



**UNIVERSIDADE FEDERAL DE CAMPINA GRANDE
CENTRO DE CIÊNCIAS E TECNOLOGIA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM
FÍSICA**

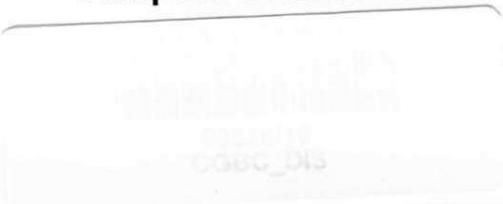
DISSERTAÇÃO DE MESTRADO

**CÁLCULO DA VELOCIDADE DE CRESCIMENTO VERTICAL
DAS BOLHAS DE PLASMA IONOSFÉRICO OBSERVADO PELO
IMAGEAMENTO DO AIRGLOW OI 630,0 nm**

Ramon Viana de Sousa

Campina Grande - PB

Handwritten notes:
D.V.
551
5423



Ramon Viana de Sousa

**CÁLCULO DA VELOCIDADE DE CRESCIMENTO VERTICAL
DAS BOLHAS DE PLASMA IONOSFÉRICO OBSERVADO PELO
IMAGEAMENTO DO AIRGLOW OI 630,0 nm**

Dissertação de Mestrado apresentada ao
Programa do Curso de Pós-Graduação em
Física da Universidade Federal de Campina
Grande, como requisito para obtenção do
título de mestre.

Orientadores:

Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros

Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa

Campina Grande - PB

2010



FICHA CATALOGRÁFICA ELABORADA PELA BIBLIOTECA CENTRAL DA UFCC

S729c

Sousa, Ramon Viana de.

Cálculo da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma ionosférico observado pelo imageamento do airglow OI 630,0nm /Ramon Viana de Sousa. — Campina Grande, 2010.

98 f.: il. color

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

Referências.

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

1. Bolhas de Plasma. 2. Aeroluminescência. 3. Deriva Vertical. 4. Ionosfera. I. Título.

CDU 551.51(043)

RAMON VIANA DE SOUSA

**CÁLCULO DA VELOCIDADE DE CRESCIMENTO VERTICAL DAS BOLHAS DE
PLASMA IANOSFÉRICO OBSERVADO PELO IMAGEAMENTO DO AIRGLOW OI
630,0NM**

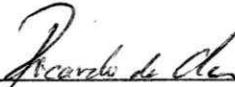
Dissertação aprovada em 31/03/2010

BANCA EXAMINADORA



(Presidente)

Prof. Dr. Amauri Fragoso de Medeiros
Unidade Acadêmica de Física - UFCG



(Membro Interno)

Prof. Dr. Ricardo Arlen Buriti da Costa
Unidade Acadêmica de Física - UFCG



(Membro externo)

Prof. Dr. Lourivaldo Mota Lima
Departamento de Física - UEPB



(Membro Interno)

Prof. Dr. Aécio Ferreira de Lima
Unidade Acadêmica de Física - UFCG

DEDICATÓRIA

Dedico este trabalho a minha esposa **Rossana**, amiga, companheira e grande incentivadora, e a nossos filhos **Rafaela** e **Rafael** por se constituírem no meu estímulo que me impulsionaram a buscar novos conhecimentos. Meus agradecimentos pelas longas horas que lhes foram furtadas.

AGRADECIMENTOS

Agradeço a todos que de alguma forma colaboraram para realização deste trabalho, em especial:

- ✓ A Deus por ter me iluminado e transmitido força para realizar com êxito este trabalho.
- ✓ Aos Drs. Amauri fragoso de Medeiros e Ricardo Arlen Buriti, primeiramente por ter sugerido o tema da pesquisa abordada, e depois, pela eficiente orientação e incentivo no desenvolvimento de todas as etapas do trabalho.
- ✓ A todos os meus professores em dividir seus conhecimentos durante os cursos ministrados.
- ✓ A todo povo brasileiro que financia nossos estudos através do pagamento de tributos.
- ✓ A todos os meus companheiros de sala de aula que compartilhamos o conhecimento, dúvidas, sofrimentos e aprendizados.
- ✓ Aos verdadeiros mestres de minha vida, meus pais Argemiro e Teresinha, que me deram a vida e ensinaram a vivê-la com dignidade. A você mãe, que ilumina minha vida com amor e dedicação e a você pai, meu exemplo de ser humano, de caráter e honestidade que me ensina a enfrentar sem medo todos os obstáculos da minha vida.
- ✓ A minha esposa Rossana e meus filhos Rafaela e Rafael pelo apoio, companheirismo, paciência, incentivo, uma verdadeira fonte de inspiração para não fraquejar durante todo o curso.
- ✓ A minha irmã Bianca, por todo apoio, incentivo e contribuição na organização do trabalho.
- ✓ Ao meu irmão Robério, por todo apoio e incentivo.

SOUSA, R. V. Cálculo da Velocidade de Crescimento Vertical das Bolhas de Plasma Ionosférico Observado pelo Imageamento do Airglow OI 630,0 nm. Dissertação de Mestrado. Universidade Federal de Campina Grande – UFCG. Orientador: Amauri Fragoso de Medeiros.

RESUMO

Este trabalho teve como objetivo calcular a velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma em São João do Cariri (7,4°S, 36,5°O, 12,25°S de dip latitude) para o período de setembro a novembro de 2005. Para isto, utilizou-se a técnica óptica da aeroluminescência (airglow) OI 630,0 nm. O OI 630,0 nm é uma luz vermelha proveniente do oxigênio atômico da termosfera a uma altitude em torno de 250 km cuja intensidade é diretamente proporcional à densidade eletrônica (concentração de elétrons). Como as bolhas de plasma ionosféricas são regiões em que a densidade eletrônica é fortemente reduzida em relação a sua vizinhança, a intensidade da aeroluminescência OI 630,0 nm também diminui nestas regiões. Desta forma, observando a intensidade da aeroluminescência OI 630,0 nm é possível verificar a ocorrência das bolhas ionosféricas. A intensidade da aeroluminescência OI 630,0 nm pode ser observada em imagens monocromáticas digitais. Foram desenvolvidos dois aplicativos computacionais na linguagem de programação IDL 6.2, um para processar as imagens digitais e o outro para calcular a velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma com uma maior precisão. As imagens analisadas neste trabalho foram registradas por um instrumento denominado imageador all-sky operando em São João do Cariri. As conclusões gerais deste estudo foram às seguintes: 1) A velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma apresentou uma variação elevada no intervalo de tempo de cada noite observada, tendo desta forma um valor elevado em seu desvio padrão (entre 15 e 43 m/s), 2) A intensidade da velocidade de crescimento vertical das bolhas é relativamente maior durante o período de atividade solar alta, 3) Observamos que existe uma forte correlação entre a magnitude do pico pré-reversão da deriva vertical da camada F, ao entardecer, e a intensidade da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma.

Palavras chaves: Bolhas de plasma, Aeroluminescência, Deriva vertical, Ionosfera.

Sousa, R.V. Calculation of the vertical growth velocity of plasma bubbles ionosphere observed by imaging the airglow OI 630.0 nm. Thesis. Federal University of Campina Grande - UFCG. Advisor: Amauri Fragoso de Medeiros.

ABSTRACT

This work aimed to objective calculate the speed of plasma bubbles's vertical growth at São João do Cariri (7.4°S, 36.5 ° W, 12.25°S de dip latitude) for the period September to November 2005. For this, we used the optical technique of airglow OI 630.0 nm. The OI 630.0 nm is a red light from the atomic oxygen thermosphere at an altitude around 250 km whose intensity is directly proportional to the electron density (concentration of electrons). Because the ionosphere plasma bubbles are regions where the electron density is greatly reduced as compared to its neighborhood, the intensity of the OI 630.0 nm airglow also decreases in these regions. Thus, observing the intensity of the OI 630.0 nm airglow can check the occurrence of ionospheric bubbles. The intensity of the OI 630.0 nm airglow can be observed by digital monochrome images. Two applications were developed in the computer programming language IDL 6.2, one to process the digital images and the other to calculate the speed of vertical growth of plasma bubbles with greater precision. The images analyzed in this work were recorded by an instrument called all-sky imager operating in São João do Cariri. The general conclusions of this study were the following: 1) the vertical growth velocity of plasma bubbles showed a high variation the time interval observed each night, thereby having a high value on its standard deviation (between 15 and 43 m/s), 2) the intensity of the vertical growth rate of the bubbles is relatively higher during the period of high solar activity, 3) observed that there is a strong correlation between the magnitude of the pre-reversal vertical drift layer F, later afternoon, and the intensity of the vertical growth velocity of plasma bubbles.

Key words: plasma bubbles, airglow, derives vertical, ionosphere.

SUMÁRIO

LISTA DE FIGURAS
LISTA DE TABELAS
LISTA DE SÍMBOLOS

1 INTRODUÇÃO.....	17
2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA.....	20
2.1 ATMOSFERA NEUTRA.....	20
2.2 EQUACÕES FUNDAMENTAIS DA DINÂMICA DO PLASMA IONOSFÉRICO.....	22
2.2.1 <i>Equação Hidrostática</i>	23
2.2.2 <i>Equação da continuidade</i>	23
2.2.3 <i>Equação do movimento</i>	25
2.2.4 <i>Equação da Conservação da Energia Termodinâmica</i>	26
2.3 IONOSFERA.....	27
2.3.1 <i>Formação da ionosfera</i>	27
2.3.2 <i>Análise das regiões ionosféricas</i>	29
2.4 PROCESSOS DE TRANSPORTE DO PLASMA NA IONOSFERA....	31
2.4.1 <i>Equação da Continuidade</i>	31
2.4.2 <i>Equação do movimento</i>	32
2.5 CAMPOS ELÉTRICOS E DERIVAS DO PLASMA NA REGIÃO F EQUATORIAL.....	39
2.5.1 <i>Deriva Eletromagnética Vertical ExB</i>	39
2.5.2 <i>Comportamento Sazonal do Pico Pré-reversão na Deriva Vertical ExB</i>	39
2.6 IRREGULARIDADES DO PLASMA NA REGIÃO F DA IONOSFERA.....	42
2.6.1 <i>Teoria Linear de Instabilidade Rayleigh – Taylor</i>	44
2.7 AS PRINCÍPAIS EMISSÕES DE LUMINESCÊNCIA ATMOSFÉRICA NA REGIÃO DA IONOSFERA.....	46

2.7.1 A Linha Vermelha OI 630,0 nm.....	50
2.7.2 A Linha Verde OI 557,7 nm.....	51
2.7.3 A Linha OI 777,4 nm.....	51
3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA.....	54
3.1 INSTRUMENTAÇÃO DE LUMINESCÊNCIA ATMOSFÉRICA.....	54
3.1.1 Imageador all Sky.....	55
3.1.2 Linearização das imagens obtidas com o imageador "all-Sky"..	57
3.2 PERÍODO DE OBSERVAÇÃO.....	61
3.3 O CRESCIMENTO VERTICAL DAS BOLHAS DE PLASMA.....	64
3.3.1 Método usado para o cálculo do crescimento vertical das bolhas de plasma.....	64
4 RESULTADOS E DISCUSSÕES.....	78
4.1 BASE PARA ANÁLISE DOS DADOS.....	78
4.2 A VELOCIDADE DE CRESCIMENTO VERTICAL DAS BOLHAS DE PLASMA.....	78
4.3 MÉTODOS USADOS PARA MEDIÇÃO DA VELOCIDADE DE DERIVA DE PLASMA E IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS	81
4.4 COMPORTAMENTO DA VELOCIDADE DE CRESCIMENTO VERTICAL DAS BOLHAS DE PLASMA NO PERÍODO DO PICO PRÉ- REVERSÃO.....	85
5 CONCLUSÕES.....	90
REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS.....	93

LISTA DE FIGURAS

Figura 1. A Atmosfera Terrestre de 0 a 1000 km, dividindo-se acordo com ao seu perfil de temperatura ou de acordo com sua composição.....	21
Figura 2. Variação de alguns constituintes do ar atmosférico com a altura	22
Figura 3. Gráfico que representa a produção da ionização na atmosfera, mostrando a interação da radiação solar com os gases atmosféricos, cuja densidade decresce exponencialmente com a altitude, dando origem à camada de Chapman.....	28
Figura 4. Classificação das Camadas Ionosféricas de acordo com densidade eletrônica em função da altitude.....	29
Figura 5. Gráfico da variação com a altitude das frequências de colisões ω_i e ω_e e das frequências de giro ω_{wi} e ω_{we} . As linhas tracejadas representam o período noturno.....	36
Figura 6. Configuração esquemática dos meridianos magnético e geográfico em relação ao terminadouro.....	41
Figura 7. Ilustração do deslocamento de uma bolha de plasma ao longo do equador.....	43
Figura 8. Esquema da instabilidade de Rayleigh-Taylor na interface entre duas regiões de maior e menor densidade.....	44
Figura 9. Localização do observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba em São João do Cariri, juntamente com a linha do Equador Magnético e o campo de visualização do imageador "all-sky".....	46

Figura 10. Gráficos das principais emissões em função das altitudes das camadas.....	49
Figura 11. Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP) em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°W).....	55
Figura. 12. Diagrama em blocos do imageador “all sky” com câmara CCD	56
Figura 13. Esquema mostrando as transformações das coordenadas originais para as coordenadas geográficas.....	58
Figura 14. Geometria da camada do airglow na atmosfera terrestre.....	59
Figura 15. Representa transformação de coordenadas: a) imagem original obtida na CCD e b) imagem corrigida.....	61
Figura 16. Evolução temporal das bolhas de plasma não linearizadas observadas na noite 01 de outubro de 2005 em São João do Cariri, com o imageamento da emissão OI 6300, com área de projeção 2048 x 2048 km ²	65
Figura 17. Sequência temporal de imagens linearizadas da emissão OI 6300 obtidas em São João do Cariri na noite 01 de outubro de 2005, com área de projeção 1024 x 1024 km ²	67
Figura 18. Ilustração da variação da inclinação magnética em diferentes locais da Terra.....	69
Figura 19. Representação do airglow OI6300 observado no Observatório de São João do Cariri, das linhas de força do campo magnético e o dip latitude para cada altura apex traçado.....	70

Figura 20 (a) Imagem do airglow OI 6300 com as linhas correspondentes ao dip latitude, com área de projeção 2048 x 2048 km ²	71
Figura 20 (b). Imagem com as linhas representando as alturas apex, com área de projeção 2048 x 2048 km ²	72
Figura 21. Sequência temporal de imagens linearizadas da emissão OI 6300 com as alturas apex representadas em todos os pontos da bolha de plasma obtidas em São João do Cariri na noite 01 de outubro de 2005, com área de projeção de 2048 x 2048 km ²	73
Figura 22. Ilustração do deslocamento da bolha de plasma na ionosfera com seus respectivos valores de dip latitude e altura apex observado no Observatório de São João do Cariri.....	75
Figura 23. Gráfico do comportamento da velocidade de crescimento vertical da bolha de plasma em sua evolução temporal na noite de 01 de outubro de 2005.....	76
Figura 24. Representação do comportamento da velocidade de crescimento vertical da bolha de plasma obtida através do ajuste linear utilizando o método dos mínimos quadrados.....	77
Figura 25. Distribuição das velocidades médias crescimento vertical das bolhas de plasma ao longo dos dias observados.....	79
Figura 26. Distribuição da média do fluxo solar F 10.7 cm ao longo do período observado do ano de 2005.....	79
Figura 27. Distribuição das velocidades médias e do desvio padrão ao longo do período de observação.....	81
Figura 28. Representação gráfica de um Ionograma.....	83

Figura 29. Comportamento das médias mensais de deriva vertical na camada ionosférica em fortaleza, obtidos através de ionogramas..... 84

Figura 30. Gráficos do comportamento da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma para dias dos meses de setembro, outubro e novembro de 2005 em São João do Cariri..... 89

LISTA DE TABELAS

Tabela 1 Principais emissões da luminescência atmosférica noturna na região F da ionosfera.....	49
Tabela 2 Noites de ocorrências das bolhas de plasma ionosféricas através das imagens digitais em São João do Cariri.....	62
Tabela 3. Noites de ocorrências das bolhas de plasma ionosféricas com os seus respectivos horários locais.....	63
Tabela 4 Variação temporal da extremidade inferior da bolha, dip latitude, altura apex no equador, velocidade média crescimento vertical da bolha e o desvio padrão.....	74

LISTA DE SÍMBOLOS

p - Pressão Hidrostática do gás neutro

k - Constante de Boltzmann

\vec{g} - Vetor aceleração da gravidade

m - Massa do constituinte neutro

T - Temperatura absoluta (Kelvin)

H - Altura de escala

u - Componente da velocidade na direção x

v - Componente da velocidade na direção y

w - Componente da velocidade na direção z

\int - Operador de integral

d/dt - Operador de derivada total

$\partial/\partial t$ - Operador de derivada parcial

\vec{U} - Velocidade do vento

$\vec{\Omega}$ - Velocidade angular da Terra

\vec{V} - Velocidade de deriva dos íons

ρ - Densidade de massa do gás neutro

∇ - Operador gradiente

ν - Frequência de colisão entre partículas neutras e íons

μ - Coeficiente de viscosidade molecular

\vec{g} - Aceleração gravitacional

u - Energia interna por unidade de massa

q - Fluxo molecular de energia interna

\vec{E} - Campo elétrico

\vec{B} - Campo magnético

α - Coeficiente de recombinação efetiva

n - Densidade eletrônica

β - Coeficiente de recombinação efetiva

$\partial n/\partial t$ - Representa a taxa de mudança temporal da concentração eletrônica

P - Termo de produção da ionização
 L - Termo de perda da ionização
 V - Velocidade das partículas
 $n\vec{V}$ - Fluxo das partículas de concentração n
 m_i e m_e - Massas dos íons e elétrons respectivamente
 N - Densidade numérica
 e - Carga eletrônica
 σ - Tensor condutividade
 j - Densidade de corrente
 V_e e V_i - Velocidades dos elétrons e íons respectivamente
 U - Velocidade dos ventos neutros
 ν_{ei} - Frequência de colisão entre elétrons e íons
 OI - Emissão do oxigênio atômico
 y_1, α_s, A_s - Representam os coeficientes das reações
 R - Raio da Terra 6378km
 el - Ângulo de elevação
 (i, j) - Coordenadas da CCD
 (x, y) - Coordenadas geográficas (zonal, meridional)
 (f, g) - Coordenadas padrão
 (az, el) - Coordenadas (azimute, elevação)
 $F_{10.7}$ - Fluxo solar em 10,7 cm
 $G(el)$ - Função da lente "all-sky"
 I - Ângulo de inclinação magnética
 λ_d - Dip latitude

1 INTRODUÇÃO

Na termosfera, camada mais extensa da atmosfera terrestre situada entre 60 e 1000 km de altitude, encontra-se uma região conhecida como ionosfera. A ionosfera terrestre consiste de um plasma parcialmente ionizado, devido à absorção de radiações no espectro do extremo ultravioleta (EUV) e dos raios X, formando um plasma ionosférico com alta densidade de cargas livres (elétrons, íons positivos e negativos). De acordo com a densidade eletrônica é possível dividi-la em regiões D, E, F₁ e F₂, onde cada região absorve taxas diferentes das radiações.

Atualmente a ionosfera terrestre é objeto de inúmeras pesquisas, onde diversos métodos têm sido utilizados para obter informações desta camada e entender uma grande variedade de fenômenos que nela ocorrem. Dentre os fenômenos observados na ionosfera terrestre estão as irregularidades do plasma. As irregularidades no plasma da região F da ionosfera se dá pela variação de sua densidade. Os primeiros a detectar estas irregularidades foram Booker e Wells em 1938, com instrumentos de radiossondagem. Na ocasião eles observaram que os sinais de rádio refletidos pela ionosfera apresentavam um tipo de degradação ou espalhamento numa determinada faixa de altitudes ou de frequências. As irregularidades na densidade de plasma na região F produzem um padrão característico de espalhamento nos sinais das ondas de rádio recebidos por ionossondas e são representados em gráficos denominados ionogramas. Quando estas irregularidades são em grandes escalas, denominamos de bolhas de plasma ionosféricas. As bolhas de plasma têm sua origem na ionosfera equatorial e constituem-se de regiões onde a densidade do plasma é fortemente reduzida em relação a sua vizinhança. Elas surgem na base da camada F, após o pôr-do-sol, a partir de perturbações iniciais da ionização e propagam-se a altitudes elevadas até o seu desaparecimento por volta da meia noite. A evolução vertical das bolhas de plasma apresenta-se numa direção quase alinhada as linhas de campo geomagnético devido a efeitos gravitacionais e difusivos (FEJER e KELLEY,

1980), enquanto a deriva zonal é controlada pela ação conjunta dos campos elétricos e magnéticos, $\vec{E} \times \vec{B}$.

A importância do estudo das bolhas de plasma se dá pelas interferências que podem causar na propagação de sinais de rádio, seja nas telecomunicações ou sistemas de navegação e posicionamento, como os GPS (Global Positional Systems). Nos telefones, por exemplo, a interferência pode ser percebida pela ausência de sinais ou por ruídos intensos. No caso do GPS pode provocar erros de posicionamento graves, podendo também sofrer ausência, variando deste minutos até várias horas.

O objetivo deste trabalho é calcular e analisar a velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma, utilizando imagens das emissões do OI 630,0 nm obtidas com um imageador tipo "all-sky" instalado em São João do Cariri (7,4°S, 36,6°O, 12,25°S de dip latitude), para o período de setembro, outubro e novembro de 2005. Para determinar a velocidade de crescimento das bolhas de plasma foi desenvolvido um programa computacional interativo no ambiente do Interactive Data Language (IDL), versão 6.2. Com este programa foi possível gerar gráficos correspondente ao dip latitude e sua altura apex para todo o campo visual do imageador "all-sky". A altura apex consiste na altitude atingida por uma bolha de plasma na região equatorial, podendo obter desta forma o deslocamento da bolha de plasma em sua evolução temporal.

Além disso, foi estudada a correlação entre o comportamento da intensidade da velocidade média do crescimento vertical das bolhas nos dias observados de cada mês com a atividade solar e com o pico de pré-reversão, que consiste numa máxima velocidade de deriva de plasma, causado pelo aparecimento de campos elétricos de polarização na região F com magnitudes relativamente maiores, fazendo com que a deriva eletromagnética vertical sofresse um aumento repentino de velocidade após o pôr-do-sol. Esses campos elétricos são gerados por ventos termosféricos (dínamo da região F), os quais surgem devido à diminuição da condutividade da região E, imediatamente ao entardecer (RISHBETH, 1971).

O capítulo 2 apresenta uma revisão bibliográfica que mostrará uma análise física e matemática nos tópicos de fundamentação teórica com a finalidade de facilitar o entendimento dos resultados obtidos.

No capítulo 3, apresentamos um estudo básico sobre a finalidade, princípio de funcionamento, a aquisição de dados e o tratamento dos dados do imageador “all-sky”. Ainda, neste capítulo, se apresentará a metodologia usada para calcular a velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma.

No capítulo 4, apresentamos e discutimos os principais resultados encontrados durante a pesquisa. Por fim, no capítulo 5 apresentamos as principais conclusões do trabalho.

2 REVISÃO BIBLIOGRÁFICA

2.1 ATMOSFERA NEUTRA

A atmosfera terrestre pode ser classificada de acordo com a variação de temperatura, onde será dividida em camadas e por sua composição química ou processos físico-químicos predominantes em cada faixa de altitude. A energia fornecida pela radiação solar e absorvida pela atmosfera será responsável pelas transformações químicas e variações da temperatura em cada camada atmosférica.

O comportamento das variações da temperatura de acordo com a altitude provocada pela radiação solar pode ser visualizado na Figura 1. A camada mais próxima da superfície é a **troposfera**, começando no solo e estendendo-se aproximadamente 15km de altitude; nesta região a temperatura decresce com a altitude até atingir a tropopausa, devido a quantidade de constituintes (vapor de água, dióxido de carbono) da atmosfera diminuir, onde estes são grandes absorvedores de calor, desta forma menos se faz sentir o calor liberado pelo globo (radiação terrestre), o gradiente térmico é aproximadamente de 6K/km. Acima da tropopausa temos a **estratosfera**; nesta região o gradiente de temperatura se inverte, resultado da absorção pelo ozônio da radiação solar ultravioleta (UV) e atinge a temperatura máxima em torno de 50km de altitude, na estratopausa. Acima da estratosfera está a **mesosfera**, onde a temperatura decresce com a altitude, a nova inversão do gradiente térmico ocorre devido à diminuição de constituintes, especialmente o ozônio, a temperatura atinge seu menor valor na atmosfera (130 - 200K), na mesopausa em torno de 85km de altitude. Localizada acima da mesopausa, temos a **termosfera**. Nesta região o ar encontra-se rarefeito e a radiação solar, muito intensa, ioniza as moléculas dos gases que encontra nesta camada. A temperatura aumenta com a altitude, atingindo um máximo de aproximadamente 1000K, devido à absorção das radiações ultravioletas pelo oxigênio atômico. No topo da termosfera existe ainda uma camada de transição

chamada de termopausa. Esta faz a separação entre a termosfera e a **exosfera**, que pode ser considerada como o limite da atmosfera, sendo a sua altitude ilimitada, pois os números de constituintes vão diminuindo gradualmente sem que exista um limite definido.

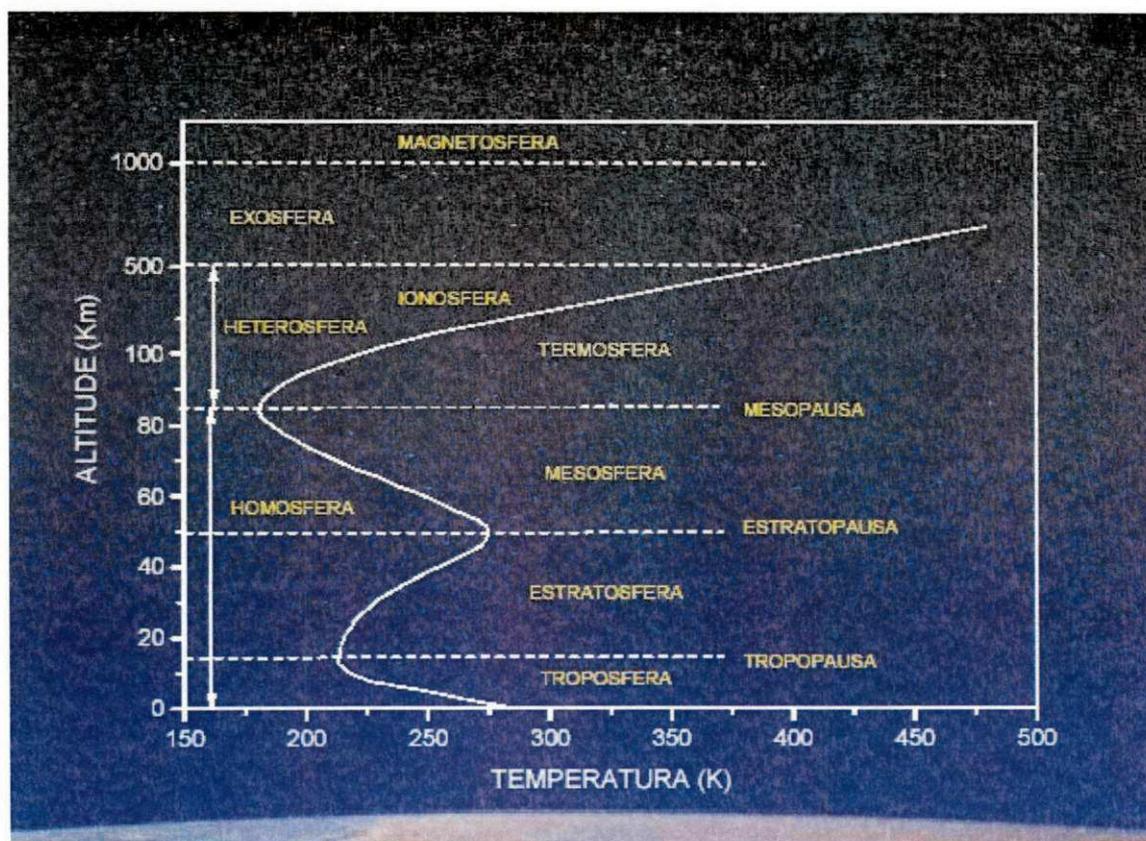


Figura 1. A Atmosfera Terrestre de 0 a 1000 km, dividindo-se acordo com ao seu perfil de temperatura ou de acordo com sua composição.

Fonte: Brasseur e Solomon, 1986, modificado por Grellmann, 2005.

Quanto à composição química, podemos visualizar através da figura 1 que temos a atmosfera dividida em duas regiões: a **homosfera**, que se estende do solo até uma altitude de aproximadamente 85 km, onde a mistura de gases é praticamente constante; nesta região temos uma proporção considerável do nitrogênio (N_2) de 78% e do oxigênio (O_2) de 21%, sendo os gases restantes o argônio (Ar), dióxido de carbono (CO_2), os gases nobres e outros em porções menores. Ainda que em menor proporção, CO_2 , H_2O e O_3 apresentam um importante papel, pois são grandes absorvedores da radiação solar (KIRCHHOFF, 1991). Esta região protege os seres vivos da Terra contra a ação dos raios ultravioleta. Acima da homosfera temos a região da

heterosfera, onde o nitrogênio e o oxigênio deixam de serem constituintes majoritários, esta função passa respectivamente para o oxigênio atômico, hélio e hidrogênio, à medida que a altitude aumenta. Podemos visualizar através da Figura 2 a variação da concentração de alguns constituintes atmosféricos em função da altura.

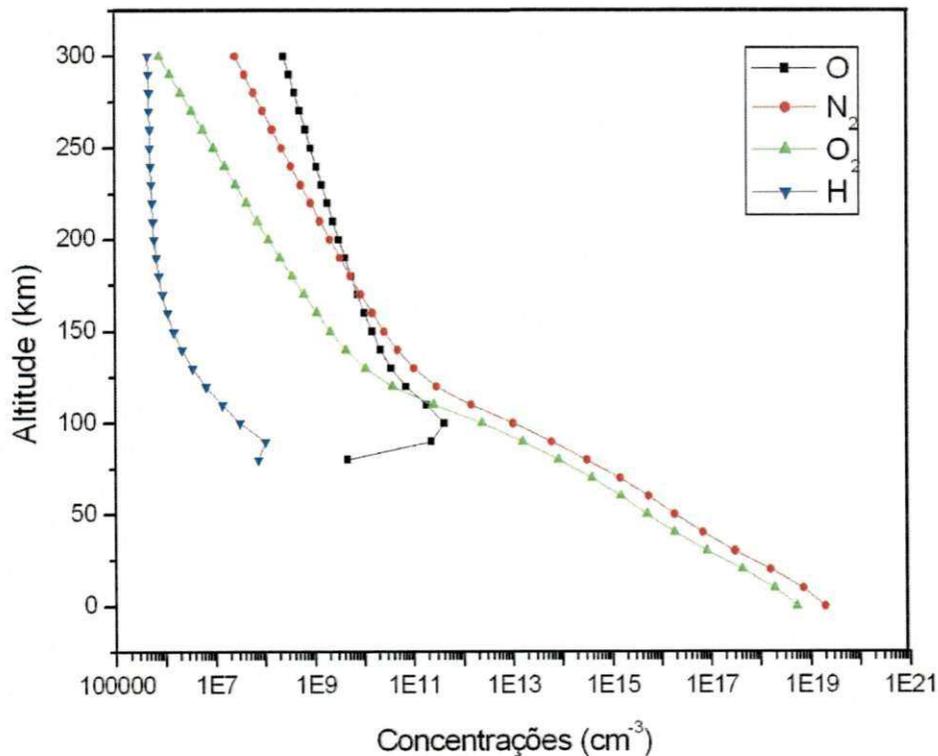


Figura 2. Perfil vertical de concentração de alguns componentes da atmosfera segundo o modelo MSIS-90 para São João do Cariri (7,4°S, 36,6°O, 12,25°S de dip latitude) em 25/11/2009.

2.2 EQUACÕES FUNDAMENTAIS DA DINÂMICA DO PLASMA IONOSFÉRICO

Os movimentos atmosféricos são analisados por três princípios físicos fundamentais:

- Conservação de massa;
- Conservação da quantidade de movimento;
- Conservação de energia.

As leis básicas da conservação podem ser expressas matematicamente pelas equações da hidrostática, da continuidade, do movimento e da conservação de energia termodinâmica.

2.2.1 Equação Hidrostática

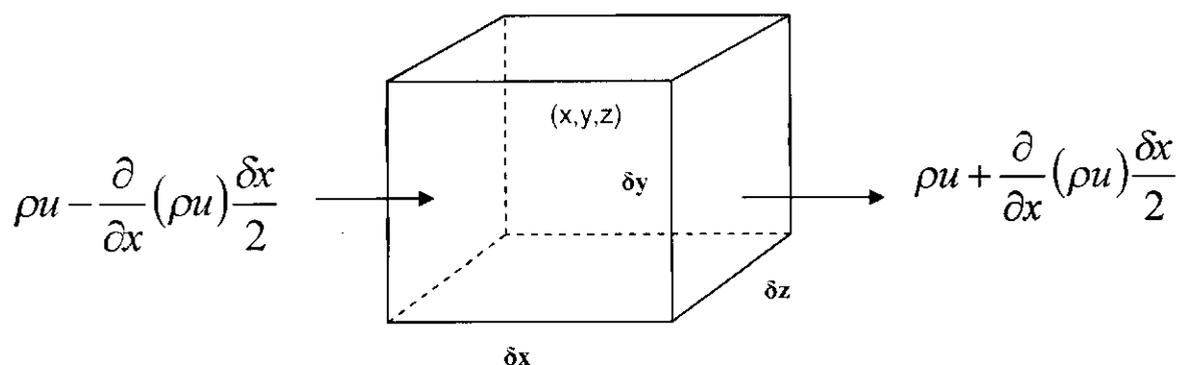
Em toda a atmosfera terrestre podemos analisar, para cada altitude, a pressão exercida por uma massa de ar acima desta altitude (pressão atmosférica), onde no estado de equilíbrio estático, o gradiente de pressão vertical anula-se com o efeito da força de gravidade, logo a equação hidrostática é representada da seguinte forma:

$$p(z) = p_0 \exp\left(-\int_{z_0}^z \frac{dz}{H}\right) \quad (2.1)$$

Sendo que H é a escala de altura definida por $H = kT / mg$, onde:

2.2.2 Equação da continuidade

Considere um volume elementar δx , δy e δz o qual está fixo em relação a um sistema de coordenadas cartesianas.



A massa que entra pelos lados deve ser igual à taxa de acúmulo de massa dentro do volume. A razão líquida do escoamento no volume devido à componente x da velocidade será:

$$\left[\rho u - \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) \frac{\delta x}{2} \right] \delta y \delta z - \left[\rho u + \frac{\partial}{\partial x}(\rho u) \frac{\delta x}{2} \right] \delta y \delta z = -\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) \delta x \delta y \delta z \quad (2.2)$$

Expressões similares existem para as direções y e z, de forma que.

$$-\left[\frac{\partial}{\partial x}(\rho u) + \frac{\partial}{\partial y}(\rho v) + \frac{\partial}{\partial z}(\rho w) \right] \delta x \delta y \delta z \quad (2.3)$$

O escoamento de massa que entra por unidade de volume $-\nabla \cdot (\rho \vec{U})$ é igual a taxa de variação de massa acrescida (variação de densidade local) $\partial \rho / \partial t$, logo:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{U}) = 0 \quad (2.4)$$

Aplicando-se a identidade vetorial

$$\nabla \cdot (\rho \vec{U}) = \rho \nabla \cdot \vec{U} + \vec{U} \cdot \nabla \rho \quad (2.5)$$

e a relação

$$\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \vec{U} \cdot \nabla \quad (2.6)$$

Obtemos, portanto, a equação da conservação de massa, também conhecida por equação da continuidade de massa.

$$\frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot \vec{U} = 0 \quad (2.7)$$

2.2.3 Equação do movimento

A equação do movimento relaciona a variação da velocidade no decorrer do tempo ($d\vec{U}/dt$) com o somatório das forças que atuam no fluido. As forças que devemos considerar na equação para o gás neutro, por unidade de massa, são:

- A força de Coriolis, $2\vec{\Omega} \times \vec{U}$, que representa a força associada à rotação da atmosfera em um referencial não inercial. Esta força não realiza trabalho, devido a atuar perpendicular a velocidade do fluido.
- A força associada ao gradiente de pressão, $-\rho^{-1}\nabla p$, tem origem no abaulamento atmosférico, devido à absorção da radiação solar produzindo desta forma o aquecimento e a ionização local. Esta força causa o movimento de uma parcela do fluido de uma região de alta pressão para uma região de baixa pressão.
- A força de arrasto, $-\nu(\vec{U} - \vec{V})$, tem origem nas colisões entre as partículas neutras com as ionizadas. Dependendo da direção relativa da velocidade dos íons podemos ter uma aceleração ou desaceleração do fluido.
- A força viscosa, $(\mu/\rho)\nabla^2\vec{U}$, tem origem quando há gradientes transversais de velocidade no fluido, devido ao cisalhamento vertical do vento. Podemos observar para altitudes elevadas, onde a densidade é baixa, o termo μ/ρ torna-se significativo, logo a viscosidade torna-se importante. Desta forma a componente Horizontal pode ser desprezada, levando-se em conta apenas a componente vertical da força que promove uma difusão do movimento do ar neutro de modo a suavizar o padrão de velocidade com a altitude.
- A força gravitacional por unidade de massa, \vec{g} , que a Terra exerce sobre uma parcela de ar na atmosfera.

Portanto podemos escrever a equação do movimento da seguinte forma:

$$\frac{d\vec{U}}{dt} + 2\vec{\Omega} \times \vec{U} = \frac{1}{\rho} \nabla p - \nu(\vec{U} - \vec{V}) + \left(\frac{\mu}{\rho}\right) \nabla^2 \vec{U} + \vec{g} \quad (2.8)$$

Quando calculamos a velocidade do vento devemos considerar a rotação da Terra, onde a aceleração do movimento em um sistema inercial é igual à aceleração do movimento relativo em um sistema girando mais as acelerações de Coriolis e centrípeta (HOLTON, 2003), logo o termo inercial $d\vec{U}/dt$ sendo expandido, a equação do movimento será:

$$\frac{\partial \vec{U}}{\partial t} + (\vec{U} \cdot \nabla) \vec{U} + 2\vec{\Omega} \times \vec{U} - \vec{\Omega}^2 \times R = -\frac{1}{\rho} \nabla p - \nu(\vec{U} - \vec{V}) + \left(\frac{\mu}{\rho}\right) \nabla^2 \vec{U} + \vec{g} \quad (2.9)$$

Sendo R o vetor que vai do centro da terra até o local que será aplicada as equações.

2.2.4 Equação da Conservação da Energia Termodinâmica

A variação temporal da densidade de energia é descrita da seguinte forma:

$$\rho \frac{d}{dt} \left(u + \frac{v^2}{2} \right) + \nabla \cdot (\vec{p} \cdot \vec{v} + \vec{q}) = \rho \vec{v} \cdot \vec{g} + \rho Q + \vec{j} \cdot \vec{E} \quad (2.10)$$

Onde:

$$\vec{p} \cdot \vec{v} = (p_{xx} v_x + p_{xy} v_y + p_{xz} v_z) \hat{x} + (p_{yx} v_x + p_{yy} v_y + p_{yz} v_z) \hat{y} + (p_{zx} v_x + p_{zy} v_y + p_{zz} v_z) \hat{z} =$$

fluxo de energia cinética associada ao fluxo de momentum;

$\rho \vec{v} \cdot \vec{g}$ = trabalho efetuado pela gravidade;

$\vec{j} \cdot \vec{E}$ = taxa de transferência de energia do campo para o meio;

A equação 2.10 pode ser reescrita separando a energia cinética devido ao movimento macroscópico do fluido da energia interna devido à energia cinética das moléculas individuais.

$$\rho \frac{d}{dt} \left(\frac{v^2}{2} \right) + \vec{v} \cdot \nabla \cdot \vec{p} = \rho \vec{v} \cdot \vec{g} + \vec{v} \cdot \vec{j} \times \vec{B} \quad (2.11)$$

$$\rho \frac{du}{dt} = -\vec{p} \cdot \nabla \vec{v} - \nabla \cdot \vec{q} + \rho Q + \vec{J} \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B}) \quad (2.12)$$

Onde:

$$\vec{p} \cdot \nabla \vec{v} = p_{xx} \frac{\partial v_x}{\partial x} + p_{xy} \frac{\partial v_y}{\partial x} + p_{xz} \frac{\partial v_z}{\partial x} + p_{yx} \frac{\partial v_x}{\partial y} + p_{yy} \frac{\partial v_y}{\partial y} + p_{yz} \frac{\partial v_z}{\partial y} + p_{zx} \frac{\partial v_x}{\partial z} + p_{zy} \frac{\partial v_y}{\partial z} + p_{zz} \frac{\partial v_z}{\partial z}$$

e $\vec{J} \cdot (\vec{E} + \vec{v} \times \vec{B})$ é o aquecimento do gás.

2.3 IONOSFERA

A Ionosfera é uma região da atmosfera parcialmente ionizada, comportando-se como um meio condutor de eletricidade. Está situada, aproximadamente, entre 60 e 1000km de altitude, tendo como característica uma grande densidade de íons e elétrons livres (densidade $\sim 10^3$ a 10^6cm^{-3}). A principal fonte de ionização dos constituintes atmosféricos é a radiação solar, principalmente os raios solares nas faixas de comprimentos de onda no extremo ultravioleta (EUV) e raios-X (PIMENTA, 2002).

2.3.1 Formação da ionosfera

A formação da ionosfera pode ser analisada por duas formas de produção iônica:

A **ionização primária**, sendo o principal processo de ionização, que consiste da fotoionização dos componentes atmosféricos devido à absorção dos raios solares na faixa de comprimento de onda no Extremo Ultravioleta – EUV, e de Raios – X.

A **ionização secundária** ocorre através das colisões entre as partículas ionizadas de energia cinética elevada com partículas neutras.

A densidade atmosférica decresce com o aumento da altitude, logo a intensidade da radiação EUV absorvida pelos constituintes na parte superior da camada é mínima, tendo uma produção iônica nesta região baixa. Nas altitudes baixas, a produção iônica novamente será baixa, devido as radiações EUV terem sido absorvidas nas regiões superiores, desta forma numa altitude intermediária temos uma produção máxima de pares de íons-elétrons criando um pico na atmosfera. Chapman desenvolveu uma teoria, em 1931, que prevê a formação desta região (camada de Chapman), conforme mostra a Figura 3.

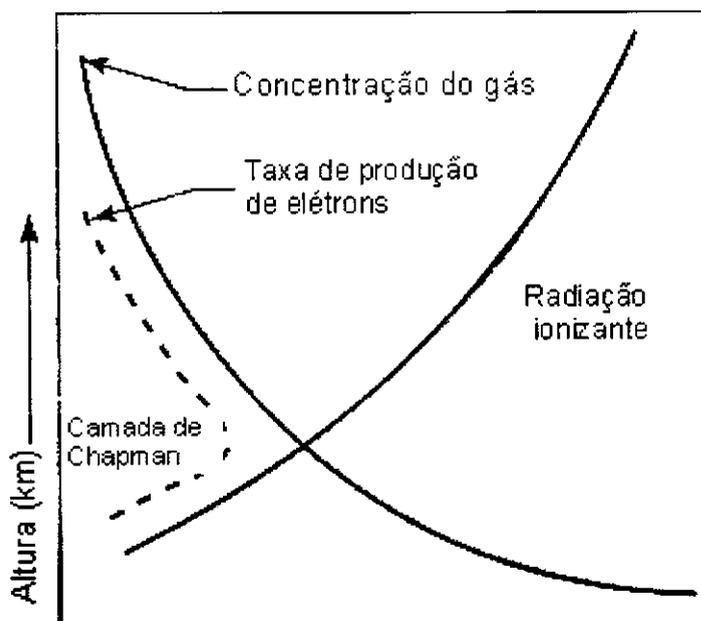


Figura 3. Gráfico que representa a produção da ionização na atmosfera, mostrando a interação da radiação solar com os gases atmosféricos, cuja densidade decresce exponencialmente com a altitude, dando origem à camada de Chapman.

Fonte: Candido, 2008.

2.3.2 Análise das regiões ionosféricas

A ionosfera pode ser dividida em regiões ou camadas que se diferem em consequência das diferentes taxas de absorção das radiações e diferentes constituintes atmosféricos. Essas regiões são identificadas pelos símbolos D, E, F₁ e F₂, como mostra a Figura 4

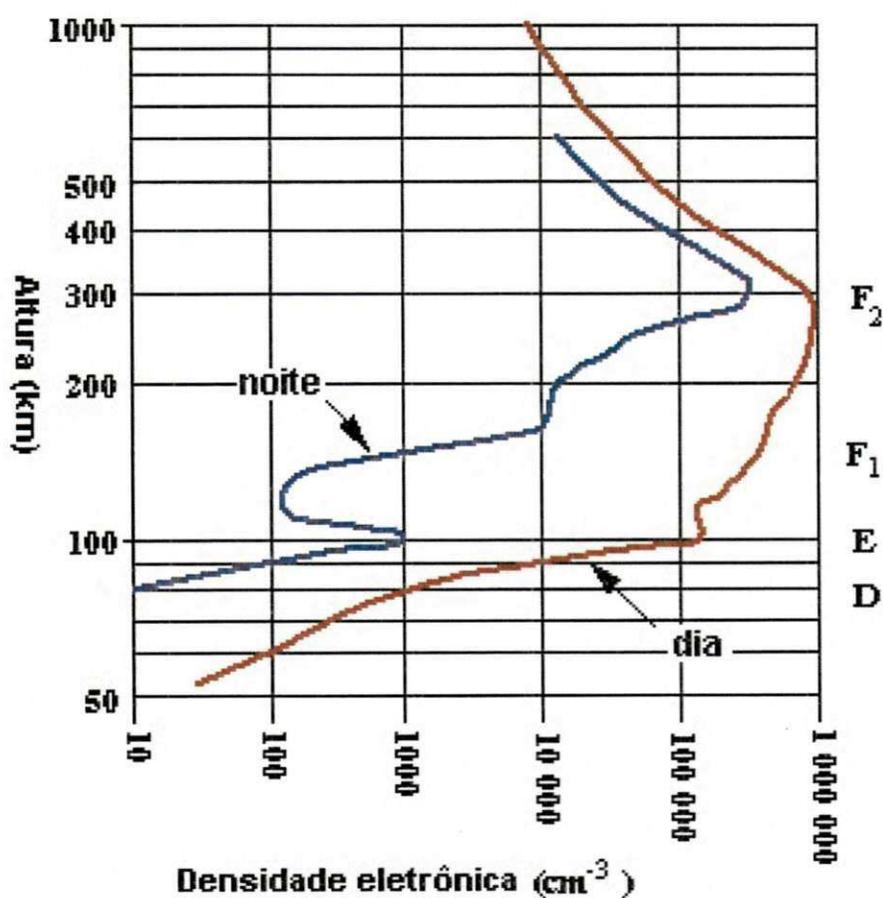


Figura 4. Classificação das Camadas Ionosféricas de acordo com densidade eletrônica em função da altitude.

Fonte: Silva, 2004.

A região D apresenta-se na parte inferior da ionosfera localizada aproximadamente entre 60 e 90km acima da superfície terrestre. Apresenta a menor densidade eletrônica entre todas as regiões e maior densidade atmosférica, que contribui para colisões mais intensas entre íons, elétrons e

partículas neutras, observando-se desta forma reações químicas envolvendo três corpos. A produção do ozônio, por exemplo, é uma reação deste tipo:



O terceiro corpo M não toma parte na reação química propriamente dita, mais sua presença é necessária para uma distribuição adequada do excesso de energia resultante da reação. Na prática, M é substituído por N₂ ou N₂ + O₂.

Nesta região sua formação se deve as radiações ionizantes, como: os raios X, com comprimento de ondas menor que 10Å ($\lambda = 1\text{nm}$) que produzem O₂⁺ e N₂⁺, a radiação Lyman α ($\lambda = 1216\text{\AA}$) que produz o óxido nitroso NO⁺. As reações químicas mais importantes incluem os componentes O, O₃, NO, NO₂, CO₂ e H₂O. Nessa região há também, em proporções bem pequenas, a presença de metais alcalinos como o Na, K e Li. A presença de íons negativos, tem importância considerável, assim como a presença de íons complexos resultantes da aglutinação de íons às moléculas de água (water cluster ions). A perda eletrônica nesta região ocorre de forma quadrática.

Temos a região E que está acima da região D, situada aproximadamente entre 90 e 130 km de altitude. Esta região apresenta maior condutibilidade elétrica na ionosfera, onde se desenvolvem as correntes elétricas e a interação destas correntes elétricas com o campo geomagnético.

As radiações ionizantes nesta região são os raios-X ($\lambda > 10\text{\AA}$), Lyman- β ($\lambda = 1025,7\text{\AA}$) e o extremo ultravioleta (EUV) ($\lambda < 1000\text{\AA}$) que produzem O₂⁺ e o extremo ultravioleta (EUV) ($\lambda < 900\text{\AA}$) que produz N₂⁺ e O⁺. A densidade total dos íons é da ordem de 10⁵ cm⁻³, enquanto que a densidade de partículas neutras de 10¹¹ cm⁻³, onde concluímos que a região E será considerada um plasma fracamente ionizado (CANDIDO, 2008). As perdas iônicas ocorrem da mesma forma da região D, pela forma quadrática da densidade eletrônica.

A região F fica localizada aproximadamente entre 130 km e 1000 km de altitude. Durante o dia, a região F subdivide-se em duas camadas distintas, F₁ e F₂, e se estuda uma terceira camada F₃. As radiações ionizantes nesta região é o Lyman-contínua ou linhas do hidrogênio, onde o elemento majoritário é o íon oxigênio atômico, O⁺.

A camada F₁ apresenta um pequeno pico ou inflexão, na curva de densidade eletrônica em torno de 180 km, ocorrendo neste nível à transição entre os processos de perda iônica quadrática para o processo de perda iônica linear.

O pico da camada F2 localiza-se em ~250-300 km, e é a região de maior densidade eletrônica da ionosfera. A região é dominada por processos dinâmicos havendo uma grande interação entre a ionosfera superior e os ventos termosféricos. O campo magnético também influencia efetivamente a distribuição de ionização local nesta região. Acima do pico o plasma se encontra em equilíbrio difusivo, ou seja, o plasma se distribui conforme sua própria escala de altura. O principal constituinte iônico até ~500 km de altura é o oxigênio atômico O⁺. O comportamento da camada F2 é complexo fazendo com que a distribuição vertical de densidade eletrônica seja descrita não somente através dos processos de ionização e recombinação, mas também em termos de difusão e outros processos de transporte.

2.4 PROCESSOS DE TRANSPORTE DO PLASMA NA IONOSFERA

Este tópico descreve os processos de transportes que representam a dinâmica da ionosfera terrestre. Será analisada a equação da continuidade que estabelece os processos físico-químicos de uma perda ou uma produção de determinados componentes atmosférico e as equações do movimento do plasma ionosférico que são as mesmas do gás neutro, porém levando-se em conta que o plasma está sujeito a forças externas como: força colisionais e gravitacionais e, também as forças elétricas e magnéticas.

2.4.1 Equação da Continuidade

Na atmosfera temos diversas reações químicas. Nestas reações ocorrem interações dos fótons solares com os constituintes da atmosfera, que

podem excitar, dissociar ou ionizar o átomo. Por sua vez estes átomos, com excesso de energia podem liberá-las através da emissão de fótons. A equação da continuidade expressa a variação temporal da concentração eletrônica, devido as reações fotoquímicas que estabelece uma perda ou uma produção de determinados constituintes atmosféricos. A equação da continuidade é representada da seguinte forma:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = P - L - \vec{\nabla} \cdot (n\vec{V}) \quad (2.14)$$

O termo de transporte pode ser simplificado, para termos apenas a deriva vertical, pois os gradientes horizontais geralmente são desprezíveis em relação aos gradientes verticais, a equação da continuidade pode ser escrita da seguinte forma.

$$\frac{dn}{dt} = P - L - n \frac{\partial V}{\partial h} \quad (2.15)$$

2.4.2 Equação do movimento

A equação do movimento do plasma será expressa pelas forças externas de origem gravitacional, elétrica, magnética, assim como os ventos neutros e a difusão ambipolar, levando-se em conta os processos de produção e perda iônica. Neste caso, as velocidades térmicas aleatórias se cancelam e podem ser completamente ignoradas (RISHBETH e GARRIOT, 1969). Os íons e elétrons, quando sujeitos a ação dos campos elétricos e magnéticos adquirem movimentos perpendiculares as linhas de campo magnético, dando origem as correntes elétricas na ionosfera, onde o campo magnético e as frequências de colisões nos dão as condições de mobilidade e a condutibilidade das partículas carregadas, como analisaremos adiante. As partículas ionizadas são transportadas pelos ventos neutros, originados pelos

gradientes de pressão que variam periodicamente com o Sol (KIRCHHOFF, 1991). Na baixa atmosfera (região E) sua origem estar associada às marés atmosféricas, dando origem as correntes elétricas. Na alta atmosfera (região F), os ventos neutros surgem devido ao aquecimento diferenciado na atmosfera, também capazes de imprimir velocidades a íons e elétrons. A difusão que representa o movimento originado da ação de forças gravitacionais e gradientes de pressão, onde as colisões entre partículas carregadas e neutras e a ação do campo magnético são fatores que influenciam este movimento. Quando íons e elétrons se movimentam com a mesma velocidade, devido à ausência de campos elétricos, a difusão será denominada difusão ambipolar.

Desta maneira, a equação do movimento do plasma ionosférico, expressa separadamente para íons e elétrons e considerando a ação das forças gravitacionais, colisionais, eletromagnéticas e do gradiente de pressão, serão:

$$m_i \frac{d\vec{V}_i}{dt} = 0 = m_i \vec{g} - \frac{1}{N_i} \nabla(N_i k T_i) + e(\vec{E} + \vec{V}_i \times \vec{B}) - m_i \nu_m (\vec{V}_i - \vec{U}) - m_e \nu_{ei} (\vec{V}_i - \vec{V}_e) \quad (2.16)$$

$$m_e \frac{d\vec{V}_e}{dt} = 0 = m_e \vec{g} - \frac{1}{N_e} \nabla(N_e k T_e) - e(\vec{E} + \vec{V}_e \times \vec{B}) - m_e \nu_{en} (\vec{V}_e - \vec{U}) - m_e \nu_{ei} (\vec{V}_e - \vec{V}_i) \quad (2.17)$$

Podemos fazer uma análise do movimento das partículas tomando como base a velocidade de íons e elétrons na ionosfera causadas por campos elétricos \vec{E} ou ventos neutros \vec{U} , onde não serão levados em consideração os termos de gravidade, as forças devido a gradientes de pressão e as colisões entre íons e elétrons para as equações 2.16 e 2.17, logo a equação do movimento ficará:

$$m \frac{d\vec{V}}{dt} = e\vec{E} + e(\vec{V} \times \vec{B}) - m\nu(\vec{V} - \vec{U}) \quad (2.18)$$

Para transportes em grandes escalas, consideramos a resultante das forças nula. Assim, a equação do movimento em um sistema de coordenadas cartesianas em que $|\vec{B}| = Bz$, serão:

$$eE_x + e(V_y \times B) - m\nu(V_x - U_x) = 0 \quad (2.19)$$

$$eE_y - e(V_x \times B) - m\nu(V_y - U_y) = 0 \quad (2.20)$$

$$eE_z - m\nu(V_z - U_z) = 0 \quad (2.21)$$

Considerando:

$$\vec{F} = e\vec{E} + m\nu\vec{U} \quad (2.22)$$

A solução dessas equações em coordenadas cartesianas pode ser compactamente escrita em termos de um tensor k.

$$\vec{V} = k.\vec{F} \quad (2.23)$$

Em forma matricial, temos:

$$\begin{bmatrix} V_x \\ V_y \\ V_z \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} k_1 & \pm k_2 & 0 \\ \mp k_2 & k_1 & 0 \\ 0 & 0 & k_0 \end{bmatrix} \begin{bmatrix} F_x \\ F_y \\ F_z \end{bmatrix} \quad (2.24)$$

O sinal superior será usado para íons positivos e o inferior para elétrons; o tensor mobilidade k representa a mobilidade por unidade de carga.

Relacionando a girofrequência ($\omega = \beta e / m$) das partículas com as equações 2.19, 2.20 e 2.21 obtêm-se três possibilidades de tensores de acordo com a direção do campo magnético e do campo elétrico:

- Mobilidade paralela ou longitudinal: Paralela a \vec{B} e a \vec{E} .

$$k_0 = \frac{1}{mv} = \frac{1}{Be} \frac{\omega}{v} \quad (2.25)$$

- Mobilidade Pederson ou transversal: Perpendicular a \vec{B} e paralela a \vec{E} .

$$k_1 = \frac{1}{mv} \frac{v^2}{(v^2 + \omega^2)} = \frac{1}{Be} \frac{v\omega}{(v^2 + \omega^2)} \quad (2.26)$$

- Mobilidade Hall: Perpendicular a \vec{B} e a \vec{E} .

$$k_2 = \frac{1}{mv} \frac{v\omega}{(v^2 + \omega^2)} = \frac{1}{Be} \frac{\omega^2}{(v^2 + \omega^2)} \quad (2.27)$$

A Figura 5 representa o comportamento da girofrequência e frequência de colisões das partículas com a altitude. A partir deste comportamento podemos estudar o movimento das partículas dividindo a ionosfera em três regiões: uma região inferior ($v \gg \omega$), região intermediária ($v \cong \omega$) e uma região superior ($v \ll \omega$) (KIRCHHOFF, 1991).

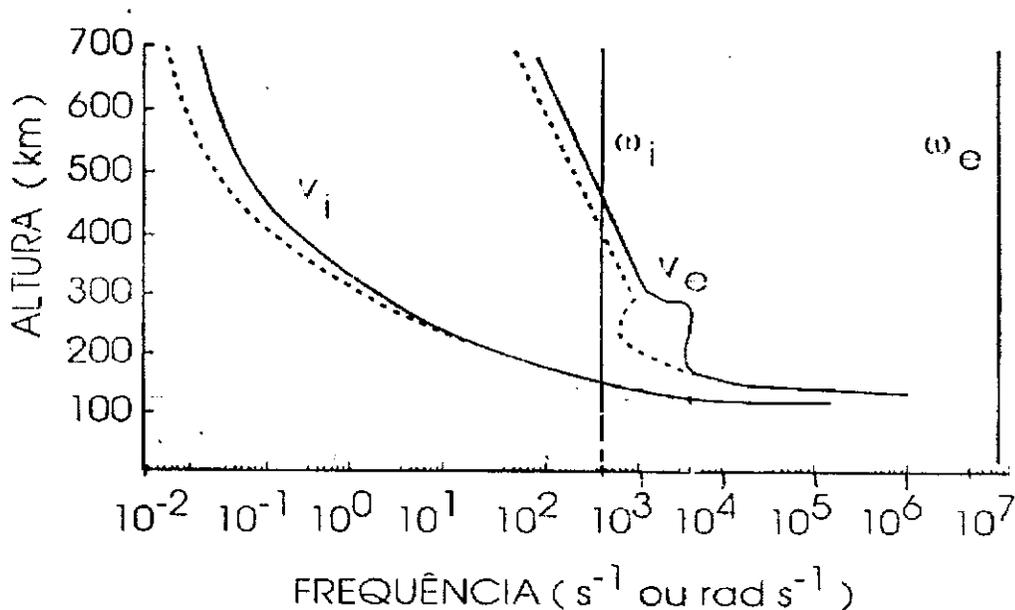


Figura 5. Gráfico da variação com a altitude das frequências de colisões v_i e v_e e das frequências de giro ω_i e ω_e . As linhas tracejadas representam o período noturno.

Fonte: Kirchhoff, 1991.

Através dos tensores mobilidades e da equação 2.23, faremos uma análise das velocidades dos íons e elétrons, tomando-se como base as orientações do campo elétrico e da velocidade dos ventos neutros em relação ao campo magnético.

- **Campo elétrico e os ventos neutros paralelos ao campo magnético.**

A velocidade de deriva V_E das partículas causadas pelo efeito do campo elétrico será obtida relacionando a equação 2.23 com o tensor mobilidade k_0 e a força elétrica devido a \vec{E} ($F_{el} = \pm eE$), logo:

$$V_E = \pm \frac{eE}{m\nu} \quad (2.28)$$

Para o vento neutro, a força que provocará a deriva será $\vec{F} = m\nu\vec{U}$, portanto a velocidade de deriva das partículas será:

$$\vec{V}_i = \bar{k} \cdot \vec{F} = \frac{1}{m\nu} m\nu \vec{U} = \vec{U} \quad (2.29)$$

Concluimos desta maneira que os ventos neutros arrastam íons e elétrons com a mesma velocidade U em toda a ionosfera quando paralelo a direção do campo magnético, tendo de modo geral $\vec{V}_U = (\vec{U} \cdot \vec{B}) \vec{B} / B^2$.

- **Campo elétrico e os ventos neutros perpendiculares ao campo magnético.**

Para a velocidade de deriva V_E das partículas tendo o campo elétrico perpendicular a \vec{B} , utilizaremos os tensores mobilidades k_1 e k_2 e a equação 2.23 para fazermos uma análise de acordo com a altitude na ionosfera, tomando-se como base o gráfico da Figura 5.

Na altitude inferior da ionosfera, onde $\nu \gg \omega$ e $k_1 = k_0 \gg k_2$, temos:

$$\vec{V}_E = \pm k_1 e E = \pm \frac{e \vec{E}}{m\nu} \quad (2.30)$$

Podemos concluir que a velocidade de deriva das equações 2.28 e 2.30 apresentam-se em função das cargas elétricas que dará origem a correntes elétricas, pois íons e elétrons terão sentidos contrários, cuja intensidade das correntes elétricas é dada por:

$$\vec{j} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E} = Ne(\vec{V}_i - \vec{V}_e) \quad (2.31)$$

Condutividade Direta ou longitudinal: $\sigma_0 = Ne^2(k_{0e} + k_{0i})$

Condutividade Transversal ou Perderson: $\sigma_1 = Ne^2(k_{1e} + k_{1i})$

Condutividade Hall: $\sigma_2 = Ne^2(k_{2e} - k_{2i})$

Onde $k_{i/e}$ representa as mobilidades para íons e elétrons estudados anteriormente.

O vento neutro na direção perpendicular ao campo magnético para baixas altitudes, onde $v \gg \omega$, terá o arrasto de íons e elétrons com a mesma velocidade U. Podemos concluir que para altitudes inferiores o vento neutro pode movimentar o plasma com sua própria velocidade em qualquer direção.

Na altitude superior da ionosfera, onde $\omega \gg v$ e $k_1 \ll k_2$, temos:

$$V_E = k_2 e E = \frac{eE}{Be} = \frac{E}{B} \quad (2.32)$$

Como o campo elétrico promove a deriva de íons e elétrons na mesma direção $\vec{E} \times \vec{B}$, de modo geral, a velocidade de deriva será:

$$\vec{V}_E = \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (2.33)$$

Os ventos neutros nas altitudes superiores da ionosfera, onde $\omega \gg v$ e $k_2 \gg k_1$, provoca uma velocidade de deriva no plasma equivalente a:

$$\vec{V}_U = \frac{\pm 1}{Be} m v \vec{U} = \pm \frac{v}{\omega} \vec{U} \rightarrow \vec{V}_U = \pm \frac{v}{\omega} \frac{\vec{U} \times \vec{B}}{B} \quad (2.34)$$

Como os ventos neutros provocam uma deriva de íons no sentido $\vec{U} \times \vec{B}$ e em elétrons sentidos oposto, temos o surgimento das correntes elétricas na região F da ionosfera. As correntes que surgem nestas altitudes terão intensidade menor do que nas altitudes inferiores (região E).

2.5 CAMPOS ELÉTRICOS E DERIVAS DO PLASMA NA REGIÃO F EQUATORIAL

O campo elétrico ionosférico é muito importante na eletrodinâmica da ionosfera. Na região F, por exemplo, o transporte de plasma na direção perpendicular ao campo geomagnético é controlado pela deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. O campo elétrico tem sua fonte nos ventos neutros de marés responsáveis pelo dínamo da região E e nos ventos termosféricos responsáveis pelo dínamo da região F. Assim, o plasma move-se para cima e para oeste durante o dia e para baixo e para leste à noite. Já as derivas leste-oeste são representativas dos ventos neutros de marés da região E durante o dia e do vento termosférico na região F à noite (WOODMAN, 1972).

2.5.1 Deriva Eletromagnética Vertical $\vec{E} \times \vec{B}$

As condutividades ionosféricas variam com a altura, de tal modo que a 110 km, aproximadamente, existe uma excelente camada condutora durante o dia. Esta camada centralizada na região E, é conhecida como a região do dínamo atmosférico. Seu comportamento é semelhante a um dínamo, ou gerador de corrente, quando forças externas, representada pelos ventos neutros de marés da região E, a movimentam através do campo geomagnético. A deriva eletromagnética vertical $\vec{E} \times \vec{B}$ é causada por campos elétricos zonais gerados por esse efeito dínamo associado às marés atmosféricas na região E e apresenta o pico de pré-reversão, caracterizado por um aumento abrupto na deriva vertical, ao anoitecer.

2.5.2 Comportamento Sazonal do Pico Pré-reversão na Deriva Vertical $E \times B$

A existência de uma correlação significativa entre o movimento vertical da ionosfera, ao entardecer e a ocorrência de irregularidades ionosféricas já

está bem estabelecida (BITTENCOURT et al., 1997). Por outro lado, a deriva vertical da região F é controlada pelo campo elétrico leste-oeste através da deriva $\vec{E} \times \vec{B}$. O campo elétrico, por sua vez, é controlado pelos dínamos das regiões E e F, os quais são acoplados através das linhas de campo magnético. Durante o dia, devido à alta condutividade da região E, fecha-se um circuito entre regiões E e F e linhas de campo magnético. Porém, quando a condutividade na região E diminui bastante (como ocorre à noite), o circuito é interrompido levando ao crescimento de campos elétricos de polarização produzidos pelo dínamo da região F, que é dirigido pelos ventos termosféricos (RISHBETH, 1971a).

O campo elétrico de polarização da região F à noite é principalmente vertical. Porém, durante o amanhecer e o entardecer existe uma componente leste-oeste do campo elétrico, a qual é devida às variações rápidas na densidade eletrônica da região E, influenciando a geometria de correntes (RISHBETH, 1981). Desta forma, o pico da velocidade vertical da região F, em uma dada estação equatorial, depende diretamente da variação da condutividade das regiões E, magneticamente conjugadas que pertencem ao mesmo tubo de fluxo magnético. No setor longitudinal brasileiro, onde a declinação magnética é elevada (aproximadamente 20°), a defasagem entre o horário do pôr-do-sol nas duas regiões E conjugadas, acarretará taxas distintas na variação das condutividades. As duas regiões E estão ligadas à região F da ionosfera equatorial através de uma linha de campo magnético. Quando o terminadouro é paralelo a esta linha de campo (Figura 6), o pôr-do-sol é simultâneo nas duas regiões E conjugadas e isto faz com que os dois circuitos sejam interrompidos simultaneamente, favorecendo a aparição de campos elétricos de polarização na região F com magnitudes relativamente maiores, resultando num pico pré-reversão na deriva vertical de plasma maior mais com menor duração.

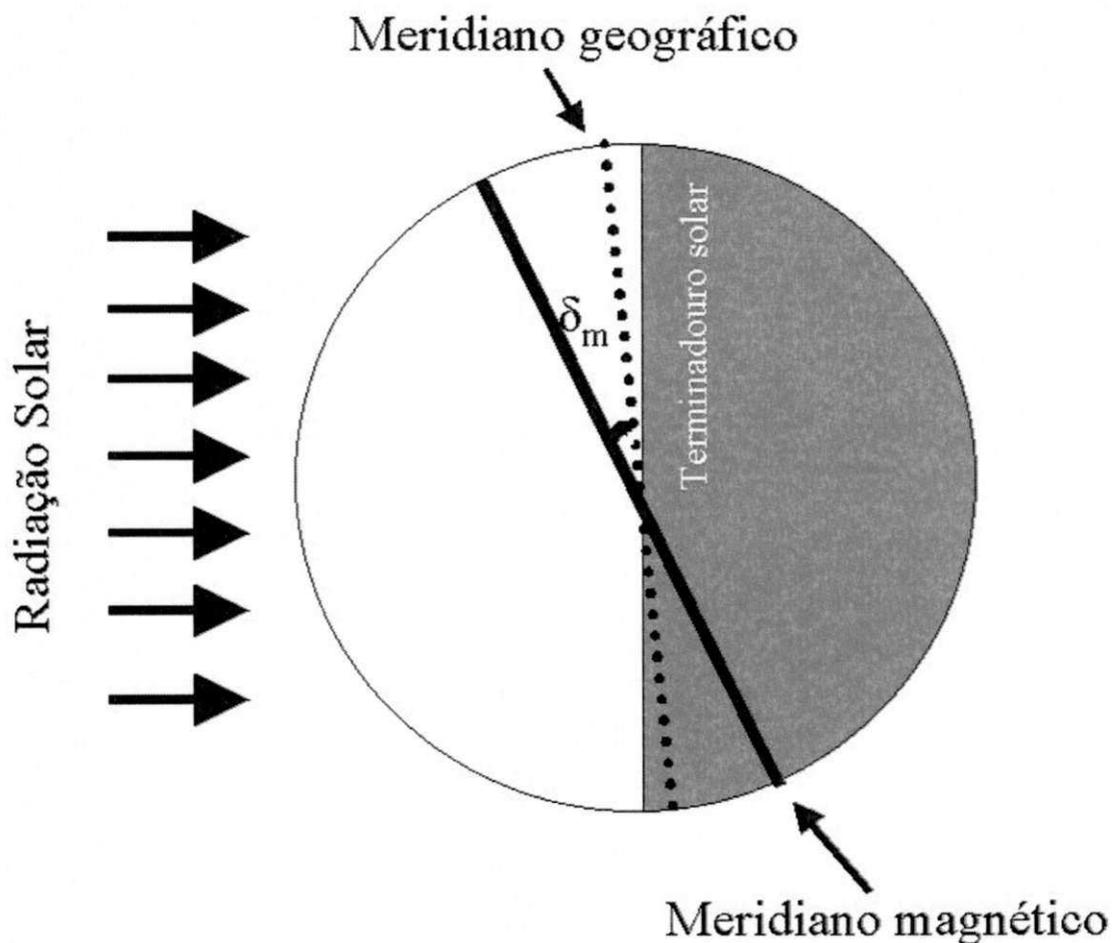


Figura 6 Configuração esquemática dos meridianos magnético e geográfico em relação ao terminadouro.

Fonte: Silva, 2007

Por outro lado, enquanto uma das regiões E permanecer iluminada pelo Sol, haverá condutividade e, conseqüentemente, mesmo que um dos circuitos esteja interrompido, ocorrerá alguma descarga pelo outro lado, o que pode ser traduzido como uma variação mais lenta da condutividade. Neste caso, teremos uma deriva vertical no pico pré-reversão de menor magnitude mas com maior duração. Este comportamento sazonal do pico pré-reversão na deriva vertical $\vec{E} \times \vec{B}$ irá influenciar, de forma considerável, o comportamento sazonal da ocorrência das bolhas de plasma.

2.6 IRREGULARIDADES DO PLASMA NA REGIÃO F DA IONOSFERA

Na ionosfera terrestre existe uma irregularidade na base da camada F, devido a uma redução na densidade do plasma. Estas irregularidades ionosféricas geram as denominadas bolhas de plasma. As bolhas de plasma apresentam sua formação e seu desenvolvimento logo após o pôr do sol, durante uma rápida subida da camada-F, provocada por uma intensificação do campo elétrico para leste e se propagam a altas altitudes até o seu desaparecimento por volta da meia noite. Após o surgimento das bolhas de plasma na região equatorial elas podem ter uma rápida evolução e se expandir em relação aos pólos, até atingir as baixas latitudes, constituindo desta forma uma irregularidade de grande escala. Caso não haja uma rápida evolução, ela fica confinada na região equatorial. Nas duas situações descritas, as bolhas de plasma derivam para leste com uma velocidade aproximadamente igual ao plasma ambiente (50 m/s a 150 m/s) (ABALDE et al., 2004, DEPAULA et al., 2004, FAGUNDES et al., 1996, 1997, 1998, PIMENTA et al., 2001b, TERRA et al., 2004, SAHAI et al., 1999). Entretanto, durante tempestades geomagnéticas pode ocorrer uma inversão e as irregularidades e o plasma ambiente deriva para oeste. O crescimento zonal das bolhas de plasma associado a sua evolução temporal apresenta-se ao longo da linha do equador magnético, como podemos visualizar na Figura 7.

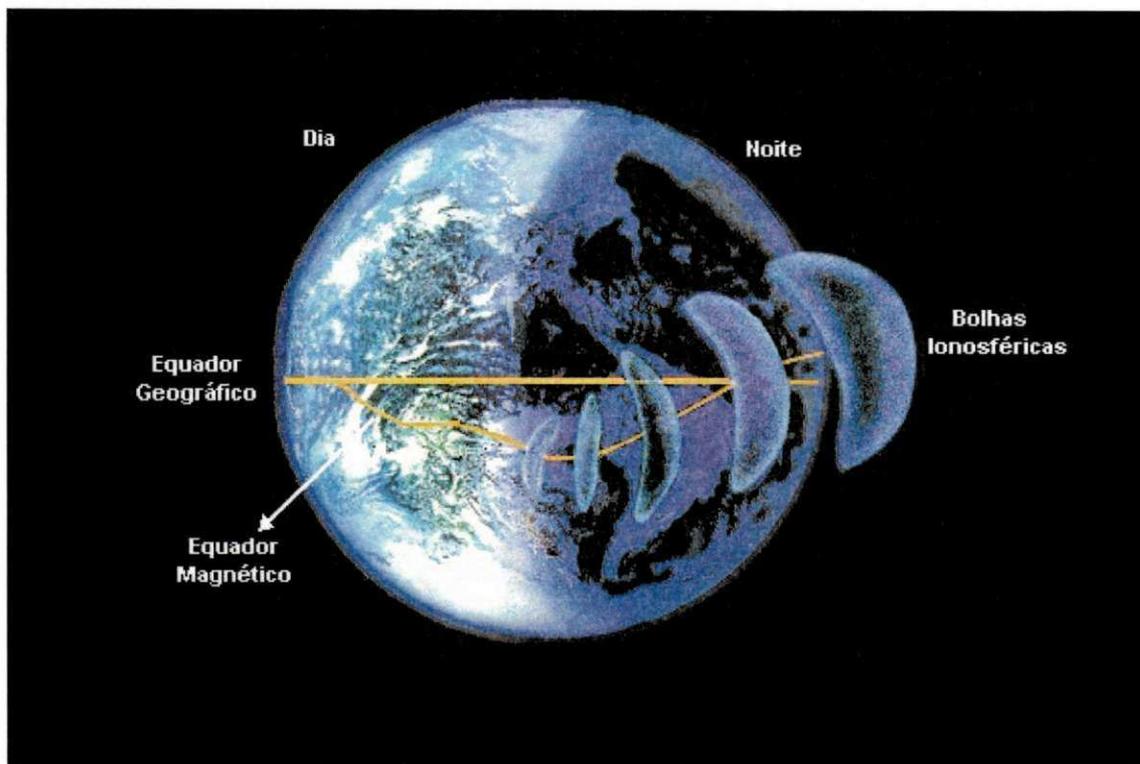


Figura 7. Ilustração do deslocamento de uma bolha de plasma ao longo do equador magnética.

Fonte: <http://www.dae.inpe.br/iono/entrada.htm>

A importância do estudo das irregularidades do plasma se dá pelas interferências na propagação de sinais de rádio, seja nas telecomunicações ou em sistemas de navegação e posicionamento, como os GPS (Global Positional Systems).

Estes fenômenos de irregularidades na camada F da ionosfera são conhecidos pelo nome genérico de Espalhamento F Equatorial, do inglês "Equatorial Spread F" (ESF). Esse termo surgiu devido às primeiras observações usando ionossondas que apresentam um padrão de eco espalhado na faixa de frequências. Para explicar o surgimento do ESF, Prendeu (1973) elaborou a teoria de instabilidade Rayleigh – Taylor (RT) que é a teoria mais aceita para a formação das bolhas de plasma.

2.6.1 Teoria Linear de Instabilidade Rayleigh - Taylor

O esquema da Figura 8 representa o mecanismo da instabilidade de Rayleigh-Taylor, onde podemos analisar a causa da irregularidade do plasma na ionosfera equatorial.

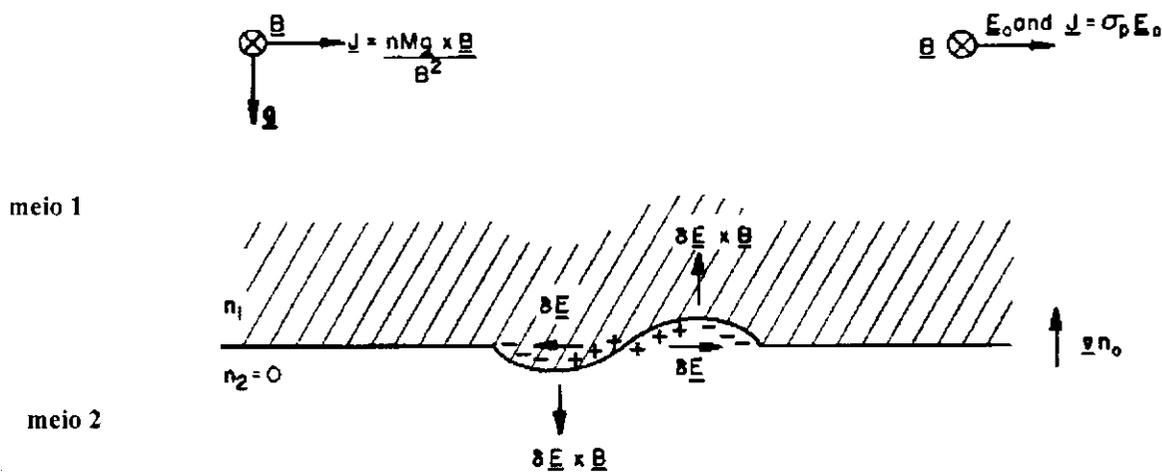


Figura 8. Esquema da instabilidade de Rayleigh-Taylor na interface entre duas regiões de maior e menor densidade.
Fonte: Kelley, 1989.

Na Figura observamos duas regiões distintas, onde a densidade do plasma no meio 1 é n_1 e no meio 2 será considerada nula ($n_2 = 0$). O gradiente de densidade do plasma (∇n) apresenta-se direcionada para cima, oposta a aceleração gravitacional \vec{g} . O campo magnético \vec{B} encontra-se horizontalmente entrando no plano do papel.

Podemos determinar a densidade de corrente elétrica horizontal, J_x , através do gradiente de densidade e da interação entre o campo gravitacional com o campo magnético através da equação.

$$J_x = \frac{nM\vec{g} \times \vec{B}}{B^2} \quad (2.35)$$

A geração da irregularidade do plasma surge após o pôr do sol na camada E quando cessa a radiação ionizante, criando desta forma uma perturbação inicial. Tal perturbação gera campos elétricos que interage com os campos magnéticos, causando um deslocamento para cima na direção $\delta\vec{E} \times \vec{B}$ na região da crista e para baixo na região do vale, como é mostrado na Figura 8. Neste momento ocorre uma rápida recombinação e não há condutividade suficiente para neutralizar os campos elétricos da camada F. A ocorrência da recombinação com os efeitos da eletrodinâmica faz o gradiente de densidade aumentar em direção a camada F. Quando a camada F subir até altitudes elevadas ou o gradiente de ionização atingir valores elevados para superar os efeitos da recombinação, ocorrerá um crescimento de flutuação na densidade, devido à instabilidade RT.

A origem das bolhas de plasma é devido a esta flutuação da densidade do plasma na ionosfera. As bolhas de plasma propagam-se no interior da camada F até o topo da camada.

As bolhas de plasma apresentam uma deriva zonal oeste-leste ao longo da linha do equador magnético. A Figura 9 apresenta o mapa do Brasil, destacando o local do observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba – OLAP, a linha do equador magnético e o campo de visão do imageador “all-sky”, mostrando uma imagem obtida através da emissão OI 630,0 nm na noite de 01 de outubro de 2005.

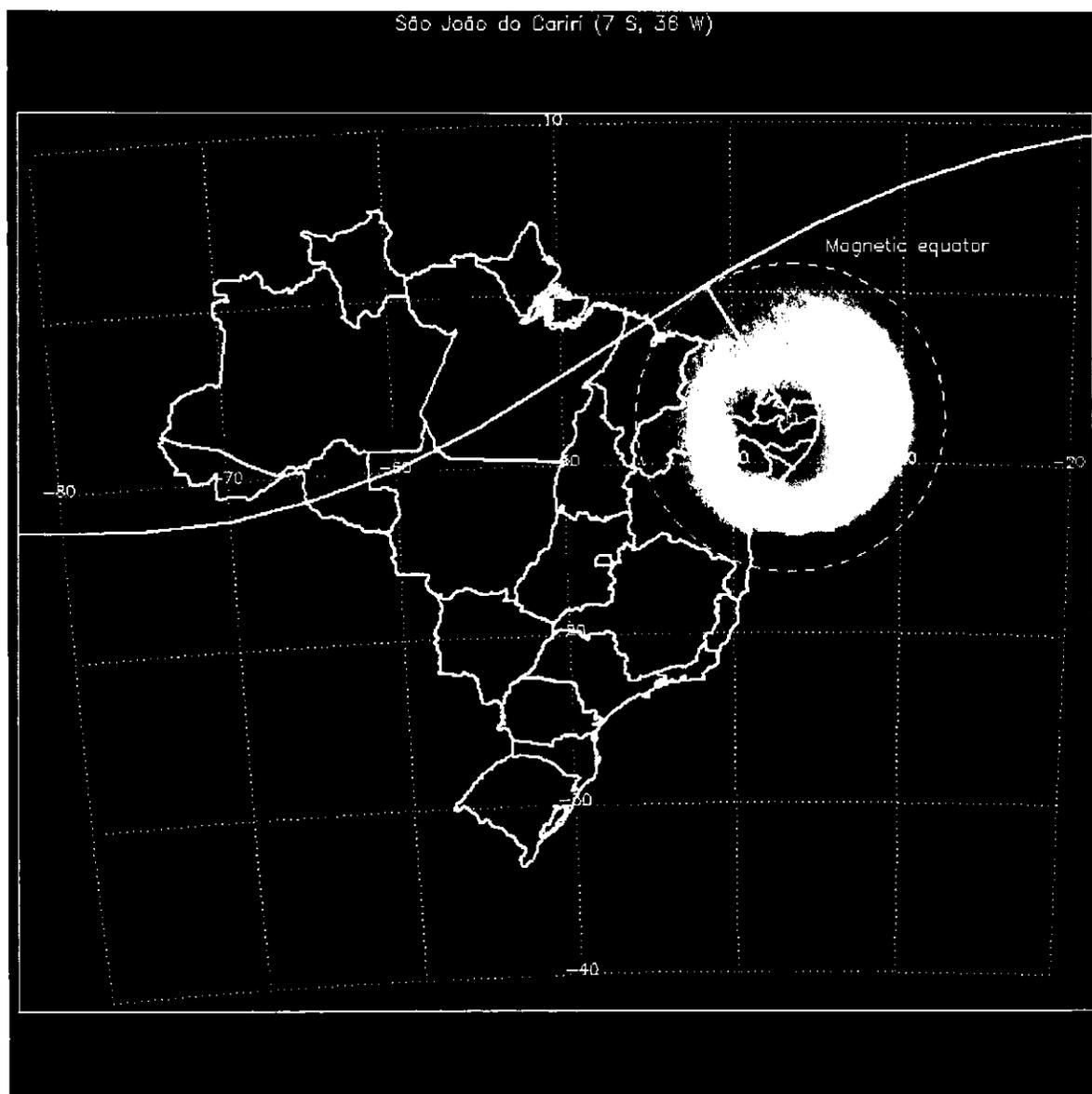


Figura 9. Localização do observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba em São João do Cariri, juntamente com a linha do Equador Magnético e o campo de visualização do imageador "all-sky".

2.7 AS PRINCÍPAIS EMISSÕES DE LUMINESCÊNCIA ATMOSFÉRICA NA REGIÃO DA IONOSFERA

Na atmosfera superior temos de forma contínua a emissão de bandas e linhas espectrais, devido a diversos processos físico-químicos. Geralmente,

temos duas categorias distintas de emissões da atmosfera superior na faixa de altitude que varia de 80 km a 600 km, sendo uma delas denominada aurora e a outra luminescência atmosférica (airglow).

A aurora ocorre geralmente em altas latitudes, podendo ser visível em latitudes mais baixas durante grandes tempestades magnéticas. A aurora é causada pela excitação dos constituintes termosféricos através de colisões de partículas energéticas provenientes dos ventos solares durante uma tempestade magnética com átomos e moléculas da atmosfera.

A luminescência atmosférica (airglow) é uma emissão que ocorre de forma contínua devido à absorção de radiação ultravioleta solar pelos constituintes como o N₂, O, O₂ e Na. A absorção de radiação ultravioleta por estes átomos e moléculas leva-os a um estado quântico excitado de maior energia, do qual estes tendem a decair, retornando a seu estado fundamental através da emissão de radiação eletromagnética.

O airglow apresenta intensidade luminosa muito fraca, logo para se detectar e medir usa-se instrumentos ópticos, tais como fotômetros e imageadores do tipo "all-sky". Como as emissões do airglow são fracas, utiliza-se uma unidade para medir sua intensidade, o Rayleigh. Um Rayleigh corresponde a intensidade de uma fonte isotrópica que emite 10⁶ fótons por centímetro quadrado de coluna, por segundo $\left(1R = 10^6 \frac{\text{fótons}}{\text{cm}^2 \text{s}} / \text{coluna}\right)$.

Podemos analisar através do airglow para diferentes altitudes as densidades de certos constituintes, temperatura e processos dinâmicos da atmosfera que é um dos objetivos deste trabalho. Existem três métodos para realizar medidas ópticas do airglow: no solo, a bordo de foguetes e com satélites. Para a investigação de flutuações nas intensidades das emissões (variabilidade temporal), utiliza-se a fotometria em solo. Caso o objetivo seja determinar o perfil da camada de emissão (taxa de emissão volumétrica), geralmente usa-se medidas de fotometria a bordo de foguetes e satélites (mais detalhes em PIMENTA, 2002 e MEDEIROS, 2001). Através das medidas do airglow pode-se estudar:

- Os processos químicos, iônicos e dinâmicos que regem a distribuição vertical dos vários constituintes atmosféricos;

- Processos de excitação que geram as emissões ópticas;
- O acoplamento entre a termosfera e a ionosfera;
- As ondas atmosféricas;
- Os processos ligados à disposição de partículas neutras energéticas na alta atmosfera;
- A geração e propagação de irregularidade no plasma na região F da ionosfera noturna.

Na Tabela 1 temos as principais emissões da região F da ionosfera terrestre, suas intensidade médias, comprimento de onda e altura média da camada de emissão, que apresenta como constituinte principal de emissão o oxigênio atômico, nos comprimentos de ondas de OI 557,7 nm (conhecido como linha verde), OI 630,0 nm (linha vermelha) e do OI 777,4 nm, enquanto na Figura 10 temos os gráficos da intensidade das emissões do OI 557,7 nm, OI 630,0 nm e OI 777,4 nm em função da altitude de cada camada.

Tabela 1. Principais emissões da luminescência atmosférica noturna na região F da ionosfera.

<i>Emissão atmosférica</i>	<i>Intensidade média (R)</i>	<i>Comprimento de onda (nm)</i>	<i>Altura média da camada de emissão (km)</i>
OI 557,7 nm	60	557,7	250 - 300
OI 630,0 nm	300	630,0	250 - 300
OI 777,4 nm	20	777,4	300 - 400

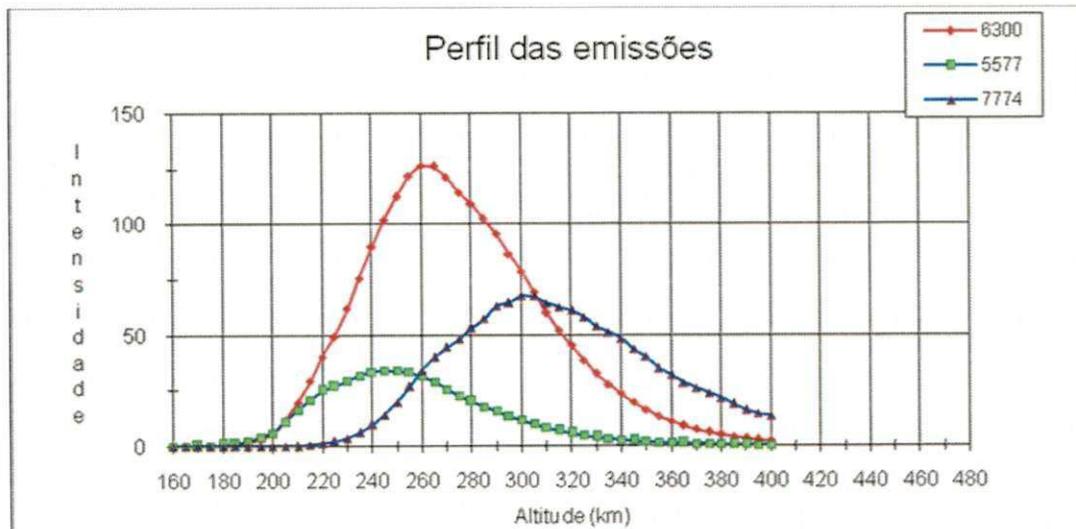
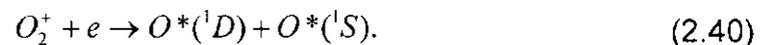
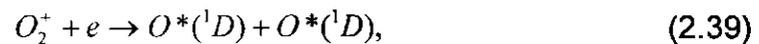


Figura 10. Gráficos das principais emissões em função das altitudes das camadas.

2.7.1 A Linha Vermelha OI 630,0 nm

A linha vermelha de emissão OI 630,0 nm é a mais utilizada nos trabalhos sobre dinâmica da atmosfera e suas irregularidades na região F noturna. É com esta emissão que foi feita as análises neste trabalho da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma na ionosfera. A emissão do OI 630,0 nm é produzida numa camada emissora de aproximadamente 50 km de espessura entre as altitudes de 250 e 300 km abaixo do pico da região F.

O principal processo de produção do oxigênio atômico excitado O (¹D) na região F que leva a produção da linha OI 630,0 nm é a recombinação dissociativa do íon oxigênio molecular com elétrons. A recombinação dissociativa do íon molecular O₂⁺ pode produzir o oxigênio em vários estados excitados, como podemos representar abaixo:



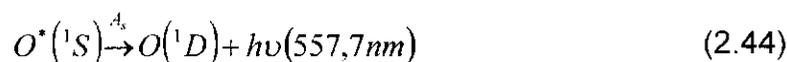
O átomo do oxigênio excitado no estado ¹D decai para o estado fundamental ³P espontaneamente, liberando o excesso de energia na forma da radiação eletromagnética, emitindo linhas discretas nos comprimentos de onda 630,0 nm e 636,4 nm conforme a reação abaixo.



2.7.2 A Linha Verde OI 557,7 nm

A linha do OI 557,7 nm é produzida pelo resultado da superposição de duas camadas de emissão, uma na região E (90 – 110 km de altitude) e a outra na região F (250 – 300 km de altitude).

O processo de produção do oxigênio atômico excitado O (¹S) na região F é a recombinação dissociativa do íon oxigênio molecular com elétrons, sendo o mesmo mecanismo da produção da linha vermelha OI 630,0 nm. Podemos observar abaixo as principais reações do processo de recombinação dissociativa do OI 557,7 nm.



Onde: $\gamma_1, \alpha_s, A_s \rightarrow$ representam os coeficientes das reações.

2.7.3 A Linha OI 777,4 nm

A linha de emissão OI 777,4 nm é a emissão que apresenta intensidade relativamente fraca, sendo observada sua geração em todas as altitudes da ionosfera, tendo seu pico de emissão a 350 km de altitude aproximadamente. Os mecanismos responsáveis pela emissão do oxigênio atômico que gera a linha do 777,4 nm são: a recombinação radiativa e a recombinação íon-íon (PIMENTA, 2002).

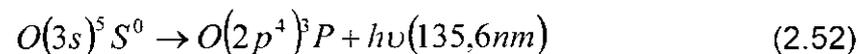
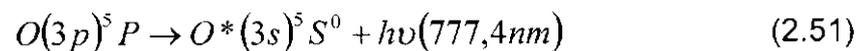
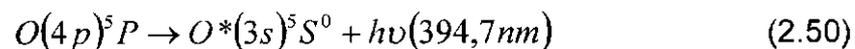
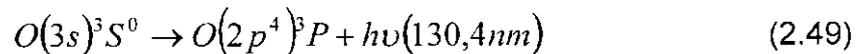
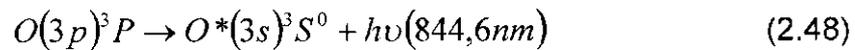
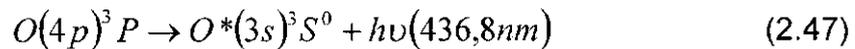
Na recombinação radiativa, o oxigênio atômico ionizado recombina-se radiativamente para formar um átomo de oxigênio excitado, como podemos observar na reação abaixo.



A energia de ionização da recombinação do íon do oxigênio atômico é dividida entre o átomo de oxigênio excitado e o fóton irradiado. Logo em seguida o átomo excitado decai para o estado fundamental $O(^3P)$ numa cascata de transições.



Onde $\Sigma h\nu$ representa os fótons irradiados na cascata. Algumas das possíveis transições desse mecanismo de excitação são:



O mecanismo de recombinação íon-íon envolve a mútua neutralização de íons positivos e negativos. O processo consiste na formação de íons positivos através da reação



Sendo $h\nu$ a emissão contínua de fótons ($\lambda < 846,3$ nm). Os íons produzidos pela reação são neutralizados pela reação



De acordo com a temperatura da região F, a reação produz átomos excitados nos estados 3P ou 5P que podem decair para o estado 3S ou 5S e emitir a linha do OI 844,6 nm ou OI 777,4 nm.

3 INSTRUMENTAÇÃO E METODOLOGIA

3.1 INSTRUMENTAÇÃO DE LUMINESCÊNCIA ATMOSFÉRICA

As emissões luminescentes da atmosfera terrestre são detectadas por instrumentos ópticos em diversos comprimentos de onda através de fotografias, estas imagens detectadas são analisadas de forma quantitativa e qualitativa. A emissão de luminescência atmosférica, usada nesta pesquisa, foi a do oxigênio atômico OI 630,0 nm. Os instrumentos ópticos estão sendo operados no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP) em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O), veja Figura 11. Estão instalados e operando regularmente no observatório os seguintes equipamentos; Fotômetro Multicanal, Radar Meteorológico, Receptor de GPS e o Imageador "All Sky". O observatório funciona com cooperação científica do Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais (INPE).



Figura 11. Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP) em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O)

3.1.1 Imageador all sky

O imageador all sky é um instrumento óptico utilizado para fazer medições do airglow em diversos comprimentos de onda. As primeiras observações das bolhas de plasma utilizando o imageamento óptico do tipo all sky foram realizadas por WEBER (1978, 1980). Suas observações mostraram a presença de bandas de depleção da intensidade da luminescência noturna da emissão OI 630,0 nm que eram quase alinhadas às linhas de campo geomagnético na direção norte-sul. Posteriormente outros pesquisadores utilizaram medidas ópticas para o estudo da morfologia e dinâmica das bolhas (SOBRAL et al, 1980a,b, 1981, FAGUNDES et al, 1997, 1998, PIMENTA et al, 2001, 2002, 2003, SAHAI et al, 1981, 1999, 2000). Este sistema óptico é formado por uma lente olho-de-peixe ou lente “all sky”, um sistema telecêntrico de lentes, uma roda de filtros de interferências, um sistema de reconstrução de imagem, uma

câmara CCD, um sistema de refrigeração e um microcomputador, como apresenta-se ilustrado na Figura 12.

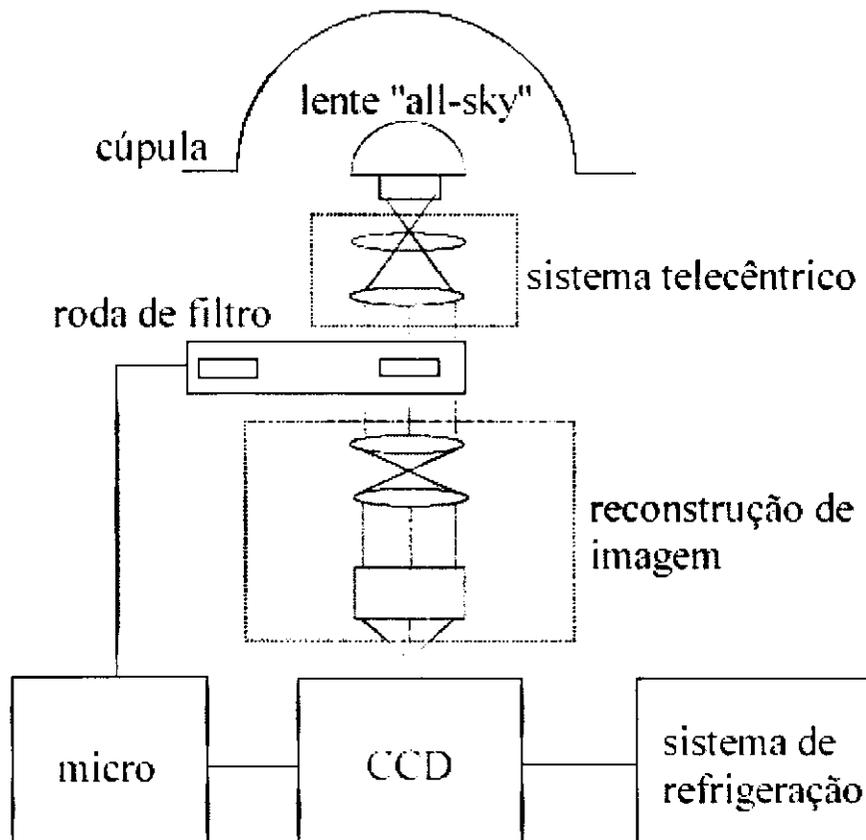


Figura 12. Diagrama em blocos do imageador "all sky" com câmara CCD.

Fonte: Medeiros, 2001.

A lente olho-de-peixe ou lente all sky é uma lente que capta imagens noturnas em um ângulo de abertura de 180° , o sistema telecêntrico direciona a luz monocromática para a câmara CCD, o conjunto de filtros de interferência são dispostos numa roda de filtros e consiste de filmes finos de materiais dielétricos que tem por finalidade selecionar apenas o comprimento de onda desejado. O sistema de reconstrução de imagens é composto de lentes que projetam a imagem para a câmara CCD. Esta, por sua vez, é constituída por um detector de fótons de alta sensibilidade, formado por uma grande quantidade de células fotossensíveis, denominadas de pixels. As células fotossensíveis fazem a conversão dos fótons incidentes (radiação

eletromagnéticas) em elétrons livres, onde a intensidade luminosa em cada célula é proporcional ao número de elétrons livres. Em geral o detector apresenta matriz 1024 x 1024 pixels. As imagens analisadas neste trabalho utilizaram uma matriz de 2048 x 2048 pixels, pois através desta matriz, obtemos uma melhor visão do deslocamento das bolhas de plasma para medição de sua velocidade de crescimento vertical. O sistema de refrigeração mantém baixa a temperatura da CCD ($\sim -35^{\circ}\text{C}$) para reduzir o ruído térmico. O microcomputador controla todo o funcionamento do sistema e armazena os dados a serem analisados em um disco rígido.

3.1.2 Linearização das imagens obtidas com o imageador "all-Sky"

Para analisar as imagens obtidas pelo imageador "all-sky" deve-se fazer a linearização digital das imagens, que consiste em projetar a imagem sobre um plano com sistema de coordenadas que relacione as distâncias em pixels com as distâncias físicas reais da camada do airglow. A linearização se faz necessário devido à curvatura que ocorre nas imagens para pequenos ângulos de elevação, pois o espaçamento entre os pixels não se apresentam equidistantes entre si. A seguir analisaremos o processo para fazer a linearização das imagens.

As imagens originais registradas pela câmara CCD são matrizes de dados representadas por par de coordenadas (i, j) que não estão alinhadas em relação às coordenadas geográficas. O processo da transformação linear das coordenadas da imagem original em um sistema de coordenadas geográficas envolve o sistema de coordenadas azimute-elevação (az, el) . O sistema de coordenadas geográficas é essencialmente uma grade uniformemente espaçada em duas dimensões, onde a imagem original é projetada sobre essa grade. Todos os pontos (i, j) na imagem original correspondem a pontos (x, y) no sistema de coordenadas geográficas, como poderemos analisar adiante esta transformação de coordenadas através da Figura 13.

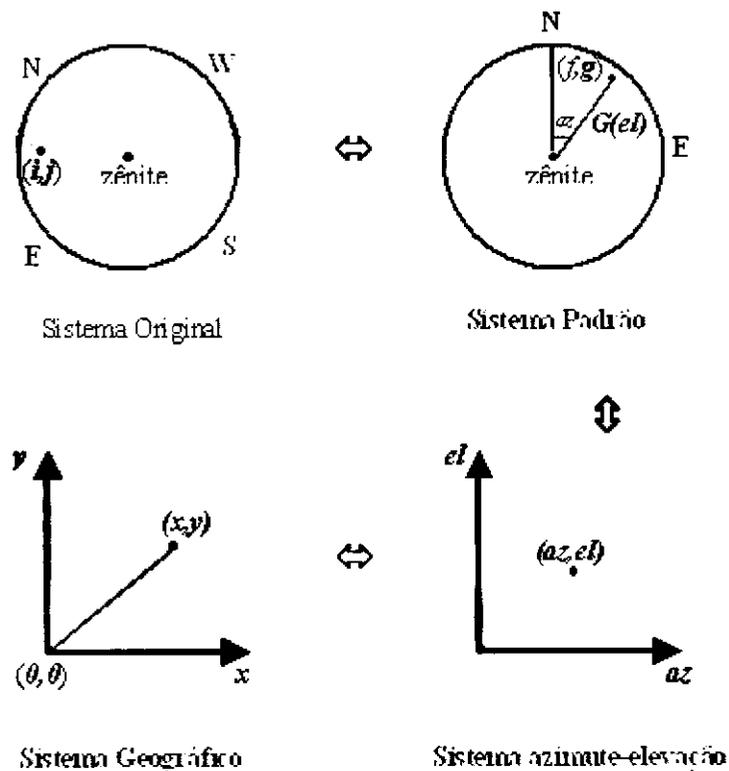


Figura 13. Esquema mostrando as transformações das coordenadas originais para as coordenadas geográficas.

Fonte: Garcia *et al.* (1997).

Na Figura 13, o zênite está localizado na origem do sistema de coordenadas x e y correspondem aos eixos Leste e Norte geográfico, respectivamente. Cada ponto (i, j) nas coordenadas originais corresponde a um ponto (f, g) nas coordenadas padrão que tem (x, y) como coordenadas geográficas que são transformadas por meio das coordenadas de azimuth-elevação (az, el) , logo podemos escrever a relação

$$(i, j) \Leftrightarrow (f, g) \Leftrightarrow (az, el) \Leftrightarrow (x, y) \quad (3.1)$$

Relacionam-se as coordenadas originais com as coordenadas padrão através da transformada linear

$$\begin{bmatrix} f \\ g \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} a_0 & a_1 & a_2 \\ b_0 & a_1 & b_2 \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} 1 \\ i \\ j \end{bmatrix}, \quad (3.2)$$

Em que a e b são constantes determinadas pela calibração espacial da imagem com o fundo estelar.

Da figura 12, podemos obter a seguinte relação matemática.

$$\begin{bmatrix} f \\ g \end{bmatrix} = G(el) \begin{bmatrix} \text{sen}(az) \\ \text{cos}(az) \end{bmatrix} \quad (3.3)$$

Onde $G(el)$ é a função da lente "all-sky" que relaciona o ângulo zenital com a distância medida do centro da imagem. Se a função da lente é desconhecida um ajuste polinomial de terceira ordem pode ser usado (GARCIA et al., 1997). A Figura 14 mostra a geometria de uma camada de emissão do airglow na atmosfera terrestre.

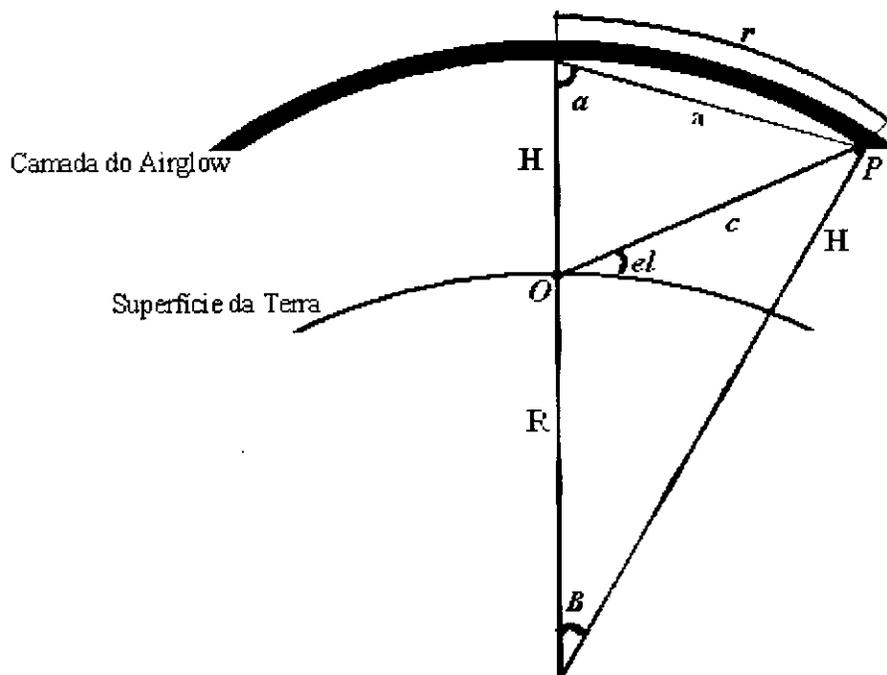


Figura 14. Geometria da camada do airglow na atmosfera terrestre.

Fonte: Garcia et al. (1997)

Onde:

H = altura da camada do airglow em relação a superfície da terra.

O = local onde o observador vê uma estrutura da camada em P.

Através das relações trigonométricas da figura 3.2 podemos obter as seguintes expressões:

$$c \cos(el) = a \operatorname{sen}(\alpha) \rightarrow el = \arccos\left[\frac{a \operatorname{sen}(\alpha)}{c}\right] \quad (3.4)$$

sendo:

$$c = \sqrt{H^2 + a^2 - 2Ha \cos \alpha} \quad (3.5)$$

$$\alpha = \frac{\pi - B}{2} \quad (3.6)$$

$$a = 2(R + H) \operatorname{sen}\left(\frac{B}{2}\right) \quad (3.7)$$

$$B = \frac{r}{R + H} \quad (3.8)$$

$$r = \sqrt{x^2 + y^2} \quad (3.9)$$

O ângulo azimutal é expresso por:

$$az = \arctan\left(\frac{x}{y}\right) \quad (3.10)$$

A Figura 15, de forma geral, ilustra o método de transformação de coordenadas estudada.

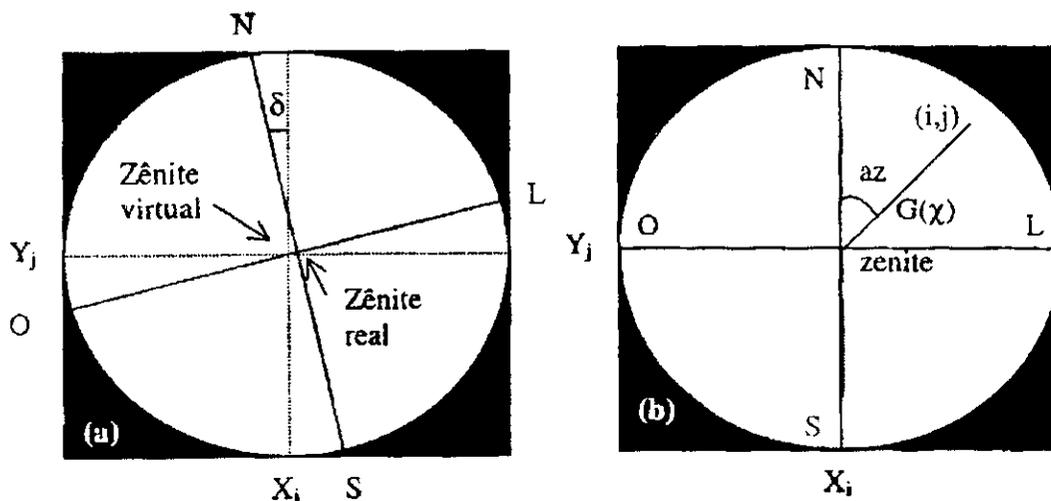


Figura 15. Representação da transformação de coordenadas: a) imagem original obtida na CCD e b) imagem corrigida.

Fonte: Medeiros (2001).

Verifica-se na Figura 15 que existe um deslocamento de zênite real em relação ao zênite virtual, bem como uma rotação azimutal da imagem, no qual o norte geográfico não corresponde ao norte registrado pela CCD, logo é necessário fazer a correção antes de determinar a função da lente.

3.2 PERÍODO DE OBSERVAÇÃO

Os estudos das imagens digitais das bolhas de plasma obtidas pelos instrumentos através da detecção do airglow OI 630,0 nm ocorreram durante o período de setembro de 2005 a novembro de 2005 como podemos visualizar na Tabela 2. Este estudo foi resultado de 52 noites observadas, sendo que somente 14 noites foram possíveis registrar a ocorrência e evolução espacial das bolhas ionosféricas de boa qualidade para análise do estudo da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma. Durante alguns dias de cada mês não foi possível observar a evolução espacial das bolhas de plasma ionosféricas devido a uma intensa anomalia equatorial, que representa o

aumento da densidade de plasma, ou dos picos de ionização, em ambos os lados do equador magnético.

As imagens digitais foram armazenadas na forma de arquivos, que nada mais são que matrizes bidimensionais de pixels, de diferentes intensidades. O armazenamento de imagens foi feito no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba - OLAP, em São João do Cariri - PB que faz parte de um programa de colaboração entre o INPE - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais e o AEROLUME - Grupo de estudos da Luminescência Espacial da Unidade Acadêmica de Física da UFCG. No observatório as imagens digitais são copiadas em unidades de cd-rom e posteriormente analisadas por grupos de pesquisadores interessados.

Tabela 2. Noites utilizadas para o estudo da ocorrência e evolução espacial das bolhas de plasma ionosféricas através das imagens digitais em São João do Cariri.

Mês/Ano	Noites observadas	Noites utilizadas para o estudo da evolução espacial das bolhas Ionosféricas
Setembro/2005	16	7
Outubro/2005	16	6
Novembro/2005	20	1
Total	52	14

As observações das emissões do OI 630,0 nm foram feitas durante o período noturno, como pode ser visto na Tabela 3, onde temos as 14 noites de registro das ocorrências e estudo da evolução das bolhas de plasma ionosféricas com os horários locais (HL) do início ao término de cada

ocorrência. Para cada noite de observação teve-se em média 100 imagens digitais analisadas.

Tabela 3. Noites de ocorrências das bolhas de plasma ionosféricas com os seus respectivos horários locais.

Dia	Início (HL)	Término (HL)
22/9/2005	18:47:52	19:28:14
23/9/2005	20:04:11	21:05:11
24/9/2005	19:34:40	20:15:25
25/9/2005	20:15:15	21:05:12
27/9/2005	19:27:12	20:14:24
28/9/2005	19:54:02	20:34:40
30/9/2005	20:08:00	20:48:40
1/10/2005	19:27:18	20:03:21
2/10/2005	19:22:35	19:54:01
3/10/2005	18:41:40	19:27:14
5/10/2005	20:07:52	20:34:28
26/10/2005	19:34:33	20:20:01
28/10/2005	21:16:35	21:50:59
2/11/2005	19:11:38	19:43:05

3.3 O CRESCIMENTO VERTICAL DAS BOLHAS DE PLASMA

A análise da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma na ionosfera terrestre é de fundamental importância para uma melhor compreensão da dinâmica da própria ionosfera e dos efeitos que poderá provocar na atmosfera neutra. A deriva eletromagnética $\vec{E} \times \vec{B}$ também é um parâmetro importante para a elaboração de modelos ionosféricos (ANDERSON et al., 1987), pois enfatiza o efeito dos campos elétricos \vec{E} e magnéticos \vec{B} sobre o movimento de partículas carregadas.

A análise do crescimento vertical das bolhas de plasma usando a emissão OI 630,0 nm foi realizada através das imagens obtidas com imageador "all-sky", que possibilitou medidas de maior alcance espacial, podendo observar grandes áreas horizontais, considerando a altura de camada de emissão em torno de 250 km. Este instrumento está instalado na região equatorial de São João do Cariri - PB.

3.3.1 Método usado para o cálculo do crescimento vertical das bolhas de plasma.

Para calcularmos a velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma, primeiramente selecionamos um conjunto de imagens do airglow OI 630,0 nm para cada noite de ocorrência de bolhas de plasma, observando a fase inicial de sua evolução temporal e sua fase final, podendo desta forma determinar o deslocamento da bolha de plasma entre duas imagens consecutivas. Para mostrarmos este método, utilizaremos imagens do airglow da noite de 01 de outubro de 2005 observando a fase inicial da evolução da bolha de plasma às 19:33 HL e a sua evolução temporal até às 20:03 HL, como podemos visualizar na Figura 16.

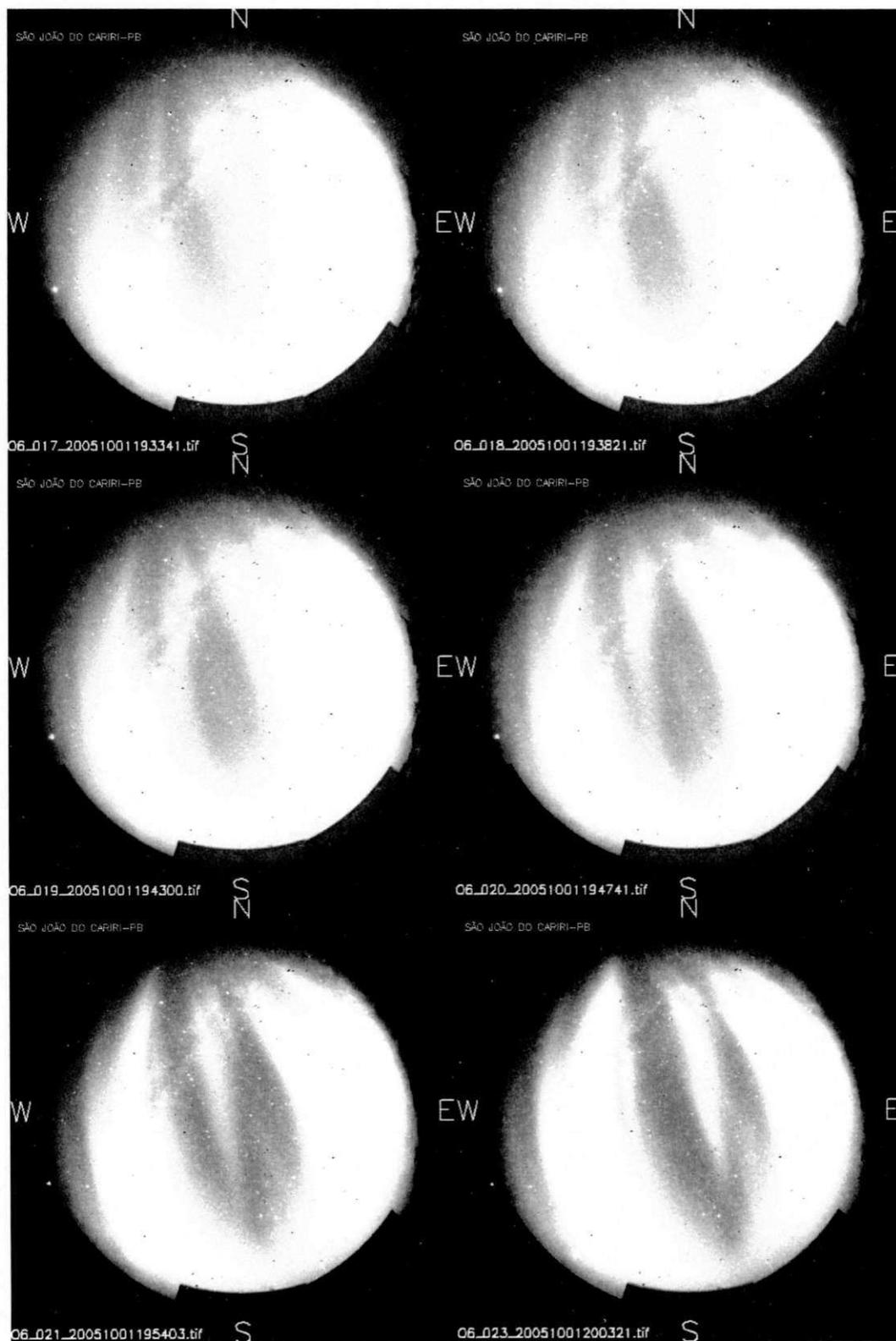


Figura 16. Evolução temporal das bolhas de plasma não linearizadas observadas na noite 01 de outubro de 2005 em São João do Cariri, com o imageamento da emissão OI 630,0nm, com área de projeção 2048 x 2048 km².

Como as imagens mostradas não apresentam um espaçamento equidistante entre os pixels devido às distorções causadas pela lente, comprometendo desta forma a análise quantitativa dos dados da posição da imagem da bolha. Devemos usar um sistema de coordenadas que relacione as distâncias em pixels com distâncias físicas reais nas imagens do airglow. Tal relação é obtida pela linearização das imagens do airglow, que consiste na projeção destas imagens sobre um plano, como analisada no item 3.1.2 anteriormente. A Figura 17 mostra a seqüência das imagens linearizadas da emissão OI 630,0 nm utilizada neste trabalho para o cálculo da velocidade de crescimento vertical da bolha de plasma.

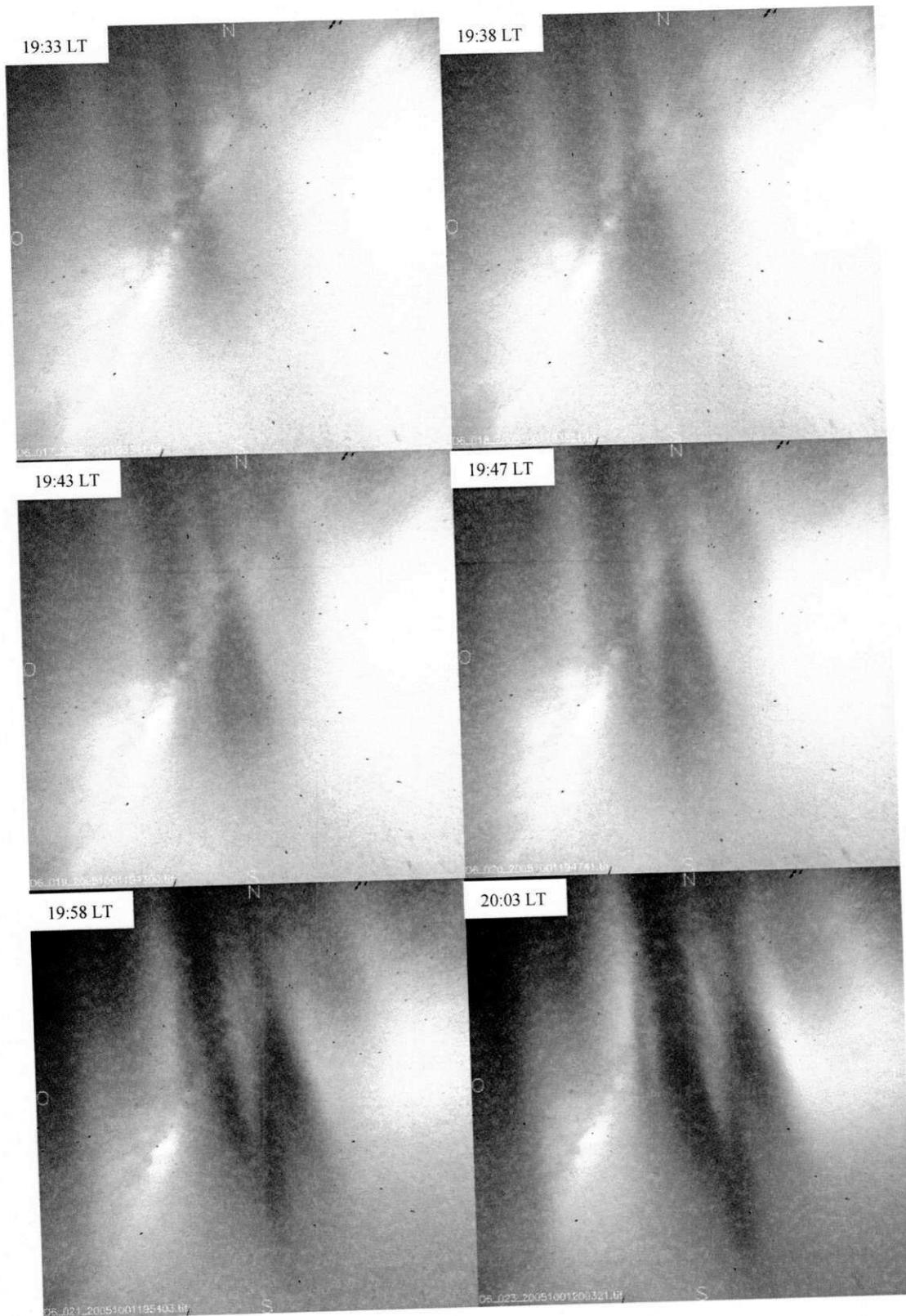


Figura 17. Sequência temporal de imagens linearizadas da emissão OI 630,0nm obtidas em São João do Cariri na noite 01 de outubro de 2005, com área de projeção 1024 x 1024 km².

Tomando como base esta sequência de imagens linearizadas podemos obter através da extremidade inferior da bolha o dip latitude para cada imagem. O dip latitude λ_d corresponde à latitude magnética de um determinado local da superfície da Terra em que incide as linhas de força do campo magnético, o dip latitude apresenta-se em função do ângulo de inclinação magnética I , definido por:

$$\tan I = 2 \tan \lambda_d \quad (3.11)$$

A inclinação magnética é definida como sendo o ângulo formado pelas linhas de campo magnético com o plano tangente a superfície da terra no local de observação. Podemos fazer uma análise da inclinação magnética terrestre através de uma agulha magnética. Quando uma agulha magnética está suspensa pelo seu centro de gravidade ela normalmente não fica na posição horizontal. Ao contrário, ela fica inclinada em relação a um plano horizontal que passa pelo local onde a agulha está situada. Esse ângulo formado pela agulha com um plano horizontal num determinado local da Terra denomina-se *inclinação magnética*. A inclinação é causada porque a agulha magnética é atraída tanto para o Pólo Norte como para o Pólo Sul, e essa atração é proporcional à distância da agulha aos pólos, então a agulha é atraída com maior intensidade pelo pólo do qual ela estiver mais próxima. Sendo assim, quando a agulha estiver num dos pólos ela estará praticamente na vertical, pois a força de atração exercida por este pólo sobrepuja a força exercida pelo pólo contrário. Em contrapartida, há locais que a atração exercida por ambos pólos tem a mesma intensidade, e como ela tem sentidos opostos a resultante será nula, como consequência a agulha ficará na horizontal. A união de todos os pontos nos quais isso ocorre forma uma linha em torno da Terra denominada de *equador magnético*. O equador magnético também pode ser definido como sendo uma linha imaginária sobre a qual a inclinação é nula. A Figura 18 mostra uma ilustração da inclinação em diferentes locais na superfície terrestre.

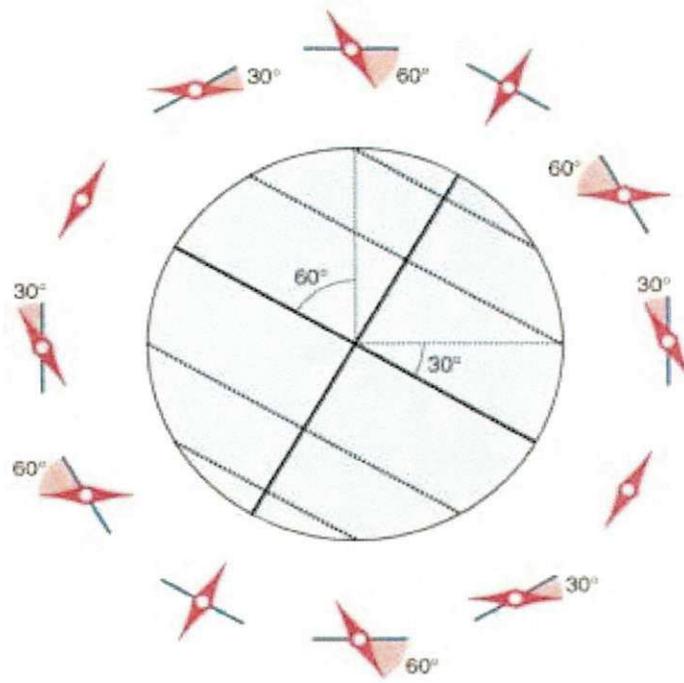


Figura 18. Ilustração da variação da inclinação magnética em diferentes locais da Terra.

Cada dip latitude corresponde a uma altura apex. A altura apex é a altitude atingida pela bolha de plasma em relação à região equatorial, onde a altura apex está associada à altura cruzada por uma linha de campo no equador magnético numa determinada latitude. Uma representação das linhas do campo magnético, o traçado da altura apex e o dip latitude do Observatório de luminescência Atmosférico da Paraíba situado em São João do Cariri podem ser vistos na Figura 19.

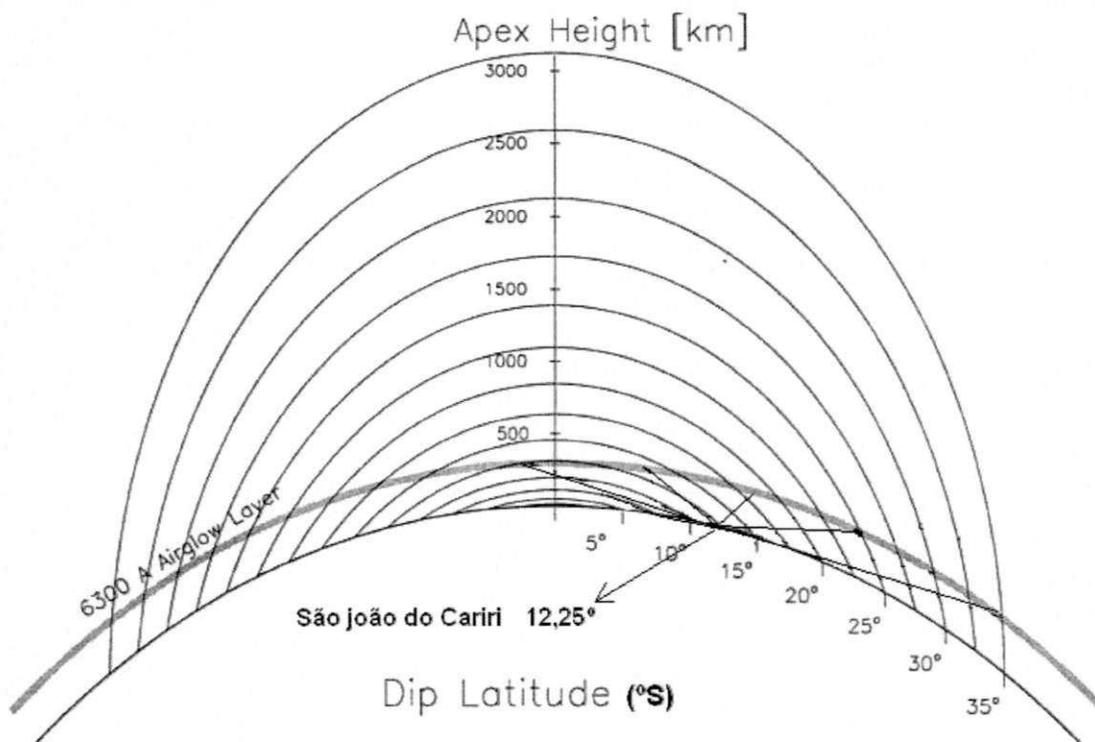


Figura 19. Representação do airglow OI 630,0 nm observado no Observatório de São João do Cariri, das linhas de força do campo magnético e o dip latitude para cada altura apex traçado.

Fonte: Mendillo, 2005, adaptada.

Para este trabalho foi desenvolvido um programa computacional interativo no ambiente do Interactive Data Language (IDL), versão 6.2, com a finalidade de identificar e traçar de forma gráfica o dip latitude e sua altura apex correspondente para todo o campo visual do imageador “all-sky” que opera em São João do Cariri. Pode-se visualizar através da Figura 20 (a) o dip latitude em qualquer ponto da região visual do imageador e a altura apex, na Figura 20 (b).



Figura 20(a). Imagem do airglow OI 6300 com as linhas correspondentes ao dip latitude, com área de projeção 2048 x 2048 km²

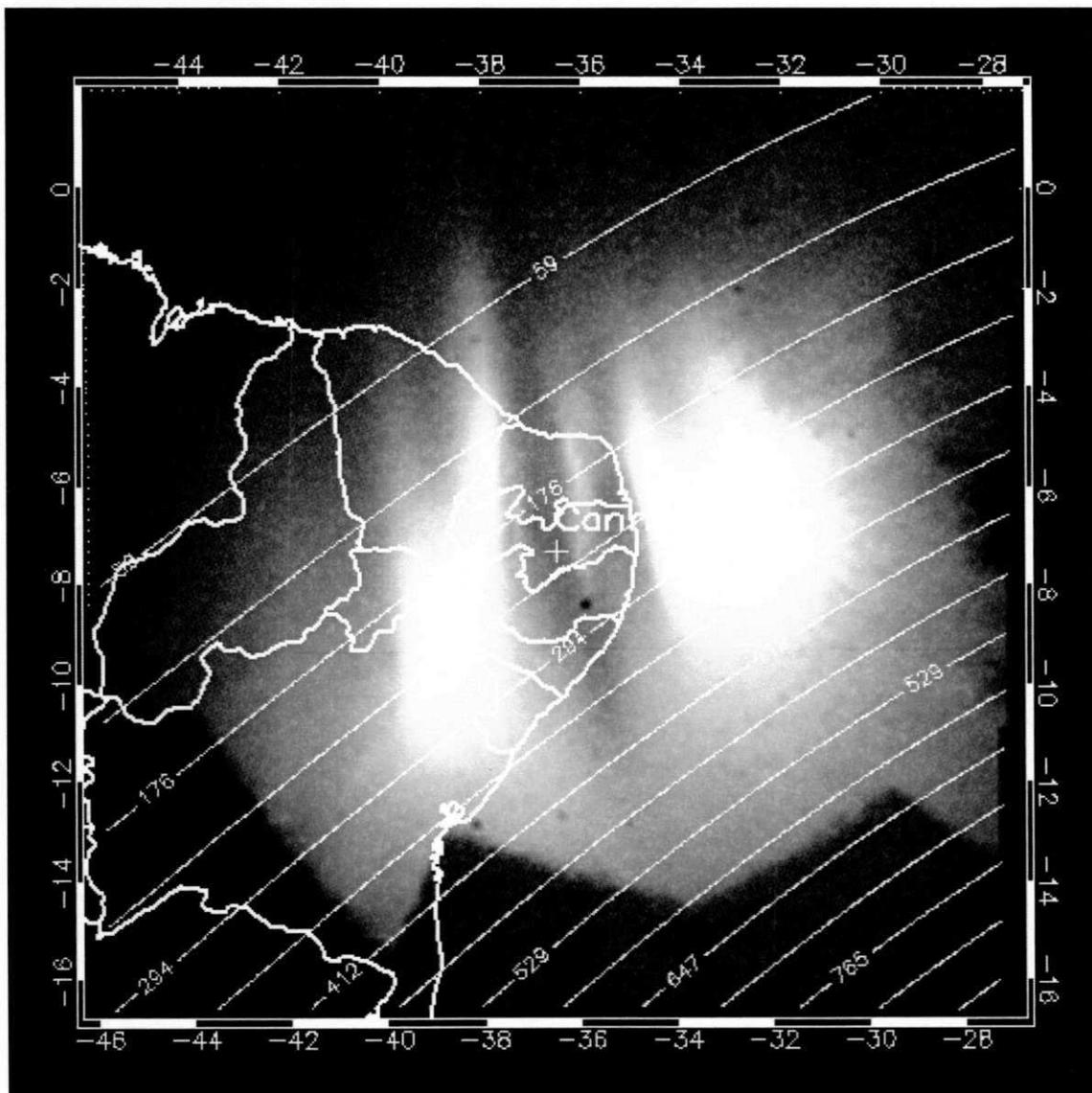


Figura 20(b). Imagem com as linhas representando as alturas apex, com área de projeção 2048 x 2048 km²

Desta forma podemos determinar e visualizar de maneira precisa através de uma sequência temporal de imagens a altura apex para cada posição que a extremidade inferior da bolha de plasma apresentar em seu deslocamento, como podemos visualizar na sequência de imagens da Figura 21.

Utilizando-se a evolução temporal das imagens selecionadas determinamos o deslocamento da bolha de plasma através da diferença da altura apex de cada imagem e com o intervalo de tempo registrado por cada imagem na forma seqüencial, podemos calcular a velocidade de crescimento vertical da bolha de plasma.

A Tabela 4 mostra os parâmetros utilizados para a determinação da velocidade de crescimento vertical da bolha de plasma durante sua evolução temporal observada na noite de 01 de outubro de 2005, bem como sua velocidade média durante todo o intervalo de tempo registrado e o desvio padrão.

Tabela 4. Variação temporal da extremidade inferior da bolha, dip latitude, altura apex no equador, velocidade média de deriva vertical da bolha e o desvio padrão

Hora local (HL)	Dip latitude (°)	Apex (km)
19:27:18	-9,65	184,45
19:33:41	-10,62	224,45
19:38:21	-11,33	256,06
19:43:00	-11,64	270,91
19:47:41	-12,19	297,80
19:54:03	-12,88	333,82
19:58:43	-13,43	364,04
20:03:21	-13,78	383,91
Velocidade média (m/s)	91,4	
Desvio padrão (m/s)	21,4	

Quanto mais próximo de zero for o desvio padrão, mais homogênea é a distribuição dos valores da velocidade. Observamos pelos resultados obtidos e representados na Tabela 4 que a velocidade de crescimento vertical das bolhas

de plasma apresenta uma variação elevada no intervalo de tempo analisado, tendo em vista o elevado valor do seu desvio padrão.

Através dos valores obtidos do dip latitude e da altura apex correspondente para o conjunto de imagens coletado na noite de 01 de outubro de 2005, poderemos visualizar a evolução espacial das bolhas de plasma na camada ionosférica. Na Figura 22, observou-se o surgimento da bolha de plasma na base da camada F. É um evento restrito a região abaixo do pico de densidade da camada e só pode ser detectado por instrumentos localizados em latitudes próximas ao equador magnético. As bolhas de plasma são irregularidades de grande escala que se propaga por vasta região latitudinal, onde emergem para altitudes e latitudes bem mais altas via campo magnético.

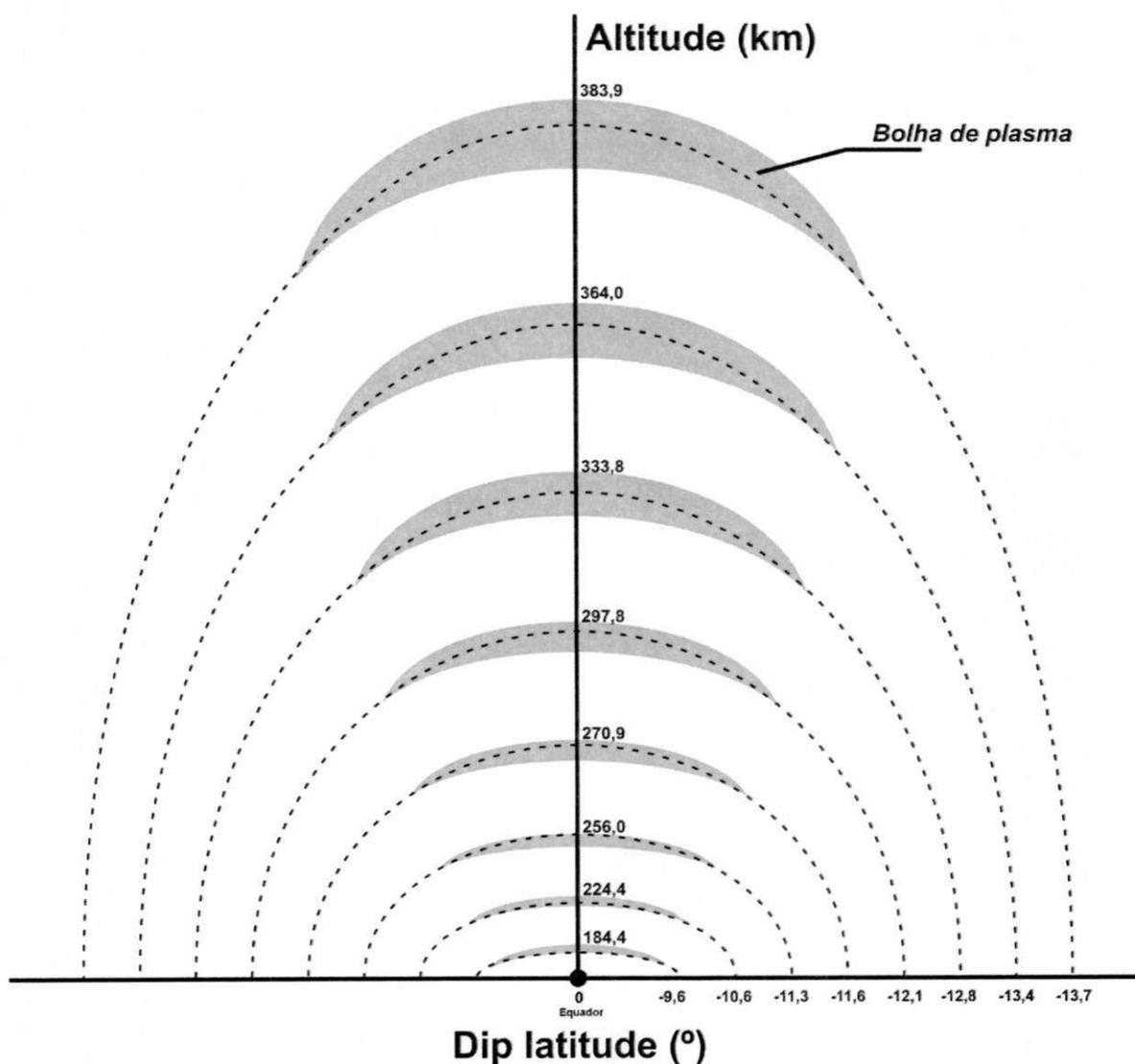


Figura 22. Ilustração do deslocamento da bolha de plasma na ionosfera com seus respectivos valores de dip latitude e altura apex observado no Observatório de São João do Cariri.

Utilizando os dados da Tabela 4, podemos analisar de forma gráfica o comportamento da variação da velocidade de crescimento vertical da bolha de plasma de acordo com a evolução temporal de cada imagem do airglow, como pode ser visto na Figura 23.

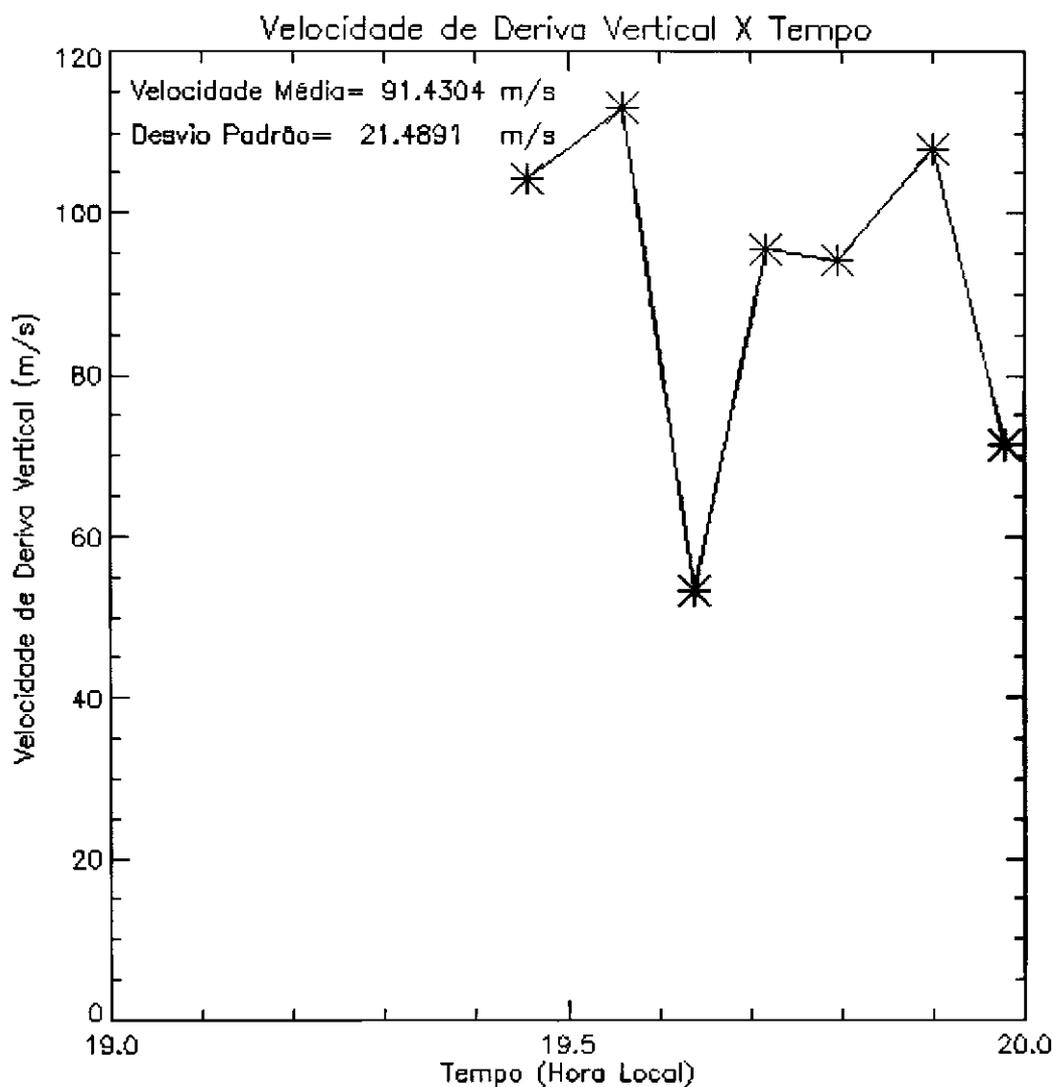


Figura 23. Gráfico do comportamento da velocidade de deriva vertical da bolha de plasma em sua evolução temporal na noite de 01 de outubro de 2005.

Pode-se analisar o comportamento da velocidade média de crescimento vertical das bolhas de plasma através do método dos mínimos quadrados. Utiliza-se este método quando temos uma distribuição de pontos e queremos ajustar a melhor curva a este conjunto de dados. Verificou-se que as

várias diferenças entre os valores y (altura apex) em relação a uma curva ajustada apresentam uma forte tendência linear, como se pode visualizar na Figura 24, logo a função linear obtida para este gráfico foi $h = 330,1t - 6231$ (km, h) com um coeficiente de determinação equivalente a 0,99, onde 330,1 representa a velocidade média em km/h (91,7m/s) e -6231 km seria a altitude no instante $t = 0$. Como o surgimento das bolhas ocorre após o entardecer, este valor de altitude no instante $t = 0$ não tem sentido no estudo realizado do crescimento vertical das bolhas. Esta tendência linear do gráfico pode ser explicada pelo coeficiente R^2 (coeficiente de determinação). O coeficiente de determinação fornece uma medida da proporção da variação explicada pela equação de regressão em relação à variação total da variável dependente. Assim, $R^2 = 0,99$ significa que 99% de variância é explicada pelo método, quanto maior o R^2 maior será o ajuste da reta aos pontos experimentais.

Observou-se que a velocidade média de crescimento vertical das bolhas de plasma pode ser analisada também pelo método dos mínimos quadrados, pois comparando os resultados da velocidade média das Figuras 23 e 24 verificou-se que os mesmos estão bastante compatíveis.

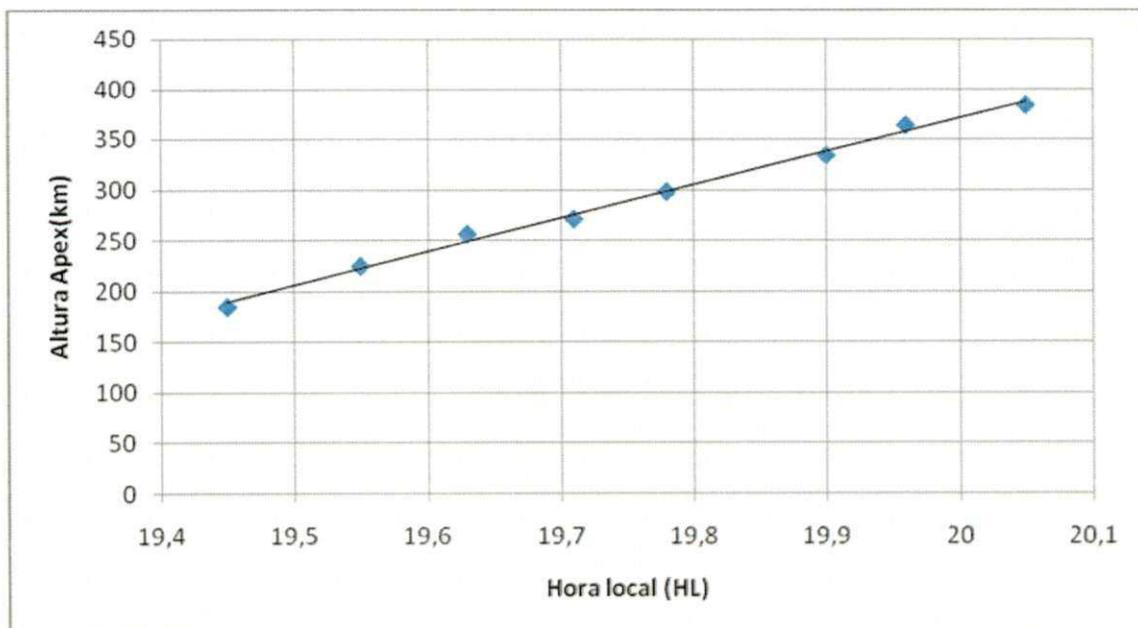


Figura 24. Representação do comportamento da velocidade de crescimento vertical da bolha de plasma obtida através do ajuste linear utilizando o método dos mínimos quadrados.

4 RESULTADOS E DISCUSSÕES

4.1 BASE PARA ANÁLISE DOS DADOS

Neste trabalho, foram utilizadas imagens através das emissões do OI 630,0nm da campanha experimental (Spread F experiment, ou SpreadFEx) realizada de setembro a novembro de 2005, que teve por motivação definir o papel da dinâmica da atmosfera neutra, especificamente movimentos de propagação de ondas de gravidade para cima da baixa atmosfera e as evoluções espacial e temporal das bolhas de plasma geradas, tendo neste período um total de 52 noites observadas com 14 noites de ocorrência de bolhas ionosféricas. Estas imagens foram obtidas com um imageador tipo "all-sky" instalado em São João do Cariri (7,4°S; 36,5°O, 12,25°S de dip latitude). O instrumento operou regularmente durante o período de medição, ocorrendo em alguns dias uma intensa anomalia equatorial o que dificultou a coleta de dados, onde não foi possível calcular com confiança as velocidades de crescimento vertical.

4.2 A VELOCIDADE DE CRESCIMENTO VERTICAL DAS BOLHAS DE PLASMA

Na Figura 25 tem-se uma distribuição ao longo do período de observação das velocidades médias das bolhas de plasma por dia de cada mês observado. E, a Figura 26 representa o fluxo solar F 10,7 cm ao longo do período observado do ano de 2005.

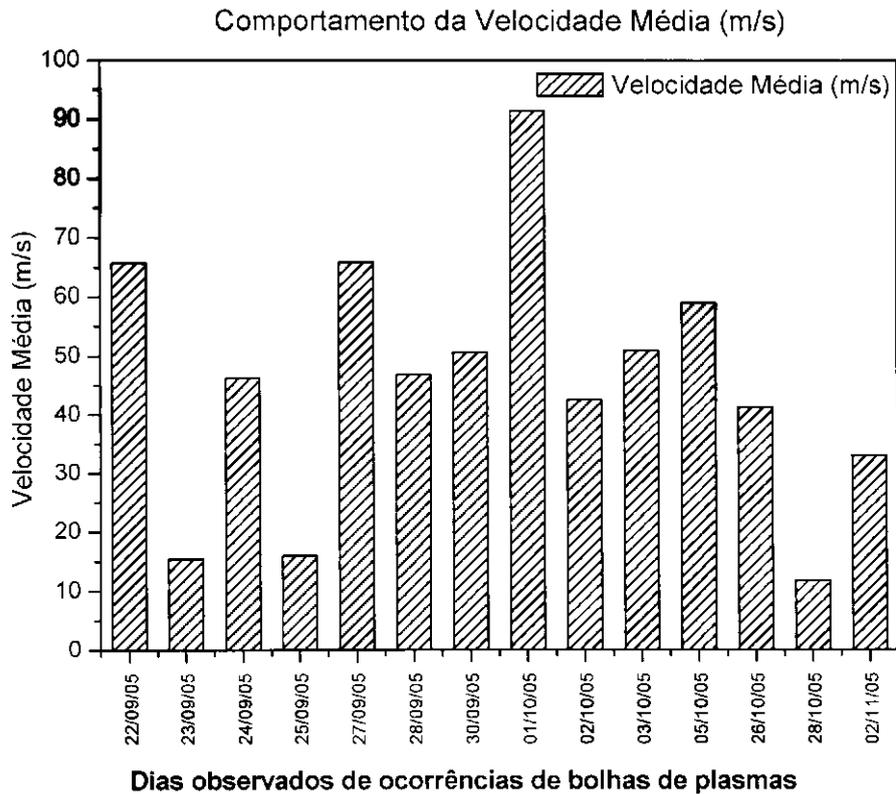


Figura 25. Distribuição das velocidades médias de deriva vertical das bolhas de plasma ao longo dos dias observados (o eixo x do gráfico não se apresenta em escala).

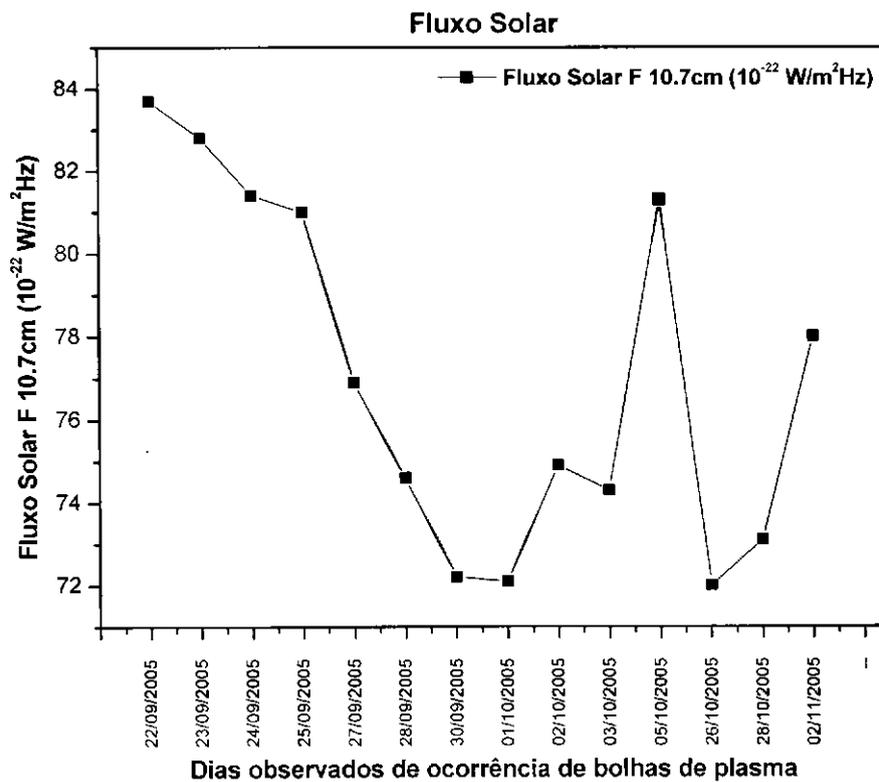


Figura 26. Distribuição da média do fluxo solar F 10.7 cm ao longo do período observado do ano de 2005.

Através dos resultados das velocidades médias da Figura 25, constatou-se que pode existir uma relação entre o comportamento da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma com o índice de atividade solar F 10.7, como podemos visualizar na Figura 26, para os meses de setembro, outubro e novembro de 2005. O F10.7 (10,7cm flux) é um índice de atividade solar obtido a partir da medição da densidade do fluxo solar com comprimento de onda 10,7cm. Essa emissão de ondas de rádio (radiação) é rotineiramente monitorada e convertida em unidades de fluxo de energia $10^{-22} \frac{W}{m^2 Hz}$. Por exemplo, um fluxo solar F10.7 de 90, corresponde a 90 vezes a unidade de fluxo de energia. FEJER et al. (1979) mostraram que a magnitude da deriva vertical de plasma é maior durante o período de atividade solar alta do que em atividade solar baixa.

Olhando para os valores médios das velocidades das bolhas de plasma para cada dia dos meses observados e do índice de atividade solar F 10.7 correspondentes, pode-se observar que o fluxo solar F 10,7cm para este período assumiu valores inferiores a $100 \times 10^{-22} W/m^2 Hz$, o que caracteriza um período de atividade solar baixo. A velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma neste período observado de 2005 atingiu seu valor máximo de 91,4 m/s no início do mês de outubro. CANDIDO (2008) mostrou em seu trabalho que as bolhas de plasma em seu crescimento vertical atingiram valores acima de 150m/s em um período de atividade solar alta no ano de 2000. Logo se constatou que os valores médios mais elevados das velocidades ocorrem no período de atividade solar alta e valores médios menores na atividade solar baixa.

O comportamento da variação da magnitude da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma para cada dia de observação pode ser analisada através da medição do desvio padrão. Verificamos na Figura 27 que o desvio padrão foi elevado para cada série de medidas realizadas, desta forma verificou-se que a velocidade de crescimento vertical não apresenta uma homogeneidade na distribuição de seus valores, o que implica no decorrer do movimento das bolhas de plasma uma variação de maneira intensa em sua velocidade.

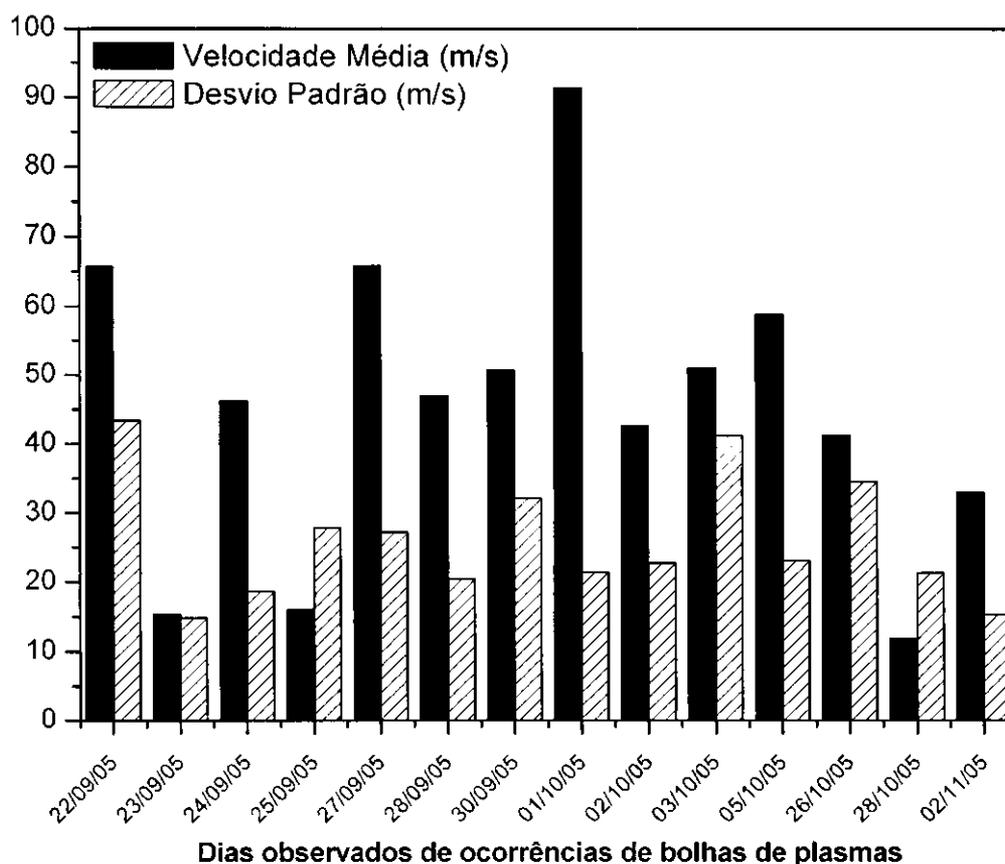


Figura 27. Distribuição das velocidades médias e do desvio padrão ao longo do período de observação (o eixo x do gráfico não se apresenta em escala).

4.3 MÉTODOS USADOS PARA MEDIÇÃO DA VELOCIDADE DE DERIVA DE PLASMA E IRREGULARIDADES IONOSFÉRICAS

Neste trabalho observamos que a deriva de plasma (principalmente a deriva vertical) além de desempenhar um papel importante na geração das irregularidades, pode estar relacionada com a evolução das irregularidades de plasma ionosférico, podendo interferir diretamente no comportamento da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma

As observações das irregularidades ionosféricas podem ser analisadas através de ionossonda e instrumentos ópticos tais como fotômetro e

imageadores "all-sky". A seguir mostraremos trabalhos que utilizaram estes instrumentos para calcular da velocidade de deriva do plasma e da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma

BITTENCOURT E ABDU (1981) mostraram que é possível obter as derivas verticais de plasma a partir dos movimentos verticais da camada ionosférica, observadas a partir de ionogramas. No Trabalho de BATISTA et al. (1986) as medidas das derivas verticais foram realizadas dos movimentos verticais da camada ionosférica, observadas a partir de ionogramas. Ionogramas são representações gráficas dos resultados obtidos com a sondagem por pulsos de onda de rádio de alta frequência incidentes na ionosfera. O registro de dados do ionograma é feito através de um sinal emitido normalmente na vertical e refletido pela ionosfera e em função do tempo decorrido entre a transmissão e recepção do pulso de sinais, obtém a distância percorrida pelo pulso, ou a chamada altura virtual da base da camada, $h'F$. Os ionogramas são geralmente gravadas em filmes fotográficos através de modulação da intensidade de uma fonte luminosa pelo sinal recebido. Quando existem bolhas de plasma, o sistema transmissor-receptor sai de sincronismo, onde essa descontinuidade indica a presença de bolhas de plasma. A Figura 28 mostra a forma gráfica da frequência versus altura virtual da camada de um ionograma.

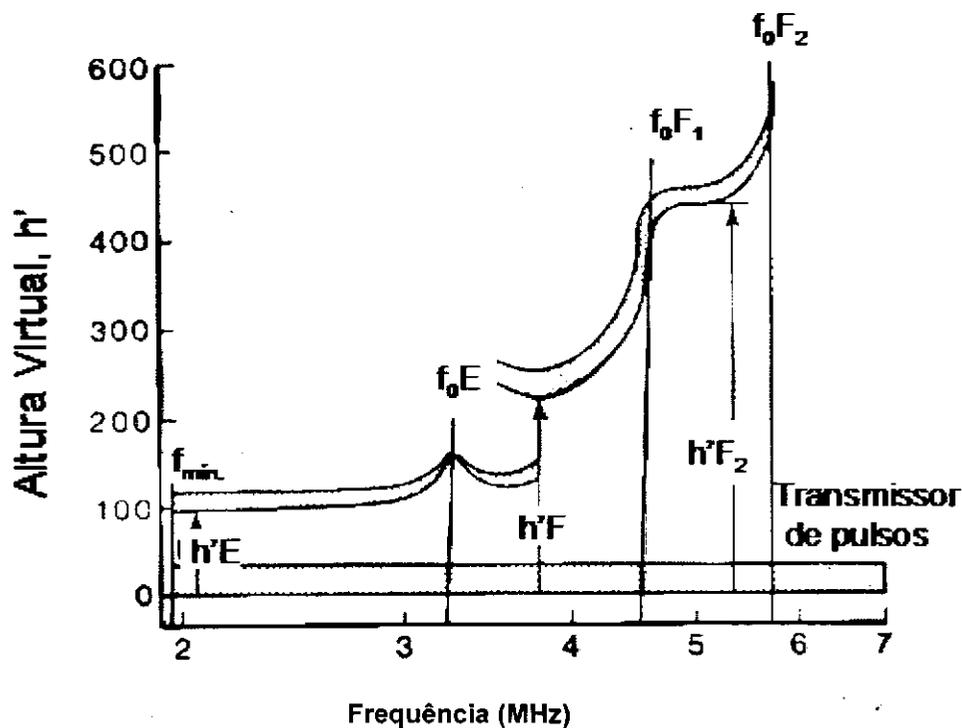


Figura 28. Representação gráfica de um Ionograma.

Fonte: Hunsucker (1987).

Os ionogramas foram obtidos por ionossondas no período de outubro de 1978 a setembro de 1979 em fortaleza que forneceu o perfil de densidade eletrônica a cada 15 minutos, permitindo desta forma analisar a variação da base da altura virtual da camada F da ionosfera ($\Delta h'F$) e através da relação $\Delta h'F/\Delta t$ foi possível fazer o cálculo da velocidade vertical aparente. BITTENCOURT E ABDU (1981) mostraram que a velocidade aparente da camada F só é significativa ao entardecer quando a camada apresenta-se acima de 300km de altitude aproximadamente, quando ocorre a rápida subida da camada F e os processos de recombinação não apresentam tanta influência no movimento vertical da camada F. Na Figura 29, adaptada de BATISTA et al (1986), as médias mensais das derivas verticais a partir de ionogramas obtidos em fortaleza no período de outubro de 1978 a setembro de 1979.

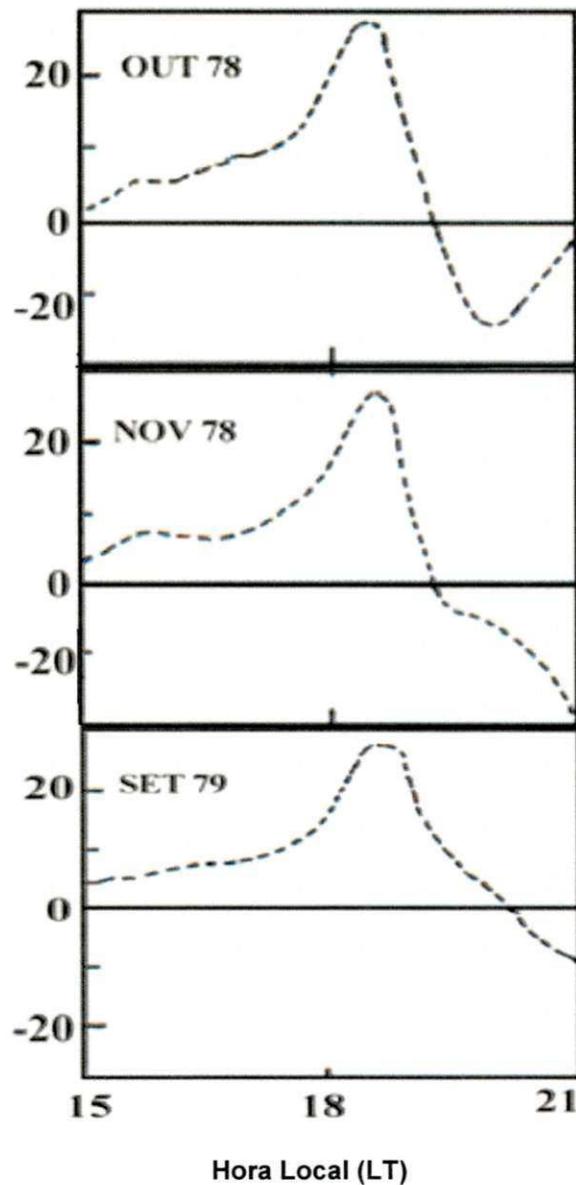


Figura 29. Comportamento das médias mensais de deriva vertical na camada ionosférica em Fortaleza, obtidos através de ionogramas.

Fonte: Adaptada de Batista et al.(1986).

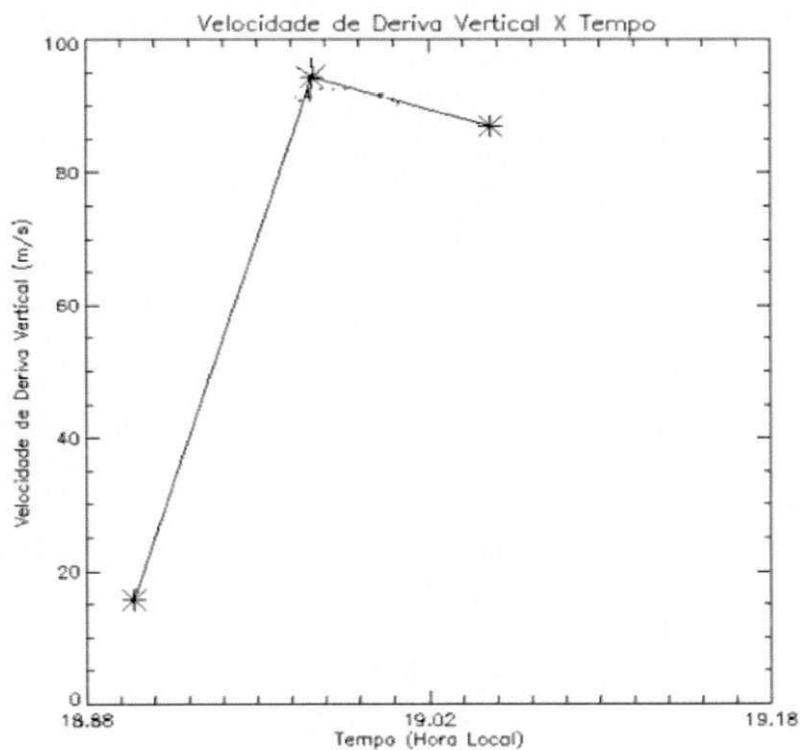
CANDIDO (2008) utilizou em seu trabalho um sistema de imageadores all-sky equipados com dispositivos CCDs (Coupled Charge Device) analisados neste trabalho no item 3.1, que fornecem imagens bidimensionais das emissões luminescentes noturnas, permitindo o mapeamento das irregularidades de plasma ionosférico (bolhas de plasma). A partir de uma seqüência de imagens na noite de 23 – 24 de outubro de 2000 foram obtidas as latitudes geográficas das extremidades inferior da bolha para cada posição

ocupada em seu deslocamento e através do método de mageamento a altura apex, método descrito por TINSLEY (1982), obteve o deslocamento vertical da bolha e o intervalo de tempo correspondente, calculando desta forma a velocidade média de crescimento vertical da bolha de plasma (200 m/s, 230m/s 186m/s). Verificamos no trabalho de CANDIDO (2008) que as velocidades médias do crescimento vertical da bolha de plasma não estão compatíveis com os resultados das alturas apex coletada em seus respectivos intervalos de tempo. Acreditamos que o número de medidas e dias observados foi insuficiente para termos um real comportamento da variação da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma.

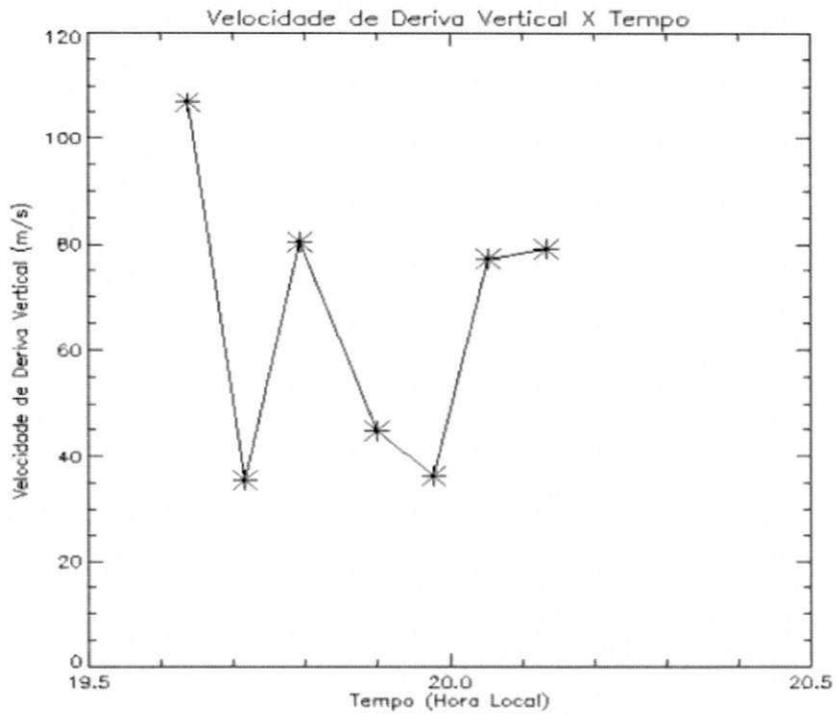
4.4 COMPORTAMENTO DA VELOCIDADE DE CRESCIMENTO VERTICAL DAS BOLHAS DE PLASMA NO PERÍODO DO PICO PRÉ-REVERSÃO.

Verificamos durante o trabalho que existe uma forte relação entre a intensidade da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma com a amplitude do pico pré-reversão da deriva vertical da camada F da região ionosférica. Estudos já realizados constataram que a velocidade de subida da camada F durante as horas que precedem, durante e sucedem o pico de pré reversão é um parâmetro importante na geração de irregularidades de plasma (ABDU et al., 2003, CARRASCO et al., 2005). O pico de pré-reversão, conforme discutido no capítulo 2.5.2 deste trabalho, está relacionado com a condutividade ao longo de linhas de campo entre regiões E conjugadas. BATISTA (1985) mostra que o efeito da taxa de variação da condutividade depende do grau de alinhamento do meridiano magnético com o terminadouro e será máxima quando o alinhamento for perfeito. Esse alinhamento provoca um desacoplamento quase que instantâneo entre os pontos conjugados das regiões E e F, logo após o pôr-do-sol, favorecendo a aparição de campos elétricos de polarização na região F com magnitudes relativamente maiores, resultando num pico pré-reversão na deriva vertical de plasma maior mais com menor duração.

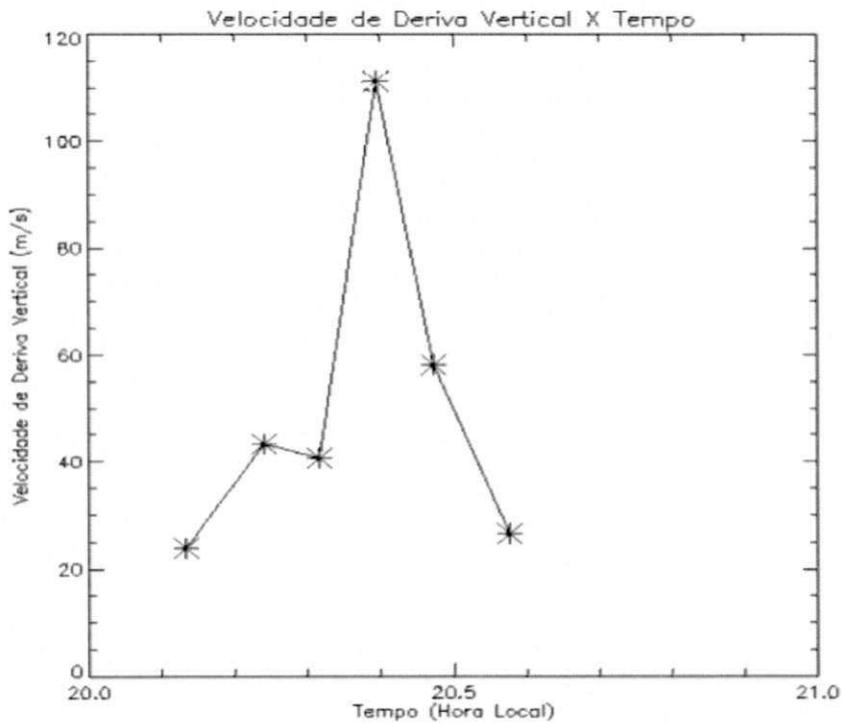
A Figura 30 mostra o comportamento da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma durante alguns dias dos meses de setembro, outubro e novembro de 2005 nos horários compreendidos entre 18 e 20 h. Pode-se notar que, os valores mais elevados para a velocidade de crescimento vertical apresentaram-se ao entardecer próximo da ocorrência do pico pré-reversão analisados pelo método de ionogramas utilizado por BATISTA (1985) nos meses de outubro e novembro de 1978 e setembro de 1979, conforme Figura 29.



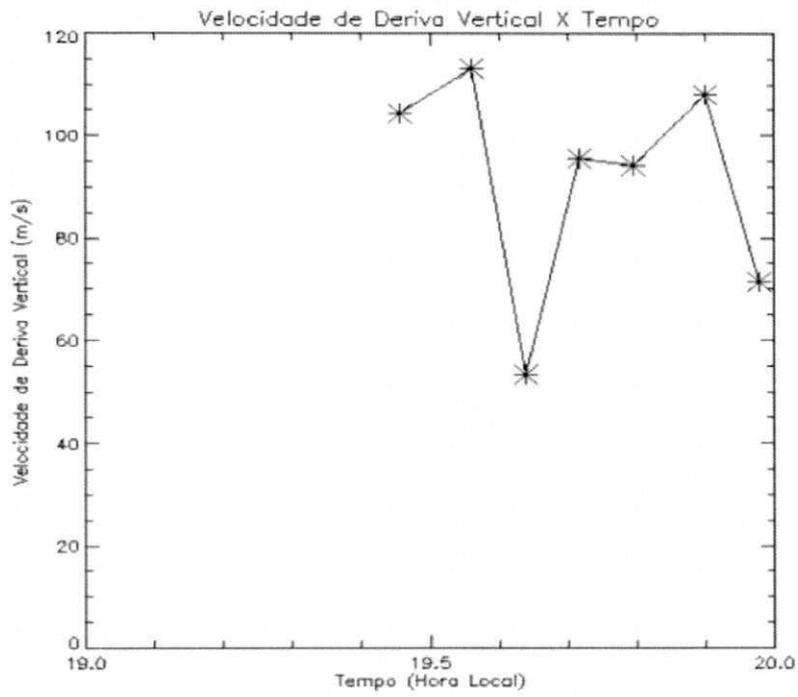
Velocidade Média = 65.6 m/s
Desvio Padrão = 43.4 m/s
22/09/2005



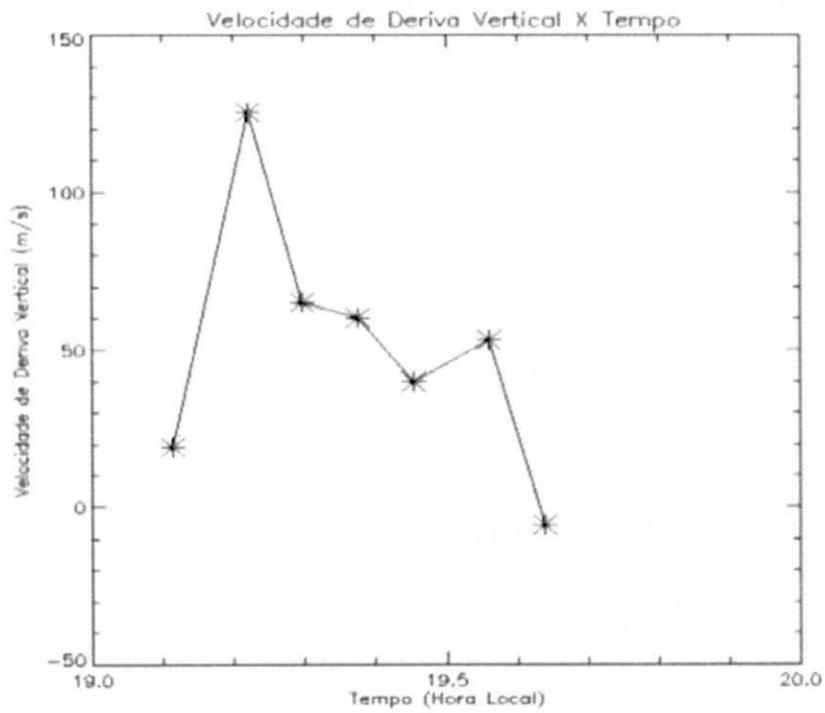
Velocidade Média = 68.8 m/s
Desvio Padrão = 27.1 m/s
27/09/2005



Velocidade Média = 50.6 m/s
Desvio Padrão = 32.1 m/s
30/09/2005



Velocidade Média = 91.4 m/s
Desvio Padrão = 21.4 m/s
01/10/2005



Velocidade Média = 50.9 m/s
Desvio Padrão = 41.1 m/s
03/10/2005

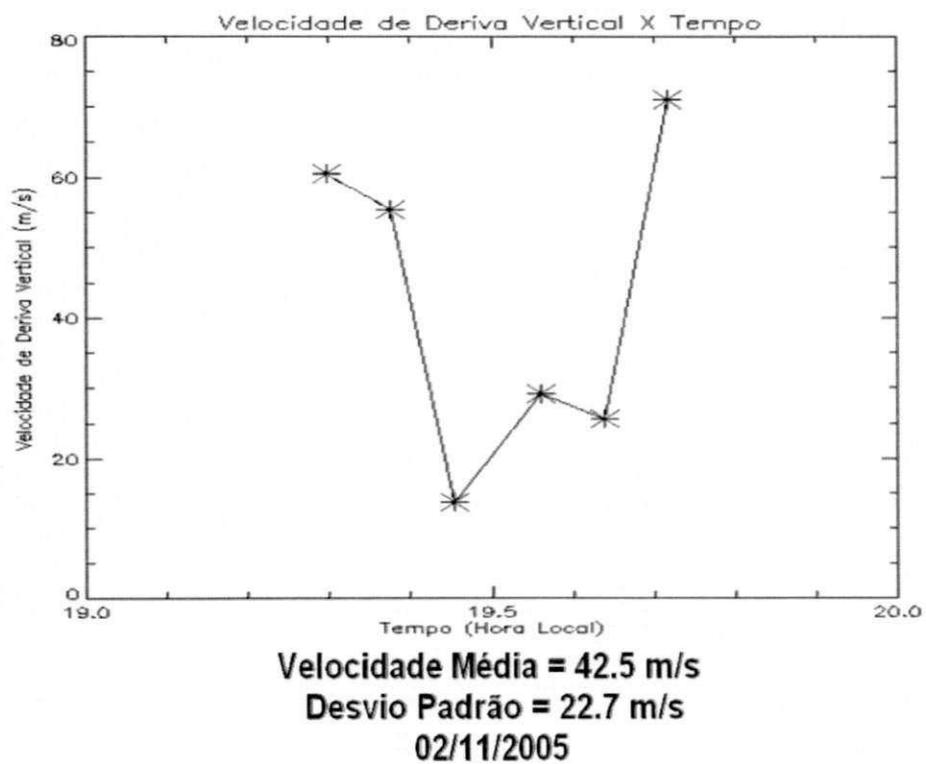


Figura 30. Gráficos do comportamento da velocidade de deriva vertical das bolhas de plasma para dias dos meses de setembro, outubro e novembro de 2005 em São João do Cariri.

5 CONCLUSÕES

Foram analisados três meses de dados do imageador “all-sky” instalado em São João do Cariri, no período de setembro de 2005 a novembro de 2005, com o objetivo de calcular e estudar o comportamento da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma ionosférico através de imagem do OI 630,0nm atmosférico. Durante o período de estudo foram observados mais de 3110 imagens do airglow OI 630,0nm resultado de 52 noites de observações, sendo que somente 14 noites teve ocorrência de bolhas ionosféricas de boa qualidade para análise do crescimento vertical das bolhas de plasma.

Para calcularmos a velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma nas imagens do airglow em função da hora local foi utilizada na metodologia deste trabalho uma sequência de etapas, descrita da seguinte forma:

- ✓ Selecionamos um conjunto de imagens do airglow OI 630,0nm para observarmos a fase inicial e a fase final da evolução temporal das bolhas de plasma.
- ✓ Linearizamos as imagens selecionadas, que consiste em projetar as imagens para um sistema de coordenadas em que a distância entre dois pixels consecutivos quaisquer seja a mesma, independente da posição destes pixels as imagens, como descrito no tópico 3.1.2. A resolução espacial para as imagens linearizadas neste trabalho foram de 2048 x 2048 km por ter apresentado uma melhor definição no deslocamento das bolhas de plasma.
- ✓ Utilizando a linguagem de programação IDL (Interactive Data Language) foi possível desenvolver um programa com a finalidade de identificar o dip latitude da extremidade da estrutura da bolha e com isto determinar a altura apex para cada posição que a bolha de plasma ocupar em seu deslocamento.
- ✓ A partir da sequência temporal das imagens, utilizando o programa IDL, pode-se extrair o deslocamento vertical em km, e através

do intervalo de tempo em cada imagem, determinar a velocidade de crescimento vertical das bolhas.

✓ A etapa final do procedimento consistiu em plotar gráficos e planilhas que auxiliaram na análise dos resultados obtidos.

O cuidado que deve ser tomado neste procedimento para calcular a velocidade vertical das bolhas é que as extremidades da bolha em sua evolução temporal precisam ser identificadas para o programa de forma visual nas imagens. Como as bolhas possuem uma dinâmica temporal-espacial interna que conduz a mudanças em sua forma e dimensão, podemos provocar uma margem de erro no cálculo do deslocamento da bolha e conseqüentemente na sua velocidade de crescimento vertical. Constatamos que para cada pixel de erro na medida acarretará na velocidade um erro em torno de 2%.

Verificamos através dos resultados obtidos no trabalho que a intensidade da velocidade de crescimento vertical das bolhas de plasma pode estar relacionado ao índice de atividade solar. O fluxo solar $F_{10,7\text{cm}}$ para o período analisado (setembro, outubro e novembro de 2005) assumiu valores inferiores a $100 \times 10^{-22} \text{ W/m}^2\text{Hz}$, o que caracteriza um período de atividade solar baixo, onde o gradiente de pressão produzido pelo aquecimento da camada F devido a absorção da radiação solar foram considerados mais baixos. Logo a magnitude das velocidades de crescimento vertical das bolhas de plasma é maior durante o período de atividade solar alta do que em baixa.

Ao longo de cada noite analisada, as bolhas de plasma apresentaram velocidades que atingiram o pico entre 19:00 e 20:00HL e depois decaíram gradativamente até o fim da noite. Este comportamento acompanha o pico pré-reversão da camada F ao entardecer. Assim como, existe uma forte correlação entre a magnitude do pico pré-reversão da deriva vertical da camada F, ao entardecer, e a frequência da ocorrência das bolhas de plasma que podem ser interpretadas em função da variação de condutividade ao longo das linhas de campo entre regiões E conjugadas, discutida no trabalho de Batista et al (1986), verificou-se que possivelmente o pico de pré-reversão seja responsável pela intensidade elevada na velocidade das bolhas para o mesmo período de análise. As medidas de deriva de plasma poderão fornecer pistas importantes para compreendermos a dinâmica e evolução das irregularidades ionosféricas

de grande escala (bolhas de plasma). A deriva de plasma (principalmente a deriva vertical) além de desempenhar um papel importante na geração das irregularidades, verificou-se que pode estar relacionadas com a evolução das irregularidades. Como foi visto no trabalho, é possível obter as derivas verticais de plasma a partir dos movimentos verticais da camada ionosférica, observadas a partir de ionogramas.

Através dos resultados obtidos, podemos concluir que este trabalho é mais uma contribuição para o conhecimento do comportamento do crescimento vertical das bolhas de plasma. Como sugestão para trabalhos futuros, propõe-se investigar o comportamento da velocidade de crescimento vertical das bolhas num período maior, com isto teremos dados suficientes para avaliar com mais precisão a correlação entre a evolução temporal das bolhas de plasma com os fenômenos estudados (atividade solar e pico pré-reversão).

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABALDE, J. R., FAGUNDES, P.R. SAHAI, Y, PILLAT, V.G., PIMENTA, A.A. BITTENCOURT, J.A. Height- resolved ionospheric drift at low latitudes from simultaneous OI 777,4 nm and OI 630,0 nm imaging observations. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, DOI:10.1029/2004JA 010560, 109 (A11):Art. No A11308, 2004.

ABDU, M.A., MACDOUGALL, J.W., BATISTA, I.S., SOBRAL, J.H.A., JAYACHANDRAN, P.T. Equatorial evening prereversal electric field enhancement and sporadic E layer disruption: A manifestation of E and F region coupling. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, 108 (A6): Art. No. 1254 jun 26, 2003.

ANDERSON, D. N.; HEELIS, R.A.; MCLURE, J.P. Calculated nighttime eastward drift velocities at low latitudes and their solar cycle dependence. **Annales Geophysicae**, v.5, no.3, p. 435-442, 1987.

BATISTA, I. S. **Dínamo da região F equatorial: Assimétrias sazonais e longitudinais no setor americano**. Tese de Doutorado, INPE, 1985.

BATISTA, P. P., 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, n. A11, p. 12055-12064, 1986a.

BATISTA, I. S.; MEDEIROS, R. T.; ABDU, M. A.; SOUZA, J. R.; BAILEY, G. J.; de Paula, E. R. Equatorial ionospheric vertical plasma drift model over the Brazilian region. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, no. A11, p. 10.887-10.892, 1986b.

BITTENCOURT, J. A., SAHAI, Y., FAGUNDES, P. R., TAKAHASHI, H. Simultaneous observations of equatorial F-region plasma depletions and thermospheric winds. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 59, no.9, p.1049-1059, 1997.

BITTENCOURT, J. A., ABDU, M. A. A theoretical comparison between apparent and real vertical ionization drift velocities in the equatorial F region. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. A4, p. 2451-2454, 1981.

CARRASCO, A. J., BATISTA, I. S. ABDU, M. A. The prereversal enhancement in the vertical drift for Fortaleza and the sporadic E layer. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, 67 (16): 1610-1617, 2005.

CANDIDO, C. M. N. **Estudo de irregularidades no plasma da camada ionosférica F equatorial e de baixas latitudes no setor longitudinal brasileiro**. Tese de Doutorado, INPE, 2008.

DE PAULA, E. R., IYER, K. N. HYSSELL, D. L., RODRIGUES, F. S., KHERANI, E. A. JARDIM, A. C., REZENDE, L. F. C. DUTRA, S. G., TRIVEDI, N. B. Multi-technique investigations of storm-time ionospheric irregularities over the São Luis equatorial station in Brazil. **Annales Geophysicae**, 22 (10): 3513-3522, 2004.

FAGUNDES, P. R., SAHAI, Y., BITTENCOURT, J. A., TAKAHASHI, H. Plasma drifts inferred from thermospheric neutral winds and temperature gradients observed at low latitudes. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, 58 (11): 1219-1228, 1996

FAGUNDES, P. R.; SAHAI, Y.; BATISTA, I. S.; BITTENCOURT, J. A.; ABDU, M. A.; TAKAHASHI, H. Vertical and zonal equatorial F-region plasma bubble velocities determined from OI 630 nm nightglow imaging. **Advances in Space Research**, v.20, no.6, p. 1297-1300, 1997.

FAGUNDES, P. R.; BITTENCOURT, J.A.; SAHAI, Y.; TAKAHASHI, H.; TEIXEIRA, N.R. Plasma drifts inferred from thermospheric neutral parameters during geomagnetic storms at 23°S. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 60, no.13, p.1303-1311, 1998.

FEJER, B. G.; FARLEY, D. T.; WOODMAN, R. F.; CALDERON, C. Dependence of equatorial F-region vertical drift on season and solar cycle. **Journal of Geophysical Research**, v. 84, no.A10, p. 5792-5796, 1979.

FEJER, B. G.; KELLEY, M. C. Ionospheric irregularities. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v.18, n.2, p. 401-454, 1980.

GARCIA, F. J.; TAYLOR, M. J.; KELLEY, M. C. Two-dimensional spectral analysis of mesospheric airglow image data. **Applied Optics**, v.36, no.8, p. 7374-7385, 1997.

GRELLMANN, E.A. **Estudo das emissões óticas da alta atmosfera na região anomalia magnética do atlântico sul**. Relatório Final de Projeto de Iniciação Científica (PIBIC/CNPq/INPE), 2005.

HOLTON, J. R. **An Introduction to Dynamic Meteorology**. Department of Atmospheric Sciences, University of Washington Seattle, Washington, 1992.

HUNSUCKER, R. D. Ionospheric physics – the sources of gravity-waves. **Nature**, v.328, n. 6127, p. 204-205, 1987.

KELLEY, M. C. **The Earth's Ionosphere: Plasma Physics and Electrodynamics**. New York: Academic Press, INC., v.43. 1989. 485 p. (International Geophysics Series)

KIRCHHOFF, V. W. J. H. **Introdução à Geofísica Espacial**. São Paulo: Nova Stella, Editora da Universidade de São Paulo: FAPESP, 1991.

MEDEIROS, A. F. **Observações de ondas de gravidade através do imageamento da aeroluminescência.** São José dos Campos. Tese de Doutorado, INPE, 2001.

MENDILLO, M. ; SHODHAN, S.; SULTAN, P. J.; DOE, R.; SAHAI, Y.; BAUMGARDNER, J. Observations and modeling of the coupled latitude-altitude patterns of equatorial plasma depletions. **Journal of Geophysical Research**, v. 110, n. A09303, 2005.

PIMENTA, A. A.; FAGUNDES, P. R.; BITTENCOURT, J. A.; SAHAI, Y. Relevant aspects of equatorial plasma bubbles under different solar activity conditions. **Advances in Space Research**, v. 27, n. 6-7, p. 1213-1218, 2001.

PIMENTA, A. A. **Estudo da deriva zonal e Dinâmica das bolhas de plasma na região tropical.** Tese de Doutorado, INPE, 2002.

PIMENTA, A. A.; BITTENCOURT., J. A.; FAGUNDES, P. R.; SAHAI, Y.; BURITI, R. A.; TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M. J. Ionospheric plasma bubble zonal drifts over the tropical region: A study using OI 630 nm emission all-sky images. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 65, p. 1117-1126, 2003.

RISHBETH, H. e GARRIOT, O. K. **Introduction to ionospheric physics.** New York: Academic Press, 1969.

RISHBETH, H., Polarization fields produced by winds in the equatorial Fregion. **Planetary and Space Science**, v.19, no.1-4, p. 357-369, 1971a.

RISHBETH, H. The F region dynamo. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.43, no. 5-6, p. 387-392, 1981.

SAHAI, Y.; BITTENCOURT, J. A.; TEIXEIRA, N. R.; TAKAHASHI, H. Plasma irregularities in the tropical F-region detected by OI 7774A and 6300A nightglow measurements. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. A5, p. 3496-3500, 1981a.

SAHAI, Y.; BITTENCOURT, J. A.; TEIXEIRA, N. R., TAKAHASHI, H. Simultaneous observations of OI 7774A and OI 6300A emissions and correlative study with ionospheric parameters. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n.A5, p. 3657-3660, 1981b.

SAHAI, Y.; FAGUNDES, P. R.; BITTENCOURT, J. A. Solar cycle effects on large-scale equatorial F-region plasma depletions. **Advances in Space Research**, v. 24, n. 11, p. 1477-1480, 1999.

SAHAI, Y.; FAGUNDES, P. R.; BITTENCOURT, J. A. Transequatorial F-region ionospheric plasma bubbles: solar cycle effects. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 62, p. 1377-1383, 2000.

SILVA, I. P. **Estudo da inversão da deriva zonal de bolhas de plasma ionosféricas através de imagens do airglow**. Dissertação de Mestrado, UFCG, 2008.

SILVA, I. P., MEDEIROS A. F., COSTA. R. B. A. Comportamento Sazonal da ocorrência de bolhas de plasma na região tropical do Brasil observado pelo imageamento do airglow na emissão do OI 630,0 nm. **Brazilian journal of geophysics**, 25 (sup. 2): 129-134, 2007.

SILVA. A. M. **Estudo do efeito da maré lunar e das atividades solar e magnética na formação da camada F3 sobre Fortaleza**. Dissertação de Mestrado, INPE, 2004.

SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S. Airglow studies on the ionosphere dynamics over low latitude in Brazil. **Annales Geophysicae**, v.36, n. 2, p. 199-204, 1980a.

SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A.; BATISTA, I. S.; ZAMLUTTI, C. J. Wave disturbances in the low latitude ionosphere and equatorial ionospheric plasma depletions. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, n. A3, p. 1374-1378, 1981.

SOBRAL, J. H. A.; ABDU, M. A.; ZAMLUTTI, C. J.; BATISTA, I. S. Association between plasma bubble irregularities and airglow disturbances over Brazilian low latitudes. **Geophysics Reserch Letters**, v. 7, n. 11, p. 980-982, 1980b.

TINSLEY, B. A. Field aligned airglow observations of trans-equatorial bubbles in the tropical F-region. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 44, n. 6, p. 547-557, 1982.

TERRA, P.M., SOBRAL, J.H.A., ABDU, M.A., SOUZA, J.R., TAKAHASHI, H. Plasma bubble zonal velocity variations with solar activity in the Brazilian region. **Annales geophysicae**, 22 (9): 3123-3128, 2004.

WEBER, E. J.; BUCHAU, J.; EATHER, R. H.; MENDE, S. B. North-South aligned equatorial airglow depletions. **Journal of Geophysical Research**, v. 83, n. A2, p.712-716, 1978.

WEBER, E. J.; BUCHAU, J.; MOORE, J. G. Airborne studies of equatorial F-layer ionospheric irregularities. **Journal of Geophysical Research-Space Physics**, v. 85, n.A9, p. 4631-4641, 1980.

WOODMAN, R.F. East-west ionospheric drifts at the magnetic equator. **Space Research**, v.12, no.12, p. 968-974, 1972.