi K_B T}} e^{-\frac{m \left[c \left(\frac{\nu}{\nu_0} - 1 \right) \right]^2}{2K_B T}} d\nu$$

$$P_\nu(\nu)d\nu = \sqrt{\frac{mc^2}{2\pi K_B T \nu_0^2}} e^{-\frac{mc^2(\nu-\nu_0)^2}{2K_B T \nu_0^2}} d\nu. \quad (C.35)$$

Como esta equação apresenta o mesmo formato de uma distribuição normal padrão, temos que a variância é:

$$\frac{1}{\sigma^2} = \frac{mc^2}{K_B T \nu_0^2}. \quad (C.36)$$

O desvio padrão é:

$$\sigma = \sqrt{\frac{K_B T}{mc^2}} \nu_0. \quad (C.37)$$

A Figura C.4 apresenta o espectro em uma dimensão na qual o vento é extraído da amplitude do espectro e a temperatura da largura do espectro, a partir das relações do deslocamento Doppler e do deslocamento Broadening.

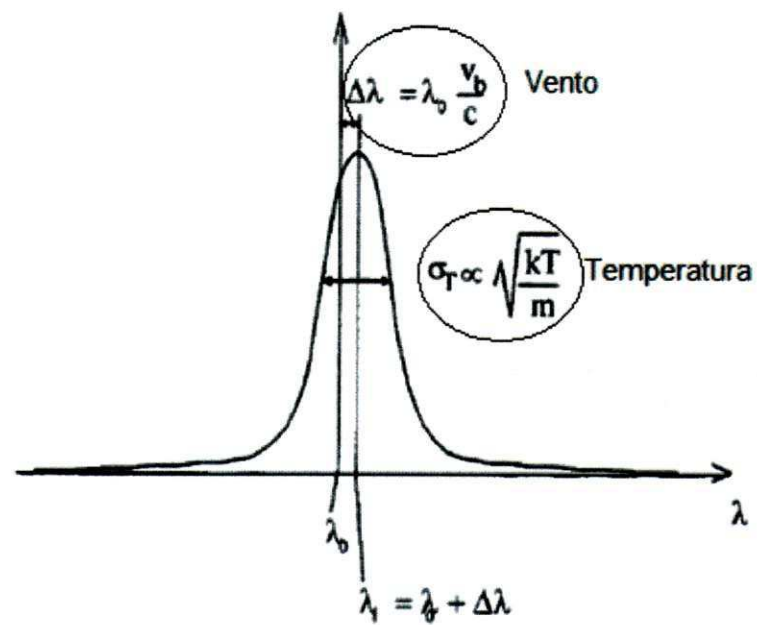


Figura C.4 Espectro unidimensional de uma franja de interferência, indicando onde são extraídos os ventos e a temperatura do espectro.