



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.24.17.08 -TDI

## **ESTUDO DA GERAÇÃO DAS BOLHAS DE PLASMA SOB DIFERENTES CONDIÇÕES METEOROLÓGICAS E IONOSFÉRICAS: OBSERVAÇÕES E SIMULAÇÃO**

Jonas de Sousa dos Santos

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciência do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. José Humberto Andrade Sobral, e Esfhan Alam Kherani, aprovada em 23 de maio de 2013.

URL do documento original:

<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3DUU2GE>

INPE  
São José dos Campos  
2013

## **PUBLICADO POR:**

Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais - INPE

Gabinete do Diretor (GB)

Serviço de Informação e Documentação (SID)

Caixa Postal 515 - CEP 12.245-970

São José dos Campos - SP - Brasil

Tel.:(012) 3208-6923/6921

Fax: (012) 3208-6919

E-mail: pubtc@sid.inpe.br

## **CONSELHO DE EDITORAÇÃO E PRESERVAÇÃO DA PRODUÇÃO INTELLECTUAL DO INPE (RE/DIR-204):**

### **Presidente:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

### **Membros:**

Dr. Antonio Fernando Bertachini de Almeida Prado - Coordenação Engenharia e Tecnologia Espacial (ETE)

Dr<sup>a</sup> Inez Staciarini Batista - Coordenação Ciências Espaciais e Atmosféricas (CEA)

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação Observação da Terra (OBT)

Dr. Germano de Souza Kienbaum - Centro de Tecnologias Especiais (CTE)

Dr. Manoel Alonso Gan - Centro de Previsão de Tempo e Estudos Climáticos (CPT)

Dr<sup>a</sup> Maria do Carmo de Andrade Nono - Conselho de Pós-Graduação

Dr. Plínio Carlos Alvalá - Centro de Ciência do Sistema Terrestre (CST)

### **BIBLIOTECA DIGITAL:**

Dr. Gerald Jean Francis Banon - Coordenação de Observação da Terra (OBT)

### **REVISÃO E NORMALIZAÇÃO DOCUMENTÁRIA:**

Marciana Leite Ribeiro - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Yolanda Ribeiro da Silva Souza - Serviço de Informação e Documentação (SID)

### **EDITORAÇÃO ELETRÔNICA:**

Maria Tereza Smith de Brito - Serviço de Informação e Documentação (SID)

Luciana Manacero - Serviço de Informação e Documentação (SID)



Ministério da  
**Ciência, Tecnologia  
e Inovação**



sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.24.17.08 -TDI

## **ESTUDO DA GERAÇÃO DAS BOLHAS DE PLASMA SOB DIFERENTES CONDIÇÕES METEOROLÓGICAS E IONOSFÉRICAS: OBSERVAÇÕES E SIMULAÇÃO**

Jonas de Sousa dos Santos

Dissertação de Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial/Ciência do Ambiente Solar-Terrestre, orientada pelos Drs. José Humberto Andrade Sobral, e Esfhan Alam Kherani, aprovada em 23 de maio de 2013.

URL do documento original:

<<http://urlib.net/8JMKD3MGP7W/3DUU2GE>>

INPE  
São José dos Campos  
2013

Dados Internacionais de Catalogação na Publicação (CIP)

---

Santos, Jonas de Sousa dos.  
Sa59e      Estudo da geração das bolhas de plasma sob diferentes condições meteorológicas e ionosféricas: observações e simulação / Jonas de Sousa dos Santos. – São José dos Campos : INPE, 2013.  
xxii + 124 p. ; (sid.inpe.br/mtc-m19/2013/04.24.17.08 -TDI)

Dissertação (Mestrado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial) – Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2013.

Orientadores : Drs. José Humberto Andrade Sobral, e Esfhan Alam Kherani.

1. ionosfera. 2. bolhas de plasma. 3. deriva vertical. 4. simulação  
I.Título.

CDU 551.510.535:519.87

---



Esta obra foi licenciada sob uma Licença [Creative Commons Atribuição-NãoComercial 3.0 Não Adaptada](#).

This work is licensed under a [Creative Commons Attribution-NonCommercial 3.0 Unported License](#).

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

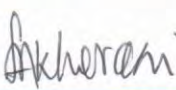
Dr. Alisson Dal Lago

  
\_\_\_\_\_  
Presidente / INPE / São José dos Campos - SP


Dr. José Humberto Andrade Sobral

  
\_\_\_\_\_  
Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Esfhan Alam Kherani

  
\_\_\_\_\_  
Orientador(a) / INPE / SJCampos - SP

Dr. Mangalathayil Ali Abdu

  
\_\_\_\_\_  
Membro da Banca / INPE / SJCampos - SP

Dr. Emanuel Paiva de Oliveira Costa

  
\_\_\_\_\_  
Convidado(a) / PUC-RJ / Rio de Janeiro - RJ

**Este trabalho foi aprovado por:**

maioria simples

unanimidade

Aluno (a): **Jonas de Sousa dos Santos**

São José dos Campos, 23 de Maio de 2013



*“Plante um pensamento e colherá uma ação, semeie uma ação e colherá um hábito, semeie um hábito e colherá um caráter, semeie um caráter e colherá um destino”.*

*Charles Reade (Escritor inglês)*





## AGRADECIMENTOS

Agradeço a Deus e a todas as pessoas maravilhosas que Ele, gentilmente, colocou em meu caminho ao longo de minha jornada, a todos os amigos, aos quais não irei aqui enunciar para evitar alguma injustiça por eventual falha em minha memória, a meus pais e meus avós e também a todos aqueles que de maneira direta ou indireta contribuíram com o trabalho aqui apresentado.

Também, agradeço a CAPES (Coordenadoria de Aperfeiçoamento de Pessoal de Nível Superior) pelo auxílio financeiro fornecido durante estes 24 meses, auxílio este que viabilizou a realização deste trabalho de mestrado.

Sinceros agradecimentos, também, aos meus orientadores, Dr<sup>o</sup> J.H.A. Sobral e Dr<sup>o</sup> Esfhan Alam Kherani pelas discussões, pelo apoio em todos os momentos, pela paciência em esclarecer minhas dúvidas quando estas surgiam no decorrer do trabalho e principalmente pela preciosa amizade que desenvolvemos nestes anos.

Agradecimentos, também, ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais e a coordenação do curso de Geofísica Espacial que ofereceu de modo cortês toda sua estrutura e aos doutores Marcelo Magalhães Fares Saba e Robert Holzworth pelos dados da World Wide Lightning Location Network (WWLLN) utilizados neste trabalho.



## RESUMO

Esta dissertação de mestrado tem por objetivo estudar a dinâmica das bolhas de plasma em diferentes condições meteorológicas, e ionosféricas. Foram utilizados dados de imageador CCD All-Sky (São João do Cariri) e digissonda (São Luís) para verificar as condições ionosféricas nos meses estudo (Setembro e Outubro de 2009), e para verificar as condições meteorológicas foram utilizados dados de ocorrência de raios da World Wide Lightning Location Network (WWLLN). As observações mostram a importância da deriva vertical de pré-reversão (PRVD) e também das ondas de gravidade acústicas (AGW's) no desenvolvimento da instabilidade colisional (CII) e subsequente desenvolvimento das bolhas de plasma. Através da utilização de um modelo matemático computacional desenvolvido pelo autor desta dissertação também foi verificado que, sob certas condições, o gradiente longitudinal do PRVD pode atuar como perturbação inicial, sem a necessidade de quaisquer outras fontes de perturbação, e assim propiciar o desenvolvimento da CII (Collisional Interchange Instability) e a geração de bolhas de plasma. Também foram investigadas as características das bolhas de plasma (sintéticas, geradas pelo código computacional) quando utilizados parâmetros extraídos diretamente dos dados observacionais e os resultados desta investigação explicam os resultados obtidos com os dados observacionais.



# **STUDY OF GENERATION OF THE PLASMA BUBBLES UNDER DIFFERENT METEOROLOGICAL AND IONOSPHERIC CONDITIONS: OBSERVATIONS AND SIMULATION**

## **ABSTRACT**

The focus of the present Dissertation is the study of the dynamics of plasma bubbles under different meteorological and ionospheric conditions. We used data from CCD All-Sky imager (São João do Cariri) and Digisonde (São Luís) in order to verify the ionospheric conditions in the months of study (September and October of 2009). As for the verification of the meteorological conditions we used data of lightnings occurrence from the World Wide Lightning Location Network (WWLLN). The observations suggest the importance of the prereversal vertical drift (PRVD) and also of the acoustic gravity waves (AGW's) in the generation/development of the collisional interchange instability (CII) and subsequent plasma bubble development. Through the use of a computational mathematical model, developed by this author, it is shown that under certain conditions, the longitudinal gradient of PRVD can act as the seed perturbation for the CII, in the absence of any other initial perturbation. The characteristics of plasma bubbles are also investigated using the parameters extracted directly from the observational data. The results provided explanations for the observations.



## LISTA DE FIGURAS

	<u>Pág.</u>
Figura 2.1 – Perfis das camadas atmosféricas e das regiões ionosféricas. ....	9
Figura 2.2 – Composição atmosférica (em médias latitudes) durante período de baixa atividade solar.....	9
Figura 2.3 – Comportamento da razão entre as girofrequências e as frequências de colisão para cada região da Ionosfera.....	17
Figura 2.4 – Diagrama esquemático do Pico de Pré-Reversão (PRE).....	26
Figura 2.5 – Diagrama do mecanismo de formação das Bolhas de Plasma (letra a até letra d). As linhas vermelhas representam cargas positivas e as azuis cargas negativas.	28
Figura 2.6 – Evolução da instabilidade colisional CII não linear. As cores quentes indicam maior densidade e a escala foi omitida por se tratar apenas de uma ilustração.	29
Figura 2.7 – Diagramas da propagação de fase e energia para AGW's.....	33
Figura 2.8 – Formações de nuvens que indicam a presença de estruturas ondulatórias com componentes na direção horizontal, e logo, propagação de energia na vertical.....	33
Figura 3.1 – Atividade solar nas últimas duas décadas mostrando a baixa atividade solar no ano de 2009.....	38
Figura 3.2 – Atividade magnética referente ao período de Setembro a Outubro de 2009. O eixo das abcissas mostra os dias corridos a partir de 01 de Setembro de 2009 e o eixo das ordenadas mostra o valor máximo diário de Kp. ....	39
Figura 3.3 – Digissonda DPS-4, antena de transmissão e antenas de recepção localizadas em São Luís (MA), respectivamente. ....	40
Figura 3.4 – Ionogramas registrados em São Luís em 13/10/2009 e 18/10/2009, respectivamente. O eixo horizontal apresenta as frequências (MHz) e o eixo vertical apresenta as altitudes (km). As regiões dentro das elipses representam regiões com traço satélite.....	43
Figura 3.5 – Variação da velocidade vertical da camada F baseada em dados de digisondas coletados sobre São Luís.....	45
Figura 3.6 – Dados de deriva vertical da Ionosfera extraídos da digissonda localizada em São Luís antes e depois do processo de filtragem. Nesta figura as curvas em preto, vermelho, azul e verde representam as velocidades obtidas a partir da variação temporal	

das frequências de 5 MHz, 6 MHz, 7 MHz e também de hmF2, respectivamente e os traços pretos indicam a direção de propagação de fase. ....	46
Figura 3.7 – Diagrama esquemático do imageador all-sky e foto do equipamento utilizado. ....	48
Figura 3.8 – Bolha de plasma registrada pelo imageador localizado em São João do Cariri, em 19/12/2003.....	49
Figura 3.9 – Localização do receptores da WWLLN (pontos vermelhos no mapa). ....	49
Figura 3.10 – Mapa com regiões de coleta dos dados de ocorrência de raios (quadrado) e área de cobertura do imageador CCD All Sky localizado em São João Cariri (círculo).	51
Figura 3.11 – Comportamento da velocidade de deriva vertical e do número de ocorrência de raios por hora nos dias 11/09/2009 (painel superior) e 15/09/2009 (painel inferior) em que não houve bolhas ionosféricas. A curva tracejada que segue (*) representa o número de raios. ....	52
Figura 3.12 – Keogramas extraídos dos dados do imageador localizado em São João do Cariri para os dias 11 e 15 de Setembro de 2009. ....	54
Figura 3.13 – Comportamento do PRVD e do número de ocorrência de raios nos dias 16/09/2009 (painel superior) e 21/09/2009 (painel inferior) em que houve de espalhamento da camada F e bolhas ionosféricas. ....	55
Figura 3.14 – Espalhamentos da camada F sobre São Luís registrados pela digissonda nos dias 15/09/2009 (painel superior) e 16/09/2009 (painel inferior) às 23h10 U.T.. ...	57
Figura 3.15 – Keograma do dia 16 de Setembro de 2009 onde é possível ver que houve ocorrência de Bolha de Plasma fraca a partir das 1h30 U.T. (22h30 L.T.). ....	58
Figura 3.16 – Keograma do dia 21 de Setembro de 2009 onde é possível ver que houve ocorrência de Bolha de Plasma mais forte e em horários anteriores (0h30 U.T., ou seja, 21h30 L.T.) em relação ao dia 16/09/2009.....	58
Figura 3.17 – Comportamento da velocidade de deriva vertical e do número de ocorrência de raios nos dias 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009, respectivamente, onde houve ocorrência de bolhas ionosféricas. ....	60
Figura 3.18 – Keograma referente ao dia 13 de Outubro de 2009 onde é possível visualizar várias estruturas de bolhas de plasma. ....	62
Figura 3.19 – Keograma referente ao dia 18 de Outubro de 2009 onde é possível visualizar acentuadas estruturas de bolhas de plasma. ....	62



Figura 3.20 – Keograma referente ao dia 23 de Outubro de 2009 onde é possível visualizar estruturas de bolhas de plasma.....	63
Figura 3.21 – Gráfico da correlação entre o número de ocorrência de raios no intervalo de 15h00-0h00 U.T. e parâmetro Qf referente à estes dias tomado das 20h00-0h00 (painel superior) e das 20h00-final do espalhamento (painel inferior). Por final do espalhamento entenda-se o último horário onde o parâmetro Qf foi registrado. ....	65
Figura 3.22 – Classificação adotada para magnitude da ocorrência de bolhas com intuito de comparação estatística com a ocorrência de raios. ....	67
Figura 3.23 – Bolhas de plasma com diferentes intensidades registradas pelo imageador localizado em São João do Cariri. ....	68
Figura 3.24 – Gráfico de comparação entre a intensidade das bolhas de plasma verificada através de keogramas obtidos por meio dos dados do imageador e ocorrência de raios verificada através dos dados fornecidos pela WWLLN.....	69
Figura 4.1 – Diferentes perfis do PRVD adotados para simulação da CII.....	75
Figura 4.2 – Perfis da variação zonal e temporal de $\bar{u}_{st}(x,t)$ para os casos IVa e IVb, respectivamente. ....	76
Figura 4.3 – Variação temporal de $v_{max}$ para (a) Caso I, (b) Caso II, (c) Caso III, (d) Caso IV. A linha verde na figura representa a variação temporal do PRVD que é considerada Caso IV ( $u_0$ ).....	76
Figura 4.4 – Caso IVa: Contornos de densidade no plano longitude-altitude em diferentes instantes da evolução da bolha de plasma. ....	78
Figura 4.5 – Casos IVa-IVb: Contornos das densidades no plano longitude-altitude num instante onde o desenvolvimento da bolha está completo para o Caso IVa (painel superior) e IVb (painel inferior). ....	80
Figura 5.1 – Exemplo de curva aproximada para dados discretos por meio de séries de senos de oitava ordem.....	84
Figura 5.2 – Variação temporal da velocidade de deriva vertical e ocorrência de raios para o intervalo horário das 18h00 até 22h00 nos dias 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009.....	86
Figura 5.3 – Resultados da simulação com utilização de dados reais de observação da deriva da Ionosfera. ....	89



## LISTA DE TABELAS

	<b><u>Pág.</u></b>
Tabela 1.1 – Processos químicos na Ionosfera.....	109



## LISTA DE SIGLAS E ABREVIATURAS

	<u>Pág.</u>
CII	Colisional Interchange Instability (Instabilidade Colisional).....1
PRVD	Pre Reversal Vertical Drift (Deriva Vertical de Pré-reversão).....1
AGW	Acoustic Gravity Waves (Ondas de Gravidade Acústicas).....1
WWLLN	World Wide Lightning Location Network.....2
RTI	Rayleigh-Taylor Instability (Instabilidade gravitacional Rayleigh-Taylor)...27
PRE	Pre Reversal Enhancement (Aumento Pré-reversão do campo elétrico zonal/deriva vertical).....81



## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>1 INTRODUÇÃO .....</b>	<b>1</b>
<b>2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA .....</b>	<b>5</b>
2.1. A Atmosfera terrestre .....	5
2.2. A Ionosfera .....	7
2.2.1. Reações químicas na Ionosfera.....	9
2.2.2. Transporte na Ionosfera .....	13
2.2.3. Correntes na Ionosfera .....	17
2.2.4. Dínamo na Ionosfera e geração de campo elétrico .....	19
2.2.5. Fotoluminescência e Quimiluminescência .....	21
2.2.6. O Pico de Pré-reversão da Deriva Vertical (PRVD).....	25
2.3. O mecanismo CII, ESF e Bolhas de Plasma.....	27
2.3.1. O mecanismo não linear CII .....	29
2.3.2. Ondas de gravidade acústicas (AGW's) .....	29
2.4. Motivações e objetivos .....	34
<b>3 AS CARACTERÍSTICAS DAS BOLHAS DE PLASMA CONFORME OBSERVAÇÕES.....</b>	<b>37</b>
3.1. Instrumentação.....	39
3.1.1. Digissondas .....	39
3.1.2. Imageador CCD All-Sky .....	46
3.1.3. WWLLN (World Wide Lightning Location Network).....	49
3.2. Metodologia.....	50
3.3. Resultados.....	51
3.3.1. Dias sem ocorrência de Bolhas de Plasma em Setembro de 2009.....	51
3.3.2. Dias com ocorrência de Bolhas de Plasma em Setembro de 2009 .....	55

3.3.3.	Dias com ocorrência de Bolhas de Plasma em Outubro de 2009 .....	59
3.4.	O comportamento estatístico das observações .....	64
3.5.	Conclusões a partir das observações .....	69
<b>4</b>	<b>AS VARIAÇÕES LONGITUDINAIS DO PRVD COMO PROCESSO GERADOR DAS BOLHAS DE PLASMA.....</b>	<b>71</b>
4.1.	Objetivos.....	71
4.2.	Metodologia.....	72
4.3.	Resultados.....	76
4.4.	Conclusões.....	81
<b>5</b>	<b>SIMULAÇÃO A PARTIR DE DADOS DE OBSERVAÇÃO DO AMBIENTE IONOSFÉRICO.....</b>	<b>83</b>
5.1.	Metodologia.....	83
5.2.	Resultados.....	85
5.3.	Conclusões.....	91
<b>6</b>	<b>RESUMO DAS CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS.....</b>	<b>93</b>
6.1.	Síntese das conclusões.....	93
6.2.	Trabalhos futuros .....	98
	<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS .....</b>	<b>99</b>
	<b>APÊNDICE A – TABELA DE PROCESSOS QUÍMICOS NA IONOSFERA....</b>	<b>109</b>
	<b>APÊNDICE B – DESENVOLVIMENTO NUMÉRICO.....</b>	<b>111</b>



# 1 INTRODUÇÃO

As Bolhas de Plasma são regiões com grande depleção na concentração do plasma que ocorrem na Ionosfera equatorial e são manifestações da dinâmica não térmica que destrói a camada F durante a noite. A presença das bolhas causa distúrbios na propagação de ondas de rádio e sistemas de navegação. O estudo de quais condições ionosféricas-atmosféricas levam ao desenvolvimento das bolhas é, portanto, muito importante.

Sabe-se que a instabilidade colisional (CII) é responsável pelo desenvolvimento das bolhas, mas esta instabilidade necessita de alguma perturbação inicial e de uma velocidade da Ionosfera mais intensa na direção do aumento de altitude (para cima), conhecida como Deriva Vertical de Pré-Reversão [PRVD (Pre-Reversal Vertical Drift)] da camada F. Os efeitos destes mecanismos na CII não são conhecidos completamente e é um objetivo importante de pesquisa para comunidade científica. As perturbações iniciais são geralmente associadas com ondas atmosféricas, chamadas Ondas de gravidade acústicas (AGW's) as quais são geradas pela convecção troposférica e dependem das condições meteorológicas. Além disso, as variações longitudinais (gradiente longitudinal) do PRVD poderiam também contribuir com as perturbações iniciais, participando no crescimento da CII.

Ainda há tópicos que precisam ser estudados pela comunidade, tais como:

- a) Como a atividade das bolhas de plasma varia com as características das AGW's?
- b) Pode o PRVD agir como perturbação inicial?

Os objetivos desta dissertação são estudar a evolução da bolha de plasma equatorial devido à instabilidade CII sob condições meteorológicas favoráveis à ocorrência de AGW's com diferentes características (amplitude, comprimento de onda, etc.) e também as condições ionosféricas responsáveis por PRVD com características diferentes e suas implicações na geração e desenvolvimento da CII, conforme será discutido no texto.

Para realizar estes objetivos, adotamos uma metodologia que inclui dados de observações e também simulações das bolhas de plasma.

Os dados de observações com imageador CCD All-Sky (São João do Cariri) e Digissonda DPS-4 (São Luís) durante a campanha SPREADFEx (2009) foram selecionados para estudar características das bolhas pela qualidade, quantidade e localização dos dados. Os dados de observações com detectores de raios (*World Wide Lightning Location Network*, WWLLN) foram utilizados para conhecer as condições meteorológicas/troposféricas que são indicadores das características das AGW's.

Além disto, o autor desta dissertação desenvolveu um código numérico para simulação de bolhas de plasma pelo mecanismo CII. Este código resolve as equações hidromagnéticas na região F equatorial. Com este código, intentamos fornecer as explicações para as observações.

No Capítulo 2 é feita uma fundamentação teórica descrevendo o ambiente atmosférico/ionosférico, bem como características intrínsecas deste ambiente que serão importantes durante o estudo apresentado no decorrer da dissertação.

No Capítulo 3 são apresentados os resultados provenientes de dados de imageador e digissonda para fornecer informações acerca da dinâmica da Ionosfera e das bolhas de plasma nos dias estudados (Setembro e Outubro de 2009), e dados de observações de raios (WWLLN), além de uma análise destes resultados.

No Capítulo 4 a descrição do modelo numérico construído pelo autor desta dissertação é apresentada, e utilizando-se deste modelo um estudo sobre a contribuição do gradiente longitudinal do PRVD no desenvolvimento da CII é realizado e os resultados destas simulações são também discutidos neste capítulo.

No Capítulo 5 é realizado um estudo articulado entre os dados da dinâmica da Ionosfera, das características de AGW's no período de Outubro de 2009 e o emprego do modelo matemático computacional, ou seja, é realizada a inserção dos perfis registrados

pelos dados da digissonda (São Luís) no código computacional e estas situações são então simuladas com estes perfis reais do comportamento ionosférico.



## 2 FUNDAMENTAÇÃO TEÓRICA

### 2.1. A Atmosfera terrestre

A atmosfera terrestre é composta por um aglomerado de poeira e gases e seus componentes têm influência direta em toda classe de seres vivos na Terra. A atmosfera terrestre é dividida e classificada de acordo com o seu perfil de temperatura com a altitude da seguinte forma (veja Figura 2.1) Troposfera (região mais próxima da Terra que se estende até aproximadamente 10 km de altitude e onde é verificada a queda da temperatura com a altitude), Estratosfera (região acima da Troposfera e que estende-se de 10 até 45 km nesta região encontra-se a camada de Ozônio, e a temperatura apresenta aumento com a altitude), Mesosfera (estende-se de 45 até 95 km, e onde a temperatura novamente diminui com a altitude), Termosfera (região da atmosfera superior que estende-se de 95 até ~ 500 km, e onde a temperatura aumenta rapidamente de acordo com a altitude até um valor máximo geral ~1000 K (ou maior), e então torna-se constante com a altitude e Exosfera (localizada acima da Termosfera e estendendo-se até as fronteiras com o espaço exterior, é uma região onde a atmosfera não se comporta mais como um fluido e onde as partículas seguem trajetórias balísticas individuais e raramente colidem entre si).

De modo geral, uma aproximação para a distribuição da atmosfera neutra com a altitude ( $h$ ) pode ser deduzida assumindo-se a lei dos gases perfeitos (atmosfera isotérmica):

$$p = nk_B T \quad (2.1)$$

e da equação barométrica ou hidrostática, segue que:

$$-\frac{dp}{dh} = nmg = \rho g \Rightarrow -\frac{1}{p} \frac{dp}{dh} = \frac{mg}{k_B T} \equiv \frac{1}{H} \quad (2.2)$$

Sendo que  $p$  a pressão,  $n$  é a concentração (densidade numérica),  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $T$  é a temperatura absoluta,  $m$  é a massa molecular,  $\rho$  é a densidade, ou seja,  $\rho = nm$  e  $H$  é a escala de altura (de acordo com a pressão).

A dinâmica das partículas neutras na atmosfera pode ser descrita (para um referencial em rotação) como:

$$\begin{array}{c}
 \boxed{\text{Aceleração}} \\
 \downarrow \\
 \frac{d\vec{W}}{dt} + \underbrace{(2\vec{\Omega} \times \vec{W})}_{\boxed{\text{Força de Coriolis}}} = \vec{g} - \underbrace{\frac{1}{\rho_n} \vec{\nabla} p_n}_{\boxed{\text{Gradiente de pressão}}} - \underbrace{\vec{\nabla} \psi}_{\boxed{\text{Forças de Marés}}} + \underbrace{\left( \frac{\mu}{\rho_n} \right) \vec{\nabla}^2 \vec{W}}_{\boxed{\text{Forças de Viscosidade}}} - \underbrace{v_{ni} (\vec{W} - \vec{V})}_{\boxed{\text{Força de Fricção (Arrasto Iônico)}}}
 \end{array} \quad (2.3)$$

Onde  $\vec{W}$  é a velocidade do vento neutro,  $\vec{\Omega}$  é a velocidade angular da Terra,  $\vec{g}$  é a aceleração da gravidade em direção ao centro da Terra,  $\rho_n$  é a densidade de partículas neutras,  $p_n$  é a pressão devido a partículas neutras,  $\vec{\nabla} \psi$  é o gradiente do potencial escalar devido à forças de maré,  $\mu$  refere-se ao coeficiente de viscosidade molecular do meio,  $v_{ni}$  é a frequência de colisão entre partículas neutras e íons e  $\vec{V}$  é a velocidade de deriva dos íons.

A produção de ionização na atmosfera é dada essencialmente através da absorção da radiação solar na faixa espectral do extremo ultravioleta (EUV) e dos raios-X e os íons produzidos são  $O^+$ ,  $N_2^+$  e  $O_2^+$  (na região do pico de produção), sendo que destes a maior concentração é de  $O^+$ , já em regiões inferiores há a presença importante do íon molecular  $NO^+$  produzido pela radiação Lyman- $\alpha$  em 1216 Å (KIRCHHOFF, 1991). O modelo teórico que descreve a produção como função da altitude e ângulo zenital foi proposto por Chapman (1931) e a função de produção é:

$$q = \left( \frac{\eta I_\infty}{He^1} \right) \exp[1 - z - e^{-z} \sec(\chi)] \quad (2.4)$$

Na equação (2.4),  $q$  é a taxa de produção de íons,  $\eta$  é a eficiência de ionização, ou seja, a taxa entre o número de íons formados e o número de fótons utilizados,  $I_\infty$  é a intensidade fora da atmosfera antes de sofrer qualquer atenuação,  $H$  é a escala de altura,  $\chi$  é o ângulo zenital do Sol (para ângulos entre  $\pm 60^\circ$ , e desconsiderando a curvatura da Terra) e  $z$  é algum nível de altitude (assumindo uma atmosfera uniformemente estratificada), também denominado altura reduzida:

$$\frac{dz}{dh} = \frac{1}{H} \Rightarrow z = \int_{h_0}^h \frac{dh}{H} \Rightarrow z = \frac{(h-h_0)}{H} \quad (2.5)$$

onde  $h_0$  é uma altura de referência. É importante observar que o último resultado somente tem validade para  $H$  independente da altitude.

## 2.2. A Ionosfera

Devido aos processos de ionização discutidos na seção anterior, há na atmosfera terrestre, a partir de aproximadamente 50-60 km de altitude (BANKS e KOCKARTS, 1973) uma camada ionizada com propriedades intrínsecas peculiares. Esta região ionizada da atmosfera terrestre é denominada Ionosfera. A Ionosfera pode ser definida como a região da atmosfera superior terrestre onde íons e elétrons estão presentes em quantidades suficientes para afetar a propagação de ondas de rádio (RISHBETH e GARRIOTT, 1969). Sendo esta região composta por um gás (plasma) parcialmente ionizado que envolve a Terra e, de certa forma, a interface entre a atmosfera e o espaço (KELLEY, 2009).

A Ionosfera é dividida da seguinte forma:

- a) Região D: Esta região é definida como a região onde as colisões dominam a dinâmica das partículas. Sendo assim,  $v_{en} \gg \Omega_e$  e  $v_{in} \gg \Omega_i$ , onde  $\Omega_e$  e  $\Omega_i$  representam as girofrequências dos elétrons e íons, respectivamente e  $v_{en}$  e  $v_{in}$  representam as frequências de colisão entre partículas neutras e elétrons e

partículas neutras e íons, respectivamente. Esta é a região mais próxima da superfície terrestre, localizada entre aproximadamente 50 até 90 km de altitude, com menor nível de ionização, sendo esta ionização devida principalmente a Raios-x e Lyman- $\alpha$ , é uma região de difícil aquisição de dados, pois além de ser muito alta para balões é muito baixa para satélites. Esta região é essencialmente diurna, desaparecendo ao anoitecer.

- b) Região E: Região da Ionosfera que está situada entre 90 até 140 km, onde  $v_{in} \gg \Omega_i$  e  $v_{en} \ll \Omega_e$ . É a detentora da maior condutividade de toda a Ionosfera, e o movimento das cargas elétricas causa interação com o campo geomagnético dando origem ao dínamo da região E. Nesta região, o campo elétrico dirige as correntes. Analogamente à região D, esta região é intensa durante o período diurno, sofrendo grande atenuação no período noturno, porém, ainda mantendo alguma ionização devida a meteoros.
- c) Região F: Em realidade, durante o período diurno esta região é subdividida em duas regiões com diferentes altitudes e concentrações de densidade eletrônica, denominadas F1, F2 respectivamente. No período noturno estas regiões se fundem criando uma única região F. Nesta região a dinâmica é dominada pelo campo geomagnético, pois  $v_{en} \ll \Omega_e$  e  $v_{in} \ll \Omega_i$ .

A Figura 2.1 ilustra a o perfil das camadas atmosféricas e das regiões ionosféricas, respectivamente e a Figura 2.2 mostra a composição atmosférica.



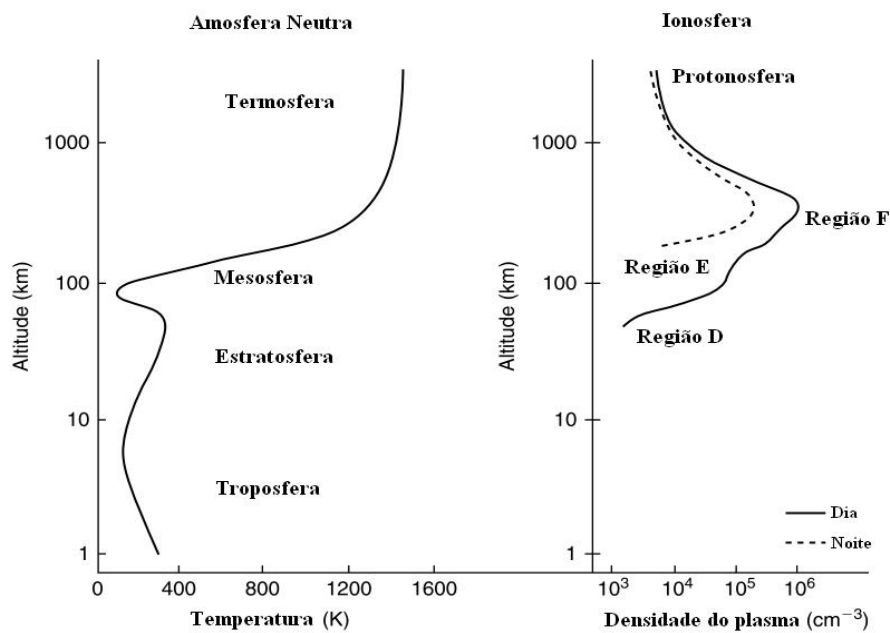


Figura 2.1 – Perfis das camadas atmosféricas e das regiões ionosféricas.

Fonte: Adaptada de Kelley (2009).

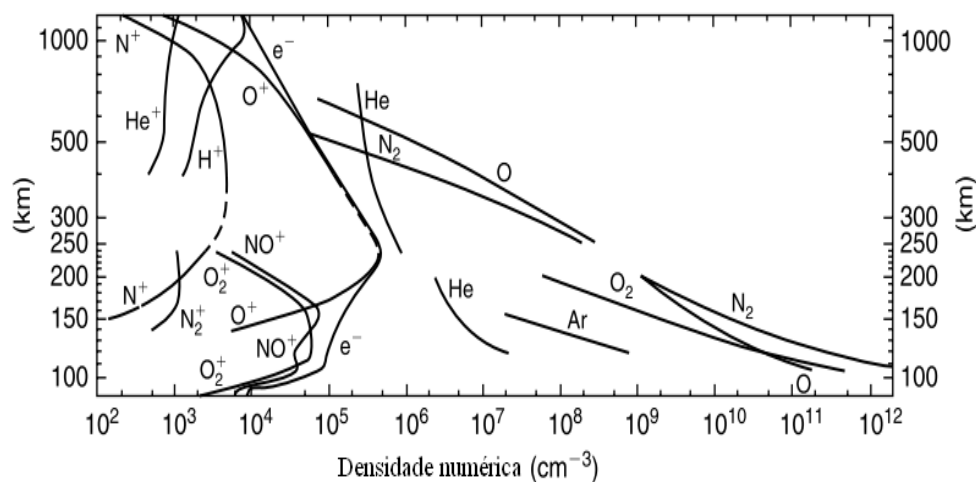
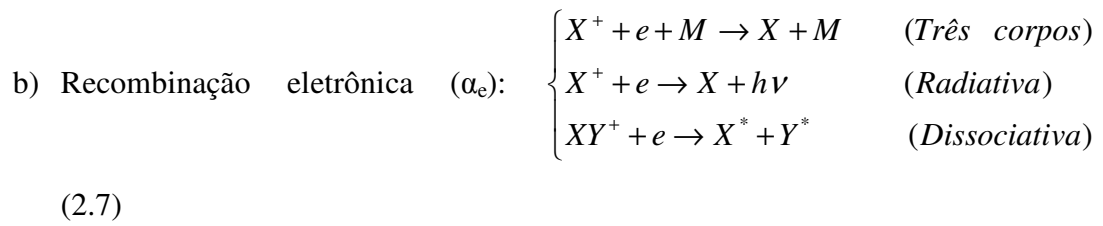
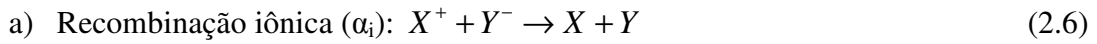


Figura 2.2 – Composição atmosférica (em médias latitudes) durante período de baixa atividade solar.

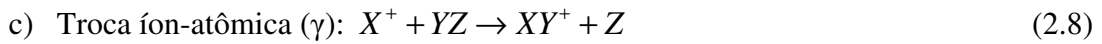
Fonte: Adaptada de Kelley (2009).

### 2.2.1. Reações químicas na Ionosfera

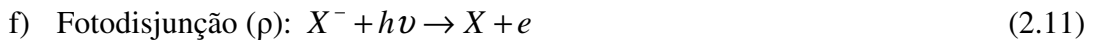
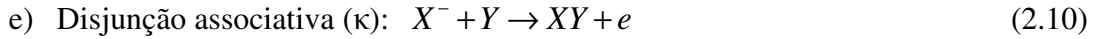
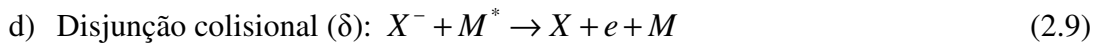
Na Ionosfera ocorrem perdas de ionização por processos de recombinação, troca e disjunção (detachment) os mais comuns são:



ainda como os íons das regiões E e F são atômicos a princípio, o processo de recombinação dissociativa deve ser precedido por alguma reação que envolva a formação de íons moleculares, sendo esta:



Além destas reações, também podemos ter perda através dos processos:



No caso da Disjunção colisional, Disjunção associativa e Fotodisjunção, o processo também pode ocorrer na direção reversa ocasião na qual temos então a Junção colisional, Junção dissociativa e Junção radiativa, respectivamente.

Nestas equações X e Y denotam ou um átomo ou uma molécula, e nas equações (2.7) e (2.9) M é denominado 'terceiro corpo', sendo uma partícula neutra, o símbolo (\*) indica o estado excitado das partículas,  $h\nu$  representa a energia do fóton,  $e$  representa o elétron e os termos entre parênteses logo à frente dos nomes das reações são os coeficientes destas reações. Somente na região inferior da Ionosfera (Região D) a existência dos íons negativos descrita pelas equações (2.9), (2.10) e (2.11) é considerada.

Para os fins do estudo aqui apresentado, onde tratamos com a região F da Ionosfera, a reação descrita pela equação (2.8) é a mais efetiva.

A Tabela 1.1 contém várias informações relevantes acerca dos processos químicos na Ionosfera e é apresentada no APÊNDICE A.

Ainda, como a relação entre as concentrações de íons negativos e elétrons é dada pelo coeficiente  $\lambda$ ,  $\lambda = \frac{n^-}{n_e}$ , onde  $n^-$  e  $n_e$  representam a concentração de íons negativos e elétrons, respectivamente, então, da condição de neutralidade de cargas segue que:  $n^+ = n_e + n^- = (1 + \lambda)n_e$ , sendo  $n^+$  a concentração de íons positivos. Assim, as perdas de íons positivos por processos de recombinação podem ser descritas por:

$$L(n^+) = \alpha_e n^+ n_e + \alpha_i n^+ n^- \Rightarrow L(n^+) = [(1 + \lambda)n_e^2](\alpha_e + \lambda\alpha_i) \Rightarrow L(n^+) = \alpha_E n_e^2 \quad (2.12)$$

Na equação (2.12)  $\alpha_e$  é a taxa de reação eletrônica,  $\alpha_i$  é a taxa de reação iônica e  $\alpha_E$  é a chamada taxa efetiva de reação (ou coeficiente efetivo).

No caso das regiões superiores (E e F) a recombinação dissociativa é o principal processo de perda iônica. Ainda nas regiões E e F devido à presença insignificante de íons negativos, conforme citado anteriormente, são considerados os íons atômicos ( $n^+$ ), moleculares ( $m^+$ ) e elétrons ( $n_e$ ) e então a condição de neutralidade pode ser enunciada como  $n_e = n^+ + m^+$  e assumindo que o processo de troca (com taxa  $\gamma$ ) seja responsável pela produção dos íons moleculares com razão de  $\gamma n^+ m$  ( $cm^{-3}s^{-1}$ ) e a recombinação eletrônica seja a responsável pela perda com razão de  $\alpha n_e m^+$  ( $cm^{-3}s^{-1}$ ), logo em

equilíbrio fotoquímico devemos ter  $\frac{n^+}{m^+} = \frac{\alpha n_e}{\gamma m} = \frac{\alpha n_e}{\beta}$ ,  $\beta = \gamma m$ , então, se consideramos

q como sendo a produção de pares íons-elétrons, podemos escrever:

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{\beta n_e} + \frac{1}{\alpha n_e^2} \quad (2.13)$$

Donde segue que, de acordo com a predominância de determinado íon positivo sobre outra espécie há dois casos que se destacam. No primeiro, quando  $m^+ \gg n^+$ , assim,  $\beta \gg \alpha n_e$ , e logo teremos  $q = \alpha n_e^2$ . Já no segundo caso, quando temos  $m^+ \ll n^+$ , então,  $\beta \ll \alpha n_e$  e daí segue que  $q = \beta n_e$ . O primeiro caso é conhecido como sendo do tipo de perda quadrática e ocorre em regiões de altitudes inferiores, enquanto que o segundo é do tipo de perda linear e ocorre em altitudes mais elevadas. Utilizando-se da função de Chapman citada anteriormente e considerando as perdas quadrática e linear, obtém-se dois perfis da camada eletrônica (variação da densidade eletrônica com a altitude) sob condições de equilíbrio fotoquímico, denominados camada Chapman- $\alpha$  e camada Chapman- $\beta$ , respectivamente.

Outro fato é que de acordo com a teoria de produção iônica de Chapman, discutida na seção anterior, devido ao fato de a ionização aumentar exponencialmente com a altitude e a densidade diminuir exponencialmente com a altitude devemos ter uma região intermediária com pico de concentração desta produção. Contudo, o que se verifica é que há dois picos, um localizado na região F1 na altitude de  $\sim 180$  km (aquele previsto pela teoria de Chapman) e outro pico maior ainda localizado na região F2 em altitudes entre 200-400 km.

A explicação para este perfil reside no fato de que em altitudes mais elevadas, considerando  $O^+$  como o íon majoritário, o processo de recombinação ( $O^+ + N_2 \rightarrow NO^+ + N$ ) tem taxa  $\propto \beta [O^+]$ , como na parte superior da região F2  $\beta$  depende da concentração de  $N_2$  e a produção depende da concentração do átomo de O,

( $O + h\nu \rightarrow O^+ + e$ ), em equilíbrio temos que  $N_e = \frac{q}{\beta} \propto \frac{[O]}{[N_2]} \propto \exp\left[\frac{-h}{H(O)} + \frac{h}{H(N_2)}\right]$ ,

onde  $H(O)$  e  $H(N_2)$  são as escalas de altura dos elementos O e  $N_2$ , respectivamente.

Sendo a proporção entre as massas de  $N_2$  e O igual a 1,75:1 então podemos reescrever

$$N_e \propto \exp\left[\frac{-h}{H(O)} \left(1 - \frac{H(O)}{H(N_2)}\right)\right] = \exp\left(\frac{0,75h}{H(O)}\right),$$

donde segue a densidade eletrônica aumenta com a altitude porque a taxa de perda decresce mais rapidamente que a taxa de

produção, esta ‘sub-região’ é comumente denominada camada Bradbury. Opondo-se a este aumento indefinido da densidade eletrônica com altitude há o processo de difusão, o qual produz distribuições eletrônicas decrescentes com a altitude. Conforme a densidade do ar diminui significativamente em altitudes mais elevadas o processo difusivo vai tornando-se o mais importante. O segundo pico mencionado, ou seja, o pico da região F2 ocorre na região onde os dois tipos de processos têm relevância equivalente.

### 2.2.2. Transporte na Ionosfera

O comportamento e a dinâmica da Ionosfera são influenciados pela atmosfera neutra e pelo campo magnético da Terra. Uma característica da Ionosfera é o comportamento da frequência de colisão entre elétrons e partículas neutras ( $\nu_{en}$ ) e íons e partículas neutras ( $\nu_{in}$ ), pois como há maior densidade de partículas neutras, as colisões entre elétrons e íons ( $\nu_{ei}, \nu_{ie}$ ) são minoritárias abaixo da Protonosfera (região onde o Hidrogênio atômico e os prótons são os constituintes dominantes), ou seja, o transporte é dirigido pela colisão entre partículas carregadas com partículas neutras, até altitudes de aproximadamente 150 km. Ainda como a Terra possui campo magnético, este também exerce influência na dinâmica das partículas, sobretudo acima de 150 km de altitude, quando o movimento ciclotrônico torna-se predominante. Os processos de difusão também têm grande importância na dinâmica da Ionosfera, sobretudo nas altitudes mais elevadas.

A dinâmica das partículas na Ionosfera pode ser descrita como:

$$\begin{array}{c}
 \boxed{\text{Inércia}} \qquad \boxed{\text{Gradiente de Pressão}} \qquad \boxed{\text{Força de Lorentz}} \qquad \boxed{\text{Força de Fricção}} \qquad \boxed{\text{Viscosidade}} \\
 \underbrace{\hspace{1.5cm}} \qquad \underbrace{\hspace{1.5cm}} \qquad \underbrace{\hspace{1.5cm}} \qquad \underbrace{\hspace{1.5cm}} \qquad \underbrace{\hspace{1.5cm}} \\
 m \frac{d\vec{V}}{dt} = m\vec{g} - \frac{m}{\rho_{i,e}} \vec{\nabla} p_{i,e} + q[\vec{E} + (\vec{V} \times \vec{B})] - m\nu_{in,en}(\vec{V} - \vec{W}) - m\eta \vec{\nabla}^2 \vec{V} \quad (2.14)
 \end{array}$$

Na equação (2.14),  $m$  é a massa dos íons,  $\rho_{i,e}$  e  $p_{i,e}$  são a densidade volumétrica e a pressão referente à espécie considerada, respectivamente,  $\vec{E}$  é o campo elétrico,  $\vec{B}$  é o

campo magnético. Quando o termo de fricção é considerado como majoritário no lado direito da equação (2.14)  $\left[ m \frac{d\vec{V}}{dt} \equiv -m v_{in,en} (\vec{V} - \vec{W}) \right]$ , e devido ao fato de que  $v_{in} \propto n$ ,

quando  $v_{in} < 1$  ( $h > 500$  km), o termo de aceleração  $\left( m \frac{d\vec{V}}{dt} \right)$  é mais importante,

entretanto, quando  $v_{in} > 1$  ( $h < 500$  km) o termo de fricção  $\left[ m v_{in} (\vec{V} - \vec{W}) \right]$  é mais importante. Então, da equação (2.14), ignorando o termo  $m \frac{d\vec{V}}{dt}$  ( $h < 500$  km), podemos

deduzir as componentes das velocidades nas direções oeste, vertical e norte, respectivamente, como:

$$\left\{ \vec{V}_{oeste} = \left( \frac{1}{1+K^2} \right) \left[ \vec{W}_{oeste} + K \vec{W}_{vertical} + \frac{K}{|\vec{B}_{eq}|} (\vec{E}_{oeste} + K \vec{E}_{vertical}) \right] \right. \quad (2.15)$$

$$\left. \vec{V}_{vertical} = \left( \frac{1}{1+K^2} \right) \left[ -K \vec{W}_{oeste} + \vec{W}_{vertical} - \frac{K^2}{|\vec{B}_{eq}|} \vec{E}_{oeste} + \frac{K}{|\vec{B}_{eq}|} (\vec{E}_{vertical}) \right] \right. \quad (2.16)$$

$$\left. \vec{V}_{norte} = \left[ \vec{W}_{norte} + \frac{K}{|\vec{B}_{eq}|} (\vec{E}_{norte}) \right] \right. \quad (2.17)$$

onde  $K$  representa a taxa entre as girofrequências dos íons e elétrons  $\Omega_{i,e}$  e as frequências de colisão  $\nu_{i,e}$  entre partículas neutras e íons e partículas neutras e elétrons,

respectivamente, sendo  $\nu_i = \nu_{in} + \nu_{ie}$  e  $\nu_e = \nu_{en} + \nu_{ei}$ , ou seja,  $K = \frac{\Omega_{i,e}}{\nu_{i,e}}$ , ainda,  $|\vec{B}_{eq}|$  é

a magnitude do campo magnético no equador e os subscritos indicam a direção de cada componente das variáveis, campo elétrico ( $\vec{E}$ ), velocidade das partículas ionizadas ( $\vec{V}$ ) e velocidade das partículas neutras ( $\vec{W}$ ).

De modo geral, nas regiões E e F, para a Ionosfera equatorial, podemos escrever:

$$\left\{ \begin{aligned} \vec{V}_i &= \vec{W} + \left( \frac{K}{1+K^2} \right) \frac{1}{|\vec{B}_{eq}|} \left\{ [\vec{E} + (\vec{W} \times \vec{B}_{eq})] + K [\vec{E} + (\vec{W} \times \vec{B}_{eq})] \times \hat{b}_{eq} \right\} \\ \vec{V}_e &= \left( \frac{1}{K|\vec{B}_{eq}|} \right) [\vec{E} + K(\vec{E} \times \hat{b}_{eq})] \end{aligned} \right. \quad (2.18)$$

Sendo  $\vec{V}_i$  a velocidade dos íons,  $\vec{V}_e$  a velocidade dos elétrons e  $\hat{b}_{eq}$  o versor do campo magnético no equador.

Da equação (2.14) também podemos avaliar o efeito da difusão no transporte, assumindo, na região F equatorial:

$$\frac{d\vec{V}}{dt} = -\frac{1}{\rho_{i,e}} \vec{\nabla} p_{i,e} + \frac{q}{m} (\vec{V} \times \vec{B}_{eq}) - v_{in,en}(\vec{V}) \quad (2.20)$$

Assumindo também que não há variação temporal (em intervalos pequenos de tempo), podemos simplificar esta equação e, reescrevendo temos:

$$-\frac{1}{\rho_{i,e}} \vec{\nabla} p_{i,e} + \frac{q}{m} (\vec{V} \times \vec{B}_{eq}) - v_{in,en}(\vec{V}) = 0 \quad (2.21)$$

donde segue que:

$$\vec{V} - \Omega_{i,e} (\vec{V} \times \hat{b}_{eq}) = - \left( \frac{q}{m v_{in,en}} \right) \left( \overbrace{\frac{k_B T_{i,e}}{q} \vec{\nabla} \ln |p_{i,e}|}^{\vec{E}_p} \right) \quad (2.22)$$

onde  $k_B$  é a constante de Boltzmann,  $T_{i,e}$  é a temperatura da espécie considerada e  $\vec{E}_p$  é o campo elétrico associado com a pressão.

Utilizando a propriedade física de que uma velocidade pode ser escrita em termos do produto interno entre um tensor denominado Tensor Mobilidade e uma força aplicada, ou seja,  $\vec{V} = \tilde{k} \cdot \vec{\xi}$ , sendo  $\tilde{k}$  o tensor mobilidade e  $\vec{\xi}$  o representante de uma força genérica, e o fato de que na Ionosfera  $T_e \gg T_i$ ,  $v_e \ll v_i$  e  $m_e \ll m_i$  chega-se a conclusão de que  $D_e \gg D_i$ , onde  $D_{e,i} = \frac{k_B T}{m v}$  é o coeficiente de difusão da espécie.

Assim podemos reescrever a equação (2.22) como:  $\vec{V} - \Omega_{i,e}(\vec{V} \times \hat{b}_{eq}) = b \vec{E}_p$ , onde  $b$  representa a mobilidade da Ionosfera. Considerando a mobilidade na Ionosfera equatorial a expressão fica:

$$\vec{V} = \frac{1}{q|B_{eq}|} \left( \frac{K}{1+K^2} \right) \begin{pmatrix} 1 & K & 0 \\ -K & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 1+K^2 \end{pmatrix} [q(\vec{E} + \vec{E}_p)] \quad (2.23)$$

Assim podemos escrever as componentes paralela e perpendicular ao campo magnético, respectivamente, como:

$$\begin{cases} \vec{V}_{\parallel} = -D \vec{\nabla} \ln |p| & (2.24) \\ \vec{V}_{\perp} = \left[ \frac{D}{(1+K^2)} \right] \left[ \vec{\nabla} \ln |p| + K(\vec{\nabla} \ln |p| \times \hat{b}_{eq}) \right] & (2.25) \end{cases}$$

Na equação (2.23) o termo  $\frac{1}{q|B_{eq}|} \frac{K}{1+K^2} = \frac{1}{q|B_{eq}|} \frac{v_{i,e} \Omega_{i,e}}{v_{i,e}^2 + \Omega_{i,e}^2}$  é a componente

transversal do tensor mobilidade denominada mobilidade Pedersen, e é paralela ao campo elétrico e perpendicular ao campo magnético. O termo

$\frac{1}{q|B_{eq}|} \frac{K^2}{1+K^2} = \frac{1}{q|B_{eq}|} \frac{\Omega_{i,e}^2}{v_{i,e}^2 + \Omega_{i,e}^2}$  é a componente do tensor mobilidade denominada

Hall e é perpendicular a ambos, campo elétrico e campo magnético. O termo



$\frac{K}{q|B_{eq}|} = \frac{1}{q|B_{eq}|} \frac{\Omega_{i,e}}{v_{i,e}}$  é a componente longitudinal do tensor mobilidade e é paralela ao campo magnético.

A Figura 2.3 mostra o comportamento das mobilidades de acordo com a região da Ionosfera. Através dela é possível perceber a transição entre a dominância de  $K_e$  para  $K_i$  nos processos envolvendo estas quantidades.

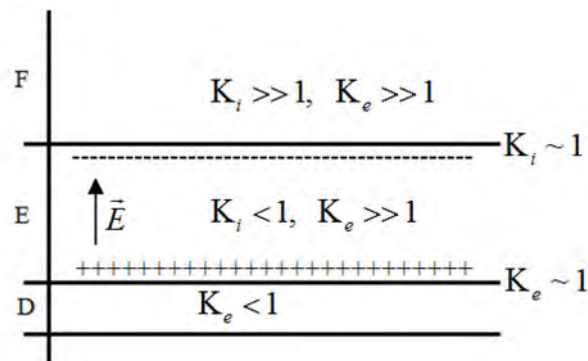


Figura 2.3 – Comportamento da razão entre as girofrequências e as frequências de colisão para cada região da Ionosfera.

### 2.2.3. Correntes na Ionosfera

Similarmente à definição fornecida previamente para a velocidade como resultante de um produto escalar de um tensor e uma força, quando tratamos com correntes, ou seja, o movimento relativo entre a velocidade das partículas positivas e a velocidade das partículas negativas, podemos convenientemente utilizar uma definição parecida, definindo a corrente como o resultado de um produto escalar entre um tensor e um campo elétrico. Este tensor por sua vez é denominado tensor condutividade.

$$\vec{J} = \tilde{\sigma} \cdot \vec{E} \quad (2.26)$$

Onde  $\vec{J}$  é a densidade de corrente,  $\tilde{\sigma}$  é o tensor condutividade e  $\vec{E}$  é um campo elétrico genérico. De modo geral, também:

$$\vec{J} = ne(\vec{V}_i - \vec{V}_e) \quad (2.27)$$

Em (2.27)  $n = n_i + n_e$  é a densidade numérica e  $e$  é o valor absoluto da carga do elétron.

Das equações (2.18), (2.19), (2.24) e (2.25) segue que:

$$\vec{J} = \left[ \frac{\vec{E}_t}{|B_{eq}|} \overbrace{\left( \frac{K_i}{1+K_i^2} - \frac{K_e}{1+K_e^2} \right)}^{\text{Pedersen}} + \left( \frac{\vec{E}_t \times \hat{b}_{eq}}{|B_{eq}|} \right) \overbrace{\left( \frac{K_i^2}{1+K_i^2} - \frac{K_e^2}{1+K_e^2} \right)}^{\text{Hall}} + \overbrace{(K_i - K_e)}^{\text{Paralela}} \frac{\vec{E}_{t \parallel}}{|B_{eq}|} \right] \frac{ne}{|B_{eq}|} \quad (2.28)$$

Onde  $\vec{E}_t$  é o campo elétrico total composto pelo campo elétrico ambiente somado aos campos elétricos advindos dos ventos neutros, gravidade e da pressão, assim sendo,

$$(\vec{E}_t = \vec{E} + \vec{E}_w + \vec{E}_g + \vec{E}_p, \quad \vec{E}_w = (\vec{W} \times \hat{b}_{eq}) |B_{eq}|, \quad \vec{E}_g = |B_{eq}| \left( \frac{\vec{g}}{v} \right), \quad \text{e} \quad \vec{E}_p = -|B_{eq}| D \vec{\nabla} \ln |p|).$$

Assim podemos reescrever (2.28) como:

$$\vec{J} = \sigma_p \vec{E}_t + \sigma_H (\vec{E}_t \times \hat{b}_{eq}) + \sigma_{\parallel} \vec{E}_{t \parallel} \quad (2.29)$$

Na equação (2.29)  $\sigma_p$  é a componente do tensor condutividade denominada Condutividade Pedersen ou transversal,  $\sigma_H$  é a componente do tensor denominada Condutividade Hall e  $\sigma_{\parallel}$  é denominada Condutividade Paralela ou longitudinal do tensor condutividade. Na Ionosfera Equatorial podemos, sem perda de generalidade, escrever o tensor condutividade como:

$$\tilde{\sigma} = \begin{pmatrix} \sigma_p & -\sigma_H & 0 \\ \sigma_H & \sigma_p & 0 \\ 0 & 0 & \sigma_{\parallel} \end{pmatrix} \quad (2.30)$$

No equador podemos ainda deduzir na direção zonal uma componente de condutividade denominada Condutividade Cowling dada por:

$$\sigma_c = \sigma_p \left( 1 + \frac{\sigma_H^2}{\sigma_p^2} \right) \quad (2.31)$$

#### 2.2.4. Dínamo na Ionosfera e geração de campo elétrico

A fonte que dirige a corrente perpendicular na Ionosfera é o vento. É interessante perceber da Figura 2.3 e da equação (2.29) que a dinâmica das correntes é dominada pelos elétrons na região E, pois  $K_i \ll 1 \Rightarrow \sigma_p \ll \sigma_H$ , e pelos íons na região F, onde temos  $K_i \gg 1 \Rightarrow \sigma_p \gg \sigma_H$ . Além disto, os processos são mais rápidos na região E do que na região F, pois  $\vec{J}_{\text{região E}} \gg \vec{J}_{\text{região F}}$ , sendo:

$$\vec{J}_{\text{região E}} = \sigma_H (\vec{E}_t \times \hat{b}_{eq}) + \sigma_{\parallel} \vec{E}_t_{\parallel} + \underbrace{\sigma_p \vec{E}_t}_{\text{circulado}} \quad (2.32)$$

$$\vec{J}_{\text{região F}} = \sigma_p \vec{E}_t + \sigma_{\parallel} \vec{E}_t_{\parallel} + \underbrace{\sigma_H (\vec{E}_t \times \hat{b}_{eq})}_{\text{circulado}} \quad (2.33)$$

Onde os termos circulados apresentam pequenas contribuições nas respectivas regiões.

Podemos distinguir dois casos distintos de atuação das correntes:

*Caso 1* ( $\vec{E} \rightarrow \vec{J}$ , o campo elétrico dirige as correntes)  
(gerador, como na Região E durante o dia)  $\vec{J} \cdot \vec{E} > 0$

$$\begin{array}{ccc} + & \vec{E} & - \\ & \rightarrow & \\ + & \vec{J} & - \\ & \rightarrow & \\ + & & - \end{array}$$

Caso 2 ( $\vec{J} \rightarrow \vec{E}$ , as correntes dirigem o campo elétrico)

(carregador, como na Região F durante o dia)  $\vec{J} \cdot \vec{E} < 0$

$$\begin{array}{ccc} - & \xrightarrow{\vec{J}} & + \\ - & & + \\ - & \xleftarrow{\vec{E}} & + \end{array}$$

No caso 2 temos o armazenamento de energia por meio do Aquecimento Joule.

Conforme dito anteriormente, a Ionosfera é composta de plasma, e este tem como características intrínsecas o comportamento coletivo de partículas e a neutralidade macroscópica, então devido a esta particularidade, ocorrem derivas horizontais e verticais do plasma ionosférico ocasionadas pelos campos elétricos gerados pelas correntes variantes no espaço que foram discutidas ainda há pouco. A deriva da Ionosfera devido a estas forças pode ser escrita, de modo generalizado, na seguinte forma (KHERANI et al., 2004):

$$\vec{u}_{i,e} = \frac{K_{i,e}}{(1 + K_{i,e}^2)} \vec{v}_{i,e} \times \hat{b} + \frac{1}{(1 + K_{i,e}^2)} \vec{v}_{i,e} \quad (2.34)$$

onde:

$$\vec{v}_{i,e} = \frac{-c_{si,e}^2}{v_{i,e}} \vec{\nabla} \log(n) + \frac{\vec{g}}{v_{i,e}} + b_{i,e} \vec{E} + \vec{W} \quad (2.35)$$

\* Para maiores detalhes acerca dos termos nas equações (2.34) e (2.35) consulte o capítulo 4 desta dissertação.

Estas correntes não são solenoidais, assim, o campo elétrico gerado deve ser tal que a corrente total tornar-se-á solenoidal, ou seja:

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_{total} = 0 \quad (2.36)$$

Tal que,  $\vec{J}_{total} = \vec{\sigma} \cdot \vec{E}_t + \vec{J}_w$ , e  $\vec{J}_w = ne(\vec{u}_i - \vec{u}_e)$

E o campo elétrico satisfaz a condição de irrotacionalidade:  $\vec{\nabla} \times \vec{E}_t = 0$ .

### 2.2.5. Fotoluminescência e Quimiluminescência

Conforme discutido há diversos processos fotoquímicos na Ionosfera, estes processos induzem à ocorrência de luminescência (emissão de fótons por átomos e/ou moléculas excitadas acima do nível de energia comum). Esta luminescência é detectada por instrumentos denominados fotômetros/imageadores, sendo, em geral, muito fraca para detecção por intermédio de observações a olho nu. O estudo da luminescência atmosférica permite a determinação de propriedades atmosféricas/ionosféricas, tais como temperatura, efeitos dinâmicos, densidades de certos constituintes e a dinâmica das AGW's. A unidade de medida de luminescência é o Rayleigh, sendo um Rayleigh correspondente à intensidade de uma fonte isotrópica emitindo  $10^6$  fótons por centímetro quadrado de coluna, por segundo. Ou seja, se tivermos:

$$I_v = \frac{J}{sA\Omega v} \Rightarrow I = \frac{J}{sA\Omega} \Rightarrow F = \frac{J}{sA} \quad (2.37)$$

Onde  $I_v$  é a intensidade específica,  $J$  representa a unidade Joule,  $s$  denota segundo,  $A$  representa área,  $\Omega$  representa esteroradiano,  $v$  denota frequência,  $I$  é a intensidade, ou seja,  $I = \int I_v dv$ , ainda,  $F$  representa o fluxo, assim  $F = \int I d\Omega$ .

Tomando um certo número de átomos, em um dado volume emitindo um determinado número de fótons por unidade de tempo, se a fonte é extensa e emite em todas as direções  $F(r)$  fótons/s/cm<sup>3</sup>, na direção do observador e com uma distância  $r$ , a intensidade observada contendo as contribuições das emissões ao longo da coluna de área 1 cm<sup>2</sup> projetada é dada por  $I = \frac{1}{4\pi} \int F(r) dr$ , sendo  $4\pi l$  denominada taxa aparente de emissão volumétrica e então a quantidade  $\frac{\int F(r) dr}{10^6}$  será dada em Rayleighs.

Durante o dia a luminescência é denominada Dayglow, durante a noite Nightglow e de modo mais geral emprega-se o termo Airglow. O dayglow é de difícil medição devido a presença da luz solar e do espalhamento Rayleigh. A aurora polar é um exemplo de luminescência atmosférica provocada por colisões de partículas energéticas de precipitação com a atmosfera.

Entre os processos de excitação/emissão mais importantes podemos destacar a ressonância (processo em que o fóton é absorvido e reemitido na frequência de ressonância do átomo/molécula, o fóton emitido tem a mesma frequência do fóton incidente), a fluorescência (processo em que o fóton emitido é de menor energia que o incidente), a quimiluminescência (advinda de reações químicas que, sendo exotérmicas, podem deixar em estados excitados os produtos da reação e estes podem emitir fótons) e a excitação por colisões (como é o caso das auroras), além disto, o processo inverso (desexcitação) de uma partícula por colisões (quenching) também pode ocorrer.

As reações fotoquímicas estabelecem uma relação de perda ou produção de um determinado constituinte, e a densidade ( $n$ ) deste pode ainda ser afetada pela divergência de fluxo, ou seja:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = P - L - \vec{\nabla} \cdot (n\vec{v}) \quad (2.38)$$

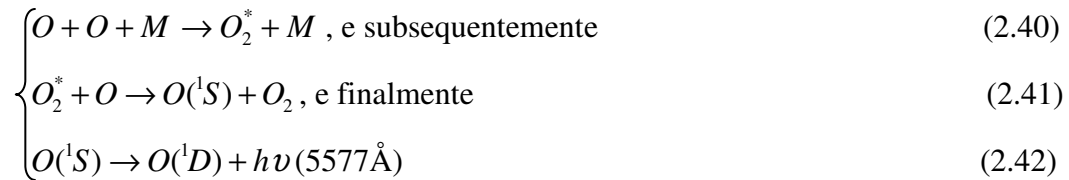
Onde  $n$  é a densidade numérica,  $t$  é o tempo,  $P$  representa a produção,  $L$  denota a perda e  $\vec{v}$  é a velocidade das partículas. O termo  $\vec{\nabla} \cdot (n\vec{v})$  é o termo de transporte e  $n\vec{v}$  indica o fluxo de partículas. Em geral utiliza-se uma simplificação do termo de transporte devido ao fato de que as variações horizontais são, em geral, insignificantes quando comparadas as variações verticais. Também, quando o termo referente ao processo de transporte é muito pequeno em relação aos outros termos da equação (2.38) podemos reescrever esta equação e esta nova expressão é denominada Equação fotoquímica:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = P - L \quad (2.39)$$

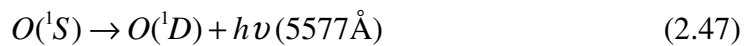
Em casos onde não há variação temporal temos a condição de equilíbrio fotoquímico já anteriormente mencionada no texto, ou seja,  $P = L$ . Outro fator importante que deve ser considerado é a constante de tempo das reações que é inversamente proporcional à velocidade do processo de perda e/ou produção e é uma função dependente da densidade e da altitude.

Na Ionosfera algumas espécies excitadas eventualmente decaem para um nível de excitação mais baixo por intermédio ou de emissão espontânea de fóton ou perdendo a energia através de colisões. Dentre as linhas de emissões importantes, podemos destacar:

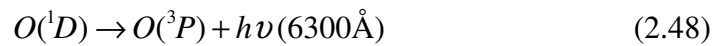
- a) A linha do oxigênio atômico  $5577\text{Å}$  (linha verde) que é uma emissão que possui pico duplo em altitudes aproximadamente de 90 km e 160 km, respectivamente, e o provável mecanismo de emissão é comumente chamado de mecanismo de Barth (BARTH e HILDEBRAND, 1961):



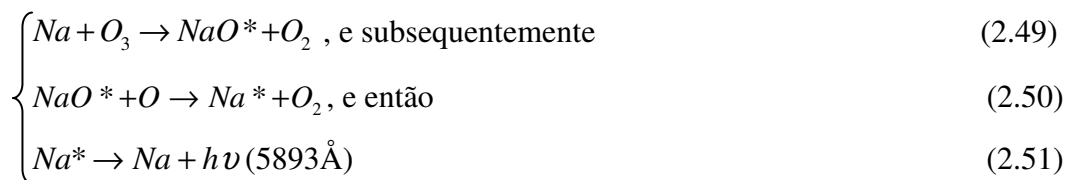
- b) A linha do oxigênio atômico  $6300\text{Å}$  (linha vermelha) que é uma emissão que ocorre na região F. O processo de emissão envolve  $O(^1D)$  proveniente, mais provavelmente (pois o tempo da reação é mais rápido que das eventuais fontes concorrentes), das seguintes fontes de produção:



Em seguida teremos:



c) A linha do sódio 5893 Å, cuja emissão ocorre em altitudes mais baixas (aproximadamente entre 70-100 km) e pode ser representada por:



Há ainda o radical oxidrila OH que é capaz de emitir em várias bandas espectrais.

Para os fins desta dissertação é empregada a linha vermelha de emissão do oxigênio atômico (6300Å) nas investigações.



### 2.2.6. O Pico de Pré-reversão da Deriva Vertical (PRVD)

Outra característica da Ionosfera é o aumento da deriva vertical devido à evolução do campo elétrico zonal que ocorre em horários próximos ao terminadouro solar, apresentando variações com sazonalidade (WOODMAN, 1970; SOBRAL et al., 2002; LI et al., 2007), atividade solar (FEJER et al., 1979) e também declinação magnética (ABDU et al., 1981; BATISTA et al., 1986). O campo zonal dirige a deriva vertical na região F e esta deriva chama-se Deriva Vertical de Pré-Reversão (PRVD). O PRVD torna-se máximo durante o anoitecer com valores entre 40-80 m/s dependendo do fluxo solar e estação do ano (ABDU et al., 2010). Um exemplo do mecanismo de geração do PRVD é mostrado na Figura 2.4.

Três mecanismos são propostos para explicar o PRVD: (1) O mecanismo baseado em  $\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$  e  $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$  na Região F (RISHBETH, 1971; HEELIS et al., 1974). (2) O mecanismo baseado em  $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$  nas regiões E e F (FARLEY et al., 1986) e (3) O mecanismo baseado em  $\vec{\nabla} \times \vec{E} = 0$  e  $\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = 0$  nas regiões E e F (HAERENDEL, 1992). Todos estes mecanismos são baseados na existência de um gradiente longitudinal na condutividade maior durante os horários próximos à transição do dia para a noite. Devido a este gradiente, a corrente flui mais no dia do que na noite através do terminadouro e campos elétricos são gerados.

Os mecanismos que incluem a região E produzem maior PRVD do que o mecanismo que inclui somente a região F. Sobre a região brasileira podemos citar o modelo de deriva vertical de Batista et al. (1996).

A Figura 2.4 ilustra o mecanismo proposto por Farley et al. (1986).

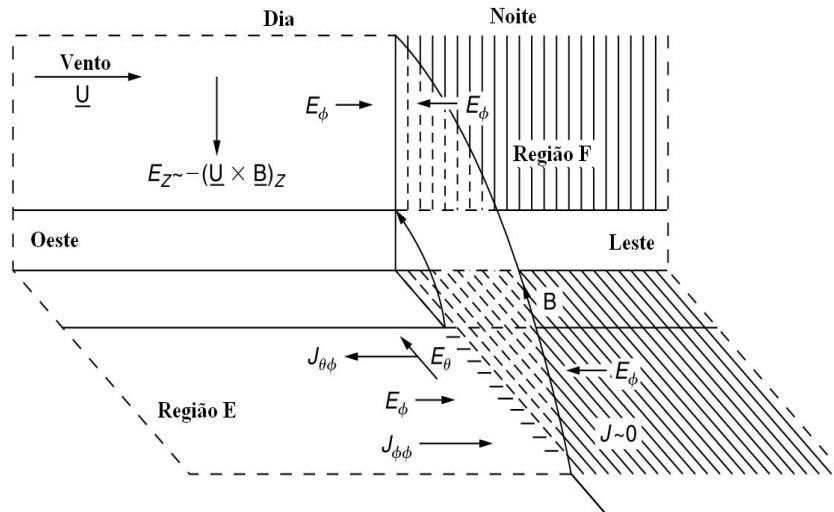


Figura 2.4 – Diagrama esquemático do Pico de Pré-Reversão (PRE).

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

No lado diurno do planeta, ventos zonais fluem na região F em direção ao terminadouro, estes ventos geram um campo elétrico para baixo, este campo elétrico pode mapear-se para altitudes mais baixas através das linhas de campo magnético. A região E que possui maior condutividade durante o período diurno recebe este campo mapeado que é em direção ao Equador e este campo gera uma corrente Hall em direção ao oeste, contudo, devido à diferença de condutibilidade da Região E durante os períodos diurno e noturno, a densidade de cargas negativas tende a agrupar-se próximo a região do terminadouro, o que gera um campo elétrico zonal para leste, e uma corrente em igual sentido que cancela a corrente Hall supracitada. Este campo elétrico que, também, está presente no lado noturno devido ao acúmulo das cargas negativas no terminadouro é mapeado novamente para a região F em ambos os lados do terminadouro e interage com o campo magnético terrestre gerando uma deriva vertical do plasma ionosférico que é para cima no lado diurno e para baixo do lado noturno.

O PRVD tem influência direta no desenvolvimento de irregularidades na distribuição do plasma da Ionosfera.

### 2.3. O mecanismo CII, ESF e Bolhas de Plasma

É claro da Figura 2.1 que a Ionosfera equatorial adquire gradiente de densidade maior durante a noite tal que a densidade do plasma cresce com a altitude contra a força gravitacional até o pico da região F. Esta condição é instável na presença do PRVD quando a camada F aumenta de altitude. Esta instabilidade é chamada Instabilidade gravitacional Rayleigh-Taylor (RTI). Também, o campo elétrico associado com o PRVD pode gerar uma instabilidade chamada Instabilidade  $\vec{E} \times \vec{B}$ . A terminologia geral CII (Collisional Interchange Instability) (ou ainda Instabilidade Rayleigh-Taylor generalizada) é utilizada quando consideramos ambas, RTI e  $\vec{E} \times \vec{B}$ .

O mecanismo CII é mostrado nas Figuras 2.5 e 2.6 da seguinte forma: A força gravitacional ou elétrica dirige a corrente Pedersen na direção longitudinal  $\left(\vec{J}_p = \sigma_p \vec{E} + \frac{\vec{g}}{\Omega} ne\right)$ . Na presença de perturbação na mesma direção, esta corrente adquire variação e assim torna-se não solenoidal  $\left(\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_p \neq 0\right)$ . O campo elétrico, chamado de polarização ( $\delta\vec{E}$ ) é gerado devido à separação de cargas, assim a corrente total torna-se solenoidal  $\left(\vec{\nabla} \cdot \vec{J}_t = 0\right)$ , contudo, este campo elétrico de polarização por sua vez interage com o campo geomagnético presente ( $\delta\vec{E} \times \vec{B}$ ) e a instabilidade sistematicamente vai adquirindo proporções maiores.

Dungey (1956) e Haerendel (1973) introduziram a base teórica do desenvolvimento dos processos de instabilidade e mostraram que o mecanismo CII é responsável pelo desenvolvimento das irregularidades na região F equatorial (BOOKER e WELLS, 1938), e que são conhecidas também como equatorial spread F (ESF), e pela geração das depleções de plasma também conhecidas como Bolhas de Plasma. Após algum tempo, outros cientistas, Sultan (1996), Rappaport (1998) e Basu (2002) desenvolveram expressões mais generalizadas para a taxa de crescimento geral onde os efeitos da dinâmica de regiões fora do equador são também incluídos no crescimento da CII. A Figura 2.5 mostra o mecanismo de geração das bolhas de plasma ionosférico em uma geometria equatorial.

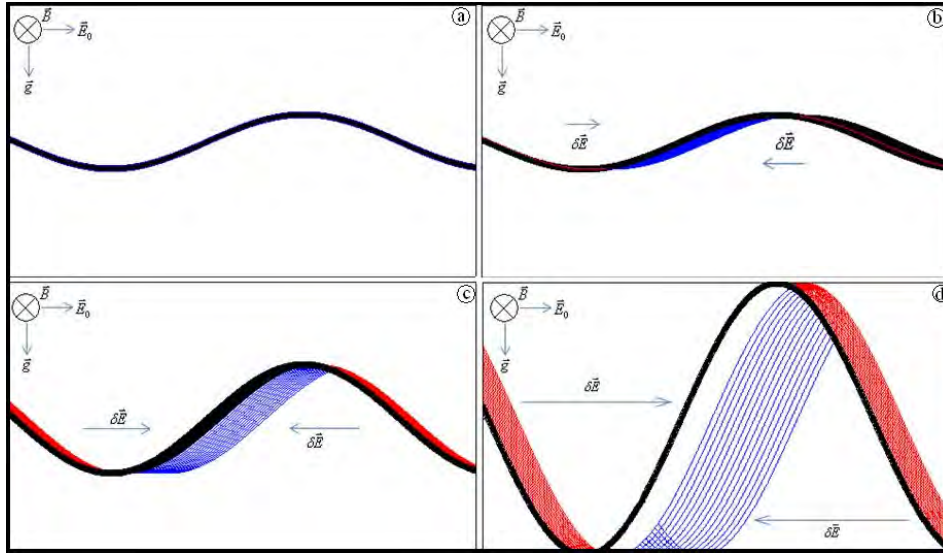


Figura 2.5 – Diagrama do mecanismo de formação das Bolhas de Plasma (letra a até letra d). As linhas vermelhas representam cargas positivas e as azuis cargas negativas.

A taxa de crescimento da instabilidade CII é dada pela seguinte expressão (KHERANI et al., 2005):

$$\gamma = \frac{\frac{J_{\perp}}{n} \vec{\nabla}_{\perp} \log(n) + \frac{J_{\parallel}}{n} \vec{\nabla}_{\parallel} \log(n)}{1 + \left(1 + \frac{\mu_{\parallel}}{\mu_p}\right) k_{\parallel}^2 / k_{\perp}^2} \Leftrightarrow \frac{-\sum_{P.eq}^F}{\sum_{P.eq}^E + \sum_{P.eq}^F} \frac{g_e}{v_{eff}^F} K^F \quad (2.52)$$

onde  $J_{\perp}$  é a corrente perpendicular ao campo magnético,  $J_{\parallel}$  é a corrente paralela,  $n$  é a densidade,  $\vec{\nabla}_{\perp} \log(n)$  é a componente perpendicular do gradiente do logaritmo da densidade,  $\vec{\nabla}_{\parallel} \log(n)$  é a componente paralela do gradiente do logaritmo da densidade,  $\mu_{\parallel}$  é a mobilidade paralela,  $\mu_p$  é a mobilidade Pedersen,  $k_{\parallel}$  é a componente paralela do vetor de onda,  $k_{\perp}$  é a componente perpendicular do vetor de onda,  $v_{eff}^F$  é a frequência de colisão efetiva integrada através do tubo de fluxo,  $\sum_{P.eq}^F$  é a condutividade Pedersen integrada na região F,  $K^F$  é o gradiente vertical do conteúdo eletrônico integrado ao longo da linha de campo magnético na região F,  $\sum_{P.eq}^E$  é a condutividade Pedersen

integrada na região E e  $g_e = \frac{g_0}{L^2}$  (onde  $g_0$  é igual a  $9,8 \text{ m/s}^2$  e L é o parâmetro de MacIlwain) é a gravidade.

### 2.3.1. O mecanismo não linear CII

O crescimento da CII é um processo não linear quando a perturbação inicial gera o campo de polarização e este campo de polarização aumenta a amplitude da perturbação que por sua vez aumenta este campo de polarização novamente. O mecanismo leva a geração das bolhas que são regiões com a densidade de plasma extremamente reduzida. A dinâmica não linear da CII é mostrada na Figura 2.6 utilizando o código de simulação de bolhas desenvolvido pelo autor desta dissertação.

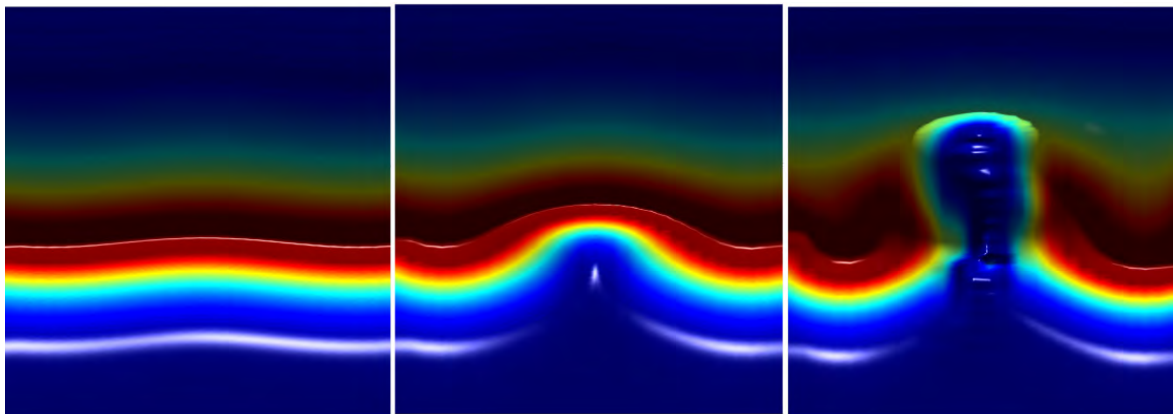


Figura 2.6 – Evolução da instabilidade colisional CII não linear. As cores quentes indicam maior densidade e a escala foi omitida por se tratar apenas de uma ilustração.

Fonte: Simulação feita através do código deste autor (não publicada).

### 2.3.2. Ondas de gravidade acústicas (AGW's)

A Ionosfera equatorial noturna é frequentemente instável e pode ter sua densidade perturbada através do mecanismo CII devido à interação com diversos processos advindos das condições atmosféricas (KHERANI et al., 2009), geomagnéticas (ABDU et al., 2012) e interplanetárias. Os resultados da campanha SPREADFEx mostraram que as AGW's são responsáveis por perturbações iniciais necessárias para o desenvolvimento da CII. As AGW's são geradas devido à convecção troposférica em

altitudes de 10-20 km e se propagam para cima. Conforme a densidade da atmosfera diminui com a altitude, as amplitudes (o vento) das AGW's aumentam exponencialmente e tornam-se máximas na região F. Estas AGW's podem gerar perturbações na região F e são candidatas potenciais à geradoras de CII (KELLEY et al., 1981).

Consideramos as equações da continuidade, momentum e energia:

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{W}) = 0 \end{array} \right. \quad (2.53)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial \vec{W}}{\partial t} + \vec{W} \cdot \vec{\nabla} \vec{W} = -\frac{\vec{\nabla} p}{\rho} + \vec{g} + \left\{ \frac{1}{\rho} (\vec{\nabla} \cdot \vec{\tau}) \right\} \quad | \quad \vec{\tau} = \mu \vec{\nabla} \vec{W} + \left( \mu + \frac{\eta}{3} \right) \vec{\nabla} \cdot \vec{W} \end{array} \right. \quad (2.54)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \frac{\partial p}{\partial t} + \gamma p (\vec{\nabla} \cdot \vec{W}) + (\vec{W} \cdot \vec{\nabla}) p + (\vec{\nabla} \cdot \vec{q}) = 0 \quad | \quad \vec{q} = k \vec{\nabla} T \end{array} \right. \quad (2.55)$$

Onde  $\gamma = \frac{C_p}{C_v}$ , sendo que  $C_p$  é o calor específico à pressão constante e  $C_v$  é o calor

específico a volume constante. Ainda  $\vec{k}$  é o tensor condutividade térmica,  $\vec{\tau}$  é o tensor de estresse e pode ser omitido em nossos cálculos. Diferenciando (2.54) em relação à t e substituindo (2.53) em (2.55) temos:

$$\frac{\partial^2 \vec{W}}{\partial t^2} = \overbrace{\frac{\gamma p}{\rho} \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{W}) + (\gamma - 1) \frac{\vec{\nabla} p}{\rho} (\vec{\nabla} \cdot \vec{W})}^{\text{Compressibilidade } (\vec{\nabla} \cdot \vec{W})} - \overbrace{\frac{\vec{\nabla} p}{\rho^2} (\vec{W} \cdot \vec{\nabla}) \rho + \frac{1}{\rho} \vec{\nabla} (\vec{W} \cdot \vec{\nabla}) p}^{\text{Advecção } (\vec{W} \cdot \vec{\nabla})} \quad (2.56)$$

Tomando os termos referentes à compressibilidade e utilizando o fato de que:

$$C_s^2 = \frac{\gamma k_B T}{m} = \frac{\gamma k_B T}{nm} \Rightarrow C_s^2 = \frac{\gamma p}{\rho} \quad (2.57)$$

Considerando o primeiro termo do lado direito da equação (2.56), temos:

$$\frac{\partial^2 \vec{W}}{\partial t^2} = \left( \frac{\gamma p}{\rho} \right) \vec{\nabla} (\vec{\nabla} \cdot \vec{W}) = C_s^2 \vec{\nabla}^2 \vec{W} + C_s^2 [\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{W})] \Rightarrow \left\{ \frac{\partial^2 \vec{W}}{\partial t^2} - C_s^2 \vec{\nabla}^2 \vec{W} \right\} = C_s^2 [\vec{\nabla} \times (\vec{\nabla} \times \vec{W})],$$

sendo que caso o termo a direita da igualdade seja (fosse) nulo, temos (teríamos) a Equação da onda acústica.

Ainda, do segundo termo no lado direito da equação (2.56), segue que:

$$(\gamma - 1) \frac{\vec{\nabla} p}{\rho} = (\gamma - 1) \frac{\vec{\nabla}(\rho RT)}{\rho} = \frac{TR(\gamma - 1)}{T\rho} (\rho \vec{\nabla} T + T \vec{\nabla} \rho), \text{ onde } R \text{ é a constante dos gases perfeitos, daí segue que:}$$

$$(\gamma - 1) \frac{\vec{\nabla} p}{\rho} = \frac{C_s^2}{\gamma H} (\gamma - 1) \quad (2.58)$$

Tomando a equação somente na direção vertical ( $\hat{y}$ ) teremos:

$$\frac{\partial^2 \vec{W}}{\partial t^2} = (\gamma - 1) \left( \frac{1}{\rho} \right) \left( \frac{dp}{dy} \right) (\vec{\nabla} \cdot \vec{W}) = (\gamma - 1) \left( \frac{C_s^2}{\gamma H} \right) \left( \frac{d\vec{W}}{dy} \right) \left( \frac{H}{H} \right) = \overbrace{\left[ \frac{(\gamma - 1) C_s^2}{\gamma^2 H^2} \right]}^{\text{Frequência de Brunt-Väisälä}} \gamma H \left( \frac{d\vec{W}}{dy} \right) = \zeta^2 \frac{d\vec{W}}{dy'}$$

onde  $y' = \frac{y}{\gamma H}$ ,  $H$  é a escala de altura e  $\zeta$  é a frequência de Brunt-Väisälä.

Assumindo uma solução do tipo:  $W = W_0 e^{i(k_y y - \omega t)}$  |  $v_{fase} = \frac{\omega}{k}$  e  $v_{grupo} = \frac{d\omega}{dk}$ , teremos:

$$-\omega^2 \vec{W} = i \zeta^2 H k \vec{W} \text{ donde segue que: } k = \frac{i \omega^2}{\zeta^2 H} \Rightarrow W = W_0 e^{-\frac{\omega^2}{\zeta^2 H} y} e^{-i \omega t}, \text{ sendo } \eta = \frac{\omega^2}{\zeta^2 H}$$

Logo resulta em:

$W = W_0 e^{\eta y} e^{-i \omega t}$  | Quando:  $\omega > \zeta$  temos ondas acústicas.

Quando:  $\omega < \zeta$  temos ondas de gravidade.

Sendo  $k$  o número de onda e  $\omega$  a frequência angular.

Assim podemos concluir que na equação (2.56) de fato temos a Equação das Ondas de Gravidade Acústicas. Podemos também encontrar a relação de dispersão para a equação (2.56):

$$\omega^4 - \omega^2 C_s^2 (k_x^2 + k_y^2) - \omega^2 \omega_a^2 + \omega_b^2 C_s^2 k_x^2 = 0 \quad (2.59)$$

Onde  $\omega_a = \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dy} \frac{\gamma}{2C_s}$  refere-se à compressão (acústica) e  $\omega_b^2 = \frac{(\gamma-1)\xi^2}{C_s^2}$  é o quadrado da frequência de Brunt-Väisälä e refere-se à gravidade e/ou convecção. Uma condição que deve ser satisfeita para que haja ondas de gravidade acústicas é que:

$$\frac{\omega_a}{\omega} < 1 \quad \text{e} \quad \frac{\xi}{\omega} < 1.$$

A propagação da energia destas ondas é perpendicular à direção de propagação da fase, conforme mostram os painéis da Figura 2.7, sendo assim, uma estrutura ondulatória cuja fase propaga-se com componente na horizontal terá energia propagando-se na vertical.

A Figura 2.8, mostra uma imagem que foi registrada pelo autor desta dissertação em 06/11/2012, algumas horas após a passagem de uma tempestade forte, nela é possível ver que existe a presença de uma estrutura ondulatória com componente horizontal de larga escala e o comprimento de onda segue uma tendência bastante regular nesta região onde o registro foi efetuado.



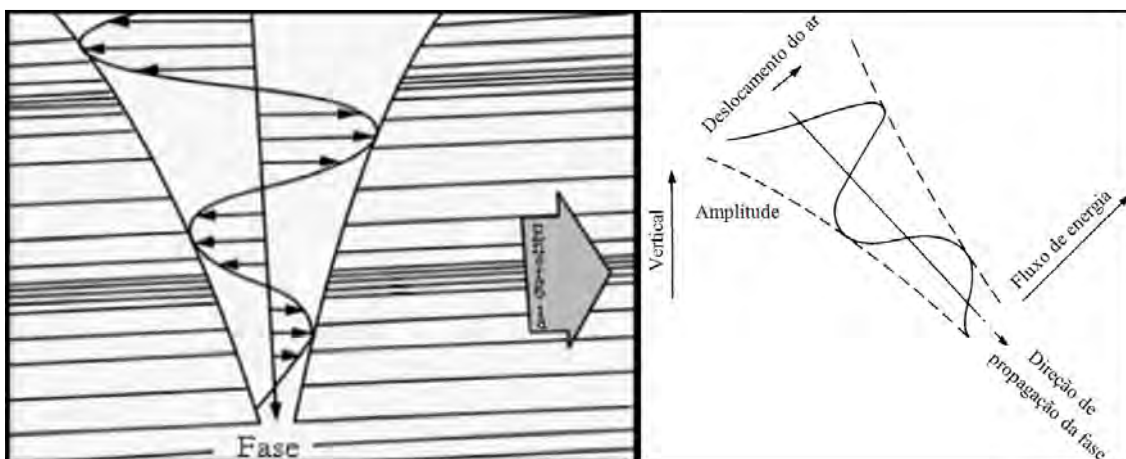


Figura 2.7 – Diagramas da propagação de fase e energia para AGW's.

Fonte: Adaptada de Hines (1974) e Hargreaves (1992).



Figura 2.8 – Formações de nuvens que indicam a presença de estruturas ondulatórias com componentes na direção horizontal, e logo, propagação de energia na vertical.

Fonte: Imagem registrada pelo autor desta dissertação em 06/11/2012.

## 2.4. Motivações e objetivos

A motivação deste trabalho é baseada dos trabalhos de Sobral et al., (1978), Sobral et al., (1980), Abdu et al., (1981), Batista et al.(1986), Huang e Kelley (1996b), Takahashi et al., (2009) e os artigos relacionados com a campanha SPREADFEx. Estes trabalhos mostraram que antes do surgimento das bolhas, a região F da Ionosfera adquire gradientes longitudinais na forma de ondas e/ou forma gaussiana.

As Bolhas de Plasma são perturbações na Ionosfera que influenciam a propagação das ondas de rádio e sistemas de navegações. É importante estudar as características do mecanismo responsável pela excitação da CII e subsequente geração da bolha. A bolha necessita da CII e também do PRVD para se desenvolver. As perturbações iniciais podem ser devidas a AGW's geradas por convecção troposférica, o que permite associar características das bolhas com as condições meteorológicas. Existe também a hipótese de que uma perturbação inicial poderia ser iniciada devido à variação em grande escala associada com o PRVD.

Várias informações acerca das perturbações e seu papel na evolução da CII e bolhas ainda não são completamente compreendidas pela comunidade científica, o objetivo do trabalho aqui proposto é analisar a dinâmica deste fenômeno em diferentes condições Ionosféricas e também meteorológicas.

Feita esta introdução ao ambiente ionosférico, buscamos:

- 1) Estudar a relação entre a atividade de AGW's e as características das CII e bolhas através de simulação em duas dimensões na Ionosfera equatorial.
- 2) Estudar a relação entre a natureza do PRVD e as características das CII e das bolhas.

Estes objetivos foram realizados através das seguintes ferramentas:

- 3) Observações (Capítulo 3): Digissondas e Imageadores CCD All-Sky da Divisão de Aeronomia Espacial do INPE, localizados no Observatório Espacial de São Luís (OESL) em São Luís (MA) e no Observatório de Luminescência Atmosférica da Paraíba (OLAP) em São João do Cariri (PB), respectivamente. Além disso, também foram utilizados dados de monitoramento da atividade de raios na Troposfera obtidos a partir da WWLLN (*World Wide Lightning Location Network*).
- 4) Simulação (Capítulos 4 e 5): O autor desta dissertação desenvolveu um código da CII, que adota os sistemas numéricos utilizados por Kherani et al. (2004). Com este código intentamos explicar as observações discutidas no capítulo 3 e avaliar a hipótese de que o gradiente longitudinal do PRVD pode ser suficiente para disparar a CII.



### 3 AS CARACTERÍSTICAS DAS BOLHAS DE PLASMA CONFORME OBSERVAÇÕES

As investigações das características estruturais, dinâmica e fenomenologia da Ionosfera vêm sendo realizadas por intermédio de técnicas de sondagem via rádio (APPLETON, 1928) e posteriormente foram empregadas também técnicas ópticas (SOBRAL et al., 1978; SOBRAL et al., 1980; TAKAHASHI et al., 2009), foguetes (MURALIKRISHNA e ABDU, 2006) e satélites GNSS. Para as finalidades do estudo apresentado nesta dissertação foram empregados os dados do imageador CCD All-Sky localizado em São João do Cariri (Latitude: 07°23'27''Sul, Longitude: 36°31'58''Oeste, em coordenadas geográficas e ângulo dip:-11°), e da digissonda localizada em São Luís (Latitude: 02°31'48''Sul, Longitude: 44°18'10''Oeste, em coordenadas geográficas e ângulo dip: -2,7°) para a investigação da ionosfera e dados de estações de base da WWLLN (*World Wide Lightning Location Network*) para verificação de raios que foram utilizados como indicadores de intensidade da atividade convectiva.

Neste capítulo avaliamos as características, ocorrência e dinâmica das bolhas de plasma e também a atividade convectiva para os meses de Setembro e Outubro de 2009 (SPREADFEx, ABDU et al., 2009; TAKAHASHI et al., 2009) mediante análise dos dados fornecidos pelos instrumentos diagnósticos supracitados. Sabe-se que o Pico de Pré-Reversão (PRVD) tem papel fundamental na geração e desenvolvimento de instabilidades na região F (FEJER et al., 1999) e também que a ocorrência de ondas de gravidade acústicas (AGW's) provenientes da Troposfera (HINES, 1964; RÖTTGER, 1981) e mesmo de fenômenos como tsunamis e terremotos podem causar significativas alterações na Ionosfera (KHERANI et al., 2012, MAKELA et al., 2011, KUO et al., 2011). A atividade convectiva poderia gerar uma quantidade maior de AGW's que teoricamente por sua vez teriam a capacidade de perturbar a Ionosfera, fornecendo assim condições favoráveis ao desenvolvimento das CII's capazes de levar ao surgimento destas bolhas observadas. Além disto, foram verificados os comportamentos do PRVD nestes dias para que fosse possível avaliar quanto cada um destes agentes influenciou na geração das bolhas. Analisando dias em que o PRVD tenha sido de

menor intensidade, podemos amenizar em nosso estudo os efeitos desse e avaliar com maior clareza os efeitos das AGW's como agente intensificador e também verificar sua eficiência como gerador do Spread-F/Bolhas de Plasma. Devido a isto o período de estudo escolhido (Setembro e Outubro de 2009) é adequado, por se tratarem de meses de Equinócio, onde há ocorrência de PRVD menos intenso e ainda assim verifica-se a existência de bolhas e também, porque houve boa aquisição de dados para ambos instrumentos utilizados neste estudo devido à uma campanha (SPREADFEx) realizada neste mesmo período.

Além disto, o ano de 2009 foi um ano de baixa atividade solar conforme mostra Figura 3.1 e magneticamente calmo no período selecionado conforme Figura 3.2 (baseada nos dados obtidos em: <http://wdc.kugi.kyoto-u.ac.jp/kp/>), o que o torna propício para tal investigação por diminuir consideravelmente efeitos de agentes externos na geração das instabilidades na ionosfera equatorial.



Figura 3.1 - Atividade solar nas últimas duas décadas mostrando a baixa atividade solar no ano de 2009.

Fonte: INPE (2013).

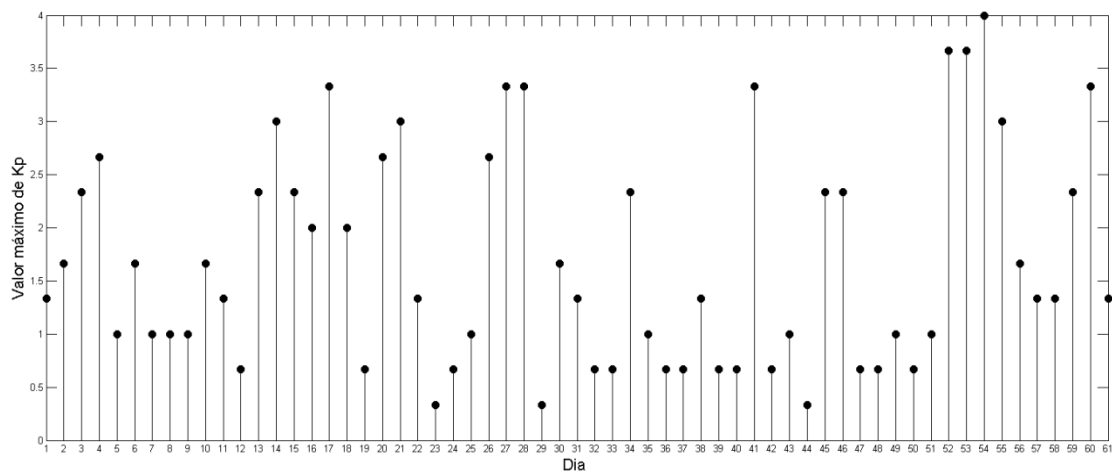


Figura 3.2 - Atividade magnética referente ao período de Setembro a Outubro de 2009. O eixo das abcissas mostra os dias corridos a partir de 01 de Setembro de 2009 e o eixo das ordenadas mostra o valor máximo diário de Kp.

### 3.1. Instrumentação

#### 3.1.1. Digisondas

As Digisondas (Ionossondas digitais) são instrumentos de sondagem ionosférica, compostos de sistema transmissor de alta frequência capaz de emitir sinais pulsados de 1-30 MHz, receptores e antenas, sendo que o sinal emitido é refletido/refratado pela Ionosfera e através da recepção do sinal de retorno os dados recebidos são armazenados em formato digital e vários parâmetros podem ser especificados.

A Figura 3.3 mostra a Digisonda DPS-4 utilizada no estudo apresentado nesta dissertação, sua antena de transmissão e suas antenas de recepção, respectivamente, localizadas em São Luís (MA).



Figura 3.3 - Digisonda DPS-4, antena de transmissão e antenas de recepção localizadas em São Luís (MA), respectivamente.

A teoria empregada na utilização da Ionosonda foi elaborada por Appleton (1936) e Ratcliffe (1959). A Digisonda é uma ionosonda digital que emprega uma tecnologia digital mais moderna. De modo sucinto podemos dizer que o índice de refração  $\mu$  de uma onda com frequência angular  $\omega$  viajando através de um plasma com cargas livres é dado por Ratcliffe (1960):

$$\mu^2 = 1 - \frac{4\pi}{\epsilon_0 \omega^2} \sum_j \frac{N_j e_j^2}{m_j} \quad (3.1)$$

Onde  $N_j$ ,  $e_j$  e  $m_j$  são a densidade numérica, carga e massa da  $j$ -ésima espécie considerada. Utilizando-se do fato de que na Ionosfera os elétrons são consideravelmente mais importantes para este propósito (reflexão/refração) que os íons, podemos reescrever (3.1) como:

$$\mu^2 = 1 - \frac{4\pi}{\epsilon_0 \omega^2} \left( \frac{N_e e^2}{m_e} \right) = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (3.2)$$

Onde  $\omega_p$  é a frequência angular do plasma. Assumindo uma Ionosfera horizontalmente estratificada em que  $N$  aumenta com a altitude uma onda plana incidente com ângulo  $\theta$  será refratada até eventualmente viajar horizontalmente em um nível em que  $N$  é suficientemente grande para reduzir o índice de refração para  $\mu = \text{sen}(\theta)$  (Lei de Snell), e após isto a onda retornará para o solo. No caso de  $\theta=0$ , a onda retornará de um nível onde  $\mu=0$ , ou seja:



$$N = \left( \frac{\epsilon_0 m}{4\pi e^2} \right) \omega^2 = 1,24 \times 10^{-8} f^2 \quad (3.3)$$

Na equação (3.3)  $f$  é a frequência da onda (Hz) ou frequência ressonante de um plasma de densidade eletrônica  $N$  ( $\text{cm}^{-3}$ ).

Destas informações podemos concluir que a onda será refletida, no caso de incidência vertical, em um nível em que a frequência da onda é igual à frequência do plasma. No caso de uma camada de elétrons com uma frequência de plasma, digamos,  $f_m$  no pico, então frequências menores que  $f_m$  serão refletidas, contudo as frequências maiores não o serão. A frequência  $f_m$  é denominada Frequência crítica ou Frequência de penetração da camada.

Considerando a frequência de colisão dos elétrons  $\nu_e$  na Região D da Ionosfera podemos perceber que a onda será parcialmente absorvida durante a trajetória e isto certamente terá implicações no índice de refração, contudo, estas alterações, em geral, são muito pequenas, porém, o fato de existirem traz consigo a constatação de que  $\mu$  nunca alcançará o valor exato de zero o que poderia indicar um erro no raciocínio estabelecido anteriormente, entretanto, uma investigação mais completa mostra que muito embora  $\mu$  não alcance o valor esperado de zero, o seu gradiente tem maior valor próximo do nível onde a frequência da onda e a frequência do plasma são iguais. Utilizando-se uma teoria de ondas mais completa é possível demonstrar que a reflexão ainda continua ocorrendo próxima deste nível. Para nossa discussão sobre a Região F esta pequena diferença é irrelevante.

O cálculo em função do tempo entre a emissão dos pulsos e a recepção do sinal permite determinar a altura onde a reflexão ocorreu e desta maneira enviando uma série de ondas curtas na direção vertical e variando-se as frequências é possível obter o comportamento de reflexão das frequências de acordo com a altitude. Então de posse desta informação podemos determinar o perfil de densidade eletrônica da Ionosfera. O tempo de atraso do sinal é expresso em termos de uma altura equivalente  $h'$ , na qual a

onda foi refletida admitindo que ela viajou a uma velocidade da luz  $c$ , então segue que  $2h'=ct$  e assim,  $h'$  pode ser gravado com uma função da frequência  $f$  em uma curva  $h'(f)$ , esta curva é denominada Ionograma.

A Figura 3.4 mostra Ionogramas registrados sobre a região de São Luís, em Outubro de 2009, nos dias 13 e 18 respectivamente. Nesta figura as regiões destacadas (dentro das elipses) indicam a formação do traço satélite (ABDU et al., 1981, TSUNODA, 2008) que são indicadores da presença de estruturas horizontais de larga escala (ondas de gravidade acústicas, gradiente longitudinal da deriva vertical de pré-reversão) na região F da Ionosfera e são predecessores do Spread F e eventualmente de Bolhas de Plasma.

O traço satélite é devido ao formato senoidal destas oscilações dos contornos de isodendidade que são alcançados pela abertura do feixe da antena de transmissão causando duplicação do sinal recebido com pequena diferença de tempo devido ao caminho oblíquo seguido pelo sinal, por este motivo vê-se na figura o sinal recebido duplicado.

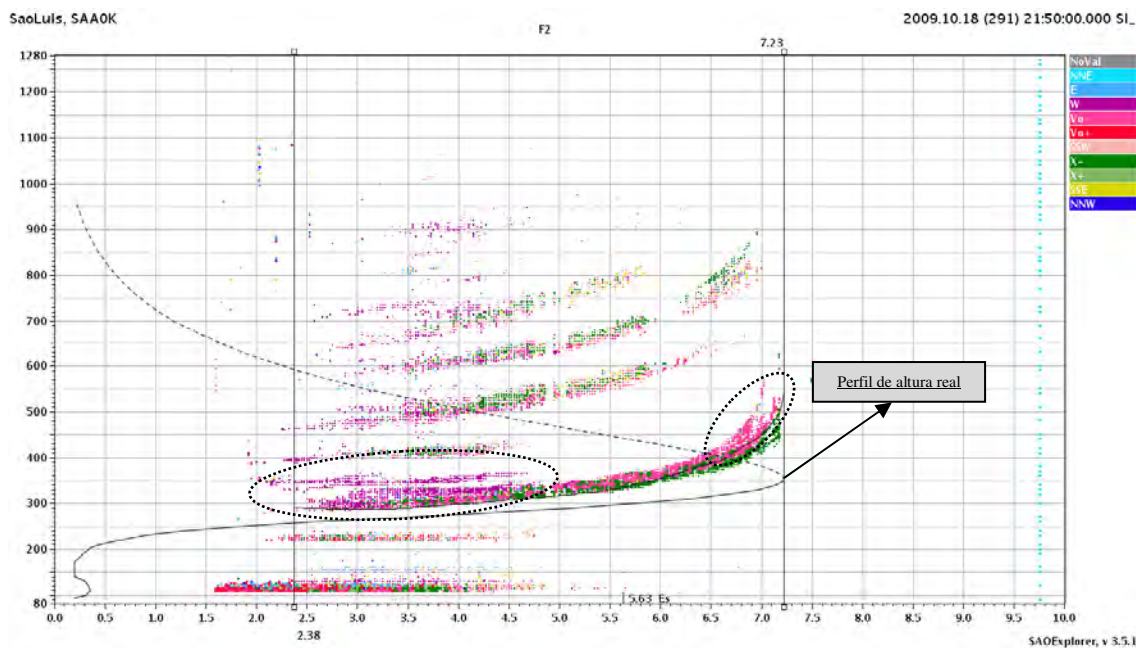
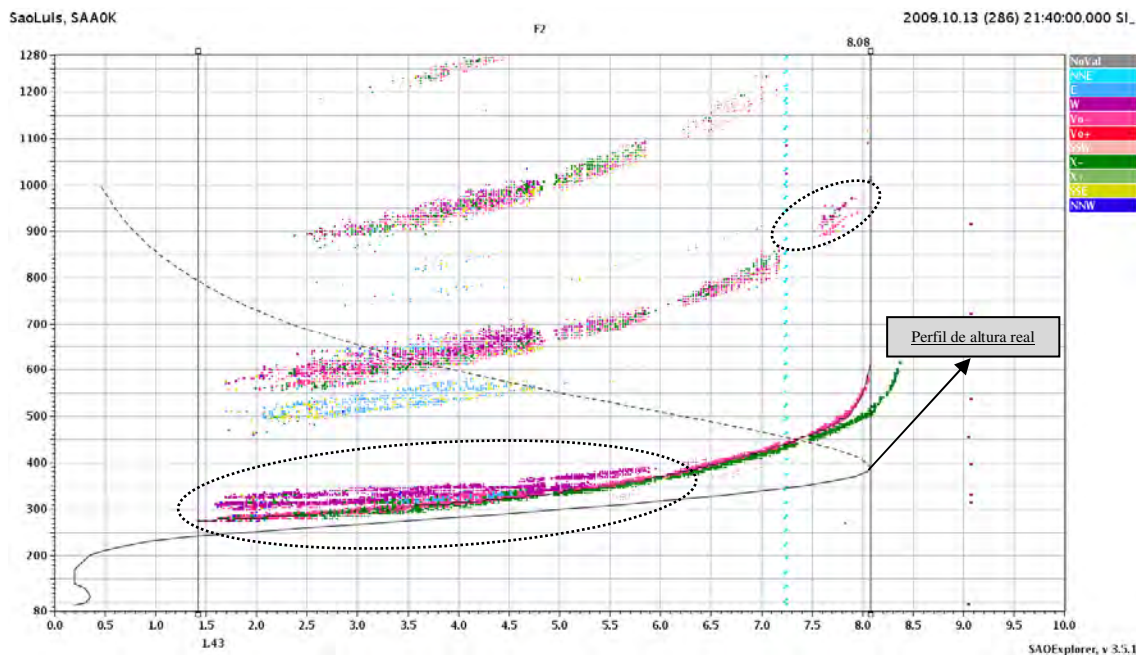


Figura 3.4 - Ionogramas registrados em São Luís em 13/10/2009 e 18/10/2009, respectivamente. O eixo horizontal apresenta as frequências (MHz) e o eixo vertical apresenta as altitudes (km). As regiões dentro das elipses representam regiões com traço satélite.

A interpretação do ionograma não é totalmente adequada quando consideremos a velocidade de propagação assumida anteriormente, pois a onda não viaja com a velocidade da luz, mas, de fato com uma velocidade de grupo  $v_g$ , tal que  $v_g = \mu c$ , onde  $\mu$  é o índice de refração, então podemos calcular a altura real através da resolução da equação integral (do tipo de Fredholm):

$$h'(f) = \int_0^{h(f)} \frac{1}{\mu} dh \quad (3.4)$$

Por intermédio de métodos de inversão que empregam laminação (a Ionosfera é dividida em várias lâminas finas e a integral é assumida como a soma discreta destas lâminas) e aproximação polinomial (é suposto que a  $h(f_n)$  pode ser expressa em termos de um polinômio  $f_n$  e baseado nesta suposição é possível encontrar uma solução) a equação pode ser invertida e o valor de  $h(f)$  pode ser determinado. Na atualidade softwares como o SAO-Explorer e o POLAN já efetuam este cálculo, na Figura 3.4 é mostrado o perfil de altura real calculado com o software SAO-Explorer. Neste estudo uma característica de fundamental importância é o comportamento da deriva vertical da Ionosfera, sobre tudo o PRVD. Na Figura 3.5 a variação temporal da deriva vertical da região F é mostrada, utilizando dados da digissonda localizada em São Luís em três diferentes frequências de sondagem, 5 MHz  $\left\{ \frac{\partial[h(f_{5MHz})]}{\partial t} \right\}$ , 6 MHz  $\left\{ \frac{\partial[h(f_{6MHz})]}{\partial t} \right\}$  e 7 MHz  $\left\{ \frac{\partial[h(f_{7MHz})]}{\partial t} \right\}$ .

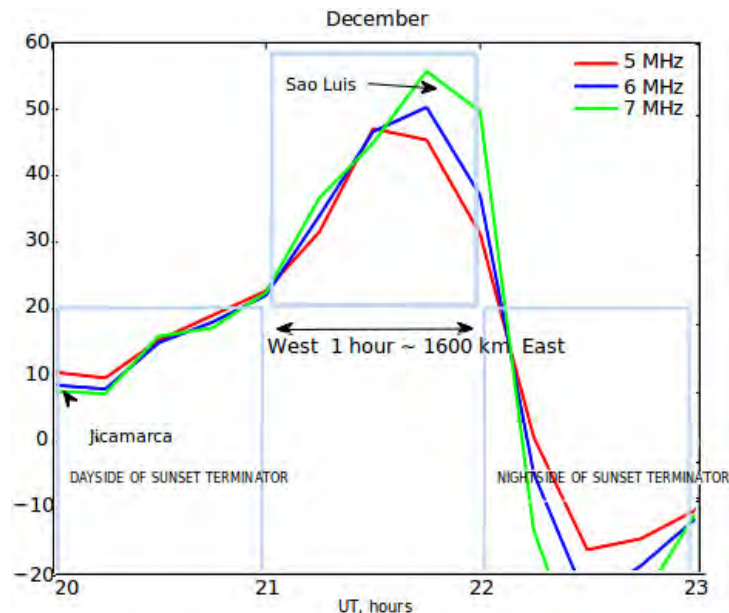


Figura 3.5 – Variação da velocidade vertical da camada F baseada em dados de digissondas coletados sobre São Luís.

Os dados da digissonda utilizados para determinar a deriva vertical podem apresentar variações com períodos relativamente pequenos para os fins do estudo aqui apresentado, por este motivo os dados utilizados neste estudo foram filtrados por intermédio de filtro de frequências do tipo passa baixa com frequência de corte 1/20 minutos, ou seja, somente variações com tempo de ordem maior que 20 minutos são consideradas. Esta filtragem elimina variações com períodos muito pequenos sem, contudo, alterar o resultado em nossa análise ao tratarmos com AGW's, pois estas têm períodos da ordem de aproximadamente 20 minutos até uma hora na Termosfera (FRITTS E VADAS, 2008). Assim, além de o processo de filtragem não interferir na detecção da presença de AGW's nas variações da deriva vertical obtida pelos dados de digissonda, torna os dados mais claros para a análise de tal interação da Ionosfera com eventuais AGW's. Ademais, isto está plenamente de acordo com o Teorema de Nyquist, o qual afirma que a frequência de amostragem deve ser pelo menos duas vezes a maior frequência que se intenta registrar, para que o sinal possa ser reproduzido adequadamente, pois em nosso caso, os dados da digissonda são fornecidos a cada 10 minutos.

A Figura 3.6 mostra o resultado deste método de processamento dos dados. Nesta figura o aumento da deriva vertical (PRVD) ocorre entre 20h00-22h00 U.T.. Antes do PRVD a deriva mostra variação temporal em forma de ondas. A propagação de fase, marcada com linhas pretas (entre as frequências de 5-7 MHz) indica que com o tempo a fase se

propaga para baixo, enquanto que a amplitude aumenta para cima (7 MHz tem maior amplitude que 5 MHz), assim, esta variação temporal é devida às AGW's. As variações senoidais antes do PRVD (e eventual ocorrência de bolhas) foram também observadas por Sobral et al., (1978), Abdu et al., (2009) e Takahashi et al., (2009).

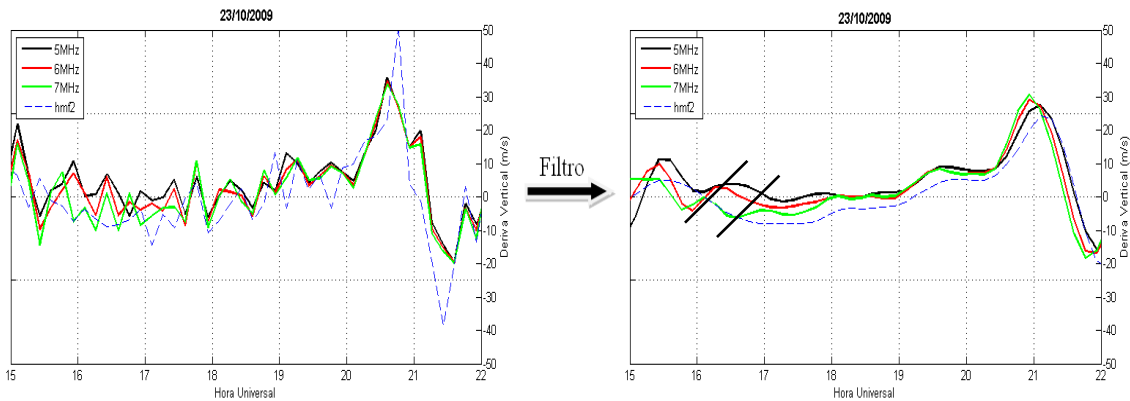


Figura 3.6 – Dados de deriva vertical da Ionosfera extraídos da digissonda localizada em São Luís antes e depois do processo de filtragem. Nesta figura as curvas em preto, vermelho, azul e verde representam as velocidades obtidas a partir da variação temporal das frequências de 5 MHz, 6 MHz, 7 MHz e também de hmF2, respectivamente e os traços pretos indicam a direção de propagação de fase.

### 3.1.2. Imageador CCD All-Sky

Conforme discutido no capítulo 2, há algumas espécies excitadas que eventualmente decaem para um nível de excitação mais baixo podendo emitir fótons em determinadas linhas de comprimento de onda (SOBRAL et al., 1978). Para observar estas emissões são utilizados imageadores CCD All-sky (CCD do inglês *Charge Coupled Device*). O sistema all-sky foi utilizado primeiramente por Mende e Eather (1976) com o objetivo de investigar emissões na região auroral, e também com o objetivo de investigar a dinâmica das irregularidades na ionosfera equatorial noturna (SOBRAL, 1978; SOBRAL et al., 1980; WEBER et al., 1978; MENDILLO e BAUMGARDNER, 1982). A estrutura do imageador CCD All-Sky é composta por uma lente *fish-eye* que abrange um campo de cobertura de 180° do céu terrestre, entretanto, esta lente provoca efeitos de compressão e curvatura nas imagens nas proximidades das bordas da lente, há

também uma lente de campo que tem por objetivo garantir que o total da luz proveniente da lente *fish-eye* incida sobre uma outra lente chamada colimadora. Além das lentes acima descritas, este sistema óptico conta com um filtro de 4 polegadas de diâmetro e largura de faixa de 1,35 nm, centrada no comprimento de onda de 6300Å (para este estudo). Há uma roda de 5 filtros possíveis de interferência, sendo estes também necessários para o bom funcionamento deste equipamento devido à intensidade relativamente baixa de determinadas linhas de espectro eletromagnético como, por exemplo, a linha vermelha utilizada neste estudo. A roda de filtros é gerenciada pelo programa de aquisição de dados em um computador conectado ao equipamento. Ainda é utilizado um intensificador de imagem, devido ao fato de que em regiões próximas do equador magnético o conteúdo eletrônico é ainda mais rarefeito devido à anomalia equatorial, o que exige uma amplificação da intensidade da emissão para registro no equipamento, quanto as dimensões da câmera de detecção CCD, ela é uma matriz de dimensões 1024x1024 pixels, tendo área de 6,54 cm<sup>2</sup>.

O armazenamento das imagens obtidas é feito já em formato digital. Em relação ao campo de cobertura dos imageadores all-sky, deve-se considerar a relação entre o ângulo zenital da lente do all-sky e a altura da camada de emissão considerada para o estabelecimento correto de tal cobertura. Acoplado ao equipamento encontra-se um sistema de resfriamento para evitar efeitos advindos de ruído térmico dos componentes eletrônicos e correntes da câmera.

A Figura 3.7 mostra um diagrama do equipamento (do lado esquerdo), e uma foto do aparelho que foi utilizado neste estudo (do lado direito).

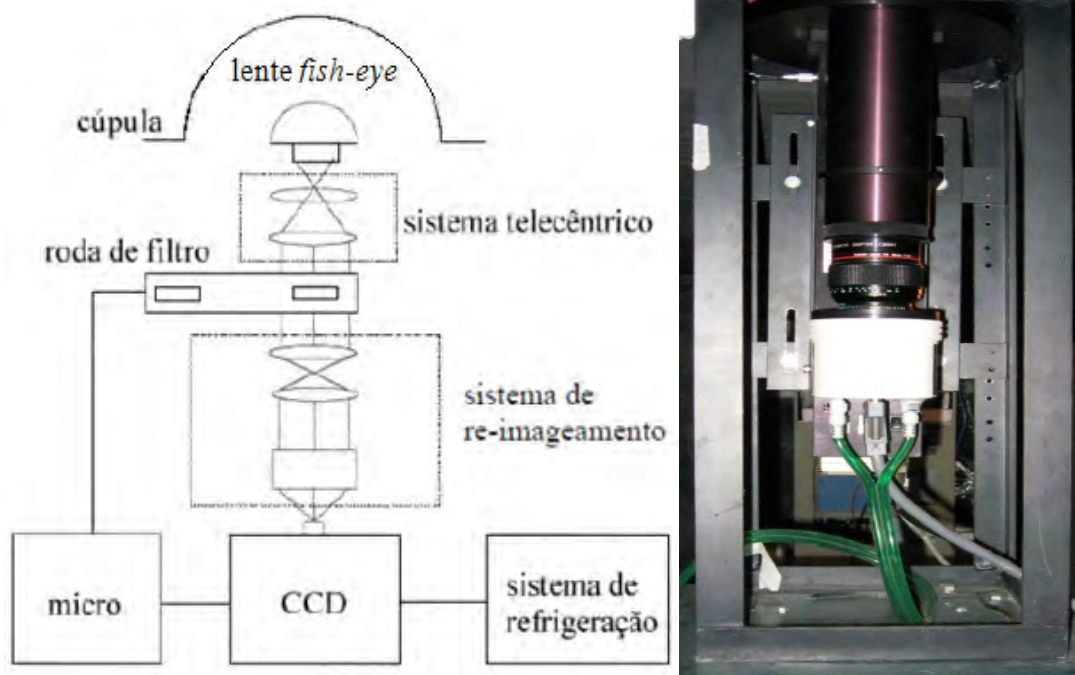


Figura 3.7 – Diagrama esquemático do imageador all-sky e foto do equipamento utilizado.  
 Fonte: Adaptada de Medeiros (2002).

As imagens fornecidas pelo imageador são de grande utilidade para o estudo da dinâmica das Bolhas de Plasma. Podemos relacionar o sistema de coordenadas do imageador com o sistema de coordenadas geográficas através de uma projeção efetuada por um processo de transformação linear. No estudo realizado as imagens linearizadas foram obtidas através do programa desenvolvido por Santana (2000) e de posse destas imagens é então possível construir keogramas que são representações gráficas da variação da intensidade da emissão em função da latitude e/ou longitude e do tempo.

A Figura 3.8 mostra uma imagem de emissão em  $6300\text{\AA}$  registrada pelo imageador localizado em São João do Cariri na noite de 19/12/2003 onde é possível ver a existência de uma depleção (Bolha de Plasma).



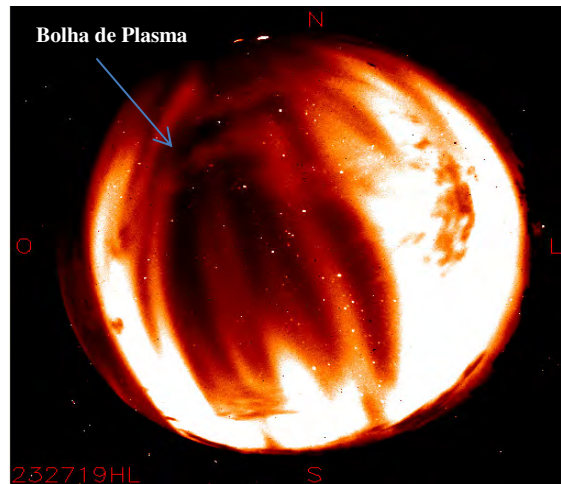


Figura 3.8 - Bolha de plasma registrada pelo imageador localizado em São João do Cariri, em 19/12/2003.

### 3.1.3. WWLLN (World Wide Lightning Location Network)

A WWLLN é uma rede mundial de sensores de raios de solo espalhados ao redor do globo contando com 40 sensores que mesmo estando a milhares de quilômetros do raio são capazes de detectar a ocorrência e a precisão de localização é diretamente ligada ao número de sensores com maior proximidade da ocorrência do raio.

A Figura 3.9 mostra a localização dos sensores da WWLLN.

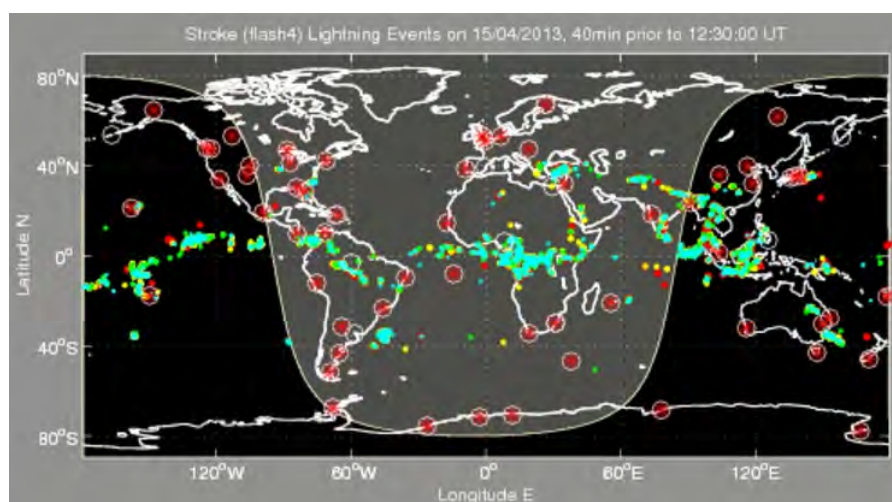


Figura 3.9 – Localização do receptores da WWLLN (pontos vermelhos no mapa).

Fonte: World Wide Lightning Location Network (2013).

### 3.2. Metodologia

O estudo referente aos dados foi realizado seguindo os seguintes passos:

- a) Análise da frequência de ocorrência de bolhas por intermédio da verificação dos dados do imageador e da digissonda durante os meses de Setembro e Outubro de 2009 (SPREADFEx), bem como as características das estruturas das bolhas. Por características das estruturas intentamos avaliar a intensidade da depleção/espalhamento através das imagens de aeroluminescência e seus respectivos keogramas e dos ionogramas fornecidos pela digissonda, respectivamente, podendo assim verificar a eventual ocorrência e dinâmica de Bolhas de Plasma e após isto comparar com os resultados do item (c) para avaliar estatisticamente a relação entre AGW's e Bolhas de Plasma.
- b) Análise das condições ionosféricas no período escolhido para o estudo, por intermédio da utilização de dados da digissonda, onde foram avaliados os comportamentos do PRVD para avaliar sua influência nos resultados obtidos através das observações de bolhas, as variações das alturas da camada F e também do gradiente de densidade nos dias estudados.
- c) Análise das características das tempestades no período estudado, utilizando uma abordagem silogística, tendo como parâmetro o número de ocorrências de raios em uma área selecionada adequadamente, centrada em Paragominas (PA) (com alcance de  $\pm 15^\circ$  de longitude e latitude), para avaliar o nível das tempestades que podem gerar AGW's nesta região equatorial e estas por sua vez atuarem como geradoras e/ou intensificadoras de Bolhas de Plasma. A escolha desta região permite a análise por meio de dados adquiridos tanto pela digissonda (localizada em São Luís) quanto pelo imageador (localizado em São João do Cariri). Os dados referentes à ocorrência de raios foram obtidos a partir da WWLLN (*World Wide Lightning Location Network*) e foram fornecidos pelo Prof<sup>o</sup> Dr. Robert Holzworth por intermédio do departamento ELAT do INPE na pessoa do Prof<sup>o</sup> Dr. Marcelo Saba.

A Figura 3.10 mostra a região considerada na contagem do número de ocorrência de raios, nela o quadrado e o círculo representam a região de coleta dos dados de raios e a área de cobertura da visualização do imageador localizado em São João do Cariri, respectivamente.

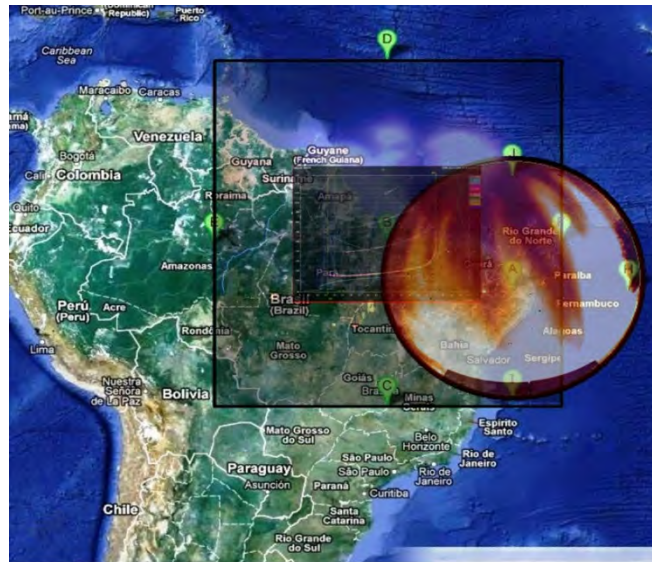


Figura 3.10 – Mapa com regiões de coleta dos dados de ocorrência de raios (quadrado) e área de cobertura do imageador CCD All Sky localizado em São João Cariri (círculo).

Fonte: Adaptada com dados OPLAP, OESL e WWLLN.

### 3.3. Resultados

Os resultados obtidos através da análise das observações são apresentados a seguir, bem como uma discussão sobre estes resultados.

#### 3.3.1. Dias sem ocorrência de Bolhas de Plasma em Setembro de 2009

A Figura 3.11 mostra o comportamento da velocidade de deriva vertical sobre São Luís e do número de raios para os dias de 11/09/2009 e 15/09/2009, respectivamente onde não houve ocorrência de espalhamento da camada F (no horário onde PRVD alcança seu pico) e nem ocorrência de bolhas de plasma.

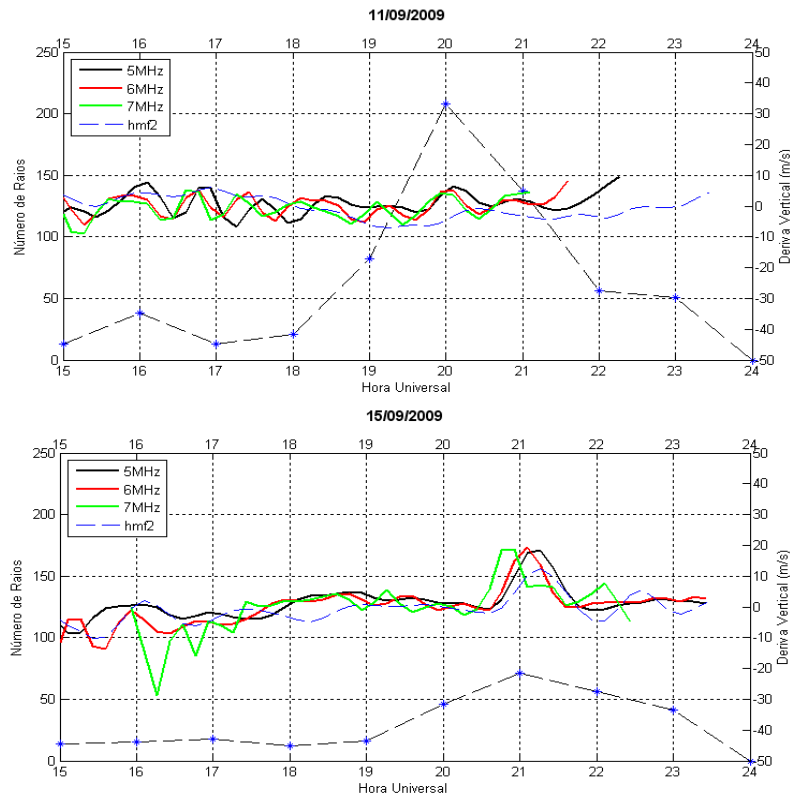


Figura 3.11 – Comportamento da velocidade de deriva vertical e do número de ocorrência de raios por hora nos dias 11/09/2009 (painel superior) e 15/09/2009 (painel inferior) em que não houve bolhas ionosféricas. A curva tracejada que segue (\*) representa o número de raios.

Na Figura 3.11 o eixo das abcissas representa a hora universal, o eixo das ordenadas (esquerdo) representa o número de raios coletados na área considerada descrita na Figura 3.10, o eixo das ordenadas (direito) representa a velocidade da deriva vertical verificada através da sondagem em 5 MHz  $\left\{ \frac{\partial[h(f_{5MHz})]}{\partial t} \right\}$ , 6 MHz  $\left\{ \frac{\partial[h(f_{6MHz})]}{\partial t} \right\}$ , 7 MHz  $\left\{ \frac{\partial[h(f_{7MHz})]}{\partial t} \right\}$  e da variação da altura real do pico de densidade eletrônica na Ionosfera  $\left[ \frac{\partial(hmF2)}{\partial t} \right]$ .

É interessante perceber que esta figura mostra que em casos onde o PRVD tem um valor muito baixo, como no dia 11/09/2009 não há desenvolvimento das bolhas de plasma mesmo com um número considerável de ocorrência de raios, o que indicaria uma atividade convectiva relativamente intensa. Nos dados da digissonda referentes ao dia

11/09/2009 não foram registrados espalhamentos e também ao analisar os dados do imageador para este dia não foram observadas bolhas de plasma, conforme mostra o keograma no painel esquerdo da Figura 3.12. O keograma foi obtido tomando-se um corte longitudinal variável no tempo, ou seja, fixamos a latitude na latitude de São João do Cariri ( $07^{\circ}23'27''$  Sul em coordenadas geográficas e ângulo dip:-  $11^{\circ}$ ) e verificamos a variação longitudinal e temporal da concentração de emissão na linha vermelha (OI 6300 Å) nas imagens fornecidas pelo CCD All-Sky.

O resultado sugere que uma atividade de AGW's não poderia, na ausência de um PRVD acentuado, ser suficiente para disparar o mecanismo de CII e eventualmente causar a ocorrência de bolhas de plasma.

No caso do dia 15/09/2009 o perfil do PRVD é um pouco mais intenso, a ocorrência de um pequeno espalhamento foi verificada pela digissonda, porém em um período muito depois do horário do pico do PRVD ( $\sim 0h00$  U.T.), contudo, ao verificarmos os dados fornecidos pelo imageador, estes revelam que não houve desenvolvimento de bolhas de plasma conforme keograma no painel direito da Figura 3.12.

Neste caso as observações sugerem que o PRVD não teve magnitude suficiente para influenciar a geração de bolhas, além disto, o número menor de ocorrência de raios indicaria uma menor atividade convectiva e, portanto, menor influência de AGW's no processo de geração da CII. O menor número de AGW's no dia 15/09/2009 é também evidente na Figura 3.11 que mostra a modulação mais fraca da velocidade no dia 15/09/2009 do que no dia 11/09/2009, indicando amplitudes menores de AGW's. Portanto, podemos admitir que mesmo sendo o PRVD do dia 15/09/2009 maior que o registrado no dia 11/09/2009 não houve ocorrência de bolhas de plasma porque as AGW's não tiveram amplitude suficiente para gerar a CII e eventual formação de bolhas de plasma.

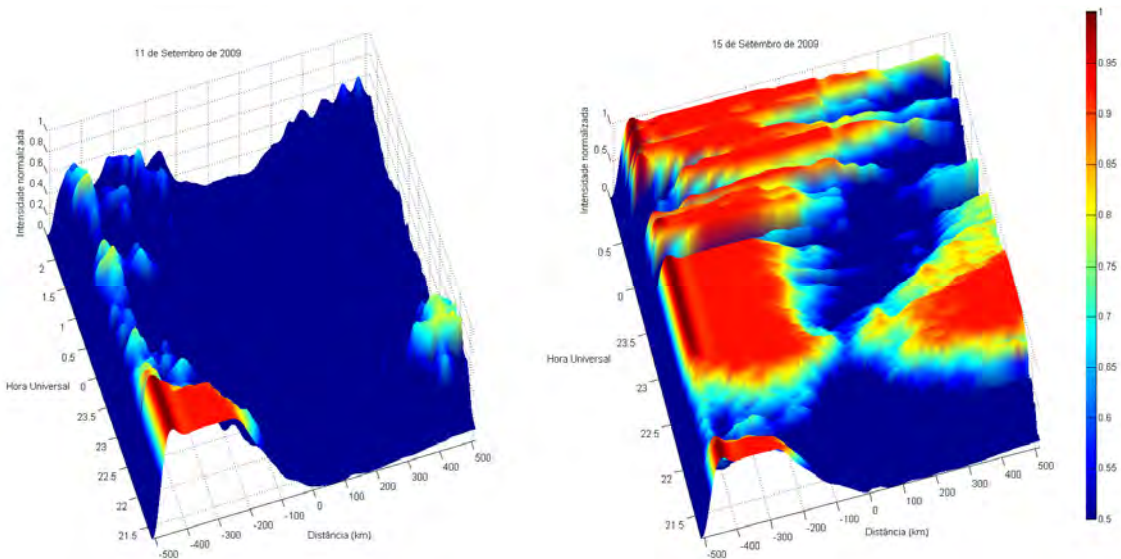


Figura 3.12 – Keogramas extraídos dos dados do imageador localizado em São João do Cariri para os dias 11 e 15 de Setembro de 2009.

Na Figura 3.12 os keogramas referentes aos dias 11/09/2009 e 15/09/2009 são mostrados. Nesta figura o eixo das abscissas representa a distância em relação a São João do Cariri, sendo o centro do eixo equivalente à posição do imageador, à esquerda do centro, os valores negativos referem-se à direção Oeste e a direita os valores positivos referem-se à direção Leste. O eixo das ordenadas representa a hora universal, e o eixo das cotas representa a intensidade normalizada da emissão  $6300\text{\AA}$  registrada pelo imageador.

As cores quentes indicam maior concentração de densidade e as cores frias referem-se a regiões com menor concentração de densidade. As regiões em vermelho nesta figura mostram a anomalia de ionização equatorial (Anomalia Appleton) e a região em azul, neste caso, é devida ao efeito da presença da Anomalia Appleton (que apresenta maior intensidade no dia 15/09/2009 devido ao maior PRVD). Os ‘vales’ paralelos ao eixo longitudinal (distância em relação a São João do Cariri) que podem ser visualizados no painel esquerdo da Figura 3.12, essencialmente após as 0h00 U.T. também não representam bolhas, eles são em realidade fruto de problemas com más condições de clima para observações (*nuvens/bad weather conditions*) nas imagens registradas neste intervalo horário.

### 3.3.2. Dias com ocorrência de Bolhas de Plasma em Setembro de 2009

A Figura 3.13 mostra o comportamento do PRVD sobre São Luís e do número de raios (indicando assim a intensidade da atividade convectiva na Troposfera) para os dias de 16/09/2009 e 21/09/2009, respectivamente, onde houve espalhamento do traço da camada F e ocorrência de bolhas de plasma. Nesta figura, as barras azuis representam o parâmetro  $Q_f$  fornecido pela digissonda, sendo este um parâmetro que indica o nível médio do espalhamento no traço da camada F, ou seja, em quantos quilômetros o traço da base da camada F se espalhou na direção vertical em média. Os valores de  $Q_f$  estão associados ao eixo das ordenadas esquerdo, porém com unidade de medida em quilômetros.

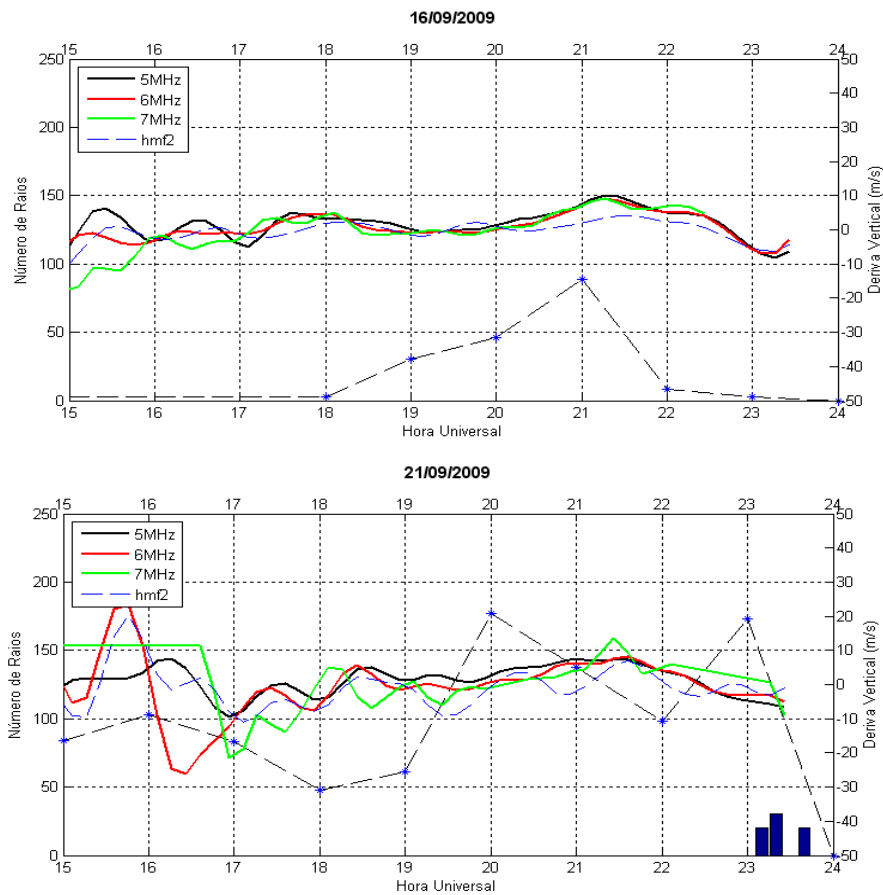


Figura 3.13 – Comportamento do PRVD e do número de ocorrência de raios nos dias 16/09/2009 (painel superior) e 21/09/2009 (painel inferior) em que houve de espalhamento da camada F e bolhas ionosféricas.

A informação importante que estas observações trazem reside no fato de que no dia 16/09/2009 houve comportamento do PRVD bastante similar ao dia 21/09/2009 e menor do que no dia 15/09/2009 apresentado na Figura 3.12, porém, no dia 16/09/2009 onde houve uma ocorrência menor de raios, o que indica uma tendência de menor quantidade de AGW's, não houve espalhamento no horário do pico do PRVD e mesmo depois deste horário, o espalhamento registrado pela digissonda foi de menor intensidade e duração do que os dados verificados referentes ao dia 21/09/2009 onde a atividade do PRVD foi na realidade menor, porém houve maior ocorrência de raios o que sugere maior ocorrência de AGW's. Baseado nos dados é razoável supor que estas diferenças são devidas ao maior gradiente de densidade nos dias 16/09/2009 e 21/09/2009 ( $\vec{\nabla}(\text{frequência})|_{\text{vertical}}$ , ou seja, a variação de frequência com altitude é maior, por este motivo vê-se as linhas que representam a deriva vertical para 5 MHz, 6MHz e 7 MHz mais próximas na figura), porém, o fato de que no dia 21/09/2009 mesmo este tendo um gradiente de densidade um pouco inferior em relação ao dia 16/09/2009 a ocorrência de bolha foi mais intensa pode ser devido ao maior número de AGW's influenciando a CII, pois o número de ocorrência de raios é bem maior neste caso específico conforme mostra o painel inferior da Figura 3.13, o que nos leva a inferir que a atividade convectiva geradora de AGW's foi maior e estas AGW's de maior amplitude influenciaram no desenvolvimento da CII.

Quando comparados os dias 16/09/2009 e 15/09/2009 é interessante perceber que o comportamento do espalhamento da camada F no dia 15/09/2009 (em horários posteriores ao pico do PRVD, após 24h00 U.T.) é mais intenso que no dia 16/09/2009 (também em horários posteriores ao pico do PRVD, depois das 24h00 U.T.), conforme mostra Figura 3.14. Contudo, houve ocorrência fraca de bolha no dia 16/09/2009 e não houve ocorrência de bolhas de plasma no dia 15/09/2009, esta ocorrência registrada no dia 16/09/2009 foi devida, provavelmente, a outros mecanismos, conforme discutido por Sekar e Kelley (1998).



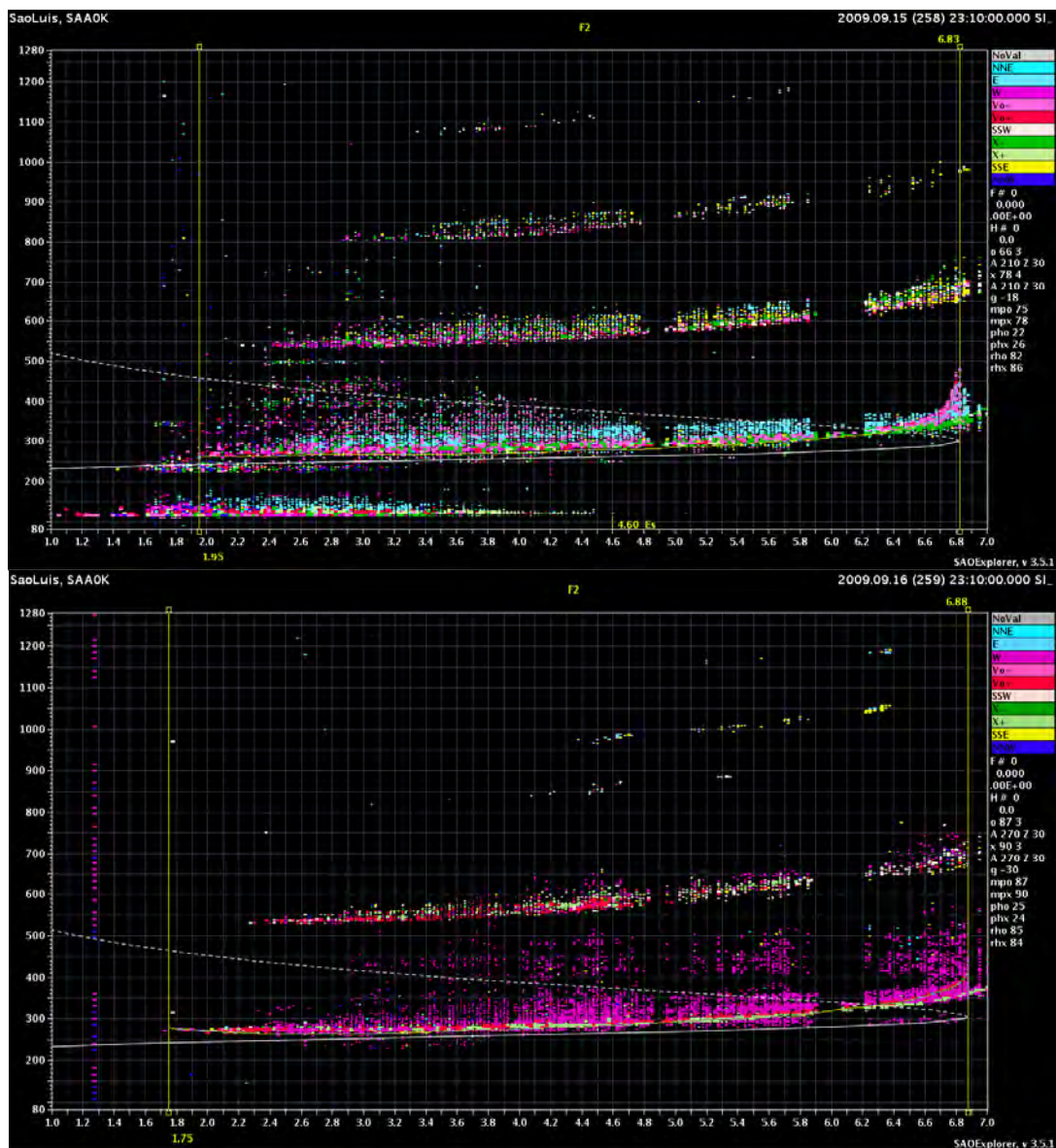


Figura 3.14 – Espalhamentos da camada F sobre São Luís registrados pela digissonda nos dias 15/09/2009 (painel superior) e 16/09/2009 (painel) inferior às 23h10 U.T..

Os keogramas referentes aos dias 16/09/2009 e 21/09/2009 são apresentados nas Figuras 3.15 e 3.16, respectivamente.

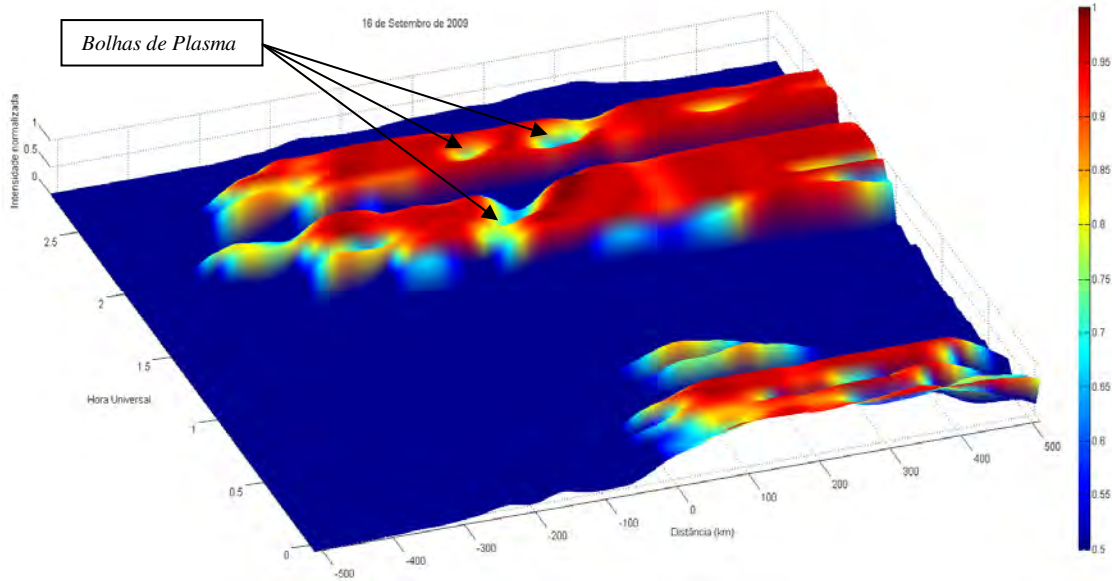


Figura 3.15 – Keograma do dia 16 de Setembro de 2009 onde é possível ver que houve ocorrência de Bolha de Plasma fraca a partir das 1h30 U.T. (22h30 L.T.).

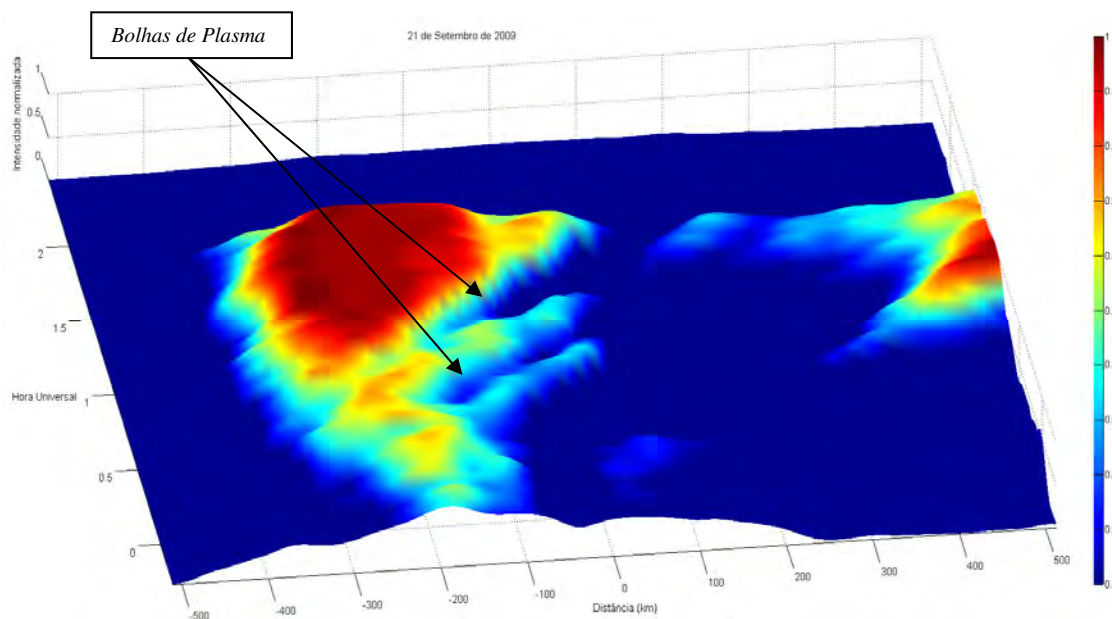


Figura 3.16 – Keograma do dia 21 de Setembro de 2009 onde é possível ver que houve ocorrência de Bolha de Plasma mais forte e em horários anteriores (0h30 U.T., ou seja, 21h30 L.T.) em relação ao dia 16/09/2009.

No keograma apresentado na Figura 3.15, referente ao dia 16/09/2009, é fornecida graficamente a informação de que a ocorrência de bolhas de plasma é fraca e os horários

onde são verificadas estas estruturas são 1h30 U.T. (22h30 L.T.) e 2h30 U.T. (23h30 L.T.), respectivamente.

As bolhas de plasma nestas figuras são representadas por estas depleções de densidade, indicadas pelas cores frias, inclinadas em relação ao eixo longitudinal e localizadas em meio a regiões com aumento de densidade do plasma (denominadas Blobs), indicadas pelas cores quentes. A inclinação destas estruturas indica a deriva zonal das bolhas de plasma, em geral para leste.

Na Figura 3.16, referente ao dia 21/09/2009, o keograma apresentado mostra estruturas bastante acentuadas a partir das 0h30 U.T. (21h30 L.T.), ou seja, em um horário mais próximo do pico do PRVD (21h40 U.T.) que quando comparado ao dia 16/09/2009. Destas informações e do fato de que houve maior atividade de raios indicando atividade convectiva intensa, majoritariamente em horários próximos do pico do PRVD, segue que é bastante provável que as AGW's geradas pela atividade convectiva tenham influenciado no crescimento da instabilidade, mesmo com valor de PRVD menor que do dia 16/09/2009, o que eventualmente convergiu em ocorrência de bolhas de plasma mais forte e mais cedo.

### **3.3.3. Dias com ocorrência de Bolhas de Plasma em Outubro de 2009**

A Figura 3.17 mostra o comportamento da velocidade de deriva vertical sobre São Luís e do número de raios para os dias de 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009, respectivamente, onde houve ocorrência de espalhamento do traço da camada F (aqui indicado pelo parâmetro Qf) e bolhas de plasma conforme mostram os dados fornecidos pela digissonda localizada em São Luís e pelo imageador localizado em São João do Cariri, respectivamente.

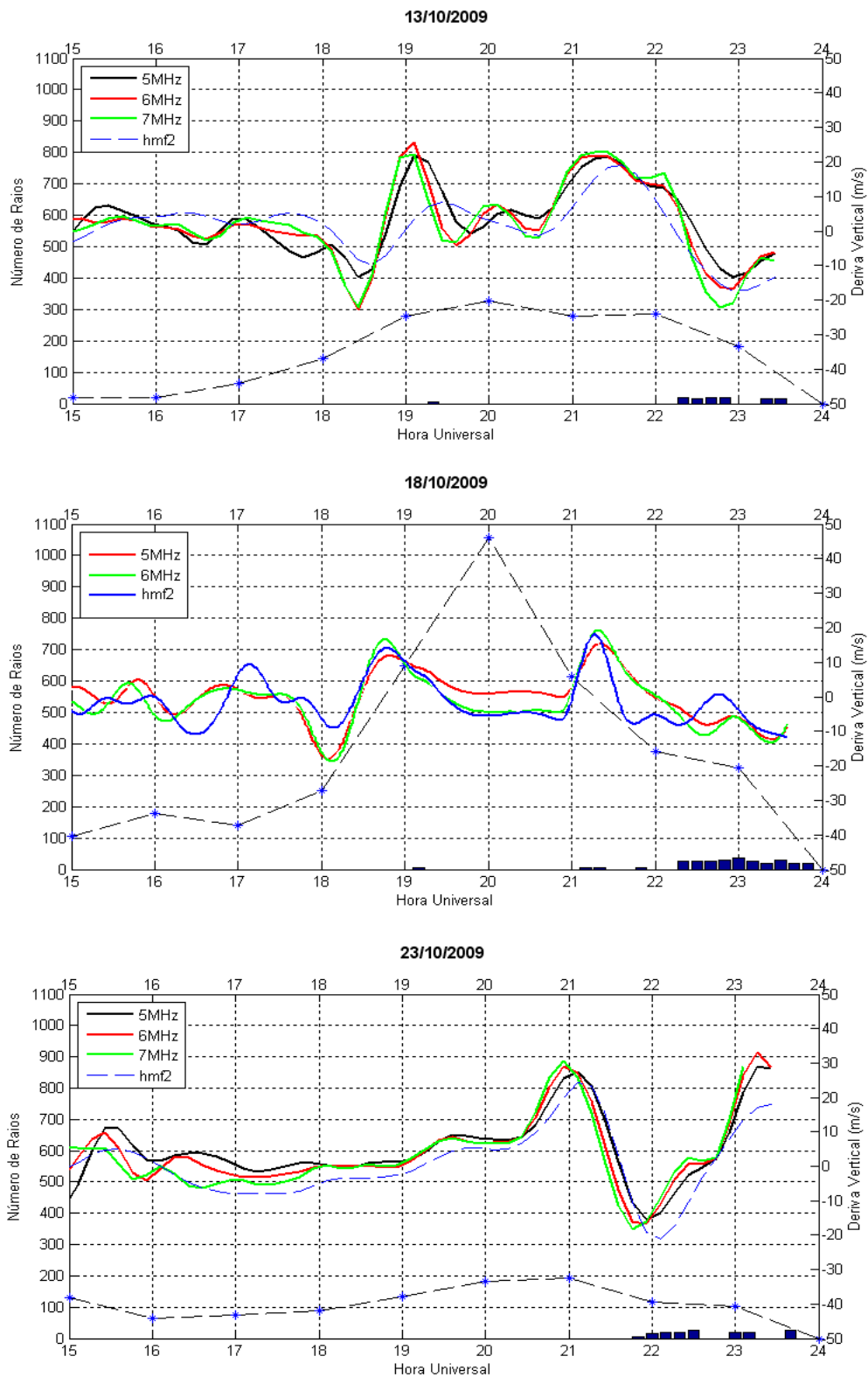


Figura 3.17 – Comportamento da velocidade de deriva vertical e do número de ocorrência de raios nos dias 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009, respectivamente, onde houve ocorrência de bolhas ionosféricas.

Os dados contidos nas observações apresentadas na Figura 3.17 mostram outra interessante informação, pois ao compararem-se estes três dias pode-se perceber que no dia 23/10/2009 onde o comportamento do PRVD mostra uma velocidade de deriva vertical consideravelmente maior que nos demais dias, além de maior gradiente de densidade  $[\vec{V}(frequência)]_{vertical}$ , ou seja, a variação de frequência na direção vertical é mais acentuada, isto pode ser verificado analisando-se a proximidade entre as linhas que denotam a deriva vertical em diferentes frequências na figura em questão], o espalhamento do traço da camada F verificado foi mais ameno, conforme indica o parâmetro  $Q_f$  presente na figura, além de também a ocorrência de bolha ter sido mais fraca do que nos outros dois dias de Outubro considerados nesta seção. No dia 23/10/2009 a ocorrência de raios foi muito menor que nos demais dias de Outubro apresentados na Figura 3.17, a saber, 13/10/2009 e 18/10/2009. Entretanto, mesmo sem um número significativo de ocorrências de raios a CII foi capaz de gerar bolhas de plasma, o que mostra o papel fundamental do PRVD na geração da CII e subsequente desenvolvimento das bolhas de plasma (SEKAR et al., 1994).

Por outro lado, o fato de que nos dias 13/10/2009 e 18/10/2009 a ocorrência de espalhamento da camada F registrado pela digissonda e a verificação de grandes estruturas de bolhas de plasma registradas pelo imageador foram mais intensas indica a importância da influência exercida pelas AGW's na CII e no desenvolvimento das bolhas, especialmente no dia 18/10/2009 onde o PRVD foi substancialmente menor em relação ao dia 23/10/2009. Além disto, comparando-se os dias 18/10/2009 e 13/10/2009 pode-se perceber que mesmo sendo a intensidade do PRVD referente ao dia 13/10/2009 bem mais acentuada, a ocorrência de espalhamento do traço da camada F e de bolhas de plasma foi muito mais intensa no dia 18/10/2009 (tanto no horário do pico do PRVD quanto em horários posteriores) onde houve um número muito grande de ocorrência de raios indicando intensa atividade convectiva e conseqüentemente geração de AGW's reforçando a hipótese há pouco sugerida. No dia 18 de Outubro de 2009 tivemos o maior número de ocorrência de raios na região considerada para os meses de Setembro e Outubro de 2009.

Os keogramas referentes aos dias 13, 18 e 23 de Outubro são apresentados nas Figuras 3.18, 3.19 e 3.20, respectivamente.

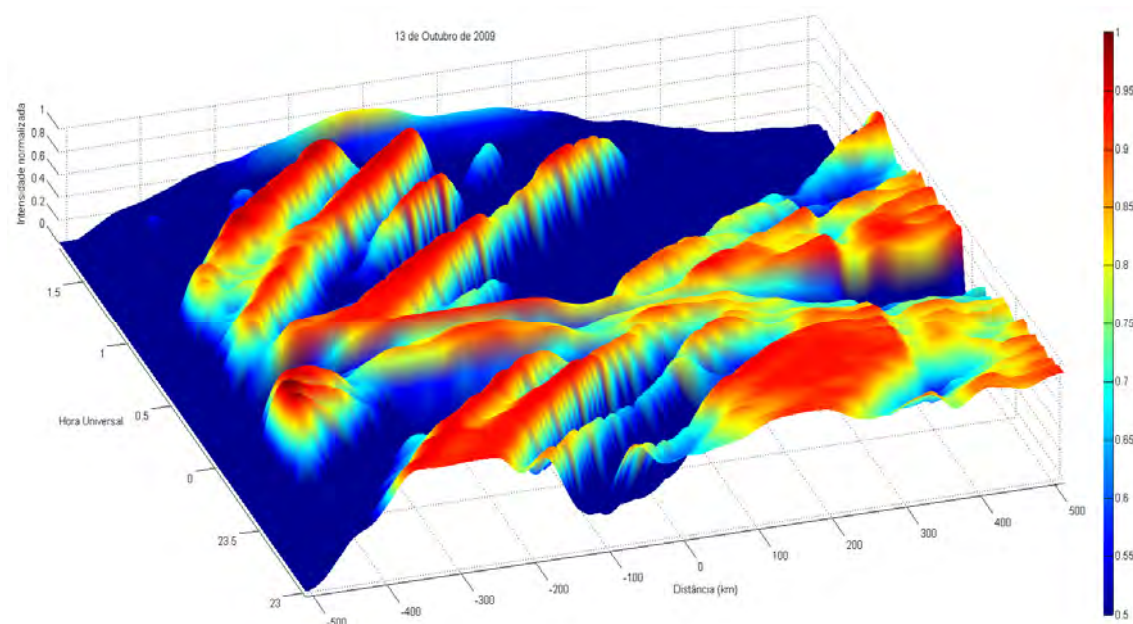


Figura 3.18 – Keograma referente ao dia 13 de Outubro de 2009 onde é possível visualizar várias estruturas de bolhas de plasma.

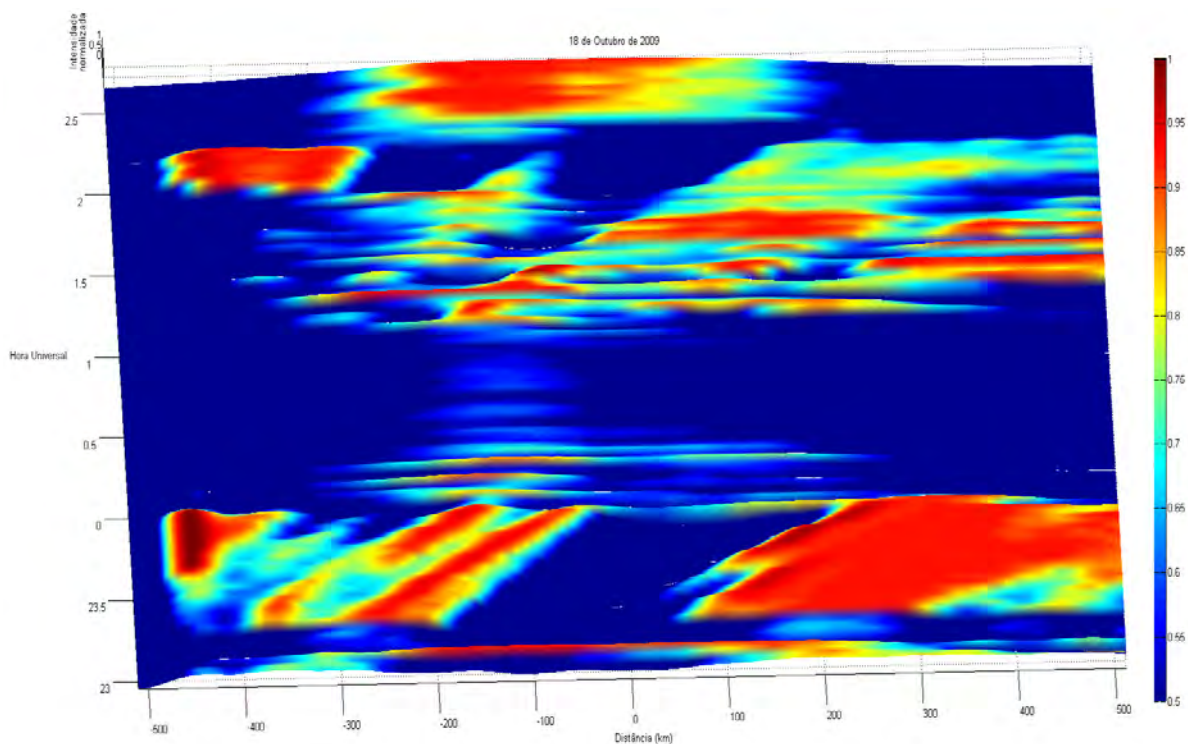


Figura 3.19 – Keograma referente ao dia 18 de Outubro de 2009 onde é possível visualizar acentuadas estruturas de bolhas de plasma.

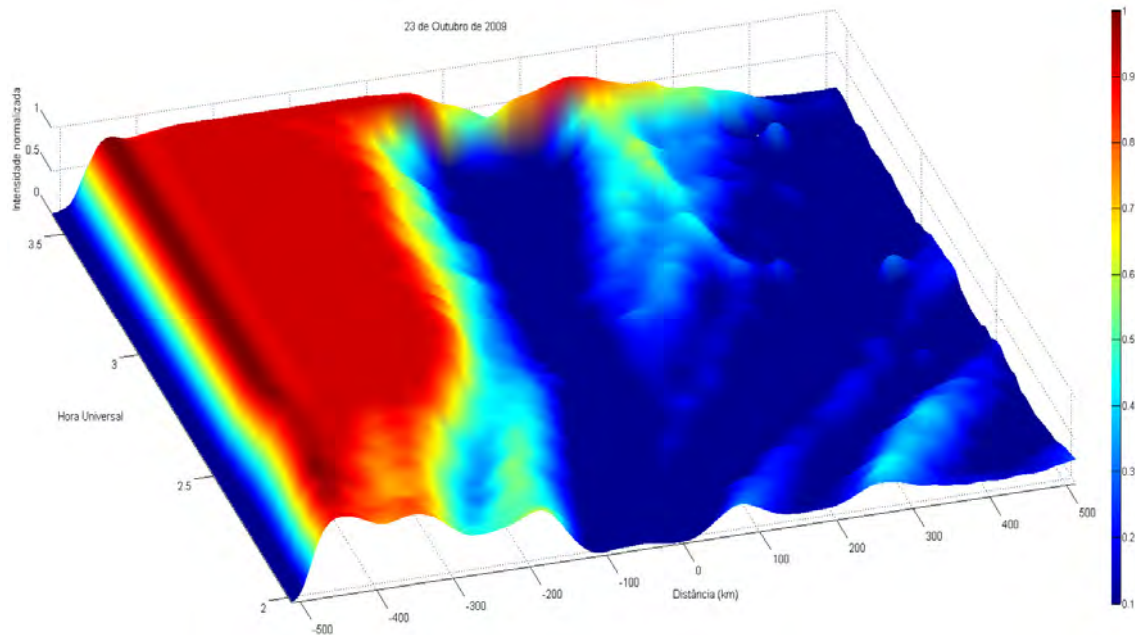


Figura 3.20 – Keogramma referente ao dia 23 de Outubro de 2009 onde é possível visualizar estruturas de bolhas de plasma.

Ao analisar os keogramas fornecidos pelos dados do imageador para os três dias (13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009) pode-se perceber que a ocorrência de bolhas de plasma foi verificada em todos os dias, e é importante destacar que diferentemente da Figura 3.12 os vales em azul com densidade extremamente reduzida e inclinados em relação ao eixo longitudinal são bolhas de plasma nestas figuras, e esta inclinação é devida ao movimento de deriva zonal das bolhas, em geral para leste, conforme citado anteriormente, no caso da Figura 3.12.

É possível perceber que no dia 18 de Outubro de 2009 houve ocorrência de bolhas de plasma de grande magnitude, enquanto que no dia 13 de Outubro de 2009 há um número maior de estruturas, entretanto, com menor magnitude em comprimento. Já no caso do dia 23 a ocorrência é similar àquela verificada no dia 18 de Outubro de 2009, porém, com menor número de estruturas e também com menor intensidade nos Blobs. Sendo assim, é razoável supor que a atividade de AGW's no dia 18 de Outubro teve papel importante na evolução da CII e no subsequente desenvolvimento das bolhas de plasma, mesmo com um valor menor de PRVD tendo sido verificado neste dia em

comparação aos outros dois dias apresentados. Em relação ao dia 18/10/2009, os keogramas dos demais dias aparentemente mostram maior amplitude de flutuações, contudo, isto é devido à anomalia mais forte nestes dias quando o PRVD foi mais forte, conforme sabemos que a depleção torna-se mais intensa na região da anomalia (RODRIGUES et al., 2004).

#### **3.4. O comportamento estatístico das observações**

Com a finalidade de comparar estatisticamente os dados referentes à ocorrência de raios e o espalhamento do traço da camada F registrado pela digissonda foram analisados os dados da digissondas no período de 11 até 23 de Setembro de 2009 e também de 11 até 23 de Outubro de 2009 e igualmente verificados foram os dados referentes à ocorrência de raios neste período. O resultado é apresentado na Figura 3.21, onde são relacionados o número de ocorrência de raios e o parâmetro  $Q_f$  que mede o nível de espalhamento médio da camada F registrado pela digissonda. Os dados de raios foram tomados entre 15h00-0h00 U.T., de modo a cobrir o intervalo possível de interação com as AGW's advindas destas atividades convectivas que podem alcançar a base da camada F a partir de aproximadamente 15 minutos devido a componente acústica em sua velocidade de propagação (~300 m/s), ademais, a concentração maior de ocorrência de raios encontra-se neste intervalo horário na região considerada neste estudo, sobretudo entre 15h00 U.T. e 21h00 U.T. (ROCHA et al., 2007).



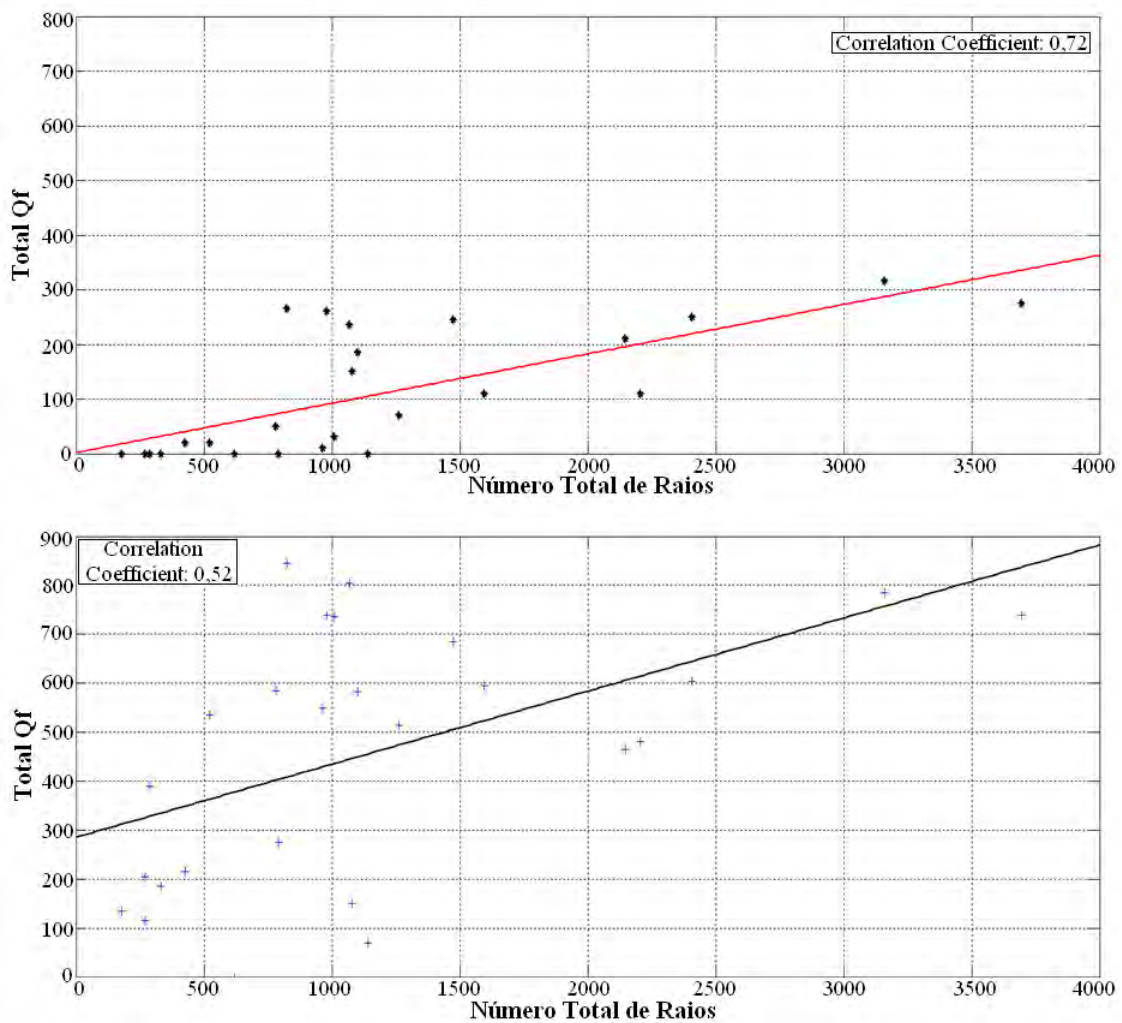


Figura 3.21 – Gráfico da correlação entre o número de ocorrência de raios no intervalo de 15h00-0h00 U.T. e parâmetro Qf referente à estes dias tomado das 20h00-0h00 (painel superior) e das 20h00-final do espalhamento (painel inferior). Por final do espalhamento entenda-se o último horário onde o parâmetro Qf foi registrado.

Nesta figura, Total Qf indica a soma de Qf em um dado intervalo horário. O resultado da Figura 3.21 mostra o coeficiente de correlação de Pearson relativamente alto entre o número de ocorrência de raios durante o intervalo (15h00-0h00 U.T.) e o parâmetro de espalhamento Qf em duas situações. A primeira delas é representada no quadro superior da Figura 3.21 onde o parâmetro de espalhamento Qf é tomado no intervalo das 20h00-0h00 U.T.. A segunda situação é apresentada no quadro inferior da Figura 3.21 onde o parâmetro Qf é tomado no intervalo das 20h00 até o horário final onde verificou-se o

espalhamento (avançando-se para a madrugada do dia seguinte se necessário). Este resultado sugere que os fenômenos estão bem correlacionados o que concorda com os resultados discutidos, por exemplo, na análise da Figura 3.17.

Outra análise estatística que foi feita refere-se à comparação entre a intensidade das bolhas registradas pelo imageador e o número de raios. Para tal uma classificação foi adotada (similar à ABDU et al., 1983) de acordo com a intensidade das bolhas registradas nos keogramas obtidos a partir do imageador, conforme ilustra a Figura 3.22.

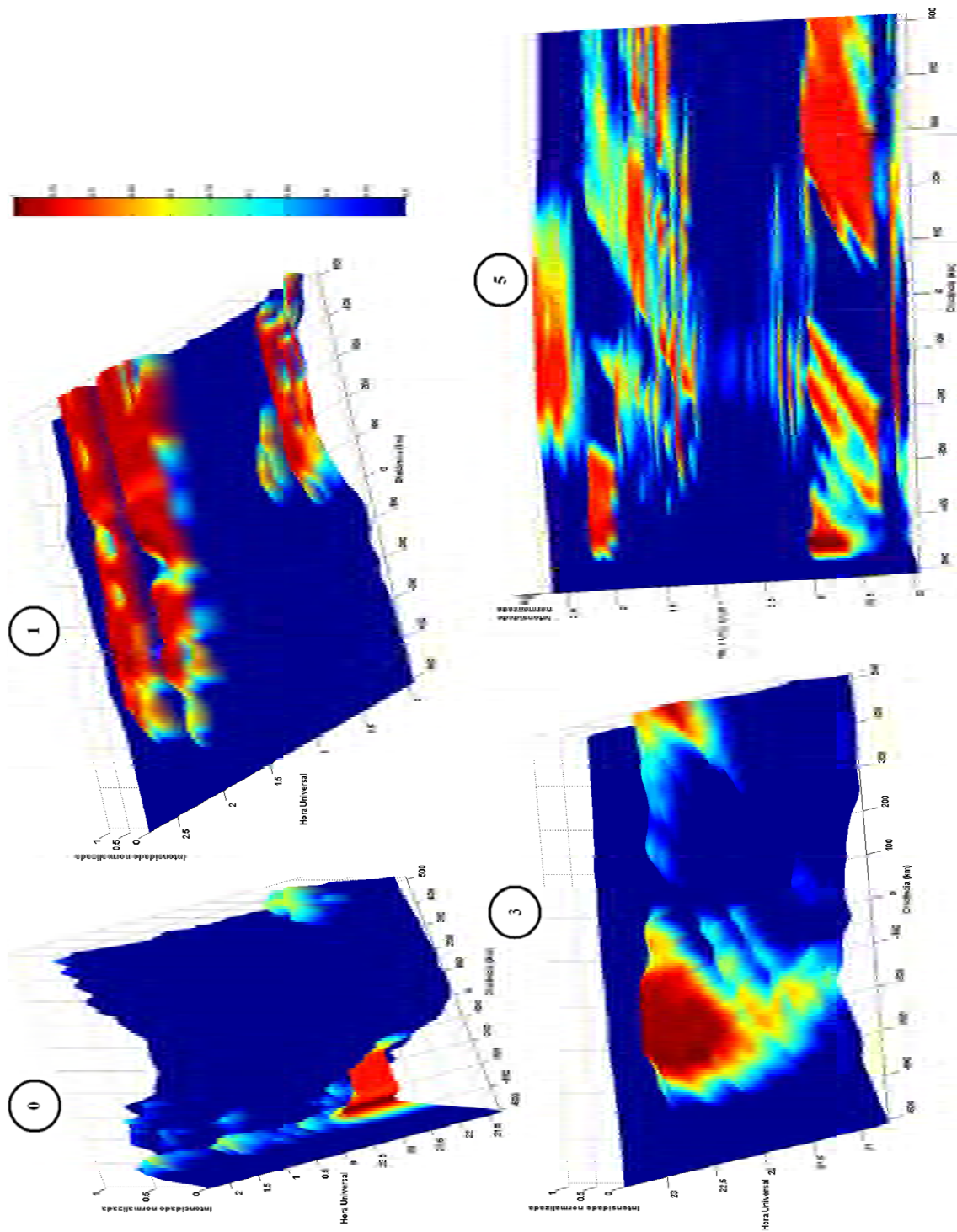


Figura 3.22 – Classificação adotada para magnitude da ocorrência de bolhas com intuito de comparação estatística com a ocorrência de raios.

Na Figura 3.22 os índices de 0 a 5 representam:

- 0 = Sem ocorrência de bolhas de plasma;
- 1 = Ocorrência de bolha de plasma fraca;
- 2 = Ocorrência de bolha de plasma média-fracas;
- 3 = Ocorrência de bolha de plasma média;
- 4 = Ocorrência de bolha de plasma média-forte;
- 5 = Ocorrência de bolha de plasma forte;

A Figura 3.23 ilustra com imagens do imageador localizado em São João do Cariri a que tipo de estruturas esta classificação se refere.

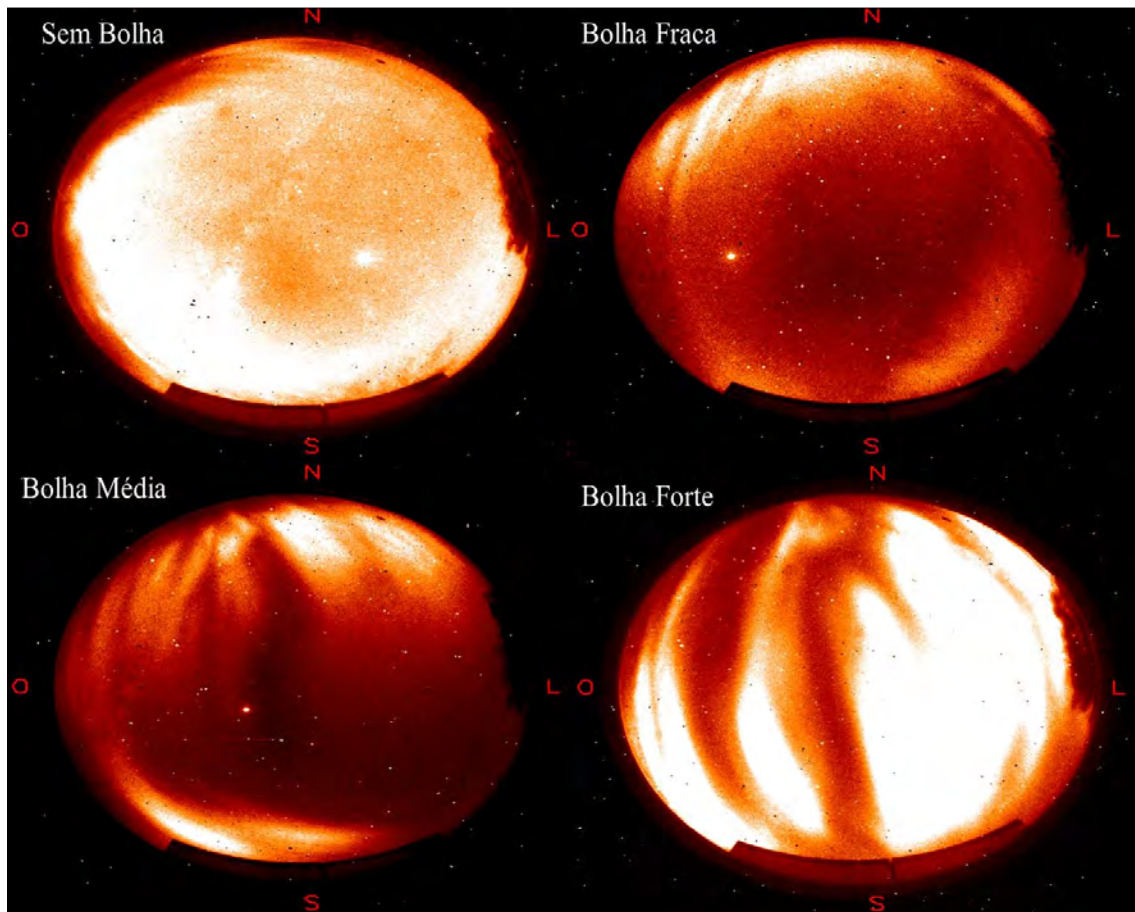


Figura 3.23 – Bolhas de plasma com diferentes intensidades registradas pelo imageador localizado em São João do Cariri.

Considerando esta classificação é possível comparar os dados do imageador com a ocorrência de raios registrada pela WWLLN, conforme mostra a Figura 3.24.

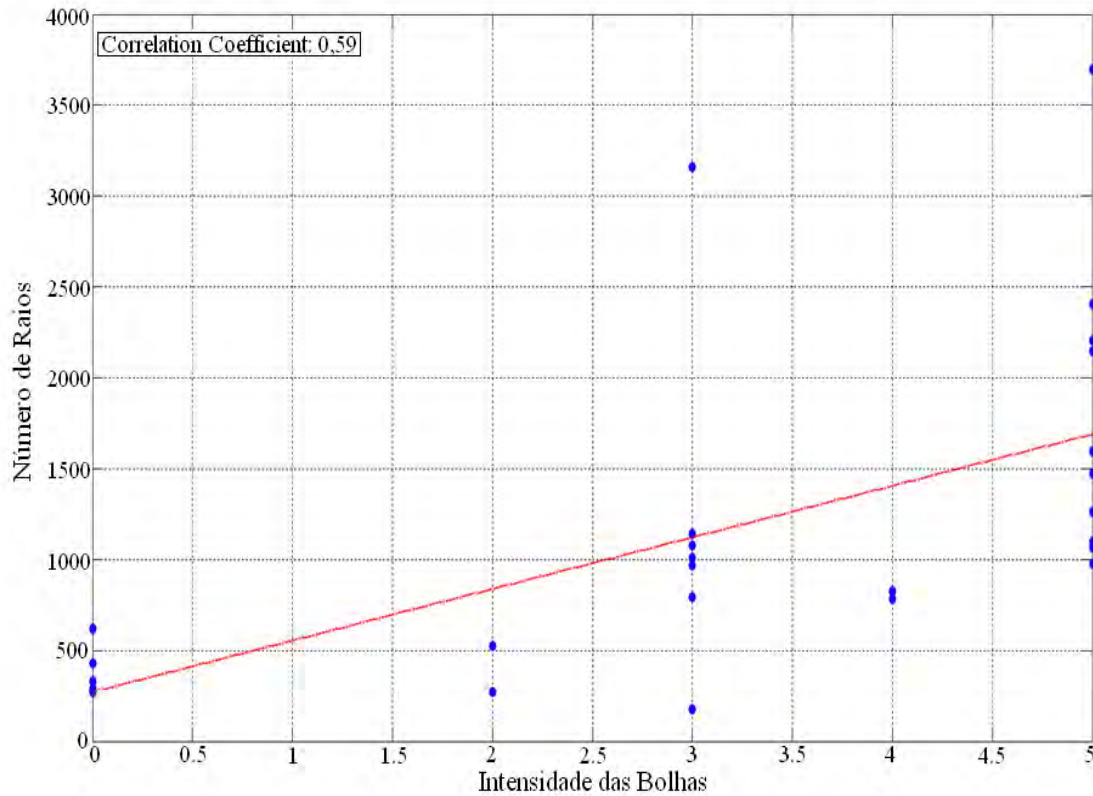


Figura 3.24 – Gráfico de comparação entre a intensidade das bolhas de plasma verificada através de keogramas obtidos por meio dos dados do imageador e ocorrência de raios verificada através dos dados fornecidos pela WWLLN.

A exemplo da Figura 3.21 esta figura mostra um coeficiente de correlação relativamente alto, o que corrobora com o que foi exposto anteriormente na discussão sobre as observações. A linha vermelha indica a tendência obtida a partir de um ajuste linear dos dados.

### 3.5. Conclusões a partir das observações

Baseado nas informações encontradas nos dados observados é razoável sugerir que as seguintes afirmações encontram sustentação nas observações:

- 1) As características das bolhas mostram variações de acordo com as atividades do PRVD e também com a intensidade das tempestades conforme discutido na análise da Figura 3.13 e também apresentado nos resultados das análises estatísticas que relacionam os resultados dos dados da digissonda e do imageador com os dados referentes à ocorrência de raios.
- 2) Além disto, é de se notar que o efeito do PRVD é muito mais efetivo do que o das tempestades conforme discutido na análise da Figura 3.17, contudo ainda na análise desta figura pode-se verificar que as tempestades fortes parecem influenciar significativamente a geração, desenvolvimento e características das bolhas de plasma via AGW's.
- 3) No caso de PRVD mais fraco a atividade forte de tempestades ou AGW's pode agilizar o desenvolvimento das bolhas de plasma como é o caso do dia 18/10/2009 mostrado nas Figuras 3.17 e 3.19.
- 4) Outro ponto é que, conforme será discutido no capítulo 4, o PRVD mostra variações quasi-gaussianas no tempo como mostrado, por exemplo, nas Figuras 3.11 (painel inferior) e 3.17 (painel intermediário).
- 5) Em termos estatísticos, podemos dizer que a atividade de raios é bem relacionada com a variação temporal da deriva vertical (ou seja, atividade de AGW's), tal que em casos com maiores atividades de ocorrências de raios são verificadas maiores variações temporais da deriva vertical.

## **4 AS VARIAÇÕES LONGITUDINAIS DO PRVD COMO PROCESSO GERADOR DAS BOLHAS DE PLASMA**

### **4.1. Objetivos**

É conhecido o fato de que o PRVD quando eleva a Ionosfera para maiores altitudes permite a instabilidade colisional (CII) gerar bolhas de plasma. Este campo elétrico responsável pela deriva vertical tem consideráveis variações em sua magnitude na direção zonal em regiões próximas ao terminadouro e a existência destas variações poderia atuar como mecanismo de perturbação inicial, sem a necessidade de qualquer outro mecanismo, enquanto eleva a Ionosfera para maiores altitudes conforme o que é proposto por Woodman (1994) e também Huang e Kelley (1996b). Baseado nesta hipótese intentamos avaliá-la, ou seja, verificar a eficiência destas variações longitudinais do PRVD como mecanismo de disparo para a CII e assim consequente geração de Bolhas de Plasma.

Nesta discussão os efeitos de quaisquer outros agentes como, por exemplo, as AGW's são desconsiderados e somente este gradiente longitudinal do PRVD é levado em conta como agente de disparo da CII.

Existem várias observações que indicam variações longitudinais consideráveis no PRVD através do terminadouro, de tal forma que ele alcança um valor máximo no local que aponta em direção ao lado noturno do terminadouro e decresce em ambas as direções (leste e oeste) em relação a este local (BALSLEY, 1973, FEJER et al., 1996, BATISTA et al., 1986). Seguindo a descrição oferecida por Huang e Kelley (1996b) esta característica pode ser modelada como um campo elétrico (ou deriva vertical  $E \times B$ ) com forma quasi-gaussiana onde o comprimento do pulso é de aproximadamente 2000 km, onde sua metade move-se em direção ao oeste acompanhando o movimento do terminadouro, esta descrição pode ser verificada em várias observações dentre as quais citamos, por exemplo, Abdu et al. (2010) e Fejer et al. (1996).

## 4.2. Metodologia

Para tal investigação o primeiro passo foi o desenvolvimento de um modelo computacional para simulação da CII (bidimensional e perpendicular ao campo geomagnético) baseado no modelo de Kherani et al. (2004), onde adotamos o seguinte conjunto de equações:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (n\vec{u}_e) = -\beta n - \alpha n^2 \quad (4.1)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{J} = e\vec{\nabla} \cdot [n(\vec{u}_i - \vec{u}_e)] = 0 \quad (4.2)$$

$$\vec{u}_{i,e} = \frac{k_{i,e}}{(1+k_{i,e}^2)} \vec{v}_{i,e} \times \hat{b} + \frac{1}{(1+k_{i,e}^2)} \vec{v}_{i,e} \quad (4.3)$$

onde:

$$\vec{v}_{i,e} = \frac{-c_{si,e}^2}{v_{i,en}} \vec{\nabla} \log(n) + \frac{\vec{g}}{v_{i,en}} + b_{i,e} \vec{E} + \vec{W} \quad (4.4)$$

$$\vec{E} = \vec{E}' + (\vec{W} \times \vec{B}) \quad (4.5)$$

Aqui os subscritos 'e' e 'i' se referem à elétrons e íons, respectivamente. As equações (4.1) e (4.2) são as equações da continuidade para os íons e da corrente livre de divergência, respectivamente, ainda  $\vec{u}_{i,e}$  na equação (4.3) são as velocidades para os íons e elétrons em estado estável, além disto, o plasma é assumido como tendo neutralidade de carga ( $n_e = n_i = n$ ) o que é assegurado pela equação (4.2). Os termos à direita da igualdade em (4.1) são as perdas químicas de elétrons devido a processos de troca de carga ( $\beta$ ) e recombinação dissociativa ( $\alpha$ ), respectivamente. Os termos  $k_{i,e}$  representam as taxas entre as girofrequências ( $\Omega_{i,e}$ ) e os termos de frequência de colisão ( $v_{i,en}$ ) das espécies correspondentes,  $b_{i,e} = e/(m_{i,e} v_{i,en})$  representa as mobilidades



de cada espécie,  $\vec{E}$  é o campo elétrico no referencial do vento neutro ( $\vec{W}$ ),  $\hat{b}$  é o versor na direção do campo magnético  $\vec{B}$  e  $c_{si,e}$  são as velocidades térmicas dos íons e elétrons respectivamente. Como intentamos investigar fenômenos de grande escala os efeitos da difusão foram omitidos. Além disto, a dinâmica paralela ao campo magnético foi ignorada e valores locais dos parâmetros foram utilizados ao invés de valores integrados nas linhas de campo geomagnético, esta limitação na simulação exclui efeitos da dinâmica fora do equador.

Dessa forma, supondo a existência de uma perturbação eletrostática ( $\delta\vec{E} = -\vec{\nabla}\Phi$ ) do campo elétrico  $\vec{E} = \vec{E}_0 + \delta\vec{E} = \vec{E}_0 - \vec{\nabla}\Phi$ , a equação (4.2) torna-se a seguinte equação para um potencial perturbado ( $\Phi$ ) na região F (KHERANI et al., 2004):

$$\vec{\nabla}^2\Phi + \frac{\partial \log(k_i n)}{\partial x} \frac{\partial \Phi}{\partial x} + \frac{\partial \log(k_i n)}{\partial y} \frac{\partial \Phi}{\partial y} = s \quad (4.6)$$

$$s = -B_0 \left( \frac{g}{v_{in}} - \frac{E_{x0}}{B} \right) \frac{\partial \log(n)}{\partial x} + B_0 \frac{\partial u_{st}}{\partial x} \quad (4.7)$$

Além disto, a equação (4.1) agora pode então ser reescrita como:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{F}(n, \Phi) \cdot \vec{\nabla} \log(n) = R_e n \quad (4.8)$$

tal que:

$$R_e = \left( \frac{1}{\beta} + \frac{1}{\alpha n(t)} \right)^{-1} \quad (4.9)$$

é a taxa de recombinação efetiva, e

$$\vec{F} = n(\vec{u}_{st} + \vec{u}_{0x} + \delta\vec{u}) \quad (4.10)$$

é o fluxo de partículas, onde:  $\vec{u}_{st}(\vec{x}, t) = \vec{u}_0(t)\vec{u}_s(\vec{x})$  e  $\delta\vec{u} = \frac{-1}{k_i} \left( k_i \frac{\vec{\nabla}\Phi}{B_0} \right) \times \hat{b}_0$  são o PRVD ambiente e a velocidade perturbada dos íons, respectivamente, além disto,  $\vec{u}_0$  e  $\vec{u}_s$  são as componentes de variações temporais e longitudinais do PRVD, também  $\vec{u}_{st}$  propriamente atua como gerador da perturbação e  $\vec{u}_{0x}$  representa a deriva zonal da Ionosfera associada com o cisalhamento do fluxo zonal ou deriva em direção ao oeste do terminadouro.

Para resolver estas equações foram utilizados o esquema numérico implícito de Crank-Nicolson para equações de diferenças finitas e o método SOR (Sucessive Over Relaxation) para resolução das matrizes envolvidas no cálculo, conforme descrito no APÊNDICE B.

Após este primeiro passo, com o objetivo de verificar vários cenários possíveis, por exemplo, diferentes atividades solares e sazonalidades e determinar se existem e quais são as condições necessárias para que a hipótese da geração do Spread F/Bolhas de Plasma sem ação de outras perturbações que não a do próprio PRVD seja válida, alguns cenários foram simulados:

$$\text{Caso Ia: } a_p = 30m/s, v_p = 40m/s$$

$$\text{Caso Ib: } a_p = 30m/s, v_p = 50m/s$$

$$\text{Caso IIa: } a_p = 35m/s, v_p = 50m/s$$

$$\text{Caso IIb: } a_p = 35m/s, v_p = 60m/s$$

$$\text{Caso III: } a_p = 40m/s, v_p = 60m/s$$

Onde  $a_p = v_p - v_m$ , sendo  $v_p$  a velocidade de pico do PRVD e  $v_m$  a velocidade mínima do PRVD no intervalo considerado.

O plano de simulação tem limites zonais (x) localizados entre 0 e 1500 km (equivalente a aproximadamente uma hora de intervalo) com espaçamento de 10 km e os limites verticais (y) localizados entre 180 km e 580 km com espaçamento de 5 km.

A Figura 4.1 mostra os perfis referentes aos casos propostos:

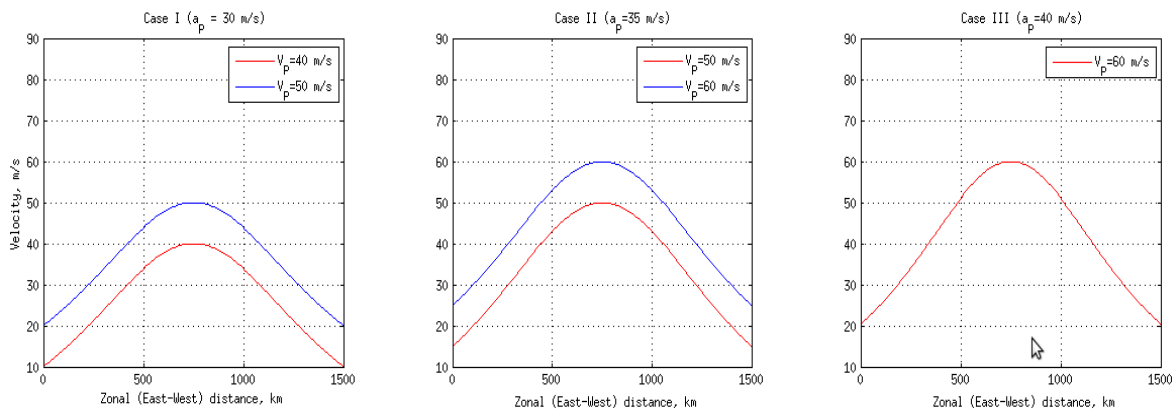


Figura 4.1 – Diferentes perfis do PRVD adotados para simulação da CII.

Fonte: Sousasantos et al., (2013)

Além destes cenários há outros dois que foram simulados, sendo eles o Caso IVa em que a configuração zonal de  $\vec{u}_s(x)$  correspondente ao Caso III foi escolhida porém na execução da simulação o PRVD foi tomado de modo mais realístico, ou seja, variando no tempo [PRVD(t)], porém, ainda assumindo que o terminadouro está fixo durante a simulação.

Já no caso final que chamamos IVb escolhemos a variação zonal e temporal de  $\vec{u}_{st}(x,t)$  correspondente ao Caso IVa, porém assumimos que esta configuração como um todo está movendo-se seguindo o movimento da Ionosfera com velocidade média de 100m/s para oeste. As variações zonais e temporais dos casos IVa e IVb são mostradas na Figura 4.2.

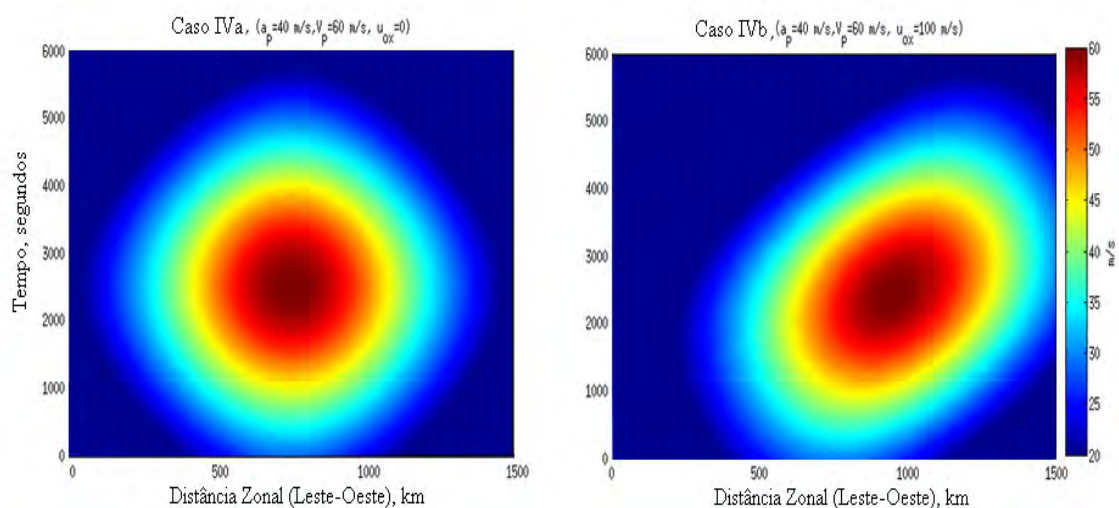


Figura 4.2 – Perfis da variação zonal e temporal de  $\vec{u}_{st}(x,t)$  para os casos IVa e IVb, respectivamente.

Fonte: Sousasantos et al., (2013)

### 4.3. Resultados

Para verificar o comportamento da bolha de plasma durante a simulação foram monitorados o histórico temporal da velocidade vertical (para cima) máxima dentro da depleção ( $v_{max}$ ). Os crescimentos linear, exponencial e multiexponencial desta velocidade com o tempo, verificados na simulação representam o amortecimento, crescimento linear e crescimento não linear da CII onde há o desenvolvimento das bolhas de plasma (KHERANI et al., 2009; KHERANI et al., 2011).

A Figura 4.3 descreve a variação de  $v_{max}$  para os casos de I-IV, respectivamente, nela é possível ver como a velocidade cresce até atingir uma velocidade de 200 m/s nos casos Ib, IIb, III, IVa e IVb, obedecendo o princípio de não ultrapassar a velocidade iónica na região F da Ionosfera (aproximadamente entre 300 e 400 m/s).

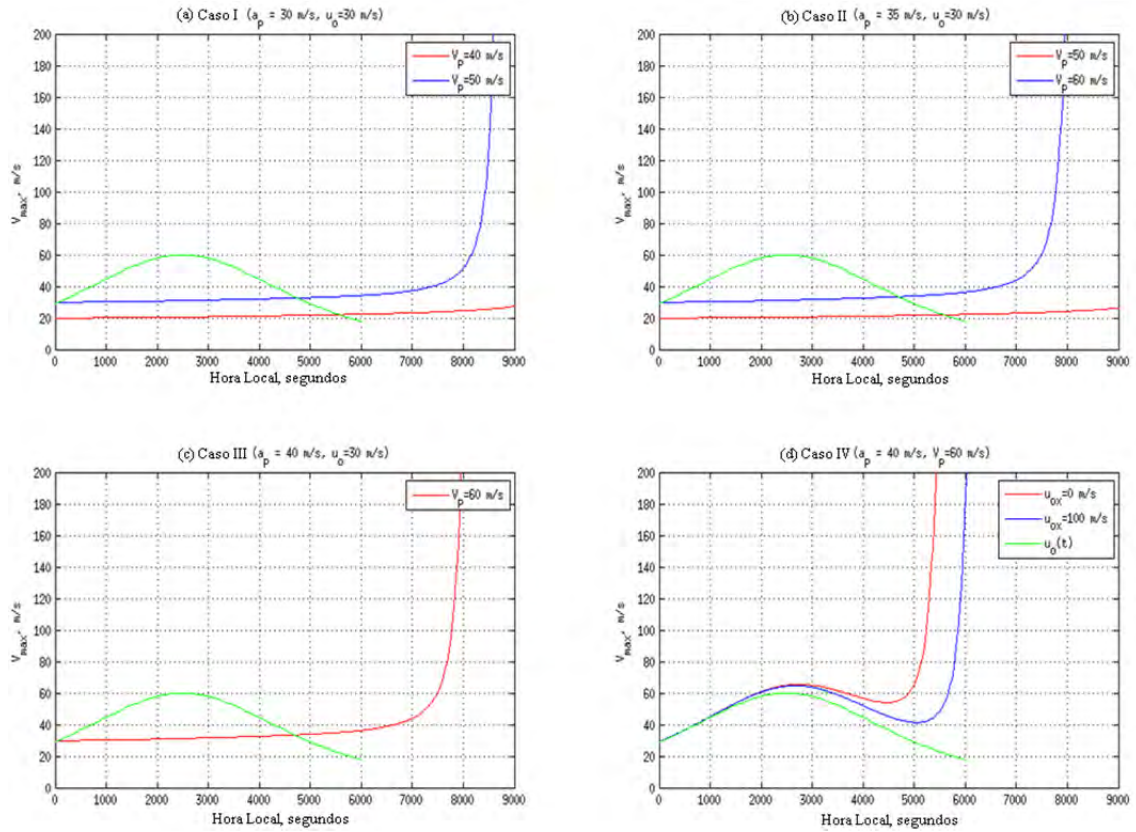


Figura 4.3 – Variação temporal de  $v_{max}$  para (a) Caso I, (b) Caso II, (c) Caso III, (d) Caso IV. A linha verde na figura representa a variação temporal do PRVD que é considerada Caso IV ( $u_0$ ).

Fonte: Sousasantos et al., (2013)

Além disto, a evolução temporal dos contornos de densidade no plano cuja abcissa corresponde à longitude e a ordenada corresponde à altitude foi monitorada para os casos IVa e IVb, respectivamente.

A Figura 4.4 mostra os contornos referentes ao Caso IVa em diferentes instantes de tempo (acima de cada painel da figura) durante a evolução da Bolha de Plasma.

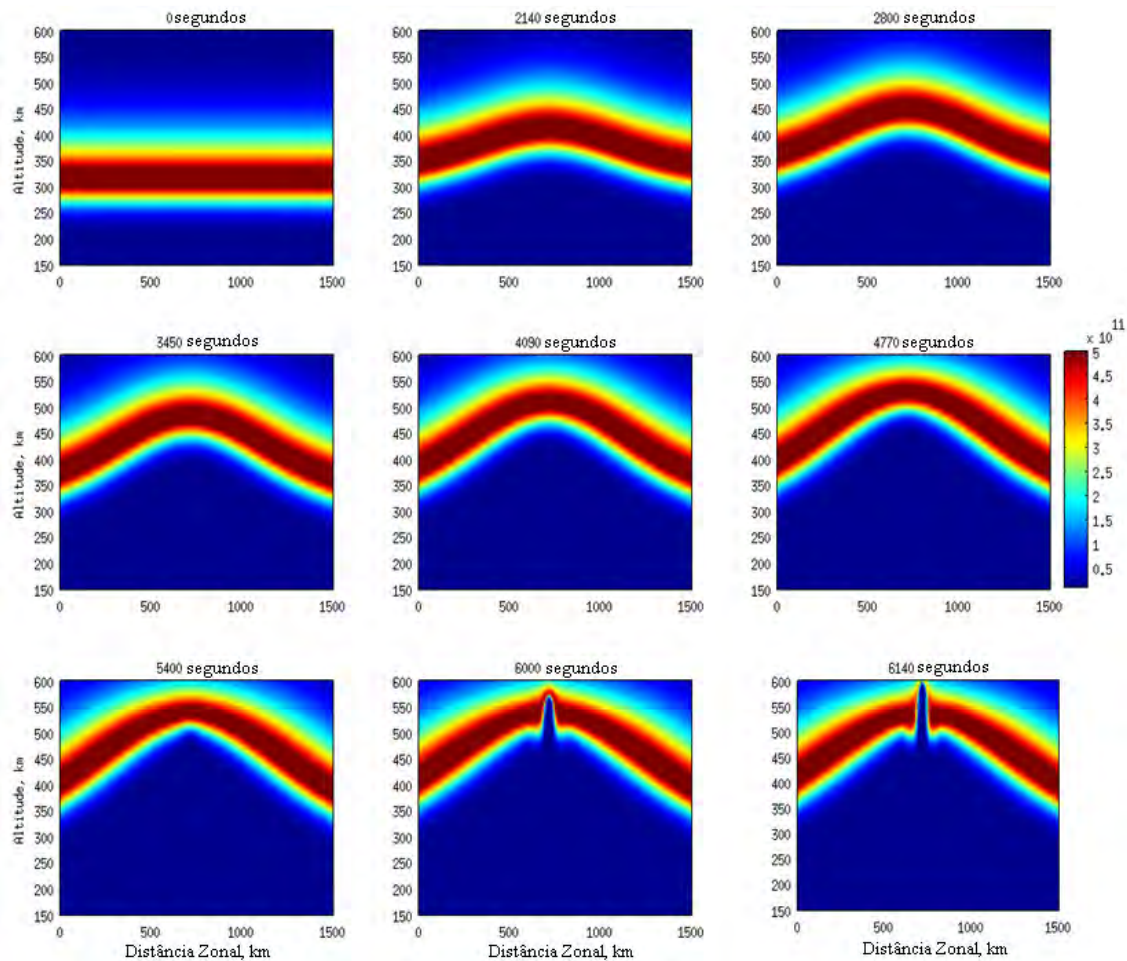


Figura 4.4 – Caso IVa: Contornos de densidade no plano longitude-altitude em diferentes instantes da evolução da bolha de plasma.

Fonte: Sousasantos et al., (2013)

Da Figura 4.3 fica claro que  $v_{max}$  permanece constante no tempo para o Caso Ia, o que sugere que bolhas de plasma não surgirão neste caso, este comportamento também é verificado no Caso IIa, contudo, nos casos Ib, IIb e III  $v_{max}$  cresce linearmente até 7000s quando então inicia um aumento exponencial e em seguida multiexponencial em 8000s. Tal comportamento indica que a bolha poderá se desenvolver nestes casos.

É fato que a bolha não deve desenvolver-se para valores de  $a_p < 30\text{m/s}$  e também para valores de pico  $v_p < 40\text{m/s}$  como ocorre no Caso Ia onde  $a_p = 30\text{m/s}$ , contudo, mantendo o mesmo valor de  $a_p$  no Caso Ib, quando  $v_p$  é aumentado para 50m/s

verificamos o desenvolvimento da bolha. Esta diferente característica entre os casos Ia e Ib sugere que o valor de  $v_p$  maior pode fornecer condições para o desenvolvimento da bolha. É interessante perceber que no Caso IIa, mesmo com um valor de  $a_p = 35 \text{ m/s}$  que é maior que no Caso Ib e o mesmo valor de  $v_p = 50 \text{ m/s}$  a bolha não se desenvolve. Isto ocorre porque o valor mínimo da velocidade para este caso é menor que  $20 \text{ m/s}$ , de modo similar ao Caso Ia. Este resultado indica que além de maior  $a_p$  e  $v_p$ , o valor mínimo de velocidade ser maior do que  $20 \text{ m/s}$  também é essencial para o desenvolvimento das bolhas de plasma.

No Caso III a bolha se desenvolve em pouco menos de  $8000 \text{ s}$ , ou seja, mais rápido que nos casos Ib e IIB. O Caso IVa utiliza a mesma configuração zonal do Caso III, porém da Figura 4.3(d) o desenvolvimento da bolha ocorre em  $5000 \text{ s}$ , muito mais rápido que no Caso III. O Caso IV representa a situação mais realística quando a variação temporal do PRVD é incluída. O desenvolvimento da bolha mais cedo que no Caso III sugere que a estrutura zonal do PRVD variável no tempo conforme Figura 4.2 pode gerar a CII fazendo surgir Bolhas de Plasma. Além disto, o desenvolvimento da bolha em  $5000 \text{ s}$  é aproximadamente a duração do PRVD na Ionosfera conforme mostra a linha verde na Figura 4.3 e, portanto, representa condição favorável ao desenvolvimento de Bolhas de Plasma.

Por outro lado, para  $50 \text{ m/s} < v_p < 60 \text{ m/s}$ ,  $30 \text{ m/s} < a_p < 40 \text{ m/s}$ , a bolha talvez se desenvolva para  $v_m > 20 \text{ m/s}$ , como nos casos Ib e IIB, porém, este desenvolvimento ocorre em  $8000 \text{ s}$ , o que é muito mais do que a duração usual do PRVD na Ionosfera, e, sendo assim, estes casos não representam condições favoráveis para o desenvolvimento das Bolhas de Plasma.

No Caso IVb o desenvolvimento da bolha é atrasado em relação ao Caso IVa quando o efeito do movimento do terminadouro é considerado, ou seja, consideramos o efeito do movimento relativo entre a Ionosfera e o terminadouro para direção oeste.

Outro ponto importante é que da Figura 4.4 pode-se notar que para os primeiros 5000s a estrutura zonal do PRVD leva a Ionosfera a uma elevação diferenciada o que causa grande depleção. Conforme o avanço do tempo a elevação ao redor do pico do PRVD torna-se maior e eventualmente desenvolve-se como uma Bolha de Plasma sob ação da CII, contudo a escala inteira de 1500 km não participa do desenvolvimento da bolha, isto indica que mesmo processos geradores de escala muito grande não criam bolhas enormes de tamanho similar, mas sim bolhas de tamanhos da ordem de 150-200 km.

A Figura 4.5 mostra os contornos de densidade para os casos IVa e IVb, e as linhas em preto e branco representam o potencial elétrico.

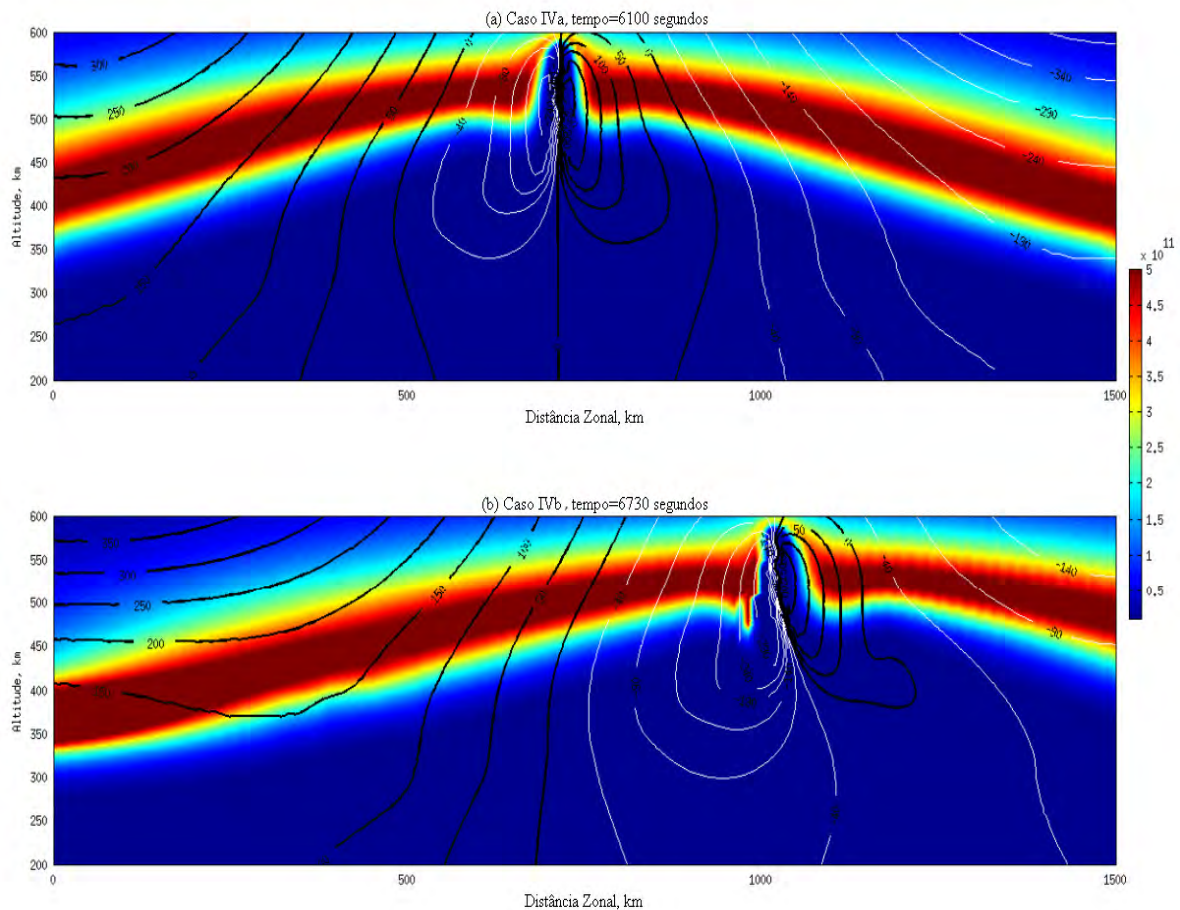


Figura 4.5 – Casos IVa-IVb: Contornos das densidades no plano longitude-altitude num instante onde o desenvolvimento da bolha está completo para o Caso IVa (painel superior) e IVb (painel inferior).

Fonte: Sousasantos et al., (2013)



A partir da Figura 4.5 podemos verificar que o desenvolvimento da bolha no Caso IVb ocorre à oeste em comparação ao Caso IVa, isto é devido ao movimento do terminadouro que foi considerado no Caso IVb.

#### 4.4. Conclusões

O Caso IV representa as condições limites ( $v_p > 60\text{m/s}$ ,  $v_m > 20\text{m/s}$ ,  $a_p > 40\text{m/s}$ ) para a natureza do PRVD que são necessárias para o desenvolvimento das Bolhas de Plasma. Apesar destas condições serem extremas na Ionosfera elas existem conforme verificado via radar de espalhamento incoerente em Jicamarca por Fejer et al. (1996) que observou grandes velocidades do PRE (acima de 80 m/s) durante períodos de equinócio quando o fluxo solar era muito alto ( $F_{10.7} > 200$ ).

Em São Luís, durante estações de verão com fluxo solar alto, o PRVD mostra variação quasi-gaussiana com  $v_p > 60\text{m/s}$  e  $v_m > 20\text{m/s}$  que satisfaz as condições limites (ABDU et al., 2010). Sendo assim, baseado nos resultados da simulação é possível admitir que:

- 1) A variação zonal do PRVD é condição suficiente para gerar a CII e assim fazer surgir as Bolhas de Plasma durante períodos de verão (sobre São Luís) e de equinócio (sobre Jicamarca) com fluxo solar alto o suficiente.
- 2) Kherani et al. (2004) demonstrou que perturbações de densidade com comprimento de onda igual à 1000 km pode levar ao desenvolvimento de bolhas. Em nossa simulação a escala de tamanho da fonte da instabilidade é 1500 km que é extremamente grande em comparação a comprimentos de onda de fontes de perturbação usualmente empregados em estudos de simulações, entretanto, a amplitude necessária para fonte de perturbação (perturbação da velocidade) no caso IV é 40 m/s. Esta amplitude é 8 vezes maior que a velocidade de perturbação (~5 m/s) causada por perturbações na densidade ou advindas de ondas de gravidade, assim, embora a escala no Caso IV seja grande,

se a amplitude da fonte geradora é suficientemente grande, a larga escala da fonte de perturbação continua sendo eficiente para produzir o desenvolvimento de bolhas.

- 3) Ainda, a partir da análise dos casos Ia e IIa pudemos verificar que tal escala de grande magnitude é sensível à amplitude e mesmo nos casos em que a amplitude é maior que 30 m/s as bolhas de plasma não se desenvolvem nestes casos. Sendo assim, a escala espacial associada com o PRVD impõe a condição extrema para o desenvolvimento das Bolhas de Plasma.

## **5 SIMULAÇÃO A PARTIR DE DADOS DE OBSERVAÇÃO DO AMBIENTE IONOSFÉRICO**

No capítulo 3, as características das bolhas extraídas dos dados de observações foram apresentadas. Estas observações indicaram que as bolhas mostram variabilidade de ocorrência dependente das características do PRVD e da perturbação inicial associada com AGW's. Neste capítulo, o evento III (mês de Outubro de 2009) é examinado utilizando o modelo matemático computacional desenvolvido que foi apresentado no capítulo 4. Os objetivos deste capítulo são (1) Efetuar simulações das bolhas de plasma com as características do PRVD e AGW's obtidas nas observações, (2) Comparar as características das bolhas de plasma "sintéticas" com as características das bolhas observadas.

### **5.1. Metodologia**

Conforme verificado no capítulo 3, a intensidade do PRVD e também a atividade de AGW's interagindo com a Ionosfera são capazes de iniciar o mecanismo CII que subsequentemente poderá produzir bolhas de plasma. No capítulo 4 apresentamos um modelo desenvolvido para avaliar a eficiência do gradiente longitudinal do PRVD como mecanismo de disparo da CII na ausência de quaisquer outras perturbações. Quando tratávamos dos dados observacionais deparamo-nos com informações interessantes, sobretudo nos dados referentes ao mês de Outubro de 2009. Sendo assim, neste capítulo nos utilizaremos dos dados obtidos nos dias 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009 e introduziremos estes dados no modelo apresentado no capítulo 4, contudo, sem desta vez utilizar o gradiente longitudinal do PRVD como perturbação.

Os dados discretos fornecidos pela digissonda são então interpolados [através de expansões em séries de senos (de oitava ordem)] como curvas e utilizando-se dos coeficientes destas expansões em série de senos para cada curva, inserimos os dados diretamente no modelo computacional e verificamos o comportamento da Ionosfera mediante inserção destes parâmetros. Baseado nestas interpolações para as curvas de velocidade de deriva vertical, extraídas através da varredura em frequências de

sondagem de 5 MHz, 6 MHz e também 7 MHz, além de utilizar a velocidade de deriva vertical do pico de densidade eletrônica da Ionosfera  $\left[\frac{\partial(hmF2)}{\partial t}\right]$ , a variação temporal de  $hmF2$  é utilizada para obter as características do PRVD. As variações temporais das derivas verticais antes da ocorrência do PRVD, verificadas em três diferentes frequências (correspondentes a três alturas) podem fornecer informações sobre a dinâmica da propagação de fase que irá indicar a presença das AGW's, conforme mostrado no quadro direito da Figura 3.6, além disto, as amplitudes e os comprimentos de onda das AGW's podem ser estimados com estas variações temporais.

A Figura 5.1 mostra um exemplo desta interpolação onde é possível verificar que a interpolação é bastante adequada. Também são mostradas as características do PRVD e a identificação da AGW baseado na propagação de fase.

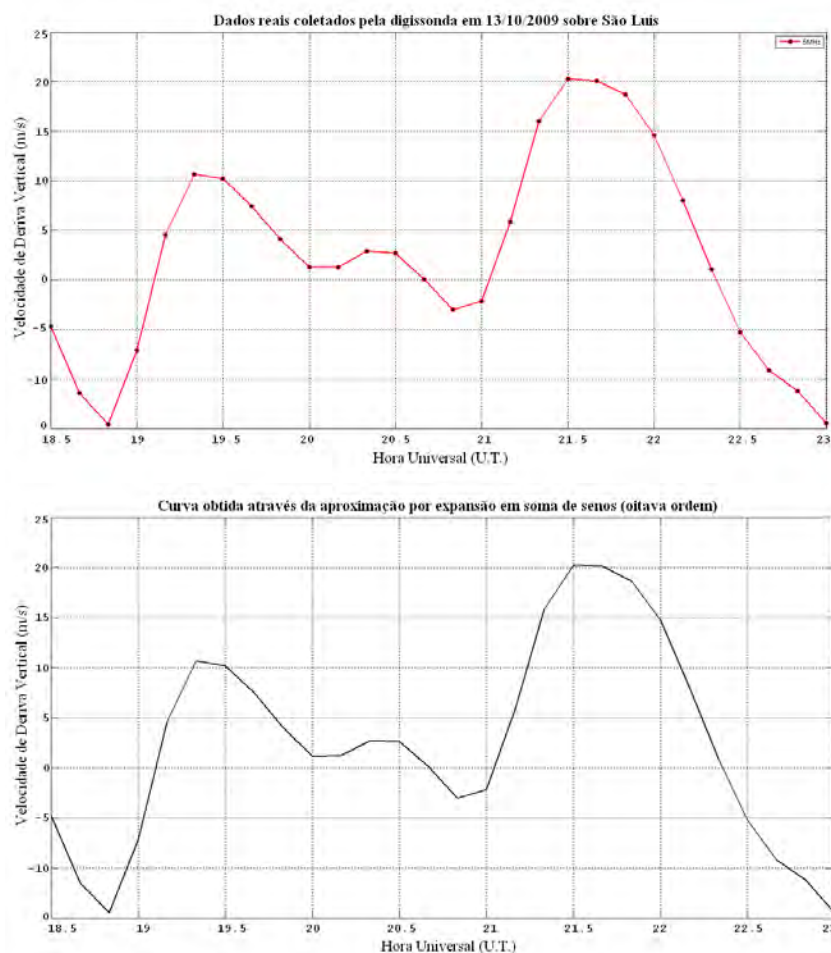


Figura 5.1 – Exemplo de curva aproximada para dados discretos por meio de séries de senos de oitava ordem.

Assim sendo, o código computacional torna-se acoplado diretamente aos dados reais de observações. Esta abordagem proporciona uma visualização mais realística do desenvolvimento das estruturas de bolhas de acordo com cada situação observada.

## 5.2. Resultados

A Figura 5.2 mostra o comportamento das velocidades de deriva vertical nos dias 13/10/2009 (painel superior esquerdo), 18/10/2009 (painel superior direito) e 23/10/2009 (painel inferior esquerdo), no intervalo horário das 18h00 (U.T.) até 22h00 (U.T.) verificado através das frequências de sondagem de 5 MHz  $\left\{ \frac{\partial[h(f_{5MHz})]}{\partial t} \right\}$ , 6MHz  $\left\{ \frac{\partial[h(f_{6MHz})]}{\partial t} \right\}$  e 7 MHz  $\left\{ \frac{\partial[h(f_{7MHz})]}{\partial t} \right\}$ , e também baseado em hmF2  $\left[ \frac{\partial(hmF2)}{\partial t} \right]$  (no dia 18/10/2009). No quadro inferior direito desta figura as velocidades de deriva vertical determinadas com hmF2 para estes três dias são mostradas. Também são apresentadas as informações acerca do número de ocorrência de raios nesta faixa horária. Para a simulação foram empregados o perfil de deriva vertical obtido pela digissonda e como fontes de perturbação os valores de amplitudes das AGW's de 13 m/s, 21,76 m/s e 6 m/s para os dias 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009, respectivamente, conforme mostra o painel inferior direito da Figura 5.2 (dentro das elipses com as respectivas cores representativas das curvas). O gradiente longitudinal do PRVD não foi incluído nesta simulação, sendo assim, a única perturbação advém das AGW's.

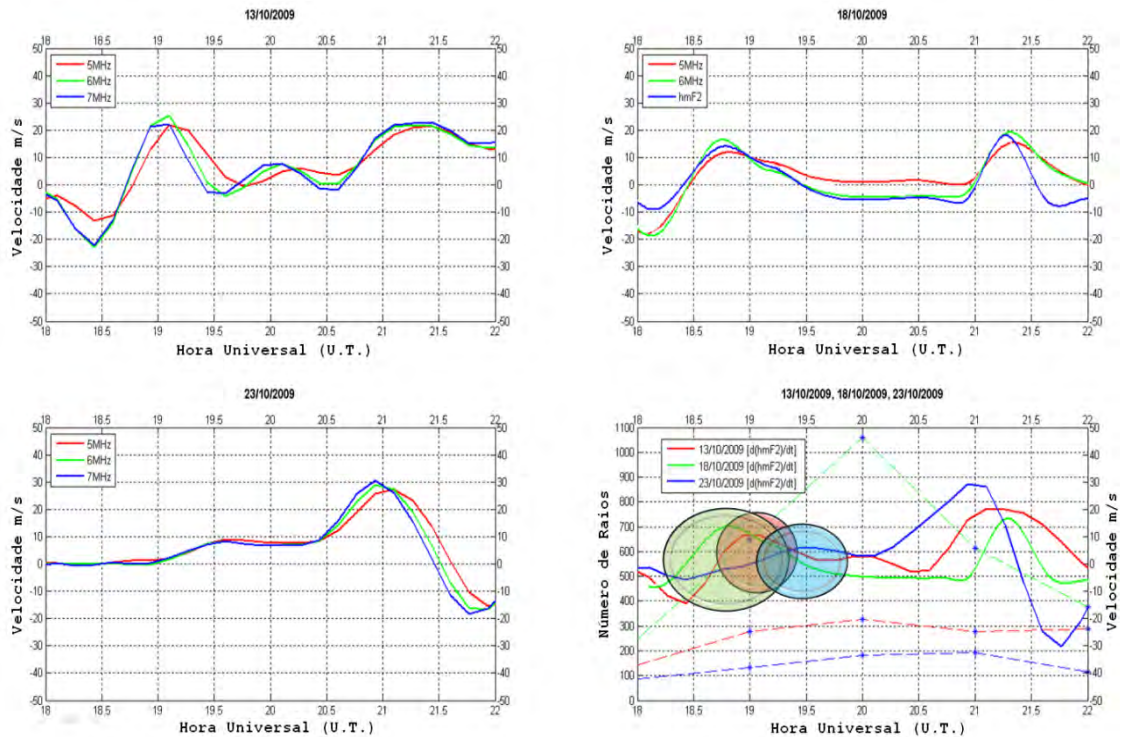


Figura 5.2 – Variação temporal da velocidade de deriva vertical e ocorrência de raios para o intervalo horário das 18h00 até 22h00 nos dias 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009.

No quadro superior esquerdo é apresentado o resultado referente ao dia 13/10/2009. A curva sólida em vermelho representa o comportamento da velocidade de deriva vertical através da sondagem com frequência de 5 MHz, a curva sólida em verde representa a velocidade de deriva vertical através da sondagem em 6 MHz e a curva sólida em azul representa a velocidade de deriva vertical através da sondagem em 7 MHz. Os eixos das abcissas e das ordenadas, representam o horário (U.T.) e a velocidade de deriva vertical (m/s), respectivamente.

O quadro superior direito, por sua vez é apresentado o dia 18/10/2009, onde os eixos têm o mesmo papel descrito anteriormente, a curva sólida vermelha, a exemplo da descrição anterior, também representa a velocidade de deriva vertical para a frequência de 5 MHz, ainda a curva sólida verde continua representado a velocidade de deriva vertical através da sondagem em 6 MHz, entretanto, a curva sólida azul representa,

nesta figura, a velocidade de deriva vertical baseada na variação temporal da altura de pico de densidade eletrônica  $\left[\frac{\partial(hmF2)}{\partial t}\right]$ .

No quadro inferior esquerdo são apresentados os resultados relacionados ao dia 23/10/2009, sendo que aqui, a descrição do papel dos eixos e das curvas é idêntica àquela oferecida no caso referente ao quadro superior esquerdo.

Já quando tratamos com o quadro inferior direito, as curvas sólidas vermelha, verde e azul, referem-se à velocidade de deriva vertical baseada na variação temporal de hmF2 para os dias 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009, respectivamente. As curvas tracejadas nas cores vermelha, verde e azul, representam o comportamento da ocorrência de raios na faixa horária considerada, para os dias 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009, respectivamente.

Deve ser mencionado que a tênue tendência que a curva representativa do dia 18/10/2009 segue não é de fato real, o que ocorre é que o registro de tempestade foi tão intenso neste dia que houve lacuna na aquisição de dados (das 19h45 até 20h45 U.T.) por intermédio da digissonda (São Luís) e também do imageador (São João do Cariri) no horário próximo de pico de ocorrência de raios indicado no quadro inferior direito da Figura 5.2 devido às condições de observação, então utilizamos uma interpolação linear para unir os pontos discretos nas extremidades da curva onde haviam dados disponíveis, contudo, é de se supor que neste intervalo a oscilação de velocidade da deriva vertical tenha sido senão similar, maior do que aquela antes verificada, pois a intensidade de atividade convectiva indicada pelo número de ocorrência de raios alcançou seu máximo valor nesta ocasião.

Retomando o raciocínio comparativo primeiramente empregado no capítulo 3, podemos perceber que no dia 13/10/2009 a atividade de AGW's (a modulação entre 18h30-20h30 U.T.) foi bastante intensa, assim como também ao analisarmos o dia 18/10/2009 percebemos intensa atividade de AGW's (a modulação entre 18h30-19h30 U.T.). Na realidade ao verificarmos o quadro inferior direito da Figura 5.2 podemos perceber que,

em termos de altitude do pico de densidade eletrônica (hmF2), o dia 18/10/2009 teve maior amplitude de modulação durante 18h30-19h30 U.T., antes do PRVD, isto seguramente foi devido a intensa atividade de AGW's, conforme sugere a curva que mostra a grande ocorrência de raios e já discutida no capítulo 3.

Quando tratamos com o dia 23/10/2009 verificamos fraca interação com AGW's, o que é suportado pela hipótese silogística de que um número menor de ocorrência de descargas elétricas (raios) indicaria menos intensidade de atividade convectiva e logo geração mais amena de AGW's, tendo em vista que houve baixa ocorrência de raios neste dia quando comparado aos dois dias anteriormente discutidos.

Os valores das amplitudes de onda das AGW's utilizados na simulação também foram assumidos como aqueles fornecidos pelos dados observacionais (baseados no painel inferior direito da Figura 5.2), então, o valor de amplitude  $W_0=13$  m/s foi aplicado para o dia 13/10/2009,  $W_0=21,76$  m/s foi utilizado para o dia 18/10/2009 e o valor  $W_0=6$  m/s foi empregado no caso do dia 23/10/2009, conforme pode ser verificado na Figura 5.2 (quadro inferior direito). Percebemos que a perturbação devido à AGW's é da forma senoidal no tempo com periodicidade  $\tau =1$  hora para os três dias. Contudo, a perturbação temporal não age como perturbação para a CII e subsequente bolha (HUANG e KELLEY, 1996b). Assim, esta variação temporal é convertida em perturbação longitudinal, usando a relação de dispersão das AGW's capaz de fornecer o comprimento longitudinal. De modo geral, a relação de dispersão para periodicidade  $\tau =1$  hora corresponde ao comprimento de 500 km (FRITTS et al., 2009). Então a perturbação senoidal com comprimento longitudinal de 500 km é tomado para a região F nestes três dias. O tempo  $t_0=0$  segundos é o tempo inicial da simulação quando a perturbação inicial devida as AGW's é iniciada, no horário do início do PRVD, assim sendo,  $t_0$  corresponde ao horário de ~ 20h30 U.T. nos três dias.

A Figura 5.3 mostra os resultados da simulação efetuada empregando-se os dados reais de observação da deriva vertical da Ionosfera  $\left[ \frac{\partial(hmF2)}{\partial t} \right]$  para os dias comparados.



É importante destacar que esta simulação foi efetuada sem incluir o efeito do gradiente longitudinal da PRVD discutido no capítulo 4.

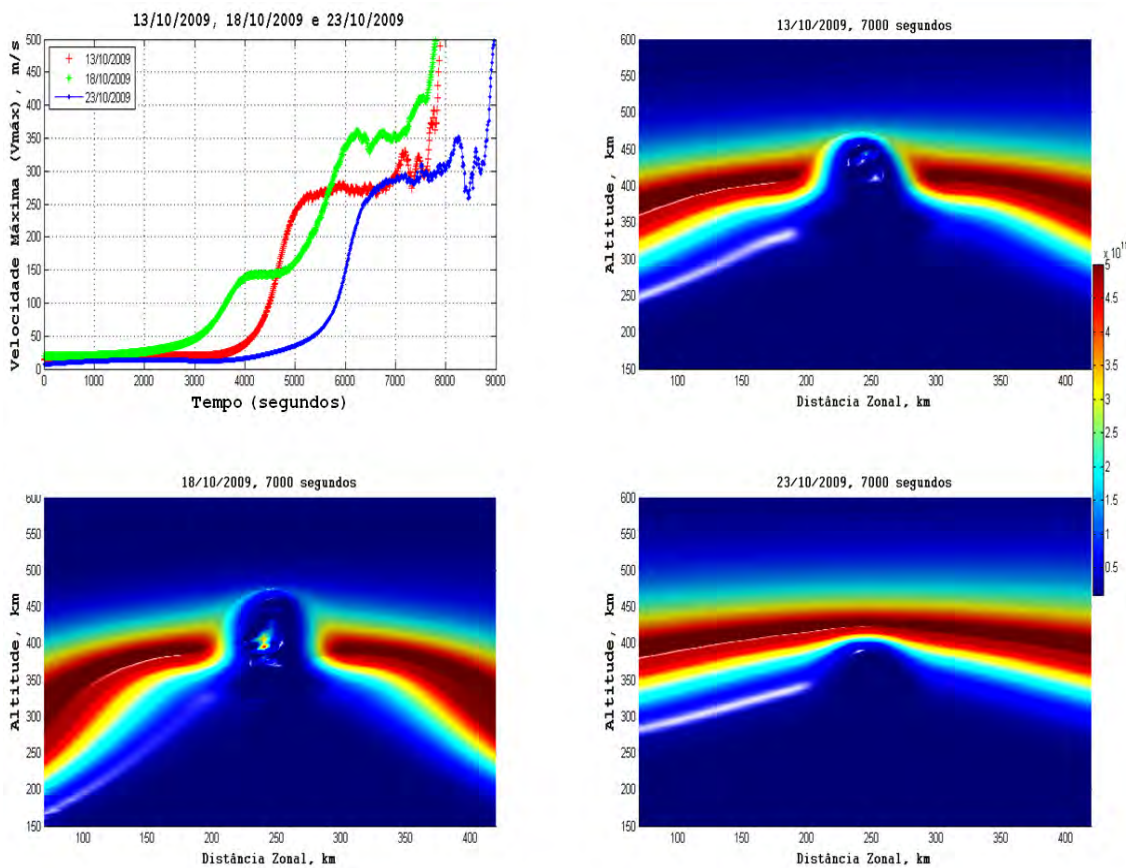


Figura 5.3 – Resultados da simulação com utilização de dados reais de observação da deriva da Ionosfera.

Na Figura 5.3 o painel superior esquerdo apresenta a evolução das velocidades máximas dentro da depleção/bolha de plasma. As curvas em vermelho, verde e azul representam o comportamento da velocidade dentro da bolha ao empregarmos os dados de velocidade de deriva vertical referentes aos dias 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009, respectivamente. O eixo das abcissas e das ordenadas representam o tempo de simulação e a velocidade máxima dentro da bolha de plasma, respectivamente.

Os painéis superior direito, inferior esquerdo e inferior direito representam as isolinhas de densidade (que indicam a evolução da perturbação inicial) em um dado instante de tempo na simulação (7000 segundos) considerando os dados referentes aos dias

13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009, respectivamente. Nestes gráficos, o eixo das abscissas representa a distância zonal centrada em São Luís (250 km), o eixo das ordenadas representa a altitude em quilômetros e a escala de cores indica a intensidade da densidade de plasma ionosférico.

No painel superior esquerdo da Figura 5.3 onde o comportamento das velocidades dentro da depleção é mostrado pode-se ver que a curva verde que representa a velocidade para o dia 18/10/2009 alcança valores mais elevados de tal velocidade em um tempo menor que as demais curvas que representam os dias 13/10/2009 (curva vermelha) e 23/09/2010 (curva azul), chegando aos 300 m/s em menos de 6000 segundos e então em um curto espaço de tempo segue para a fase de crescimento multi-exponencial indicando o desenvolvimento da bolha (KHERANI et al., 2009). Em seguida a curva referente ao dia 13/10/2009 é aquela que atinge os 300 m/s em um tempo de pouco menos de 7000 segundos, demorando um pouco mais de tempo que o caso anterior para prosseguir para a fase de crescimento multi-exponencial da velocidade. Por último, a curva que apresenta o comportamento da velocidade máxima dentro da depleção para o dia 23/10/2009 alcança os 300 m/s em aproximadamente 8000 segundos e demora mais tempo para entrar na fase de crescimento multi-exponencial que os dois casos previamente discutidos.

A evolução das isolinhas de densidade nos três painéis, superior direito (13/10/2009), inferior esquerdo (18/10/2009) e inferior direito (23/10/2009) da Figura 5.3 correspondem a um mesmo instante no tempo de simulação, a saber, 7000 segundos. Através da análise destas imagens visualiza-se o desenvolvimento mais acentuado na estrutura de bolha de plasma referente ao dia 18/10/2009 (painel inferior esquerdo) seguido pelo desenvolvimento da bolha de plasma no dia 13/10/2009 (painel superior direito) e por último o desenvolvimento da bolha de plasma no dia 23/10/2009 (painel inferior direito) conforme as velocidades dentro da depleção mostradas no painel superior esquerdo desta mesma figura já sugeriam e também conforme nossas hipóteses já apontavam, então, é razoável afirmar que a análise dos resultados apresentados da Figura 5.3 indica que as hipóteses previamente estabelecidas acerca destes dias são válidas.

Há necessidade de citar que o efeito da inércia que é efetivo em altitudes mais elevadas (a partir de ~ 500 km) não foi considerado nesta simulação, por este motivo as velocidades exibidas no painel superior esquerdo da Figura 5.3 continuam crescendo sem apresentar a saturação que na realidade há no caso real. Por este motivo também é que as bolhas apresentadas nos demais painéis da Figura 5.3 não estão localizadas em altitudes mais elevadas como poderia se supor de acordo com as informações de suas respectivas velocidades.

### 5.3. Conclusões

Os resultados obtidos com o código de simulação da CII indicam que:

- a) A evolução da bolha nos dias 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009 mostram características diferentes que dependem do PRVD e das AGW's.
- b) Apesar de o PRVD ser mais fraco, a evolução da bolha é mais rápida no dia 18/10/2009 devido à amplitude das AGW's. As observações apresentadas no capítulo 3 também corroboram este fato, mostrando que as bolhas observadas no dia 18/10/2009 foram mais fortes que nos demais dias.
- c) Apesar de ser o PRVD mais forte no dia 23/10/2009, a evolução da bolha é mais lenta devido a menor amplitude das AGW's. As observações apresentadas no capítulo 3 também mostram que as bolhas observadas no dia 23/10/2009 são mais fracas que nos demais dias.
- d) A amplitude das AGW's é deduzida a partir da amplitude da variação temporal da altura do pico. Encontramos que a amplitude é maior em dias com maior atividade de raios que, por sua vez, dependem das condições meteorológicas, sendo assim, comprovamos que, estatisticamente a atividade de raios pode ser utilizada para conhecer a atividade de AGW's e seus efeitos na deriva vertical da Ionosfera.

- e) Os resultados de bolhas sintéticas estão de acordo com as observações das características das bolhas, sendo assim, a simulação da CII com a utilização dos parâmetros acerca da ocorrência de raios, AGW's e deriva vertical, obtidos com medidas antes do PRVD, podem ser de grande utilidade para a previsão a curto prazo das bolhas de plasma.

## **6 RESUMO DAS CONCLUSÕES E TRABALHOS FUTUROS**

### **6.1. Síntese das conclusões**

A começar pelo capítulo 3 desta dissertação, conclusões apropriadas baseadas nos resultados discutidos são apresentadas ao final do próprio capítulo. Aqui fazemos uma síntese das conclusões apresentadas nos capítulos 3, 4 e 5, bem como, suas implicações.

No capítulo 3 foram discutidos os resultados referentes às observações com a utilização de digissonda (localizada em São Luís), imageador CCD All-Sky (localizado e São João do Cariri) e dados da WWLLN a rede mundial de detecção de raios. De posse destes resultados, através de uma análise do que neles constava pudemos estabelecer algumas hipóteses acerca do comportamento das bolhas de plasma mediante influência do PRVD e também das AGW's, onde buscamos resumir o que fora percebido no que diz respeito à importância das AGW's como mecanismo responsável por iniciar e/ou acelerar a CII e também no que se refere à importância do PRVD como mecanismo de início da CII. Além disto, discutimos como uma possível combinação destes dois fatores (PRVD e AGW's) poderia atuar como mecanismo de geração da CII convergindo na ocorrência de bolhas de plasma.

Na análise apresentada para os dias 11/09/2009 e 15/09/2009 em que não houve ocorrência de bolhas de plasma é destacado o fato de que em na ausência de PRVD, independentemente da atividade de AGW's nossas observações mostram que não há desenvolvimento da CII. Baseado nisto, é razoável reafirmar que, de fato, conforme já previsto, o PRVD (ainda que fraco) é condição necessária para o desenvolvimento da CII conforme indicam os resultados do dia 11/09/2009. Além disto, os resultados apresentados para o dia 15/09/2009 indicam que em casos onde o PRVD seja fraco, caso a atividade de AGW's não seja severa não há desenvolvimento da CII o suficiente para gerar bolhas de plasma.

Quando tratamos com alguns dos dias onde houve ocorrência de bolhas no mês de Setembro de 2009, mais especificamente os dias 16/09/2009 e 21/09/2009, outras

interessantes hipóteses puderam ser acrescentadas às demais. No caso do dia 16/09/2009 é possível, baseado nos dados, verificar que a velocidade de deriva vertical foi pouco alterada no horário do PRVD, continuando muito baixa, também o número de ocorrência de raios foi baixo, o que leva a inferência de que a atividade de AGW's também o foi, neste caso, conforme o esperado não houve, no horário típico do PRVD, espalhamento da camada F (vide painel superior da Figura 3.13) e nem bolhas de plasma (vide Figura 3.15). O horário onde bolhas foram verificadas iniciou-se muito mais tarde (22h30 U.T.) e a estrutura apresentava intensidade relativamente fraca conforme mostra o keograma apresentado na Figura 3.15. Quando tratamos com o dia 21/09/2009 onde a velocidade da deriva vertical também foi bastante fraca, porém o número de raios foi consideravelmente maior durante o período observado os resultados mostram uma tendência diferente, podendo se verificar a existência de bolhas a partir das 21h30 U.T.. Baseado nestes resultados parece-nos correto afirmar que a intensa atividade de AGW's na presença de existência de PRVD (ainda que ameno) pode influenciar o crescimento da CII e subsequente aparecimento de bolhas de plasma. Segue que nestes casos, a diferença residiu na presença das AGW's que foram o fator que propiciou as condições adequadas ao desenvolvimento da CII e ao surgimento das bolhas de plasma mais cedo e com maior intensidade.

Ao tratarmos com os dias de Outubro em que houve registro de bolhas de plasma, a saber, 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009, também há importantes informações advindas das observações. No dia 23/10/2009 há uma ocorrência de PRVD mais intensa que nos outros dias mencionados, e neste dia houve espalhamento da camada F logo no horário do PRVD e também bolhas ionosféricas foram visualizadas conforme mostra a Figura 3.20, o que mais uma vez indica a importância do PRVD no processo de geração das bolhas de plasma. Contudo, outra informação interessante reside no fato de que nos outros dois dias (13/10/2009 e 18/10/2009) a ocorrência de espalhamento (Spread-F) e bolhas de plasma foi mais intenso, mesmo com valores mais baixos de PRVD. Ao verificarmos as ocorrências de raios, podemos perceber que há um número muito maior nestes dias, o que indica forte atividade convectiva e conseqüentemente geração de AGW's. Desta informação segue que as AGW's também desempenham, de fato, importante papel influenciando no desenvolvimento da CII e conseqüentemente nas

estruturas das bolhas de plasma. Ainda, ao compararmos os dias 13/10/2009 e 18/10/2009, esta afirmação ganha mais sustentação, pois no dia 18/10/2009 o PRVD é deveras mais fraco que no dia 13/10/2009, entretanto, mesmo havendo várias estruturas no dia 13/10/2009 (vide Figura 3.18) as estruturas verificadas no dia 18/10/2009 (vide Figura 3.19) são mais intensas (de mais larga escala e com depleção extremamente severa) e isto também é verdade quando os dados da digissonda são analisados (vide barras azuis indicadoras do parâmetro  $Q_f$  na Figura 3.17). Destas informações segue que é embasada a afirmação de que a atividade intensa de AGW's exerce influência direta e de considerável magnitude no desenvolvimento da CII e geração de bolhas de plasma, conforme afirmado logo anteriormente.

Além disto, a abordagem estatística avaliando a correlação entre a ocorrência de raios e a medida de  $Q_f$  fornecido pela digissonda corrobora com as hipóteses que estabelecemos, fornecendo um coeficiente de correlação de 0,72 quando tomamos  $Q_f$  das 20h00 até 0h00 U.T. e de 0,52 quando tomamos o parâmetro  $Q_f$  das 20h00 U.T. até o final do espalhamento (avançando até o dia seguinte). Similarmente, uma análise da correlação utilizando os dados do imageador e comparando-os aos dados de ocorrência de raios, fornece um resultado de coeficiente de correlação de 0,59, mostrando mais uma vez uma coerência estatística em nossas hipóteses previamente estabelecidas. Ademais, o número de ocorrência de raios está bem relacionado com as variações temporais na velocidade de deriva vertical (ou seja, intensidade de AGW's), pois nos casos com maior número de ocorrência de raios as variações temporais na deriva vertical também são maiores.

No capítulo 4 foi apresentado um estudo para avaliar a hipótese de que o gradiente longitudinal do PRVD poderia atuar como mecanismo de geração da CII mesmo na ausência de qualquer outra perturbação. Durante a investigação buscamos avaliar se isto é de fato verídico e sob quais condições isto pode ocorrer. Vários casos foram propostos, buscando verificar vários cenários possíveis de serem encontrados na Ionosfera. A simulação mostrou alguns resultados muito interessantes, mediante os quais podemos admitir que:

- a) O PRVD é condição suficiente para gerar a CII e conseqüentemente surgimento de bolhas de plasma.
- b) Há condições limites para que isto ocorra, sendo estas,  $v_p > 60$  m/s,  $v_m > 20$  m/s e  $a_p > 40$  m/s. Estas condições, embora sejam severas, existem na Ionosfera equatorial como mostram os trabalhos de Fejer et al., (1996) e Abdu et al., (2010).
- c) Embora a escala de tamanho da fonte da instabilidade é extremamente grande quando comparada a demais comprimentos de onda empregados quando tratando com outras perturbações, contudo, a amplitude necessária para a fonte de perturbação (da velocidade) é de 40 m/s (Caso IV). Esta amplitude é aproximadamente 8 vezes maior que a velocidade de perturbação causada por perturbações de densidade ou ondas de gravidade (~5m/s), então, mesmo sendo a escala grande no Caso IV, se a amplitude da fonte geradora é grande o suficiente a larga escala de tal fonte continuará sendo efetivamente eficiente para produzir o desenvolvimento das bolhas de plasma.
- d) Esta escala de grande magnitude é sensível à amplitude e mesmo em casos onde a amplitude é maior que 30 m/s (como nos casos Ia e IIa) as bolhas de plasma não se desenvolvem. Então é apropriado supor que a escala espacial associada com o PRVD impõe a condição extrema para o desenvolvimento das bolhas de plasma.

No capítulo 5 foram realizadas simulações partindo dos dados observados, inserindo-os como parâmetros nas equações do modelo. Assim fazendo intentamos aproximar a situação real por meio das simulações e verificar se as hipóteses previamente estabelecidas de fato seriam verificadas.

As velocidades de deriva vertical representadas pelas curvas apresentadas no painel inferior direito da Figura 5.1 e referentes aos dias 13/10/2009, 18/10/2009 e 23/10/2009 foram aproximadas por intermédio de aproximação em expansão por séries de senos



(oitava ordem) e inseridas como parâmetro no modelo criado pelo autor desta dissertação.

Os resultados indicam que as hipóteses estabelecidas na ocasião da análise dos dados apresentados no capítulo 3 procedem.

No painel superior esquerdo da Figura 5.2 é possível constatar que a curva em verde que corresponde ao dia 18/10/2009 atinge uma velocidade de 300 m/s em pouco mais de 5500 segundos, seguida pela curva em vermelho que representa o dia 13/10/2009 e alcança este valor em aproximadamente 7000 segundos. Por último temos a curva em azul que denota o comportamento da deriva vertical para o dia 23/10/2009 onde houve o maior PRVD dentre estes três dias, entretanto, neste dia a velocidade de 300 m/s é alcançada em aproximadamente 8000 segundos, bem mais tarde que nos demais casos.

Além disto, os demais painéis da Figura 5.2 representam o comportamento das bolhas de plasma para cada um dos dias, 13/10/2009 (painel superior direito), 18/10/2009 (painel inferior esquerdo) e 23/10/2009 (painel inferior direito) no instante de tempo equivalente a 7000 segundos, onde é expressa a informação de que, seguindo a tendência indicada pela Figura 5.1, a estrutura referente ao dia 18/10/2009 está mais desenvolvida, seguida pela estrutura referente ao dia 13/10/2009 um pouco menos desenvolvida e, por fim, a estrutura referente ao dia 23/10/2009 que apresenta-se em estado muito menos desenvolvido neste mesmo instante do tempo, conforme já evidenciado na Figura 5.1.

Baseado nestes resultados obtidos por meio da inserção dos dados observados no modelo matemático computacional, e posterior consecução das simulações para averiguação de eventual ocorrência de estruturas e suas características, podemos concluir que as hipóteses apresentadas no capítulo 3 encontram forte sustentação a seu favor e a tendência hipotética apresentada no capítulo que trata acerca das observações é revelada como fidedigna, ao menos, isto é o que o modelo computacional mostra corroborando com o mostrado através da análise dos dados e do tratamento estatístico dos mesmos. Além disto, este resultado indica que de posse dos parâmetros acerca do

número de ocorrência de raios, AGW's e velocidade de deriva vertical antes do PRVD é possível avaliar em curto prazo a previsão de ocorrência de bolhas de plasma.

## 6.2. **Trabalhos futuros**

A partir dos resultados apresentados nesta dissertação o autor deseja, em trabalhos futuros, realizar simulações combinadas com efeitos do gradiente longitudinal do PRVD e AGW's, com a finalidade de verificar o comportamento das bolhas de plasma mediante imposição desta situação.

Ainda, a partir dos resultados apresentados nos capítulos 4 e 5, em ocasiões futuras, planejamos estender o modelo computacional para três dimensões e incluir os efeitos de dinâmica em regiões fora do equador para verificar se há influências de outros mecanismos que possam alterar os resultados aqui estabelecidos.

## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

ABDU, M.A.; BITTENCOURT, J.A.; BATISTA, I.S. Magnetic declination control of the Equatorial F-Region Dynamo electric field development and Spread-F. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, p. 443-446, 1981.

ABDU, M.A.; BATISTA, I.S.; BITTENCOURT, J.A. Some characteristics of spread F at the magnetic equatorial station Fortaleza. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, p. 6836-6842, 1981.

ABDU, M.A.; DE MEDEIROS, R.T.; BITTENCOURT, J.A.; BATISTA, I.S. Vertical ionization drift velocities and range type spread F in the evening equatorial ionosphere, **Journal of Geophysical Research**, v. 88, n. A1, p. 399-402, 1983.

ABDU, M.A.; KHERANI, E.A.; BATISTA, I.S.; DE PAULA, E.R.; FRITTS, D.; SOBRAL, J.H.A. Gravity wave initiation of equatorial spread F/plasma irregularities based on observational data from the SpreadFEx campaign. **Annales Geophysicae** (Paris), v. 27, p. 2607-2622, 2009.

ABDU, M.A.; BATISTA, I.S.; BRUM, C.G.M.; MACDOUGALL, J.; SANTOS, A.M.; DE SOUZA, J.R.; SOBRAL, J.H.A. Solar flux effects on the equatorial evening vertical drift and meridional winds over Brazil: A comparison between observational data and the IRI model and the HWM representations. **Advances in Space Research**, v. 46, p. 1078-1085, 2010.

ABDU, M.A.; BATISTA, I.S.; BERTONI, F.; REINISCH, B.W.; KHERANI, E.A.; SOBRAL, J.H.A. Equatorial ionosphere responses to two magnetic storms of moderate intensity from conjugate point observations in Brazil. **Journal of Geophysical Research**, v. 117, n. A05321, 2012.

APPLETON, E.V. Short wave echoes and the aurora borealis. **Nature**, v. 122, p. 879, 1928.

APPLETON, E.V. Radio Exploration of the upper atmospheric ionization. **Reports on progress in physics**, v. 2, p. 129, 1936.

BALSLEY, B.B. Electric fields in the equatorial ionosphere : A review of techniques and measurements. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v. 35, p. 1035, 1973.

BANKS, P.M.; KOCKARTS, G. **Aeronomy**. New York: Academic Press, 785p., 1973.

BARTH, C.A.; HILDEBRAND, A.F. The 5577Å airglow emission mechanism. **Journal of Geophysical Research**, v. 66, p. 985, 1961.

BASU, B. On the linear theory of equatorial plasma instability: Comparison of different descriptions. **Journal of Geophysical Research**, v. 107, p. 1199-1209, 2002.

BATISTA, I.S.; ABDU, M.A.; BITTENCOURT, J.A. Equatorial F region vertical plasma drifts: Seasonal and longitudinal asymmetries in the american sector. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, p. 12055-12064, 1986.

BATISTA, I.S.; MEDEIROS, R.T.; ABDU, M.A.; SOUZA, J.R.; BAILEY, G.J.; PAULA, E.R. Equatorial ionospheric vertical plasma drift model over brazilian region. **Journal of Geophysical Research**, v.101, p. 10887-10892, 1996.

BOOKER, H.G.; WELLS, H.W. Scattering of radio waves by the F-region of the Ionosphere. **Terrestrial Magnetism and Atmospheric Electricity**, v. 43, p. 249-256, 1938.

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

DUNGEY, J.W. Convective diffusion in the equatorial F-region. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 9, p. 304-310, 1956.

FARLEY, D. T.; BONELLI, E.; FEJER, B.G.; LARSEN, M.F. The pre-reversal enhancement of the zonal electric field in the equatorial ionosphere. **Journal of Geophysical Research**, v. 91, p. 13723–13728, 1986.

FEJER, B.G.; FARLEY, D.T.; WOODMAN, R.F.; CALDERON, C. Dependence of Equatorial F- Region vertical drifts on season and solar cycle. **Journal of Geophysical Research**, v. 84, p. 5792-5796, 1979.

FEJER, B.G.; DE PAULA, E.R.; SCHERLIESS, L. Incoherent scatter radar, ionosonde, and satellite measurements of equatorial F region vertical plasma drifts in the evening sector. **Geophysical Research Letters**, v. 23, p. 1733-1736, 1996.

FEJER, B.G.; SCHERLIESS, L.; DE PAULA, E.R. Effects of the vertical plasma drift velocity on the generation and evolution of equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v. 104, p. 19859-19869, 1999.

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

FRITTS, D.C.; ABDU, M.A.; BATISTA, B.R.; BATISTA, I.S.; BATISTA, P.P.; BURITI, R.; CLEMESHA, B.R.; DAUTERMANN, T.; DE PAULA, E.R.; FECHINE, B.J.; FEJER, B.G.; GOBBI, D.; HAASE, J.; KAMALABADI, F.; KHERANI, E.A.; LAUGHMAN, B.; LIMA, P.P.; LIU, H.L.; MEDEIROS, A.; PAUTET, P.D.; RIGGIN, D.M.; RODRIGUES, F.S.; SÃO SABBAS, F.; SOBRAL, J. H.A.; STAMUS, P.; TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M.J.; VADAS, S.L.; VARGAS, F.; WRASSE, C.M. Overview and summary of the Spread F Experiment (SpreadFEx). **Annales Geophysicae**, v. 27, p. 2141-2155, 2009.

HAERENDEL, G. **Theory of equatorial spread-F**. Garching, Germany: Max-Planck Institute for Extraterrestrial Physics, 1973.

HAERENDEL, G.; ECCLES, J.V.; ÇAKIR, S. Theory for modeling the equatorial evening ionosphere and the origin of the shear in the horizontal plasma flow. **Journal of Geophysical Research**, v. 97, p. 1209-1223, 1992.

HARGREAVES, J.K. **The solar-terrestrial environment**. New York: Cambridge University Press, 420 p., 1992.

HEELIS, R.A.; KENDALL, P.C.; MOFFETT, R.J.; WINDLE, D.W.; RISHBETH, H. Electrical coupling of the E- and F-regions and its effect on F-region drifts and winds. **Planetary and Space Science**, v. 22, p. 743-756, 1974.

HINES, C.O. Minimum vertical scale sizes in the wind structure above 100 kilometers. **Journal of Geophysical Research**, v. 69, p. 2847-2848, 1964.

HINES, C.O. **The Upper Atmosphere in Motion**. Washington: American Geophysical Union, 1027 p., 1974.

HUANG, C.S.; KELLEY, M.C. Nonlinear evolution of equatorial spread F 3. Plasma bubbles generated by structured electric fields. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, p. 303-313, 1996b.

INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS, (INPE). Imagem da atividade solar nas últimas duas décadas. São José dos Campos, 2013. Disponível em: <http://www.inpe.br/climaespacial/sol.php>. Acessado em 22 de Abril de 2013.

KELLEY, M.C.; LARSEN, M.F.; LaHOZ, C.; McCLURE, J.P. Gravity wave initiation of equatorial spread F: A case study. **Journal of Geophysical Research**, v. 86, p. 9087-9100, 1981.

KELLEY, M.C. **The earth's ionosphere**: plasma physics and eletrodynamics. 2. ed. New York: Academic Press, 572 p., 2009.

KHERANI, E.A.; DE PAULA, E.R.; BERTONI, F.C.P. Effects of the fringe field of Rayleigh-Taylor instability in the equatorial E and valley regions. **Journal of Geophysical Research**, v.109, n. A12, 2004.

KHERANI, E.A.; MASCARENHAS, M.; DE PAULA, E.R.; SOBRAL, J.H.A.; BERTONI, F. A three-dimensional simulation of Collisional-Interchange-Instability in the equatorial-low-latitude ionosphere. **Space Science Reviews**, v.121, p. 253-269, 2005.

KHERANI, E.A.; ABDU, M.A.; DE PAULA, E.R.; FRITTS, D.; SOBRAL, J.H.A.; MENESES JR., F.C. The impact of gravity waves rising from convection in the lower atmosphere on the generation and nonlinear evolution of equatorial bubble. **Annales Geophysicae**, v. 27, p. 1657-1668, 2009.

KHERANI, E.A.; ABDU, M.A.; FRITTS, D.C.; DE PAULA, E.R. The acoustic gravity wave induced disturbances in the equatorial ionosphere. In: ABDU, M.A., PANCHEVA, D.; BHATTACHARYYA, A. (eds.). **Aeronomy of the earth's atmosphere and ionosphere**. Dordrecht: Springer IAGA, Chapter 10, p. 141-162. Special Sopron Book Series 2, 2011.

KHERANI, E.A.; LOGNONNÉ, P.; HÉBERT, H., ROLLAND, L.; ASTAFYEVA, E.; OCCHIPINTI, G.; COÏSSON, P.; WALVER, D.; DE PAULA, E.R. Modelling of the total eletronic content and magnetic field anomalies generated by the 2011 Tohoku-Oki tsunami and associated acoustic-gravity waves. **Geophysical Journal International**, v. 191, p. 1049-1066, 2012.

KIRCHHOFF, V.W.J.H. **Introdução à geofísica espacial**. São Paulo: Nova Stella, edUSP, 1991.

KUO, C.L.; HUBA, J.D.; JOYCE, G.; LEE, L.C. Ionosphere plasma bubbles and density variations induced by pre-earthquake rock currents and associated surface charges. **Journal of Geophysical Research**, v. 116, n. A10317, 2011.

LI, G.; NING, B.; LIU, L.; REN, Z.; LEI, J.; SU, S.Y. The correlation of longitudinal/seasonal variations of evening equatorial pre-reversal drift and of plasma bubbles. **Annales Geophysicae**, v. 25, p. 2571-2578, 2007.

MAKELA, J.J.; LOGNONNÉ, P.; HÉBERT, H.; GEHRELS, T.; ROLLAND, L.; ALLGEYER, S.; KHERANI, E.A.; OCCHIPINTI, G.; ASTAFYEVA, E.; COÏSSON, P.; LOEVENBRUCK, A.; CLÉVÉDÉ, E.; KELLEY, M.C.; LAMOUREUX, J. Imaging and modeling the ionospheric airglow response over Hawaii to the tsunami generated by the Tohoku earthquake of 11 March 2011. **Geophysical Research Letters**, v. 38, n. 24, 2011.

MENDE, S.B.; EATHER, R.H. Monochromatic all-sky observations and auroral precipitation patterns. **Journal of Geophysical Research**, v. 81, p. 3771-3780, 1976.

MENDILLO, M.; BAUMGARDNER, J. Airglow characteristics of equatorial plasma depletions. **Journal of Geophysical Research**, v. 87, p. 7641-7652, 1982.

MURALIKRISHNA, P.; ABDU, M.A. Rocket measurements of ionospheric electron density from Brazil in the last two decades. **Advances in Space Research**, v. 37, p. 1091-1096, 2006.

RAPPAPORT, H.L. Localized modes with zonal neutral wind, diffusion, and shear in equatorial spread-F. **Journal of Geophysical Research**, v. 103, p. 29137-29154, 1998.

RATCLIFFE, J.A. **The magneto ionic theory**. Cambridge: University Press, 1959.

RATCLIFFE, J.A. **Physics of the upper atmosphere**. London: Academic Press, 1960.



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

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

ROCHA, B.R.P.; SOUZA, J.R.S.; PEREIRA, C.S.; MOTA, G.V.; ROCHA, E.J.P.; LOBATO, M.P.; LESSA, L.A.S.; MONTEIRO, J.H.A. Lightning characteristics time distribution over four locations in eastern Amazonia. INTERNATIONAL SYMPOSIUM ON LIGHTNING PROTECTION, 9., 2007, Foz do Iguaçu.

RODRIGUES, F.S.; DE PAULA, E.R.; ABDU, M.A.; JARDIM, A.C.; IYER, K.N.; KINTNER, P.M.; HYSELL, D.L. Equatorial spread F irregularity characteristics over Sao Luis, Brazil, using VHF radar and GPS scintillation techniques. **Radio Science**, v. 39, RS1S31, 2004.

RÖTTGER, J. Equatorial spread-F by electric fields and atmospheric gravity waves generated by thunderstorms. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 43, p. 453-462, 1981.

SANTANA, D.C. **Estudos da evolução temporal/espacial das derivas das depleções do plasma ionosférico por imagens digitais da aeroluminescência OI 630 NM noturna**. 2001. 131 p. (INPE-8179-TDI/759). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2000. Disponível em: <<http://urlib.net/sid.inpe.br/deise/2001/08.03.12.28>>. Acesso em 22 de Abril 2013.

SEKAR, R.; SUHASINI, R.; RAGHAVARAO, R. Effects of vertical winds and electric fields in the nonlinear evolution of equatorial spread F. **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n. A2, p. 2205-2213, 1994.

SEKAR, R.; KELLEY, M.C. On the combined effects of vertical shear and zonal electric field patterns on nonlinear equatorial spread F evolution. **Journal of Geophysical Research**, v. 109, A9, p. 20735-20747, 1998.

SOBRAL, J.H.A.; ABDU, M.A.; BATISTA, I.S. **Intense wavelike OI 6300Å nightglow disturbances at 22° 42' south, Brazilian zone, as detected by scanning photometric measurements.** São José dos Campos: INPE, 1978, (INPE 1253 – PE).

SOBRAL, J.H.A. Optical measurements of the quenching coefficient of the O(1D) state by collisions with ambient molecules utilizing the ionospheric heating experiment. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 40, p. 945-948, 1978.

SOBRAL, J.H.A.; CARLSON, H.C.; FARLEY, D.T.; SWARTZ, W.E. Nighttime dynamics of the F-region near Arecibo as mapped by airglow features. **Journal of Geophysical Research**, v. 83, n. A6, p. 2561-2566, 1978.

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

SOBRAL, J.H.A.; ABDU, M.A.; TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M.J.; DE PAULA, E.R.; ZAMLUTTI, C.J.; AQUINO, M.G.; BORBA, G.L. Ionospheric plasma bubble climatology over Brazil based on 22 years (1977-1998) of 630 nm airglow observations. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v.64, p.1517-1524, 2002.

SOUSASANTOS, J.; KHERANI, E.A.; SOBRAL, J.H.A. The simulation study of the Collisional-Interchange Instability seeded by the zonal structure of the pre-reversal electric field. Em revisão para o **Journal of Geophysical Research**, 2013.

SULTAN, P.J. Linear theory and modeling of the Rayleigh-Taylor instability leading to the occurrence of equatorial spread-F. **Journal of Geophysical Research**, v. 101, p. 26875-26891, 1996.

TAKAHASHI, H.; TAYLOR, M.J.; PAUTET, P.D.; MEDEIROS, A.F.; GOBBI, D.; WRASSE, C. M.; FECHINE, J.; ABDU, M.A.; BATISTA, I.S.; DE PAULA, E.R.; SOBRAL, J.H.A.; ARRUDA, D.; VADAS, S.; SÃO SABBAS, F.T.; FRITTS, D.C. Simultaneous observation of ionospheric plasma bubbles and mesospheric gravity waves during the SpreadFEx Campaign. **Annales Geophysicae** (Berlin), v. 27, p. 1477-1487, 2009.

TSUNODA, R.T. Satellite traces: An ionogram signature for large-scale wave structure and a precursor for equatorial spread F. **Geophysical Research Letters**, v. 35, p. 20110, 2008.

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

WOODMAN, R.F. Vertical drift velocities and east-west electric fields at magnetic equator. **Journal of Geophysical Research**, v. 75, p. 6249, 1970.

WOODMAN, R.F. Equatorial ionospheric irregularities as observed by the Jicamarca Radar. In: LOW-LATITUDE IONOSPHERIC PHYSICS, 1994, New York. **Proceedings of COSPAR Colloquium on Low-latitude ionospheric physics**. New York: Pergamon Press, 1994. (Cospar Colloquia Series, Volume 7).

WORLD WIDE LIGHTNING LOCATION NETWORK, (WWLLN). **Imagem da localização dos sensores da rede de detecção de raios**. Disponível em: <http://webflash.ess.washington.edu/>. Acessado em 22 de Abril de 2013.



APÊNDICE A – TABELA DE PROCESSOS QUÍMICOS NA IONOSFERA

Processo	Valores aproximados	Região D (50-90 km)		Região E (90-140 km)		Região F (~140-600 km)	
		Lyman- $\alpha$ 1216Å (ioniza NO) Raios-X 1-10Å	Elétrons > 30 keV Prótons > 1 MeV Raios Cósmicos	Extremo ultra-violeta (EUV) 911-1027Å Lyman- $\beta$ 1026Å $O_2$ ionizado por $\lambda < 1027Å$ Raios-x 10-170Å	Região F ~ (140-600 km)  EUV 170-911Å		
Fotoionização Solar							
Ionização Corpuscular							Elétrons aproximadamente < 1 keV
Recombinação íon-íon	$\alpha_i N^+ N^+$ ( $\alpha_i \sim 10^{-12} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$ )	Importante			Existem poucos íons negativos		Existem pouquíssimos íons negativos
Recombinação Elétron-íon	$\alpha_e N_e N^+$				Densidade do gás é muito baixa		Densidade do gás é muito baixa
Três corpos	$\alpha_3 \sim \alpha(b)$	Importante			Não é importante		Não é importante
Recombinação radiativa	$\alpha_r \sim 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$	Desprezível			Principal mecanismo de perda		Principal mecanismo de perda
Recombinação dissociativa	$\alpha_d \sim 10^{-13} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$	Importante					
Troca íon-átomo	$\beta(b)N_A^+ = \gamma n(M)N_A^+$						
$N_A^+$ = Concentração de íons atômicos	$\gamma \sim 10^{-17} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$	Não importante, pois a existência de íons atômicos é muito pequena					
Junção	$a(b)N_e = a_p(X)N_e + a_p(X)n(M)N_e$	Junção de três corpos é mais importante			Podem manter alguns íons negativos durante a noite		Falta muito íons negativos (junção radiativa)
Radiativa	$a_r \sim 10^{-21} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$						
Três corpos	$a_3 \sim 10^{-22} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$						
Disjunção colisional	$\delta(b)N_e = \kappa n(M)N_e$	Importante sobretudo à noite			Muito importante		Desprezível
Disjunção colisional	$\kappa \sim 10^{-22} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$						
Disjunção associativa	$\kappa \sim 10^{-16} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$						
Disjunção por moléculas metastáveis	$\kappa \sim 10^{-16} \text{ m}^3 \text{ s}^{-1}$						
Fotodisjunção pela radiação visível e longa radiação UV	$\rho N_e$	Causa principal da mudança de dia/noite de $N_e / N_e$			Efetivo durante o dia		Amplamente responsável pela ausência de íons negativos
	$p \sim 1 \text{ s}^{-1}$						

Tabela 1.1 – Processos químicos na Ionosfera

Fonte: Adaptado de Rishbeth e Garriot (1969).



## APÊNDICE B – DESENVOLVIMENTO NUMÉRICO

### B.1 Expansão de uma função em Séries de potências

Primeiramente, introduziremos as expansões em Séries de Maclaurin/Taylor.

Seja  $\phi = \phi(x, t) \in A \subset \mathbb{R}^n$ , onde  $A$  é um aberto, então, expandindo em termos da variável  $x$ , teremos:

$$\phi = \phi(0, t) + x \frac{\partial \phi(0, t)}{\partial x} + \frac{1}{2!} x^2 \frac{\partial^2 \phi(0, t)}{\partial x^2} + \dots \quad (\text{B.1})$$

Expandindo agora este resultado em termos da variável  $t$ , teremos:

$$\begin{aligned} \phi = & \phi(0,0) + t \left[ \frac{\partial \phi(0,0)}{\partial t} \right] + \left( \frac{t^2}{2!} \right) \left[ \frac{\partial^2 \phi(0,0)}{\partial t^2} \right] + x \left[ \frac{\partial \phi(0,0)}{\partial x} \right] + t \left\{ x \left[ \frac{\partial^2 \phi(0,0)}{\partial x \partial t} \right] + \right. \\ & \left. \left[ \frac{\partial \phi(0,0)}{\partial x} \right] \left( \frac{\partial x}{\partial t} \right) \right\} + \left( \frac{t^2}{2!} \right) \left\{ x \left[ \frac{\partial^3 \phi(0,0)}{\partial x \partial t^2} \right] + \left[ \frac{\partial \phi(0,0)}{\partial x} \right] \left( \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} \right) \right\} + \left( \frac{x^2}{2!} \right) \left[ \frac{\partial^2 \phi(0,0)}{\partial x^2} \right] + \\ & t \left\{ \left( \frac{x^2}{2!} \right) \left[ \frac{\partial^3 \phi(0,0)}{\partial x^2 \partial t} \right] + \left( \frac{1}{2!} \right) \left[ \frac{\partial^2 \phi(0,0)}{\partial x^2} \right] \left[ \frac{\partial (x^2)}{\partial t} \right] \right\} + \frac{t^2}{2!} \left\{ \left( \frac{x^2}{2!} \right) \left[ \frac{\partial^4 \phi(0,0)}{\partial x^2 \partial t^2} \right] + \right. \\ & \left. \left( \frac{1}{2!} \right) \left[ \frac{\partial^2 \phi(0,0)}{\partial x^2} \right] \left[ \frac{\partial^2 (x^2)}{\partial t^2} \right] \right\} + \dots \end{aligned} \quad (\text{B.2})$$

Como  $x$  não é função de  $t$ , ou seja,  $\nabla x(t)$ , então a expressão fica:

$$\begin{aligned} \phi = & \phi(0,0) + t \left[ \frac{\partial \phi(0,0)}{\partial t} \right] + \left( \frac{t^2}{2!} \right) \left[ \frac{\partial^2 \phi(0,0)}{\partial t^2} \right] + x \left[ \frac{\partial \phi(0,0)}{\partial x} \right] + t \left\{ x \left[ \frac{\partial^2 \phi(0,0)}{\partial x \partial t} \right] \right\} + \\ & \left( \frac{t^2}{2!} \right) \left\{ x \left[ \frac{\partial^3 \phi(0,0)}{\partial x \partial t^2} \right] \right\} + \left( \frac{x^2}{2!} \right) \left[ \frac{\partial^2 \phi(0,0)}{\partial x^2} \right] + t \left\{ \left( \frac{x^2}{2!} \right) \left[ \frac{\partial^3 \phi(0,0)}{\partial x^2 \partial t} \right] \right\} + \\ & \frac{t^2}{2!} \left\{ \left( \frac{x^2}{2!} \right) \left[ \frac{\partial^4 \phi(0,0)}{\partial x^2 \partial t^2} \right] \right\} + \dots \end{aligned} \quad (\text{B.3})$$

Mantendo termos até segunda ordem, segue que:

$$\phi = \phi(0,0) + x \left[ \frac{\partial \phi(0,0)}{\partial x} \right] + t \left[ \frac{\partial \phi(0,0)}{\partial t} \right] + \left( \frac{1}{2!} \right) \left\{ x^2 \left[ \frac{\partial^2 \phi(0,0)}{\partial x^2} \right] + 2xt \left[ \frac{\partial^2 \phi(0,0)}{\partial x \partial t} \right] + t^2 \left[ \frac{\partial^2 \phi(0,0)}{\partial t^2} \right] \right\} + \dots \quad (\text{B.4})$$

Assim, similarmente, para uma função  $f$  de uma variável, digamos,  $x$  devemos ter:

$$f(x + \Delta x) = f(x) + \Delta x \frac{\partial f(x)}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2!} \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} + \frac{\Delta x^3}{3!} \frac{\partial^3 f(x)}{\partial x^3} + O(\Delta x^3) \quad (\text{B.5})$$

Segue que a derivada à direita fica:

$$\frac{\partial f(x)}{\partial x} = \frac{f(x+\Delta x) - f(x)}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (\text{B.6})$$

Ainda,

$$f(x - \Delta x) = f(x) - \Delta x \frac{\partial f(x)}{\partial x} + \frac{\Delta x^2}{2!} \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} - \frac{\Delta x^3}{3!} \frac{\partial^3 f(x)}{\partial x^3} + O(\Delta x^3) \quad (\text{B.7})$$

Logo a derivada à esquerda fica:

$$\frac{\partial f(x)}{\partial x} = \frac{f(x) - f(x-\Delta x)}{\Delta x} + O(\Delta x) \quad (\text{B.8})$$

Subtraindo (B.5) - (B.7), temos:

$$f(x + \Delta x) - f(x - \Delta x) = 2\Delta x \frac{\partial f(x)}{\partial x} + \frac{2\Delta x^3}{3!} \frac{\partial^3 f(x)}{\partial x^3} + O(\Delta x^3) \quad (\text{B.9})$$

Segue que a derivada centrada fica:

$$\frac{\partial f(x)}{\partial x} = \frac{f(x+\Delta x) - f(x-\Delta x)}{2\Delta x} + O(\Delta x^2) \quad (\text{B.10})$$

Também, fazendo (B.5) + (B.7), teremos:



$$f(x + \Delta x) + f(x - \Delta x) = 2f(x) + \Delta x^2 \frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} + O(\Delta x^3) \quad (\text{B.11})$$

Daí tem-se que a derivada segunda centrada será:

$$\boxed{\frac{\partial^2 f(x)}{\partial x^2} = \frac{f(x+\Delta x)+f(x-\Delta x)-2f(x)}{\Delta x^2} - O(\Delta x)} \quad (\text{B.12})$$

As Equações de Diferenças são amplamente utilizadas no tratamento numérico computacional de equações diferenciais parciais, devido à natureza discreta e finita computacional ao invés da contínua e infinita como na situação real (idealizada). O método das equações de diferenças consiste em tomar diferenças em lugar das diferenciais, assumindo que para um dado intervalo a variação é aproximadamente equivalente, ou seja, dada uma variável dependente, diferenciável, digamos,  $\theta(x)$ , então:

$$\frac{d(\theta)}{dx} \equiv \frac{\Delta\theta}{\Delta x} \quad (\text{B.13})$$

Assim, segue que podemos ter três possibilidades:

$$\begin{array}{l} \textit{derivada à direita} \\ \frac{\Delta\theta}{\Delta x} \equiv \left[ \frac{(\theta_{x+1}-\theta_x)}{\Delta\theta} \right] \end{array} \quad (\text{B.14})$$

$$\begin{array}{l} \textit{derivada à esquerda} \\ \frac{\Delta\theta}{\Delta x} \equiv \left[ \frac{(\theta_x-\theta_{x-1})}{\Delta\theta} \right] \end{array} \quad (\text{B.15})$$

$$\begin{array}{l} \textit{derivada centrada} \\ \frac{\Delta\theta}{\Delta x} \equiv \left[ \frac{(\theta_{x+1}-\theta_{x-1})}{2\Delta\theta} \right] \end{array} \quad (\text{B.16})$$

E, sendo  $\theta(x)$  diferenciável mais de uma vez ( $\in$  classe  $C^n \mid n > 1$ ) também teremos:

$$\frac{d^2(\theta)}{dx^2} \equiv \frac{\Delta^2 \theta}{\Delta x^2}, \quad \frac{d^3(\theta)}{dx^3} \equiv \frac{\Delta^3 \theta}{\Delta x^3}, \quad \dots, \quad \frac{d^n(\theta)}{dx^n} \equiv \frac{\Delta^n \theta}{\Delta x^n} \quad (\text{B.17})$$

De modo similar pode-se chegar às equações de diferenças de ordens superiores.

Há vários esquemas de equações de diferenças de acordo com o tipo de equação a ser tratada numericamente, entre estes existem classes distintas, são elas a dos Métodos Explícitos (ou seja, métodos que calculam o estado do sistema num tempo posterior ao estado atual do sistema), Métodos Implícitos (métodos que encontram a solução resolvendo uma equação que envolve ambos estados, atual e posterior do sistema) e Métodos Semi-Implícitos, que são métodos de dois passos, envolvendo um termo calculado como média dos estados atual e posterior do sistema.

## B.2 O esquema implícito de Crank-Nicolson

O esquema implícito de Crank-Nicolson é um esquema de Equações de Diferenças dito FTCS (Forward-Time Centered-Space), ou seja, progressivo no tempo e centrado no espaço, assim, este esquema assume diferenças finitas à direita para as variações temporais e diferenças finitas centradas para as variações espaciais. Além disto, o esquema de Crank-Nicolson é muito útil devido ao fato de que apresenta estabilidade incondicional.

Consideremos a equação diferencial parcial (parabólica) da difusão, advinda da Equação da Continuidade:

$$\begin{aligned} \frac{\partial u}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{\psi} = s &\Rightarrow \frac{\partial u}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \left[ \overbrace{-\kappa \vec{\nabla} u + \vec{v} u}^{(\vec{\psi})} \right] = s \Rightarrow \\ &\underbrace{\left( \frac{\partial u}{\partial t} - \kappa \vec{\nabla}^2 u \right)}_{\text{Difusão}} + \underbrace{\left[ u(\vec{\nabla} \cdot \vec{v}) + \vec{v} \cdot (\vec{\nabla} u) \right]}_{\text{Adveção}} = \underbrace{s}_{\text{(Termo fonte)}} \quad (\text{B.18}) \end{aligned}$$

Onde  $u$  é a variável dependente,  $\kappa$  é a difusividade (coeficiente de difusão),  $\vec{v}$  é a velocidade do ambiente, ou seja, a velocidade média na qual a quantidade está se movendo e  $s$  é o termo fonte, que indica a entrada ou saída das quantidades em um dado volume de controle.

Consideremos apenas o termo referente à difusão, então, utilizando o esquema implícito de Crank-Nicolson, podemos discretizar esta equação, e a equação de diferenças resultante fica:

$$u_j^{n+1} = u_j^n + \left( \frac{\kappa \Delta t}{2\Delta^2} \right) (u_{j+1}^{n+1} - 2u_j^{n+1} + u_{j-1}^{n+1}) + \left( \frac{\kappa \Delta t}{2\Delta^2} \right) (u_{j+1}^n - 2u_j^n + u_{j-1}^n) \quad (\text{B.19})$$

Onde os sobrescritos representam os pontos temporais e os subscritos representam os pontos espaciais na malha discreta espaço-temporal onde o método implementado toma lugar, além disto,  $\Delta t$  representa o passo temporal empregado e  $\Delta$  representa o passo espacial. A Figura B1 apresenta o diagrama espaço temporal do esquema de Crank-Nicolson.

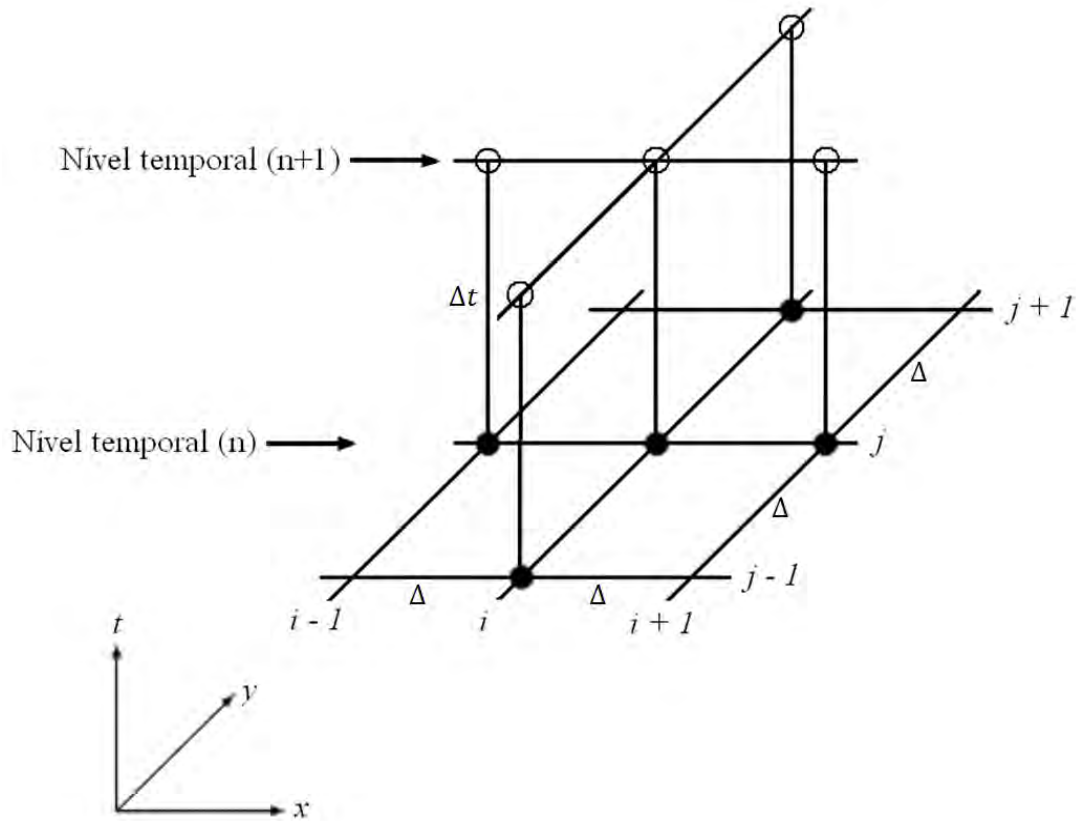


Figura B1 – Diagrama espaço-temporal do esquema implícito de Crank-Nicolson.

Analisando o método para um modo de Fourier  $\hat{u}e^{(ikx)}$ , teremos:

$$\hat{u}^{n+1} = \hat{u}^n - \left(\frac{\kappa\Delta t}{\Delta^2}\right)\{1 - \cos(k\Delta)\}\hat{u}^{n+1} - \left(\frac{\kappa\Delta t}{\Delta^2}\right)\{1 - \cos(k\Delta)\}\hat{u}^n \quad (\text{B.20})$$

Donde segue que o fator de amplificação satisfaz a equação:

$$g = 1 - \frac{\kappa\Delta t}{\Delta^2}\{1 - \cos(k\Delta)\}g - \frac{\kappa\Delta t}{\Delta^2}\{1 - \cos(k\Delta)\} \Rightarrow g = \frac{\left\{1 - \left[\frac{2\kappa\Delta t}{\Delta^2} \text{sen}^2\left(\frac{k\Delta}{2}\right)\right]\right\}}{\left\{1 + \left[\frac{2\kappa\Delta t}{\Delta^2} \text{sen}^2\left(\frac{k\Delta}{2}\right)\right]\right\}} \quad (\text{B.21})$$

Onde  $g$  é um número real e,  $\forall$  números de onda  $k$  e todos os passos temporais a magnitude de  $g$  é sempre menor que uma unidade, assim sendo, a Condição de Von Neumann é sempre satisfeita, então o Método de Crank-Nicolson é incondicionalmente

estável, e sua precisão é de segunda ordem em ambos, tempo e espaço, contudo, a precisão e a estabilidade são obtidos a custo de um processo mais complexo na determinação das variáveis  $u_j^{n+1} \forall j$ , de modo que estas novas variáveis não são definidas explicitamente, e sendo assim, precisamos resolver uma equação matricial a cada passo temporal para obter estas variáveis.

### B.2.1 A Equação da Continuidade

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{F} = 0 \quad (\text{B.22})$$

|  $\vec{F} = n\vec{u}$ , onde  $\vec{u}$  é o vento e  $n$  é a densidade, ou seja,  $\vec{F}$  é o fluxo através de um dado volume de controle.

Podemos reescrever (B.22) como:

$$\frac{\partial n}{\partial t} + \vec{F} \cdot \left[ \left( \frac{1}{n} \right) \vec{\nabla} n \right] = 0 \quad (\text{B.23})$$

$$| \vec{F} \cdot \left[ \left( \frac{1}{n} \right) \vec{\nabla} n \right] = \vec{\nabla} \cdot \vec{F} \quad (\text{assumindo o caso eletrostático})$$

Assim, utilizando o método implícito de Crank-Nicolson, temos:

$$n_j^{t+1} = n_j^t - \Delta t \left[ \frac{\partial F_z^{t+1}}{\partial z} + \frac{\partial F_v^{t+1}}{\partial v} \right] \Rightarrow \quad (\text{B.24})$$

$$\boxed{n_j^{t+1} = n_j^t - \Delta t \left\{ \left[ \frac{F_{zg}(i, j)}{\Delta z} \right] \left[ \frac{n_{zg}(i, j+1) - n_{zg}(i, j-1)}{n_g(i, j+1) + n_g(i, j-1)} \right] + \left[ \frac{F_{vg}(i, j)}{\Delta v} \right] \left[ \frac{n_{vg}(i, j+1) - n_{vg}(i, j-1)}{n_g(i+1, j) + n_g(i-1, j)} \right] \right\}} \quad (\text{B.25})$$

Onde os subscritos  $zg$  e  $vg$  indicam que estamos tratando com valores zonais e verticais das grandezas as quais estes se referem, respectivamente, além disto, a letra  $g$  indica que estes valores são, na realidade, assumidos como aproximação inicial, que será

posteriormente refinada através da utilização de um método de solução de sistemas de matrizes. No caso do trabalho apresentado nesta dissertação foi empregado o método Sucessive Over Relaxation (S.O.R.) para este fim. Ainda, os sobrescritos indicam o tempo ao qual a respectiva variável pertence, e também, os índices  $i$  e  $j$  representam os pontos verticais e zonais, respectivamente onde as variáveis às quais estes se referem são calculadas. Além disto,  $\Delta t$ ,  $\Delta z$  e  $\Delta v$ , representam os intervalos entre os pontos no tempo, distância zonal e distância vertical, respectivamente, da malha de simulação onde estas variáveis discretas tomam lugar.

### B.2.2 Equação do Potencial (para a Região F da Ionosfera):

A equação do potencial pode ser escrita (para a Região F da Ionosfera equatorial) como:

$$\begin{aligned}
& \frac{\partial}{\partial z} \left\{ \sigma_p (E_z + W_v B_{eq} + \delta E_z) + \sigma_H \left[ \left( E_v - W_z B_{eq} + \left( \frac{B_{eq}}{K_i} \right) \left( \frac{g}{v_{in}} \right) + \delta E_v \right) \right] \right\} \\
& + \frac{\partial}{\partial v} \left\{ \sigma_p \left[ E_v - W_z B_{eq} + \left( \frac{B_{eq}}{K_i} \right) \left( \frac{g}{v_{in}} \right) + \delta E_v \right] \right. \\
& \left. - \sigma_H (E_z + W_v B_{eq} + \delta E_z) \right\} = 0 \Rightarrow \\
& \overbrace{\frac{\partial}{\partial z} [(\sigma_p \delta E_z) + (\sigma_H \delta E_v)] + \frac{\partial}{\partial v} [(\sigma_p \delta E_v) - (\sigma_H \delta E_z)]}^{\text{Termo fonte } (-S_t)} = \\
& - \left[ \frac{\partial}{\partial z} (\sigma_p E'_z + \sigma_H E'_v) + \frac{\partial}{\partial v} (\sigma_p E'_v - \sigma_H E'_z) \right] \tag{B.26}
\end{aligned}$$

Onde  $\sigma_p$  indica a Condutividade Pedersen,  $\sigma_H$  indica a Condutividade Hall,  $E_z$  e  $E_v$  representam os campos elétricos ambientes na direção zonal e vertical, respectivamente.  $W_z$  e  $W_v$  representam as componentes zonais (subscrito  $z$ ) e verticais (subscrito  $v$ ) dos ventos neutros, ainda,  $B_{eq}$  é a magnitude do campo magnético no Equador (que, em termos vetoriais é dirigida na direção norte), além disto,  $\delta E_z$  e  $\delta E_v$  representam as componentes na direção zonal e vertical, respectivamente, dos campos elétricos de

polarização, tais que  $\delta E_z = -\frac{\partial \phi}{\partial z}$  e  $\delta E_v = -\frac{\partial \phi}{\partial v}$ , sendo  $\phi$  o potencial elétrico perturbado. Também,  $g$  representa a gravidade,  $K_i$  é a taxa entre a girofrequência e a frequência de colisão de íons-partículas neutras e  $\nu_{in}$  é esta frequência de colisão entre os íons e as partículas neutras. Por fim,  $E'_z$  e  $E'_v$  representam as componentes na direção zonal e vertical, respectivamente, dos campos elétricos totais, ou seja, estes termos incluem o campo elétrico advindo dos efeitos da interação dos ventos neutros com o campo geomagnético e o campo elétrico proveniente do efeito da gravidade ao campo elétrico ambiente, ou seja,  $E'_z = E_z + W_v B_{eq}$  e  $E'_v = E_v - W_z B_{eq} + \left(\frac{B_{eq}}{K_i}\right)\left(\frac{g}{\nu_{in}}\right)$ .

Segue que:

$$S = \sigma_p \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial v^2} \right) + \sigma_H \left( \frac{\partial^2 \phi}{\partial z \partial v} - \frac{\partial^2 \phi}{\partial v \partial z} \right) + \frac{\partial \phi}{\partial z} \left[ \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial z} - \frac{\partial(\sigma_H)}{\partial v} \right] + \frac{\partial \phi}{\partial v} \left[ \frac{\partial(\sigma_H)}{\partial z} + \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial v} \right] = 0 \text{ (Teorema de Schwarz)}$$
(B.27)

Na região F da Ionosfera equatorial,  $\frac{\sigma_H}{\sigma_p} \ll 1$ , então,

$$\frac{1}{\sigma_H} \left[ \frac{\partial(\sigma_H)}{\partial v} \right] = \frac{1}{\sigma_p} \left[ \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial v} \right] \Rightarrow \frac{\partial(\sigma_H)}{\partial v} = \frac{\sigma_H}{\sigma_p} \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial v} \cong 0, \text{ assim, segue que:}$$

$$\boxed{\frac{S}{\sigma_p} = \frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial v^2} + \frac{1}{\sigma_p} \left\{ \left[ \frac{\partial \phi}{\partial z} \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial z} \right] + \left[ \frac{\partial \phi}{\partial v} \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial v} \right] \right\}}$$
(B.28)

Ainda, de B.26, temos que na Região F da Ionosfera Equatorial:

$$S = \frac{\partial}{\partial z} (\sigma_p E'_z + \sigma_H E'_v) + \frac{\partial}{\partial v} (\sigma_p E'_v - \sigma_H E'_z)$$
(B.29)

Logo,

$$\frac{S}{\sigma_p} = \frac{\partial(E'_z)}{\partial z} + E'_z \left( \frac{1}{\sigma_p} \right) \left[ \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial z} \right] + \frac{\partial(E'_v)}{\partial v} + E'_v \left( \frac{1}{\sigma_p} \right) \left[ \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial v} \right] \quad (\text{B.30})$$

Ademais, para o caso eletrostático, assumido devido ao fato de a variação do campo geomagnético ser desprezível em relação à escala de tempo dos fenômenos avaliados, segue que, na Região F:

$$\boxed{\frac{S}{\sigma_p} = E'_z \left( \frac{1}{\sigma_p} \right) \left[ \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial z} \right] + E'_v \left( \frac{1}{\sigma_p} \right) \left[ \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial v} \right]} \quad (\text{B.31})$$

Assim, das equações (B.28) e (B.31), temos que:

$$\boxed{\frac{\partial^2 \phi}{\partial z^2} + \frac{\partial^2 \phi}{\partial v^2} + \frac{\partial \phi}{\partial z} \left[ \left( \frac{1}{\sigma_p} \right) \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial z} \right] + \frac{\partial \phi}{\partial v} \left[ \left( \frac{1}{\sigma_p} \right) \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial v} \right] = E'_z \left[ \left( \frac{1}{\sigma_p} \right) \frac{\partial(\sigma_p)}{\partial z} \right]} \quad (\text{B.32})$$

Na equação (B.32), consideramos apenas o efeito devido a fonte zonal de perturbação eletrostática ( $S_z$ ).

Aplicando o esquema de Crank-Nicolson à equação (B.26), teremos:

$$\begin{aligned} & \left[ \frac{\phi(i,j+1) + \phi(i,j-1) - 2\phi(i,j)}{(\Delta z)^2} \right] + \left[ \frac{\phi(i+1,j) + \phi(i-1,j) - 2\phi(i,j)}{(\Delta v)^2} \right] + \\ & \left( \frac{1}{\Delta z} \right) \left[ \frac{\phi(i,j+1) + \phi(i,j-1)}{2} \right] \left[ \frac{\sigma_p(i,j+1) - \sigma_p(i,j-1)}{\sigma_p(i,j+1) + \sigma_p(i,j-1)} \right] + \\ & \left( \frac{1}{\Delta v} \right) \left[ \frac{\phi(i+1,j) + \phi(i-1,j)}{2} \right] \left[ \frac{\sigma_p(i+1,j) - \sigma_p(i-1,j)}{\sigma_p(i+1,j) + \sigma_p(i-1,j)} \right] = S_z \Rightarrow \end{aligned}$$

Seja  $\xi = -\frac{(\Delta z)^2(\Delta v)^2}{2[(\Delta z)^2 + (\Delta v)^2]}$ , então, segue que:

$$\phi_j^{t+1} = -\xi \left\{ S_{z_j}^{t+1} + \frac{\delta E_{zg}}{\Delta z} \left[ \frac{n_z(i,j+1) - n_z(i,j-1)}{n(i,j+1) + n(i,j-1)} \right] + \frac{\delta E_{vg}}{\Delta v} \left[ \frac{n_v(i+1,j) - n_v(i-1,j)}{n(i+1,j) + n(i-1,j)} \right] \right\}$$



$$\left[ \frac{\phi_g(i, j+1) + \phi_g(i, j-1)}{(\Delta z)^2} \right] - \left[ \frac{\phi_g(i+1, j) + \phi_g(i-1, j)}{(\Delta v)^2} \right] \quad (\text{B.33})$$

Sendo os significados dos subscritos e sobrescritos os mesmos anteriormente descritos na ocasião onde a discretização da Equação da Continuidade foi fornecida.

### **B.3 O método Successive Over Relaxation (S.O.R.)**

Ao resolver equações diferenciais aplicando o método das diferenças finitas, a função é transformada em um vetor de dimensão finita, um operador diferencial é transformado em um operador matricial e as equações diferenciais são transformadas em equações matriciais finitas. As matrizes que surgem quando aplicamos o método de diferenças finitas têm propriedades que podem ser exploradas para resolver de modo mais rápido e efetivo computacionalmente tais matrizes, haja vista que tentar resolver estas matrizes por intermédio da Regra de Cramer é impraticável em casos cujas dimensões das matrizes envolvidas são grandes, devido ao cálculo demasiado laborioso e ao tempo que teria de ser dispensado para este fim.

A propriedade fundamental em nosso caso é que embora as matrizes em nossos cálculos sejam geralmente de dimensões muito grandes, estas matrizes advindas do método de diferenças finitas são matrizes esparsas, ou seja, há poucos elementos cujos valores são diferentes de zero, isto é fruto do fato de que em problemas físicos os pontos locais são intimamente acoplados, enquanto pontos distantes no espaço são, em geral, fracamente acoplados.

Quando tratamos com problemas em uma dimensão as matrizes resultantes geralmente têm uma propriedade adicional de sendo esparsas, serem também tridiagonais, o que significa que somente elementos ao longo das três diagonais principais são portadoras de elementos não nulos. Em casos onde tratamos com problemas bidimensionais, como é o caso no modelo apresentado nesta dissertação de mestrado, as matrizes resultantes não são tridiagonais, mais sim quindigonais, então, o que fazemos é tratar isoladamente de cada componente, ou seja, teremos matrizes tridiagonais para cada

componente. Os esquemas de matrizes quindigonais e tridiagonais são apresentados na Figura B2.

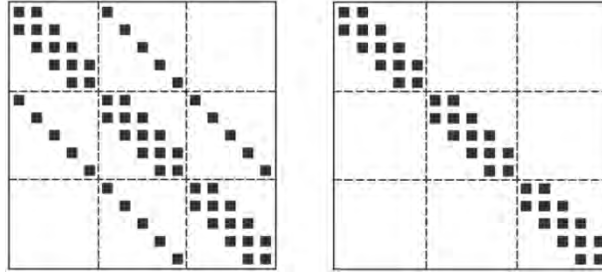


Figura B2 – Esquemas de matrizes quindigonais e tridiagonais.

A característica esparsa destas matrizes permite o uso de métodos iterativos, como o Sucessive Over Relaxation (S.O.R.), onde uma solução suposta é usada e através de sucessivas iterações obtêm-se soluções melhoradas.

Dada uma equação matricial:

$$\mathbf{A}\mathbf{u} = \mathbf{w} \quad (\text{B.34})$$

Onde  $\mathbf{A}$  é a matriz (tridiagonal em nosso caso),  $\mathbf{w}$  é o vetor conhecido e  $\mathbf{u}$  é o vetor a ser determinado, podemos supor uma solução para algum valor inicial de  $\mathbf{u}$ , digamos  $\mathbf{u}^{(0)}$  e assim proceder em  $p$  passos sucessivos na tentativa de obter a solução “inexata” melhorada  $\mathbf{u}^{(p)}$ . Seja a equação matricial:

$$\mathbf{u}^{(p+1)} = \mathbf{P}\mathbf{u}^{(p)} + \mathbf{c} \quad (\text{B.35})$$

Onde  $\mathbf{P}$  é a matriz de iteração, e uma solução melhorada  $\mathbf{u}^{(p+1)}$  é derivada explicitamente à partir da solução prévia  $\mathbf{u}^{(p)}$ . A matriz  $\mathbf{P}$  é relacionada a uma dada matriz  $\mathbf{A}$ , e o vetor constante  $\mathbf{c}$  está relacionado com o vetor dado  $\mathbf{w}$ . No limite para  $p$  suficientemente grande podemos alcançar a convergência, tal que:

$$\lim_{p \rightarrow \infty} \mathbf{u}^{(p)} = \mathbf{P}\mathbf{u}^{(p)} + \mathbf{c} \quad (\text{B.36})$$

Sendo assim, o vetor  $\mathbf{u}^{(\infty)}$  satisfaz a equação matricial:

$$(\mathbf{I} - \mathbf{P})\mathbf{u}^{(\infty)} = \mathbf{c} \quad (\text{B.37})$$

Logo,  $\mathbf{u}^{(\infty)}$  será a solução se a equação (B.37) for consistente com a equação (B.34), assim, o vetor  $\mathbf{c}$  está relacionado com o vetor dado  $\mathbf{w}$  através da matriz não-singular  $\mathbf{T}$ , ou seja:

$$\mathbf{c} = \mathbf{T}\mathbf{w} \quad (\text{B.38})$$

então a matriz de iteração deve satisfazer:

$$\mathbf{T}^{-1}(\mathbf{I} - \mathbf{P}) = \mathbf{A} \Rightarrow \mathbf{P} = \mathbf{I} - \mathbf{T}\mathbf{A} \quad (\text{B.29})$$

Ainda, assumindo que todos os elementos da diagonal sejam elementos finitos, podemos escrever:

$$\mathbf{A}'\mathbf{u} = \mathbf{w}' \quad (\text{B.30})$$

$$\mathbf{A}' = \mathbf{D}^{-1}\mathbf{A} = \mathbf{I} + \mathbf{U}' + \mathbf{L}' \quad (\text{B.31})$$

Nas equações acima,  $\mathbf{D}$  é a diagonal principal da matriz,  $\mathbf{L}$  é a matriz triangular inferior,  $\mathbf{U}$  é a matriz triangular superior, conforme mostrado na Figura (B3).

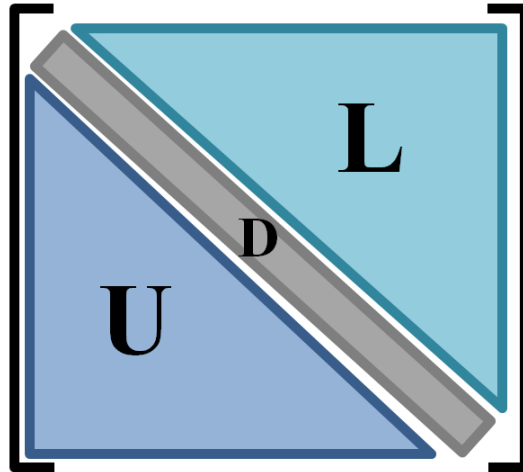


Figura B3 – Diagrama das partes divididas ( $U$ ,  $L$  e  $D$ ) de uma dada matriz  $A$ .

No caso do método Sucessive Over Relaxation, que é uma variação otimizada do método de Gauss-Seidel, devemos ter:

$$(I + \omega L')u^{(p+1)} = (1 - \omega)Iu^{(p)} - \omega U'u^{(p)} + \omega w' \Rightarrow$$

$$u^{(p+1)} = (I + \omega L')^{-1}[(1 - \omega)I - \omega U']u^{(p)} + (I + \omega L')^{-1}\omega w' \quad (\text{B.32})$$

No caso do método de Gauss-Seidel, o parâmetro  $\omega$  é tomado como igual à unidade, ou seja,  $\omega = 1$ , já no caso do método S.O.R., o parâmetro  $\omega$  é tomado maior que a unidade, ( $\omega > 1$ ), existe ainda um outro caso quando toma-se  $\omega < 1$ , este caso é chamado Sucessive Under Relaxation. Conforme dito anteriormente, na resolução das equações matriciais que foram tratadas no trabalho apresentado nesta dissertação foi empregado o método Sucessive Over Relaxation.

## **PUBLICAÇÕES TÉCNICO-CIENTÍFICAS EDITADAS PELO INPE**

### **Teses e Dissertações (TDI)**

Teses e Dissertações apresentadas nos Cursos de Pós-Graduação do INPE.

### **Manuais Técnicos (MAN)**

São publicações de caráter técnico que incluem normas, procedimentos, instruções e orientações.

### **Notas Técnico-Científicas (NTC)**

Incluem resultados preliminares de pesquisa, descrição de equipamentos, descrição e ou documentação de programa de computador, descrição de sistemas e experimentos, apresentação de testes, dados, atlas, e documentação de projetos de engenharia.

### **Relatórios de Pesquisa (RPQ)**

Reportam resultados ou progressos de pesquisas tanto de natureza técnica quanto científica, cujo nível seja compatível com o de uma publicação em periódico nacional ou internacional.

### **Propostas e Relatórios de Projetos (PRP)**

São propostas de projetos técnico-científicos e relatórios de acompanhamento de projetos, atividades e convênios.

### **Publicações Didáticas (PUD)**

Incluem apostilas, notas de aula e manuais didáticos.

### **Publicações Seriadas**

São os seriados técnico-científicos: boletins, periódicos, anuários e anais de eventos (simpósios e congressos). Constam destas publicações o International Standard Serial Number (ISSN), que é um código único e definitivo para identificação de títulos de seriados.

### **Programas de Computador (PDC)**

São a seqüência de instruções ou códigos, expressos em uma linguagem de programação compilada ou interpretada, a ser executada por um computador para alcançar um determinado objetivo. São aceitos tanto programas fonte quanto executáveis.

### **Pré-publicações (PRE)**

Todos os artigos publicados em periódicos, anais e como capítulos de livros.