



MINISTÉRIO DA CIÊNCIA E TECNOLOGIA  
**INSTITUTO NACIONAL DE PESQUISAS ESPACIAIS**

INPE- 12330-TDI/993

**VARIABILIDADE DA ABSORÇÃO DE RUÍDO CÓSMICO VIA  
RIÔMETRO E MODELAGEM NUMÉRICA DOS  
PROCESSOS ASSOCIADOS**

Christiano Garnett Marques Brum

Tese de Doutorado do Curso de Pós-Graduação em Geofísica Espacial, orientada pelos  
Drs. Mangalathayil Ali Abdu e Inez Staciarini Batista, aprovada em  
28 de maio de 2004.

551.510.535

BRUM, C. G. M.

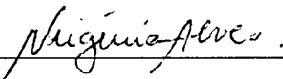
Variabilidade da absorção de ruído cósmico via  
riômetro e modelagem numérica dos processos associados /  
C. G. M. Brum. – São José dos Campos: INPE, 2004.  
297p. – (INPE-12330-TDI/993).

1.Ruído cósmico. 2.Riômetros. 3.Efeitos da atividade  
solar. 4.Baixa ionosfera. 5.Raios cósmicos galáticos.

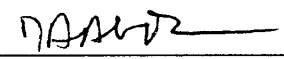
I..Título.

Aprovado pela Banca Examinadora em cumprimento ao requisito exigido para a obtenção do Título de **Doutor em Geofísica Espacial**.

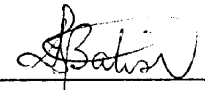
Dra. Maria Virgínia Alves

  
\_\_\_\_\_  
Presidente/INPE, SJCampos-SP

Dr. Mangalathayil Ali Abdu

  
\_\_\_\_\_  
Orientador /INPE, SJCampos-SP

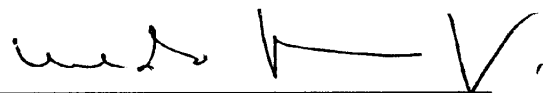
Dra. Inez Staciarini Batista

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

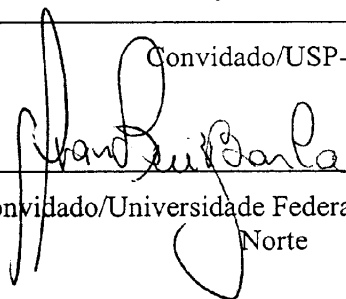
Dra. Neusa Maria Paes Leme

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

Dr. Oswaldo Massambani

  
\_\_\_\_\_  
Convidado/USP-IAG

Dr. Gilvan Luiz Borba

  
\_\_\_\_\_  
Convidado/Universidade Federal do Rio Grande do Norte

**Aluno(a): Christiano Garnett Marques Brum**

São José dos Campos, 28 de maio de 2004.



“Que importância tem saber se a Terra é uma esfera, um cilindro, um disco ou uma superfície côncava? Importa saber é como devo conduzir-me em relação a mim mesmo, aos meus semelhantes e a Deus.”

**[São Basílio, século IV a.C]**



Conta certa lenda que duas crianças estavam patinando despreocupadas em um lago congelado. De repente, o gelo se quebrou e uma delas caiu, ficando presa na fenda que se formou. A outra, vendo o seu amigo preso e congelando, tirou um dos patins e começou a golpear o gelo com todas as suas forças, conseguindo por fim quebrá-lo e libertar o amigo. Quando os bombeiros chegaram e viram o que havia acontecido, perguntaram ao menino:

-Como você conseguiu fazer isso? É impossível que tenha conseguido quebrar o gelo, sendo tão pequeno e com mãos tão frágeis!

Nesse instante um ancião que passava pelo local comentou:

- Eu sei como ele conseguiu.

Todos perguntaram:

- Pode nos dizer como?!

- É simples – respondeu o velho. – Não havia ninguém ao seu redor para lhe dizer que não seria capaz.

(Albert Einstein – Citado por Thais Mehl ribas)





*Dedico este trabalho a meus pais e avós.*



## **AGRADECIMENTOS**

À FAPESP, Fundação de Amparo à Pesquisa do Estado de São Paulo, que me concedeu a bolsa de doutoramento e financiou a compra de equipamentos e materiais utilizados no desenvolvimento deste trabalho.

Ao Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais – INPE, pela oportunidade de estudos e utilização de suas instalações.

Ao **PROANTAR/SECIRM** do Brasil e **CNPq** - Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico, pelos apoios logísticos e financeiros para os trabalhos desenvolvidos na Estação Antártica Comandante Ferraz.

Ao Dr. Mangalathayil Ali Abdu e Dra. Inez Staciari Batista, pelo investimento em tempo e pelo compartilhamento de conhecimento, imprescindíveis para a finalização deste trabalho.

Agradeço aos técnicos responsáveis e envolvidos na manutenção, operação e coleta de dados de riômetro em Cachoeira Paulista, Gaspar e na Estação Antártica Comandante Ferraz.



## RESUMO

Neste trabalho são apresentadas três abordagens diferentes do comportamento da absorção ionosférica do ruído cósmico das regiões sub-auroral (Estação Antártica Comandante Ferraz - 62,56°S; 58,39°W) e da Anomalia Magnética do Atlântico Sul (AMAS) (Cachoeira Paulista-SP, 22,50°S, 45,00°W ; Gaspar-SC, 26,90°S; 48,89°W). Os estudos foram feitos através de registros de riômetros de oito anos consecutivos de dados (de 1989 a 1996). A primeira parte deste estudo apresenta o comportamento da absorção ionosférica à variabilidade com a atividade solar, direção e intensidade do campo magnético interplanetário (IMF), condições geomagnéticas e a suscetibilidade da baixa ionosfera das regiões em estudo às tempestades magnéticas e sub-tempestades aurorais. Constatou-se, através destas análises, que a baixa ionosfera sub-auroral é basicamente ionizada por raios cósmicos galácticos, cabendo à precipitação de elétrons um papel secundário, porém importante, nos processos de ionização desta região. As análises da região da AMAS sugerem que parte da absorção ionosférica acontece nas camadas superiores da ionosfera (camada F). Foi possível identificar a contribuição da Anomalia Equatorial na absorção ionosférica nos registros de Cachoeira Paulista, bem como os possíveis processos de intensificação e atenuação deste fenômeno associados à atividade geomagnética, às tempestades magnéticas e as sub-tempestades aurorais. Como segundo enfoque deste trabalho, fez-se um estudo das ocorrências de eventos de curta duração (precipitação de partículas e raios-X) e de longa duração (ondas de gravidade - *Travelling Ionospheric Disturbances* - TIDs). Nas análises dos eventos de curta duração são discutidas sua variabilidade e suas possíveis causas. Já nos eventos de longa duração, a discussão é baseada nos períodos destas perturbações oscilatórias. Por fim, a última abordagem deste trabalho consiste no desenvolvimento de um modelo ionosférico completo da baixa ionosfera, capaz de simular a precipitação de elétrons e a resposta deste meio através da análise da absorção do ruído cósmico a uma frequência de 30MHz. Este modelo engloba toda a química da baixa ionosfera, produção de pares de íons por fotoionização, precipitações de elétrons e raios cósmicos galácticos.



# **VARIABILITY OF COSMIC NOISE ABSORPTION BY RIOMETER AND MODELING OF THE ASSOCIATED PROCESSES**

## **ABSTRACT**

This work presents analysis of ionospheric absorption of cosmic noise observed by riometers at the sub-auroral region (Comandante Ferraz Brazilian Antarctic Station - 62,56° S; 58,39° W), and at the South Atlantic Magnetic Anomaly (SAMA) (Cachoeira Paulista 22,50° S, 45,00° W and Gaspar 26,90° S; 48,89° W). A total of eight years (1989-1996) of riometer records were analyzed in this study. First, we analyzed the behavior of ionospheric absorption and its relation to solar activity, direction and intensity of the Interplanetary Magnetic Field (IMF), geomagnetic conditions, and effects of geomagnetic storms and auroral sub-storms. The results show that the sub-auroral low-ionosphere is mainly ionized by galactic cosmic rays, and that electron precipitation plays a secondary role in the ionization process. Results of this analysis also show that a significant contribution of the ionospheric absorption at SAMA region occurs at higher altitudes (F-region). We were able to identify the contribution of the Equatorial Anomaly (also known as Appleton Anomaly) for the ionospheric absorption observed by the riometer at Cachoeira Paulista. We also suggest possible processes for the intensification and attenuation of ionospheric absorption, which would be associated with geomagnetic activity, geomagnetic storms and auroral sub-storms. Secondly, we analyzed the occurrence of short-duration (due to particle precipitation and X-rays) and long-duration (due to gravity waves – traveling ionospheric disturbances – TIDs) ionospheric absorption events. We focused on the analysis of the variability and possible causes of the short-duration events, and on the analysis of the periodicity of the long-duration oscillatory events. Finally, to complete our analysis we developed a full ionospheric model for the low-ionosphere. This model is able to predict the response of this region due to electron precipitation through analysis of the cosmic noise absorption at 30 MHz. This model takes into account all the chemistry and physics of the low ionosphere, ion production by photoionization, electron precipitation, and galactic cosmic rays.





## SUMÁRIO

	<u>Pág.</u>
<b>LISTA DE FIGURAS</b>	
<b>LISTA DE TABELAS</b>	
<b>CAPÍTULO 1 - INTRODUÇÃO</b> .....	29
1.1 A Atmosfera Terrestre.....	30
1.2 A Ionosfera.....	32
1.2.1 A Camada D da Ionosfera.....	33
1.2.2 A Camada E da Ionosfera.....	34
1.2.3 Fontes de Ionização da Baixa Ionosfera.....	34
1.2.4 Principais Íons Negativos da Baixa Ionosfera.....	37
1.2.5 Principais Íons Positivos da Baixa Ionosfera.....	41
1.3 Baixa Ionosfera das Regiões de Altas Latitudes.....	46
1.3.1 Fontes de Ionização das Altas Latitudes.....	46
1.3.2 Ionização da Baixa Ionosfera de Altas Latitudes Analisada a Partir de Dados Experimentais.....	49
1.4 A Anomalia Magnética do Atlântico Sul (AMAS).....	57
1.4.1 Os Cinturões de Radiação.....	61
1.4.2 Precipitação de Partículas na AMAS.....	63
1.4.3 Fluxos e Energias de Partículas Precipitantes na AMAS.....	68
1.5 Movimento de Partículas Carregadas na Magnetosfera e a Radio Absorção na Ionosfera.....	69
1.5.1 Movimento de Partículas Carregadas na Magnetosfera.....	70
1.5.1.1 Movimento de Bounce e o Cone de Perdas.....	70
1.5.1.2 Movimento de Deriva em Torno da Terra.....	74
1.5.1.3 Precipitação de Partículas.....	78
1.5.2 Propagação e Absorção de Ondas de Rádio de Alta Freqüência....	79
1.5.2.1 Equação de Appleton-Hartree (AH).....	79
1.5.2.2 Absorção Desviadora.....	81
1.5.2.3 Absorção Não-Desviadora.....	81
1.5.3 Freqüência de Colisão na Ionosfera.....	85
<b>CAPÍTULO 2 - INSTRUMENTAÇÃO E REDUÇÃO DE DADOS</b> .....	87
2.1 Ruído Cósmico.....	87
2.2 Sítios de Aquisição de Dados e Características das Regiões Estudadas.....	92
2.3 Sistema de Aquisição de Dados.....	93
2.4 Características dos Dados de Riômetro e Processos de Redução Utilizados.....	96
2.4.1 Processo de Redução dos Dados de Riômetro.....	97
2.4.1.1 Processo de Calibração dos Dados de Riômetro.....	97
2.4.1.1.1 Processos de Digitalização e Calibração dos Dados Analógicos de Riômetro.....	98

2.4.1.1.2	Processo de Calibração dos Dados Digitais de Riômetro.....	104
2.4.1.1.2.1	Método da Calibração Interativa (MCI).....	105
2.5	Processo de Correção da Série Temporal.....	112
2.6	Processo de Correção da Calibração.....	116
2.7	Considerações Finais do Processo de Redução de Dados.....	127
<b>CAPÍTULO 3 - ESTUDO DO COMPORTAMENTO DA ABSORÇÃO DO RÚIDO CÓSMICO PELA BAIXA IONOSFERA DAS REGIÕES SUB-AURORAL E DA ANOMALIA DO ATLÂNTICO SUL.....</b>		<b>129</b>
3.1	Método Utilizado na Parametrização da Absorção do Ruído Cósmico.....	130
3.2	Variabilidade da Baixa Ionosfera com o Ciclo Solar.....	132
3.3	Variabilidade da Baixa Ionosfera com o Campo Magnético Interplanetário (IMF).....	141
3.4	Variabilidade da Absorção Ionosférica do Ruído Cósmico à Atividade Geomagnética (índice $k_p$ ).....	157
3.5	Variabilidade da Absorção Ionosférica do Ruído Cósmico com as Tempestades Magnéticas em Função do Índice $D_{ST}$ .....	164
<b>CAPÍTULO 4 - ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS EVENTOS DETECTADOS.....</b>		<b>173</b>
4.1	Eventos de Curta Duração.....	173
4.1.1	Metodologia Aplicada na Detecção de Eventos de Curta Duração..	174
4.1.2	Metodologia Aplicada às Análises dos Eventos de Curta Duração..	177
4.1.3	Variabilidade dos Eventos de Curta Duração.....	181
4.2	Ondas de Gravidade Detectadas pelos Riômetros.....	188
4.2.1	Resposta da Ionosfera à Passagem de Ondas de Gravidade.....	189
4.2.2	Detecção e Análise dos TIDs.....	193
4.2.3	Análises dos Períodos das TIDs.....	195
<b>CAPÍTULO 5 - SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DA RESPOSTA DA BAIXA IONOSFERA À PRECIPITAÇÃO DE ELÉTRONS.....</b>		<b>201</b>
5.1	Descrição dos Eventos Seleccionados.....	201
5.2	Resposta da Baixa Ionosfera ao Espectro do Fluxo de Elétrons Precipitantes.....	203
5.3	Resposta da Baixa Ionosfera à Intensidade do Fluxo de Elétrons Precipitantes.....	207
5.4	Seleção das Condições Iniciais para a Simulação de Precipitação de Elétrons na Baixa Ionosfera.....	214
5.5	Simulação dos Eventos de Precipitação de Elétrons.....	221
<b>CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES.....</b>		<b>231</b>

<b>CAPÍTULO 7 - TRABALHOS FUTUROS</b> .....	239
<b>REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS</b> .....	241
<b>APÊNDICE A - RELAÇÕES ASTRONÔMICAS</b> .....	259
A.1 Transformação da Série Temporal Universal em Série Temporal Sideral.....	259
<b>APÊNDICE B</b> .....	261
B.1 Classificação da Atividade Geomagnética Através do Índice Magnético Planetário $K_p$ .....	261
B.2 Classificação das Tempestades Magnéticas Através do Índice $D_{ST}$ ...	262
<b>APÊNDICE C - RAIOS CÓSMICOS</b> .....	265
C.1 Raios Cósmicos Solares.....	265
C.2 Raios Cósmicos Galácticos.....	267
C.3 Interação dos Raios Cósmicos com a Atmosfera.....	271
C.3.1 Radiação Cósmica Primária.....	271
C.3.2 Radiação Cósmica Secundária.....	272
<b>APÊNDICE D - RIGIDEZ MAGNÉTICA</b> .....	275
<b>APÊNDICE E - MODELO COMPUTACIONAL DA BAIXA IONOSFERA</b> ...	277
E.1 Equação de Continuidade.....	278
E.2 Taxas de Produção.....	279
E.2.1 Taxa de Fotoionização.....	280
E.2.2 Taxa de Ionização por Precipitação de Elétrons.....	283
E.2.3 Taxa de Ionização por Raios Cósmicos Galácticos.....	286
E.3 Fluxos de Radiação.....	287
E.3.1 Fluxo de Irradiância de Lyman- $\alpha$ - Modelo Solar2000.....	287
E.3.2 Fluxo de Irradiância do EUV - Modelo EUVAC.....	289
E.3.3 Fluxos de Irradiância Fixos.....	291
E.3.3.1 Fluxo de Ultravioleta Geocoronal e Interplanetário.....	292
E.4 Seções Transversais de Foto-Absorção e Foto-Ionização.....	293
E.5 Solução Numérica do Modelo da Baixa Ionosfera.....	295



## LISTA DE FIGURAS

1.1	Distribuição vertical da temperatura na homosfera e heterosfera e variação com a altura dos principais componentes na atmosfera.....	31
1.2	Representação da formação de um pico de ionização de um possível constituinte na ionosfera e perfil ionosférico ilustrando as distintas regiões verticais para os períodos diurno e noturno.....	33
1.3	Principais fontes de ionização da baixa ionosfera terrestre.....	36
1.4	Representação esquemática das reações químicas envolvendo os íons negativos da baixa ionosfera durante o período noturno e diurno.....	39
1.5	Perfil de altitude dos principais íons negativos modelados para o meio dia e meia noite local na latitude de $50^{\circ}$ durante o verão do hemisfério norte.....	41
1.6	Perfil dos íons positivos registrados por Narcisi et al.. Íons com massa molecular de $30^{+}(NO^{+})$ , $32^{+}(O_2^{+})$ , $18^{+}(H_2O^{+})$ , $19^{+}(H_3O^{+})$ e $37^{+}(H_5O_2^{+})$ .....	43
1.7	Esquema químico dos íons positivos da baixa ionosfera.....	44
1.8	Distribuição de íons positivos durante um dia no período de solar mínimo.....	45
1.9	Esquema químico de produção de íons positivos da Camada E da ionosfera.....	45
1.10	Ilustração do corte do campo geomagnético.....	48
1.11	Perfis de densidade eletrônica durante o período diurno obtidos através de dados de foguetes na Estação Syowa em 1976.....	51
1.12	Perfis de densidade eletrônica durante o período noturno obtidos através de dados de foguetes na Estação Syowa em 1976.....	52
1.13	Perfis de densidade eletrônica durante o período diurno obtidos através de dados de foguetes na Estação Syowa entre 1971 e 1976.....	53
1.14	Perfis de densidade eletrônica durante o período noturno obtidos através de dados de foguetes na Estação Syowa entre 1971 e 1976.....	54
1.15	Variação da absorção ionosférica total dos dados dos dois riômetros instalados na Estação Antártica Comandante Ferraz.....	55
1.16	Melhores ajustes polinomiais da absorção ionosférica relativa total ( $A_T$ ) dos dados dos riômetros, do número de partículas incidentes de raios cósmicos e do número de manchas solares.....	56
1.17	Exemplificação grosseira do campo geomagnético desprezando a AMAS.....	58
1.18	Contornos de iso-intensidade do campo geomagnético apresentando a AMAS.....	59

1.19	Razão entre as intensidades $B/B_0$ do campo geomagnético na América do Sul em tempos passados ( $B$ ) e para o ano de 1992 ( $B_0$ ), obtidos por dados arqueológicos.....	60
1.20	Representação da distribuição de prótons de alta energia em função da distancia geocêntrica.....	62
1.21	Representação da distribuição de elétrons de alta energia em função da distancia geocêntrica.....	63
1.22	Variação longitudinal relativa das partículas e do fluxo de prótons precipitado nos hemisférios Sul e Norte.....	66
1.23	Altura de espelhamento de partículas para $L=1,8$ a 100km de altitude, em função da longitude.....	67
1.24	Taxas de Produção dos pares de íons para várias fontes de ionização atmosférica.....	68
1.25	Fluxo de prótons <i>versus</i> altura mínima de reflexão das ondas de VLF.....	69
1.26	Ilustração artística das invariantes adiabáticas.....	71
1.27	Deriva longitudinal provocada pelo gradiente da intensidade do campo geomagnético.....	75
1.28	Representação artística da deriva de curvatura.....	76
1.29	Cones de perdas nos meridianos noturnos e diurnos.....	78
1.30	Exemplo da absorção ionosférica de ondas de rádio de alta freqüência pela altitude.....	84
2.1	Representação do campo elétrico do ruído cósmico em função da freqüência.....	89
2.2	Perfis típicos de registros de ruídos cósmicos para diferentes freqüências (25, 50, 75 e 110 MHz).....	90
2.3	Representação artística da Via Láctea.....	91
2.4	Representação artística da diferença entre o dia sideral e solar considerando o movimento de translação da Terra.....	92
2.5	Representação artística das localizações dos sítios de coleta de dados de riômetros utilizados neste trabalho.....	93
2.6	Diagrama de blocos do funcionamento do riômetro.....	95
2.7	Carta gráfica apresentando os registros do riômetro conectado a antena oeste e vertical para o dia 18 de julho de 1996 e dados digitalizados para o mesmo período.....	99
2.8	Registros dos riômetros do sítio de Cachoeira Paulista com antena voltada ao zênite, seus pontos de calibração e as médias dos mesmos ( $m_0$ , $m_1$ , $m_2$ e $m_3$ ), para o período entre 02 e 04 de junho de 1996.....	100
2.9	Processo de seleção da série temporal onde serão alocados os pontos de calibração para a implementação da interpolação (calibração) dos dados de riômetro.....	101
2.10	Curvas obtidas através da média de dias quietos durante o período de baixa atividade solar para 4 pontos diferentes de observação.....	102
2.11	Diferença logarítmica entre os métodos de calibração empregados..	104

<b>2.12</b>	Representação da tela onde ocorre o processo de seleção das médias dos pontos de calibração utilizados por Brum (1995; 1999)...	106
<b>2.13</b>	Resultados do processo MMV evidenciando os resíduos (R) que não foram eliminados.....	106
<b>2.14</b>	Representação da tela referente ao programa de calibração MCI evidenciando os pontos de marcação horária (Ph).....	107
<b>2.15</b>	Representação da tela de execução do programa de calibração MCI, estando evidenciados os pontos de marcação de calibração (P0, P1, P2 e P3).....	108
<b>2.16</b>	Representação da tela de execução do programa de calibração MCI, mostrando os resíduos da primeira fase de calibração pelo MCI (Rc e Ri).....	109
<b>2.17</b>	Representação da tela de resultados da execução do programa de calibração MCI, mostrando o processo de filtragem dos resíduos.....	109
<b>2.18</b>	Resultados do processo de calibração dos dados do riômetro conectado à antena vertical pelo método MCI para o dia 18 de setembro de 1996. A curva em preto representa a série de dados original e a curva em azul o resultado da calibração.....	110
<b>2.19</b>	Curva resultante (em vermelho) do processo de tratamento de eliminação dos ruídos presentes nos registros digitais.....	111
<b>2.20</b>	Registros do riômetro do sítio de Cachoeira Paulista para o ano de 1993 evidenciando erros na série temporal.....	112
<b>2.21</b>	Resultados do emprego do método de correlação-cruzada para a obtenção do melhor ajuste temporal.....	113
<b>2.22</b>	Dados originais, sem correção, dados corrigidos e valores dos $\Delta t$ calculados e corrigidos e os respectivos melhores índices correlativos.....	115
<b>2.23</b>	$\Delta t$ calculadas pelo método de correlação-cruzada e $\Delta t$ obtidas visualmente e módulo da diferença percentual entre os dois métodos utilizados.....	116
<b>2.24</b>	Dados do riômetro conectado à antena vertical no sítio EACF.....	118
<b>2.25</b>	Dados do riômetro conectado à antena oeste do sítio EACF.....	119
<b>2.26</b>	Dados do riômetro conectado à antena vertical do sítio de Cachoeira Paulista.....	120
<b>2.27</b>	Dados do riômetro conectado à antena vertical do sítio de Gaspar...	121
<b>2.28</b>	Processo de correção na calibração dos registros do sítio EACF.....	123
<b>2.29</b>	Registros do riômetro conectado à antena vertical do sítio da EACF após as correções aplicadas aos passos de calibração.....	124
<b>2.30</b>	Registros do riômetro conectado à antena oeste do sítio da EACF após as correções aplicadas aos passos de calibração.....	124
<b>2.31</b>	Configuração sazonal dos dados de riômetro conectado a antena vertical do sítio de Gaspar (sem a aplicação de correção de calibração).....	125

<b>2.32</b>	Dados do riômetro conectado à antena vertical do sítio de Cachoeira Paulista após as correções aplicadas aos passos de calibração.....	126
<b>3.1</b>	Curva de referência e registro do riômetro conectado à antena vertical da EACF do dia 02 de outubro de 1996 e $ABS_{MT}$ dos registros apresentados e as médias de absorção ( $ABS_{MT}$ ) para $T=1h$ .....	131
<b>3.2</b>	Média da Absorção Ionosférica Relativa do ruído cósmico registrada pela antena vertical da EACF.....	133
<b>3.3</b>	Média da Absorção Ionosférica Relativa do ruído cósmico registrada pela antena oeste da EACF.....	133
<b>3.4</b>	Média da Absorção Ionosférica Relativa do ruído cósmico registrada pela antena vertical de Cachoeira Paulista.....	134
<b>3.5</b>	Média da Absorção Ionosférica Relativa do ruído cósmico registrada pela antena vertical de Gaspar.....	134
<b>3.6</b>	Média anual de $ABS_{MT}$ e seus respectivos desvios médios e média semestral do número de manchas solares.....	135
<b>3.7</b>	Diagrama de dispersão de $ABS_{MT}$ da antena vertical da EACF em função da contagem de partículas de raios cósmicos registradas em Thule.....	137
<b>3.8</b>	Diagrama de dispersão de $ABS_{MT}$ da antena oeste da EACF em função da contagem de partículas de raios cósmicos registradas em Thule.....	137
<b>3.9</b>	Diagrama de dispersão de $ABS_{MT}$ da antena vertical de Cachoeira Paulista em função do número de manchas solares.....	138
<b>3.10</b>	Espiral de Parker - configuração simplificada do deslocamento do campo magnético interplanetário.....	142
<b>3.11</b>	Distribuição do comportamento do IMF do período estudado.....	144
<b>3.12</b>	Variação da média de $ABS_{MT}$ (para $T=0,5h$ ) registrada pela antena vertical da EACF em função da hora universal e da direção do campo magnético interplanetário no plano By-Bz.....	146
<b>3.13</b>	Variação da média de $ABS_{MT}$ (para $T=0,5h$ ) registrada pela antena oeste da EACF em função da hora universal e da direção do campo magnético interplanetário no plano By-Bz.....	147
<b>3.14</b>	Variação da média de $ABS_{MT}$ (para $T=0,5h$ ) registrada em Cachoeira Paulista em função da hora universal e da direção do campo magnético interplanetário no plano By-Bz.....	149
<b>3.15</b>	Representação polar da disposição de $ABS_{MT}$ parametrizada pela a direção do IMF.....	150
<b>3.16</b>	Reconexão entre o campo magnético terrestre e o IMF, quando este aponta para o sul, vista do plano meio-dia/meia-noite.....	151
<b>3.17</b>	Representação artística da formação da Anomalia Equatorial.....	152



<b>3.18</b>	Variação da absorção ionosférica do ruído cósmico pela intensidade do campo magnético interplanetário <i>versus</i> a sua direção.....	156
<b>3.19</b>	Distribuição do número de ocorrências dos valores do índice Kp para o período em estudo (1989-1996) e distribuição percentual de ocorrência dos índices Kp separados segundo a classificação quanto à atividade geomagnética.....	157
<b>3.20</b>	Variação de $ABS_{MT}$ (para T=0,5h) em função do índice planetário Kp e da hora local dos registros do riômetro conectado a antena vertical da EACF.....	160
<b>3.21</b>	Variação de $ABS_{MT}$ (para T=0,5h) em função do índice planetário Kp e da hora local dos registros do riômetro conectado a antena oeste da EACF.....	161
<b>3.22</b>	Variação de $ABS_{MT}$ (para T=0,5h) em função do índice planetário Kp e da hora local dos registros do riômetro de Cachoeira Paulista..	162
<b>3.23</b>	Distribuição do número de ocorrências dos valores do índice $D_{ST}$ para o período em estudo (1989-1996) e distribuição percentual de ocorrência dos índices $D_{ST}$ separados segundo a classificação quanto à intensidade de tempestade magnética.....	166
<b>3.24</b>	Variação da absorção ionosférica do ruído cósmico em função do índice planetário $D_{st}$ e da hora local dos registros do riômetro conectado a antena vertical da EACF.....	168
<b>3.25</b>	Variação da absorção ionosférica do ruído cósmico em função do índice planetário $D_{st}$ e da hora local dos registros do riômetro conectado a antena oeste da EACF.....	169
<b>3.26</b>	Variação da absorção ionosférica do ruído cósmico em função do índice planetário $D_{st}$ e da hora local dos registros do riômetro de Cachoeira Paulista.....	170
<b>3.27</b>	Variação de ocorrência para diferentes faixas de índice Kp <i>versus</i> o índice $D_{ST}$ para o período em estudo (janeiro de 1989 a dezembro de 1996).....	171
<b>4.1</b>	Eventos de precipitação de partículas energéticas detectados a partir da variação da absorção ionosférica do ruído cósmico.....	175
<b>4.2</b>	Histograma dos tempos de duração dos eventos registrados e suas respectivas FFT.....	177
<b>4.3</b>	Exemplo de eventos selecionados, suas respectivas curvas de referência calculadas e a respectiva absorção ionosférica relativa do ruído cósmico.....	179
<b>4.4</b>	Eventos detectados pela antena vertical da EACF.....	179
<b>4.5</b>	Eventos detectados pela antena oeste da EACF.....	180
<b>4.6</b>	Eventos detectados pela antena vertical de Gaspar.....	180
<b>4.7</b>	Eventos detectados pela antena vertical de Cachoeira Paulista.....	181

4.8	Distribuições parametrizadas da ocorrência de eventos de curta duração distribuídos no plano formado pelo dia juliano versus hora universal.....	183
4.9	Distribuição da média do fluxo de energia de raios-X (dia juliano <i>versus</i> hora universal) para duas faixas de comprimento de onda diferentes (0,5-4,0Å e 1,0-8,0Å) registrados pelo satélite GOES 7 de 1989 a 1996.....	184
4.10	Distribuição da média do fluxo de elétrons dividido pela função obtida pela média horária total (dia juliano <i>versus</i> hora universal) registrados pelo satélite GOES 7 de 1989 à 1996.....	185
4.11	Distribuição de ocorrência de eventos noturnos para diferentes faixas de índices Kp.....	186
4.12	Exemplo de seleção dos períodos mais expressivos contidos nos eventos oscilatórios analisados.....	194
4.13	Distribuição percentual de ocorrência dos períodos encontrados nos TIDs selecionados até o 4º harmônico mais relevante.....	197
4.14	Períodos dos TIDs registradas em função das respectivas médias diárias dos índices Kp.....	198
5.1	Eventos de precipitação de elétrons selecionados para simulação computacional.....	202
5.2	Simulação de pares de íons formados devido à precipitação de elétrons na baixa ionosfera para diferentes valores de energia característica.....	204
5.3	Taxa de produção por unidade de volume, por fluxo unitário de elétrons incidentes para diferentes valores de energia inicial.....	205
5.4	altura máxima de produção de pares de íons <i>versus</i> energia característica do espectro de precipitação de elétrons para diferentes intervalos de energia e pares de íons formados <i>versus</i> energia característica do espectro de precipitação de elétrons para diferentes intervalos de energia.....	207
5.5	Resposta da absorção ionosférica do ruído cósmico ao perfil do espectro de elétrons precipitantes obtidos através de simulações de diferentes energias características <i>versus</i> fluxo total de elétrons.....	209
5.6	Pico da absorção ionosférica do ruído cósmico <i>versus</i> o fluxo total de elétrons; Absorção ionosférica máxima <i>versus</i> o fluxo total de elétrons; absorção ionosférica total <i>versus</i> o fluxo total de elétrons; densidade eletrônica no pico da absorção ionosférica <i>versus</i> o fluxo total de elétrons, e; absorção ionosférica máxima do ruído cósmico e densidade eletrônica no pico da absorção ionosférica <i>versus</i> a altura de máxima absorção ionosférica.....	211
5.7	Perfis simulados de densidade eletrônica da baixa ionosfera e seus respectivos perfis de absorção ionosférica do ruído cósmico.....	213
5.8	Valores obtidos de absorção ionosférica durante o período noturno e suas respectivas médias mensais.....	215

<b>5.9</b>	Fluxos de elétrons <i>versus</i> sua localização (L) para quatro períodos diferentes.....	215
<b>5.10</b>	Fluxos de elétrons precipitantes simulados para diferentes energias características e suas respectivas altitude de máxima absorção ionosférica para uma absorção total de 1,33 dB.....	217
<b>5.11</b>	Perfis espectrais de precipitação de elétrons na baixa ionosfera de regiões aurorais (linhas tracejadas) e perfil adotado nas simulações propostas.....	219
<b>5.12</b>	Integral da absorção ionosférica supondo condições calmas, para os quatro dias selecionados.....	221
<b>5.13</b>	Resultados das simulações do evento do dia 02 de abril de 1992 de Cachoeira Paulista.....	223
<b>5.14</b>	Resultados das simulações do evento do dia 07 de abril de 1992 de Cachoeira Paulista.....	224
<b>5.15</b>	Resultados das simulações do evento do dia 07 de junho de 1992 da EACF.....	225
<b>5.16</b>	Resultados das simulações do evento do dia 16 de abril de 1993 da EACF.....	226
<b>5.17</b>	Perfis de densidade eletrônica simulados para situações calmas e com eventos de Cachoeira Paulista e da EACF.....	228
<b>5.18</b>	Perfis de absorção ionosférica simulados para situações calmas e com eventos de Cachoeira Paulista e da EACF.....	228
<b>5.19</b>	Módulo do gradiente da variação de absorção ionosférica simuladas <i>versus</i> altitude.....	229
<b>5.20</b>	Fluxo de elétrons precipitantes <i>versus</i> absorção ionosférica do ruído cósmico.....	230
<b>A.1</b>	Representação visual da implementação da transformação da série temporal universal (UT) em série temporal sideral (ST).....	260
<b>C.1</b>	Penetração de prótons e elétrons na atmosfera terrestre em função da energia cinética e da rigidez magnética (latitude Geomagnética)..	266
<b>C.2</b>	Bloqueio dos raios cósmicos galácticos pelo campo magnético interplanetário.....	268
<b>C.3</b>	Número de elétrons produzidos pelos raios cósmicos galácticos durante o período de solar máximo e solar mínimo.....	270
<b>C.4</b>	Representação das reações envolvidas na interação das partículas dos raios cósmicos primários com a atmosfera terrestre dado origem aos raios cósmicos secundários.....	274
<b>E.1</b>	Perfil da equação de erro aplicada a função de Chapman.....	282
<b>E.2</b>	Função de distribuição de dissipação de energia normalizada. Feixe de elétrons incidentes com distribuição isotrópica de 0° a 80°.....	283
<b>E.3</b>	Taxa de produção por unidade de volume, por fluxo unitário de elétrons incidentes para diferentes valores de energia.....	285

<b>E.4</b>	Fluxo da radiação Lyman- $\alpha$ calculada pelo modelo SOLAR2000 <i>versus</i> Bussy-Nicolet (1981) e erro percentual dos valores calculados.....	288
<b>E.5</b>	Fluxo da radiação Lyman- $\alpha$ entre os anos de 1989 e 1996.....	289
<b>E.6</b>	Variações do fluxo de radiação no espectro do EUV para diferentes condições de atividade solar, representada por P.....	291
<b>E.7</b>	Pares de íons formados por fotoionização e por precipitação de elétrons, e concentração eletrônica e dos principais íons positivos da baixa ionosfera.....	297

## LISTA DE TABELAS

<b>1.1</b>	Classificação da radiação solar de acordo com sua variação do comprimento de onda.....	35
<b>2.1</b>	Localização temporal dos pontos máximos e mínimos dos registros de riômetros.....	103
<b>2.2</b>	Produto final das interações de validação de dados aplicadas aos registros de riômetro.....	127
<b>3.1</b>	Coeficientes correlativos de absorção ionosférica da EACF e da taxa de contagem de raios cósmicos da estação Thule.....	139
<b>3.2</b>	Coeficientes correlativos de absorção ionosférica de Cachoeira Paulista e o número de manchas solares.....	140
<b>4.1</b>	Número de eventos detectados.....	176
<b>4.2</b>	Número de registros de riômetro classificados como sendo TIDs.....	193
<b>5.1</b>	Condições da atividade geomagnética e solar dos períodos dos eventos selecionados.....	202
<b>5.2</b>	Fluxos de elétrons.....	220
<b>A.1</b>	Valores da constante astronômica ( $C$ ).....	259
<b>B.1</b>	Classificação da atividade geomagnética através do índice planetário $K_p$ (e seu respectivo $a_p$ ).....	262
<b>B.2</b>	Classificação das tempestades magnéticas.....	263
<b>C.1</b>	Abundância relativa dos elementos dos raios cósmicos primários no universo.....	272
<b>E.1</b>	Parâmetros utilizados pelo modelo EUVAC para o cálculo do fluxo de fótons pelo comprimento de onda.....	290
<b>E.2</b>	Fluxos fixos de fótons pelo seu comprimento de onda.....	292
<b>E.3</b>	Seções transversais de foto-absorção e foto-ionização dos principais íons ionizáveis da baixa ionosfera.....	294
<b>E.4</b>	Seções transversais de foto-absorção.....	295



## **CAPÍTULO 1**

### **INTRODUÇÃO**

A motivação desta Tese de Doutorado se deu pela necessidade da continuidade do trabalho iniciado no mestrado (Brum, 1999), o qual obteve resultados inesperados sobre a ionização da baixa ionosfera, além da vasta quantidade de dados de riômetros (coletados na Estação Antártica Comandante Ferraz e Cachoeira Paulista) existentes e ainda pouco explorados.

Na tentativa de se obter um “Dia Quieto” padrão para o cálculo da absorção ionosférica do ruído cósmico durante a dissertação de mestrado, constatou-se que houve uma contribuição na ionização da baixa ionosfera acima da esperada, a qual foi atribuída aos raios cósmicos galácticos. Esta interpretação foi substanciada pelos altos índices de correlação obtidos entre os ajustes polinomiais do cálculo da absorção ionosférica relativa e os ajustes polinomiais do número de partículas cósmicas incidentes na superfície terrestre registradas por monitores de neutrons em Thule (GreenLand, Dinamarca) e Climax (Estados Unidos), índices estes variando em torno de 0.97 (Brum, 1999).

A partir destes resultados optou-se por desenvolver um trabalho, através da análise de dados de riômetros, de descrição do comportamento da baixa ionosfera no hemisfério sul do setor americano. Para tal estudo utilizaram-se dados de três estações de coleta distintas, estando estas localizadas na região sub-auroral e na Anomalia Magnética do Atlântico Sul (AMAS).

Neste Capítulo introdutório é apresentada uma breve descrição teórica da atmosfera terrestre e das regiões ionosféricas abordadas por este estudo (Camadas D e E) de forma geral. As fontes de ionização (de origem solar e galáctica), principais íons (positivos e negativos) e as principais reações de

produção e perda serão discutidas, além de uma descrição das principais características das regiões a serem estudadas (quanto a sua localização geográfica), regiões estas da AMAS e sub-auroral.

Encerrando este Capítulo introdutório, as formulações físicas/matemáticas do movimento de partículas carregadas na magnetosfera, da propagação de ondas de rádio de alta frequência, bem como sua absorção pela ionosfera, serão apresentadas.

## **1.1 – A Atmosfera Terrestre**

A atmosfera terrestre apresenta diferentes regiões cuja classificação é feita de acordo com as peculiaridades observadas frente à variação das características do meio, tais como: temperatura, composição atmosférica e também quanto ao escape dos gases atmosféricos (Figura 1.1.a).

A atmosfera é uma mistura de gases onde o nitrogênio é o componente mais abundante. Essa mistura é praticamente constante na homosfera (região abaixo do limite denominado de turbopausa, a qual se encontra a aproximadamente 100 - 110 km de altitude), ou seja, nesta região a proporção de mistura de um certo constituinte em relação ao todo se mantém quase inalterada, mantendo uma proporcionalidade em torno de 78% de nitrogênio molecular ( $N_2$ ), 21% de oxigênio molecular ( $O_2$ ), seguidos pelo argônio ( $Ar$ ), dióxido de carbono ( $CO_2$ ), gases nobres e outros em proporções ainda menores. Em contraste com a camada inferior, a heterosfera apresenta o peso molecular médio do ar variando com a altitude e os gases separam-se sob o efeito da gravidade com suas próprias escalas de altura. A difusão molecular, por movimento aleatório de átomos e moléculas é considerada um processo de transporte importante para explicar a distribuição das espécies químicas nesta região da atmosfera terrestre. A Figura 1.1.b mostra a variação da concentração dos componentes atmosféricos mais importantes e abundantes



em função da altitude (desde a superfície terrestre até aproximadamente 700 km) de acordo com o modelo padrão U.S Standard.

Na heterosfera, o nitrogênio e o oxigênio molecular deixam de ser os componentes majoritários, substituídos pelo oxigênio atômico, hélio e hidrogênio. Entre os constituintes minoritários mais importantes incluem-se o  $O_3$ , os óxidos de nitrogênio, os metais alcalinos,  $CO_2$  e  $H_2O_{vap}$ . Os constituintes minoritários, os quais são responsáveis por apenas uma milionésima parte do total dos constituintes atmosféricos locais, têm um papel importante na composição da baixa ionosfera.

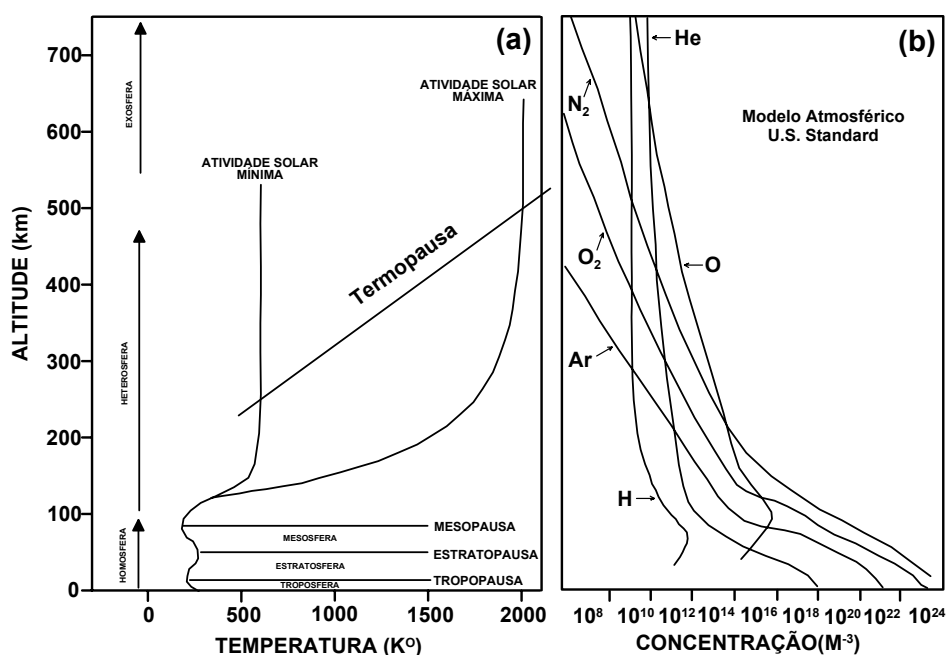


FIGURA 1.1 – (a) Distribuição vertical da temperatura na homosfera e heterosfera; (b) Variação com a altura dos principais componentes na atmosfera.

FONTE: Modificada de Banks e Kockarts (1973a) e Kirchhoff (1991).

## 1.2 - A Ionosfera

A ionosfera pode ser definida como a porção da atmosfera terrestre situada entre aproximadamente 60 km e 1000 km de altitude (não bem definidos, variando do dia para a noite), onde a quantidade de elétrons livres embebidos em um gás neutro é suficiente para influenciar a propagação de ondas de rádio (Ratcliffe, 1972). Numa visão de larga escala, o meio ionosférico é eletricamente neutro, requisito básico para que um gás ionizado possa ser chamado de plasma. Na porção inferior da ionosfera (entre 60 e 90 km, aproximadamente) existe também uma concentração significativa de íons negativos.

A densidade eletrônica na ionosfera varia em função dos constituintes da atmosfera neutra e de sua razão de ionização, sofrendo aumento considerável durante o dia e decaimento à noite. O perfil da taxa de produção de pares de elétrons-íons varia em altitude, dependente da queda exponencial com a altura da concentração dos gases atmosféricos e com a intensidade de radiação, esta última, devido à redução da sua absorção pela atmosfera e em uma determinada altura descendente a radiação ionizante será quase que totalmente absorvida. Daí pode-se concluir que a produção de pares de elétrons-íons deve passar por um máximo, em alguma altura da atmosfera (Figura 1.2.a).

A ionosfera terrestre apresenta três máximos de densidade eletrônica formando três camadas distintas e bem conhecidas. Os três máximos de produção apresentam-se respectivamente nas altitudes aproximadas de 80 km (pico da Camada D), 105km (pico da Camada E) e 300 km (pico da Camada F) (Figura 1.2.b). Tal divisão deve-se, principalmente, aos diferentes constituintes da atmosfera neutra, os processos de ionização dominantes nas diferentes alturas, os processos de difusão, bem como às condições ambientais envolvidas no processo de recombinação.

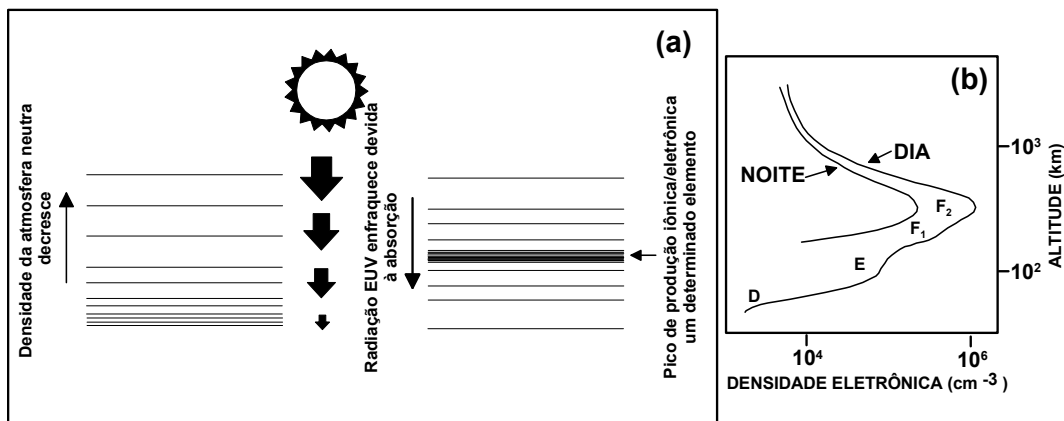


FIGURA 1.2 – (a) Representação da formação de um pico de ionização de um possível constituinte na ionosfera.(b) Perfil ionosférico ilustrando as distintas regiões verticais para os períodos diurno e noturno.  
 FONTE: Modificada de McNamara (1991).

Tendo em vista a ênfase dada ao estudo da baixa ionosfera neste trabalho, mais precisamente as Regiões D e E, uma descrição mais detalhada será apresentada nas próximas seções, englobando sua constituição química, fontes e variação de ionização, esta última apresentando variabilidade sazonal e latitudinal.

### 1.2.1 – A Camada D da Ionosfera

A Camada D tem sua localização na faixa situada aproximadamente entre 60 e 95 km de altitude, e pode ser considerada a parte mais complexa da ionosfera do ponto de vista foto-químico. Isto se deve a dois fatores principais: a região está sob uma alta pressão da coluna de ar e sofre ionização de fontes variadas, tanto de origem solar como de raios cósmicos galácticos. Assim sendo, esta região sustenta um grande número de espécies iônicas, tanto positivas quanto negativas. A região apresenta uma grande quantidade de íons negativos e positivos, especialmente à noite, abaixo de 100 km (nas regiões D e E). Os esquemas das cinéticas de reações dos íons nessa região incluem

geralmente espécies iônicas hidratadas, devido à grande quantidade de vapor d'água aí existente (Reid, 1977).

A região D caracteriza-se por sua pequena extensão, apresentando o ponto de densidade eletrônica máxima da ordem de  $10^3\text{cm}^{-3}$  elétrons (em condições normais), a uma altura aproximada de 85 km, valor este, que equivale a apenas 1% da densidade eletrônica no pico da região E e cerca de 0,2% à 0,1% da densidade eletrônica do pico da região F. Embora apresentando uma baixa concentração de elétrons, quando comparada as demais regiões ionosféricas, esta é suficiente para refletir as ondas de rádio utilizadas em radiocomunicação, em frequências muito baixas (VLF).

### **1.2.2- A Camada E da Ionosfera**

A Camada E da ionosfera é caracterizada por uma densidade eletrônica crescente, iniciando em aproximadamente 90-100 km até atingir o seu máximo valor entre 105 e 110 km de altitude. A partir desta altitude, a densidade eletrônica decresce até o limite de 130 km, onde começa a se destacar a camada superior da ionosfera. A região E possui uma estrutura iônica mais simplificada (Figura 1.8) quando comparada à da Região D. Os principais íons primários desta camada são:  $N_2^+$ ,  $O_2^+$ ,  $O^+$  e  $NO^+$ . Ainda podem estar presentes uma grande quantidade de íons metálicos de origem meteórica, tais como o  $Fe^+$ ,  $Mg^+$ ,  $Ca^+$  e  $Si^+$ , os quais podem contribuir para a formação das camadas E esporádicas.

### **1.2.3 – Fontes de Ionização da Baixa Ionosfera**

A baixa ionosfera tem duas fontes de ionização, uma de origem solar (radiação solar e raios cósmicos solares) e outra de origem externa (raios cósmicos galácticos). Sob condições normais, a principal fonte de ionização abaixo de 65 km são os raios cósmicos galácticos. Abaixo de 85 km a radiação  $Ly-\alpha$  torna-se

a principal fonte de fotoionização do NO (1100 - 1300 Å) e, acima desta altura, a fotoionização deve-se aos raios-X solares com comprimento de onda menor que 100 Å e também à radiação ultravioleta com um comprimento de onda menor que 1030 Å.

A radiação solar, de uma forma geral, estende-se a partir de frações de um Angstrom até centenas de metros, exibindo diferentes lacunas que não devem ser confundidas diretamente com as linhas de absorção terrestre e da atmosfera solar. O espectro solar é usualmente dividido em regiões classificadas de acordo com as variações de seus comprimentos de onda (Tabela 1.1). O espectro irradiado na região compreendida entre 2500 Å e 3000 Å carrega 98% de toda a energia emitida pelo Sol (calmo). A radiação solar fora deste limite é importante mas com uma intensidade menor (Robinson, 1966).

TABELA 1.1 – Classificação da radiação solar de acordo com sua variação do comprimento de onda.

<100Å	raios X e raios $\gamma$
100Å-2000Å	ultravioleta distante
2000Å-3150Å	ultravioleta médio
3150Å-3800Å	ultravioleta próximo
3800 Å-7200Å	visível
7200 Å-1,5 $\mu$	infravermelho próximo
1,5 $\mu$ -5,6 $\mu$	infravermelho médio
5,6 $\mu$ -100 $\mu$	infravermelho distante
>1000 $\mu$	microondas e ondas de rádio

(1cm =10mm=10<sup>4</sup> $\mu$ )

Adotando a condição de unidade de profundidade óptica ( $\tau_a$ ), a formação das diferentes regiões ionosféricas pode ser relacionada com as porções do espectro solar ultravioleta. A **Camada D** da ionosfera é formada pela radiação de seção transversal de absorção menor que 10<sup>-19</sup> cm<sup>2</sup>. Estão incluídos nesta faixa os raios X solares com um comprimento de onda menor que 10 Å (Figura

1.3) e a radiação ultravioleta com comprimentos de onda maiores que 1750 Å. A radiação Lyman  $\alpha$  pode penetrar profundamente na atmosfera, pois a absorção do  $O_2$  alcança pequenos valores neste comprimento de onda ( $\approx 10^{-20} \text{ cm}^2$ ). Deste modo, os raios X ionizam o  $O_2$  e o  $N_2$  enquanto que a radiação Lyman  $\alpha$  ioniza o  $NO$  e outros gases com baixo potencial de ionização.

A **Camada E** da ionosfera, por sua vez, é formada pela radiação cuja seção transversal de absorção é menor que  $5 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$ . A radiação solar de principal importância na ionização desta camada encontra-se entre 100 e 31 Å e em  $\lambda > 800 \text{ Å}$ . A linha do Lyman  $\beta$  (Figura 1.3) no 1025 Å e a linha C(III) no 977 Å são muito importantes pois ambas ionizam o  $O_2$ . O Lyman continuum de  $\lambda < 910 \text{ Å}$  também contribui através da ionização do  $O$ .

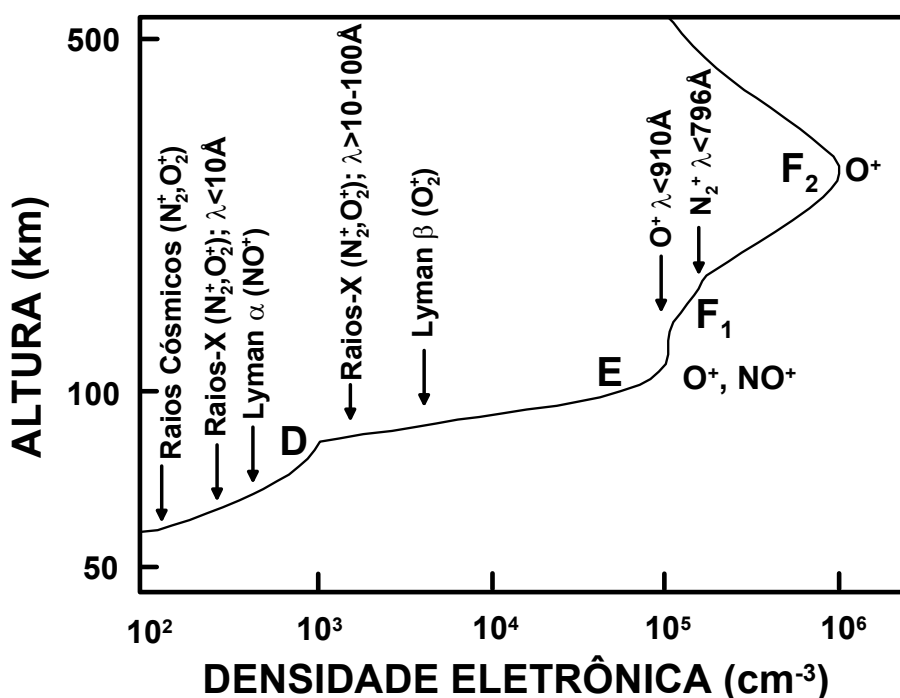


FIGURA 1.3 – Principais fontes de ionização da baixa ionosfera terrestre.

FONTE: Modificada de Banks e Kockarts(1973a).

#### 1.2.4 – Principais Íons Negativos da Baixa Ionosfera

Os íons negativos encontram-se na região D da ionosfera. A estrutura iônica negativa desta região não é bem conhecida, porém as primeiras medidas feitas por Kissel et al. (1971) e por Narcisi et al. (1971) mostraram uma complexidade equivalente à encontrada na formação dos íons positivos. A exemplo também da produção dos íons positivos, a dependência relativa de uma espécie iônica negativa em função da altitude está fortemente correlacionada com a temperatura e a concentração de espécies minoritárias da mesosfera (Kull et al., 1997).

Durante o dia, através da separação eletrônica (com uma taxa mais elevada do que a do período noturno), os elétrons são rapidamente desanexados e a população dos íons negativos é inferior se comparada com o período noturno (Thomas, 1971). A Figura 1.4 mostra dois esquemas simplificados da química da produção dos íons negativos da baixa ionosfera e o seus tempos de vida (um modelo mais completo pode ser obtido do trabalho de Burns et al., 1991). Durante a noite, muitos dos elétrons são destinados à produção dos íons negativos. Entretanto, nas regiões polares, durante períodos de grande atividade solar, onde o fluxo de prótons acelerados despejados na atmosfera neutra é muito grande, a produção dos íons negativos no período diurno é muito maior na região D, semelhante à produção do período noturno (Donahue, 1968).

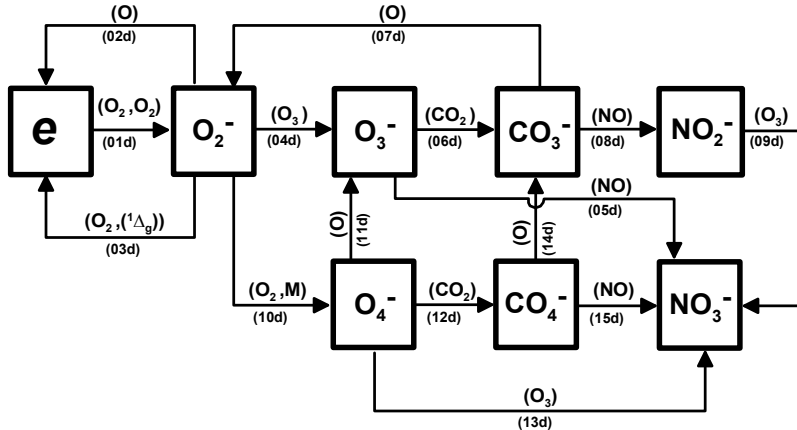
Os íons negativos primários são o  $O_2^-$  e  $O^-$ , sendo que devido à elevada densidade atmosférica deste meio, os íons  $O_2^-$  são em grande parte produzidos como resultado de colisões de três corpos envolvendo elétrons e moléculas de oxigênio (Donahue, 1968; Mitra, 1968). Através de experiências em laboratório, constatou-se que estes dois íons ( $O_2^-$  e  $O^-$ ) são os precursores na formação

de íons mais estáveis como o  $\text{CO}_3^-$ ,  $\text{CO}_4^-$ ,  $\text{NO}_2^-$ ,  $\text{NO}_3^-$  e  $\text{HCO}_3^-$  (Fritzenwallner e Koop, 1998; Arnold e Krankows, 1971).

Como no caso dos íons positivos, medidas de espectrômetro de massa (Narcisi, 1973 e Arnold e Krankows, 1971) mostraram a existência de uma grande variedade de íons negativos que não poderiam ser resultantes de junção eletrônica. Abaixo de  $\approx 78$  km os íons negativos de massas atômicas iguais a 60, 35, 61 e 62 são predominantes, os quais podem ser identificados como  $\text{CO}_3^-$ ,  $\text{Cl}^-$ ,  $\text{HCO}_3^-$  e  $\text{NO}_3^-$  (Arnold e Krankows, 1971). Acima desta altitude a concentração destes elementos cai rapidamente. Os íons negativos de grande massa são observados em torno de 50-65 km e os íons  $\text{O}^-$ ,  $\text{O}_2^-$ ,  $\text{Cl}^-$  e  $\text{NO}_2^-$ , acima de 75 km, enquanto que o íon negativo majoritário abaixo de 80 km é o  $\text{CO}_3^-$ . Adicionalmente, existe a ocorrência também do  $\text{HCO}_3^-$ ,  $\text{Cl}^-$  e  $\text{NO}_3^-$ .



## Período Diurno



TEMPO DE VIDA (s)			
(01d)	1,2	(01n)	1,2
(02d)	0,1	(02n)	0,1
(03d)	0,3	(03n)	>300
(04d)	1,7	(04n)	0,2
(05d)	120	(05n)	350
(06d)	0,003	(06n)	0,003
(07d)	0,5	(07n)	0,5
(08d)	140	(08n)	380
(09d)	28	(09n)	2,8
(10d)	<0,4	(10n)	<0,4
(11d)	0,1	(11n)	0,1
(12d)	0,002	(12n)	0,002
(13d)	4,9	(13n)	14
(14d)	0,3	(14n)	0,3
(15d)	25	(15n)	72
		(16n)	2,5
		(17n)	25

## Período Noturno

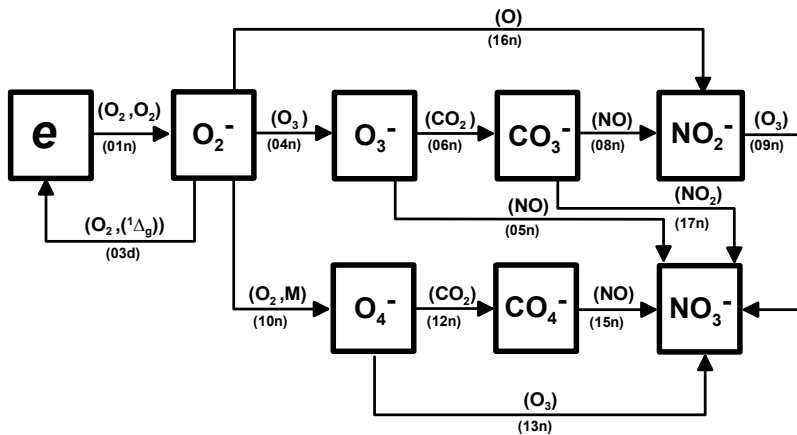


FIGURA 1.4 – Representação esquemática das reações químicas envolvendo os íons negativos da baixa ionosfera durante o período noturno e diurno. Os seus respectivos tempo de vida se encontram na tabela à direita, expressos em segundos.

FONTE: Modificada de Thomas (1971).

A seqüência de reações que levam à formação dos íons negativos inicia-se através da reação de junção eletrônica  $e + O_2 + O_2 \rightarrow O_2^- + O_2$  e  $e + O_3 \rightarrow O^- + O_2$ , porém esta última reação de dois corpos envolvendo elétrons e  $O_3$  é muito mais lenta do que a primeira reação citada e, portanto, pode ser

desprezada em cálculos e modelos para a obtenção do perfil da densidade eletrônica da baixa ionosfera.

O oxigênio atômico tem um papel importante na parte superior da Camada D, sendo capaz de converter  $\text{CO}_3^-$  para  $\text{O}_2^-$ ,  $\text{O}_3^-$  para  $\text{O}_2^-$  e  $\text{O}_2^-$  para  $\text{O}_2$ . Uma característica semelhante é encontrada no ozônio, nas baixas altitudes. De fato, o oxigênio atômico e o ozônio são mais efetivos do que a radiação solar (como agentes de separação) na maior parte da Camada D.

Devido à complexidade da cadeia de reações iônicas, soluções numéricas são necessárias para determinar as várias densidades iônicas (Krankowsky e Betz, 1971). Para tais cálculos é necessário levar em conta uma série de considerações que variam com a altitude e a concentração de certos elementos químicos do meio. Em altitudes entre 50 e 75 km, aproximadamente, a densidade total dos íons negativos é maior que a densidade dos elétrons livres. Por exemplo, nesta região o  $\text{Cl}^-$  é dominante na parte de baixo e o  $\text{HCO}_3^-$  na parte de cima. O  $\text{HCO}_3^-$  tem uma taxa de perda muito baixa, dependendo assim para a sua formação quase que somente da recombinação com íons positivos (Koop, 2000). Um cálculo típico da distribuição dos íons negativos da baixa ionosfera é apresentado na Figura 1.5 para o período noturno e diurno do verão no hemisfério norte (Krankowsky e Betz, 1971).

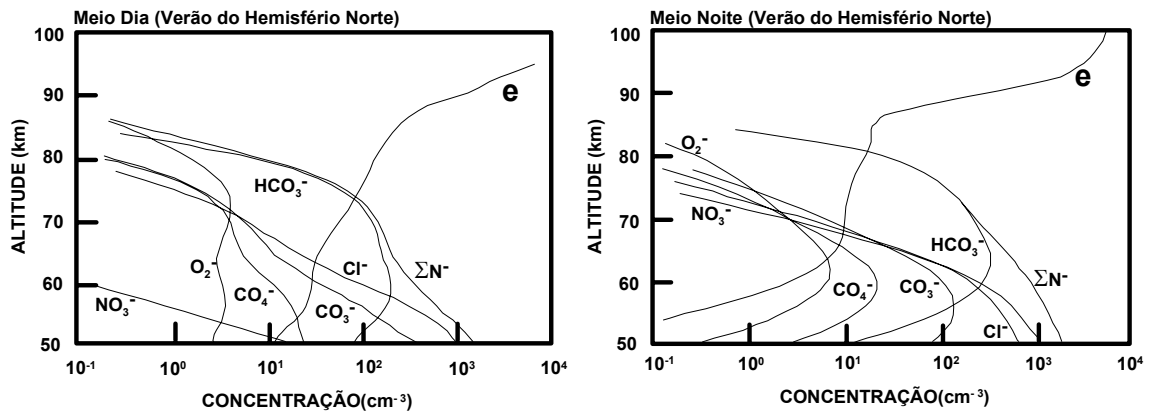


FIGURA 1.5 – Perfil de altitude dos principais íons negativos modelados para o meio dia e meia noite local na latitude de  $50^{\circ}$  durante o verão do hemisfério norte.

FONTE: Modificada de Krankowsky et al. (1987).

### 1.2.5 – Principais Íons Positivos da Baixa Ionosfera

O perfil da densidade eletrônica ( $N_e$ ) na baixa ionosfera pode ser dividido em 4 regiões de acordo com as características da variação da densidade eletrônica do meio (Rowe et al., 1974). A primeira região encontra-se acima de 85 km e é considerada a parte mais simples da baixa ionosfera. Nesta região, os íons são primários e moleculares, consistindo de  $NO^+$  e  $O_2^+$ . Os processos de recombinação destes íons são diretos e envolvem como principais reações  $O_2^+ + e \rightarrow O + O$  e  $NO^+ + e \rightarrow N + O$ .

A segunda região encontra-se onde a densidade eletrônica aumenta rapidamente (em torno de 82 e 85 km). Este súbito aumento de  $N_e$  é da ordem de 1 ordem de magnitude e pode ser observado com o auxílio de dados de foguetes, exceto no pôr do sol e ao amanhecer.

A região seguinte está entre a segunda região e 70 km de altitude. Nesta região, *Ne* mantém-se praticamente constante (em algumas centenas de elétrons por  $\text{cm}^3$ ) e a principal característica é a existência de uma série completa de íons aglutinados ( $H^+(H_2O)$ ) (Narcisi, 1973 e Reid, 1977).

Nas altitudes onde o íon dominante é o  $O_2^+$ , este tende a se tornar um íon aglutinado devido a uma série de processos que se iniciam através de uma reação de três corpos  $O_2^+ + O_2 + O_2 \rightarrow O_4^+ + O_2$  e posteriormente um íon hidratado, dado pela reação  $O_4^+ + H_2O \rightarrow O_2^+(H_2O) + O_2$ . Outra reação importante na produção de íons aglutinados é dada por  $O_2^+ + H_2O + O_2 \rightarrow O_2^+(H_2O) + O_2$  onde  $O_2^+(H_2O)$  é deste modo convertido em uma série de reações para  $H_3O^+$ ,  $H^+(H_2O)_2$ ,  $H^+(H_2O)_2$ ,  $H^+(H_2O)_3$ ,  $H^+(H_2O)_4$  e assim por diante (Figura 1.6). Um fator de inibição para este processo é a reação de retorno  $O_4^+ + O \rightarrow O_2^+ + O_3$ , a qual quebra a cadeia de reações de aglutinação em condições onde a concentração de oxigênio atômico é maior. Os íons aglutinados são dominantes na parte inferior da camada D, sendo que na parte superior os mesmos sofrem uma queda drástica no seu percentual de concentração (Figura 1.6), dando lugar principalmente aos íons  $NO^+$  e  $O_2^+$ . Próximo à altitude de 93 km existe uma camada de íons metálicos de origem meteórica formada principalmente, por  $Fe^+$  e  $Mg^+$ .

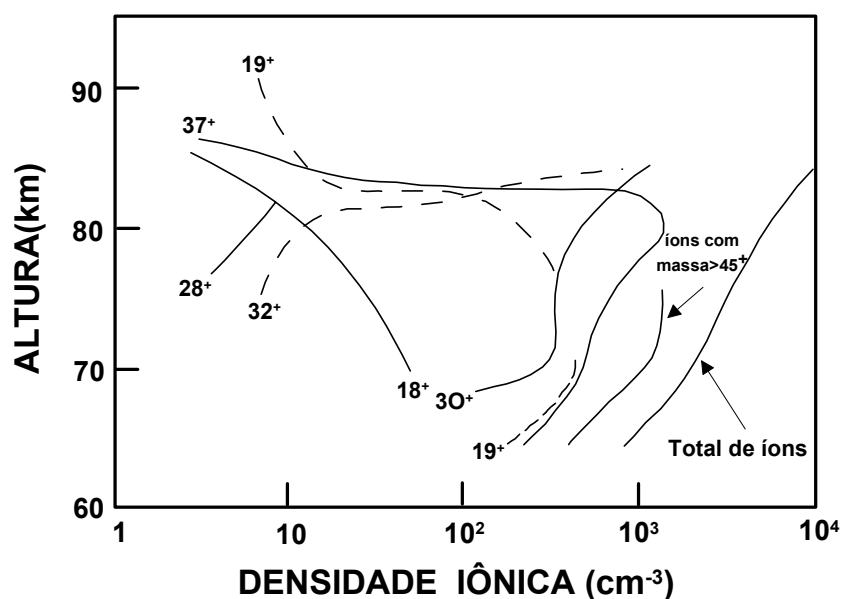


FIGURA 1.6 - Perfil dos íons positivos registrados por Narcisi et al. (1972). Íons com massa molecular de  $30^+(\text{NO}^+)$ ,  $32^+(\text{O}_2^+)$ ,  $18^+(\text{H}_2\text{O}^+)$ ,  $19^+(\text{H}_3\text{O}^+)$  e  $37^+(\text{H}_5\text{O}_2^+)$ .

FONTE: Modificada de Ferguson (1971).

O  $\text{NO}^+$  também atua na formação de íons aglutinados (Figura 1.7), onde a cadeia de reações mais importante é dada pela seqüência  $\text{NO}^+ \rightarrow \text{NO}^+.\text{N}_2 \rightarrow \text{NO}^+.\text{CO}_2 \rightarrow \text{NO}^+.\text{H}_2\text{O}$ .

A Figura 1.8 apresenta um exemplo de uma possível distribuição vertical de íons positivos atmosféricos em condições normais, acima de aproximadamente 100 km. A composição iônica atmosférica é proporcional à produção iônica de fotoionização dos constituintes majoritários  $\text{N}_2$ ,  $\text{O}_2$  e  $\text{O}$ . A composição final das Camadas D e E pode ser explicada por várias reações aeronômicas, as quais podem ocorrer entre os fotoíons e os constituintes neutros atmosféricos (Figuras 1.7 e 1.9).

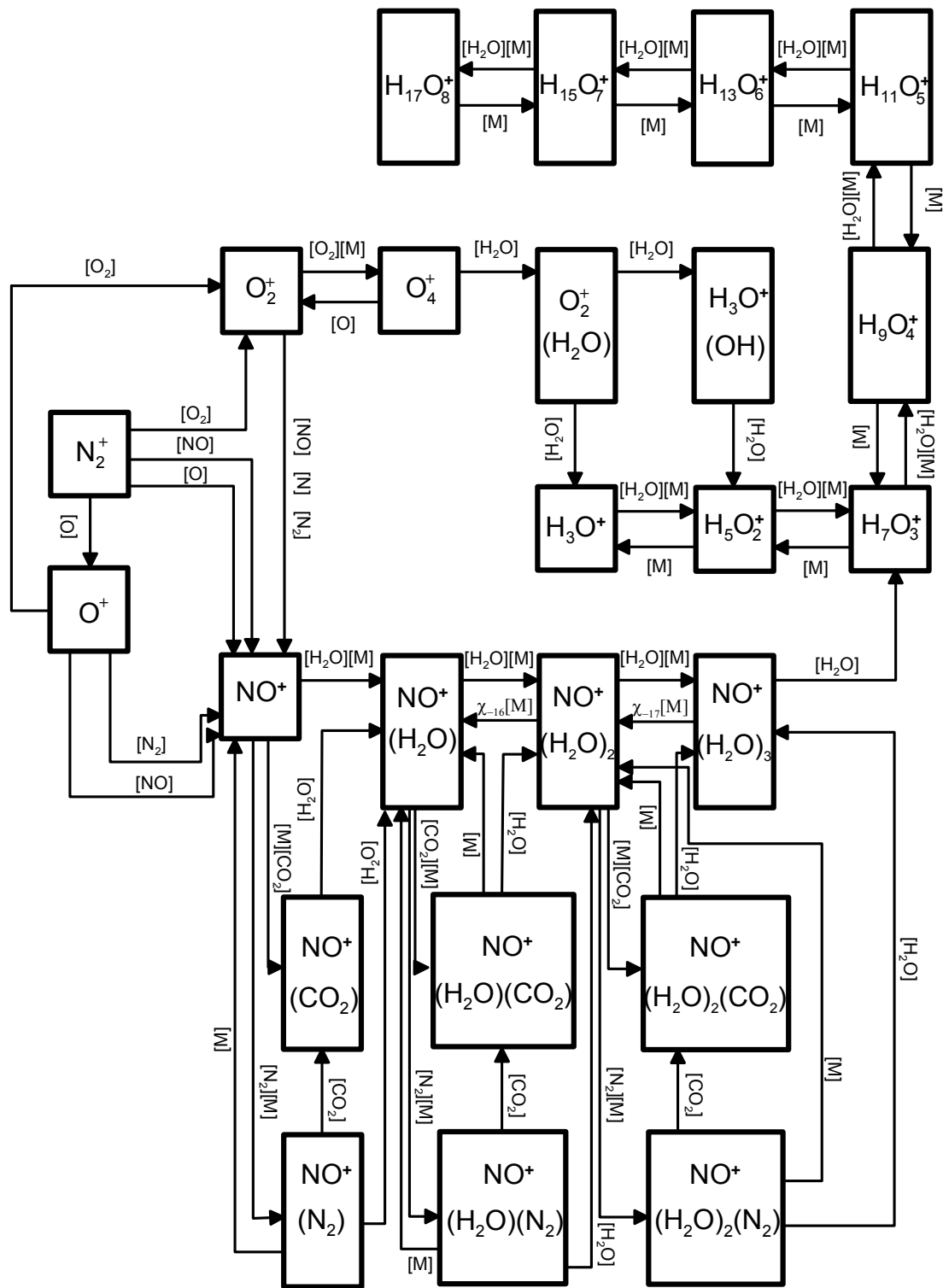


FIGURA 1.7 – Esquema químico dos íons positivos da baixa ionosfera.  
 FONTE: Modificada de Burns et al. (1991).

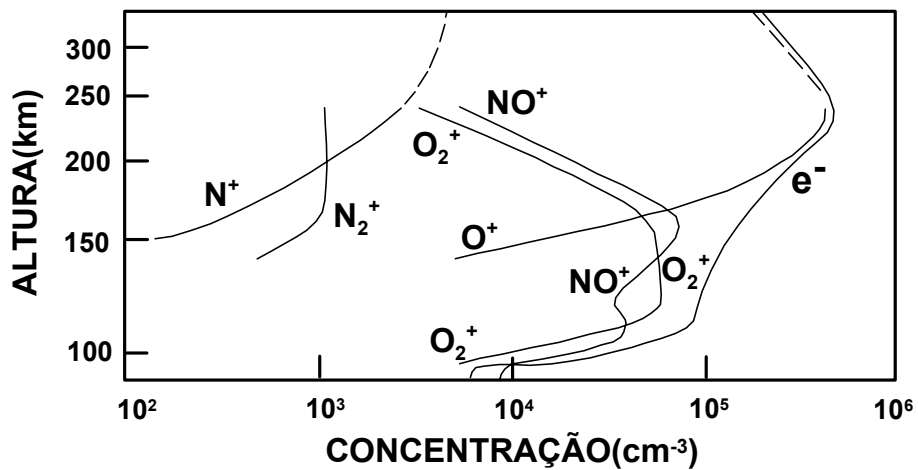


FIGURA 1.8 – Distribuição de íons positivos durante um dia no período de solar mínimo.

FONTE: Modificada de Banks e Kockarts (1973a).

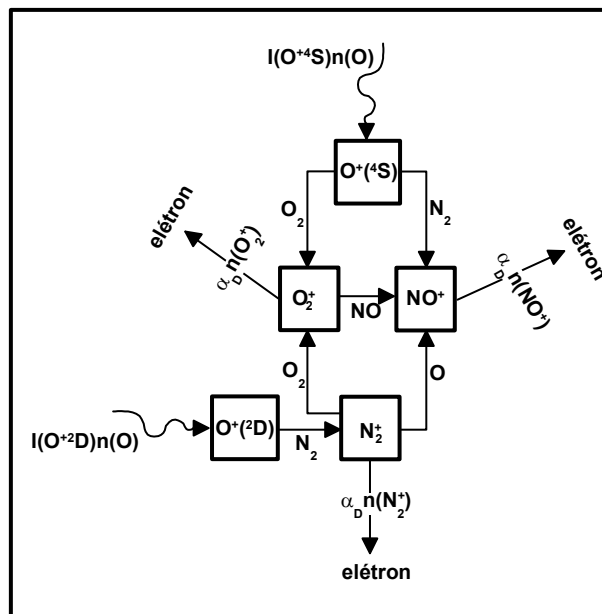


FIGURA 1.9 – Esquema químico de produção de íons positivos da Camada E da ionosfera.

FONTE: Modificada de Banks e Kockarts (1973b).

### **1.3 - Baixa Ionosfera das Regiões de Altas Latitudes**

Os processos químicos relacionados à produção e perda de ionização na baixa ionosfera das altas latitudes são praticamente os mesmos responsáveis pela ionização nas médias e baixas latitudes das regiões D e E. Tais processos foram previamente descritos nas seções anteriores do presente trabalho. Porém, a ionosfera de altas latitudes é diretamente afetada pela interação entre o vento solar e a magnetosfera, o que a diferencia das demais latitudes, principalmente no que concerne às fontes de ionização.

A abordagem deste assunto será feita através de uma discussão de perfis ionosféricos adquiridos experimentalmente na ionosfera de altas altitudes, tanto norte como sul.

#### **1.3.1 - Fontes de Ionização das Altas Latitudes**

Os processos de ionização que ocorrem na baixa ionosfera de altas latitudes são consideravelmente mais complexos do que aqueles que dominam as médias e baixas latitudes. Nas altas latitudes, além da radiação solar, a precipitação de partículas energéticas provenientes da magnetosfera desempenha um importante papel na ionização desta região (camadas D e E), principalmente durante períodos perturbados. Entre os fenômenos relacionados à ionização da baixa ionosfera das regiões de alta latitude há a ocorrência das camadas esporádica  $E_s$  (em ionogramas), emissões aurorais, substancial aumento da densidade eletrônica, mudanças na camada de absorção dos raios cósmicos, entre outros fenômenos apresentados na literatura até o presente momento.

Entre fontes de ionização das altas latitudes, a contribuição solar na ionização ocorre através da energia transferida para a atmosfera superior terrestre através de duas formas distintas: (a) radiação solar e (b) energia transmitida



pelo vento solar. A primeira, responsável pela formação da ionosfera não perturbada, é diretamente absorvida na atmosfera superior iluminada, enquanto que a energia proveniente do vento solar é capturada pela magnetosfera, transformada e dissipada na atmosfera superior polar. Esta energia está associada aos distúrbios ionosféricos e apresenta um comportamento temporal muito regular, porém com pequenas e sistemáticas variações (Prölss, 1995).

As variações regulares ocorrem devido às mudanças sistemáticas na condutividade da ionosfera polar (variações diurnas, sazonais e ciclo solar) e às periodicidades das propriedades do vento solar. As variações diurnas e dependentes da hora universal resultam do fato que as regiões da calota polar (“*polar cap*”) e do aquecimento oval (“*heating oval*”) rotacionam com o pólo geomagnético em torno do pólo geográfico. Desta forma, várias frações da região do oval e polar ficam expostas à radiação do extremo ultravioleta (EUV) solar, produzindo regiões de alta condutividade, de acordo com Rees (1964). Similarmente, elevadas taxas de deposição de energia e alta condutividade são esperadas ocorrer durante o verão e condições de máxima atividade solar. Variações quase-regulares também são introduzidas pelo vento solar.

Durante o inverno polar, a densidade eletrônica ionosférica é relativamente baixa, apresentando uma pequena variação diurna. Porém, durante o verão polar, a densidade eletrônica é consideravelmente maior e significativamente dominada pela radiação solar, pelo menos durante os períodos geomagneticamente calmos. Durante *flares* intensos, prótons de alta energia bombardeiam a calota polar e ionizam fortemente a região D. A energia destes prótons varia entre 1 e 400 MeV e, para baixas energias ( $\leq 10$  MeV), o fluxo de energia dos prótons solares excede o fluxo de energia dos raios cósmicos galácticos. Os prótons com energias de aproximadamente 30 MeV podem penetrar até 50 km de altitude e produzir eventos de absorção na calota polar (*Polar Cap Absorption - PCA*).

A ionosfera de altas latitudes também difere da de latitudes médias e tropicais devido à sua conexão, quase direta, com a magnetosfera através das linhas do campo geomagnético. Este fato permite que partículas energéticas, as quais se movimentam helicoidalmente ao longo das linhas de campo geomagnético, se precipitem na atmosfera local, produzindo uma ionização adicional nas várias camadas da ionosfera e contribuindo para a ionização da baixa ionosfera. A Figura 1.10 mostra uma visão transversal do campo magnético, onde são apresentadas três categorias de linhas de campo magnético. O Tipo 1 é o campo magnético interplanetário puro (tem origem solar), o qual está conectado nas suas duas extremidades ao Sol. O Tipo 2 é o campo geomagnético dipolar, cujas extremidades estão ancoradas nos extremos do planeta. O Tipo 3 é o campo magnético que possui uma extremidade ancorada no planeta e a outra no espaço interplanetário (Sol). Para a existência destes três tipos de campo é obrigatória a presença do campo magnético interplanetário dirigido para o sul. Isso significa que as regiões de altas latitudes estão abertas para o espaço e mais susceptíveis à penetração de partículas energéticas.

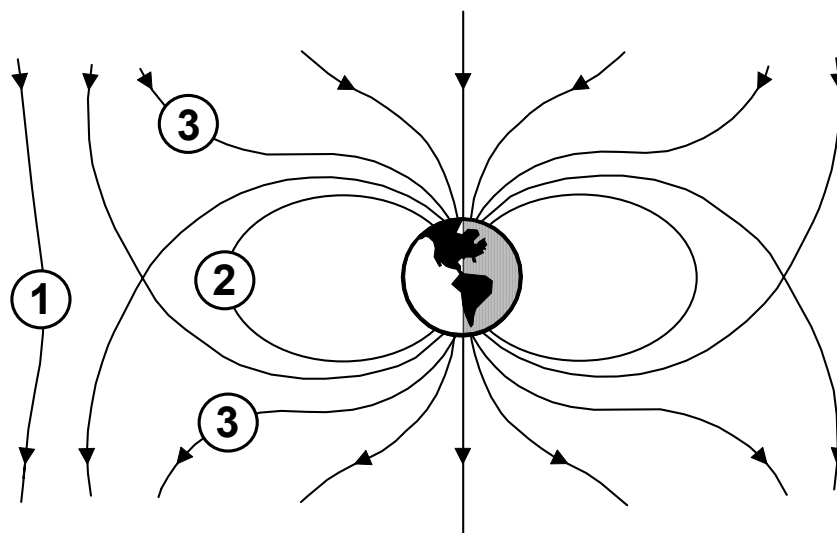


FIGURA 1.10 – Ilustração do corte do campo geomagnético.

FONTE: Modificada de Roederer (1970).

Este tipo de acoplamento do sistema ionosfera-magnetosfera, juntamente com outros representados por correntes elétricas, campos elétricos e ondas magnetohidrodinâmicas, depende principalmente da atividade geomagnética. Por outro lado, a ionosfera das latitudes médias e tropicais é dominada, em seu comportamento, principalmente pela radiação eletromagnética solar e por sua interação com a atmosfera neutra e, portanto, também pelos processos atmosféricos (frequentemente de origem meteorológica). Tais considerações são as principais diferenças entre a ionosfera de baixa e de alta latitude.

Os processos ionosféricos das regiões aurorais e polares influenciam fortemente as regiões ionosféricas de latitudes baixas, através de um acoplamento eletrodinâmico global. Isto ocorre, em geral, durante épocas geomagneticamente perturbadas, quando perturbações termosféricas, tais como as de ondas de gravidade, se propagam em direção ao equador (*Traveling Ionospheric Disturbances, TID*, por exemplo) a partir de sua geração nas regiões aurorais. A origem destes eventos de grande escala, é geralmente atribuída à ocorrência de sub-tempestades aurorais (*substorms*), as quais estão associadas à precipitação de elétrons energéticos, de origem magnetosférica. Os processos ionosféricos das regiões aurorais e polares são influenciados principalmente pela conexão quase direta da magnetosfera-ionosfera, e as respostas dos eventos associados a esta conexão são muito maiores que os mesmos fenômenos registrados em baixas latitudes.

### **1.3.2 - Ionização da Baixa Ionosfera de Altas Latitudes Analisada a Partir de Dados Experimentais**

As técnicas de observação a partir de instrumentos de solo são muito utilizadas para o estudo da absorção na baixa ionosfera de altas latitudes, porém não fornecem informações suficientes sobre a interação entre a atmosfera superior e o fluxo de partículas precipitadas associadas à sub-tempestades. Para tanto é preciso conhecer o perfil de densidade eletrônica e suas variações em

diferentes níveis de atividade auroral para entender os processos de ionização que ocorrem na ionosfera auroral. Um técnicas apropriadas para este tipo de observação, apesar de ser extremamente dispendiosa, são as investigações ionosféricas através de foguetes.

A densidade eletrônica na região da baixa ionosfera durante o período diurno, depende do ângulo zenital solar (regularmente durante períodos de baixa atividade geomagnética). Na camada E, portanto, a densidade eletrônica torna-se maior quando o ângulo zenital solar é menor indicando que, da mesma forma que a baixa ionosfera das médias e baixas latitudes, a densidade eletrônica é comandada pela radiação solar em um período sem distúrbios magnéticos.

Na Figura 1.11 são apresentados três perfis de densidade eletrônica, obtidos através de dados de foguetes lançados na região Antártica, sob condições geomagneticamente calmas (Ogawa e Miyazaki, 1978) e durante o período diurno. Podemos observar nesta figura, que a radiação solar é a fonte mais eficiente de ionização da camada E durante um período calmo (as três curvas foram obtidas em condições sem perturbação). No caso da região D a radiação solar não pode ser considerada como sendo a principal fonte de ionização.

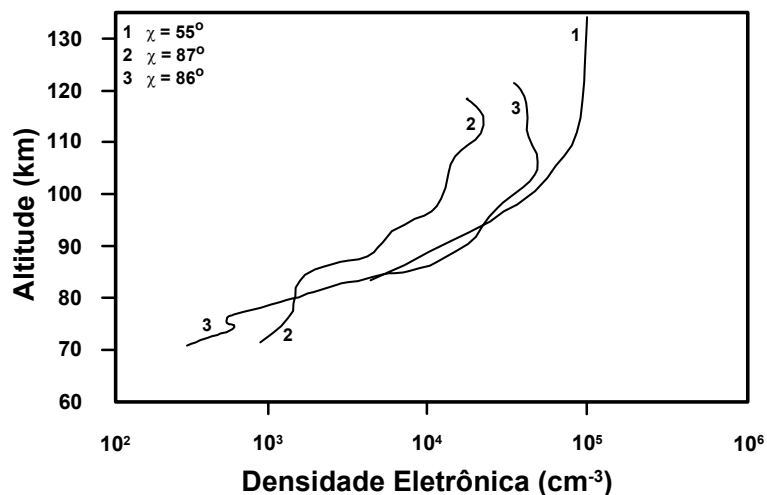


FIGURA 1.11 – Perfis de densidade eletrônica durante o período diurno obtidos através de dados de foguetes na Estação Syowa em 1976.  
 FONTE: Modificada de Ogawa e Miyazaki (1978).

Durante os períodos noturnos, a baixa ionosfera de altas latitudes possui um comportamento diferente, de forma que a ionização é regida principalmente pela penetração de partículas energéticas provenientes dos cinturões de radiação, através das linhas de campo magnético. Tal fato sugere que, nestas condições ionosféricas, os processos de ionização abaixo de 100 km possuem uma contribuição significativa do processo de precipitação de partículas, similar à contribuição da radiação solar durante o período diurno, conforme discutido anteriormente. Esta característica pode ser observada na Figura 1.12 (Ogawa e Miyazaki, 1978). Nesta figura três perfis noturnos da densidade eletrônica (também obtidos por foguetes, na mesma região e próximo ao período observado na Figura 1.11) são apresentados. Nota-se que, durante o período noturno, a densidade eletrônica torna-se maior com o aumento dos valores da absorção do ruído cósmico, mesmo estes apresentando uma pequena variação, os quais indicam a absorção relativa do ruído cósmico ocasionado pela incidência de partículas energéticas durante o período noturno (vê-se isso pela absorção de cada perfil – ARC= absorção do ruído cósmico).

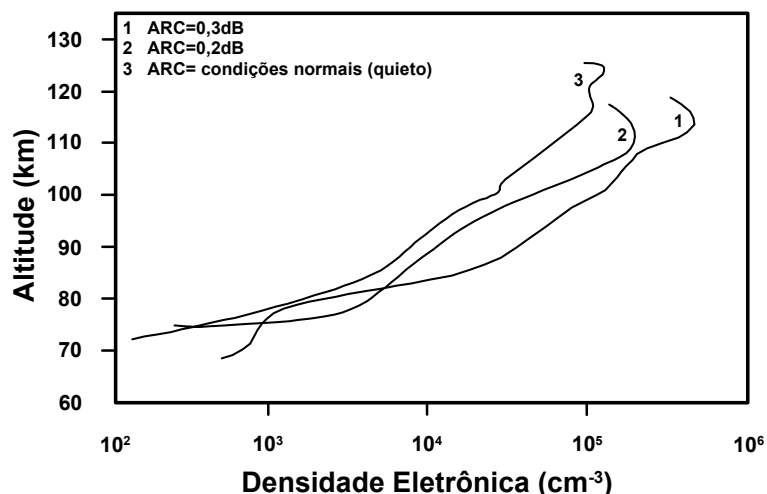


FIGURA 1.12 – Perfis de densidade eletrônica durante o período noturno obtidos através de dados de foguetes na Estação Syowa em 1976.

FONTE: Modificada de Ogawa e Miyazaki (1978).

Assim sendo, para períodos sem ou de pouca atividade geomagnética, podemos dizer de forma sucinta, através da observação das Figuras 1.11 e 1.12, que há uma variação qualitativa e quantitativa dos perfis de densidade eletrônica da região E em função da variação do ângulo zenital solar para os períodos diurnos. Para os períodos noturnos há um incremento de ionização em toda a baixa ionosfera em função da atividade magnética, indicando a contribuição de partículas energéticas na ionização.

Partículas energéticas precipitadas da magnetosfera na ionosfera auroral durante o período diurno produziram um incremento na densidade eletrônica durante condições normais e perturbadas. Tal fato pode ser observado também na Figura 1.13, onde é possível notar que a densidade eletrônica torna-se maior (curvas 7 e 8 para o ângulo zenital entre 84° e 92°) sob condições de distúrbio (para toda a baixa ionosfera) se comparadas às condições com um mesmo ângulo zenital de um período calmo (curvas 9 e 10 para o ângulo zenital entre 84° e 92°).

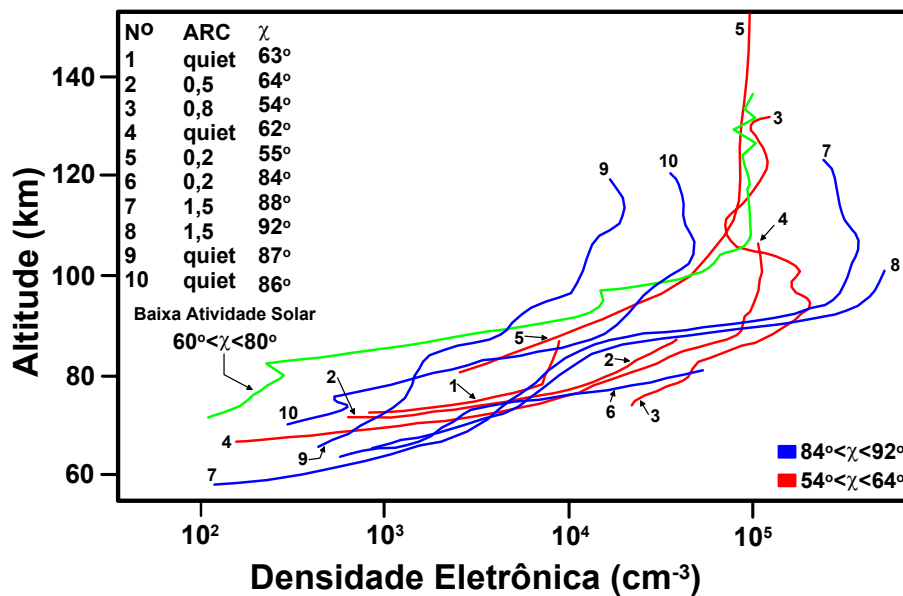


FIGURA 1.13 – Perfis de densidade eletrônica durante o período diurno obtidos através de dados de foguetes na Estação Syowa entre 1971 e 1976.

FONTE: Modificada de Ogawa e Miyazaki (1978).

As mesmas considerações da Figura 1.11 podem ser feitas também para a Figura 1.13, onde através das curvas 1, 4, 9 e 10 podemos notar que a densidade eletrônica durante o período diurno na região da baixa ionosfera tem uma grande dependência com o ângulo zenital solar durante períodos com atividade magnética similar.

O perfil da densidade eletrônica em condições noturnas perturbadas é controlado principalmente pela forma da energia espectral e o fluxo da precipitação de partículas. Deste modo a Figura 1.14 parece ser muito útil para a investigação das características da precipitação de partículas associadas com sub-tempestades. Doze perfis de período noturnos são apresentados na Figura 1.14, divididos em três sub grupos de acordo com o nível da atividade magnética auroral. As linhas vermelhas são para níveis aurorais quietos e de pouca absorção de ruído cósmico; as linhas azuis para distúrbios moderados ( $0,3\text{dB} < \text{ARC} < 0,8\text{dB}$ ); e as curvas verdes para níveis de distúrbios severos

( $1,2\text{dB} < \text{ARC} < 5\text{dB}$ ). É fácil notar que a densidade eletrônica abaixo de 100 km tem um aumento ordenado pelo aumento de ARC .

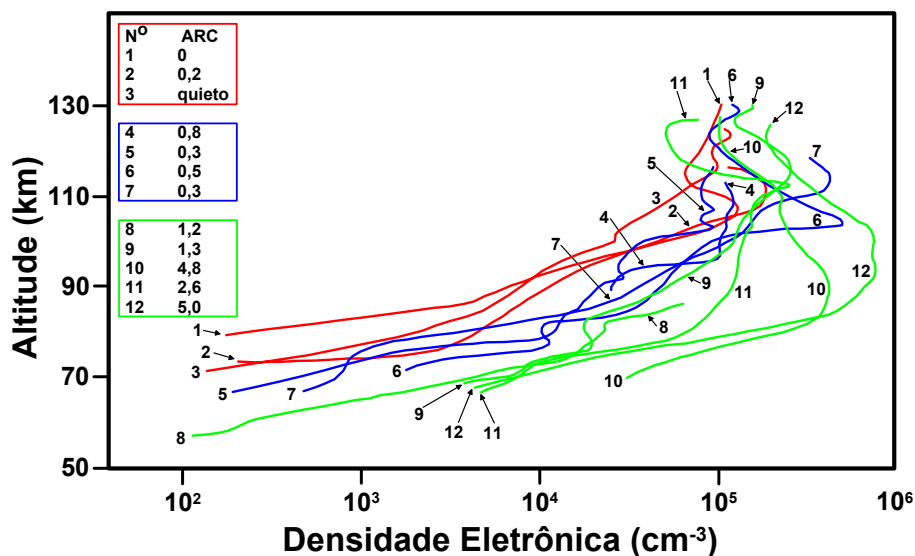


FIGURA 1.14 – Perfis de densidade eletrônica durante o período noturno obtidos através de dados de foguetes na Estação Syowa entre 1971 e 1976.

FONTE: Modificada de Ogawa e Miyazaki (1978).

Mudanças qualitativas do perfil de densidade eletrônica com as mudanças dos níveis do ângulo zenital e absorção de ruído cósmico foram descritas acima. Acredita-se que, quando há precipitação de partículas oriundas da magnetosfera durante sub-tempestades, elétrons tendo alguns keV de energia bombardeiam principalmente a região E aumentando a densidade eletrônica deste meio. Se estes elétrons estiverem com energias acima de 10 keV produzirão semelhante resposta do meio da região D. Quando o espectro de energia da precipitação de elétrons é “suave”, ou seja, há a predominância de elétrons com energias menores que 10 keV, é esperado que a ionização ocorra principalmente na região E. Por outro lado, quando o espectro de energia é alto, acima de 10 keV, as regiões D e E são ionizadas simultaneamente, resultando assim em um aumento da ARC. Portanto as camadas de absorção de ruído cósmico observadas do solo podem ser associadas com os perfis de



densidade eletrônica das regiões D e E. (Nota: A condição espectral da precipitação de elétrons na baixa ionosfera está associada à energia característica que rege este espectro (descrição mais detalhada encontra-se na seção destinada a discussão do modelo empregado neste trabalho e nas análises do mesmo - Capítulo 5)).

Através do perfil encontrado por Brum (1999) apresentado na Figura 1.15 (nesta figura são apresentadas duas curvas da integração da absorção ionosférica durante um período de 24 horas) pode-se notar um aumento da absorção ionosférica verificada nos registros das duas antenas (vertical e oeste) durante o período observado (somente em dias sem atividade magnética, com  $Kp < 3^+$ ), mostrando assim um significativo aumento na ionização das Camadas D e E da ionosfera e, conseqüentemente um aumento em uma, ou mais, de suas fontes de ionização.

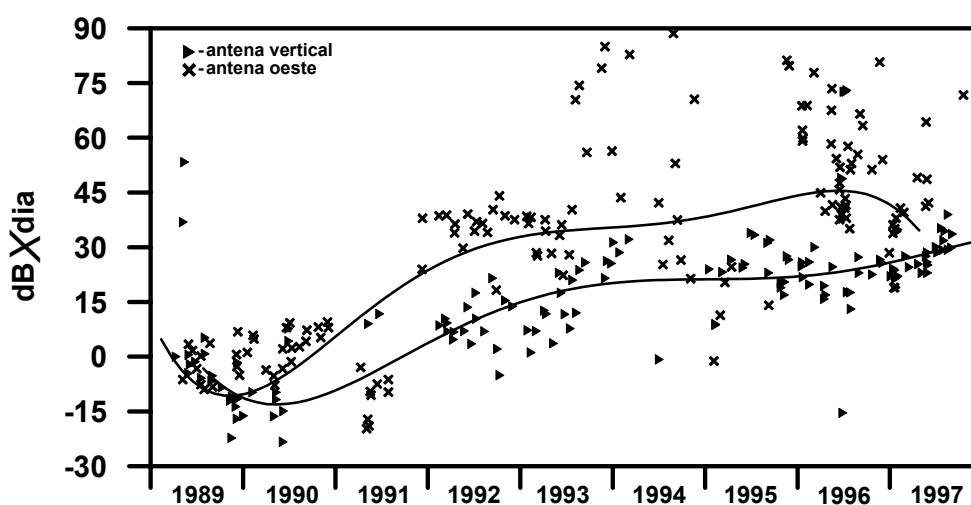


FIGURA 1.15 – Variação da absorção ionosférica total dos dados dos dois riômetros instalados na Estação Antártica Comandante Ferraz.

FONTE: Brum (1999).

Na Figura 1.16 tem-se a curva dos melhores ajustes polinomiais dos registros de absorção ionosférica dos riômetros conectados às antenas oeste e vertical

(as mesmas apresentadas na Figura 1.15), do número de manchas solares do mesmo período e os melhores ajustes polinomiais do número de partículas de raios cósmicos incidentes nas Estações Thule e Climax. No eixo do lado direito mostra-se o número de incidência de partículas cósmicas por hora. No lado esquerdo mostra-se a escala, em dB-dia, da absorção relativa do ruído cósmico e ainda do mesmo lado, tem-se a escala da variação do número de manchas solares.

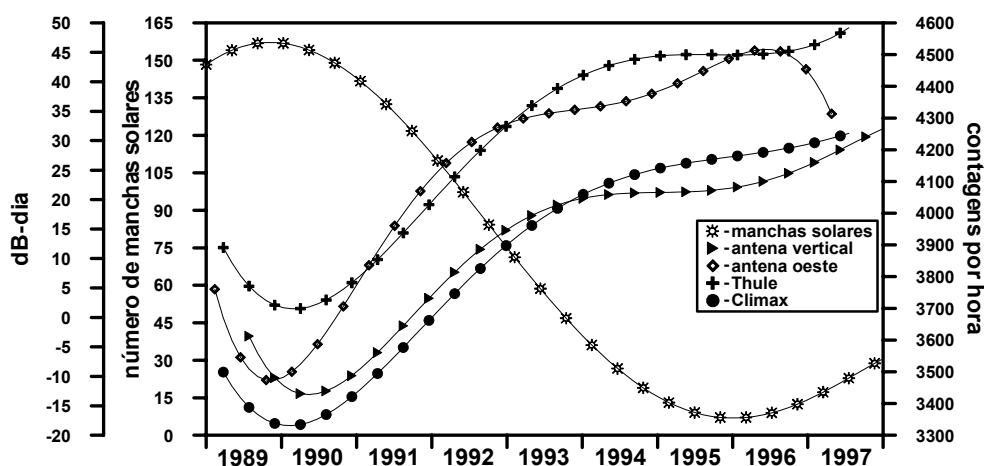


FIGURA 1.16 - Melhores ajustes polinomiais da absorção ionosférica relativa total ( $A_T$ ) dos dados dos riômetros, do número de partículas incidentes de raios cósmicos e do número de manchas solares.

FONTE: Brum (1999).

Pela simples visualização da Figura 1.16 fica evidente a correlação entre os melhores ajustes polinomiais da absorção ionosférica e da incidência de partículas dos raios cósmicos, entretanto o mesmo não acontece entre estes e o número de manchas solares. A anti-correlação entre o número de manchas solares e a incidência de raios cósmicos nas estações citadas pode ser explicada pela variação do campo magnético interplanetário, ou seja, durante o máximo solar o campo magnético do Sol está mais intenso e é “congelado” no plasma expelido nos *flares* solares e no vento solar, que se propaga no meio

interplanetário, e conseqüentemente aumentam a intensidade do campo magnético interplanetário. Este por sua vez bloqueia os raios cósmicos menos energéticos, deixando chegar até as vizinhanças da Terra apenas as partículas mais energéticas, diminuindo assim o fluxo de partículas que incidem na superfície da Terra durante o período de máximo solar. Durante o período de mínimo solar o campo magnético interplanetário está menos intenso facilitando a passagem dos raios cósmicos menos energéticos, aumentando assim a incidência de partículas, em todas as faixas de energia, na superfície terrestre.

Por outro lado, a anti-correlação observada entre o número de manchas solares e os registros da absorção relativa do ruído cósmico indica que há um padrão de variação inversamente proporcional à absorção do ruído cósmico e ao número de manchas solares. Isto é, o aumento na absorção do ruído cósmico acompanha o aumento do fluxo dos raios cósmicos incidentes. Sendo a absorção do ruído cósmico devido à ionização das Camadas D e E da ionosfera, é possível que esta região seja consideravelmente mais sensível à ionização dos raios cósmicos do que seria de se esperar.

Tais considerações levam a crer que haja uma significativa ionização de fundo pelos raios cósmicos galácticos em períodos calmos, uma vez que o fluxo de penetração de partículas energéticas da magnetosfera é proporcional ao ciclo solar.

#### **1.4 - A Anomalia Magnética do Atlântico Sul**

Na metade do Século XIX, supunha-se que o campo magnético da Terra tinha a configuração de um dipólo centrado. Desta forma, uma visão planificada da superfície terrestre apresentaria uma configuração de isolinhas relativas à intensidade do campo geomagnético  $B$ , muito semelhante à distribuição latitudinal da Terra. Tal configuração, obtida através de medidas experimentais, em meados de 1840, é apresentada na Figura 1.17. Assim sendo, se o campo

geomagnético fosse de um dipólo simples no centro do planeta, os contornos de  $B$  sobre a superfície da Terra seriam linhas de latitude constante. Entretanto, as assimetrias existentes no sistema de correntes que fluem no interior da Terra introduzem termos de ordem superior, resultando em um campo magnético cuja configuração é representada pelas linhas de mesma intensidade (iso-intensidades), ilustrada na Figura 1.18.

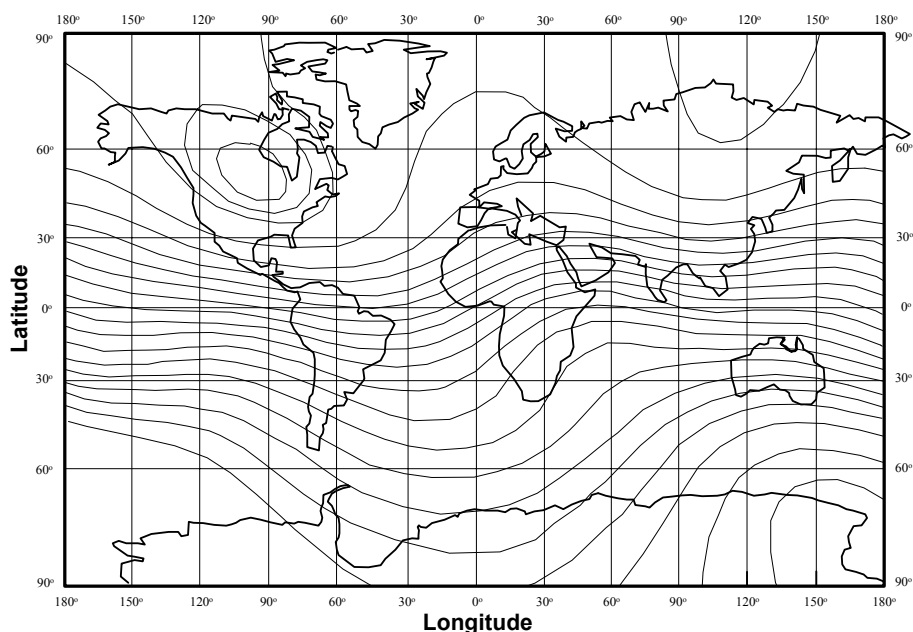


FIGURA 1.17 – Exemplificação grosseira do campo geomagnético desprezando a AMAS.

FONTE: Modificada de Pinto et al. (1992).

Grande parte da distorção das linhas de campo magnético é causada pelo fato do eixo magnético terrestre não estar alinhado ao eixo de rotação da Terra e o centro do dipólo magnético não coincidir com o centro do planeta. Os pólos magnéticos estão sobre o norte do Canadá e ao sul da Austrália, na projeção Mercator, de acordo com a Figura 1.18. A região situada sobre o continente Americano e sobre o oceano Atlântico apresenta um campo magnético com valor relativamente baixo, denominada de Anomalia Magnética do Atlântico Sul. Esta região começou a aparecer nos mapas geomagnéticos somente no início

do século XX. A existência da AMAS é uma consequência da distribuição assimétrica das correntes elétricas no interior da Terra (Roederer, 1965), que produzem um campo magnético local cuja intensidade é muito diferente daquele produzido por um dipólo magnético centrado, isto é, o campo magnético terrestre se comporta como o campo de um dipólo magnético excêntrico.

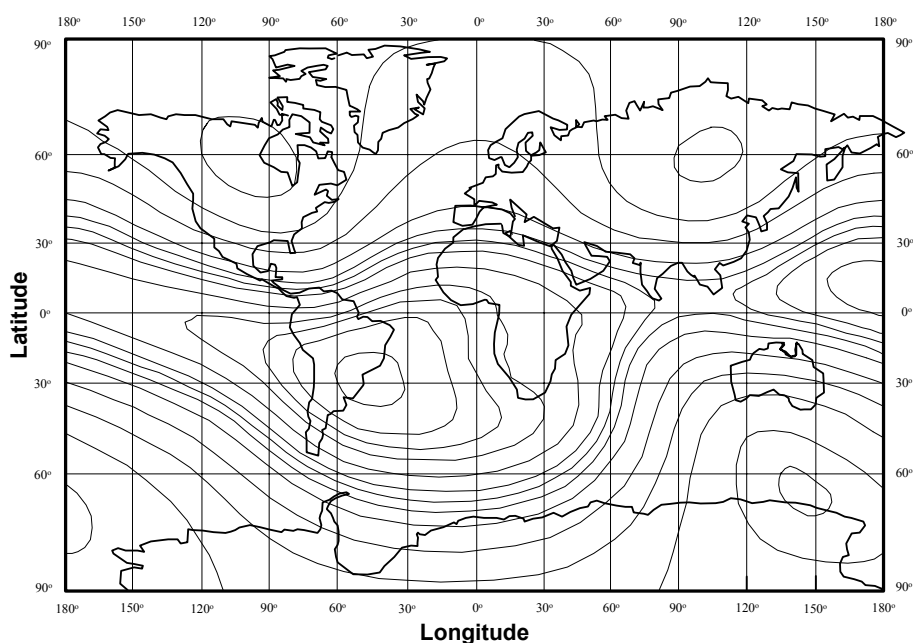


FIGURA 1.18 – Contornos de iso-intensidade do campo geomagnético apresentando a AMAS.

FONTE: Modificada de Roederer (1965).

Para se obter uma descrição do campo geomagnético é preciso inclinar o eixo da Terra em aproximadamente  $11^\circ$  e deslocá-lo em 500 km, a partir do centro geométrico terrestre, na direção  $6,5^\circ\text{N}$  e  $162^\circ\text{E}$ . Desta forma, as linhas de campo magnético, quando comparadas à esfera terrestre, se aproximam mais da superfície da Terra sobre a costa sudeste da América do Sul e sobre o Oceano Atlântico, produzindo nesta região um mínimo absoluto na intensidade do campo magnético total. Esta configuração, porém, não é estática. O centro

da AMAS tem derivado alguns graus para leste nas duas últimas décadas, contribuindo para a variação secular do campo magnético.

Pinto et al. (1991) computou a intensidade do campo magnético da Terra na região da América do Sul, baseado na hipótese em que a região da AMAS gira de leste para oeste, mantendo a mesma latitude e velocidade de deriva obtidas atualmente. Estes resultados foram comparados com dados arqueomagnéticos do continente Sul Americano, obtidos através de medidas da magnetização natural remanescente em artefatos de cerâmica local (Figura 1.19). Tais comparações parecem indicar que a região da AMAS pode ter um movimento periódico em torno da Terra, com um período de cerca de 2300 anos. Este fato é também sustentado por dados geomagnéticos catalogados desde 1600, os quais indicam que a AMAS pode ter ainda um movimento senoidal em relação ao equador magnético, permanecendo temporariamente no hemisfério sul e temporariamente no hemisfério norte (Pinto e Gonzalez, 1989).

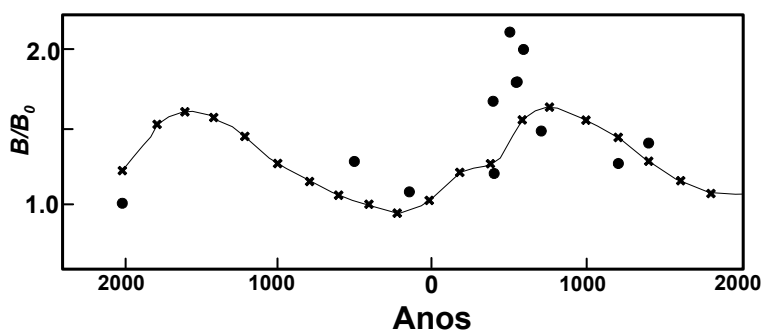


FIGURA 1.19 – Razão entre as intensidades  $B/B_0$  do campo geomagnético na América do Sul em tempos passados ( $B$ ) e para o ano de 1992 ( $B_0$ ), obtidos por dados arqueológicos.

FONTE: Modificada de Pinto et al.(1992).

O deslocamento e a inclinação do eixo geomagnético em relação ao eixo da Terra têm um grande efeito em alguns fenômenos como, por exemplo, o ponto de espelhamento das partículas, o qual varia em função da longitude. Outra

característica de grande relevância da AMAS é o fato desta ser um grande sorvedouro de elétrons. Tal fato foi observado há mais de 40 anos (Dessler, 1959) e, a partir de então, várias observações vêm sendo feitas através de satélites, balões e técnicas de solo e inúmeros trabalhos teóricos têm sido publicados, na tentativa de explicar o aumento do fluxo de partículas e os efeitos aeronômicos decorrentes da mesma (Costa, 1991; Abdu et al., 1973; Batista, 1975; Trivedi et al., 1973; Trivedi et al., 1975; Trivedi e da Costa, 1980; Pinto e Gonzalez, 1988; Martin, 1972; Abdu et al., 1982).

A região da AMAS é povoada por partículas energéticas que interagem fortemente com os constituintes atmosféricos produzindo, nesta região, efeitos ionosférico muito semelhantes àqueles observados nas regiões aurais (Gledhill e Van Rooyen, 1962; Doherty, 1971; Zimuda, 1966), tais como precipitação de elétrons e partículas carregadas de origem solar, galáctica e de partículas aprisionadas nos cinturões de radiação. Uma explicação para este fato é que os elétrons aprisionados nas linhas de campo geomagnético, ao se deslocarem sob a ação do efeito resultante da deriva, da curvatura e do gradiente do campo magnético, atingem uma altitude mínima nesta região (Benbrook et al., 1983).

Antes de discutirmos a precipitação de partículas na AMAS, será necessário apresentar uma pequena introdução sobre a principal fonte de injeção de partículas desta região: os cinturões de radiação ou cinturões de Van Allen.

#### **1.4.1 - Os Cinturões de Radiação**

Os cinturões de radiação estão situados dentro da magnetosfera. A partir de dados de satélites, Van Allen e Frank (1959) delinearão dois tipos de cinturão de radiação, o interno (próximo a  $L \approx 1,5$ ) e outro externo (mais afastado, em aproximadamente 3 a 4 L, onde L representa as coordenadas de McIlwain, em raios terrestres de acordo com Rishbeth e Garriott (1969)). Estes cinturões

circundam a Terra e contêm uma grande quantidade de partículas carregadas que são aprisionadas pelo campo geomagnético, sendo mais intensos em baixas e médias latitudes e praticamente desaparecendo nas regiões polares.

O cinturão interno de radiação, localizado mais próximo da Terra é formado por prótons de alta energia ( $1 \approx \text{GeV}$ ). Esta população de prótons é bastante estável e apresenta praticamente o mesmo fluxo e espectro de energia dos prótons em condições de baixa atividade solar ou durante os *flares* solares (Freden, 1969). A Figura 1.20 mostra a localização espacial dos prótons de alta energia e sua distribuição em relação à distância geocêntrica.

No caso dos elétrons, a região de aprisionamento é caracterizada por apresentar grandes flutuações na densidade eletrônica, o que a torna uma região de aprisionamento instável, ao contrário do que ocorre com os prótons.

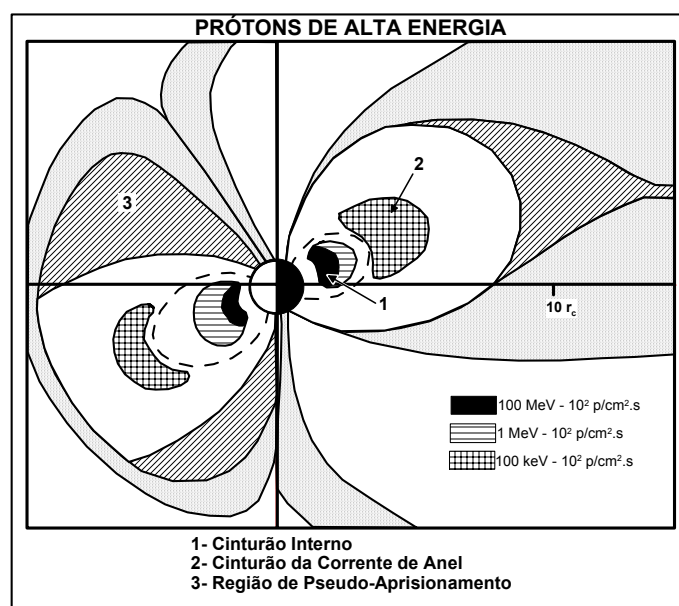


FIGURA 1.20 – Representação da distribuição de prótons de alta energia em função da distancia geocêntrica.

FONTE: Modificada de Pinto e Gonzalez (1988).



A população de elétrons está intimamente associada à variação da atividade geomagnética, apresentando grandes variações no fluxo de elétrons próximo ao equador magnético (para uma extensa faixa de valores de L) durante a ocorrência de tempestades magnéticas (Soraas, 1973). A Figura 1.21 mostra a distribuição espacial dos elétrons de alta energia em função da distância geocêntrica.

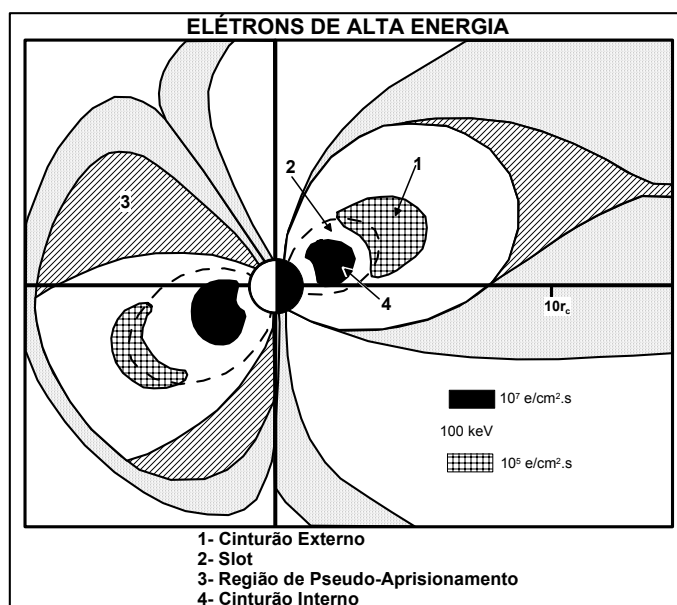


FIGURA 1.21 – Representação da distribuição de elétrons de alta energia em função da distancia geocêntrica.

FONTE: Modificada de Pinto e Gonzalez (1988).

#### 1.4.2 - Precipitação de Partículas na AMAS

O fluxo de elétrons na região da AMAS é mantido em equilíbrio graças ao balanço entre os processos de injeção e perda. Existem duas principais fontes de injeção de elétrons nessa região: (1) difusão radial (onde os elétrons são provenientes das regiões mais externas da magnetosfera ou, mais especificamente dos cinturões de radiação); (2) albedo de nêutrons. Porém, este último pode ser negligenciado se comparado à difusão radial, de acordo com Hess (1968).

A injeção de elétrons por difusão radial pode atuar tanto sobre elétrons, com valores de energia específicos, como para elétrons de todas as energias. Este fato propicia a ocorrência de diferentes estruturas no espectro de elétrons aprisionados. É importante observar que a injeção de elétrons na região da AMAS é um processo contínuo, sendo intensificado em períodos geomagneticamente ativos.

O principal processo de perda de elétrons para a atmosfera na região da AMAS é a difusão em ângulo de arremesso (*pitch angle*). Tal difusão pode ser causada por dois principais mecanismos: espalhamento Coulombiano dos elétrons pelos constituintes atmosféricos (difusão colisional) e interações ressonantes entre ondas e elétrons nas frequências ciclotrônicas e de balanço (difusão em ângulo de arremesso ressonante).

A difusão de ângulo de arremesso de elétrons é um processo aleatório e contínuo. A intensificação deste processo na AMAS pode ser compreendida com base no estudo do movimento dos elétrons aprisionados no campo geomagnético. Assim, após percorrerem suas trajetórias ao redor da Terra e chegarem à região da AMAS, os elétrons têm seus pontos de espelhamento localizados em altitudes menores, intensificando sua interação com o meio atmosférico desta região.

Apesar da grande variação da densidade atmosférica com a altura (variação exponencial), um elétron pode demorar a interagir com os demais constituintes atmosféricos, podendo permanecer aprisionado na sua trajetória adiabática durante várias derivas, desde que não atinja a região crítica da AMAS, que está situada em torno de 100km de altitude, conforme estabelecido por Berger e Seltzer (1972), como uma fronteira entre as regiões de elétrons aprisionados e de elétrons em precipitação. Isto é equivalente à definição de um ângulo de arremesso equatorial crítico e que limita o cone de perdas de forma que um

elétron se precipita quando atinge tal ângulo. Ao entrar na atmosfera, o elétron irá sofrer colisões com os constituintes atmosféricos locais, atuando em escalas de tempo onde os seus invariantes adiabáticos serão violados. O resultado destas colisões é a difusão gradual dos elétrons para dentro do cone de perdas com uma conseqüente diminuição na altitude de espelhamento que ocorre até o instante da sua precipitação.

A evolução do espectro de energia dos elétrons, desde o seu aprisionamento pelo campo geomagnético até o instante de sua precipitação (menor ou igual à aproximadamente 100 km de altura), pode ser qualitativamente resumida nas seguintes considerações: (1) o espectro de energia dos elétrons evolui para uma forma de equilíbrio tipicamente exponencial e decrescente; (2) dado que a profundidade atmosférica em 100 km de altitude é aproximadamente  $3 \cdot 10^{-4}$  g/cm<sup>2</sup>, os elétrons com energia menor do que 10 keV não alcançam a altura de 100 km (Berger e Seltzer, 1964); (3) considerando-se a inclinação das linhas de campo magnético na região da AMAS é possível, em primeira aproximação, supor uma distribuição isotrópica em 100 km, na qual a distribuição angular tende para uma forma de equilíbrio; (4) estruturas tais como os picos no espectro de elétrons de alta energia (Berger e Seltzer, 1964), embora sofram degradação, tendem a manter-se ao longo da difusão devido à menor perda de energia dos elétrons de alta energia ; e (5) o fluxo de elétrons tende a diminuir devido, principalmente, ao efeito de espelhamento e ao espalhamento de 180°, os quais são dependentes da energia eletrônica.

Os pontos de espelhamento das partículas aprisionadas em uma camada  $L$ , na região da AMAS, encontram-se muito baixos (<100km) (Williams e Kohl, 1965; Roederer et al., 1967). A deriva de prótons para oeste produz uma concentração maior destas partículas no lado leste da AMAS, de forma que o fluxo precipitado é mais intenso à leste da AMAS e diminui rapidamente na direção oeste. Como exemplo desta variação, o fluxo de prótons para  $L=2$  no hemisfério sul atinge um pico aproximadamente 35 vezes maior do que o fluxo

médio precipitado para o mesmo valor de L no hemisfério norte. A Figura 1.22 apresenta a variação do fluxo de prótons precipitado em função de L e da longitude para os dois hemisférios (Torr et al., 1975).

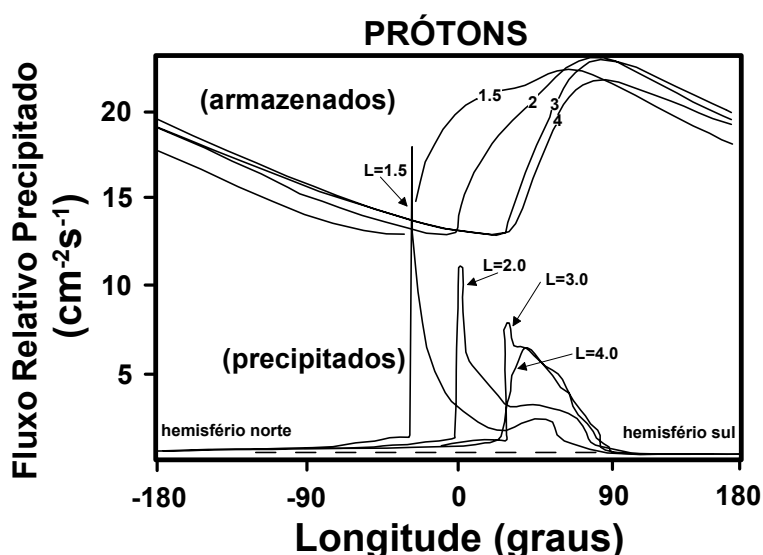


FIGURA 1.22 - Variação longitudinal relativa das partículas e do fluxo de prótons precipitado nos hemisférios Sul e Norte.

FONTE: Modificada de Torr e Torr (1979).

A Figura 1.23 mostra as altitudes dos pontos de espelhamento para uma partícula presa na camada  $L=1,8$  refletindo-se em, aproximadamente, 1000 km sobre a América do Norte. À medida que a partícula se desloca em longitude, dirigindo-se para valores mínimos da intensidade de campo geomagnético ( $B$ ), suas alturas de espelhamento diminuem e eventualmente se precipitam na atmosfera, sobre a região da AMAS (Torr et al., 1975). Nestas altitudes, a densidade atmosférica é suficientemente grande para assegurar a perda de praticamente todas as partículas por colisão, mecanismo este considerado eficiente na remoção de partículas da magnetosfera (Gledhill, 1976).

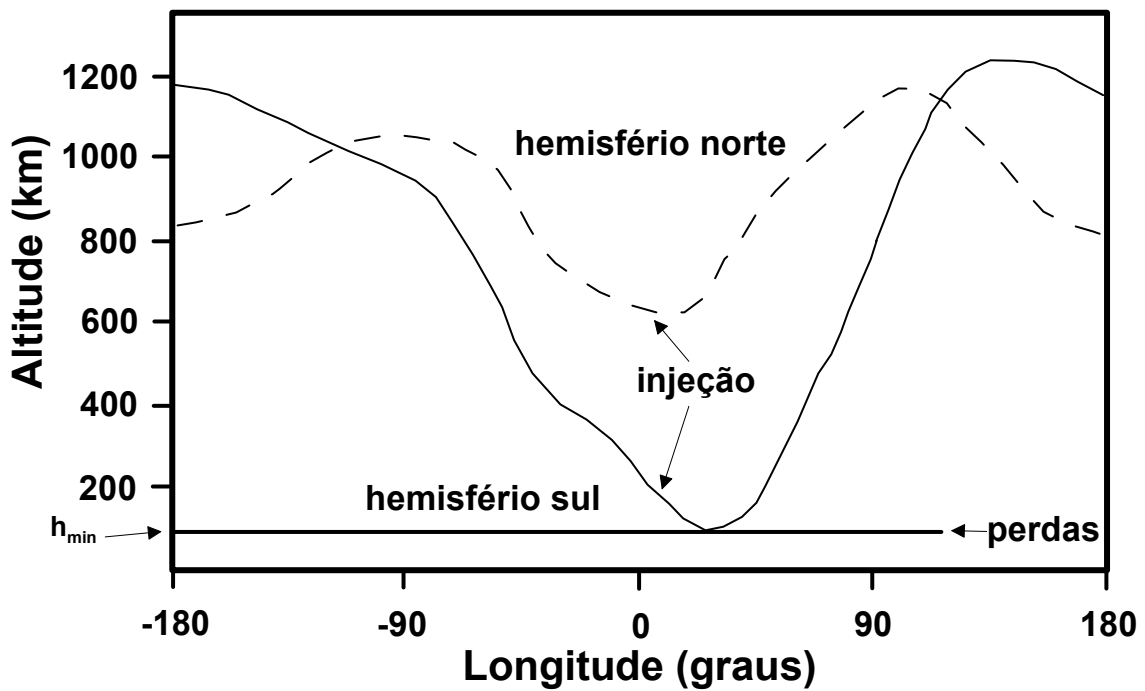


FIGURA 1.23 – Altura de espelhamento de partículas para  $L=1,8$  a 100km de altitude, em função da longitude.

FONTE: Modificada de Torr et al. (1975).

As partículas energéticas, ao se precipitarem na baixa ionosfera, constituem uma fonte significativa de ionização local nas regiões D e E. Para um dado fluxo de partículas com uma determinada energia, a importância da taxa de produção dos pares de íons devido às partículas precipitadas varia com a altitude. A Figura 1.24 ilustra esse efeito para prótons e elétrons de diferentes energias. Para uma determinada altitude, esta taxa de produção apresenta uma variação da noite para o dia.

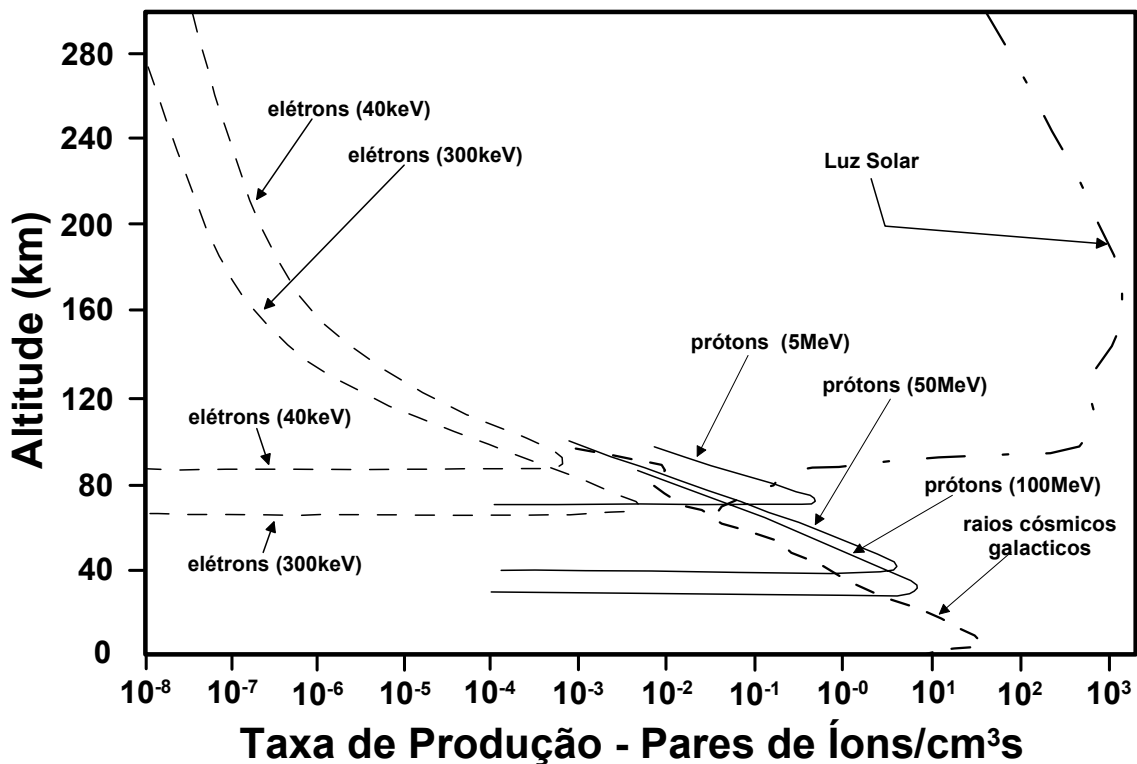


FIGURA 1.24 – Taxas de Produção dos pares de íons para várias fontes de ionização atmosférica.

FONTE: Modificada de Zimuda (1966).

### 1.4.3 - Fluxos e Energias de Partículas Precipitantes na AMAS

Um fluxo de elétrons maior que  $10 \text{ partículas.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$  com uma energia  $\geq 300\text{keV}$  é suficiente para produzir ionização diurna a uma altitude de 72 km (Zimuda, 1966). Para o mesmo fluxo produzir ionização noturna em aproximadamente 90km de altura, são necessários elétrons de menor energia ( $E_e \geq 40\text{keV}$ ). Kikuchi e Evans (1982) afirmam que os elétrons de 300keV são importantes fontes de ionização, tanto para os horários diurnos quanto para os noturnos e estimou um fluxo mínimo de  $40 \text{ elétrons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}.\text{sr}^{-1}$  como sendo o fluxo necessário para produzir desvios diurnos na propagação das ondas de VLF, por exemplo. A Figura 1.25 ilustra a relação entre a variação da altura ionosférica e o fluxo de prótons observado, através da altitude de reflexão das

ondas de VLF, para energias iguais ou maiores do que 20MeV (Kossey et al., 1983).

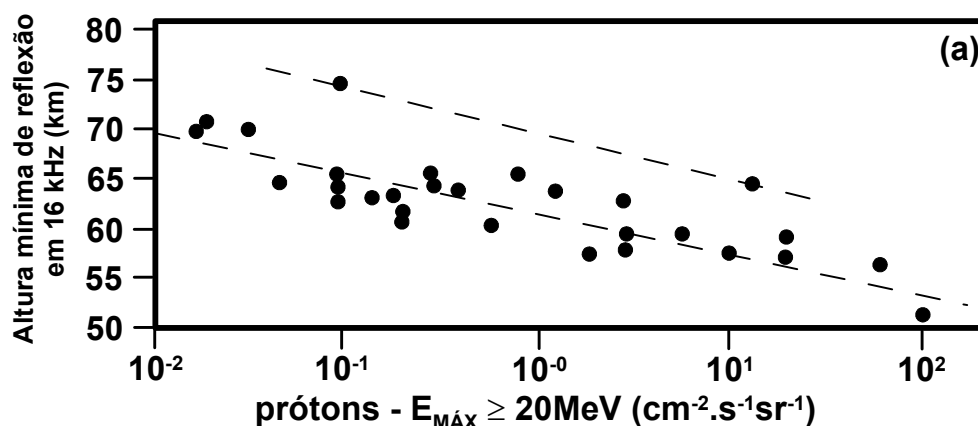


FIGURA 1.25 – Fluxo de prótons *versus* altura mínima de reflexão das ondas de VLF.

FONTE: Modificada de Kossey et al.(1983).

Existem evidências experimentais que confirmam uma precipitação constante de elétrons e prótons energéticos na região da AMAS (Gledhill, 1976; Abdu e Batista, 1977). Quanto à precipitação de elétrons, esta afirmação é inquestionável. Porém para os prótons, há evidências que descartam tal possibilidade, pois o fluxo de prótons, tanto em períodos calmos como em períodos perturbados, é desprezível (Pieper et al., 1965; Gough, 1975). Por outro lado, existem casos em que a presença dos prótons no fluxo de partículas precipitadas na AMAS é aceita e discutida (Freden e Paulikas, 1964; Vernov et al., 1967; Torr et al., 1975).

### 1.5 – Movimento de Partículas Carregadas na Magnetosfera e a Rádio Absorção na Ionosfera

A precipitação de partículas carregadas de origem solar e/ou galáctica é a maior fonte de energia da baixa ionosfera. Nesta seção o movimento de partículas carregadas interagindo com o campo geomagnético é apresentado,

e a maneira que as mesmas são depositadas na ionosfera é discutidas. Também será apresentada uma discussão da propagação de ondas de rádio de alta frequência (HF), a qual inclui a descrição da absorção destas ondas e como esta é dependente da densidade eletrônica do meio, que por sua vez é afetado pela precipitação de partículas de alta energia.

### **1.5.1 – Movimento de Partículas Carregadas na Magnetosfera**

Na Seção 1.4.1 foi apresentada uma breve descrição dos cinturões de radiação, os quais contêm populações de partículas de vários níveis de energia inseridas no meio magnetosférico. Entretanto, um detalhamento destas partículas em relação ao seu comportamento e sua deposição no meio ionosférico não foi discutido profundamente, principalmente em relação à sua formulação matemática. Para tal, nesta seção será apresentada uma breve descrição dos movimentos considerados mais relevantes para este trabalho, descritos pelo segundo e terceiro invariantes adiabáticos, ou seja, pelo movimento de bounce e pela deriva em torno da Terra.

#### **1.5.1.1 – Movimento de Bounce e o Cone de Perdas**

Em um campo magnético uma partícula carregada seguirá a curvatura da linha de campo sob influência da força de Lorentz. Associado a este movimento está uma frequência a qual é dependente da carga da partícula, massa e intensidade do campo magnético. O raio do movimento desta partícula é também dependente da velocidade tangencial da mesma. Se uma partícula do meio magnetosférico (elétron ou próton) tiver uma velocidade perpendicular ( $v_{\perp}$ ) às linhas de campo e uma velocidade paralela ( $v_{\parallel}$ ) ao longo da mesma, a trajetória desta partícula será uma espiral (Figura 1.26).



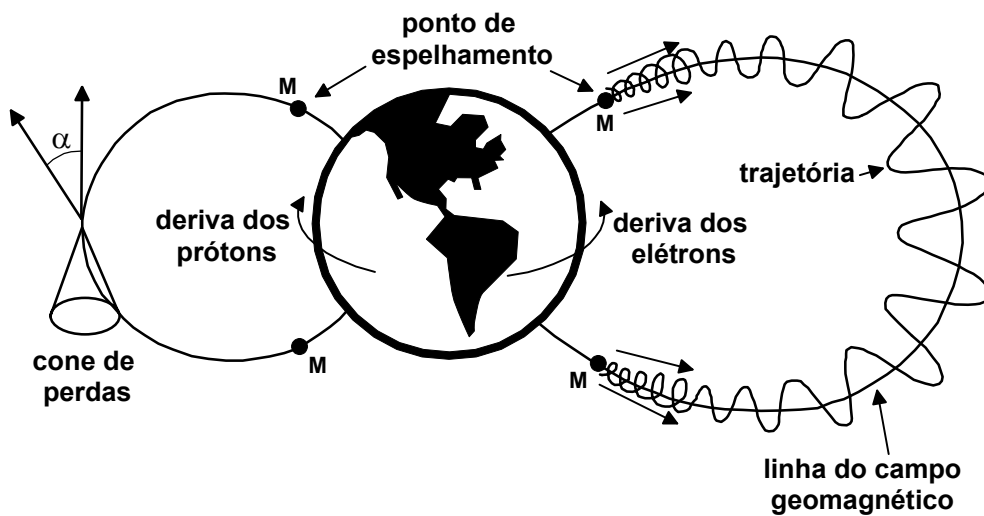


FIGURA 1.26 – Ilustração artística das invariantes adiabáticas.

Supondo que esta partícula não sofra nenhum trabalho, o fluxo magnético através de sua órbita será constante (ou seja, na ausência de um campo elétrico), podendo ser representado como (Davies, 1966):

$$\Phi = Br_G^2\pi = \frac{2mE_{\perp}\pi}{e^2B} = \text{constante} \quad (1.1)$$

onde  $m$  e  $r_G$  são a massa e o raio do movimento ciclotrônico da partícula, respectivamente, e a carga do elétron,  $B$  a intensidade do campo magnético e  $E_{\perp}$  a energia cinética da partícula associada com a componente da velocidade normal ao campo magnético. Da Equação 1.1 a componente  $E_{\perp} \cdot B^{-1}$  é constante e representa o momento magnético do movimento em torno da linha de campo (movimento ciclotrônico – primeira invariante adiabática).

A velocidade perpendicular da partícula pode ser expressa em função do ângulo entre o vetor velocidade e a direção do campo magnético. Este ângulo é denominado de ângulo de arremesso (*pitch angle*,  $\alpha$  da Figura 1.26) e é obtido pela relação

$$v_{\perp} = v \sin \alpha \quad (1.2)$$

ou em termos de energia, dada por (Equação 1.3):

$$\frac{mv_{\perp}^2}{2\mathbf{B}} = \frac{E_{\perp}}{\mathbf{B}} = \frac{E \sin^2 \alpha}{\mathbf{B}} = \text{constante} \quad (1.3)$$

Supondo uma partícula movendo-se do equador para as regiões de altas latitudes em um campo magnético dipolar, esta estará sujeita a uma variação da intensidade do campo, neste caso um aumento, o que acarretará numa variação proporcional do ângulo de arremesso ( $\sin^2 \alpha \propto \mathbf{B}$ ). A componente paralela da velocidade da partícula ( $v_{\parallel}$ ) possui um comportamento inversamente proporcional a abertura de  $\alpha$ , ou seja, nas regiões equatoriais onde o ângulo de arremesso é menor,  $v_{\parallel}$  é máximo. Já nos pontos afastados do equador o ângulo de arremesso chega ao seu valor máximo ( $\alpha=90^{\circ}$ ) e a componente paralela da velocidade tende a zero, invertendo o seu sentido e deste modo sendo refletida de volta às regiões equatoriais. Este ponto é denominado de ponto de espelhamento (pontos M da Figura 1.27) e ocorre quando  $B=B_M$  ( $B_M$  – intensidade do campo magnético no ponto de espelhamento). Neste caso simplificado, a partícula não está sofrendo nenhuma interferência de aceleração e sim a manutenção da intensidade da sua energia cinética ( $E = E_{\perp} + E_{\parallel}$ ). A Equação 1.4 descreve o comportamento da velocidade paralela de uma partícula energética em função do ângulo de arremesso:

$$v_{\parallel}^2 = v^2 - v_{\perp}^2 = v^2 \cos^2 \alpha \quad (1.4)$$

A posição do ponto de espelhamento para uma partícula energética é determinada pelo ângulo de arremesso quando a mesma passa pelo equador, isto é, na posição onde o campo magnético é mais fraco. Assim sendo, o

ângulo de arremesso no equador ( $\alpha_{eq}$ ) pode ser escrito como uma função do campo magnético equatorial ( $B_{eq}$ ) e do campo no ponto de espelhamento ( $B_M$ ):

$$\frac{B_{eq}}{B_M} = \sin^2 \alpha_{eq} \quad (1.5)$$

Este é o princípio do movimento de bounce executado por uma partícula carregada na magnetosfera. A posição do ponto de espelhamento determina o comprimento da linha de campo transversal em um movimento simples de bounce, desde que o campo magnético possa ser derivado em função da latitude em uma configuração dipolar (princípio da segunda invariante adiabática). Em termos da localização geográfica (latitude) o ponto de espelhamento ( $\lambda_M$ ) pode ser escrito, partindo da Equação 1.4, como:

$$\frac{\cos^6 \lambda_M}{(4 - 3 \cos^2 \lambda_M)^{0.5}} = \sin^2 \alpha_{eq} \quad (1.6)$$

Através da equação anterior é possível concluir que a partir de um determinado ângulo de arremesso o ponto de espelhamento é independente da linha de campo, ou seja, todas as partículas com o mesmo ângulo de arremesso equatorial ( $\alpha_{eq}$ ) espelharão na mesma latitude em uma configuração de campo dipolar, independentemente da sua localização na camada magnética (ou na sua localização em coordenadas de Mc Ilwan)

Para o caso do campo magnético dipolar terrestre deverá existir um limite superior para a latitude de espelhamento para uma dada linha de campo, ou seja, o ponto de espelhamento deverá estar sempre acima da superfície terrestre acima de uma atmosfera mais densa. No caso do ponto de espelhamento estar situado no meio atmosférico mais denso ( $\leq 100\text{km}$ ) a partícula torna-se mais suscetível a colisões e ao espelhamento, e deste modo

a magnetosfera tende a perdê-la para a atmosfera terrestre. A proporção de partículas que são perdidas para a atmosfera terrestre pode ser definida pelo cone de perdas (Figura 1.27). Deste modo, pela Equação 1.6, a abertura do cone de perdas na região equatorial ( $\alpha_L$ ) é dada por:

$$\sin^2 \alpha_L = \frac{1}{L^3 \left(4 - \frac{3}{L}\right)^{0.5}} \quad (1.7)$$

onde L é medido em raios terrestres.

A partir das equações 1.7 e 1.6 é possível concluir que, para uma partícula continuar seu movimento de bounce indefinidamente, deve satisfazer a condição  $\sin^2 \alpha_{eq} > \sin^2 \alpha_L$ .

### 1.5.1.2 – Movimento de Deriva em Torno da Terra

As hipóteses apresentadas na seção anterior negligenciaram o efeito de um campo elétrico no movimento de partículas carregadas na magnetosfera. No entanto, para a discussão do terceiro invariante adiabático (deriva em torno da Terra) o campo elétrico torna-se importante.

No caso de um campo elétrico ( $\mathbf{E}$ ) perpendicular à linha de campo magnético ( $\mathbf{B}$ ), as partículas energéticas imersas neste meio sofrerão um deslocamento ortogonal ao sentido vetorial de  $\mathbf{E}$  e  $\mathbf{B}$  dado pelo produto vetorial  $\mathbf{E} \times \mathbf{B}$ , com uma velocidade de deslocamento obtida pela relação  $|\mathbf{E} / \mathbf{B}|$ . As partículas que giram em torno da linha de campo também derivam transversalmente a B, porém seu centro de guia permanecerá na mesma linha de campo. Neste processo de deriva, as partículas arrastarão o campo magnético, similarmente ao fenômeno que ocorre com o fluxo de plasma do vento solar, o qual arrasta o

campo magnético solar “congelado” em seu interior (Teorema de Alfvén). No entanto, se outras derivas ocorrerem este “congelamento” é desfeito.

O raio de giro de uma partícula varia com o gradiente da intensidade do campo magnético, ou seja, inversamente proporcional a  $B$ , gerando uma deriva como a representada na Figura 1.27. A velocidade desta deriva pode ser descrita considerando o movimento contínuo de giro da partícula em dois diferentes meios de intensidade de campo magnético, utilizando limites de pequenas variações nas linha de campo magnético. Assim sendo, a velocidade final, em termos de velocidade do gradiente de deriva ( $V_{\nabla B}$ ) é dada por:

$$V_{\nabla B} = \frac{m v_{\perp}}{2qB^3} \mathbf{B} \times \nabla \mathbf{B} \quad (1.8)$$

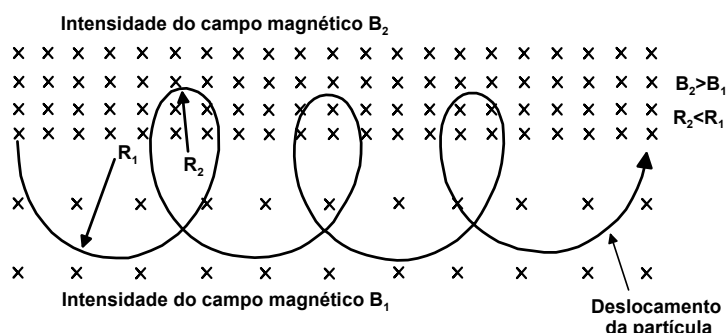


FIGURA 1.27 – Deriva longitudinal provocada pelo gradiente da intensidade do campo geomagnético.

FONTE: Modificada de Hess (1968).

Similarmente à deriva descrita no parágrafo anterior, a própria curvatura das linhas de campo produz uma segunda deriva no movimento de partículas carregadas (Figura 1.28), ou seja, uma partícula executando o movimento de bounce sofre uma força centrífuga que associada ao movimento oscilatório do movimento ciclotrônico produz um deslocamento lateral. Este deslocamento é na mesma direção da deriva de gradiente de campo, porém atua muito mais na velocidade paralela da partícula do que na velocidade perpendicular ao campo

magnético. Assim sendo, a velocidade de deriva de curvatura descrita neste parágrafo pode ser obtida pela relação.

$$V_c = \frac{m v_{\parallel}}{q B^3} \mathbf{B} \times \left[ \left( \frac{\mathbf{B}}{B} \cdot \nabla \right) \mathbf{B} \right] \quad (1.9)$$

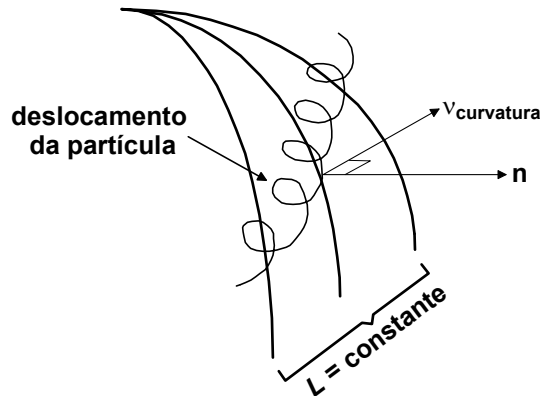


FIGURA 1.28 – Representação artística da deriva de curvatura.  $\mathbf{n}$  é o versor normal à linha de campo magnético.

Ambas, a deriva de gradiente (Equação 1.8) e a deriva de curvatura (Equação 1.9), apontam para a mesma direção. Desde que estas derivas sempre apareçam juntas, pode-se combinar as duas derivas, dando origem à deriva do gradiente-curvatura ( $V_{GC}$ ) (Equação 1.10) ( $R$  – raio local da curvatura da linha do campo magnético). Considerando  $r_c$  como o raio de curvatura da linha de campo de referência, a Equação 1.10 torna-se (Equação 1.11) (estas relações são apropriadas para os casos não relativísticos):

$$V_{GC} = \frac{m v^2}{e B^2} \frac{\partial B}{\partial R} \left( \frac{1}{2} v_{\perp}^2 + v_{\parallel}^2 \right) \quad (1.10)$$

$$V_{GC} = \frac{m v^2}{2 e B r_c} (1 + \cos^2 \alpha) = \frac{E}{2 e B r_c} (1 + \cos^2 \alpha) \quad (1.11)$$

A deriva de gradiente-curvatura causa um deslocamento para leste nos elétrons e para oeste nos prótons (Figura 1.26). Esta diferença na direção das derivas está associada à massa e a carga das partículas envolvidas, ou seja, para um mesmo campo magnético, partículas de cargas diferentes tendem a girar em sentidos opostos. A energia da partícula também influencia a distribuição das mesmas no campo magnético. Em um campo dipolar, por exemplo, esta característica serve para distribuir as partículas por todas as longitudes geomagnéticas. Já em um campo não-dipolar, como o encontrado na magnetosfera interior (mais especificamente na cauda da magnetosfera) o caminho da deriva é mais complicado, porém pode ser obtido através da segunda invariante adiabática (de sua integral), considerando que a integral do momento paralelo de um ciclo de bounce limitado pelos pontos de espelhamento conjugados seja constante.

Uma partícula derivando em um campo assimétrico da magnetosfera tentará permanecer em um campo de intensidade constante. No equador as linhas de campo geomagnético (lado diurno) serão comprimidas pelo vento solar e conseqüentemente a sua intensidade será aumentada. Partículas com  $\alpha_{eq} = 90^\circ$  se moverão para fora do lado ensolarado da Terra, e ainda algumas destas partículas deixarão a magnetosfera. Assim sendo, o ângulo de arremesso apresentará uma distribuição do lado noturno a qual inclui um cone de perdas atribuído ao movimento de deriva de partículas vindas do setor ensolarado da magnetosfera (Figura 1.29). Partículas em diferentes valores de L tentam percorrer regiões com mesma intensidade magnética as quais, associadas com os cones de perda, dão origem a uma parte da magnetosfera, conhecidas como regiões de pseudo-precipitação (Hargreaves, 1995; Roederer, 1970). Uma partícula viajando nesta região de pseudo-precipitação dificilmente completará um circuito inteiro em torno da Terra, certamente sendo perdida na cauda magnética ou na magnetopausa.

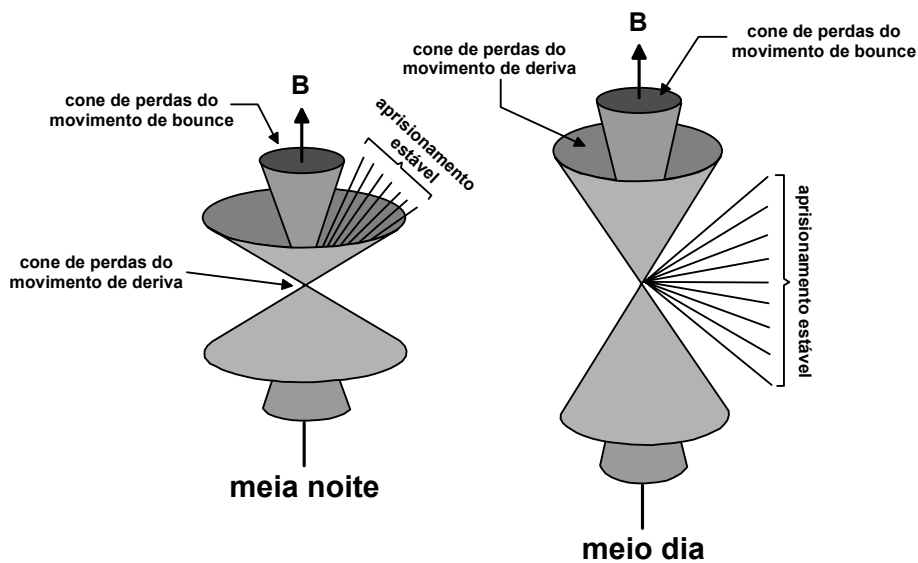


FIGURA 1.29 – Cones de perdas nos meridianos noturnos e diurnos.

FONTE: modificado de Roederer (1970).

### 1.5.1.3 – Precipitação de Partículas

Os princípios de como e porque as partículas se precipitam na atmosfera ainda são frutos de um intenso debate até os dias atuais. Para que uma partícula se precipite na atmosfera é necessário que o seu ângulo de arremesso varie o suficiente até que o mesmo esteja inserido dentro do cone de perdas, e deste modo, no movimento de bounce seguinte esta partícula não sofrerá o espelhamento e sim será perdida para a atmosfera. Para que o ângulo de arremesso mude, a relação entre as velocidades paralela e perpendicular da partícula deve estar relacionada por:

$$\alpha = \tan^{-1} \left( \frac{v_{\perp}}{v_{\parallel}} \right) \quad (1.12)$$

O comportamento e ocorrência da precipitação de partículas para as regiões polares e da Anomalia Magnético do Atlântico Sul foram apresentadas na Seções 1.4.2 e 1.4.3 deste Capítulo introdutório.



## 1.5.2 – Propagação e Absorção de Ondas de Rádio de Alta Frequência

A precipitação de partículas energéticas na atmosfera resulta em uma grande interferência na propagação das ondas de rádio. Um aumento da densidade ionosférica refletirá em mudanças nos índices refrativos, causando um desvio das ondas de seu caminho original. Haverá também uma queda na amplitude do sinal provocada por absorções ocorridas no meio da baixa ionosfera.

O presente trabalho é pautado no estudo da baixa ionosfera através da interpretação de dados de variações da intensidade de observação ionosférica do ruído cósmico, o que torna necessário uma descrição de como as ondas de rádio interagem com o plasma ionosférico.

### 1.5.2.1 – Equação de Appleton-Hartree (AH)

Usualmente uma onda de rádio na ionosfera é considerada como tendo um número de propagação de onda complexo ( $k$ , ou coeficiente de atenuação), o que implica que o meio é dissipativo. A relação entre o número de propagação da onda e o índice refrativo para um decaimento exponencial de uma onda plana na forma  $e^{i(\omega t - kx)}$  é definida como:

$$n = (\mu - i\chi) = \frac{ck}{\omega} \quad (1.13)$$

Onde  $c$  e  $\omega$  são a velocidade da luz e a frequência angular da onda, respectivamente, e os termos  $\mu$  e  $\chi$  representam a parte real e imaginária, nesta ordem, da relação de dispersão dada por  $n$ .

O índice refrativo do magnetoplasma é determinado pela equação magneto-iônica de Appleton-Hartree, que é também complexo por natureza. A relação de dispersão de Appleton-Hartree derivada por Davies (1990) é dada por:

$$n^2 = (\mu - i\chi)^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ - \frac{Y^2 \sin^2 \theta}{2(1 - X - iZ)} \pm \left[ \frac{Y^4 \sin^4 \theta}{4(1 - X - iZ)^2} + Y^2 \cos^2 \theta \right]^{0.5}} \quad (1.14)$$

onde,

$$X = \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = \frac{N_e e^2}{\varepsilon_0 m_e \omega^2} \quad (1.15)$$

$$Y = \frac{\omega_H}{\omega} = \frac{e B}{m_e \omega} \quad (1.16)$$

$$Z = \frac{\nu}{\omega} \quad (1.17)$$

onde  $\omega_H$  e  $\omega_p$  são a frequência angular de giro e a frequência angular de plasma, respectivamente;  $\omega$  frequência angular da onda,  $e$  e  $m_e$  a carga elétrica e a massa de um elétron, respectivamente;  $\varepsilon_0$  permissividade no vácuo,  $B$  magnitude do campo magnético externo,  $\nu$  a frequência de colisão entre elétrons e todas as outras partículas do meio,  $\theta$  é o ângulo entre a direção da fase da propagação da onda e o campo magnético externo.

Como podemos constatar através da Equação 1.14 a relação de dispersão da onda de rádio no meio ionizado é extremamente complicada, porém é possível atribuir algumas simplificações de origem física. Quando o campo magnético e a frequência de colisão são negligenciadas a Equação 1.14 passa a ser (Equação 1.18):

$$n^2 = 1 - X = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \quad (1.18)$$

Neste caso a parte imaginária da relação de dispersão é zero e a onda com uma frequência angular igual à frequência do plasma irá ser refletida. No caso da frequência da onda ser maior que a frequência do plasma do meio, esta conseguirá transpor o caminho ionosférico.

Existem dois tipos de absorção ionosférica de ondas de rádio de alta frequência, a absorção desviadora (*deviative absorption*) e absorção não-desviadora (*non-deviative absorption*).

### 1.5.2.2 – Absorção Desviadora

A absorção desviadora é aplicada para a região F da ionosfera na qual a frequência de colisões é pequena se comparada à frequência da onda. Para este caso a Equação 1.13 torna-se relevante com  $n^2 = \mu^2 = 1 - X$  obtendo:

$$k = \frac{\nu}{2c} \left( \frac{1}{\mu} - \mu \right) \quad (1.19)$$

onde  $c$  é a velocidade da luz no vácuo e  $\nu$  a frequência efetiva de colisão. Este caso é menos relevante no estudo proposto por este trabalho, tornando-se necessário uma descrição mais profunda da absorção não-desviadora.

### 1.5.2.3 – Absorção Não-Desviadora

Uma onda de rádio atravessando um meio ionizado causa uma vibração nos elétrons contidos neste meio. Se estes elétrons colidirem com as partículas (moléculas) pesadas imersas neste meio, a energia transferida da onda para o gás ionizado será na forma de energia térmica do plasma e o número de colisões por oscilação determinará a taxa de atenuação desta onda. Assim sendo, supondo o caso da absorção ionosférica de uma onda de rádio, e que a mesma se propaga próxima à direção do campo magnético, a relação de

dispersão pode novamente ser simplificada. Neste caso com  $\theta$  tendendo a zero,  $\sin\theta \rightarrow 0$  e  $\cos\theta \rightarrow 1$ , a equação de Appleton-Hartree (1.14) é reduzida a (Davies, 1966):

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - iZ \pm Y \cos\theta} = 1 - \frac{\frac{\omega_p^2}{\omega^2}}{1 - \frac{iV}{\omega} \pm \frac{\omega_H \cos\theta}{\omega}} = (\mu - i\chi)^2 \quad (1.20)$$

Retornando a solução da onda sugerida anteriormente ( $e^{i(\omega t - kx)}$ ) e considerando que o número de onda é complexo (para  $\omega$  real), a onda pode ser definida em termos do índice refrativo ( $\mu - i\chi$ ) como:

$$k = \frac{n\omega}{c} = (\mu - i\chi) \frac{\omega}{c} \quad (1.21)$$

substituindo a Equação 1.21 na solução da onda, temos:

$$\exp\left[-\left(\frac{\omega\chi}{c} x\right)\right] \exp\left[i\left(\omega t - \frac{\omega\mu}{c} x\right)\right] \quad (1.22)$$

O primeiro termo da Equação 1.22 representa a taxa de atenuação ( $k$ ) de  $(\omega/c) \cdot \chi$  por unidade de comprimento (Nepers por metro). Em termos práticos significa que para a condição de  $\chi$  diferente de zero a onda sofrerá uma atenuação exponencial da amplitude de seu sinal pela distância percorrida.

Através da Equação 1.20 é possível definir os valores de  $\chi$  separando a parte real da parte imaginária

$$\mu^2 + \chi^2 = 1 - \frac{X(1 \pm Y \cos\theta)}{(1 \pm Y \cos\theta)^2 + Z^2} \quad (1.23a)$$

$$2\mu\chi = \frac{ZX}{(1 \pm Y \cos \theta)^2 + Z^2} \quad (1.23b)$$

Substituindo os valores de X, Y e Z o valor do coeficiente de atenuação passa a ser:

$$k = \frac{\omega\chi}{c} = \frac{\omega}{c} \frac{1}{2\mu} \frac{\omega_p^2}{\omega} \frac{v}{(v^2 + (\omega \pm \omega_H \cos \theta)^2)} \quad (1.24a)$$

$$k = \frac{e^2}{2m_e c \epsilon_0} \frac{1}{\mu} \frac{N_e v}{v^2 + (\omega \pm \omega_H \cos \theta)^2} \quad \text{Np/m} \quad (1.24b)$$

Usualmente, a absorção é definida em termos de unidade logarítmica, geralmente Neper ou decibel. Dois sinais de amplitude  $S_1$  e  $S_2$  são ditos como diferidos por  $n$  Nepers quando  $n = \ln(S_1/S_2)$ . Ao contrário do sinal de voltagem, a unidade bel é baseada nas taxas de sinal de força. Duas forças  $P_1$  e  $P_2$  diferem-se por  $A$  bels quando  $A = \log_{10}(P_1/P_2)$ . A absorção total de uma onda de rádio atravessando uma coluna ionizada  $l$ , em dB, pode ser obtida por:

$$A = 4,6 \cdot 10^{-5} \int \frac{N_e v}{v^2 + (\omega \pm \omega_H \cos \theta)^2} dl \quad (1.25)$$

A absorção é maior para uma onda extraordinária se comparada à onda ordinária, os sinais superior e inferior da equação de Appleton-Hartree (Equação 1.14), respectivamente. Nas regiões ionosféricas D e E, ondas de rádio de alta frequência sofrem muito menos refração e  $\mu \approx 1$ . A velocidade da onda não é alterada e deste modo não existirá um desvio da mesma. Este caso descrito é conhecido como absorção não-desviadora.

Na condição em que a frequência de colisão ( $\nu$ ) é menor que a frequência angular da onda ( $\omega$ ), o coeficiente de absorção será proporcional ao produto

entre a densidade eletrônica e a frequência de colisão e inversamente relacionada ao quadrado da frequência da onda. A Figura 1.30 apresenta um exemplo da variação da frequência de colisão ( $\nu$ ), densidade eletrônica ( $N_e$ ) e o produto dos dois ( $N_e\nu$ ) (que é proporcional à medida da absorção de rádio) com a altitude. Note nesta figura que embora a densidade eletrônica seja maior em altitude acima de 100km, o pico de absorção aparece bem próximo a 90 km mostrando a dominância da frequência de colisão neste processo (Davies, 1990).

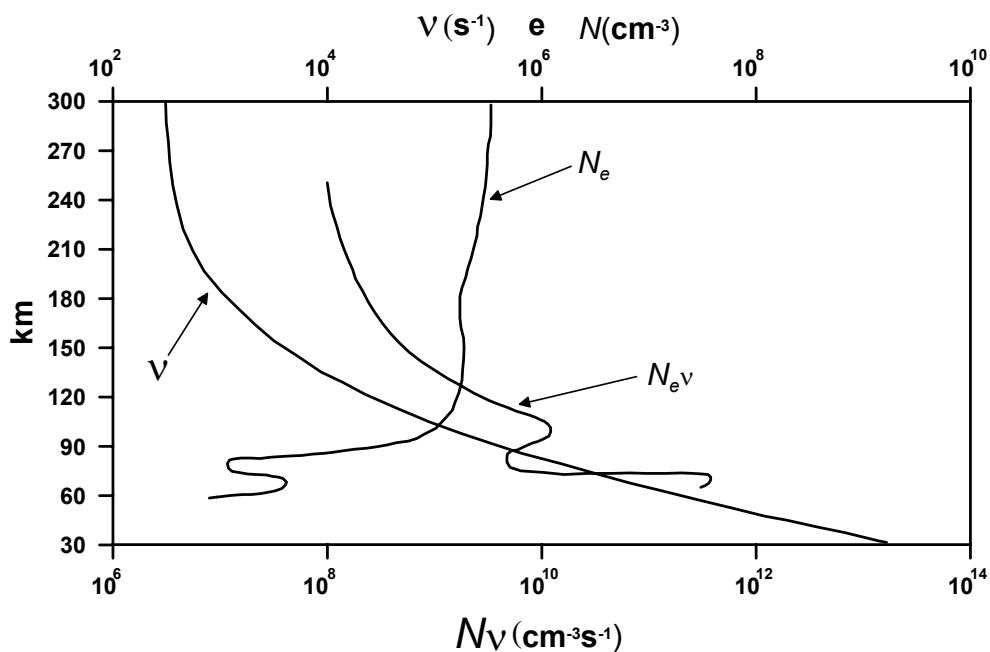


FIGURA 1.30 – Exemplo da absorção ionosférica de ondas de rádio de alta frequência pela altitude.

FONTE: Modificada de Davies (1990).

### 1.5.3 – Frequência de Colisão na Ionosfera

A relação entre a densidade eletrônica ionosférica e a absorção das ondas de rádio é bem definida e pode ser vista como dependente das frequências de colisões efetiva entre os elétrons e todas as outras espécies imersas no meio. A velocidade dependente da frequência de colisão monoenergética é definida como (Equação 1.26):

$$v_m = n\nu Q_m(\nu) \quad (1.26)$$

onde  $n$  é a densidade numérica do gás,  $\nu$  é a velocidade relativa do momentum de colisão e  $Q_m(\nu)$  a velocidade dependente do momentum da seção transversal de transferência (Aggarwal, Nath e Setty, 1979). A distribuição das velocidades dos elétrons é melhor representada pela distribuição Maxwelliana. Assim sendo, é possível obter a frequência de colisão efetiva através da média de  $v_m$  fornecida pela distribuição Maxwelliana. A frequência de colisão efetiva total dos elétrons é então obtida através da somatória das taxas de colisão elétron-íon e elétron-neutro:

$$v_{ef} = \langle v_{en} \rangle + \langle v_{ei} \rangle \quad (1.27)$$

Para o caso de uma colisão elástica dos elétrons em um campo coulombiano puro de íons, a frequência de colisão elétron-íon é dada por:

$$\langle v_{ei} \rangle = \frac{8\pi}{3} \frac{Z^2 e^2 N_i}{(2m_e \pi)^{\frac{1}{2}} (kT_e)^{\frac{3}{2}}} \ln \left[ \frac{k^{\frac{3}{2}}}{1,78 Z e^3} \left( \frac{T_e^3}{N_e \pi} \right)^{\frac{1}{2}} \left( \frac{T_i}{Z T_e + T_i} \right)^{\frac{1}{2}} \right] \quad (1.28)$$

onde  $m_e$ ,  $N_e$  e  $T_e$  são a massa, densidade numérica e temperatura eletrônica;  $Z$ ,  $N_i$  e  $T_i$  são o número atômico da carga, densidade numérica e temperatura

dos íons;  $k$  a constante de Boltzmann. Já a frequência de colisão elétron-neutro é derivada da somatória das taxas de colisão entre elétrons e as espécies neutras que constituem a atmosfera superior. A média Maxwelliana das frequências de colisão elétron-neutros, em sua maioria, são determinadas por análises de laboratório e de derivações teóricas. A seguir são apresentados resultados destes tipos de análises:

$$\langle v_{eN_2} \rangle = 3,33 \cdot 10^{-11} N(N_2) \left[ 1 + 1,21 \cdot 10^{-4} T_e \right] T_e \quad (1.29)$$

$$\langle v_{eO_2} \rangle = 1,82 \cdot 10^{-10} N(O_2) \left[ 1 + 3,6 \cdot 10^{-2} T_e^{\frac{1}{2}} \right] T_e^{\frac{1}{2}} \quad (1.30)$$

$$\langle v_{eO} \rangle = 8,9 \cdot 10^{-11} N(O) \left[ 1 + 5,7 \cdot 10^{-4} T_e \right] T_e^{\frac{1}{2}} \quad (1.31)$$

$$\langle v_{eH_e} \rangle = 4,6 \cdot 10^{-10} N(H_e) T_e^{\frac{1}{2}} \quad (1.32)$$

$$\langle v_{eH} \rangle = 4,5 \cdot 10^{-9} N(H) \left[ 1 + 1,35 \cdot 10^{-4} T_e \right] T_e^{\frac{1}{2}} \quad (1.33)$$

A rádio absorção na ionosfera não depende simplesmente da densidade eletrônica ou a densidade das espécies neutras. A inclusão da frequência de colisão efetiva introduz neste fenômeno a dependência dos parâmetros ionosféricos associados à temperatura. Para o estudo dos efeitos da absorção ionosférica das ondas de rádio de alta frequência é importante determinar o papel das variações de temperatura do meio durante períodos ativos. Nas regiões D e E da ionosfera, a frequência de colisão elétron-neutro dependente da temperatura eletrônica desempenha um papel importante na quantidade de absorção das ondas de rádio, ou seja, havendo um aumento da temperatura eletrônica, conseqüentemente haverá um aumento da absorção ionosférica das ondas de rádio na baixa ionosfera. De fato, a temperatura eletrônica exercerá o papel de catalisador para este fenômeno (absorção da onda de rádio).



## **CAPÍTULO 2**

### **INSTRUMENTAÇÃO E REDUÇÃO DE DADOS**

O fenômeno da absorção de rádio foi descoberto por Appleton, Naismith e Builder (1933) em observações durante o Ano Polar Internacional (1932-1933). A técnica de medida das variações de absorção do ruído cósmico no estudo ionosférico foi primeiramente utilizada por Shain (1951), Mitra e Shain (1953) e Blum et al. (1954). No Brasil, esta técnica foi introduzida pelo Dr. Mangalathayil Ali Abdu em meados de 1972, com a instalação de riômetros em Atibaia e São José dos Campos. Em 1976 o instrumento de São José dos Campos foi transferido para Cachoeira Paulista, onde permanece até os dias atuais fazendo este tipo de registro. Em dezembro de 1987 o Dr. René Adalid Medrano-Balboa, através do projeto “Investigação Ionosférica na Antártica”, instalou semelhante instrumento na região sub-auroral (EACF), permanecendo este em atividade até dezembro de 1998.

Parte deste trabalho de tese está pautado na análise de dados de ruído cósmico objetivando o estudo da baixa ionosfera do hemisfério sul do setor americano. Sendo assim, este capítulo apresenta uma breve definição de ruído cósmico, assim como a descrição do sistema de aquisição, redução e análise de dados.

#### **2.1 – Ruído Cósmico**

Entende-se por ruído cósmico o conjunto de ondas de rádio emitidas pelos corpos celestes, de maneira contínua, com um espectro de frequência que corresponde ao espectro de emissão de um corpo negro. Estas ondas de rádio ao chegarem na ionosfera são absorvidas (numa proporção que é função da densidade de elétrons livres) em determinadas altitudes onde a frequência de colisões entre elétrons e moléculas neutras esteja na mesma ordem de

magnitude da frequência da onda do ruído cósmico. Neste contexto, a análise da intensidade de ruído cósmico (de uma dada frequência) na superfície da Terra, pelo menos em princípio, permite estimar a densidade eletrônica na altura da absorção.

A frequência mais utilizada pela comunidade científica para o registro do ruído cósmico é a de 30 MHz. Esta escolha pode ser justificada pelo fato de na faixa entre 20 e 200 MHz a intensidade do ruído cósmico apresentar-se maior quando comparada à contribuição do ruído atmosférico. Para as frequências maiores que 200 MHz, os fatores limitantes consistem do ruído produzido por instrumentos eletro-eletrônicos (como por exemplo, os ruídos produzidos por osciladores de cristal por motores elétricos) e pelo ruído do corpo negro equivalente da Terra (Figura 2.1). A faixa de frequência escolhida deve ser também maior que as frequências críticas das camadas ionosféricas superiores (região F da ionosfera).

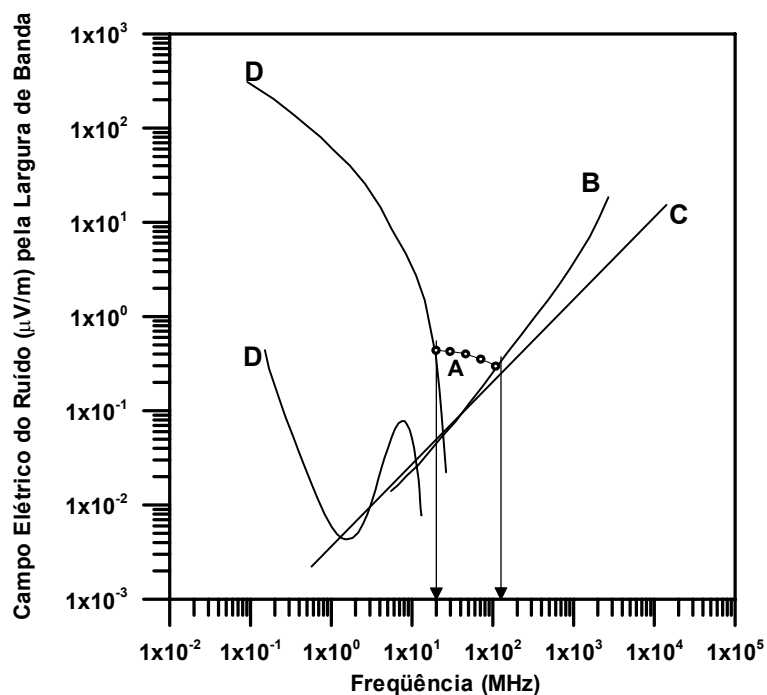


FIGURA 2.1 – Representação do campo elétrico do ruído cósmico em função da frequência. A) valor absoluto do ruído cósmico; B) intensidade do ruído do instrumento; C) intensidade do ruído do corpo-negro equivalente da Terra e D) máximos e mínimos do ruído atmosférico.

FONTE: Modificada de Dolukhanov (1971).

Nas faixas entre 20 e 200 MHz, os registros do ruído cósmico tornam-se mais claros, uma vez que a intensidade de seu campo elétrico sofre uma drástica redução com o aumento da frequência (Figura 2.2). Desta forma, quanto mais próxima do valor mínimo (20 MHz) estiver a frequência utilizada para o registro, maior será a amplitude do sinal registrado, permitindo assim uma melhor visualização de eventos e variações de absorção ionosférica. Convém salientar que os valores de frequência de colisão que propiciam a absorção destas ondas de rádio encontra-se em altitudes compreendidas entre 70 km e 90 km.

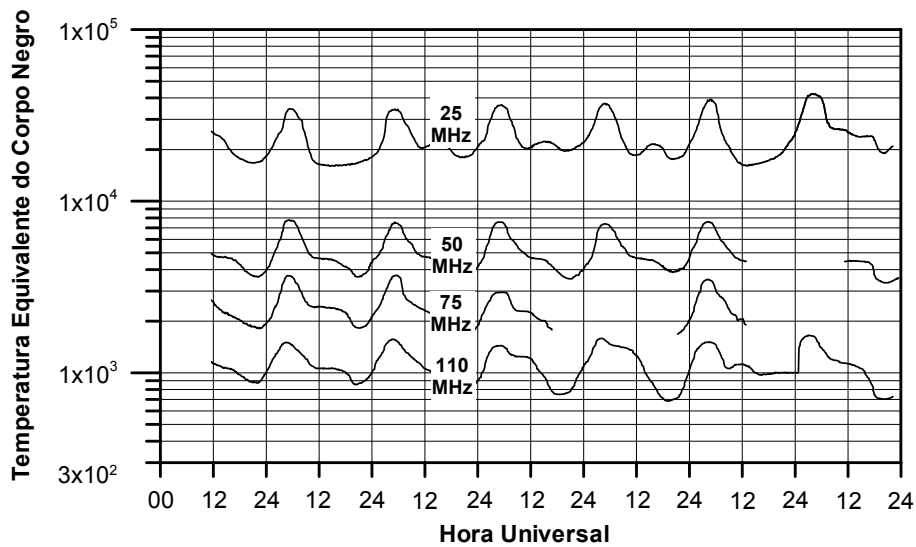


FIGURA 2.2 – Perfis típicos de registros de ruídos cósmicos para diferentes frequências (25, 50, 75 e 110 MHz).

FONTE: Modificada de Dolukhanov (1971).

A Figura 2.2 permite observar que a intensidade do ruído cósmico apresenta um padrão diário, o qual pode ser explicado a partir do exemplo a seguir: - Supondo a existência de uma antena fixa ao solo e posicionada em uma determinada direção, a intensidade do registro do ruído cósmico neste caso depende apenas da região espacial à qual está voltada. Suponha que em um determinado horário esta antena esteja apontada para o centro da nossa galáxia (Figura 2.3 – posição 1), o registro da intensidade do ruído cósmico, neste caso, será muito maior do que se a antena estiver voltada para a periferia da Via Láctea (Figura 2.3 – posição 2). Em suma, a proporcionalidade da intensidade do ruído cósmico registrado está associada ao número de estrelas no interior do ângulo sólido de visada. Portanto a Terra, durante seu movimento de rotação, permite que a antena execute uma varredura de céu que inclua o plano galáctico, isto é, podendo apresentar um máximo e um mínimo de densidade de estrelas. Este fato é a causa do ciclo diário das variações de intensidades do fluxo do ruído cósmico.

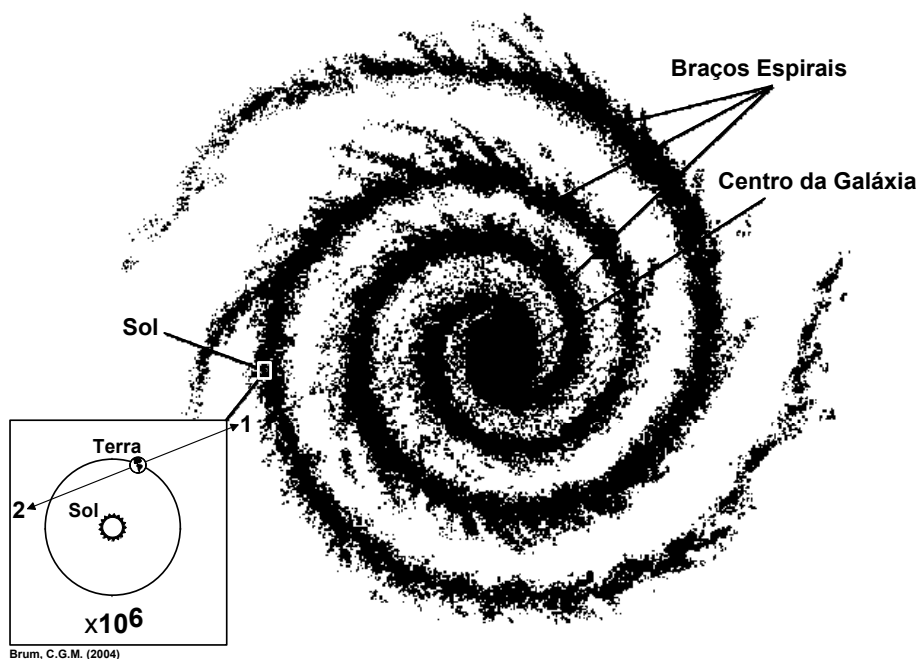


FIGURA 2.3 – Representação artística da Via Láctea.

Esta periodicidade não está associada ao dia solar, mas sim ao dia sideral, que tem como referência um ponto remoto no espaço (esfera celeste) (Figura 2.4 C), ficando independente no que tange a posição do planeta Terra em relação ao Sol. Convém ressaltar que o dia sideral é mais curto do que o solar em aproximadamente 4 minutos, o que conduz a uma diferença aproximada de menos  $1^\circ$  na rotação terrestre em relação ao centro do Sol supondo um observador “o” (Figura 2.4) fixo na superfície terrestre. A solução matemática para a transformação da série temporal universal (UT) para sideral (ST) é apresentada no Apêndice A.

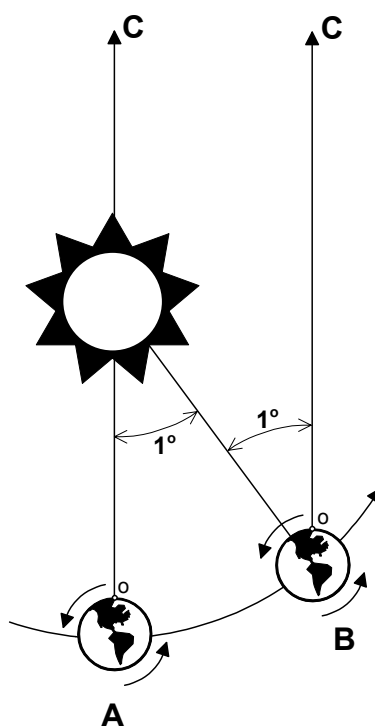


FIGURA 2.4 – Representação artística da diferença entre o dia sideral e solar considerando o movimento de translação da Terra.

## 2.2 – Sítios de Aquisição de Dados e Características das Regiões Estudadas

O trabalho aqui exposto abrange duas regiões distintas, porém com algumas semelhanças físico-químicas. A primeira região trata-se da região sub-auroral, na qual encontra-se a Estação Antártica Comandante Ferraz – EACF ( $62,56^{\circ}$  S;  $58,39^{\circ}$  O). A segunda região está compreendida na faixa da Anomalia Magnética do Atlântico Sul (AMAS) mais especificamente nos municípios de Cachoeira Paulista/SP ( $22,50^{\circ}$  S;  $45,00^{\circ}$  O) e Gaspar/SC ( $\approx 26,90^{\circ}$  S;  $48,89^{\circ}$  O) (Figura 2.5). O banco de dados analisado nesta tese de doutorado inicia-se em janeiro de 1989, estendendo-se até dezembro de 1996.

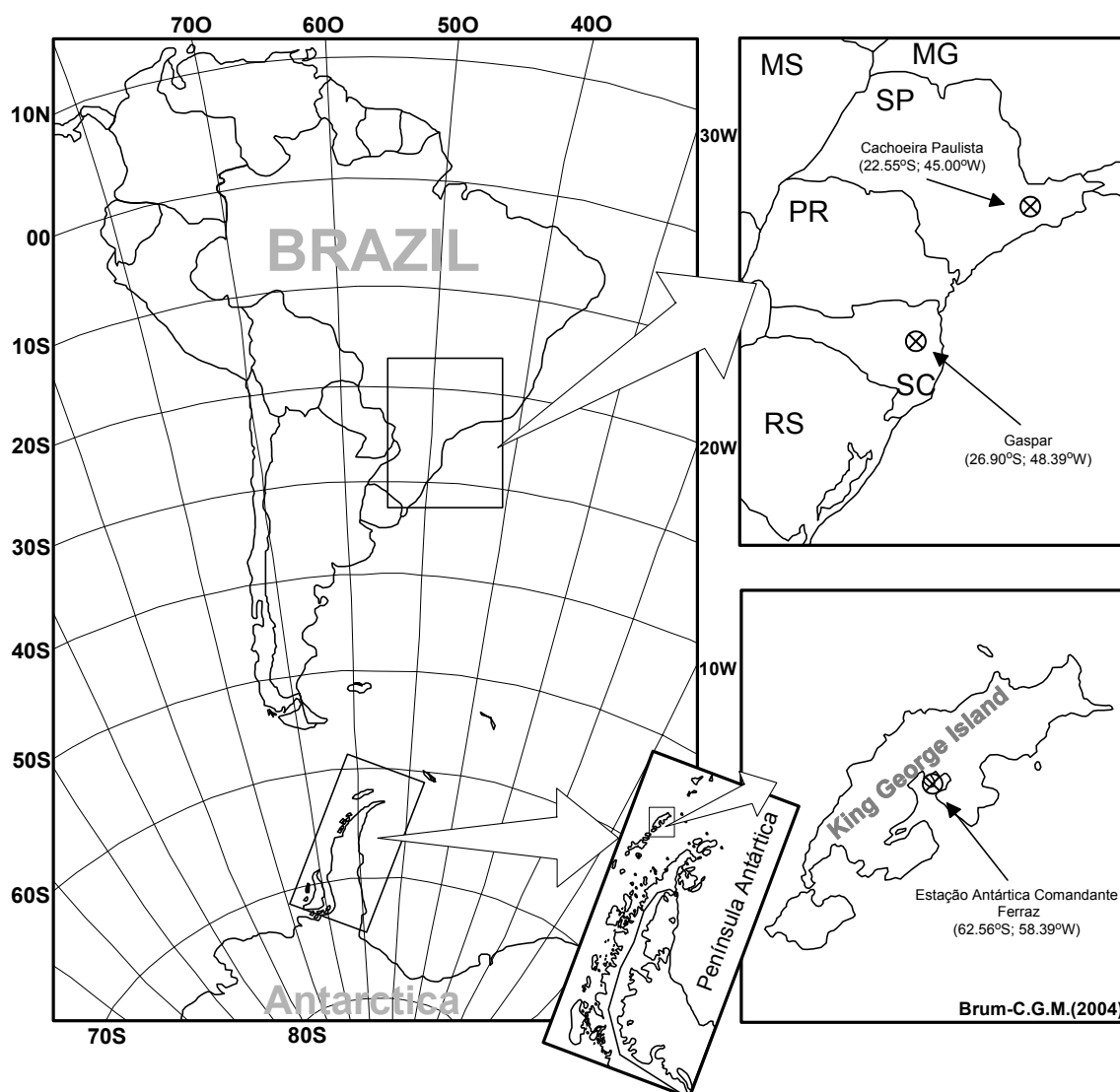


FIGURA 2.5 – Representação artística das localizações dos sítios de coleta de dados de riômetros utilizados neste trabalho.

### 2.3 – Sistema de Aquisição de Dados

Os dados utilizados neste trabalho foram adquiridos a partir de um instrumento chamado riômetro (do inglês *riometer* - *Relative Ionospheric Opacity Meter*, ou seja, medidor de opacidade-relativa da ionosfera), o qual foi desenvolvido com técnicas de rádio-astronomia e vem mostrando-se uma poderosa técnica para o estudo da baixa ionosfera (Rodger e Jarvis, 2000). Em suma, pode-se dizer

que os riômetros utilizados neste trabalho são receptores de ruído cósmico que trabalham na frequência de 30 MHz, conectados a antenas do tipo Yagi-Uda (direcionais de cinco elementos) com um ângulo sólido de 30°. Este equipamento oferece um meio passivo de se obter informações a respeito do estado de ionização da baixa ionosfera através da análise da variação da absorção do ruído cósmico.

Os riômetros foram adquiridos diretamente do fabricante *La Jolla Sciences em Solana Beach*, Califórnia, EUA, tendo sido projetados com dispositivos semicondutores. Estes aparelhos correspondem à terceira geração do gênero (a primeira foi construída com tubos a vácuo e a segunda com transistores), o que na prática significa que os geradores de ruídos (diodos termonômicos) foram substituídos por circuitos transistorizados de maior confiabilidade, com resposta mais rápida e de baixo consumo. A redução do tamanho e do peso apresenta-se como uma vantagem desta geração de riômetros, os quais utilizam uma alimentação interna de 12 V (DC) podendo funcionar com fontes de alimentação variáveis (DC e AC) o que permite seu uso em lugares remotos.

O diagrama de blocos da Figura 2.6 mostra o funcionamento dos riômetros utilizados neste trabalho. A chave eletrônica RF é controlada por um oscilador em um regime de áudio, de maneira que o receptor seja capaz de fornecer duas fontes diferentes de ruído. Uma das duas portas de entrada está conectada ou à antena, que registra o ruído cósmico, ou a uma fonte de ruído de referência de calibração. A outra porta de entrada é conectada a um gerador de ruído, controlado por servomecanismo, cujo nível está ajustado automaticamente para ser igual ao ruído do outro lado da chave RF.



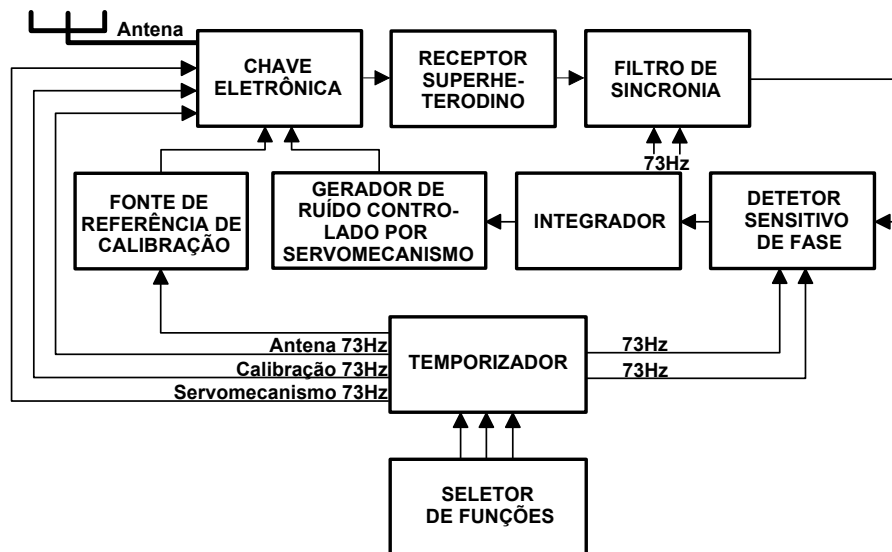


FIGURA 2.6 – Diagrama de blocos do funcionamento do riômetro.

A saída da chave RF é aplicada a um receptor superheterodino que, por sua vez, alimenta um detetor de amplitudes (ainda dentro deste receptor). Considerando-se o nível de ruído das duas portas de entrada diferentes, a saída do detetor conterá uma componente com a frequência da chave de 73 Hz. Esta situação é conhecida como “sinal de erro” ao qual é aplicado um filtro de sincronia para retirada dos componentes indesejáveis de ruído que poderiam sobrecarregar os estágios posteriores. Este sinal de erro pode ser positivo ou negativo, dependendo de qual das duas portas for maior.

A saída do detetor de fase é aplicada a um integrador onde será determinada a constante de tempo fundamental para o servo processo de realimentação. O integrador fornece uma amplitude DC a ser aplicada ao mecanismo que controla a fonte do servo-ruído. A saída do servo ruído oscila até que os sinais das duas portas sejam idênticos.

O temporizador é controlado por um oscilador de cristal de boa precisão que visa melhorar a funcionalidade do aparelho para longos períodos de operação. Mediante um divisor de frequência, o temporizador fornece 73 Hz do sinal da chave, sendo aplicado à chave RF como detetor de fase, com uma defasagem

apropriada. A frequência do temporizador é dividida consecutivamente até ser obtido um sinal horário para o controle da calibração. Assim sendo, utiliza-se um circuito lógico para conseguir o pulso ( $\cong 1$  min/h), o qual é utilizado para desconectar o sinal da antena (ruído cósmico) e substituí-lo por uma fonte de ruído conhecido (pontos de calibração). O circuito lógico também é utilizado para controlar o nível da fonte de ruído de calibração, de maneira a formar uma seqüência de quatro níveis de calibração, os quais serão utilizados para cada pulso horário. O produto final do sistema de aquisição é registrado na forma digital e analógica.

#### **2.4 – Características dos Dados de Riômetro e Processos de Redução Utilizados**

Os dados de riômetro utilizados neste trabalho foram registrados de duas formas distintas, uma analógica e outra digital.

Os dados analógicos foram registrados em fita de papel gráfico utilizando um registrador potenciométrico de três canais na EACF e em Cachoeira Paulista e um registrador de um canal em Gaspar. Os dados digitais, por sua vez, foram gravados em arquivos de três ou quatro horas de dados com uma resolução temporal variando de 3 a 15 segundos (registros digitais restringiram-se a EACF, tendo início no ano de 1993, porém apresentando alguns problemas de formatação). Para ambos os registros, digital e analógico, a base temporal utilizada foi a hora universal (UT).

Muito esforço foi necessário para extrair boas informações destes registros, tendo em vista a identificação de problemas no banco de dados, referentes tanto aos instrumentos de aquisição como a intervenção dos operadores. Deste modo foram desenvolvidos e implementados programas computacionais utilizando soluções matemáticas simples consideradas apropriadas pelo autor na solução dos problemas identificados.

### **2.4.1 – Processo de Redução dos Dados de Riômetro**

Em condições normais de operação a redução dos dados de riômetro restringe-se apenas à calibração do instrumento. Entretanto, uma vez detectada a presença de problemas associados à aquisição e operação do equipamento, fez-se necessário desenvolver uma metodologia de correção do banco de dados visando a obtenção de um produto final válido e confiável. O primeiro passo empregado nesta fase de “validação” dos dados foi sua calibração, seguida de uma análise das séries temporais identificando os possíveis erros de operação (ex: erro na atribuição horária pelo operador) assim como a variação na atribuição horária pelo sistema de aquisição digital (este último mais observado em registros digitais da EACF). A última etapa seria a correção dos problemas atribuídos à calibração propriamente dita, na qual pôde-se constatar alterações de intensificações e atenuações da amplitude do sinal dos registros dos riômetros sem nenhuma explicação plausível para tal.

#### **2.4.1.1 – Processo de Calibração dos Dados de Riômetro**

O processo de calibração das bases analógico e digital segue os mesmos princípios, excetuando-se as fases anteriores ao registro. Os dados analógicos necessitam ser digitalizados para sua conversão em dados digitais. Esta etapa do processo exigiu um grande esforço de execução, considerando-se o extenso banco de dados utilizado na análise (8 anos para 4 fontes diferentes). A seguir serão apresentados os métodos de digitalização dos dados analógicos e calibração dos dados analógicos e digitais.

#### **2.4.1.1.1 – Processos de Digitalização e Calibração dos Dados Analógicos de Riômetro**

A digitalização destes dados resume-se em delimitar uma área a ser trabalhada por quatro pontos (p1, p2, p3 e p4 da Figura 2.7.a) e percorrer com o cursor do "mouse" digitalizador as curvas compreendidas no quadrilátero formado. Conforme descrito anteriormente, a base temporal utilizada foi a hora universal, dividindo-se assim a abscissa em unidades UT e a ordenada em unidades arbitrárias, variando entre 0 e 100. A variação temporal utilizada na digitalização sofreu limitações em virtude da acuidade da mesa digitalizadora. A melhor resolução obtida foi de 15 pontos registrados por centímetro de carta. Por exemplo, para registros com passo de 3 centímetros/hora obtém-se 45 pontos/hora, ou seja, obtém-se uma resolução temporal de 1,33 minutos na transformação dos registros analógicos em digitais. A Figura 2.7.b apresenta os resultados da aplicação do processo aqui descrito sobre os dados da Figura 2.7.a. A digitalização dos dados deste trabalho foi realizada com o auxílio de duas mesas digitalizadoras da marca *Digigraf*, modelo *Van Gogh*.

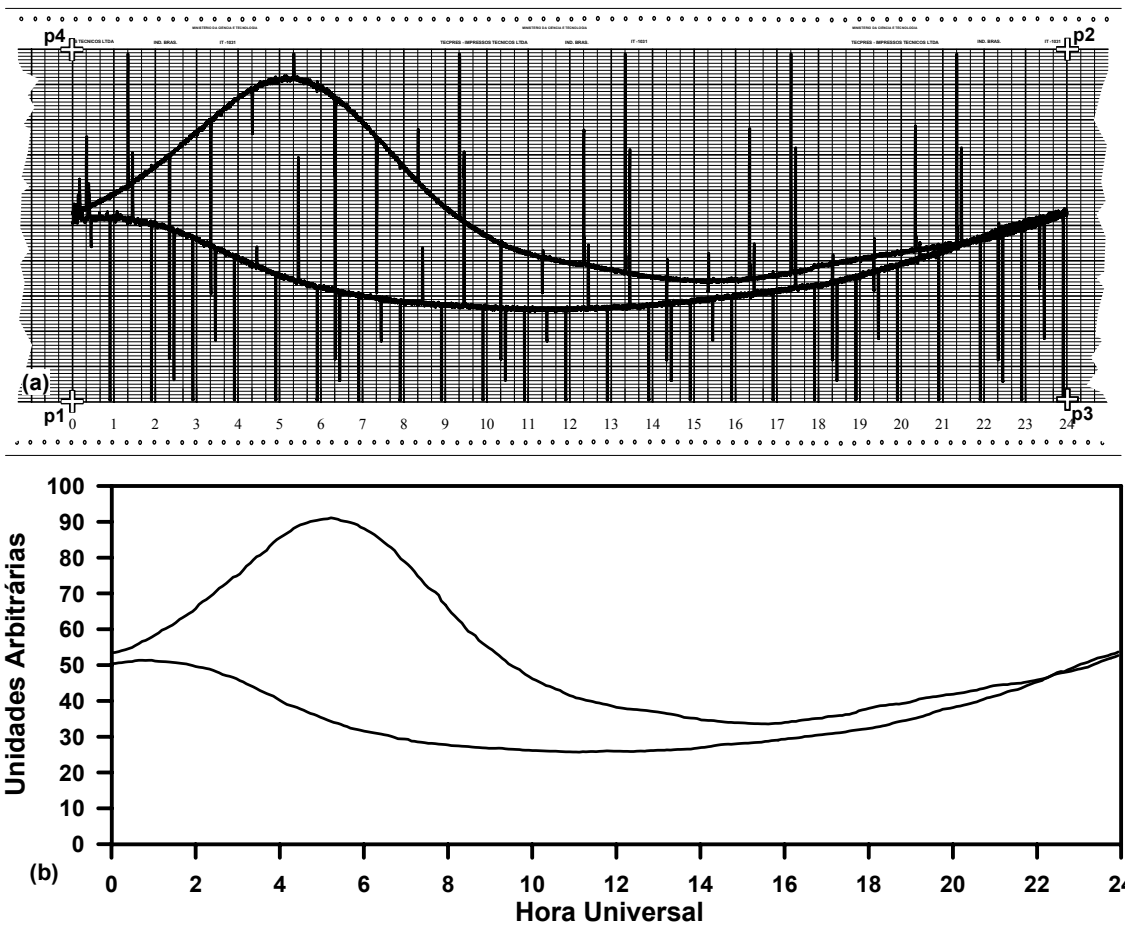


FIGURA 2.7 – (a) Carta gráfica apresentando os registros do riômetro conectado a antena oeste e vertical para o dia 18 de julho de 1996; (b) Dados digitalizados para o mesmo período.

Uma vez digitalizados os dados, torna-se necessário uma conversão de unidades arbitrárias para uma escala conhecida (em unidades de corrente) utilizando-se de sinais de calibração (os quais, neste trabalho, também serão referenciados como pontos de calibração). Os sinais de calibração são basicamente pontos de referência gerados pelos riômetros em uma corrente elétrica equivalente. Numa resolução temporal de aproximadamente 60 min é enviado um pulso de aproximadamente 1 min de duração referente a uma corrente conhecida. Os dados da EACF foram calibrados com pulsos de 1 mA de passo (0 mA, 1mA, 2mA e 3mA) enquanto que os dados de Cachoeira

Paulista e Gaspar foram calibrados com pulsos de 1,5 mA de passo (0 mA, 1.5 mA, 3 mA e 4.5mA).

Tendo em vista erros estatísticos do equipamento, responsáveis por variações no impulso de calibração para um mesmo minuto, Brum (1999) utilizou a média dos pontos de calibração do dia em questão para que as mesmas fossem empregadas na interpolação linear de transformação das unidades arbitrárias para unidades de corrente. Como exemplo, a Figura 2.8 apresenta as curvas dos dias 02, 03 e 04 de junho de 1996 referentes aos dados registrados pela antena vertical situada em Cachoeira Paulista. Os segmentos de reta, aqui denominados como m0, m1, m2 e m3, representam as médias diárias adotadas para as seqüências de pontos de calibração (que expressam a mesma amplitude de calibração) dos dias selecionados.

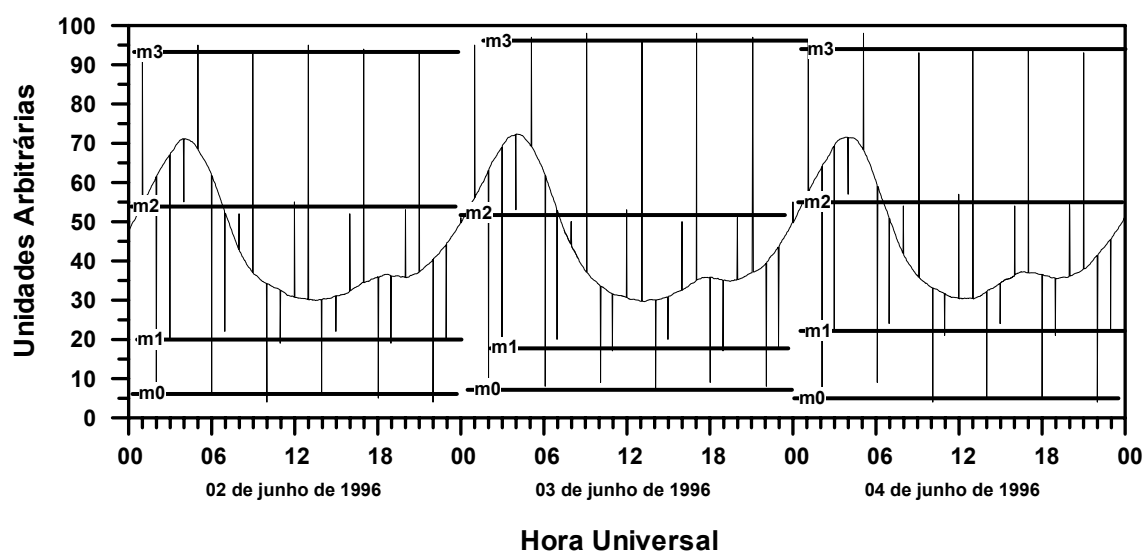


FIGURA 2.8 – Registros dos riômetros do sítio de Cachoeira Paulista com antena voltada ao zênite, seus pontos de calibração e as médias dos mesmos (m0, m1, m2 e m3), para o período entre 02 e 04 de junho de 1996.

Fica evidente que a técnica descrita anteriormente gera um erro considerável na calibração final, principalmente quando considerados os extremos diários,

os quais apresentam uma descontinuidade nos dados, isto é, ao transcorrer de 24 horas, por exemplo, o método gera um degrau (Figura 2.11). Visando minimizar este problema, adotou-se uma técnica que toma o ponto de calibração máximo mais próximo do valor máximo absoluto dos registros (em unidades arbitrárias) do dia a ser calibrado (pontos *max* da Figura 2.9), da mesma forma o valor mínimo é obtido do ponto de calibração mais baixo e mais próximo do valor mínimo do registro (pontos *min* da Figura 2.9). Os sinais de calibração intermediários remanescentes são distribuídos no primeiro e segundo terços da diferença temporal (em UT) dos pontos máximo e mínimo selecionados (Figura 2.9).

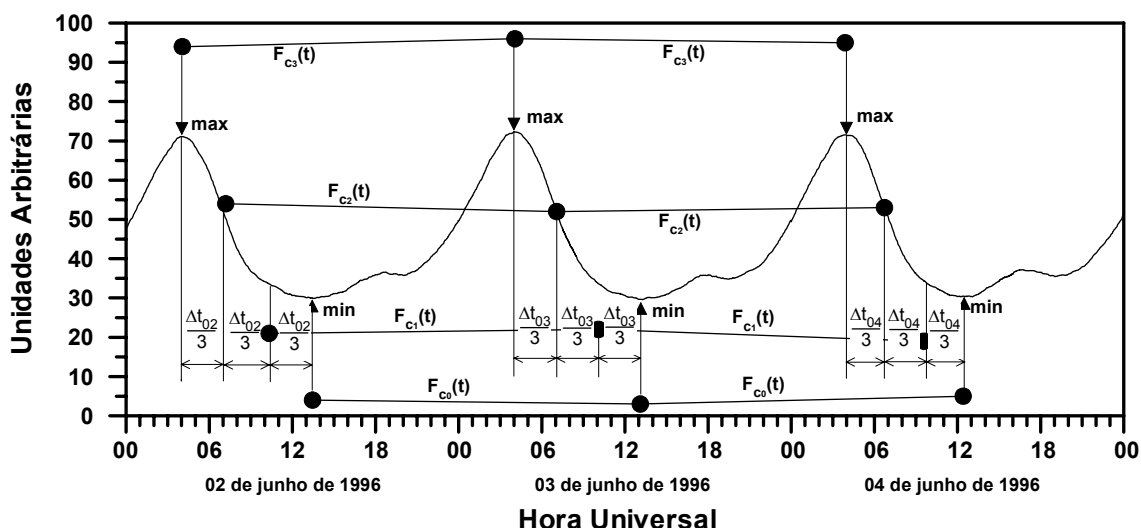


FIGURA 2.9 – Processo de seleção da série temporal onde serão alocados os pontos de calibração para a implementação da interpolação (calibração) dos dados de riômetro.

Convém ressaltar o fato da distribuição temporal destes pontos de calibração (superior e inferior) possuírem um comportamento sazonal associado à série temporal sideral. Sendo assim, através da análise de curvas de dias considerados satisfatórios (sem interferências instrumentais externas), durante dias geomagneticamente calmos (os critérios que definem um dia geomagneticamente calmo adotados neste trabalho são apresentados no

Apêndice B) e no período de baixa atividade solar, determinou-se, através da análise dos registros para as diferentes estações e direções das antenas, a que horário (em hora sideral) se encontravam os maiores e menores valores dos registros em unidades arbitrárias. O processo resultou na obtenção de quatro curvas de referência primária (em horário sideral, Figura 2.10) a serem empregadas nas análises propostas nesta seção.

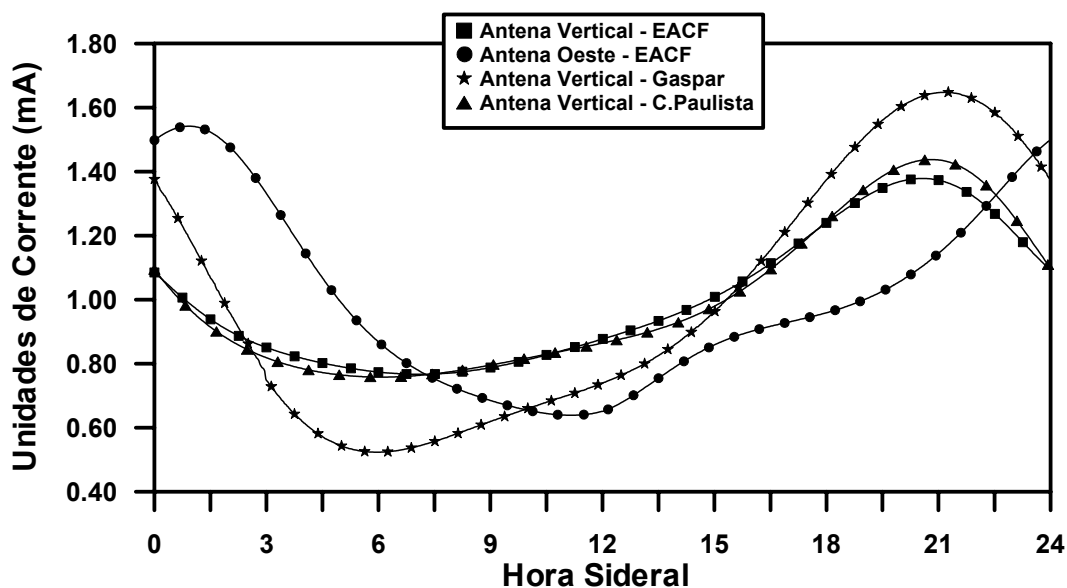


FIGURA 2.10 – Curvas obtidas através da média de dias quietos durante o período de baixa atividade solar para 4 pontos diferentes de observação.

Através destas curvas foi possível determinar a localização temporal primária (em hora sideral) dos pontos máximos e mínimos dos registros de riômetros, valores estes apresentados na Tabela 2.1.



TABELA 2.1 – Localização temporal dos pontos máximos e mínimos dos registros de riômetros.

<b>Direção da Antena – Localização</b>	<b>*Ponto Mínimo (ST)</b>	<b>*Ponto Máximo(ST)</b>
Vertical – EACF	07,104	20,570
Oeste – EACF	11,166	00,929
Vertical – C.Paulista/SP	06,075	20,804
Vertical – Gaspar/Sc	05,900	21,150

\* Os minutos são apresentados na forma de fração horária.

Uma vez determinada a localização temporal dos pontos de calibração máximos e mínimos, o novo processo de calibração dos dados pode ser empregado. Assim sendo, a calibração (interpolação) foi executada a partir dos valores de calibração obtidos através das equações da reta (Figura 2.9 -  $F_{cx}(t)$ ) onde  $x$  representa a série dos pontos de calibração que exprimem o mesmo valor, podendo ser 0, 1, 2 e 3) resultantes dos pontos de calibração da mesma série de um dia anterior e posterior ao dia a ser calibrado. Este processo resulta na diminuição do erro de conversão dos registros inicialmente obtidos em unidades arbitrárias para unidades de corrente. A Figura 2.11 mostra os mesmos dados apresentados na Figura 2.9 calibrados utilizando os dois métodos descritos. Nesta mesma figura é apresentada a curva da diferença logarítmica dos dois processos de calibração, onde a parte hachurada exprime a integral da diferença dos processos de calibração empregados. O procedimento de utilização do método de interpolação de pontos adjacentes mostrou-se eficaz na tentativa de minimizar os erros de calibração empregados por Brum (1999), principalmente nos extremos dos dias onde os “degraus” são completamente eliminados (pontos P1 e P2 da Figura 2.11).

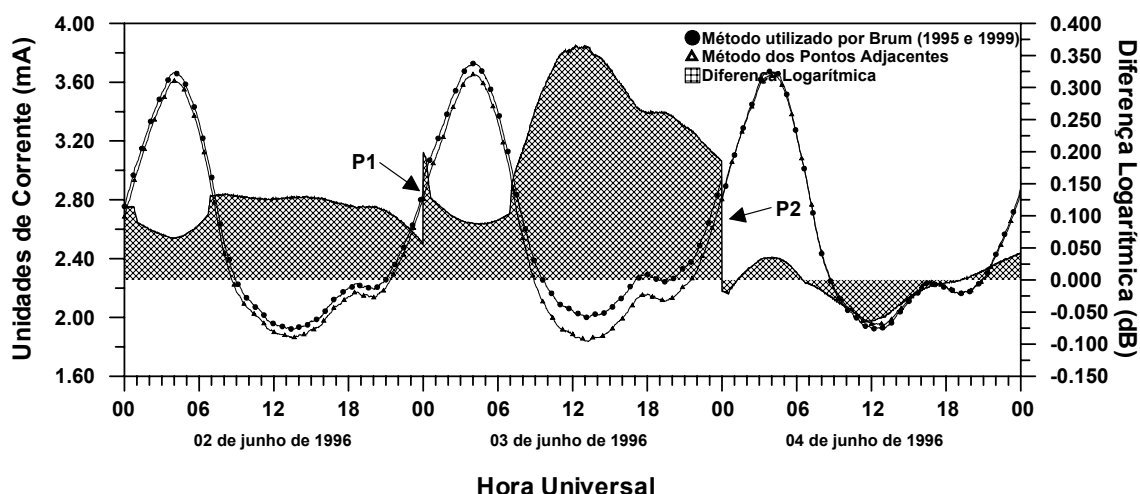


FIGURA 2.11 – Diferença logarítmica entre os métodos de calibração empregados.

A Figura 2.11 permite-nos observar que a média da diferença logarítmica é da ordem de 0,15 dB alcançando valores superiores a 0,35 dB. Os valores podem parecer irrelevantes, entretanto, na integração diária da absorção ionosférica para uma análise sazonal, por exemplo, a integral diária desta diferença, ultrapassa a 3,0 dB/dia (para o dia 03 de junho), ou seja, uma atribuição de erro de 3 ordens de grandeza no período de 24 horas.

#### 2.4.1.1.2 – Processo de Calibração dos Dados Digitais de Riômetro

A redução dos dados digitais dos riômetros segue basicamente o mesmo procedimento de redução dos dados analógicos descrito na Seção 2.4.1.1, contudo, os dados digitais apresentam problemas relativos à eliminação dos pontos de calibração e marcação horária. Estas marcações são impulsos de amplitude conhecida, porém com intervalos que podem não ser constantes, os quais encontram-se superpostos aos registros digitais. Pode-se considerar esta questão como sendo um fator diferencial no processo de redução das distintas bases de dados.

Para execução deste trabalho foi necessário o desenvolvimento de dois novos programas em substituição ao programa anteriormente elaborado por Brum (1995), aqui denominado como Método das Médias Visuais (MMV). Os programas foram desenvolvidos pela analista de sistemas Sra. Lúcia de Almeida Terra Limiro, tendo como base, os procedimentos aplicados por Brum (1995, 1999), porém utilizando o compilador MatLab ao invés do Borland C na seleção dos pontos de calibração, principal problema encontrado na redução deste tipo de dados, e nos procedimentos de eliminação de ruídos “não-interessantes” para as análises em questão. Este último método, fruto da interação destes dois novos programas, será aqui denominado de Método da Calibração Interativa (MCI).

#### **2.4.1.1.2.1 – Método da Calibração Interativa (MCI)**

Anteriormente à utilização do MCI, a calibração dos dados era executada através da média visual dos pontos de calibração, ou seja, o MMV permitia a visualização da curva antes de sua calibração, possibilitando a determinação das médias a partir da acuidade visual do operador (processo semelhante ao utilizado para a calibração dos dados analógicos como representado na Figura 2.8). O procedimento era executado utilizando-se de cursores móveis os quais se deslocavam verticalmente sobre a curva a ser calibrada (Figura 2.12), onde, visualmente, se achava a média das quatro séries de marcações de calibração (pontos  $m_0$ ,  $m_1$ ,  $m_2$  e  $m_3$  da Figura 2.12). Este procedimento era considerado satisfatório para a determinação da curva diária de absorção do ruído cósmico (Brum, 1999) tendo em vista o interesse em questão ser a integração diária da absorção do mesmo em relação ao dia pré-determinado, não podendo ser utilizado para análise de eventos localizados e transientes (alguns dos objetos de estudo deste trabalho). Uma vez determinadas as médias dos pontos de calibração, uma interpolação linear é executada e a curva calibrada é determinada, restando algumas interferências e resíduos da calibração do dia (evidenciados pelos pontos  $R$ 's da Figura 2.13).

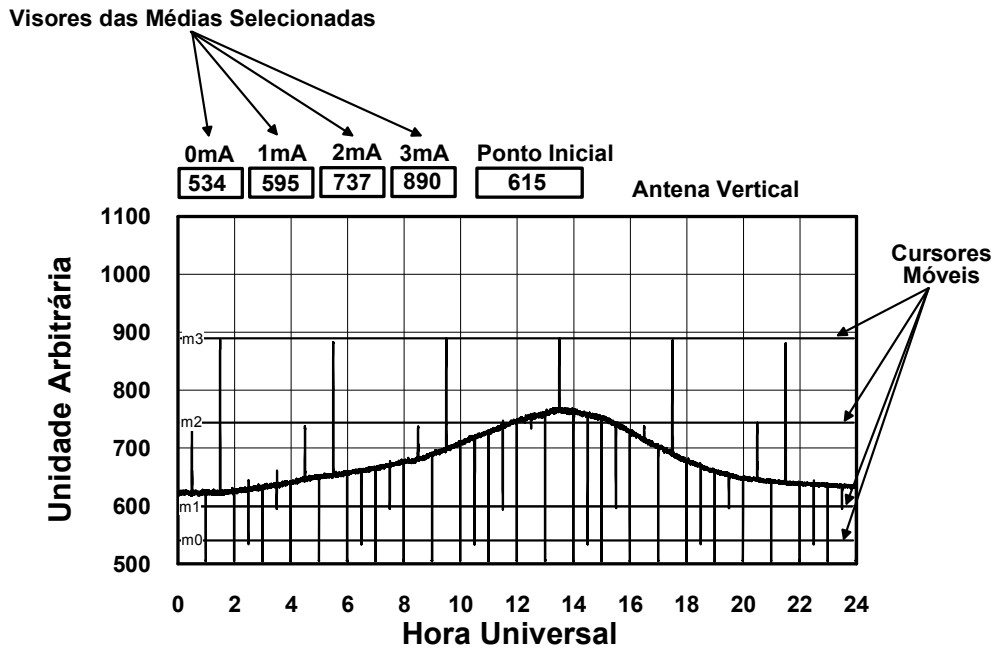


FIGURA 2.12 – Representação da tela onde ocorre o processo de seleção das médias dos pontos de calibração utilizados por Brum (1995; 1999).

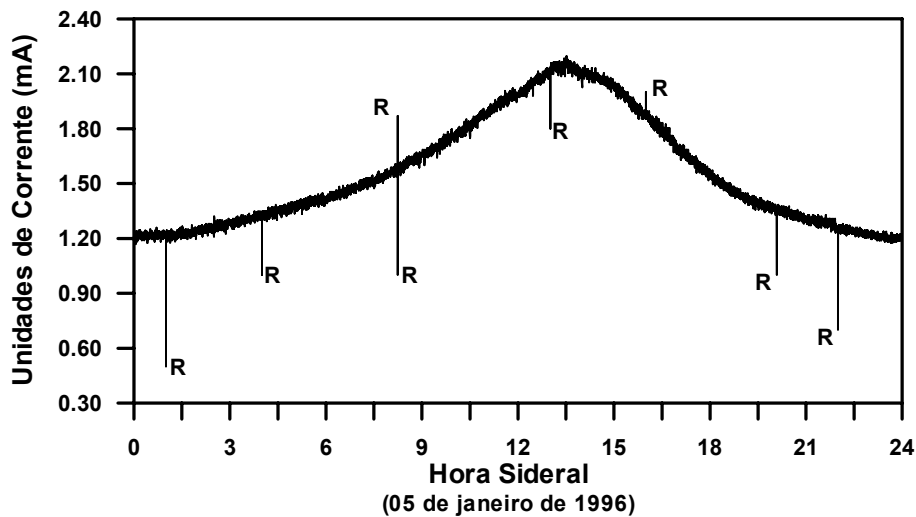


FIGURA 2.13 – Resultados do processo MMV evidenciando os resíduos (R) que não foram eliminados.

O método MCI pode ser considerado mais eficiente quando comparado ao método MMV no que tange a determinação dos pontos de calibração e eliminação de ruídos indesejáveis na série de dados, os quais mantêm-se quando utilizado o antigo processo de calibração (Figura 2.13).

Utilizando-se o MCI é possível a identificação e eliminação dos pontos de marcação horária existentes nos dados digitais (pontos Ph da Figura 2.14), restando, deste modo, apenas as marcações de calibração do sinal e algumas interferências (Figura 2.15). A eliminação destes pontos dá-se a partir da escolha da primeira marcação horária do dia e posteriormente há a identificação automática das marcações subseqüentes para um mesmo dia. Sabendo-se que cada impulso de marcação horária tem a duração aproximada de 60 s, sua eliminação dar-se-á pela seleção de pontos no período de 40 s anteriores e posteriores às marcações previamente selecionadas. O passo seguinte refere-se à substituição dos registros indesejáveis por valores resultantes do processo de interpolação linear dos dois pontos escolhidos sobre a série temporal.

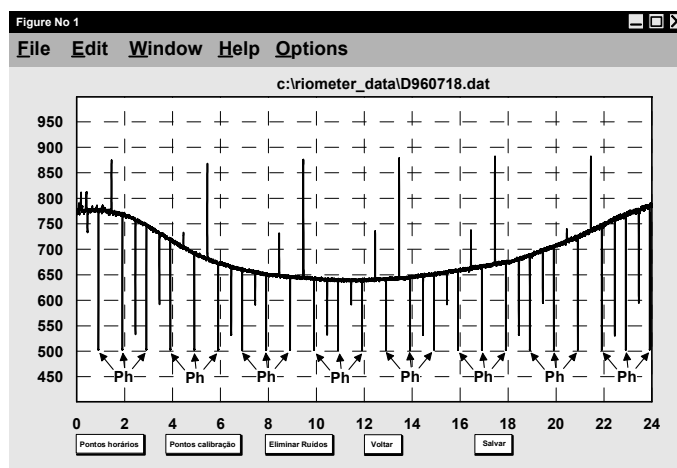


FIGURA 2.14 – Representação da tela referente ao programa de calibração MCI evidenciando os pontos de marcação horária (Ph).

Para a seleção e armazenamento dos pontos de calibração (pontos P0, P1, P2 e P3 da Figura 2.15) utiliza-se um processo semelhante ao empregado na seleção e eliminação das marcações horárias. A partir da escolha do primeiro ponto de calibração são feitas as marcações subseqüentes, as quais são selecionadas e armazenadas automaticamente. Entretanto, uma considerável quantidade de resíduos das marcações de calibração e ruídos (pontos Rc e Ri Figura 2.16, respectivamente) ainda permanecem nos dados. Os resíduos resultantes das marcações de calibração ocorrem devido ao fato dos impulsos de corrente não apresentarem um passo consistente ao longo do tempo, o que conduz a um pequeno deslocamento temporal, que pode ser atribuído a falhas no equipamento. Os impulsos podem ser positivos ou negativos, oscilando em torno do passo de 1 hora. Os resíduos denominados ruídos ainda permanecem em virtude de sua aleatoriedade, o que impossibilita sua previsibilidade.

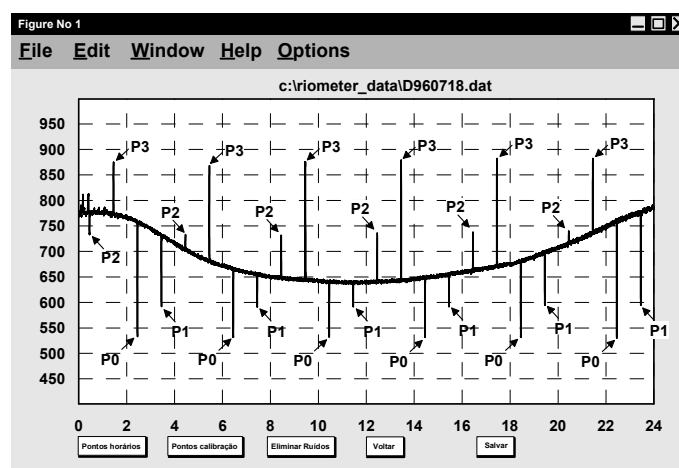


FIGURA 2.15 – Representação da tela de execução do programa de calibração MCI, estando evidenciados os pontos de marcação de calibração (P0, P1, P2 e P3).

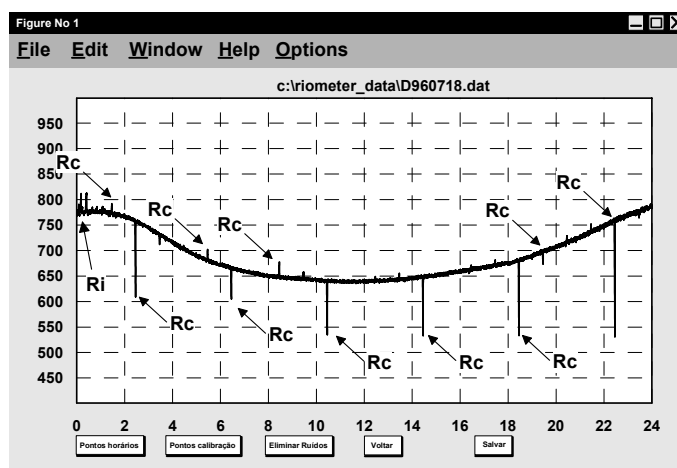


FIGURA 2.16 – Representação da tela de execução do programa de calibração MCI, mostrando os resíduos da primeira fase de calibração pelo MCI (Rc e Ri).

Os resíduos de calibração e de ruídos remanescentes descritos anteriormente são eliminados individualmente antes da calibração final. Para tal, utilizou-se o artifício da interpolação entre os pontos anteriores e posteriores ao espaço a ser eliminado. A Figura 2.17 apresenta o produto final da filtragem (“limpeza”) de resíduos de um dia de dados.

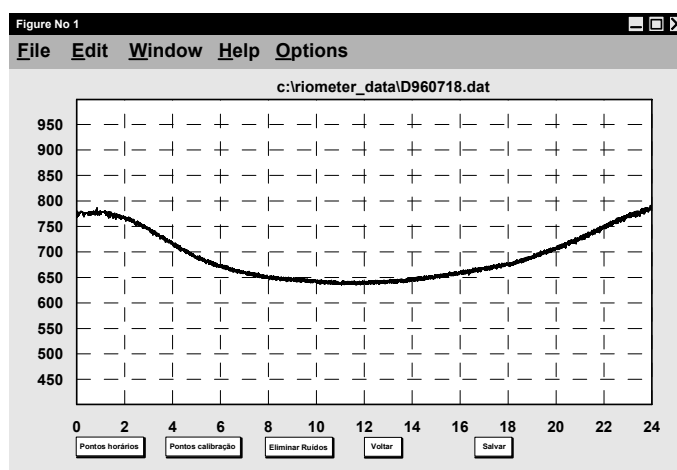


FIGURA 2.17 – Representação da tela de resultados da execução do programa de calibração MCI, mostrando o processo de filtragem dos resíduos.

Uma vez eliminadas todas as interferências e resíduos, a calibração pode ser executada utilizando-se as marcações de calibração previamente selecionadas nos processos anteriores. Para esta interação também são utilizados pontos de calibração armazenados referentes ao dia anterior e posterior, de forma similar àqueles utilizados para a calibração dos dados de origem analógica. Neste contexto, pode-se considerar que este método é mais preciso que o utilizado para a calibração dos dados analógicos, uma vez que faz uso de todas as marcações de calibração registradas no dia, isto é, oito marcações por série de pontos de calibração, adicionadas às quatro últimas calibrações do dia anterior e às quatro primeiras do dia posterior (uma para cada série). A Figura 2.18 mostra a curva final obtida por este método, e os respectivos pontos de calibração utilizados. A interpolação dá-se pelo valor atribuído ao ponto de calibração pela equação que representa a reta que une duas marcações de calibração mais próximas da mesma série em função da sua posição temporal ( $F_{cx}(t)$ ). A Figura 2.19 mostra a curva final obtida por este método.

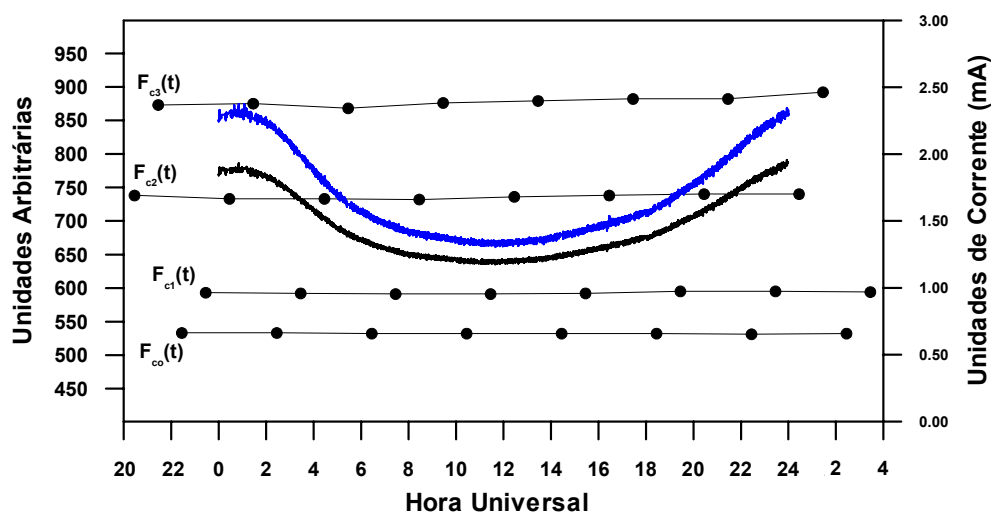


FIGURA 2.18 – Resultados do processo de calibração dos dados do riômetro conectado à antena vertical pelo método MCI para o dia 18 de setembro de 1996. A curva em preto representa a série de dados original e a curva em azul o resultado da calibração.



Após todo o processo descrito de calibração de dados digitais, estes ainda são submetidos a uma “filtragem” do ruído remanescente do sinal. Este processo aplicado consiste na seleção dos menores valores de curtos espaços de tempo, ignorando os demais. As lacunas originadas por este procedimento foram preenchidas por valores obtidos por interpolação linear dos menores valores adjacentes. A Figura 2.19 apresenta os registros referentes ao processo descrito anteriormente para o dia 03 de abril de 1996.

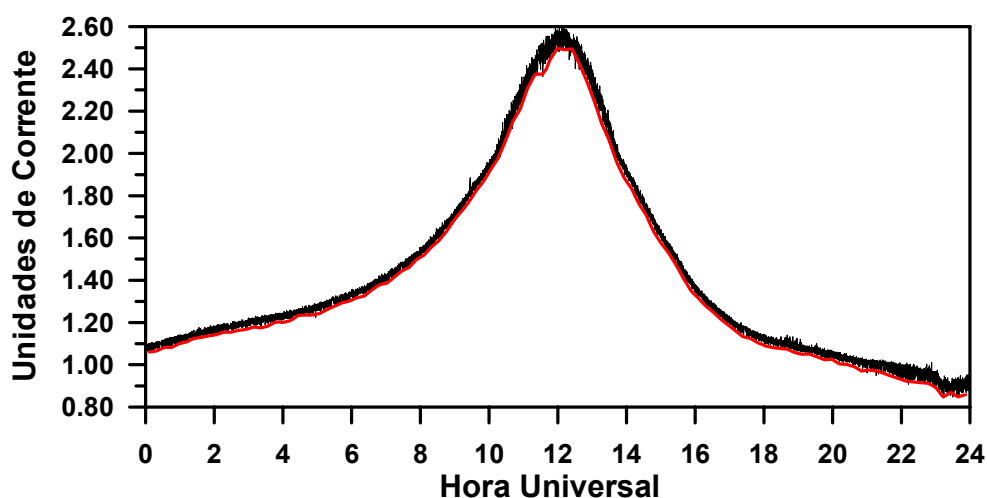


FIGURA 2.19 – Curva resultante (em vermelho) do processo de tratamento de eliminação dos ruídos presentes nos registros digitais.

Apesar dos grandes esforços empregados no desenvolvimento de métodos de redução de dados, ainda não se consideram satisfatórios os resultados dos procedimentos utilizados até o momento para a validação final. Desta forma propõe-se que sejam realizadas algumas correções na série temporal, assim como no passo de calibração (explicado a seguir).

## 2.5 – Processo de Correção da Série Temporal

Conforme descrito anteriormente, durante os processos de redução de dados foi possível detectar problemas na série temporal para alguns períodos de registro, principalmente nos dados de origem analógica. Após análise minuciosa da série temporal juntamente aos registros das rotinas diárias preenchidas pelos operadores, chegou-se à conclusão que tais problemas podem ter sido decorrentes de erros operacionais na transformação de hora local para universal. A Figura 2.20 apresenta registros do riômetro conectado a antena vertical do sítio de Cachoeira Paulista para o ano de 1993, onde se evidenciam erros na série temporal.

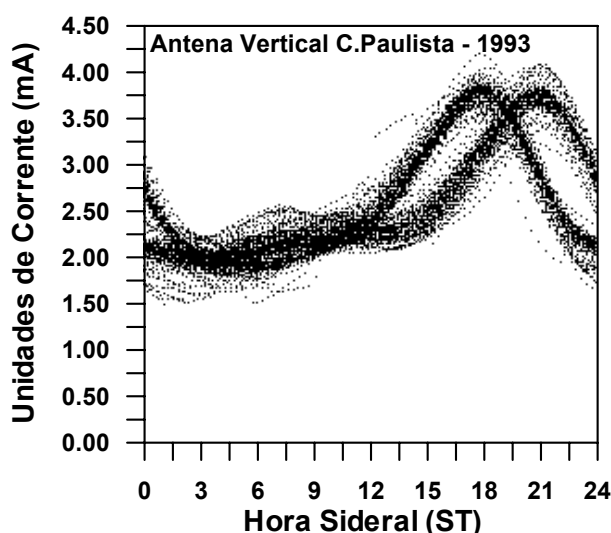


FIGURA 2.20 – Registros do riômetro do sítio de Cachoeira Paulista para o ano de 1993 evidenciando erros na série temporal.

Com o objetivo de solucionar o problema apresentado anteriormente, empregou-se o método estatístico de correlação-cruzada, o qual consiste em empregar um deslocamento temporal ( $\Delta t$ ) à curva a ser ajustada (em hora sideral) sobre uma curva pré-determinada (as mesmas obtidas através da média de dias quietos durante o período de baixa atividade solar, apresentadas na Figura 2.10). O maior índice correlativo, teoricamente, indica o melhor  $\Delta t$  de

correção. Assim sendo, empregou-se esta técnica utilizando-se como limite inferior e superior  $\pm 6$  horas com um passo de 1 minuto na série temporal universal do período analisado. A Figura 2.21 tem como exemplo a aplicação deste processo no dia 14 de setembro do ano de 1993. A aplicação dos ajustes temporais na série de dados escolhida, assim como seus respectivos índices correlativos são apresentados na Figura 2.21.a. A representação dos ajustes sobre a curva trabalhada é apresentada na Figura 2.21.b, onde a curva em vermelho representa a base de comparação e a curva em azul o posicionamento do melhor ajuste temporal calculado.

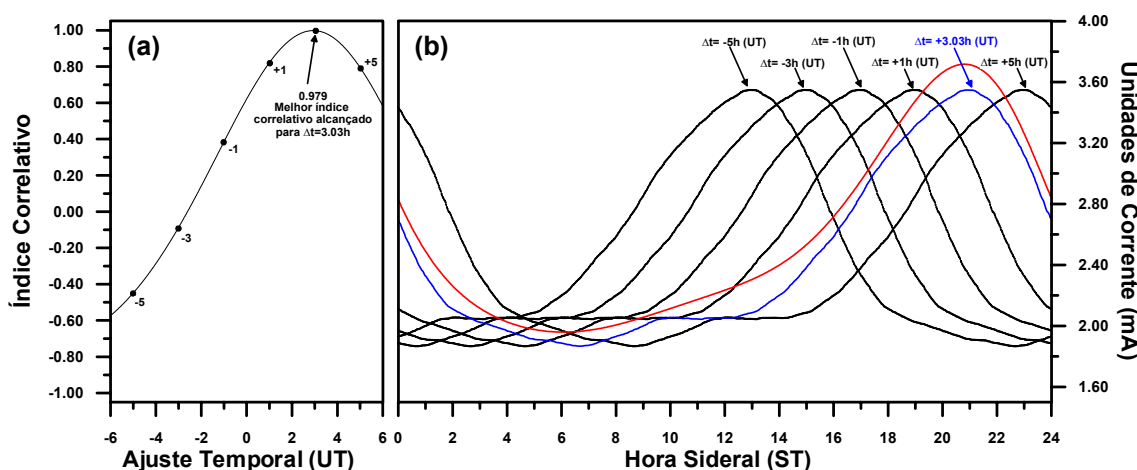


FIGURA 2.21 – Resultados do emprego do método de correlação-cruzada para a obtenção do melhor ajuste temporal. (a) Ajuste temporal associado ao respectivo índice correlativo; (b) representação da variação de fatores de correção temporal sobre o período do dia analisado.

Entretanto, o método apresentou-se confiável apenas para períodos superiores a 12 horas para um espaço contínuo de 24 horas. Desta forma, após o emprego do mesmo, tornou-se necessária uma nova análise dos  $\Delta t$ , para a qual propõe-se adotar alguns critérios para uma posterior obtenção de  $\Delta t$  sobre aqueles já obtidos pelo método descrito anteriormente. Para períodos inferiores a 12 horas, optou-se pela utilização da média linear do  $\Delta t$  dos dias adjacentes a

estes, com períodos de dados superiores a 12 horas. O segundo critério adotado resume-se à análise do comportamento do  $\Delta t$  durante o período de um ano, onde optou-se, em alguns casos, pela linearização dos valores obtidos e em outros pelo ajuste polinomial de alguns períodos. Este último foi utilizado quando o problema na série temporal era proveniente da inserção de descontinuidade gerada pelo temporizador do equipamento ou em períodos de dados onde surgiram maiores perturbações nos registros. Correções visuais finais ainda foram necessárias para  $\Delta t$  muito discrepantes às séries adjacentes. A Figura 2.22.a mostra o resultado da correção feita com o ajuste horário obtido pelo método de correlação-cruzada aplicado aos mesmos dados de riômetro apresentados na Figura 2.20. O painel *b* da mesma figura mostra o resultado com o  $\Delta t$  corrigido da mesma série, e o painel *c* apresenta os  $\Delta t$  calculados e corrigidos (curva preta e vermelha, respectivamente) e os respectivos melhores coeficientes correlativos (curva azul).

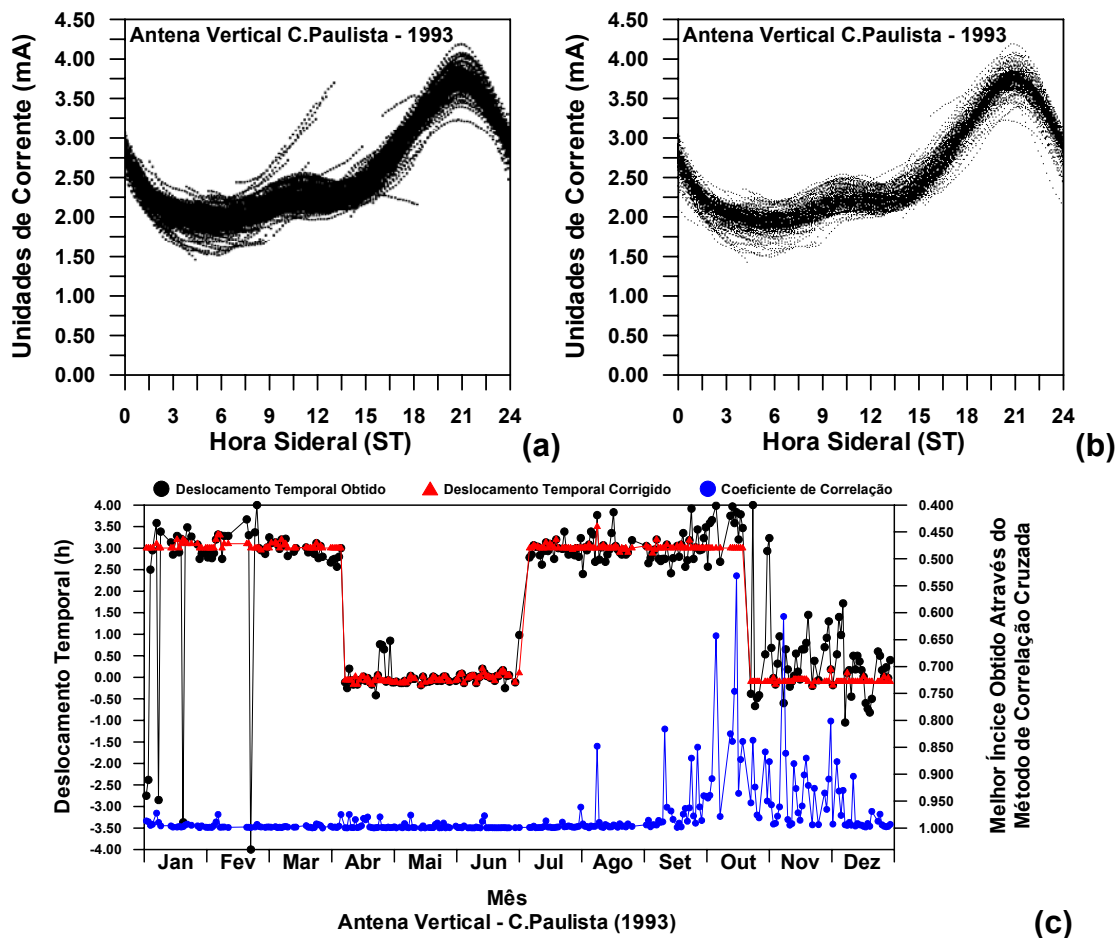


FIGURA 2.22 – (a) dados originais, sem correção; (b) dados corrigidos, e ;(c) valores dos  $\Delta t$  calculados (curva preta) e corrigidos (curva vermelha), e os respectivos melhores índices correlativos (curva azul).

Análises foram executadas após o emprego deste método para avaliar a confiabilidade e os possíveis erros ocasionados no processo de ajuste temporal. Para tal, escolheu-se um ano de uma série de dados considerada com muitos problemas e fez-se a correção temporal visualmente dia a dia (por exemplo, registros do riômetro conectado à antena vertical no sítio de Cachoeira Paulista para o ano de 1989). Os resultados obtidos pelo programa comparados àqueles gerados pelo método visual, possibilitando o cálculo do erro percentual entre eles, podem ser observados na Figura 2.23. Nota-se que o erro calculado oscila em torno de 0,1% durante grande parte do ano, com

alguns picos chegando a alcançar até 10% para os meses de setembro, outubro e novembro. Tais picos são facilmente observados nos coeficientes correlativos obtidos para todos os ajustes temporais dos dados oriundos do sítio de Cachoeira Paulista, o que pode ser explicado pela suscetibilidade a variações sazonais ao longo do ano. Considerando-se esta peculiaridade realizou-se uma avaliação minuciosa para o sítio de Cachoeira Paulista estendendo-se a toda série temporal disponível.

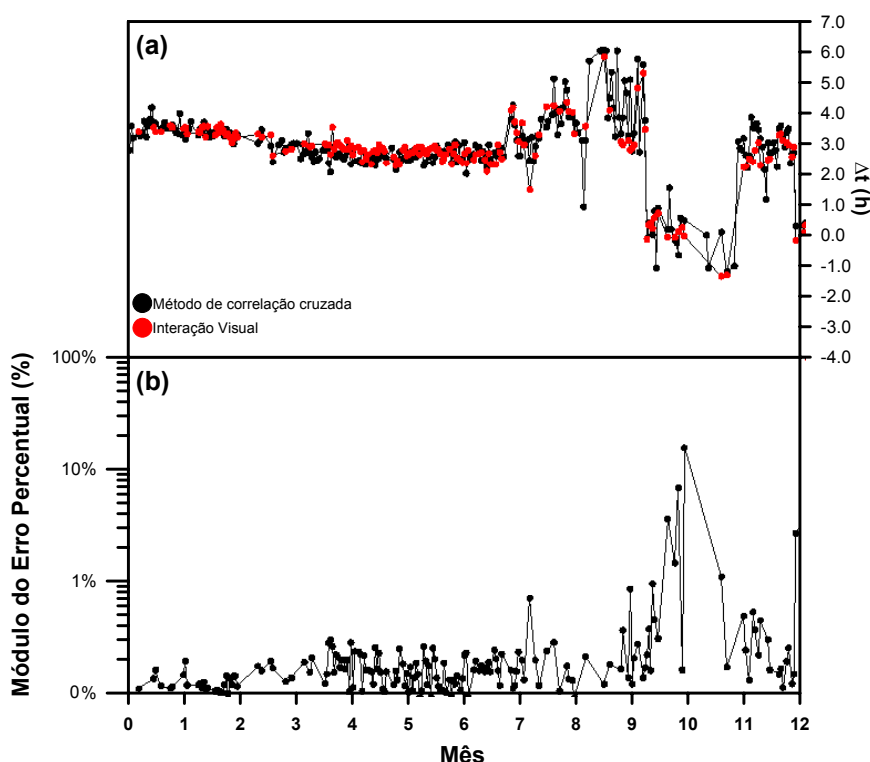


FIGURA 2.23 – (a)  $\Delta t$  calculadas pelo método de correlação-cruzada e  $\Delta t$  obtidas visualmente; (b) módulo da diferença percentual entre os dois métodos utilizados.

## 2.6 – Processo de Correção da Calibração

Uma vez executados os processos de calibração e de ajuste temporal dos dados, descritos nas seções 2.4 e 2.5 deste capítulo, pode-se constatar a presença de variações abruptas na amplitude dos sinais para determinados

períodos. Estes problemas conduziram à uma análise minuciosa do comportamento dos registros associado aos principais índices geofísicos disponíveis, análise esta que não mostrou nenhuma concordância, levando à suposição de que as variações abruptas ocorreram em virtude de problemas na atribuição do passo de calibração. Por razões desconhecidas, houve alterações nos passos de calibração utilizados pelo equipamento durante alguns períodos. Foram consultadas as rotinas diárias buscando-se possíveis causas, porém nada foi registrado. Desta forma foi necessário o desenvolvimento de alguns critérios para a correção desta série, visando eliminar, ou pelo menos minimizar, tais problemas.

O primeiro passo direcionado à solução deste problema deu-se através da identificação dos períodos afetados pelas discontinuidades da calibração. Para tal, utilizando-se as curvas obtidas durante dias geomagneticamente calmos do período da baixa atividade solar (Figura 2.10), selecionaram-se horários capazes de evidenciar diferentes amplitudes da variação diária do sinal (em hora sideral), horários estes apresentados nas Figuras 2.24.a, 2.25.a, 2.26.a e 2.27.a. As mesmas figuras apresentam a distribuição dos dados em ordem cronológica para todo o período de dados disponível (painéis *b*) e o comportamento destes nos horários selecionados (painéis *c*). Nota: As curvas de referência, apresentadas na Figura 2.10, foram obtidas através de registros de dados de dias sem problemas de calibração.

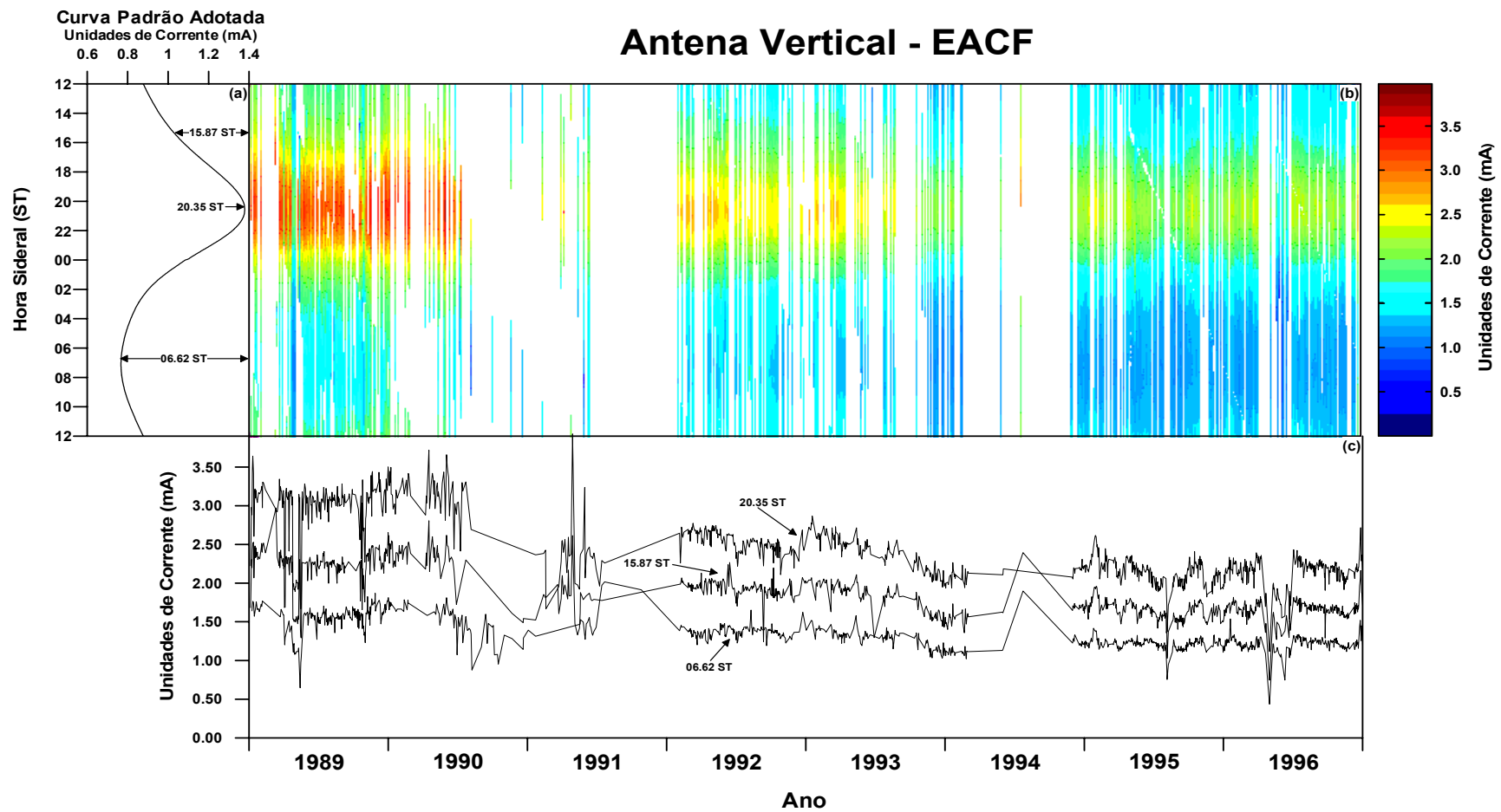


FIGURA 2.24 – Dados do riômetro conectado à antena vertical no sítio EACF. (a) curva padrão; (b) dados disponíveis entre os anos de 1989 e 1996 em ST; e (c) seleção de horários para análise da variação de calibração.



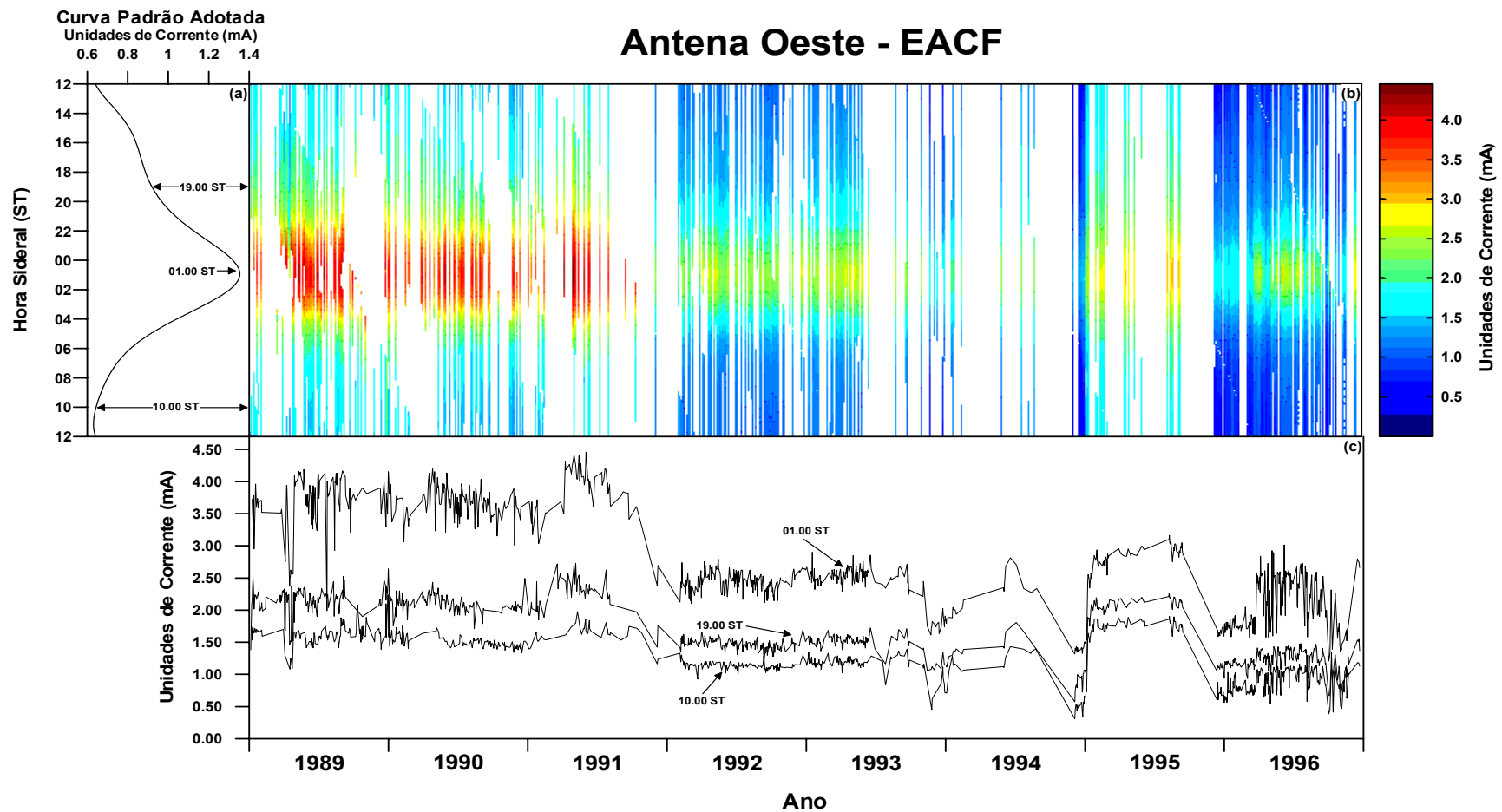


FIGURA 2.25 – Dados do riômetro conectado à antena oeste do sítio EACF. (a) curva padrão; (b) dados disponíveis entre os anos de 1989 e 1996 em ST; e (c) seleção de horários para análise da variação de calibração.

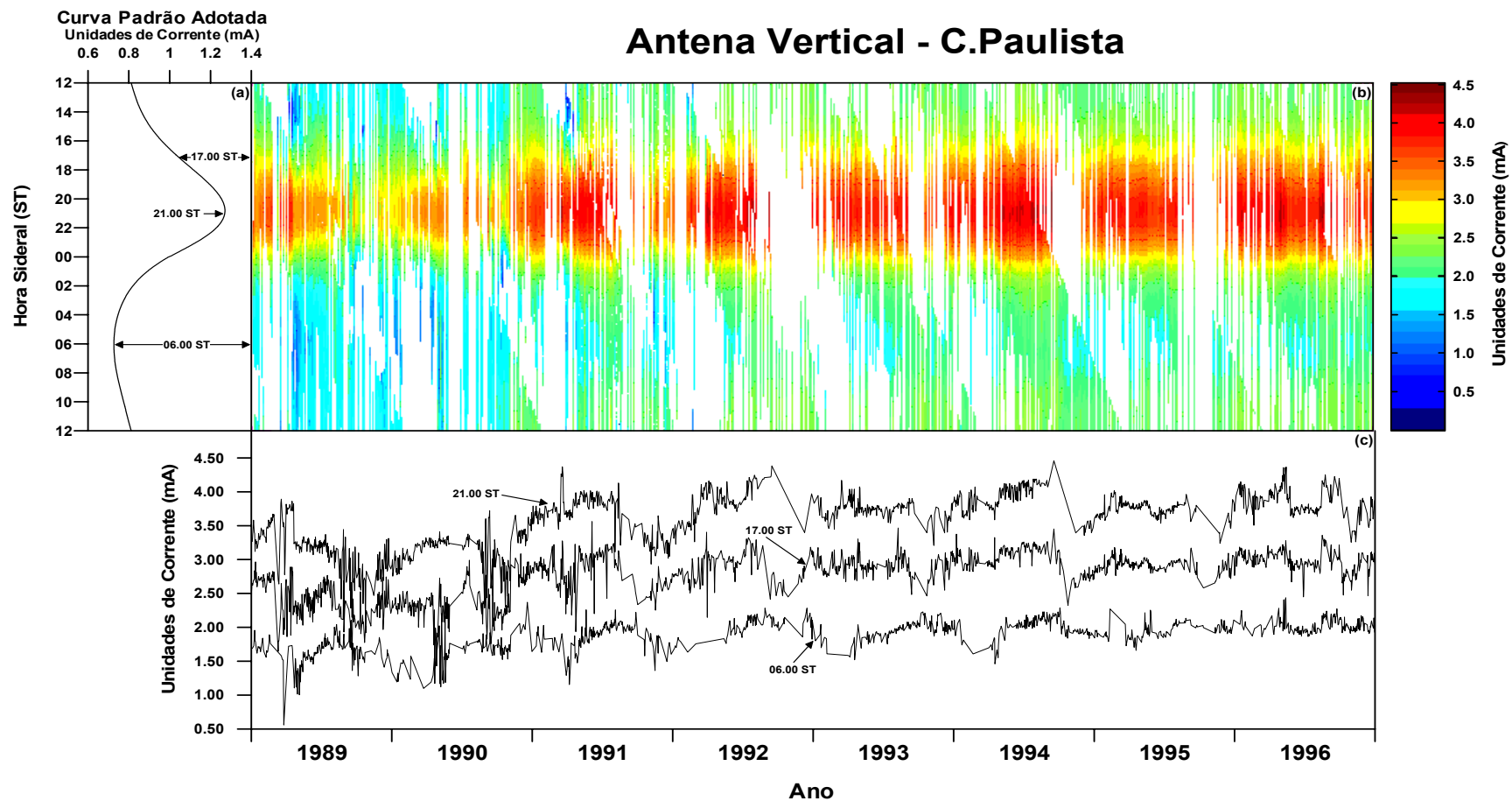


FIGURA 2.26 – Dados do riômetro conectado à antena vertical do sítio de Cachoeira Paulista. (a) curva padrão; (b) dados disponíveis entre os anos de 1989 e 1996 em ST; e (c) seleção de horários para análise da variação de calibração.

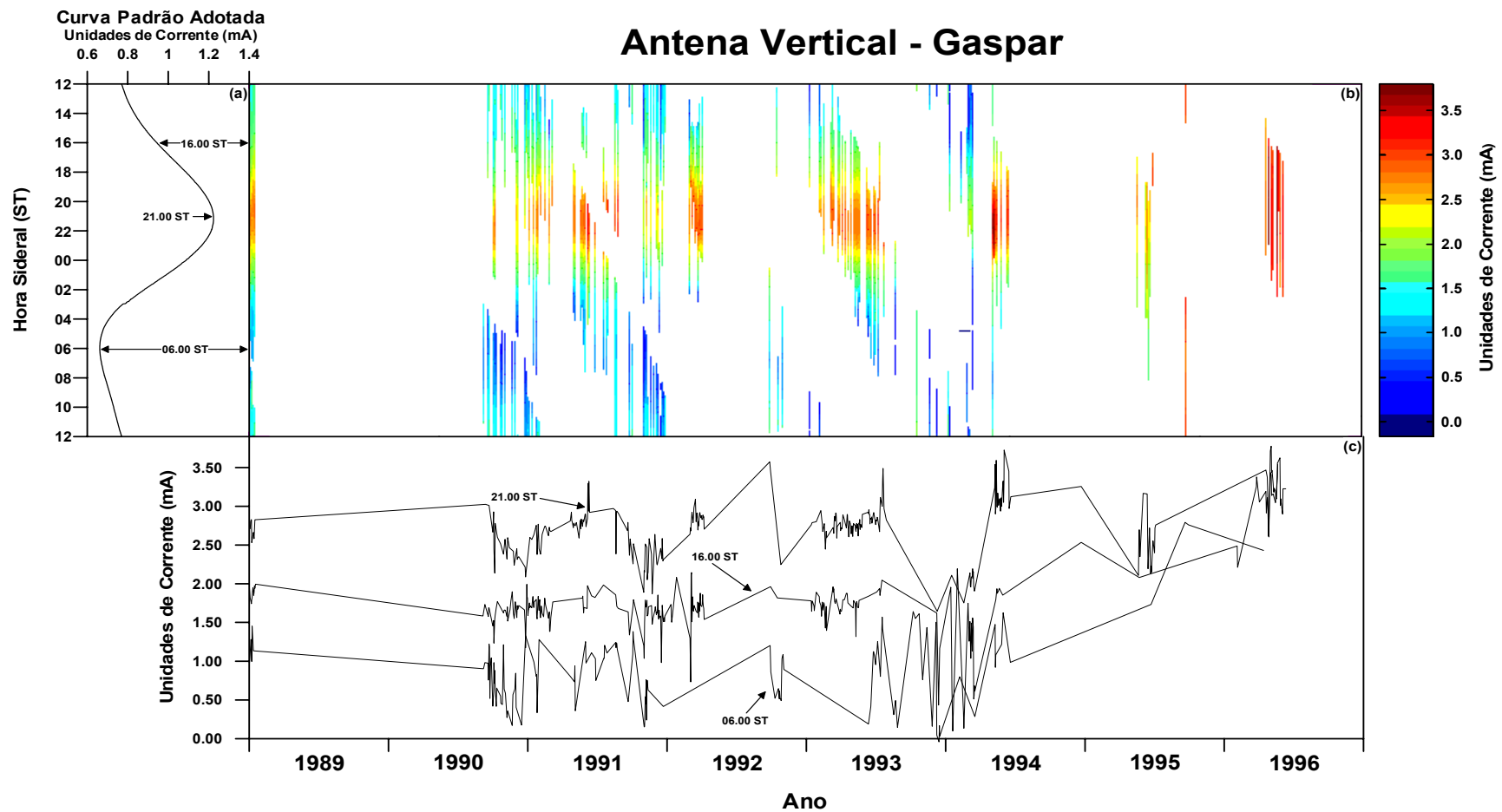


FIGURA 2.27 – Dados do riômetro conectado à antena vertical do sítio de Gaspar. (a) curva padrão; (b) dados disponíveis entre os anos de 1989 e 1996 em ST; e (c) seleção de horários para análise da variação de calibração.

As Figuras 2.24 e 2.25 permitem identificar variações nítidas na amplitude dos sinais registrados pelos riômetros da EACF. A partir dos registros de riômetro conectado a antena vertical do sítio da EACF (Figura 2.24), pode-se constatar alguns problemas associados à calibração referentes ao início do ano de 1989 até o final do ano de 1991 e ainda, pequenas oscilações nos anos de 1995 e 1996. Já os registros referentes ao riômetro conectado à antena oeste mostram variações mais intensas na amplitude dos sinais registrados, as quais ocorrem em períodos mais prolongados (Figura 2.25). É possível verificar neste último, a existência de 3 passos de calibração distintos. O primeiro estendendo-se desde o início de 1989 até final de 1991, o segundo entre início de 1992 até o final de 1994, e o terceiro passo abrange em sua totalidade o ano de 1995.

A correção da calibração aplicada aos registros mencionados no parágrafo anterior deu-se pelo confronto entre os registros das duas antenas de períodos considerados com calibrações corretas com os períodos de calibração erradas, isto é, através da análise do quociente obtido entre os registros bons e ruins. Convém ressaltar que tal procedimento somente pôde ser executado visto a proximidade entre as áreas observadas pelas antenas. O painel *a* da Figura 2.28 apresenta os registros das 20h35 ST das duas antenas do sítio da EACF e o quociente da interação  $W/V$  (onde  $W$  e  $V$  fazem referência aos dados de riômetros conectados as antenas oeste e vertical, respectivamente). Pôde-se notar grandes variações nos registros apresentados nesta figura, as quais são transportadas para o cálculo do quociente entre os registros apresentado pela linha contínua azul (painel *a*). O painel *b* da Figura 2.28 apresenta os períodos de dados considerados estáveis para cada antena para uma fração considerável de tempo ( $\geq 15$  dias) seguido de períodos com ausência de registros (representados pelos segmentos de reta em verde), e por fim, o painel *c* desta mesma figura apresenta os novos quocientes obtidos após a correção dos passos de calibração para os mesmos horários selecionados nas figuras anteriores.

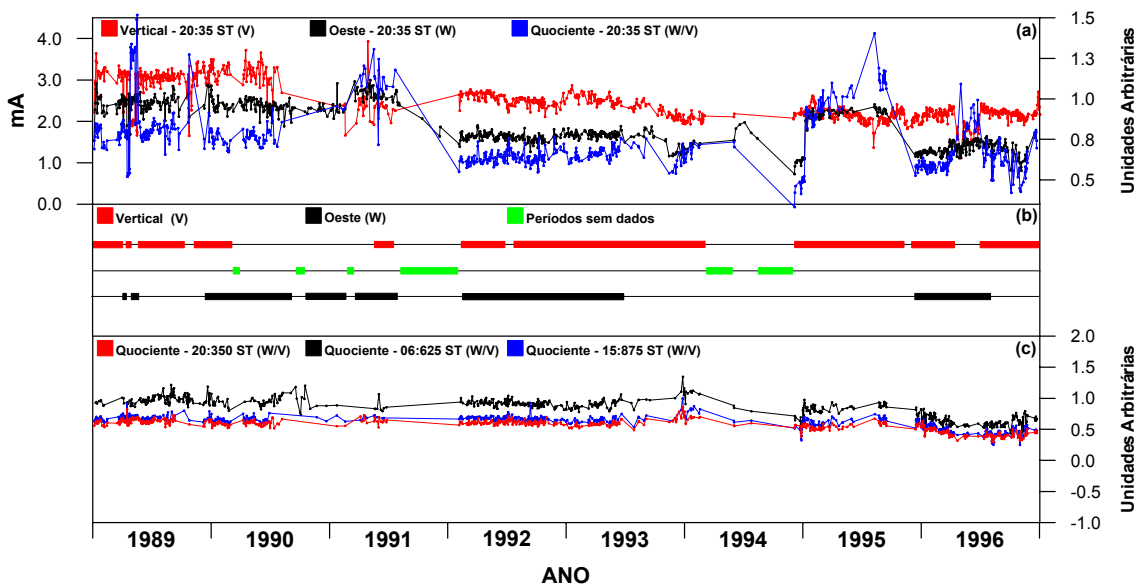


FIGURA 2.28 – Processo de correção na calibração dos registros do sítio EACF. (a) variação do registro pelo período total analisado; (a) períodos previamente selecionados considerados estáveis; e (c) registros submetidos a correção.

O resultado da interação de correção da calibração, apresentada no parágrafo anterior, sobre todos os registros adquiridos no sítio EACF para a antena vertical e oeste são apresentados nas Figuras 2.29 e 2.30. Nesta primeira visualização dos dados agrupados é possível a identificação de um comportamento para as duas antenas, podendo-se constatar uma variação substancial na amplitude do registro ao longo do tempo (anos), variação esta considerada inversamente proporcional à variação do número de manchas solares do mesmo período. A partir destes dados, pode-se constatar a influência do ciclo solar sobre a variação da absorção do ruído cósmico na baixa ionosfera. Este comportamento nos registros do sítio da EACF era esperado, visto que estudos anteriores de Brum (1999) haviam identificado comportamentos semelhantes para períodos de baixa atividade geomagnética. Discussões mais detalhadas sobre este assunto serão apresentadas nos Capítulos destinados à análises de dados.

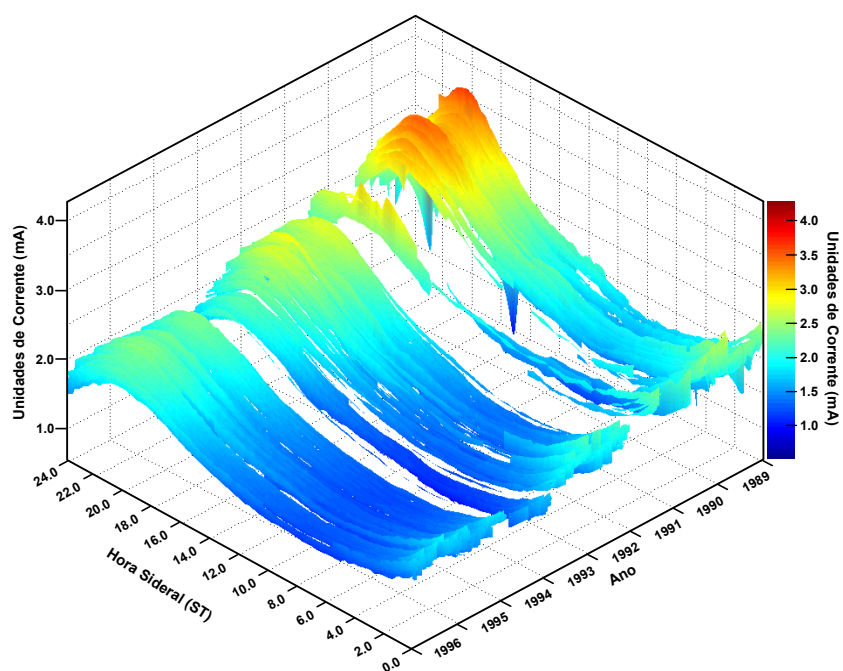


FIGURA 2.29 – Registros do riômetro conectado à antena vertical do sítio da EACF após as correções aplicadas aos passos de calibração.

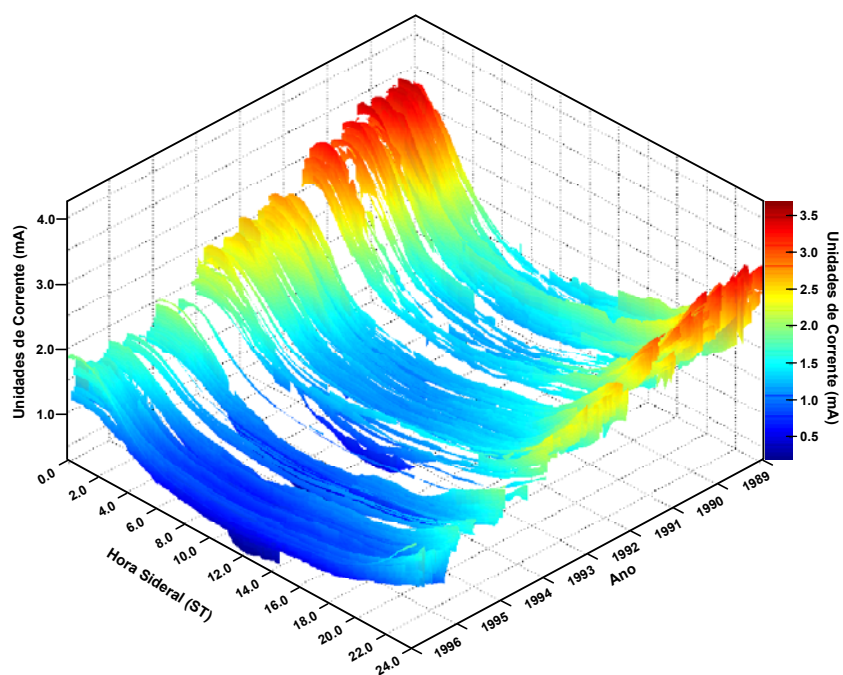


FIGURA 2.30 – Registros do riômetro conectado à antena oeste do sítio da EACF após as correções aplicadas aos passos de calibração.

Seria natural aplicar o mesmo método de correção de calibração nos registros de riômetro dos sítios de Cachoeira Paulista e Gaspar (confrontamento de dados). No entanto os dados oriundos de Gaspar apresentam muitos problemas, como pode ser constatado na visualização da Figura 2.27.c. Além dos problemas de registros, as lacunas existentes entre as séries contínuas de dados considerados “aceitáveis” são grandes e freqüentes (Figura 2.31) impossibilitando, desta forma, a determinação de um período de tempo considerável ao qual seja possível atribuir um comportamento estável. Assim sendo, decidiu-se utilizar os registros do sítio de Gaspar somente para o estudo de eventos transientes localizados.

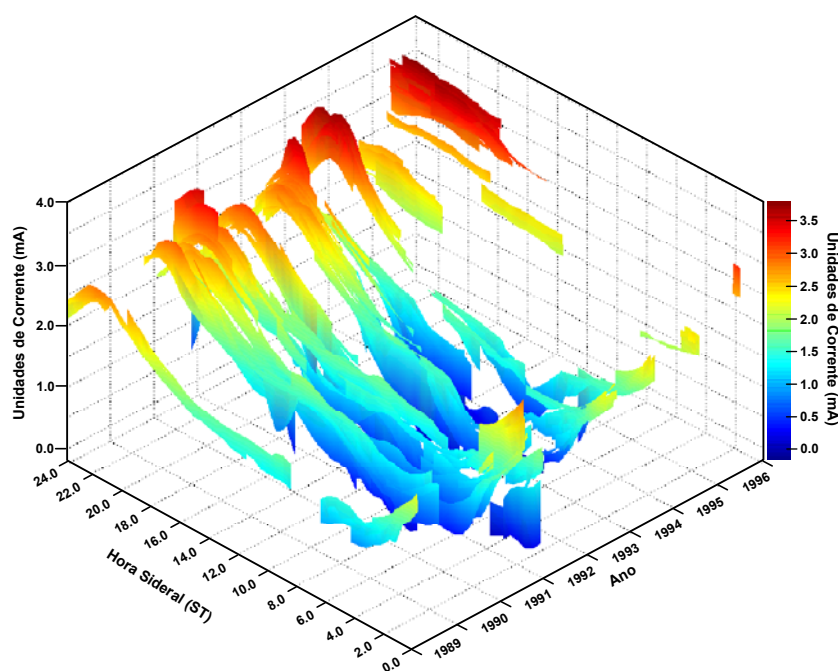


FIGURA 2.31 – Configuração sazonal dos dados de riômetro conectado a antena vertical do sítio de Gaspar (sem a aplicação de correção de calibração).

Os registros do sítio de Cachoeira Paulista foram considerados os melhores no que tange tanto à distribuição na série temporal analisada, isto é, maior número de dias com registros aproveitáveis no espaço amostral selecionado (1989-1996), como também em relação a apresentarem um comportamento estável

durante grandes espaços de tempo (Figura 2.26). Apesar de serem nítidos os problemas referentes à atribuição dos passos de calibração, os quais geram várias quebras nas seqüências registradas em ST (Figura 2.26.c), foi possível identificar um comportamento sazonal inversamente proporcional ao visualizado nos registros do sítio da EACF. Partindo deste comportamento e do grande número de espaços temporais de registros consideráveis estáveis para este sítio executou-se, a exemplo do método aplicado aos dados da EAFc, um confronto entre estes registros e aqueles corrigidos para a antena vertical da EACF. Desta forma foi possível estabelecer as correções nos passos de calibração, as quais são apresentadas na Figura 2.32.

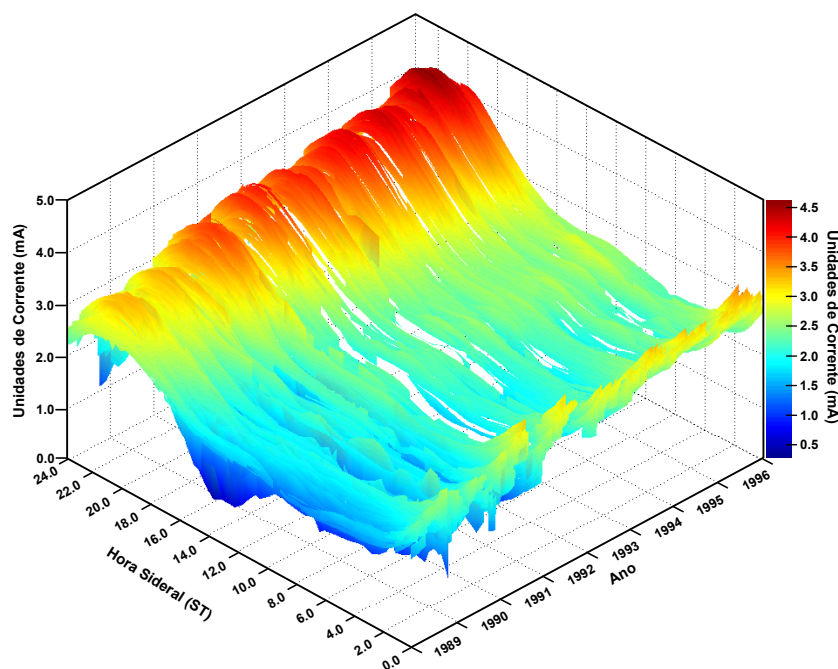


FIGURA 2.32 – Dados do riômetro conectado à antena vertical do sítio de Cachoeira Paulista após as correções aplicadas aos passos de calibração.

Após todo o processo de redução de dados descrito até o presente momento, cada arquivo de dados gerado foi verificado individualmente na tentativa de identificar ainda possíveis problemas associados tanto à série temporal, passos de calibração, assim como a problemas residuais gerados pelos programas



utilizados, onde para este último não houve ocorrência alguma mostrando a eficácia dos programas confeccionados.

## 2.7 – Considerações Finais do Processo de Redução de Dados

Neste Capítulo foram apresentados todos os processos e critérios utilizados na redução e validação dos dados de riômetro utilizados neste trabalho. Tal procedimento consumiu fração importante do tempo destinado à confecção desta Tese de Doutorado (19 meses). No entanto, todo procedimento adotado foi considerado de extrema importância, em virtude da relevância dos mesmos para a obtenção de registros confiáveis (Brum, Echer e Santos, 2004).

Os números finais das interações de calibração e validação dos dados aplicadas aos registros de riômetro descritos neste Capítulo são apresentados na Tabela 2.2. Faz-se necessário ressaltar que os levantamentos referentes ao sítio de Gaspar excluem a última interação de correção de calibração.

TABELA 2.2 – Produto final das interações de validação de dados aplicadas aos registros de riômetro.

	<b>EACF</b> <b>Antena vertical</b>	<b>EACF</b> <b>Antena oeste</b>	<b>C. Paulista</b> <b>Antena vertical</b>	<b>Gaspar</b> <b>Antena vertical</b>
<b>ANO</b>	<b>Dias</b>	<b>Dias</b>	<b>Dias</b>	<b>Dias</b>
<b>1989</b>	290	219	293	15
<b>1990</b>	101	168	249	60
<b>1991</b>	35	80	264	140
<b>1992</b>	200	205	244	57
<b>1993</b>	166	149	292	128
<b>1994</b>	56	41	297	54
<b>1995</b>	260	95	262	22
<b>1996</b>	257	255	313	32
<b>Total:</b>	<b>1365</b>	<b>1212</b>	<b>2214</b>	<b>508</b>



## **CAPÍTULO 3**

### **ESTUDO DO COMPORTAMENTO DA ABSORÇÃO DO RUÍDO CÓSMICO PELA BAIXA IONOSFERA DAS REGIÕES SUB-AURORAL E DA ANOMALIA DO ATLÂNTICO SUL**

Este Capítulo apresenta as análises relacionadas aos principais fatores (considerados relevantes pelo autor) que contribuem para as variações da ionização da baixa ionosfera e, conseqüentemente, da absorção registrada pelos riômetros, parâmetro que está diretamente relacionado com a densidade eletrônica das regiões D e E. Embora os registros de riômetros sejam uma técnica limitada utilizada para o estudo da ionosfera (fornecendo apenas o produto integrado pela altura da densidade eletrônica e da freqüência de colisões) pode-se obter, através dos mesmos, significativas contribuições no entendimento da física da baixa ionosfera.

Assim sendo, os resultados obtidos e as análises realizadas são apresentados e discutidos em forma de gráficos comentados, através dos quais torna-se possível uma melhor visualização e compreensão dos fenômenos aqui abordados. As análises praticadas neste trabalho são fundamentadas basicamente no cálculo da absorção ionosférica do ruído cósmico (dos dados reduzidos e apresentados no Capítulo 2) e nas comparações dos mesmos com dados e índices geomagnéticos-interplanetários disponíveis na literatura.

Para uma melhor representação do comportamento da baixa ionosfera através do estudo da variabilidade da absorção do ruído cósmico, optou-se por utilizar uma parametrização que melhor representasse os fenômenos aqui abordados. Tal parametrização é apresentada na seção seguinte.

### 3.1 – Método Utilizado na Parametrização da Absorção do Ruído Cósmico

A Absorção Ionosférica do Ruído Cósmico (*ABS*) pode ser obtida por uma comparação logarítmica entre dados de referência (neste caso os apresentados pela Figura 2.10 do Capítulo 2 obtidos em condições geomagnéticas calmas) e por registros com os quais se quer trabalhar. Deste modo, a *ABS* pode ser calculada a partir da Equação 3.1:

$$ABS = 10 \log \left( \frac{I_0}{I} \right) \text{ (dB)} \quad (3.1)$$

onde,  $I_0$  e  $I$  são a intensidade correspondente à curva padrão adotada (podendo variar com o tipo de análise utilizada) e a intensidade do registro a ser analisado (ambas em mA), respectivamente.

A equação 3.1 apresenta a *ABS* pontual em uma série temporal, o que não é muito interessante para certas análises, visto que a maioria dos dados e índices disponíveis apresentam um intervalo temporal mais extenso (como exemplo, o índice planetário  $K_p$  é apresentado de 3 em 3 horas ou pela sua somatória diária-24h). Desta forma optou-se pela utilização de um parâmetro que quantificasse as variações de *ABS* em intervalos temporais escolhidos, parâmetros estes obtidos através da integral de *ABS* no intervalo de tempo desejado (equação 3.2).

$$ABS_T = \int_{t_0}^t ABS dt \quad (3.2)$$

Utilizou-se o método da integral trapezoidal para a determinação de  $ABS_T$ , atribuindo zero à base do trapézio, valor que sugere a igualdade do valor registrado e da curva de referência escolhida. A Figura 3.1 mostra a absorção

ionosférica do ruído cósmico do dia 2 de outubro de 1996 dos registros efetuados pelo riômetro da EACF conectado à antena vertical. No painel *a* desta figura é apresentada a curva de referência e o registro a ser analisado (ambos em mA), enquanto que no painel *b* é apresentada a curva da ABS (em dB) calculadas destas curvas e a integral do mesmo registro no espaço temporal de 24 horas ( $ABS_{24h}$  - área rachurada) e os valores que correspondem ao intervalo de uma hora, ou seja, às médias horárias ( $ABS_{MT}$  para  $T=1,0h$ ).

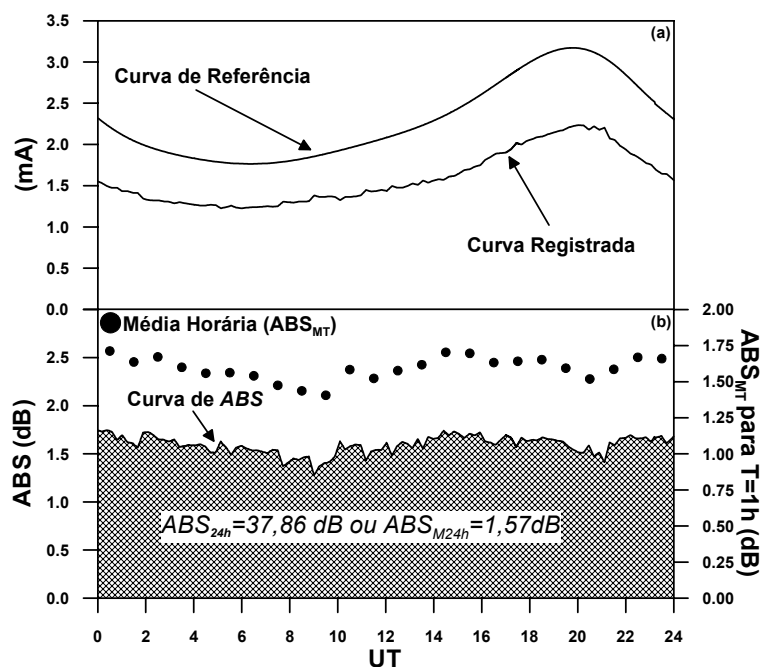


FIGURA 3.1 – (a) Curva de referência e registro do riômetro conectado à antena vertical da EACF do dia 02 de outubro de 1996 e, (b) ABS dos registros apresentados e as médias de absorção ( $ABS_{MT}$ ) para  $T=1h$ .

Uma vez definidos e apresentados os cálculos e parâmetros a serem utilizados nas análises deste Capítulo, faz-se ainda necessário uma breve descrição das abordagens a serem efetuadas. Valendo-se do argumento que a estrutura e a densidade de toda a ionosfera variam com o tempo e com a localização

geográfica, basicamente maximizada durante o dia e no período de máxima atividade solar, e minimizado durante a noite e no período de mínima atividade solar, esta seção apresenta a resposta da baixa ionosfera (através da variação de  $ABS_{MT}$ ) das localidades em estudo ao ciclo solar, às variações diárias e sazonais e às condições geomagnéticas.

### **3.2 – Variabilidade da Baixa Ionosfera com o Ciclo Solar**

O período de dados de riômetro disponíveis para este trabalho inicia-se em janeiro de 1989 (alta atividade solar) finalizando-se em dezembro de 1996 (baixa atividade solar), o que corresponde a mais da metade de um ciclo solar que tem aproximadamente onze anos (desconsiderando a inversão de polaridade solar).

É sabido que o Sol exerce grande influência em todo o processo de ionização da atmosfera terrestre, podendo interferir de forma direta (radiação solar e pela emissão de partículas energéticas) e/ou de forma indireta (interferindo na amplitude do campo magnético interplanetário o qual, por sua vez, modula o fluxo de raios cósmicos galácticos, este último uma fonte de ionização muito importante da baixa ionosfera das regiões de altas latitudes).

Para determinar o comportamento da variação da absorção ionosférica do ruído cósmico em função do ciclo de atividade solar aplicou-se  $ABS_{MT}$  com  $T \leq 24h$  (período máximo de um dia) em todos os dados disponíveis. Os resultados deste cálculo são apresentados nas Figuras 3.2, 3.3, 3.4 e 3.5. Nos painéis superiores (a) destas figuras são apresentados os cálculos de  $ABS_{MT}$  (onde  $T$  é o período de dados válidos do dia, ou seja,  $T \leq 24h$ ) enquanto que os painéis inferiores (b e c) apresentam as séries temporais de registros disponíveis para os períodos diurno e noturno, respectivamente. Note que nos painéis (b) e (c) também são apresentadas curvas contínuas, as quais representam o limite

superior dos valores, ou seja, o tamanho total (em horas) do dia e da noite em função do dia juliano.

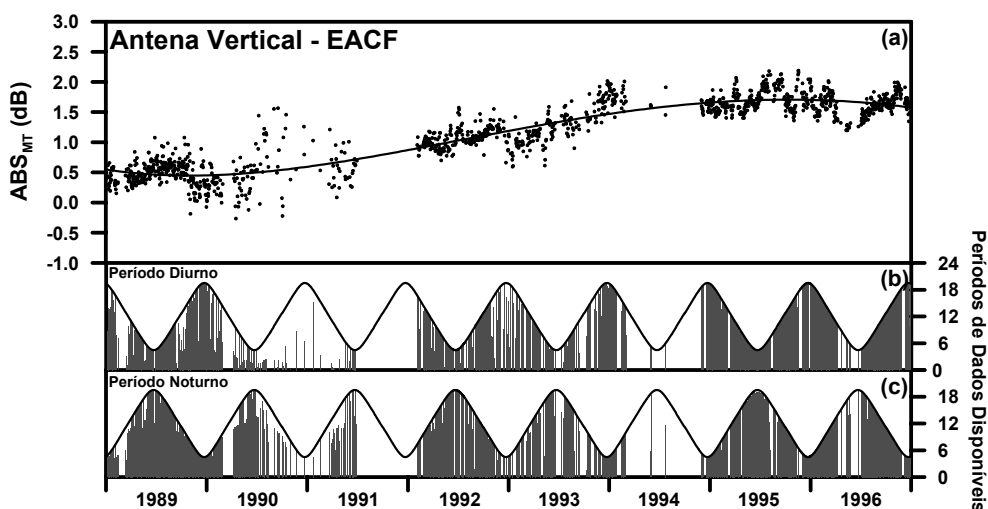


FIGURA 3.2 – (a) Média da Absorção Ionosférica Relativa do ruído cósmico registrada pela antena vertical da EACF; (b) dados disponíveis durante o período diurno e (c) dados disponíveis durante o período noturno.

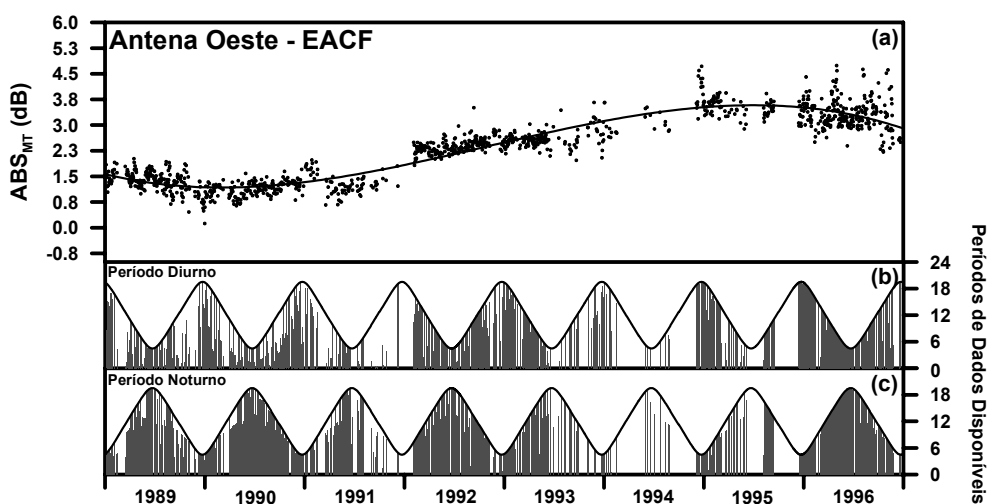


FIGURA 3.3 – (a) Média da Absorção Ionosférica Relativa do ruído cósmico registrada pela antena oeste da EACF; (b) dados disponíveis durante o período diurno e (c) dados disponíveis durante o período noturno.

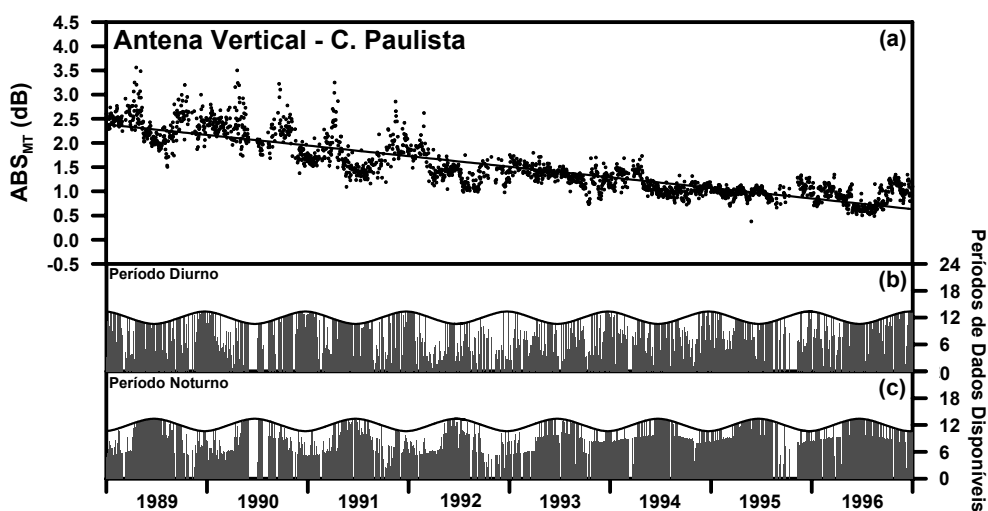


FIGURA 3.4 – (a) Média da Absorção Ionosférica Relativa do ruído cósmico registrada pela antena vertical de Cachoeira Paulista; (b) dados disponíveis durante o período diurno e (c) dados disponíveis durante o período noturno.

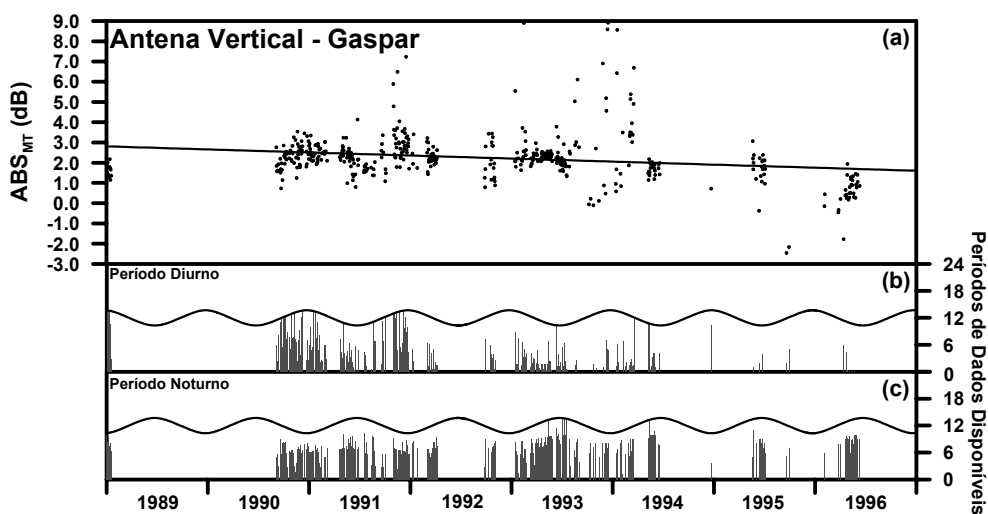


FIGURA 3.5 – (a) Média da Absorção Ionosférica Relativa do ruído cósmico registrada pela antena vertical de Gaspar; (b) dados disponíveis durante o período diurno e (c) dados disponíveis durante o período noturno.

Através das Figuras 3.2, 3.3, 3.4 e 3.5 é possível identificar comportamentos distintos da variação de  $ABS_{MT}$  dos dados registrados na EACF e dos



registrados em Cachoeira Paulista e Gaspar. Os registros de riômetro das antenas vertical e oeste da EACF apresentaram uma média mínima diária de  $ABS_{MT}$  na transição dos anos de 1989 e 1990 ( $\approx -0,11$  dB e  $\approx 0,14$  dB, antenas vertical e oeste, respectivamente) e máximos de  $ABS_{MT}$  no final de 1995 ( $\approx 2,32$  dB e  $\approx 4,74$  dB, antenas vertical e oeste, respectivamente). Ao contrário destas observações, os registros de riômetro de Cachoeira Paulista apresentaram um máximo no ano de 1989 ( $\approx 3.54$  dB) e um mínimo no início de 1996 ( $\approx 0.52$  dB).

Uma melhor visualização deste fenômeno é mostrada na Figura 3.6, onde são apresentadas as médias anuais de  $ABS_{MT}$  para as localidades em questão (curvas tracejadas) e seus respectivos desvios médios e a média semestral do número de manchas solares do mesmo período em análise (curvas contínuas).

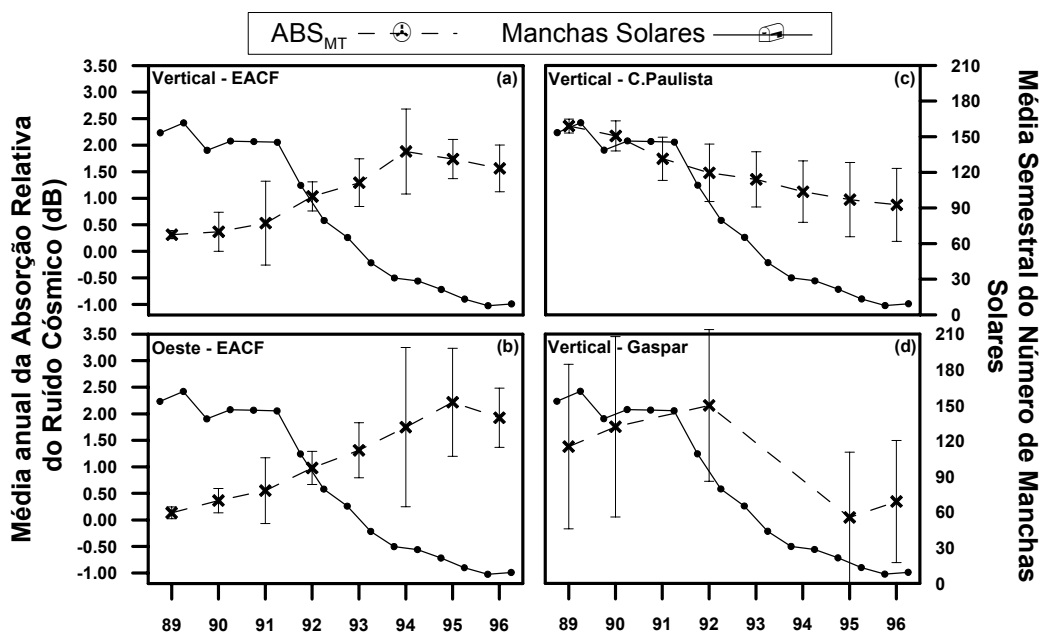


FIGURA 3.6 – Média anual de  $ABS_{MT}$  (curvas tracejadas) e seus respectivos desvios médios e média semestral do número de manchas solares (curva contínua). (a) Antena vertical – EACF, (b) antena oeste – EACF, (c) antena vertical de C. Paulista e (d) antena vertical de Gaspar.

É clara a anticorrelação entre o nível de atividade solar (representado pela média semestral do número de mancha solares) e a absorção do ruído cósmico registrada pelos riômetros da EACF (painéis *a* e *b* da Figura 3.6). Tal fato sugere uma contribuição de origem “*não*” solar como fonte predominante na ionização da baixa ionosfera das regiões de latitudes mais elevadas, ou seja, a anticorrelação encontrada à atividade solar é causada pelas condições do campo magnético heliosférico, o qual modula a intensidade dos raios cósmicos galácticos, principal fonte de ionização da baixa ionosfera nestas latitudes. Por outro lado, identificou-se uma boa correlação entre os dois parâmetros sobre a região de Cachoeira Paulista (painel *c* da Figura 3.6) atribuindo-se assim ao Sol o papel de principal fornecedor de fontes de ionização da baixa ionosfera nas regiões de baixas latitudes. Não se pode inferir nenhuma conclusão a respeito dos dados de Gaspar, devido aos vários problemas de registros encontrados, a não ser uma tendência de também seguir a variação da atividade solar.

Dispondo das afirmações e resultados discutidos no parágrafo anterior, confrontou-se os dados disponíveis de absorção do ruído cósmico com as suas principais fontes de ionização. Relativo ao fluxo de raios cósmicos galácticos, foi escolhido para esta análise dados de raios cósmico galácticos da estação Thule (76.50°N, 68.70° O) (NOAA, 1996), a exemplo de Brum (1999), devido ao fato dos mesmos serem de altas latitudes e apresentarem menos lacunas de ausência de dados na sua série temporal (Figuras 3.7 e 3.8). Os dados de Cachoeira Paulista foram comparados com o número de manchas solares (NOAA, 1999) (Figura 3.9). Nota: As figuras citadas acima foram obtidas a partir de  $ABS_{MT}$ , sob as seguintes condições: (a)  $T \leq 24$  (média diária); (b)  $T \leq$  períodos máximos diurnos e; (c)  $T \leq$  períodos máximos noturnos.

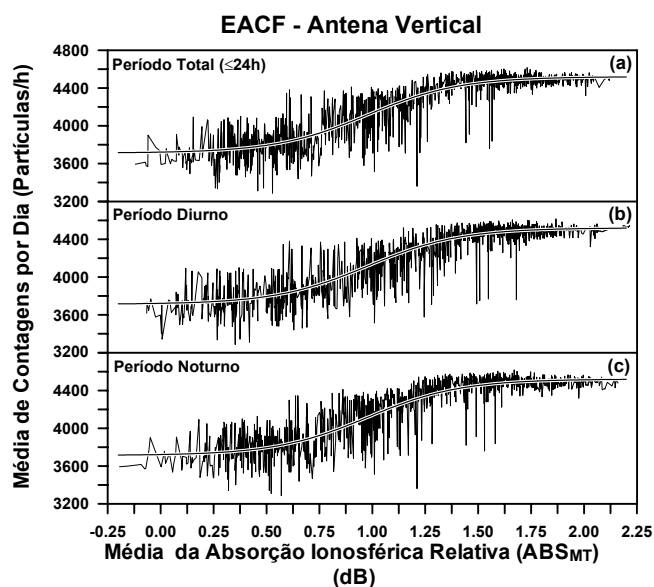


FIGURA 3.7 – Diagrama de dispersão de  $ABS_{MT}$  da antena vertical da EACF em função da contagem de partículas de raios cósmicos registradas em Thule. (a) período total, (b) período diurno, e (c) período noturno.

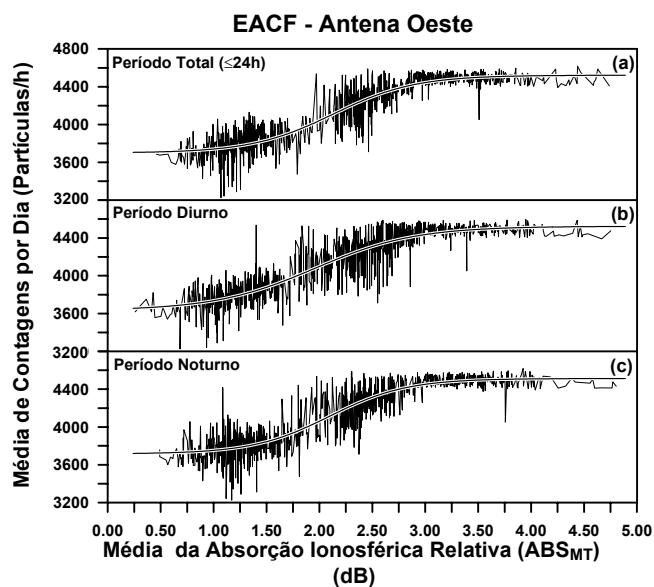


FIGURA 3.8 – Diagrama de dispersão de  $ABS_{MT}$  da antena oeste da EACF em função da contagem de partículas de raios cósmicos registradas em Thule. (a) período total, (b) período diurno, e (c) período noturno.

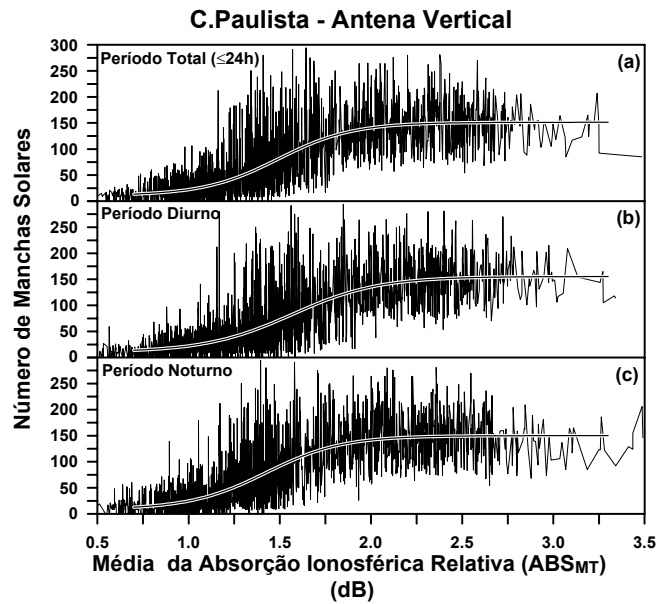


FIGURA 3.9 – Diagrama de dispersão de  $ABS_{MT}$  da antena vertical de Cachoeira Paulista em função do número de manchas solares. (a) período total, (b) período diurno, e (c) período noturno.

A correlação de absorção ionosférica da EACF com fluxo de raios cósmicos galácticos registrados em Thule é evidente (Figuras 3.7 e 3.8), e os coeficientes correlativos são apresentados na Tabela 3.1. Tal resposta sugere a dominância dos raios cósmico galácticos na ionização de *background* da baixa ionosfera nas regiões de altas latitudes. O fluxo de raios cósmicos galácticos registrado em Thule apresenta um comportamento inverso ao ciclo solar (Figura 1.16 – Capítulo 1), característica associada principalmente à variação da intensidade do campo magnético interplanetário com o ciclo solar, através da Rigidez Magnética de Corte Interplanetária (Apêndice D).

TABELA 3.1 - Coeficientes correlativos de absorção ionosférica da EACF e da taxa de contagem de raios cósmicos da estação Thule.

<b>EACFXThule</b>	<b>Período Diurno</b>	<b>Período Noturno</b>
<b>Vertical</b>	0,871	0,873
<b>Oeste</b>	0,853	0,872

Sendo os raios cósmicos núcleos carregados, estes sofrem um desvio pelo IMF em seu caminho de propagação devido ao campo elétrico  $\vec{v} \times \vec{B}$  ( $\vec{v}$  - velocidade da partícula,  $\vec{B}$  - campo magnético - Jursa, 1985) (Apêndice D). Para que uma partícula deste tipo atinja altitudes da baixa ionosfera, a mesma deve ser suficientemente rígida (ou seja, ter uma rigidez maior que a rigidez magnética interplanetária) para poder atravessar o IMF e chegar ao seu destino (ou ponto de observação).

Uma vez imersas na atmosfera terrestre, as partículas cósmicas interagem com as partículas neutras atmosféricas através de colisões nucleares, e destas interações são liberadas parcelas de energia (na forma de fótons e partículas subatômicas energizadas) que ionizam o meio ao seu redor. Este processo é denominado de cascata eletromagnética (descrição mais detalhada sobre os raios cósmicos e suas interações com a atmosfera terrestre é apresentada no Apêndice C).

A absorção ionosférica da região da AMAS (Cachoeira Paulista – Figura 3.9) mostrou uma dependência maior com as fontes de ionização atmosférica de origem solar, apesar da acentuada dispersão com o número de manchas solares. Tal afirmação é corroborada pelos coeficientes correlativos encontrados (Tabela 3.2), relativamente menores quando comparados aos coeficientes obtidos nos dados da EACF. Estas considerações sugerem que, apesar do Sol ser o principal provedor de fontes de ionização da baixa ionosfera da região da AMAS, outras fontes ionizantes exercem uma

contribuição considerável em tal processo. Os coeficientes correlativos de Gaspar não foram calculados devido aos problemas de dados encontrados.

TABELA 3.2 - Coeficientes correlativos de absorção ionosférica de Cachoeira Paulista e o número de manchas solares.

	<b>Período Diurno</b>	<b>Período Noturno</b>
<b>C.PaulistaXManchas Solares</b>	0,72	0,76

Cachoeira Paulista está localizada em uma região onde o campo geomagnético é mais fraco, se comparado a outras localidades da Terra. Isto significa que linhas de campo de uma determinada “camada” magnética dipolar se aproximam mais da superfície terrestre, produzindo um mínimo absoluto na intensidade do campo geomagnético total nesta região. Tal fato propicia a precipitação de raios cósmicos galácticos, raios cósmicos solares e partículas provenientes dos cinturões de radiação.

Estas precipitações se dão por impacto direto, para o caso de raios cósmicos galácticos e dos raios cósmicos solares com velocidades relativísticas, e de forma indireta, quando as partículas de baixa energia (poucos MeV) penetram via linhas de campo fechadas nas altas latitudes, sendo transportadas para as regiões de baixas latitudes por processos de difusão (Roederer et al., 1967). Basicamente este último processo restringe-se às partículas energéticas magnetosféricas (prótons e elétrons de energias menores do que as encontradas nos raios cósmicos galácticos) distribuídas nos cinturões de radiação.

A seguir é apresentado um estudo da variação da absorção ionosférica, para as distintas estações em análise, com as principais fontes provedoras de energia da atmosfera terrestre. Também será analisada a resposta da baixa ionosfera à geofetividade através da resposta das variações da absorção ionosféricas com os principais índices geomagnéticos.

### **3.3 – Variabilidade da Baixa Ionosfera com o Campo Magnético Interplanetário (IMF)**

As fontes primárias de energia para a produção de ionização na ionosfera são as radiações solares EUV, UV e raios X. Entretanto, campos elétricos magnetosféricos e precipitações de partículas têm um efeito significativo sobre toda a ionosfera. A intensidade e a forma dos efeitos magnetosféricos são determinados pela pressão do vento solar e pela orientação do campo magnético interplanetário, ou seja, pelo meio interplanetário (Schunk e Nagy, 2000). Deste modo, optou-se por fazer um estudo comparativo entre a absorção ionosférica do ruído cósmico e o comportamento do IMF.

A baixa ionosfera de altas latitudes é bastante influenciada pelo IMF o qual é responsável pela modulação do fluxo de raios cósmicos galácticos (principal fonte de ionização da região D – Figuras 3.7 e 3.8) através da Rigidez Magnética Interplanetária (função da intensidade e direção do IMF) e também pelos processos de reconexão com o campo geomagnético. A direção e intensidade do IMF associadas à velocidade do plasma do vento solar influenciam toda a dinâmica ionosférica global através da formação de campos elétricos (Kelley, 1989), o que torna o IMF responsável também pelas variações da densidade eletrônica das regiões de latitudes menores.

O IMF é uma extensão do campo magnético solar o qual é carregado (“congelado”) pelo vento solar. Quando a condutividade elétrica do plasma é elevada o seu movimento relativo em relação ao campo magnético torna-se impossível (Alfvén e Fälthammar, 1963). Assim sendo, no vento solar a densidade de energia do plasma é maior se comparada a energia do campo magnético e, deste modo, o plasma determina o movimento do sistema. Supondo-se que o IMF está embebido no plasma do vento solar, uma parcela deste plasma irá arrastar as linhas de campo “radialmente” para longe de sua fonte. Estando esta fonte (região do Sol) em rotação, o IMF sofrerá um efeito

de propagação “espiralado” (denominada de Espiral de Parker - Figura 3.10). A Espiral de Parker é uma suposição idealizada e uma boa aproximação da descrição do comportamento do deslocamento do IMF através do meio interplanetário, embora se saiba que o campo magnético solar seja bem mais complexo.

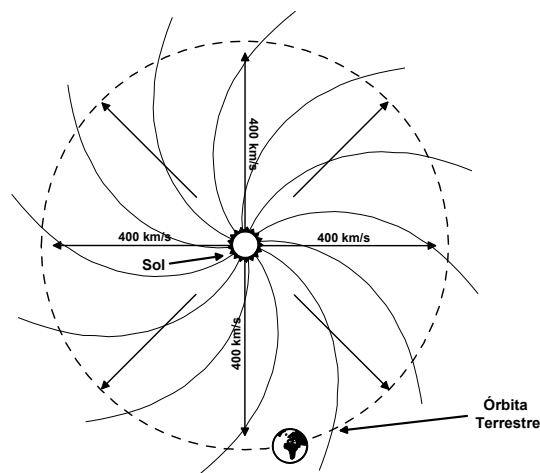


FIGURA 3.10 – Espiral de Parker - configuração simplificada do deslocamento do campo magnético interplanetário.

O comportamento do IMF durante o período estudado é apresentado na Figura 3.11, onde: (a) Distribuição percentual do número de ocorrências pela intensidade do campo magnético interplanetário nas direções norte-sul ( $B_z$ ) e oeste-leste ( $B_y$ ); (b) representação polar do número de ocorrências do produto vetorial dado por  $\mathbf{ByXBz}$  (direção do IMF) e; (c) média anual da intensidade do IMF nos diferentes quadrantes (este produto vetorial  $\mathbf{ByXBz}$ ) mais a sobreposição da média anual do número de manchas solares. (Os dados do IMF utilizados neste trabalho foram adquiridos no site do *Space Physics Interactive Data Resource* (SPIDR, 2002) com uma resolução temporal de 0,5 horas, ou seja, com um espaço representativo de 140256 pontos de dados).

O comportamento da componente  $B_z$  do IMF segue uma distribuição de Lorentz com um pequeno desvio para sul, o que em termos percentual de



ocorrência significa que 51,83% das ocorrências encontram-se no setor sul contra 48,17% no setor norte desta componente. O único pico apresentado na distribuição de  $B_z$  indica que o IMF tende a ficar no plano da eclíptica.

A distribuição de  $B_y$  é bem diferente da de  $B_z$ , podendo ser representada por duas distribuições Gaussianas, centradas em aproximadamente  $\pm 2$  nT. Porém, sua taxa percentual de distribuição de ocorrência por hemisfério é próxima à obtida pela componente  $B_z$ , ou seja, 48,56% e 51,44% nas direções leste e oeste, respectivamente (Figura 3.11, painel *a*). O pico duplo apresentado pela componente  $B_y$  indica as mudanças de polaridade do IMF.

Em relação a distribuição de ocorrência da direção do IMF formada pelo produto vetorial  $\mathbf{ByXBz}$ , a maior parte se encontra inserida no cone formado sobre a linha de  $B_y$  com um ângulo de  $\pm 35^\circ$  (Figura 3.11, painel *b*).

O comportamento da intensidade do IMF tem uma resposta proporcional ao número de manchas solares em todos os quadrantes, como pode ser observado na Figura 3.11, painel *c*. Também nesta figura é possível notar a proporcionalidade entre a amplitude média anual das intensidades do IMF de quadrante para quadrante, salvo algumas pequenas variações.

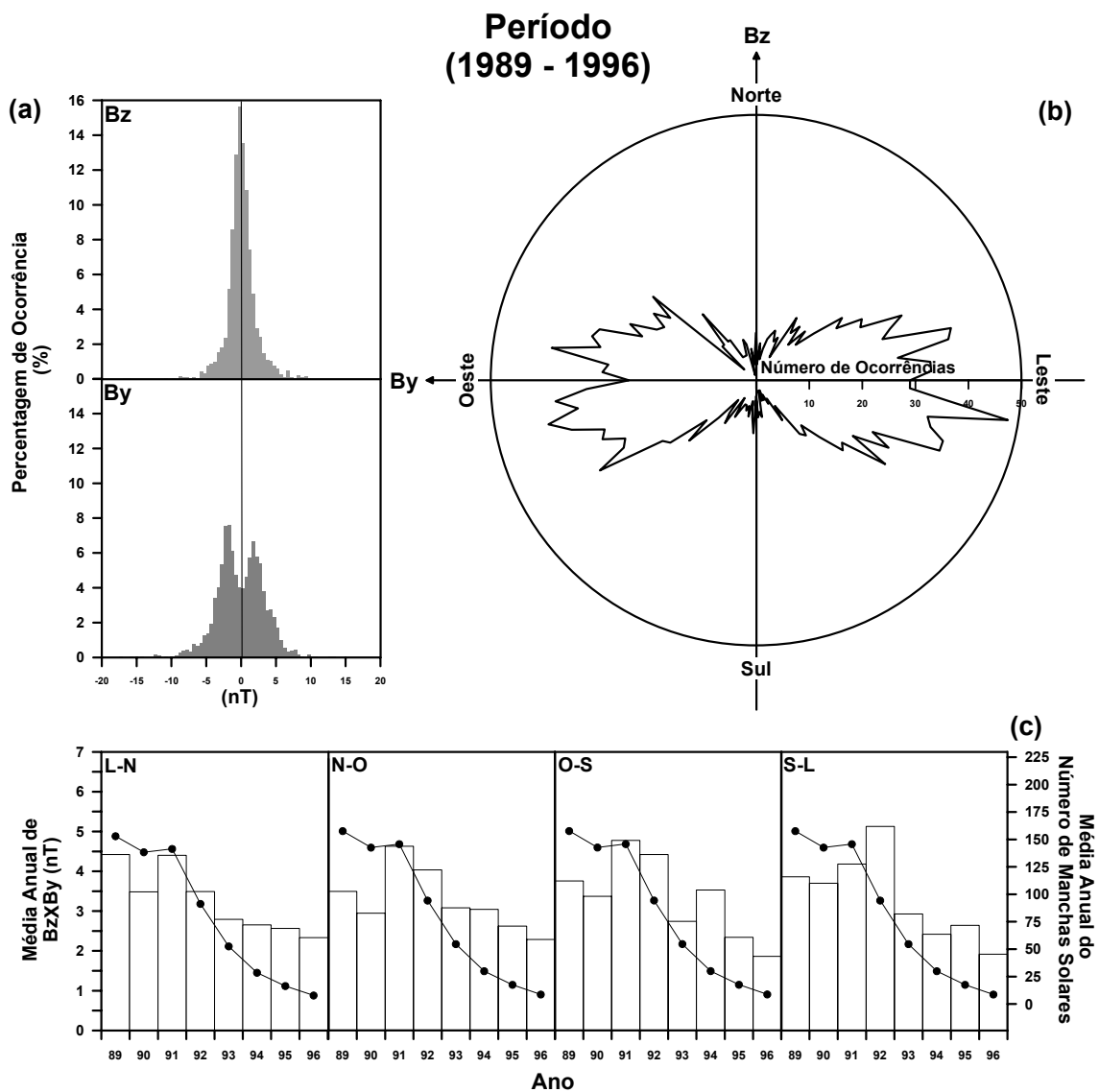


FIGURA 3.11 – Distribuição do comportamento do IMF do período estudado. (a) variação percentual do IMF pela sua intensidade para Bz e By; (b) número de ocorrências do módulo da intensidade do IMF nos diferentes quadrantes formados pela somatória vetorial de **BzXBy** e; (c) média anual da intensidade do IMF nos diferentes quadrantes sobreposto pela média anual do número de manchas solares.

Descrito o comportamento do campo magnético interplanetário do período em estudo, optou-se por fazer um estudo sobre a resposta da baixa ionosfera à direção e intensidade do mesmo. A primeira análise da resposta da baixa ionosfera, através da absorção do ruído cósmico, é em relação a sua direção.

Nos painéis superiores (a) das Figuras 3.12, 3.13 e 3.14 são apresentadas as distribuições médias de  $ABS_{MT}$  (para  $T=0,5h$ ) em função da direção do campo magnético interplanetário (no plano  $B_y$ - $B_z$ ) e da hora universal. Nos painéis inferiores (b) são apresentadas as sobreposições dos valores horários da média de  $ABS_{MT}$  (para  $T=0,5h$ ) em função da direção do IMF e a média desta sobreposição (linhas vermelhas). A Figura 3.15 mostra a representação polar das observações apresentadas nas Figuras 3.12, 3.13 e 3.14 de forma parametrizada ou seja, para o menor e o maior resultado absoluto obtido de cada bloco de dados atribuiu-se os valores (0) e (1), respectivamente. Nota: Devido ao fato de haver uma amostragem irregular dos registros de riômetros e de uma distribuição desigual da direção do IMF (em número de ocorrências), optou-se por fazer uma amostragem em relação à componente angular de IMF com uma faixa de  $\pm 15^\circ$ , ou seja, cada representação pontual, nas avaliações seguintes, exprime o comportamento integrado de  $30^\circ$  centrados no mesmo ponto.

Através da Figura 3.15 é possível identificar uma maior absorção do ruído cósmico registrado pelos riômetros localizados na EACF nos setores leste-sul e sul-oeste do IMF (curvas vermelha e preta para os registros da antena vertical e oeste, respectivamente). Já os registros de Cachoeira Paulista apontam uma maior absorção nos setores norte-leste e leste-sul, com uma ligeira predominância no primeiro setor citado (curva azul).

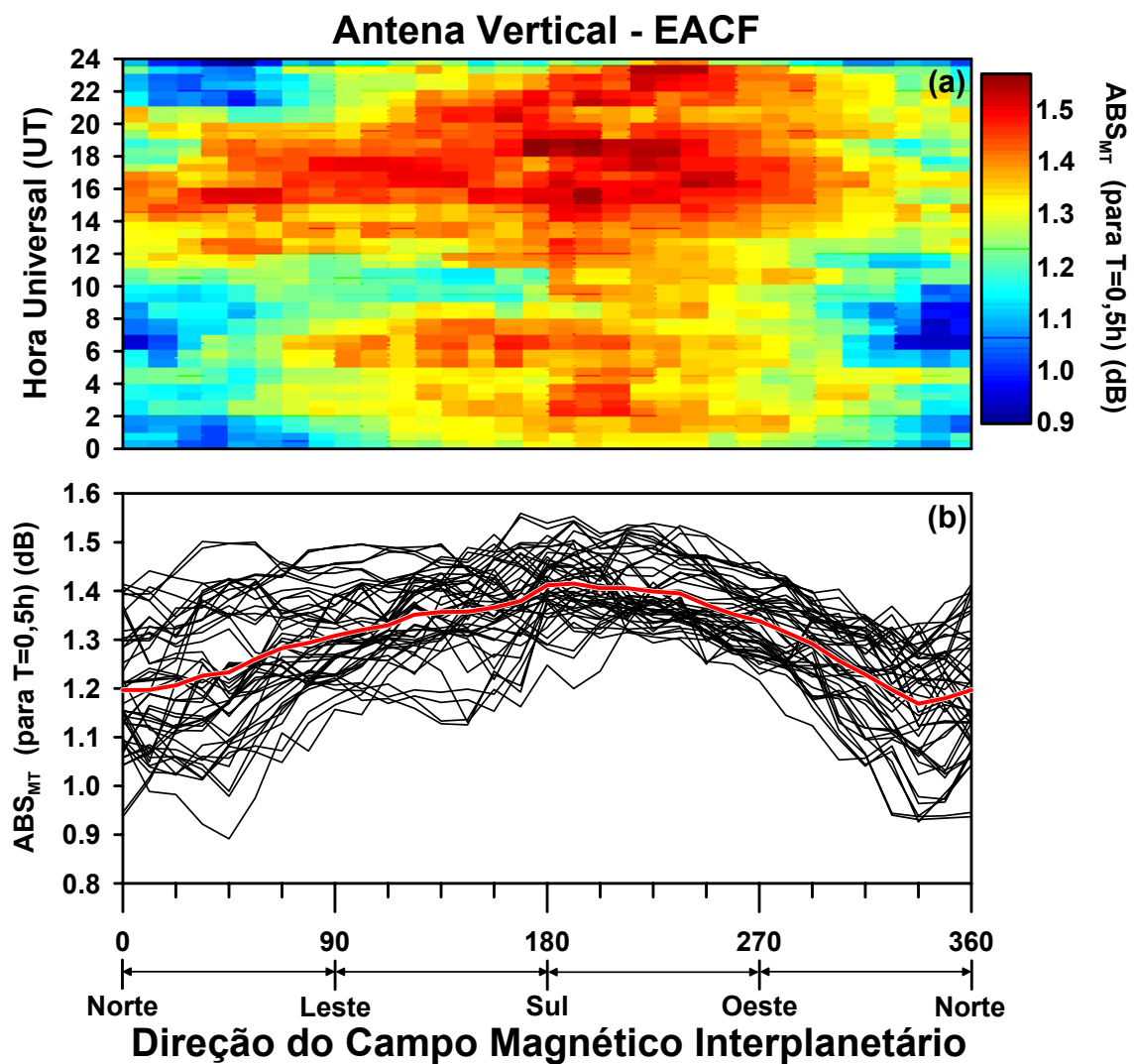


FIGURA 3.12 – (a) Variação da média de  $ABS_{MT}$  (para  $T=0,5h$ ) registrada pela antena vertical da EACF em função da hora universal e da direção do campo magnético interplanetário no plano  $B_y$ - $B_z$ , e ; (b) Sobreposição do cálculo da média de  $ABS_T$  por hora UT.

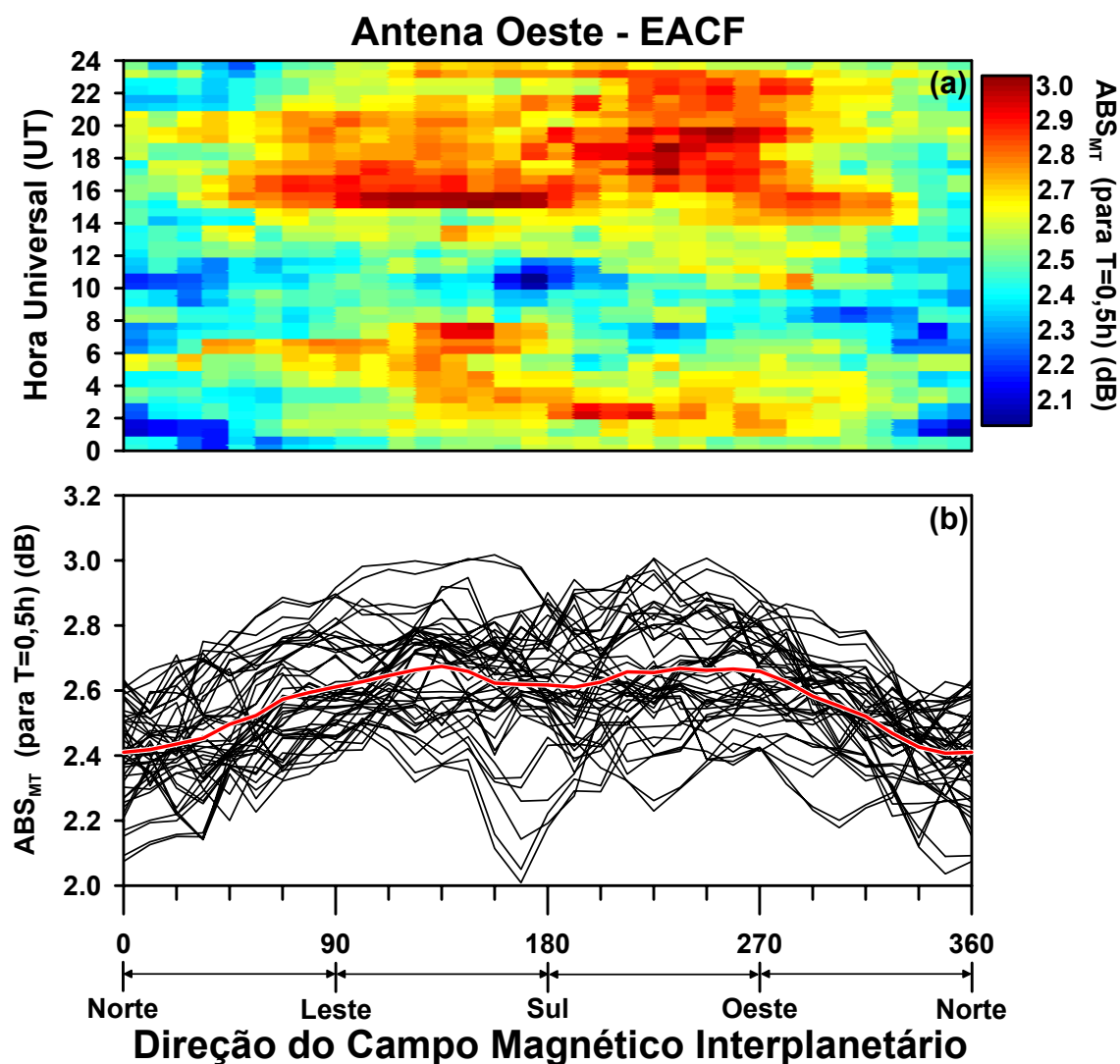


FIGURA 3.13 – (a) Variação da média de  $ABS_{MT}$  (para  $T=0,5h$ ) registrada pela antena oeste da EACF em função da hora universal e da direção do campo magnético interplanetário no plano  $By-Bz$ , e ; (b) Sobreposição do cálculo da média de  $ABS_T$  por hora UT.

Na região da EACF a  $ABS_{MT}$  apresenta dois picos máximos em relação ao horário, um as  $\approx 04UT$  ( $\approx 0,5LT$ ) e outro as  $\approx 18UT$  ( $\approx 14,5LT$ ) (Figuras 3.12.a e 3.13.a, para as antenas vertical e oeste da EACF, respectivamente). Basicamente este fenômeno está associado à reconexão do campo magnético interplanetário ao campo magnético terrestre nas regiões aurorais. Ocorrida esta reconexão, o vento solar transporta o IMF para o lado noturno da Terra, o

qual reconecta-se à magnetosfera. A tensão magnética nestes campos recém conectados à cauda magnetosférica arrasta o plasma do vento solar na direção noturna da Terra (Figura 3.16). Conforme as partículas energéticas (plasma) são transportadas para a magnetosfera noturna terrestre (processo denominado de convecção magnetosférica) as mesmas são submetidas a forças oriundas do gradiente de curvatura do campo magnético, e também, à massa e carga da partícula. Isto implica que para cargas de mesmo sinal estas forças agem em conjunto, com um efeito resultante de prótons derivando da meia-noite em direção ao anoitecer e elétrons da meia noite em direção ao amanhecer (este fenômeno dá origem à corrente de anel global) (Figura 1.27 - Capítulo 1). Esta última consideração justifica a ocorrência de uma maior absorção ionosférica e conseqüentemente uma maior ionização, nos horários próximos ao amanhecer e anoitecer.

O espalhamento dos maiores valores de absorção obtidos na EACF (Figuras 3.12 e 3.13), em relação à série temporal, nos períodos do amanhecer e anoitecer são justificados por estes pontos variarem muito nas regiões de alta latitude. Por exemplo, durante o verão o pôr e o nascer do sol na EACF ocorre às  $\approx 22:00$  e  $\approx 2:30$  LT, respectivamente, enquanto que no inverno os mesmos ocorrem às  $\approx 14:20$  e  $\approx 10:10$  LT. Assim, na média geral, a amostragem está representando pontos inseridos nos períodos noturnos e diurnos.

Através das análises das Figuras 3.12.a e 3.13.a, fica clara a suscetibilidade da ionização da baixa ionosfera em relação ao sentido do IMF. Quando o campo está direcionando no sentido sul o aumento da ionização é inquestionável, o que sugere que a precipitação de partículas energéticas exerce uma contribuição significativa na ionização desta região. Constata-se também que há um considerável aumento da ionização da baixa ionosfera nas linhas de transição dos setores diurno-noturno e noturno-diurno associadas às derivas de partículas energéticas de origem magnetosférica.

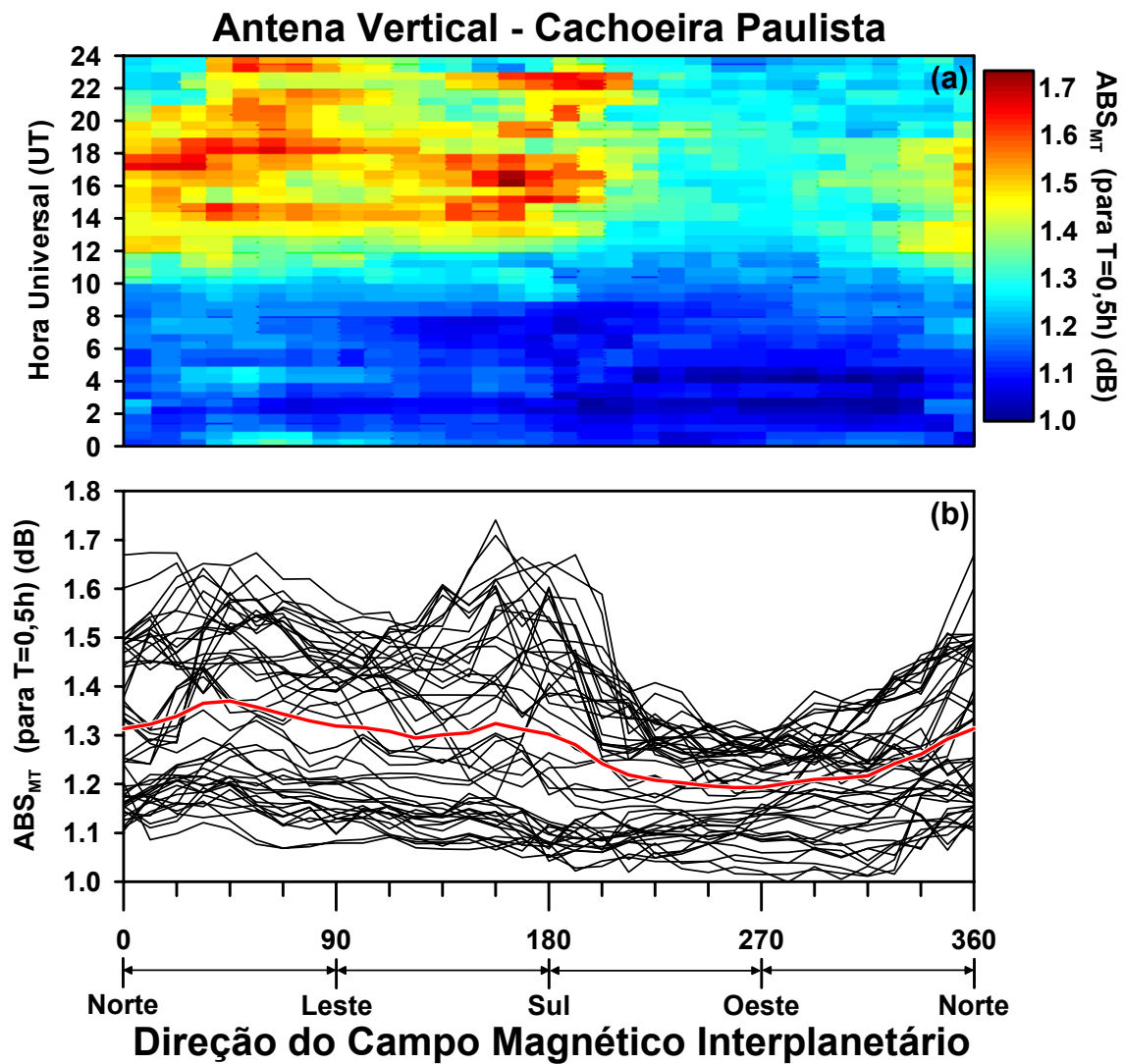


FIGURA 3.14 – (a) Variação da média de  $ABS_{MT}$  (para  $T=0,5h$ ) registrada em Cachoeira Paulista em função da hora universal e da direção do campo magnético interplanetário no plano  $B_y$ - $B_z$ , e ; (b) Sobreposição do cálculo da média de  $ABS_T$  por hora UT.

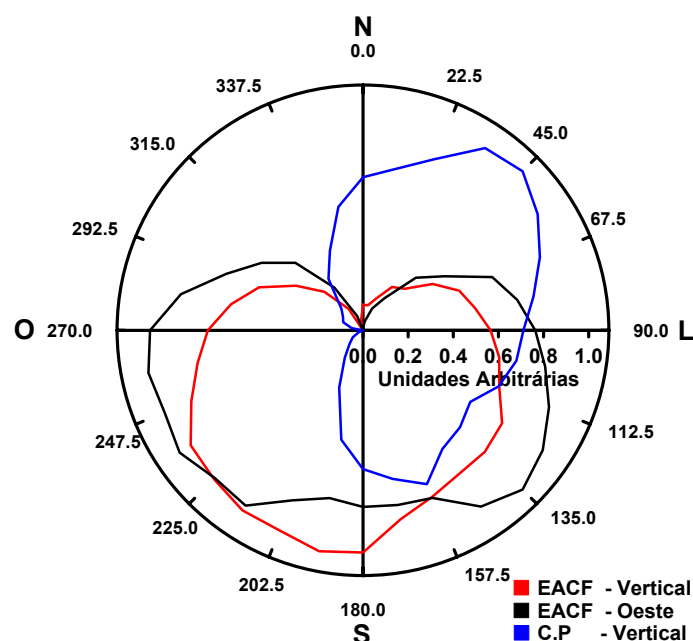


FIGURA 3.15 – Representação polar da disposição de  $ABS_{MT}$  parametrizada pela a direção do IMF.

A ocorrência de maiores valores de  $ABS_{MT}$  nos registros de Cachoeira Paulista apresentam-se concentrados entre as 09 e 24 UT, independente da direção do IMF. No início do dia a absorção ionosférica do ruído cósmico sofre um aumento devido à produção de elétrons por fotoionização, a qual prossegue até o por do Sol. No entanto, pode-se constatar que a intensidade da absorção ionosférica continua elevada durante o período noturno até aproximadamente 23-24 UT, mesmo depois de cessadas as fontes de produção diurnas. Tal fato está relacionado à contribuição da absorção do ruído cósmico pela camada F da ionosfera. O desenvolvimento da Anomalia Equatorial ao por do Sol é responsável pelo aumento da densidade eletrônica noturna.



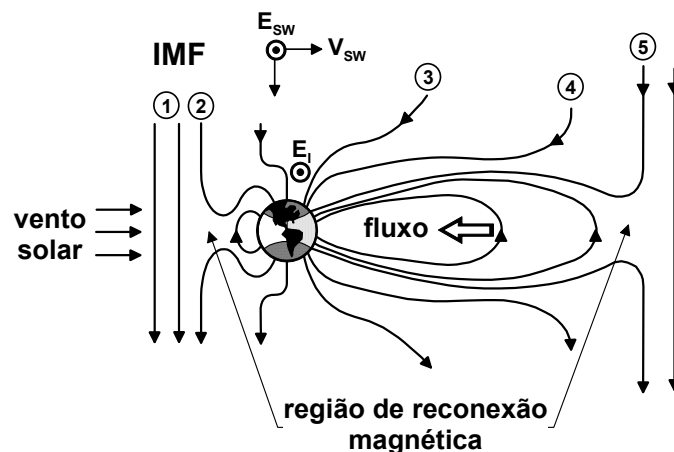


FIGURA 3.16 – Reconexão entre o campo magnético terrestre e o IMF, quando este aponta para o sul, vista do plano meio-dia/meia-noite. Os números correspondem aos tempos seqüenciais enquanto o IMF é conectado e arrastado na direção oposta ao Sol, na velocidade do vento solar.  $E_{SW}$  é o campo elétrico interplanetário e  $E_I$  é o campo elétrico mapeado para a ionosfera através das linhas do campo magnético.

FONTE: Modificada de Kelley (1989).

A Anomalia Equatorial surge devido às interações dos campos elétricos com o campo geomagnético na ionosfera equatorial, e é caracterizada pela baixa concentração de plasma ionosférico nas latitudes próximas ao equador magnético, ao contrário do que se poderia supor (uma vez que nesta região o fluxo de fótons solares por unidade de área é maior), e por uma concentração alta de plasma em latitudes afastadas do equador magnético por  $\pm 15^\circ$

A formação da Anomalia Equatorial pode ser descrita da seguinte forma: os campos elétricos equatorial e zonal interagem com o campo geomagnético dando origem à uma deriva vertical pela força de  $E \times B$ , quando  $E$  está apontado para leste. Durante o dia esta deriva eleva o plasma para altas altitudes, e devido à ação da gravidade e da força gerada pelo gradiente de pressão, estas partículas fluem ao longo das linhas de campo, movendo-se

tanto para sul quanto para o norte, descrevendo trajetórias semelhantes às apresentadas na Figura 3.17.

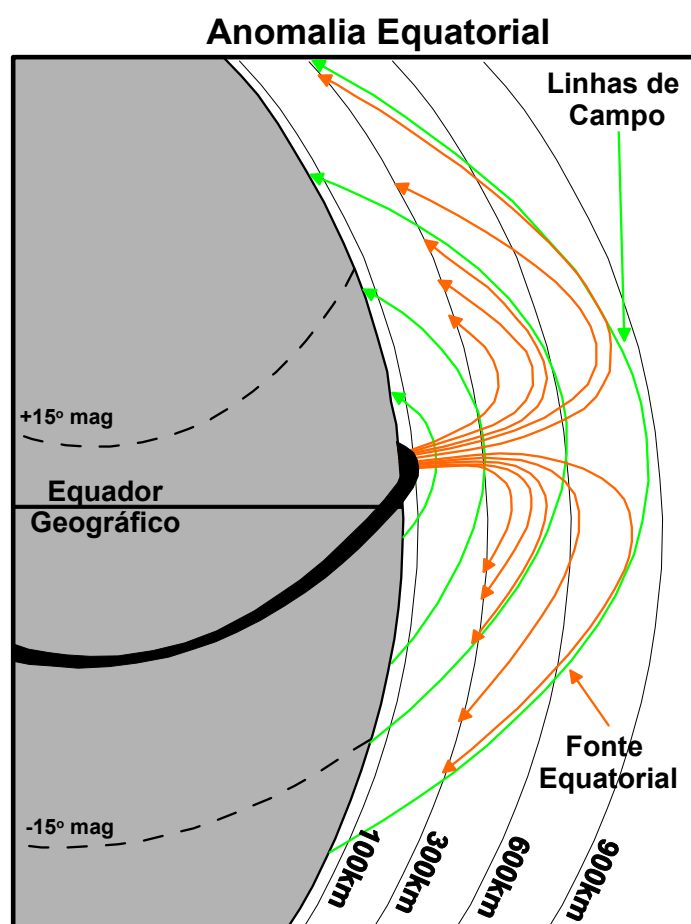


FIGURA 3.17 - Representação artística da formação da Anomalia Equatorial.

FONTE: Modificada de Abdu (1992).

Ao fluírem pelas linhas de campo, os elétrons retirados das regiões equatoriais atingem altitudes de baixa difusão, ocorrendo nestas localidades um acúmulo de plasma. Estas regiões de acúmulo de plasma encontram-se em latitudes geomagnéticas de aproximadamente  $\pm 14^\circ$  (Figura 3.17). No hemisfério sul a localidade de Cachoeira Paulista está inserida nesta faixa de acúmulo de plasma (Souza, 1997).

A descrição da Anomalia Equatorial apresentada até este ponto consegue justificar a maior intensidade de  $ABS_{MT}$  durante o período diurno. Ao por do Sol o campo elétrico do dínamo da região F se intensifica dando origem a um aumento do campo elétrico para leste, o qual intensifica o efeito fonte (deriva vertical do plasma). A intensificação do efeito fonte é responsável pelo aumento da densidade eletrônica na camada F sobre Cachoeira Paulista que está situada na crista da anomalia equatorial. O máximo de densidade eletrônica na crista ocorre normalmente as 22 LT

Em médias e baixas latitudes, durante períodos geomagneticamente calmos, as derivas de plasma ionosférico são produzidas devido à presença de campos elétricos gerados pelos dínamos das regiões E e F da ionosfera. Durante períodos perturbados, campos elétricos ionosféricos de baixas latitudes podem ser significativamente afetados (intensificados ou enfraquecidos) por processos de penetração de campos elétricos magnetosféricos na ionosfera equatorial. Associado ao IMF voltado para o sul, onde os períodos de sub-tempestades aurorais estão inseridos na maioria dos casos, está o campo elétrico magnetosférico dirigido para o leste que penetra na região equatorial, intensificando o efeito fonte de plasma equatorial. Tal fato justifica os maiores valores de  $ABS_{MT}$  quando o IMF está apontado para o sul (Figura 3.14).

Ainda com relação aos registros de  $ABS_{MT}$  apresentados na Figura 3.14, é possível notar a existência de uma queda de absorção bastante significativa quando a direção do IMF está no setor sul-oeste-norte. Esta resposta pode estar relacionada à atenuação do campo elétrico equatorial. Após 3-4h do início de uma sub-tempestade magnética, com a inversão da direção do IMF (de sul para norte), os dínamos das regiões E e F sofrem perturbações, as quais atenuam a componente do campo elétrico que forma a Anomalia Equatorial, diminuindo deste modo a contribuição da região F da ionosfera na absorção do ruído cósmico.

A Figura 3.18 apresenta a resposta da baixa ionosfera à intensidade do campo magnético interplanetário através de  $ABS_{MT}$  (para  $T=0,5h$ ) para as localidades em discussão. Os registros da absorção ionosférica do ruído cósmico foram separados por períodos diurno (painéis *a.a*, *b.a* e *c.a* da Figura 3.18) e noturno (painéis de índices *a.b*, *b.b* e *c.b* da Figura 3.18) e confrontados com a direção do IMF *versus* a intensidade do mesmo.

A resposta das distintas regiões em estudo assume características únicas, tanto durante o período noturno quanto no período diurno. Para a região da EACF há a predominância de uma maior absorção nos períodos englobados por um IMF menos intenso, independente da sua direção (painéis *a.a*, *a.b*, *b.a* e *b.b* da Figura 3.18). No entanto há um aumento da absorção para algumas direções do IMF com o aumento da intensidade do mesmo. Durante o período diurno, por exemplo, ambos os registros (antena vertical e oeste - painéis *a.a* e *b.a* da Figura 3.17) mostram um aumento significativo de  $ABS_{MT}$  no sentido sul-oeste-norte, com um pico no sentido oeste. Já durante o período noturno há uma distribuição mais homogênea nos registros das duas antenas, ou seja, um decréscimo de absorção ionosférica com o aumento da intensidade do IMF (painéis *a.b* e *b.b* da Figura 3.18), porém pequenos picos de absorção são constatados em torno de 12 e 20 nT na direção sudeste nos registros da antenna vertical e, 18 e 22 nT nos sentidos sudoeste e noroeste, respectivamente, nos registros da antenna oeste.

A distribuição predominante de uma maior absorção do ruído cósmico na EACF nos períodos de menor intensidade do IMF é explicado pela rigidez de corte magnético (diretamente proporcional à intensidade de IMF), discutido anteriormente, a qual bloqueia os raios cósmicos galácticos menos energéticos, diminuindo assim o fluxo que chega até a atmosfera terrestre e consequentemente, diminuindo a ionização da região ionosférica em estudo.

Os aumentos de  $ABS_{MT}$  registrados em condições de IMF apontado para o sul e de intensidades maiores estão veiculados à precipitação de partículas ocorrida provavelmente durante períodos de tempestade magnética. Gonzalez et al. (1994) mostram que a maioria das tempestades magnéticas ocorrem quando o IMF está apontado para o sul, podendo estas serem intensas (10nT,  $\Delta T \geq 3h$ ), moderadas (5nT,  $\Delta T \geq 2h$ ) e fracas (típicas sub-tempestades - 3nT,  $\Delta T \geq 1$ ), dependentes do período de duração e da corrente de anel (em função do índice  $D_{ST}$ ).

A absorção ionosférica na região de Cachoeira Paulista apresentou uma resposta contrária à observada na região sub-auroral. Basicamente os registros representados por  $ABS_{MT}$ , apresentados nos painéis *c.a* e *c.b* da Figura 3.18, mostram um aumento da absorção proporcional a intensidade do IMF, tanto durante o período diurno quanto durante o período noturno. Em ambos os períodos há um acréscimo de absorção proporcional a intensidade do IMF no quadrante norte-leste-sul, com um pico de absorção no sentido noroeste durante o período noturno para uma intensidade do IMF de  $\approx 15$  nT. Este comportamento pode estar associado aos processos anteriormente descritos de penetração de campos elétricos durante períodos de tempestades magnéticas e sub-tempestades, períodos estes vinculados a intensidade e direção do IMF (Gonzalez et al., 1994), os quais podem intensificar a Anomalia Equatorial através do aumento do campo elétrico para leste.

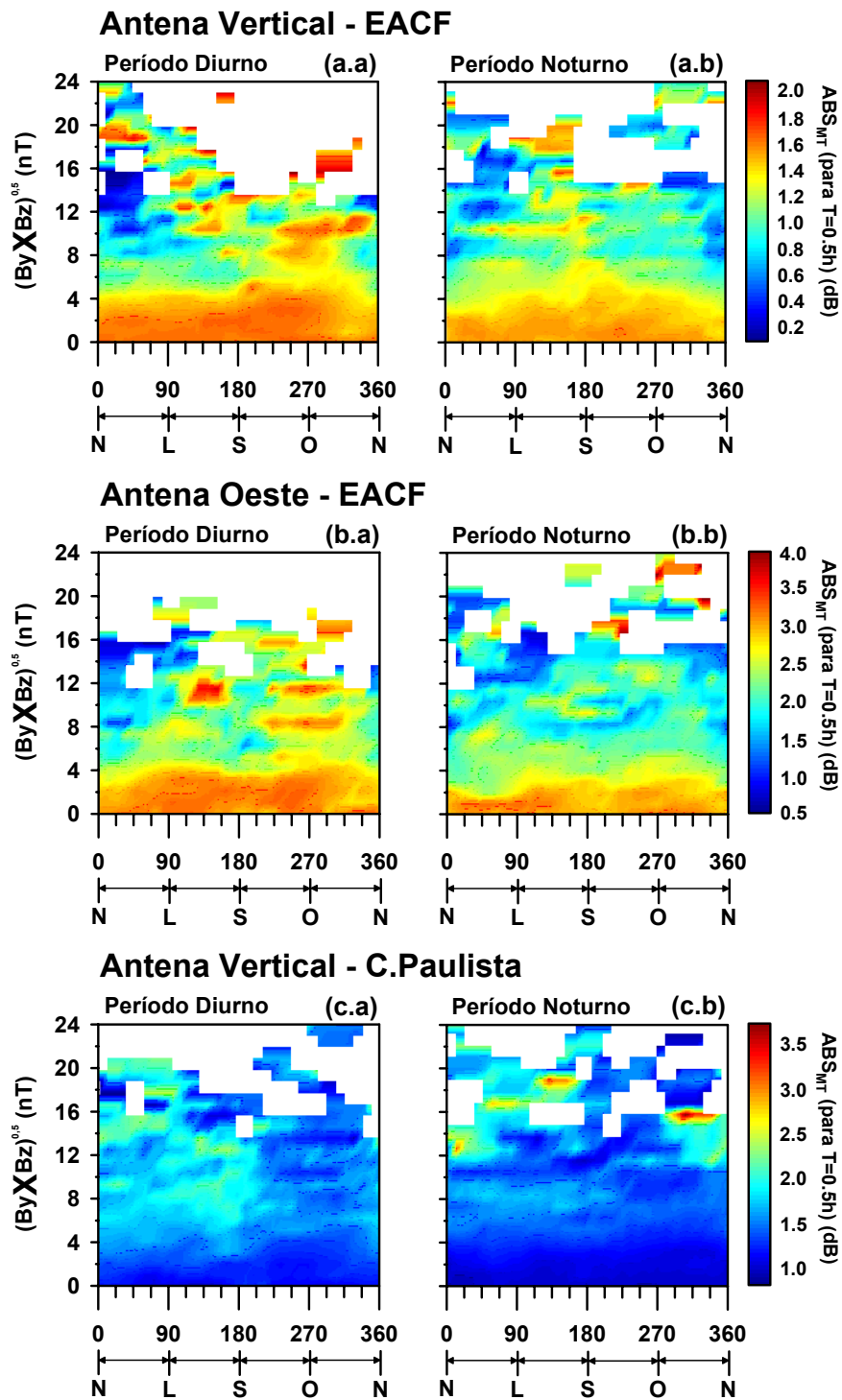


FIGURA 3.18 – Variação da absorção ionosférica do ruído cósmico pela intensidade do campo magnético interplanetário versus a sua direção.

### 3.4 – Variabilidade da Absorção Ionosférica do Ruído Cósmico à Atividade Geomagnética (Índice Kp)

Esta seção discute o efeito da atividade geomagnética no comportamento da absorção ionosférica do ruído cósmico, nas localidades em estudo, através do confronto dos resultados obtidos da média de  $ABS_{MT}$  com os índices planetários Kp. O painel (a) da Figura 3.19 apresenta a distribuição do número de ocorrências (do período em estudo) dos distintos valores de Kp e a ocorrência percentual dos mesmos quanto a sua classificação relativa à atividade geomagnética (dada por Wrenn et al., 1987 - Figura 3.19.b).

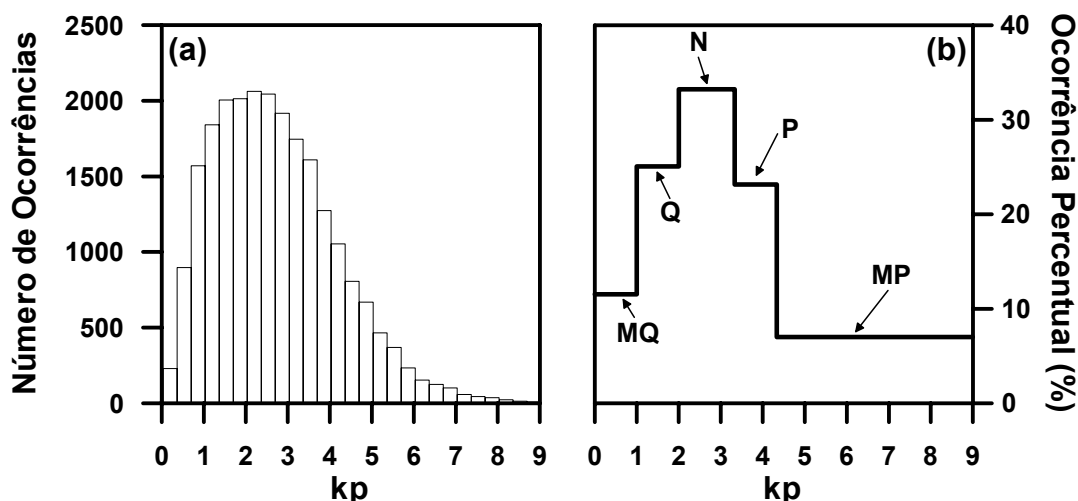


FIGURA 3.19 – (a) Distribuição do número de ocorrências dos valores do índice Kp para o período em estudo (1989-1996). (b) distribuição percentual de ocorrência dos índices Kp separados segundo a classificação quanto à atividade geomagnética. MQ – período muito quieto, Q – período quieto, N – período normal, P – período perturbado e, MP – período muito perturbado.

A análise da resposta de  $ABS_{MT}$  (para  $T=0,5h$ ) quando comparada com a distribuição temporal do índice magnético Kp é apresentada nas Figuras 3.20,

3.21 e 3.22 (o índice Kp é utilizado como um parâmetro de referência, o qual fornece as condições geomagnéticas de forma quantificada - Apêndice A). Constata-se através destas figuras que a variação de  $ABS_{MT}$  das estações em estudo têm respostas diferentes em relação à atividade geomagnética. Na região sub-auroral (Figuras 3.20 e 3.21) a resposta de  $ABS_{MT}$  à atividade geomagnética é basicamente contrária a da região da AMAS (Figura 3.22).

Em condições geomagnéticas semelhantes, foi observada uma diferença na absorção ionosférica do ruído cósmico entre os períodos diurno e noturno para ambas as estações em discussão. Nos casos aqui apresentados há, em média, uma maior absorção ionosférica durante o dia (Figuras 3.20, 3.21 e 3.22 painéis de índices *a*) quando comparadas com os registros das mesmas estações para o período noturno (Figuras 3.20, 3.21 e 3.22 painéis de índices *b*), sugerindo uma grande contribuição das fontes de radiação solar na ionização da baixa ionosfera, principalmente dos raios-X e Lyman  $\alpha$ .

A queda gradual de  $ABS_{MT}$  com o aumento da atividade geomagnética na região da EACF pode ser explicada através da rigidez magnética de corte. Neste caso está atuando a rigidez magnética de corte terrestre. Do mesmo modo como ocorre no meio interplanetário, as partículas cósmicas energéticas precisam ser suficientemente rígidas para poderem romper a resistência magnética terrestre. Assim sendo, quanto mais rígido o meio magnético terrestre menos partículas energéticas conseguirão adentrar na atmosfera da Terra até as altitudes da baixa ionosfera. Esta observação corrobora com o trabalho de Nymmik (1998), o qual através de análises de 4 décadas de medidas de raios cósmicos, constatou significativa contribuição da atividade geomagnética, através da rigidez de corte terrestre, na modulação do fluxo incidente de raios cósmicos. Nymmik (1998) mostra que a rigidez magnética de corte pode variar por um fator 2 entre a atividade geomagnética quieta (Kp=0) e muito perturbada (Kp=8) durante o período noturno, por exemplo.



Note no entanto que existem algumas singularidades quanto à queda de  $ABS_{MT}$  em relação ao aumento do valor absoluto do índice Kp. Nos períodos considerados muito perturbados ( $4^+ \leq Kp < 9^0$ ) observam-se alguns picos de  $ABS_{MT}$  próximos à faixa de  $6^0$ - $8^0$  Kp. Este fenômeno pode ser explicado pela relação de ocorrência entre a atividade geomagnética e a direção e intensidade do IMF (tempestades magnéticas). A maior ocorrência de períodos geomagneticamente muito perturbados está centrada na direção sul do IMF, independente da sua intensidade, ou seja, apesar da rigidez magnética de corte estar mais acentuada, os processos de inserção de partículas associados à direção e intensidade do IMF são predominantes, principalmente nos pólos, onde as linhas de campo geomagnético estão conectadas com as do campo magnético interplanetário. Através desta reconexão o fluxo de partículas no sentido magnetosfera-Terra é intensificado, produzindo uma maior ionização próximo a meia noite local devido à precipitação direta de partículas (painel *b* da Figura 3.20).

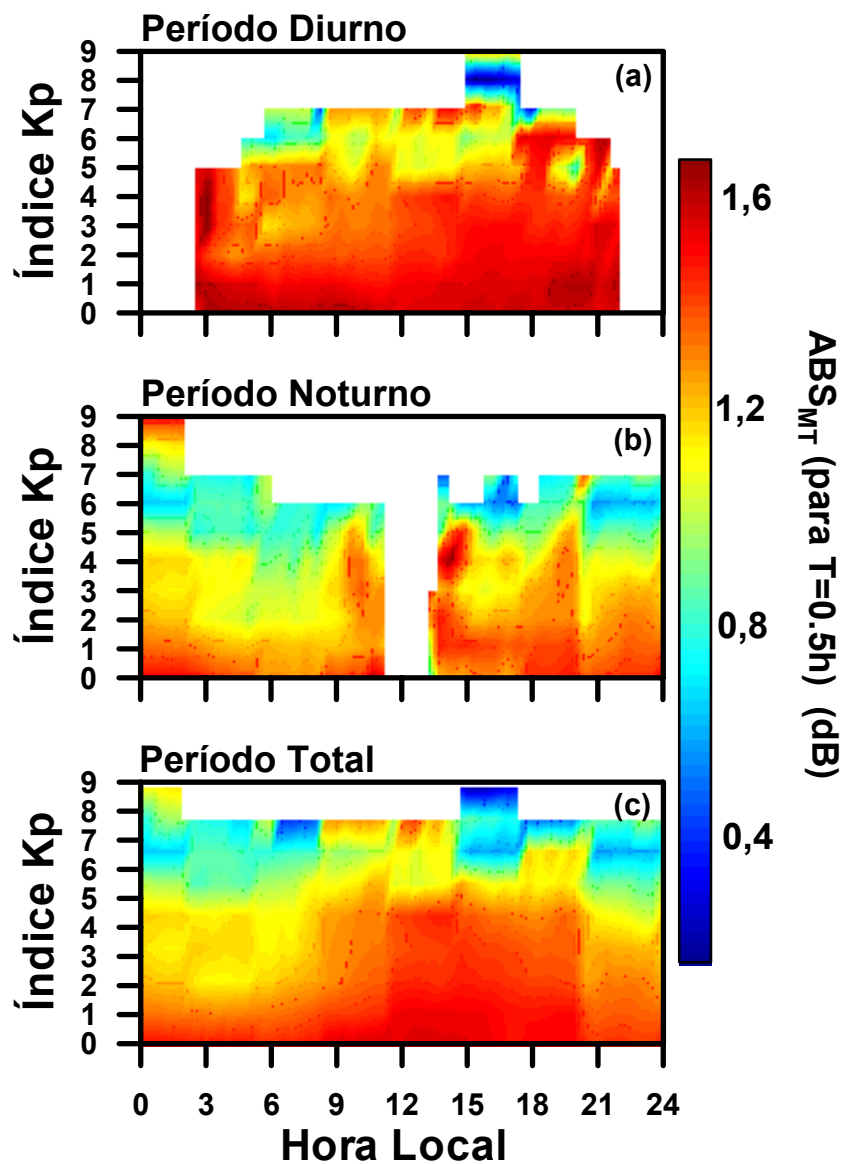


FIGURA 3.20 – Variação de  $ABS_{MT}$  (para  $T=0,5h$ ) em função do índice planetário Kp e da hora local dos registros do riômetro conectado a antena vertical da EACF.

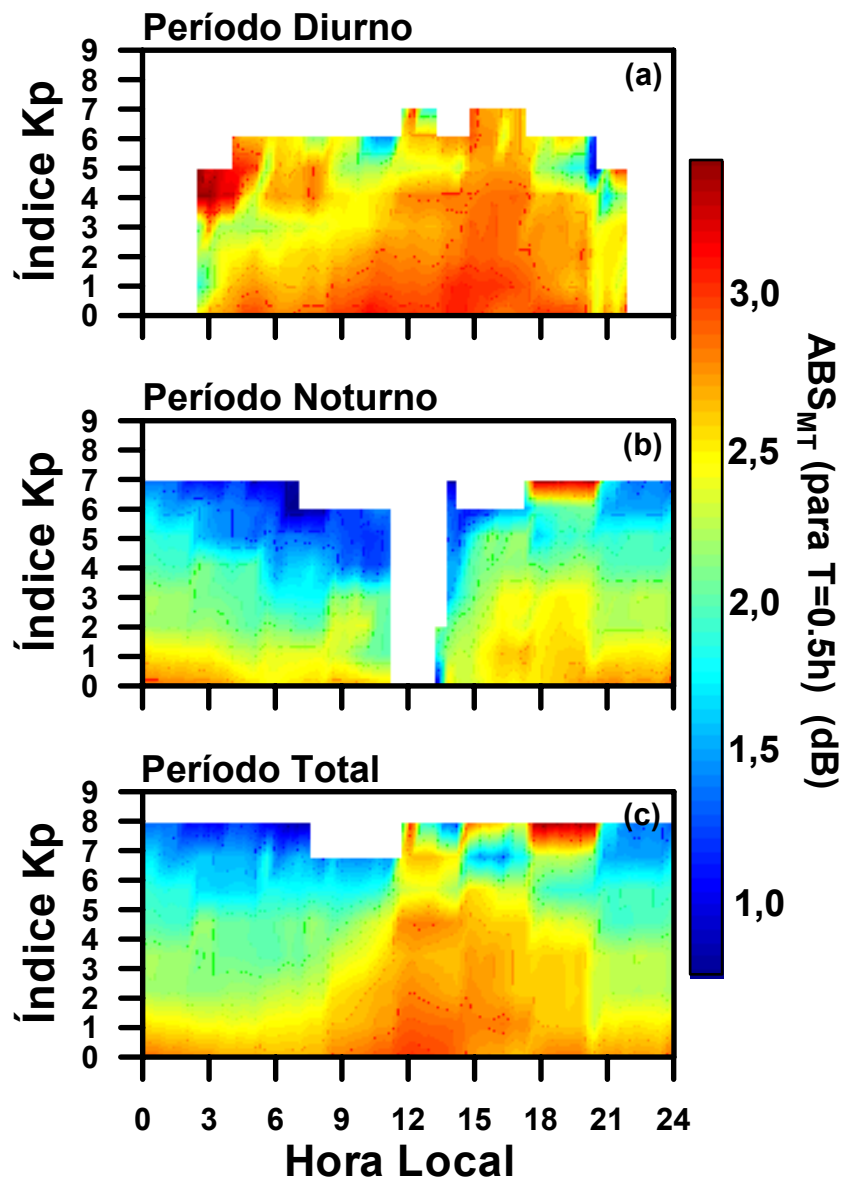


FIGURA 3.21 – Variação de  $ABS_{MT}$  (para  $T=0,5h$ ) em função do índice planetário  $K_p$  e da hora local dos registros do riômetro conectado a antena oeste da EACF.

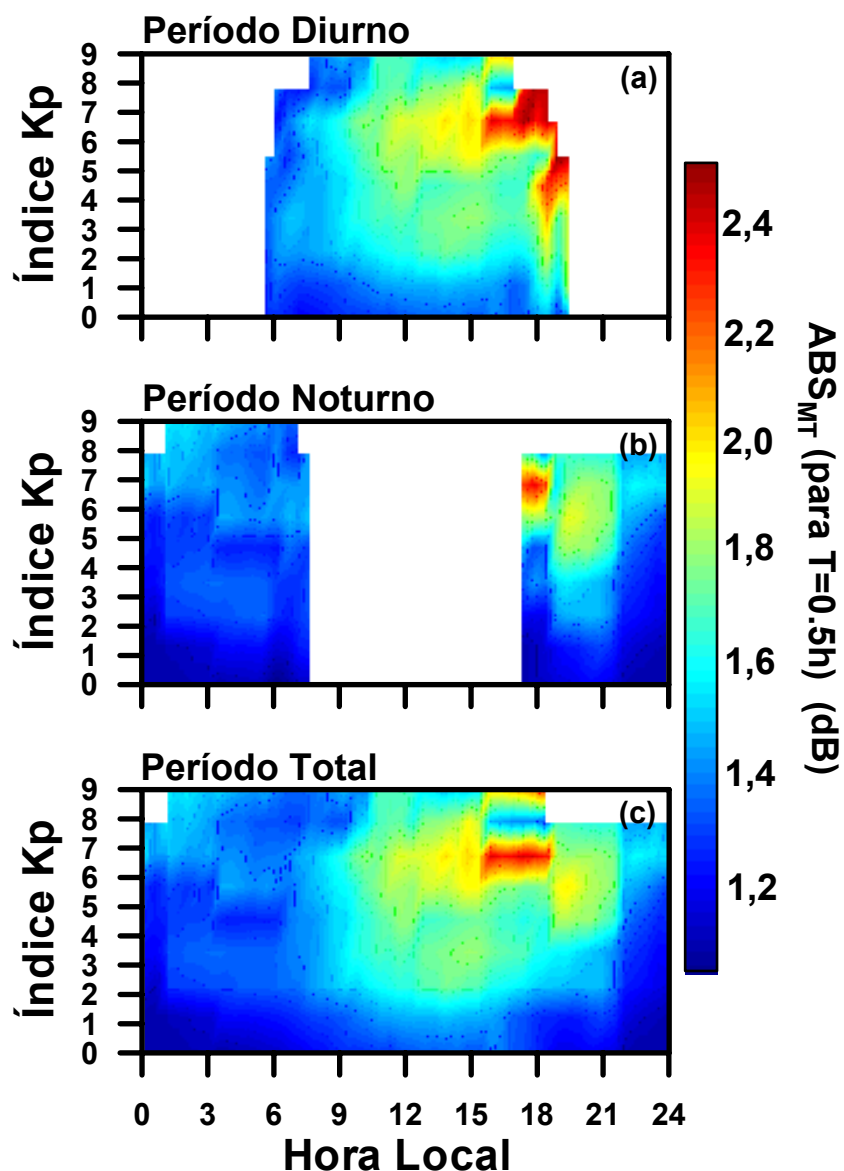


FIGURA 3.22 – Variação de  $ABS_{MT}$  (para  $T=0,5h$ ) em função do índice planetário Kp e da hora local dos registros do riômetro de Cachoeira Paulista.

Tal comportamento não é observado nos resultados obtidos de Cachoeira Paulista. Os resultados para esta estação mostram que os maiores valores de  $ABS_{MT}$  estão predominantemente inseridas nos períodos geomagneticamente perturbados e muito perturbados, enquanto que, durante os períodos ditos

muito quietos, quietos e normais as mesmas são relativamente menores (Figura 3.22).

Em condições normais e perturbadas de atividade geomagnética é possível identificar a contribuição da Anomalia Equatorial na  $ABS_{MT}$  pela extensão de seus altos valores após o período diurno até aproximadamente 21-21,5LT. Tal fato sugere novamente uma contribuição significativa da região F da ionosfera na absorção ionosférica do ruído cósmico pelos processos descritos nas seções anteriores.

O índice Kp descreve o estado geral da atividade geomagnética, pois nele estão embutidas as contribuições devidas à corrente de anel e às correntes ionosféricas. Tal fato sugere que, para períodos geomagneticamente muito perturbados, pode ocorrer a penetração de campos elétricos direcionados para leste nas latitudes equatoriais, as quais intensificam a deriva vertical  $E \times B$  equatorial. Quanto mais intensa a fonte de plasma (deriva vertical) for mais a anomalia equatorial se expandirá, justificando a concentração de altos valores de  $ABS_{MT}$  após as 21LT. Entretanto, esta colocação é hipotética, uma vez que durante os períodos de alta atividade geomagnética, a anomalia equatorial também pode ser inibida, o que tornam necessárias análises mais refinadas em relação a  $ABS_{MT}$  e às correntes envolvidas nos processos de formação, intensificação e/ou atenuação da anomalia equatorial.

Durante os períodos muito quietos e quietos percebe-se que a maior contribuição na  $ABS_{MT}$  é quase exclusivamente da baixa ionosfera. Durante o dia são encontrados os maiores valores de  $ABS_{MT}$ , provenientes da fotoionização da radiação de origem solar, a qual pode ser constatada pelo aumento de  $ABS_{MT}$  pela hora local até aproximadamente 12-13LT e uma posterior queda até as 18LT (proporcional ao ângulo zenital). Na transição do período diurno para o noturno, em semelhantes condições geomagnéticas,

verifica-se uma acentuada queda na  $ABS_{MT}$ , fruto do término da contribuição da radiação na ionização e das altas taxas de recombinação, conseqüentemente uma taxa de decaimento muito rápida, da baixa ionosfera (Figura 3.22).

### **3.5 – Variabilidade da Absorção Ionosférica do Ruído Cósmico com as Tempestades Magnéticas em Função do Índice $D_{ST}$**

As perturbações da atmosfera superior neutra e ionizada associadas às tempestades magnéticas constituem-se um dos assuntos mais desafiantes da física desta região atmosférica. Há ainda muito o que descobrir sobre o entendimento dos processos de acoplamento entre a magnetosfera e o sistema termosfera-ionosfera durante períodos magneticamente perturbados e inúmeras questões a serem investigadas (Fedrizzi, 2003). Nesta seção pretende-se contribuir um pouco para a elucidação destes processos através do estudo do comportamento da ionosfera em relação às tempestades magnéticas.

Durante as tempestades magnéticas, uma significativa quantidade de energia proveniente do vento solar é transferida para o sistema magnetosfera-termosfera-ionosfera, produzindo um aumento na precipitação de partículas, intensificando os campos elétricos de convecção e as correntes na ionosfera, principalmente de altas latitudes (Fedrizzi, 2003). O conseqüente aumento da condutividade ionosférica, o aquecimento Joule e o arrasto iônico na atmosfera superior polar afetam a dinâmica e a estrutura da termosfera e ionosfera. A expansão resultante do aquecimento da termosfera em altas latitudes produz gradientes de pressão que geram ventos neutros fluindo na direção equatorial. A circulação termosférica perturbada altera a composição neutra e move o plasma ao longo das linhas de campo magnético, modificando as taxas de produção e de recombinação das espécies ionizadas. Os ventos neutros perturbados, sob a influência do campo magnético terrestre e da ação da força

de Coriolis, produzem campos elétricos de polarização em médias e baixas latitudes através do efeito dínamo, enquanto que campos elétricos magnetosféricos podem penetrar na ionosfera de baixas latitudes, modificando a eletrodinâmica e a estrutura desta região da atmosfera superior (Fedrizzi, 2003).

Todos os processos supracitados, os quais são parte da complexa cadeia das relações Sol-Terra e apresentam inúmeros efeitos na ionosfera, de forma direta e/ou indireta, serão aqui discutidos na forma da análise da variação da absorção ionosférica do ruído cósmico associada às variações do índice  $D_{ST}$ . Nota: O índice  $D_{ST}$  contém contribuições de sistemas de correntes que não são azimutalmente simétricas (ex. corrente de anel assimétrica, "*magnetotail current*" e contribuições da componente H provenientes das "*field-aligned currents*") e, portanto, deve ser considerado como sendo o valor da corrente de anel simétrica mais um erro associado às contribuições de outros sistemas de correntes (Fedrizzi, 2003; Rostoker et al., 1997).

A condição espacial de acoplamento entre a magnetosfera e o sistema termosfera-ionosfera associada às tempestades magnéticas pode ser quantificada pelo índice  $D_{ST}$  (a definição do índice  $D_{ST}$  e a classificação da intensidade das tempestades magnéticas de acordo com o mesmo encontram-se no Apêndice B.2). No painel a da Figura 3.23 apresenta-se a distribuição do número de ocorrências (do período em estudo) dos distintos valores de  $D_{ST}$  e a ocorrência percentual dos mesmos quanto à sua classificação relativa à intensidade de tempestade magnética segundo Gonzalez et al., 1994 (painel b da mesma figura).

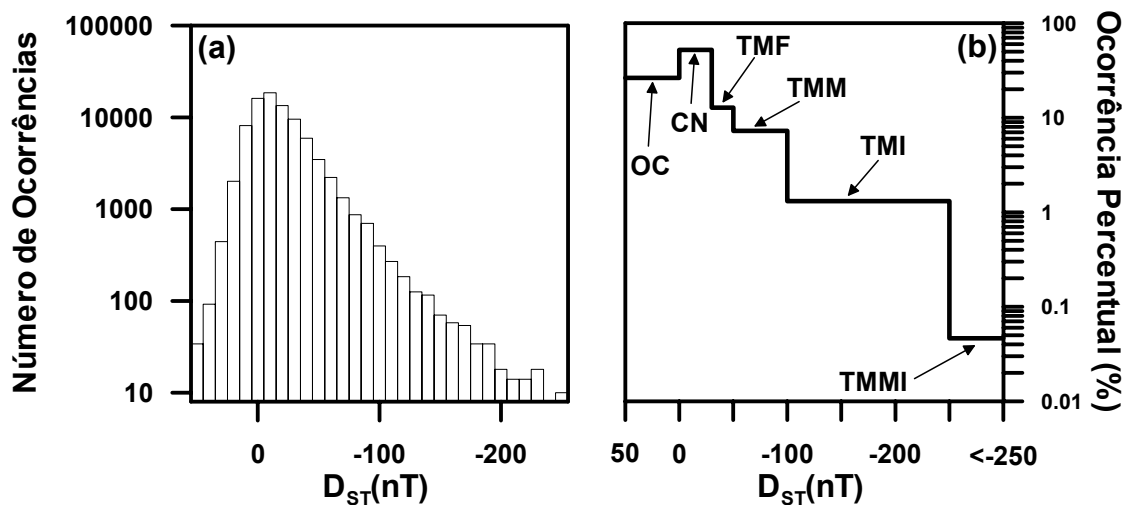


FIGURA 3.23 – (a) Distribuição do número de ocorrências dos valores do índice  $D_{ST}$  para o período em estudo (1989-1996). (b) distribuição percentual de ocorrência dos índices  $D_{ST}$  separados segundo a classificação quanto à intensidade de tempestade magnética. OC – região definida como propícia à ocorrência de ondas de choque, CN – região de condições normais, TMF – região de tempestades magnéticas fracas, TMM – região de tempestades magnéticas moderadas, TMI - região de tempestades magnéticas intensas e, TMMI – região de tempestades magnéticas muito intensas.

A resposta da ionosfera às tempestades magnéticas é apresentada nas Figuras 3.24, 3.25 e 3.26 através do comportamento da absorção do ruído cósmico em função do índice  $D_{ST}$ . Nos painéis de índices *a* são mostradas as sobreposições horárias (em LT) dos valores obtidos das  $ABS_{MT}$  (para  $T=0,5h$ ) de todo o período de dados disponível, enquanto que os painéis de índices *b* apresentam os mesmos resultados na forma planificada.

Em primeira instância é possível identificar mais uma vez o domínio da Anomalia Equatorial nos registros de Cachoeira Paulista através da análise de  $ABS_{MT}$ , a qual se mantém com valores altos após o anoitecer até



aproximadamente 22-24LT (Figura 3.26). Os registros da EACF mostram-se mais suscetíveis à ionização da baixa ionosfera por raios cósmicos galácticos, durante períodos de atividade geomagnética muito quieta, quieta e normal (para condições com  $D_{ST}$  próximo a zero - Figura 3.27), condições que propiciam a precipitação de raios cósmicos galácticos, principal agente ionizante da baixa ionosfera sub-auroral (Figuras 3.7 e 3.8). Por outro lado, o pico de absorção não coincide com o valor de  $D_{ST}=0$  e sim com  $D_{ST} \approx -10$ , o qual sugere a possibilidade de precipitação de partículas energéticas sub-aurorais como causa do aumento de absorção durante esta fase.

Basicamente as duas regiões em estudo apresentam respostas diferentes às tempestades magnéticas, principalmente nos resultados compreendidos entre  $\approx +35$  e  $\approx -60$  nT (índice  $D_{ST}$ ). Na região da EACF é possível notar um aumento da média de  $ABS_T$  (em torno de  $\approx 0.6$  dB para os registros da antena vertical e de  $\approx 1.0$  dB para os registros da antena oeste, Figuras 3.24 e 3.25, respectivamente) proporcional à queda de  $D_{ST}$ , iniciado em 35 nT, atingindo seu ápice em torno de -10 nT, próximo ao cruzamento dos períodos aqui classificados como sendo propícios a ocorrências de ondas de choques interplanetárias (OC) e os períodos considerados normais (CN). Este comportamento não é observado na região de Cachoeira Paulista, ou seja, em condições semelhantes, a  $ABS_{MT}$  apresenta uma queda proporcional a queda do valores do índice  $D_{ST}$  até 0nT, havendo neste ponto uma inversão, isto é, um posterior aumento  $ABS_{MT}$  com a queda de  $D_{ST}$ .

As variações positivas de  $D_{ST}$  são geralmente uma consequência decorrente da compressão da magnetosfera causada pelo aumento da pressão devido ao vento solar e pela direção da componente  $B_z$  do IMF, quando este está apontado para o sul (Fedrizzi, 2003; Sugiura e Kamei, 2000). Este fenômeno geralmente ocorre na fase inicial de uma tempestade magnética com um súbito aumento de intensidade do índice  $D_{ST}$ , consequência do aumento da pressão

dinâmica do vento solar sobre a magnetopausa no lado diurno. A duração desta fase inicial de uma tempestade magnética pode variar de alguns minutos a algumas horas, com um considerável aumento de  $D_{ST}$  até algumas dezenas de nT.

A resposta imediata da ionosfera sub-auroral a este fenômeno é sentida através de um aumento de  $ABS_{MT}$  devido a precipitação de partículas oriundas da magnetosfera, intensificando assim a ionização da baixa ionosfera sub-auroral durante a fase positiva de uma tempestade magnética, como pode ser visualizado em alguns pontos próximos a 45 nT (Figuras 3.24 e 3.25, painéis de índice a).

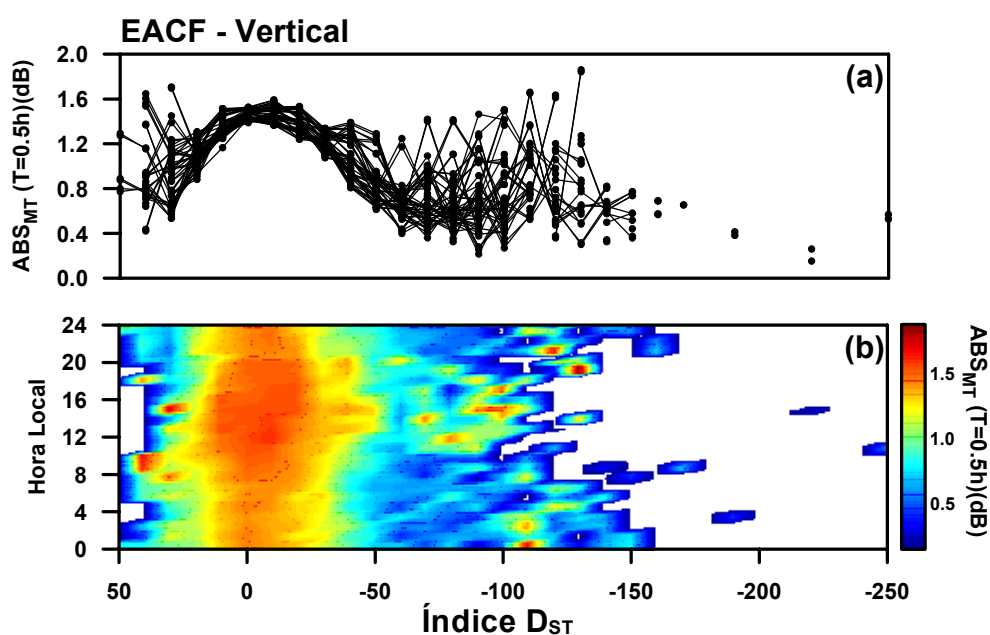


FIGURA 3.24 – Variação da absorção ionosférica do ruído cósmico em função do índice planetário  $D_{st}$  e da hora local dos registros do riômetro conectado a antena vertical da EACF.

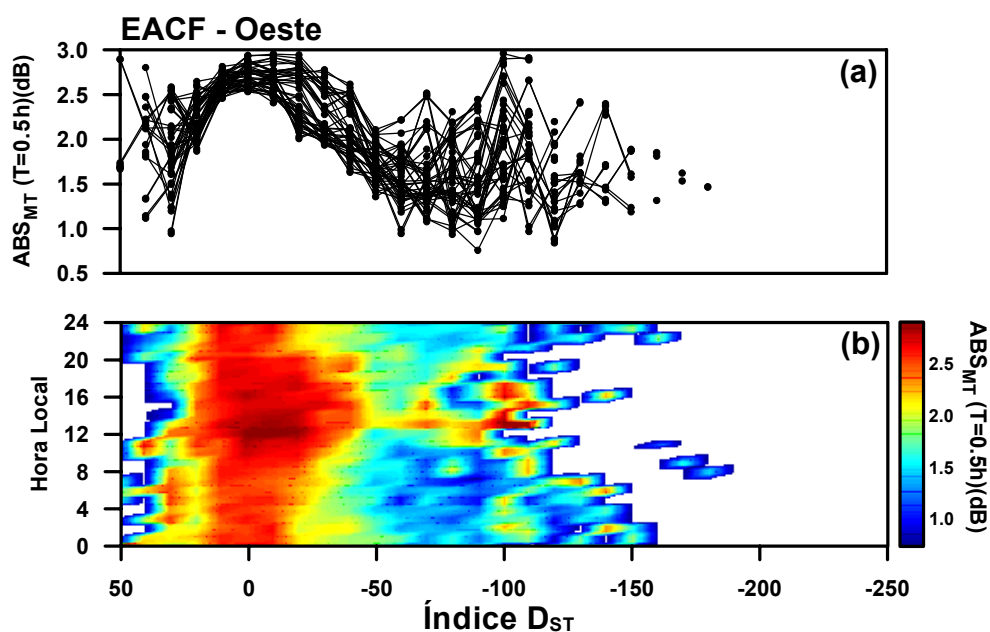


FIGURA 3.25 – Variação da absorção ionosférica do ruído cósmico em função do índice planetário  $D_{st}$  e da hora local dos registros do riômetro conectado a antena oeste da EACF.

A região de Cachoeira Paulista apresenta uma resposta semelhante (um aumento de  $ABS_{MT}$ ) em alguns pontos próximos aos valores de  $D_{ST}$  de 45 nT, provavelmente devido à precipitação de partículas. Tais partículas tiveram o seu *pitch* ângulo alterado devido à compressão do campo geomagnético pela onda de choque, favorecendo deste modo sua precipitação na região da AMAS. A hipótese do surgimento de campos elétricos de penetração perturbados no início de uma tempestade magnética também pode ser considerado como um provável agente de intensificação da Anomalia Equatorial (pela intensificação da componente leste de  $E$ ), e conseqüentemente no aumento da intensidade da  $ABS_{MT}$ . Os menores valores  $ABS_{MT}$  encontrados ao redor de 0nT correspondem a absorção normal da ionosfera sob condições calmas da Anomalia Equatorial.

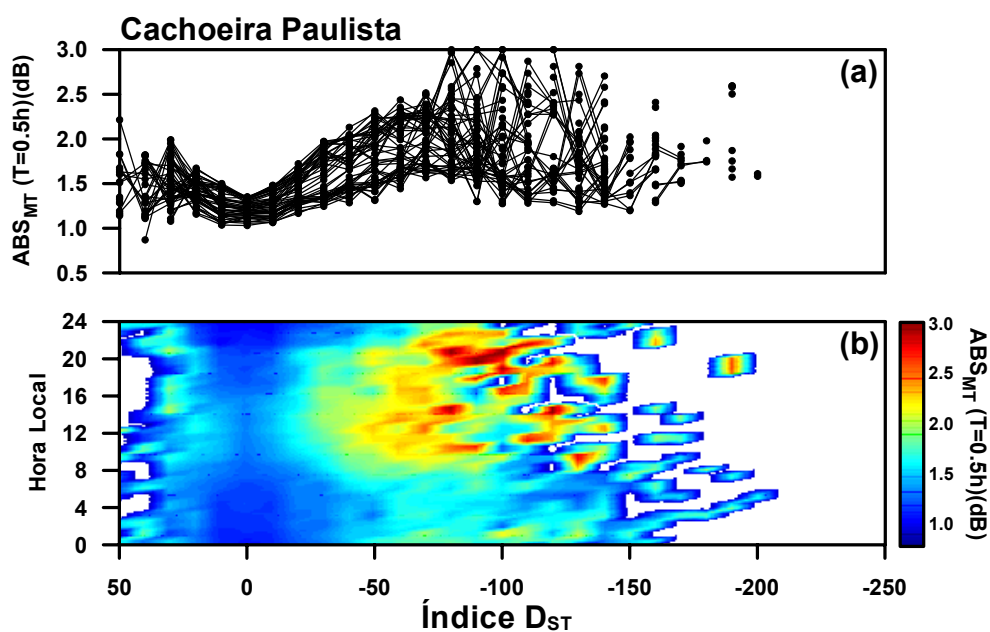


FIGURA 3.26 – Variação da absorção ionosférica do ruído cósmico em função do índice planetário  $D_{st}$  e da hora local dos registros do riômetro de Cachoeira Paulista.

Para valores de índice  $D_{ST}$  abaixo de  $\approx -45$  nT, (faixa definida como sendo de tempestade magnética ou de sub-tempestade) é possível notar pontos de maiores valores de  $ABS_{MT}$  distribuídos aleatoriamente (Figuras 3.24 e 3.25, painéis de índice  $b$ ), o que sugere uma contribuição de ionização apenas por eventos de precipitação de partículas de origem magnetosféricas na região da EACF, excluindo deste modo uma contribuição local de incremento de ionização da baixa ionosfera por longos períodos. Os menores valores de  $ABS_{MT}$  encontrados nesta faixa em discussão, excluindo os eventos de precipitação de partículas, de forma geral talvez estejam associados à maior intensidade do campo magnético interplanetário que diminui o fluxo incidente de raios cósmicos galácticos na atmosfera terrestre.

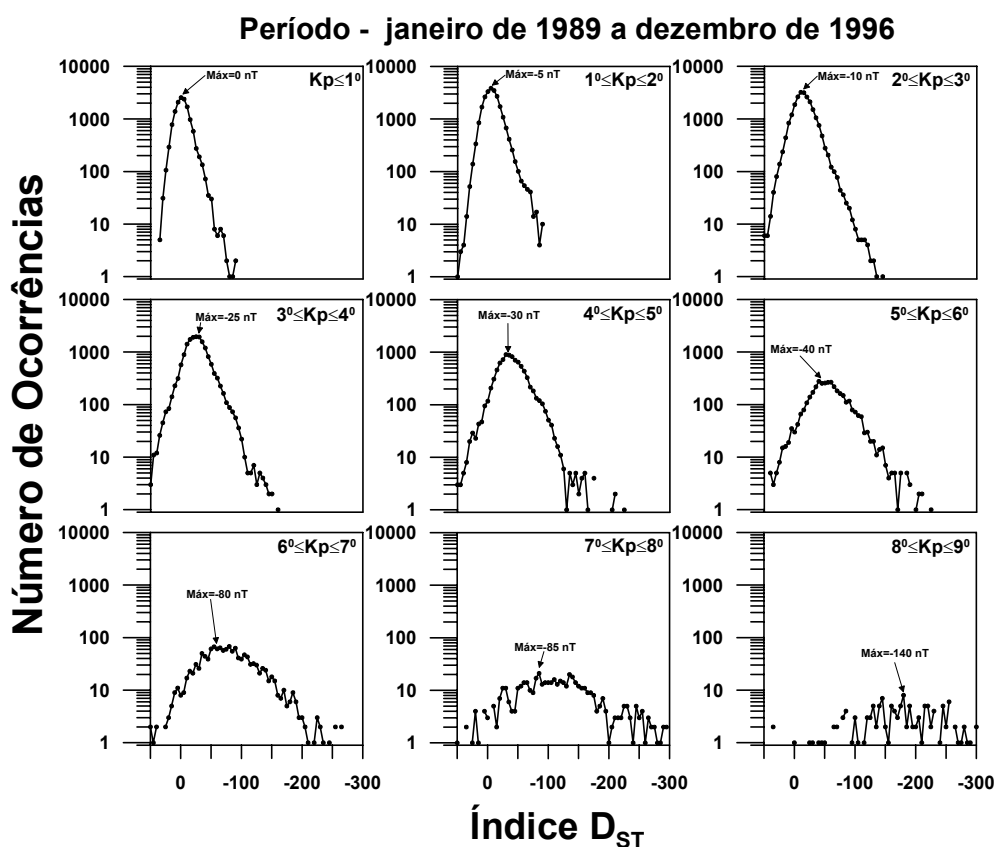


FIGURA 3.27 - Variação de ocorrência para diferentes faixas de índice Kp *versus* o índice  $D_{ST}$  para o período em estudo (janeiro de 1989 a dezembro de 1996).

O comportamento da região de Cachoeira Paulista sob as mesmas condições é distinto, apesar de apresentar pontos espaçados de aumento da  $ABS_{MT}$ , semelhantes aos registros de EACF. De forma geral, com o declínio dos valores do índice  $D_{ST}$  há um aumento da  $ABS_{MT}$ , o que leva a concluir que as tempestades magnéticas, de forma geral, aumentam a precipitação de partículas na AMAS. A continuidade de altos valores de  $ABS_{MT}$  após o por do Sol até as proximidade de 21-22 LT (até aproximadamente -75nT) pode envolver a contribuição de precipitação de partículas como uma contribuição devido a intensificação da Anomalia Equatorial. Para valores menores que -75nT estas contribuições ultrapassam às 22 LT, sugerindo uma expansão das mesmas (Figura 3.17).



## CAPÍTULO 4

### ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS EVENTOS DETECTADOS

Os objetivos do presente Capítulo restringem-se à determinação, análise e discussão dos eventos de absorção do ruído cósmico registrados e identificados nos dados de riômetros utilizados neste trabalho. Definiu-se eventos como perturbações da baixa ionosfera, de longa ou curta duração, as quais são suficientemente fortes para influenciar de forma anômala a distribuição periódica do comportamento da absorção ionosférica do ruído cósmico.

Através da análise minuciosa de todo o banco de dados disponível identificou-se dois tipos principais de eventos ionosféricos distintos, sendo estes:

- 1 - Eventos de curta duração (de alguns minutos a poucas horas) atribuídos à súbita injeção de partículas energéticas de origem solar-magnetosférica e do súbito aumento do fluxo de radiação de mesma origem, principalmente dos raios X.
- 2 - Eventos de longa duração (com períodos compreendidos entre 3 e 5 horas, aproximadamente) associados aos distúrbios ionosféricos oscilatórios causados pela propagação de ondas de gravidade no meio da baixa ionosfera (*Travelling Ionospheric Disturbances – TIDs*).

#### 4.1 – Eventos de Curta Duração

Antes da apresentação e da discussão dos eventos de curta duração, faz-se necessário uma descrição da assinatura e da metodologia aplicada na detecção e na análise deste tipo de evento.

#### 4.1.1 – Metodologia Aplicada na Detecção de Eventos de Curta Duração

Os eventos originados pela injeção de partículas energéticas de origem solar ou pelo aumento do fluxo de raios X possuem uma assinatura característica bem conhecida, análoga à grande parte das respostas ionosféricas quando esta é submetida a interferências externas. Ou seja, uma súbita resposta às perturbações sofridas (no registro dos riômetros uma rápida queda na amplitude do sinal registrado) e, após atingir seu ápice, um lento e gradual retorno (recuperação) às condições pré-perturbação. Como exemplo deste tipo de eventos a Figura 4.1 apresenta os registros do dia 08 de janeiro de 1989 dos riômetros conectados às antenas vertical e oeste da EACF (curvas vermelhas e pretas, respectivamente) e à antena vertical de Cachoeira Paulista (curvas azuis). No painel *a* são apresentados os registros calibrados (em mA), e em *b* a absorção ionosférica relativa. As expansões temporais dos eventos mais significativos são apresentados nos painéis 1 e 2 (12,0-14,0h e 16,2-18,2h).



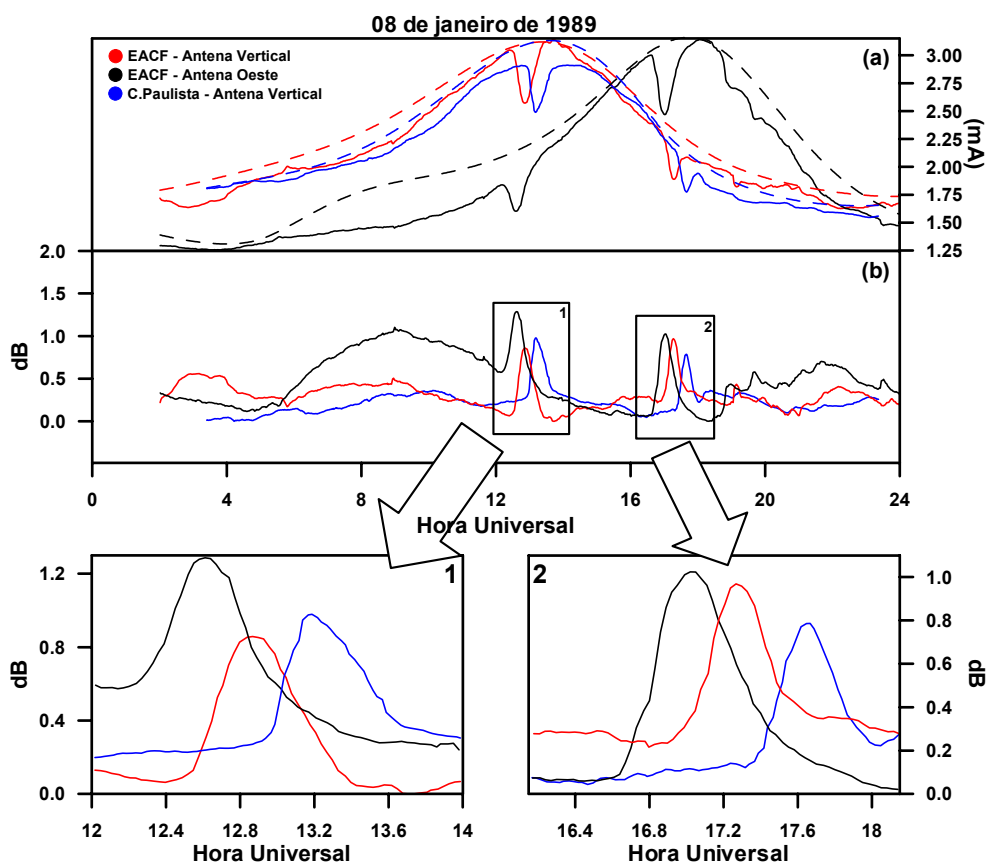


FIGURA 4.1 – Eventos de precipitação de partículas energéticas detectados a partir da variação da absorção ionosférica do ruído cósmico. (a) registros em unidades de corrente dos eventos (linhas contínuas) e suas respectivas curvas em condições de dia quieto (linhas tracejadas), (b) curvas da absorção ionosférica obtidas a partir dos dados apresentados em “a” e suas expansões temporais apresentadas nos painéis 1 e 2 salientando-se os eventos registrados.

Baseando-se na descrição apresentada no parágrafo anterior, elaborou-se um programa com o qual foi possível identificar analiticamente todos os eventos de curta duração ocorridos durante o período estudado. Optou-se pela busca analítica dos eventos de curta duração para minimizar a possibilidade de contaminação (erro) inerente à observação humana. Este programa consiste

em identificar e seleccionar os períodos de dados (compreendidos entre 5 minutos e 6 horas) com perfis bem definidos (início, máximo e fim) cuja absorção ionosférica exprimissem um aumento de amplitude brusco em torno dos primeiros  $\frac{1}{4}$  e  $\frac{2}{5}$  do período em análise e um posterior retorno às condições iniciais nos  $\frac{3}{4}$  e  $\frac{3}{5}$  do tempo restante do mesmo período. Estes limites temporais utilizados como padrão no processo de identificação de eventos foram obtidos através da análise de alguns eventos considerados bons, identificados visualmente, semelhantes aos apresentados na Figura 4.1. O número de eventos detectados através deste processo é apresentado na Tabela 4.1.

TABELA 4.1 – Número de eventos detectados.

Sítio de Observação	Número de Eventos Detectados
Antena vertical - Gaspar	28
Antena vertical – Cachoeira Paulista	154
Antena vertical – EACF	262
Antena oeste - EACF	236

Identificou-se o tempo de duração destes eventos. A Figura 4.2 mostra a distribuição de ocorrência do tempo de duração dos eventos, em intervalos de contagem de 10 minutos, registrados nas quatro estações de coleta de dados. Nesta figura também são apresentadas as curvas (linha contínua) obtidas através da aplicação do filtro da Transformada de Fourier Rápida (FFT). A distribuição desta figura sugere máximos de ocorrências de eventos com durações de 75 minutos para a antena vertical – EACF, 63 minutos para a antena oeste – EACF e aproximadamente de 54 minutos para Cachoeira Paulista e Gaspar.

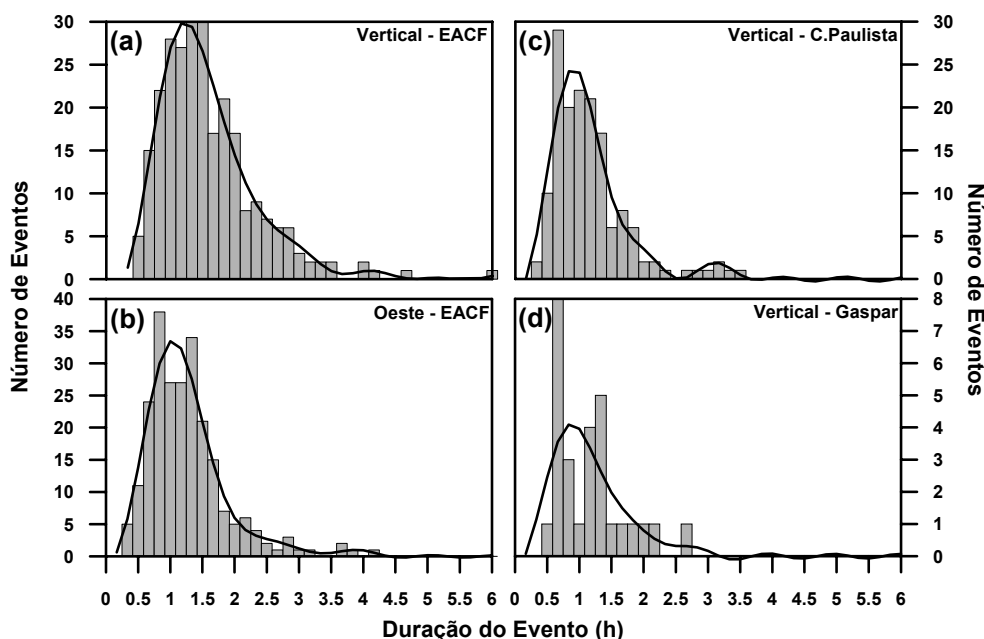


FIGURA 4.2 – Histograma dos tempos de duração dos eventos registrados e suas respectivas FFT: (a) antena vertical - EACF, (b) antena oeste – EACF, (c) antena vertical – Cachoeira Paulista e (d) antena vertical – Gaspar.

#### 4.1.2 - Metodologia Aplicada às Análises dos Eventos de Curta Duração

Após detectados os eventos de curta duração, tornou-se necessário o estabelecimento de critérios de avaliação, para que se pudesse extrair o máximo de informações pertinentes para o estudo das características e do comportamento sazonal dos mesmos.

Partindo-se do princípio que para o cálculo de absorção ionosférica do ruído cósmico é necessário a utilização de uma curva de referência (Equação 3.1) estipulou-se que a curva utilizada como padrão para esta análise seria obtida através da interseção do horário inicial e final do evento a ser trabalhado e seus respectivos valores registrados (em mA). Utilizando-se esta interseção como limites inicial e final, foi aplicada a função das curvas utilizadas nos processos de validação de dados (Figura 2.10, Seção 2.4.1.1.1) de modo que a

curvas calculadas cruzassem os limites predeterminados, tendo como referência temporal de cálculo a hora sideral.

A Figura 4.3 apresenta um exemplo da metodologia descrita no parágrafo anterior para seis eventos detectados pela antena vertical-EACF no dia 13 de janeiro de 1989. Também são mostradas nesta figura as curvas de referência e as curvas de absorção ionosférica relativa do ruído cósmico. A área (em cinza) criada pela curva de absorção e o valor da base (zero) exprime a integral total da absorção ionosférica do referido evento. Note que o valor zero atribuído à base no cálculo da integral é o valor obtido pela interação logarítmica  $\log(1)$ , o que no cálculo da absorção ionosférica sugere a igualdade do valor registrado e o da curva de referência, ou seja, condição em que não há nenhuma absorção ionosférica.

Todos os eventos detectados pelas quatro estações de registro de dados são apresentados sobrepostos nas Figuras 4.4, 4.5, 4.6 e 4.7. Nos painéis de índice *a*, além da apresentação dos registros dos eventos detectados, são apresentadas as suas curvas de referência, as quais foram utilizadas nos cálculos da absorção relativa ionosférica apresentados nos painéis de índice *b* (os 5 eventos mais significativos registrados em cada antena estão salientados através de datação).

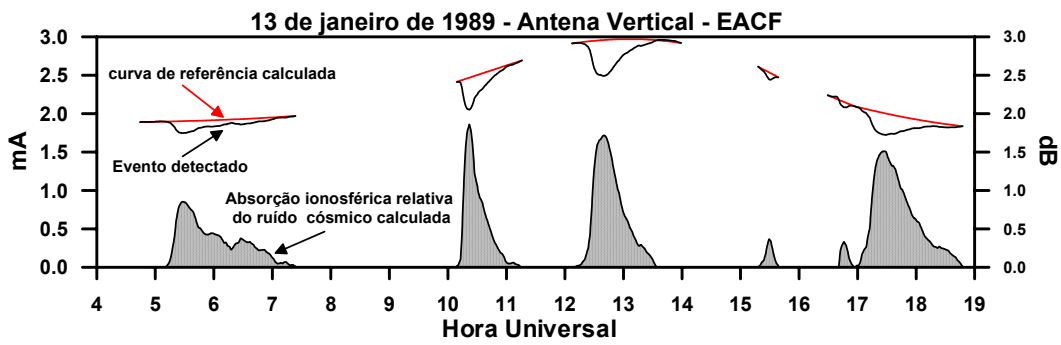


FIGURA 4.3 – Exemplo de eventos selecionados (em preto), suas respectivas curvas de referência calculadas (em vermelho) e a respectiva absorção ionosférica relativa do ruído cósmico (área em cinza).

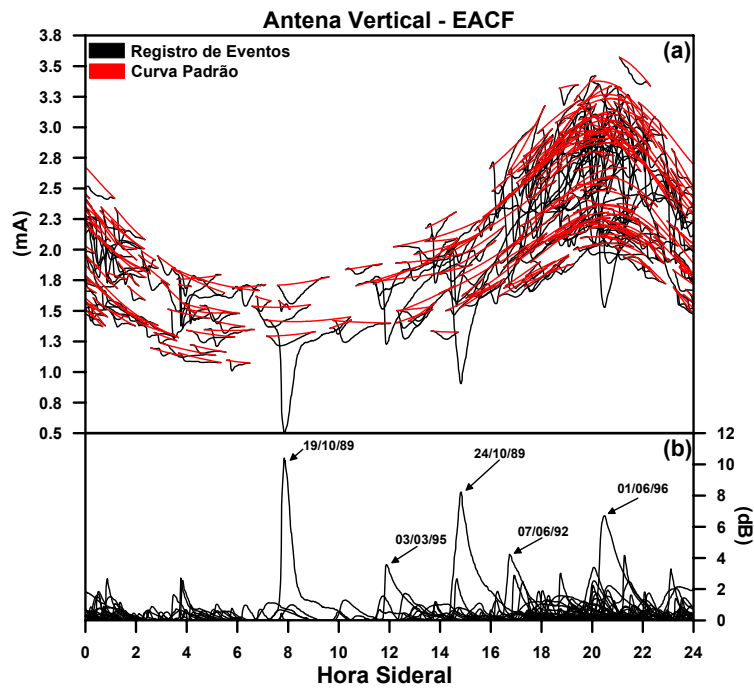


FIGURA 4.4 – Eventos detectados pela antena vertical da EACF. (a) eventos detectados (em preto) e suas respectivas curvas padrão (em vermelho); e (b) absorção ionosférica relativa calculada do ruído cósmico dos eventos detectados.

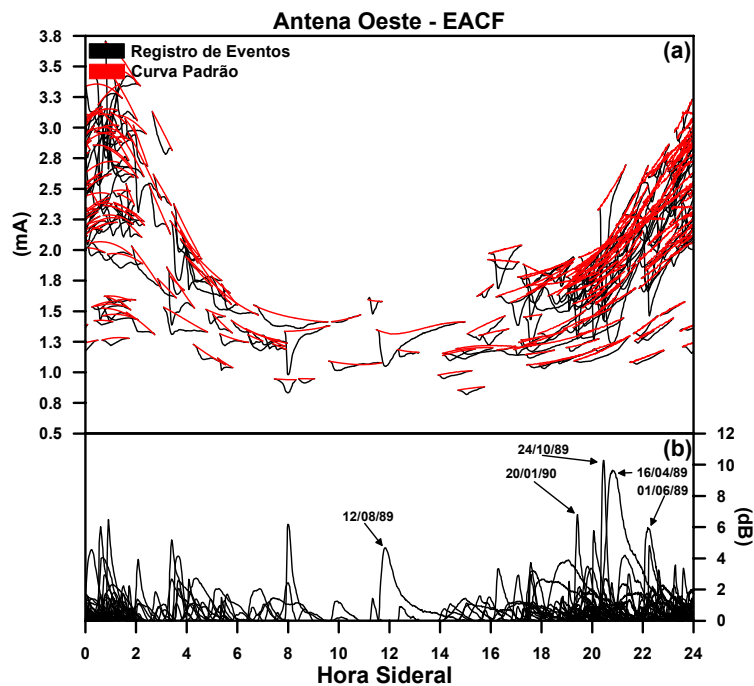


FIGURA 4.5 – Eventos detectados pela a antena oeste da EACF. (a) eventos detectados (em preto) e suas respectivas curvas padrão (em vermelho); e (b) absorção ionosférica relativa calculada do ruído cósmico dos eventos detectados.

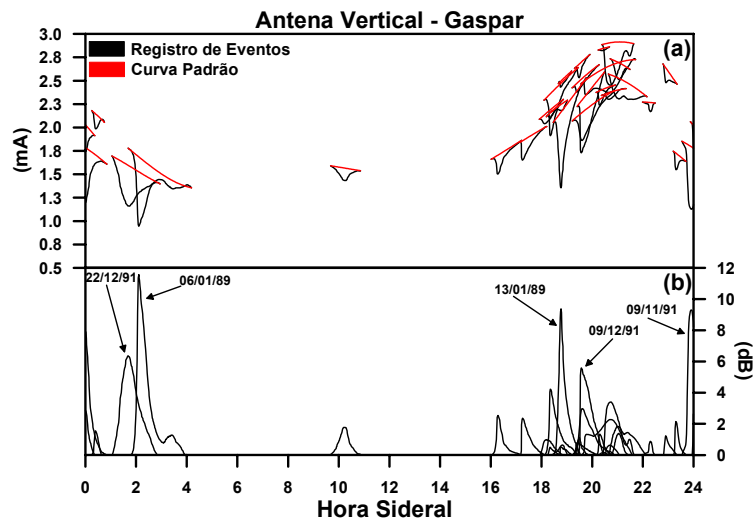


FIGURA 4.6 – Eventos detectados pela antena vertical de Gaspar. (a) eventos detectados (em preto) e suas respectivas curvas padrão (em vermelho); e (b) absorção ionosférica relativa calculada do ruído cósmico dos eventos detectados.

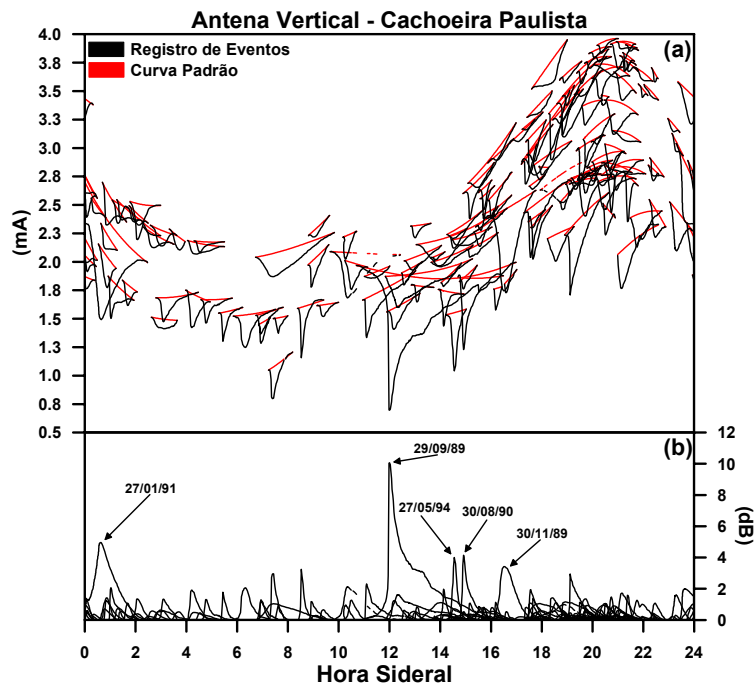


FIGURA 4.7 – Eventos detectados pela antena vertical de Cachoeira Paulista. (a) eventos detectados (em preto) e suas respectivas curvas padrão (em vermelho); e (b) absorção ionosférica relativa calculada do ruído cósmico dos eventos detectados.

#### 4.1.3 – Variabilidade dos Eventos de Curta Duração

A análise dos eventos detectados em relação à sazonalidade anual e a sua distribuição por hora UT foi desenvolvida através de uma sobreposição matricial de todos os anos de dados. Esta sobreposição consistiu em atribuir valores diferentes para períodos com e sem eventos (1 e 0, respectivamente) e distribuí-los no plano matricial criado pelo dia juliano *versus* a hora UT (Figura 4.8) (24X365, no caso dos anos bissextos a alocação espacial do dia 29 de fevereiro se deu pela sobreposição do mesmo no dia 28 do mesmo mês). Através deste processo foram criadas 8 matrizes por fonte de dados (estação e sua respectiva antena), as quais posteriormente foram somadas.

Para uma melhor distribuição amostral, aplicou-se à matriz resultante da metodologia descrita anteriormente a somatória do número de eventos de sete dias anteriores e posteriores somado ao dia de referência (total de 15 dias). A correção das lacunas de ausência de dados foi feita mediante a implementação de um fator de correção, obtido pelo quociente do número de períodos de registros válidos pelo número padrão da amostragem (neste caso 15 dias). O resultado deste tratamento matemático foi denominado de Ocorrência Parametrizada de Eventos e é mostrado na Figura 4.8.

A maior ocorrência de eventos registrados se dá no período diurno, independente da estação analisada, principalmente no período logo após o nascer do Sol até as proximidades do meio dia local e durante os meses de dezembro, janeiro e fevereiro (em torno do solstício de verão do hemisfério sul - Figura 4.8 índices *a*, *b*, *c* e *d*). Uma pequena concentração de ocorrências após o meio dia local é encontrada nos registros da EACF, em ambas as antenas, nos meses de abril e maio (após o equinócio de outono - Figura 4.8 índices *a* e *b*). Semelhante condição é observada nos registros de Cachoeira Paulista, porém concentrada no mês de março e início de abril.

Os registros de ocorrência diurna de eventos estão associados basicamente ao aumento do fluxo de raios X solares. Comparando-se a distribuição apresentada na Figura 4.8 com a variação do fluxo de raios X no mesmo período (registrado pelo satélite GOES-7 - Figura 4.9), é possível correlacionar estes fenômenos aos períodos de maior incidência de raios-X, que por sua vez estão associados à proximidade da Terra a latitudes heliográficas mais ativas ( $\approx 06$  de março e  $\approx 08$  de setembro) e às passagens pelo plano eclíptico solar ( $\approx 05$  de janeiro e  $\approx 07$  de julho).

Em alguns poucos casos verificou-se um substancial aumento de partículas energéticas nos cinturões de radiação (através de observações de satélite)



simultâneos com o aumento do fluxo de radiação, principalmente durante períodos geomagneticamente mais perturbados.

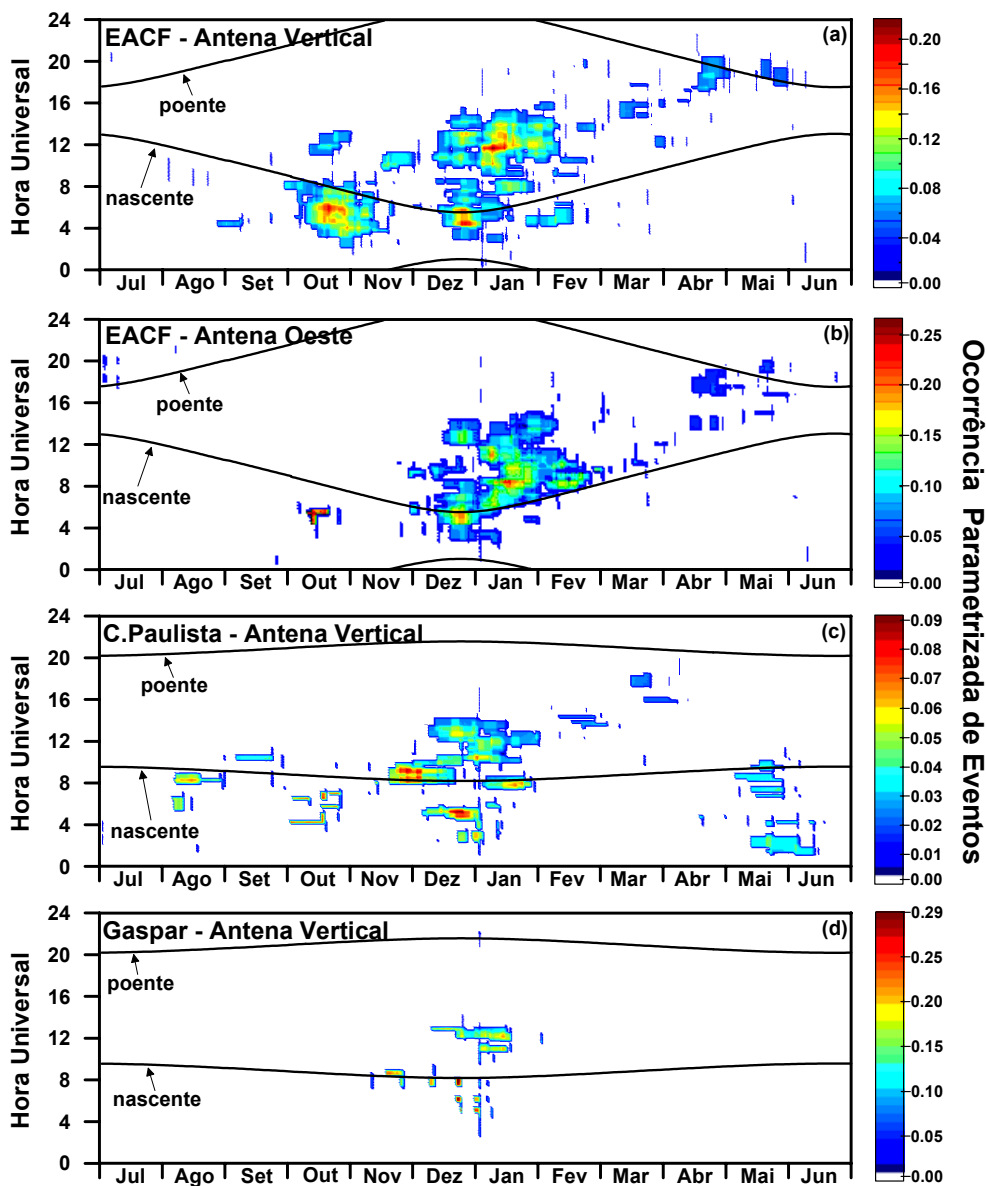


FIGURA 4.8 – Distribuições parametrizadas da ocorrência de eventos de curta duração distribuídos no plano formado pelo dia juliano versus hora universal.

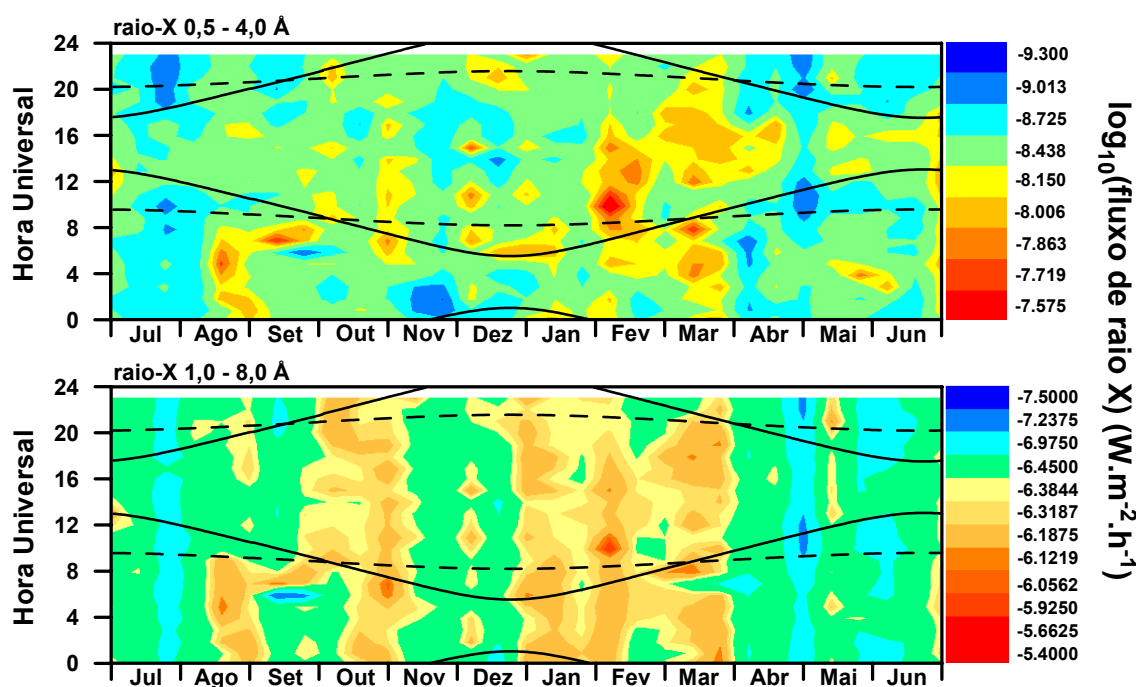


FIGURA 4.9 – Distribuição da média do fluxo de energia de raios-X (dia juliano *versus* hora universal) para duas faixas de comprimento de onda diferentes (0,5-4,0Å e 1,0-8,0Å) registrados pelo satélite GOES 7 de 1989 a 1996.

O número de eventos observados no período noturno na região da EACF foi muito menor quando comparado aos registros do período diurno. Entretanto, identificou-se uma grande concentração de ocorrências registradas pela antena vertical, iniciada no final do mês de setembro e estendendo-se até aproximadamente o meio do mês de novembro (equinócio de primavera), distribuídos por mais ou menos 4 horas, no período noturno. Os registros da antena oeste mostram uma grande concentração de ocorrências no mês de outubro, porém por um curto espaço de tempo. Estes períodos de eventos noturnos descritos coincidem com os registros do satélite GOES 7 (176°W, ≈ 36000 km de altitude) de fluxo de elétrons (Figura 4.10). Por outro lado, em ambas as antenas, observou-se uma aglomeração de eventos um pouco antes do nascer do sol, durante o mês de dezembro e início de janeiro, fato este discordante dos registros apresentados na Figura 4.10.

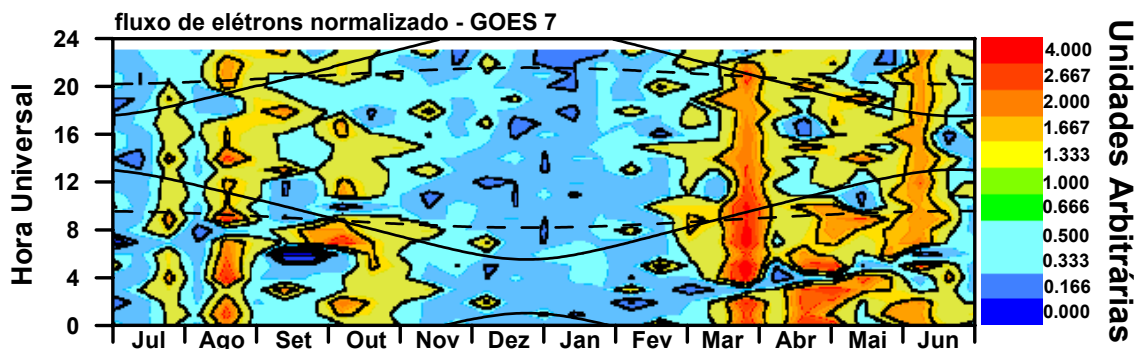


FIGURA 4.10 – Distribuição da média do fluxo de elétrons dividido pela função obtida pela média horária total (dia juliano *versus* hora universal) registrados pelo satélite GOES 7 de 1989 à 1996.

Os registros de ocorrências noturnas de eventos de Cachoeira Paulista mostram uma distribuição mais diluída, com quatro blocos de concentração de eventos nos meses de agosto, outubro, dezembro-janeiro e maio para períodos após a meia noite local. Todos estes períodos coincidem com um aumento do fluxo de elétrons obtidos através dos registros do satélite GOES 7 (Figura 4.10), porém, a exemplo do que ocorreu com os dados da EACF, o mês de dezembro é discordante. Estes registros apresentaram uma singularidade, quando comparados aos demais registros, ou seja, a ocorrência de eventos noturnos antes da meia noite local nos meses de maio e junho. Entretanto, durante o mesmo período é observado um fluxo grande de elétrons nos registros de satélite (Figura 4.10).

A Figura 4.11 mostra a distribuição de ocorrência de eventos noturnos em função do índice planetário  $K_p$ . Esta abordagem é apresentada na forma de número de ocorrências (curvas contínuas) e ocorrência parametrizada (histogramas). A ocorrência parametrizada foi obtida através do produto entre o número de ocorrências e o inverso do valor percentual das somatórias das faixas amostrais escolhidas (foram escolhidos somente valores de  $K_p$  contidos no período noturno). As condições geomagnéticas são definidas como: - MQ

como sendo período muito quieto ( $0^{\circ} \leq Kp < 1^{\circ}$ ); Q, período quieto ( $1^{\circ} \leq Kp < 2^{\circ}$ ); N, período normal ( $2^{\circ} \leq Kp < 3^{\circ}$ ); P período perturbado ( $3^{\circ} \leq Kp < 4^{\circ}$ ) e MP classificado como período muito perturbado ( $4^{\circ} \leq Kp \leq 9^{\circ}$ ) (de acordo com Wrenn et al., 1987).

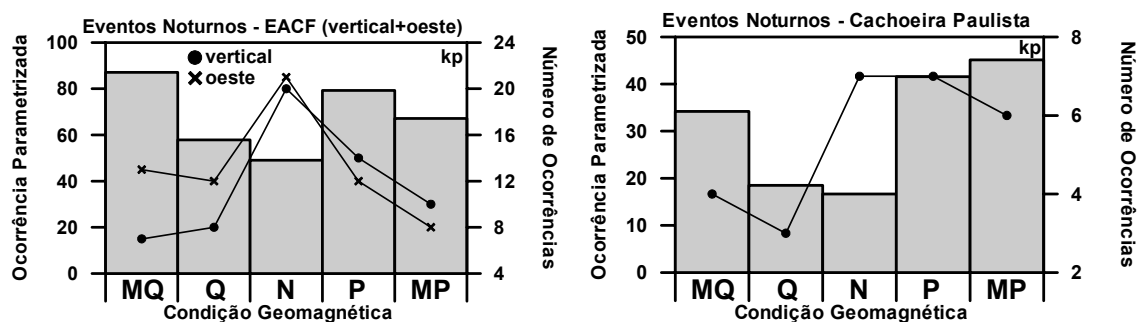


FIGURA 4.11 - Distribuição de ocorrência de eventos noturnos para diferentes faixas de índices Kp.

Avaliando-se a resposta em ocorrências de eventos noturnos de precipitação de elétrons, através da análise da atividade geomagnética, expressa pelo índice planetário Kp, é possível identificar uma simetria na resposta das duas localidades em discussão. Constata-se, através da demonstração parametrizada, que em ambas as estações há uma ocorrência significativa de eventos de precipitação de elétrons durante as condições consideradas muito quietas (Figura 4.11), com um declínio gradual até a condição geomagnética considerada normal. Durante períodos classificados como perturbados e muito perturbados verifica-se uma taxa de ocorrência parametrizada maior do que as encontradas durante o período considerado muito quieto para os registros de Cachoeira Paulista, e um considerável aumento do mesmo parâmetro em relação às condições consideradas normais para a região da EACF.

A facilidade de ocorrências de eventos durante o período noturno na região de Cachoeira Paulista (AMAS) durante condições geomagneticamente perturbadas pode ser explicada pelo aumento do fluxo de elétrons precipitantes compreendidos na faixa de 0,2 e 26,1 keV, os quais ionizam principalmente a

região E. Tais considerações corroboram com as observações de Vampola e Gorney (1983), que através de registros de satélite (S3-2), calcularam espectros de precipitação de elétrons compreendidos na faixa de 36 e 317 keV, os quais através de seu fluxo total poderiam ionizar a região da baixa ionosfera em uma ordem de grandeza a mais se comparada à ionização produzida pela radiação H Lyman- $\alpha$  noturna, por exemplo. O considerável número de ocorrências de eventos noturnos durante condições geomagnéticas calmas e normais ainda é um assunto cercado de incertezas, principalmente no que concerne à dinâmica do cinturão de radiação interno e aos processos de precipitação de elétrons energéticos na região da AMAS (Pinto e Gonzalez, 1989). Tal fato sugere diferentes processos físicos de precipitação de elétrons, os quais poderiam elucidar um pouco mais esta questão.

O aumento de eventos noturnos na região da EACF durante os períodos perturbados e muito perturbados pode estar associado à direção das componentes  $B_y$  e  $B_z$  do campo magnético interplanetário. Durante os períodos considerados perturbados ( $3^+ \leq K_p < 4^+$ ) a ocorrência de IMF apontado para a direção sul é aproximadamente duas vezes maior do que para o norte, na faixa de intensidade de 0 à 8 nT, fato que propicia a penetração de partículas através dos processos de reconexão do campo magnético solar-terrestre. Entretanto para intensidades maiores que 8nT, a ocorrência da componente  $B_z$  apontada para o norte torna-se maior, o que sugere a velocidade do vento solar também como uma fonte moduladora de elétrons precipitantes nas regiões de alta latitude (Brautigam et al., 1991).

Durante os períodos considerados muito perturbados ( $4^+ \leq K_p \leq 9^0$ ) a componente  $B_z$  é predominantemente voltada para o sul (independente de sua intensidade), justificando a maior ocorrência de eventos durante estes períodos. Não foi encontrada nenhuma explicação para o grande número de ocorrências de eventos noturnos durante os períodos considerados muito quietos.

## 4.2 – Ondas de Gravidade Detectadas pelos Riômetros

Perturbações ionosféricas oscilatórias com características propagantes têm sido observadas desde a década de 1940. As primeiras tentativas de explicação deste fenômeno através de um formalismo matemático foram dadas por Martyn (1950) em termos de ondas celulares. A partir de 1960, uma série de pesquisas, tanto teóricas quanto experimentais, permitiu estabelecer que estas perturbações eram causadas por ondas de gravidade, as quais se propagavam na atmosfera neutra por longas distâncias, e que afetavam a ionosfera nela embebida (Borba, 1993).

Utilizar-se-á neste trabalho a definição de ondas de gravidade citada por Borba (1993), onde tais perturbações são descritas como oscilações que ocorrem na atmosfera neutra devido às diferenças de pressão geradas por aquecimentos anisotrópicos da atmosfera neutra e pela força da gravidade. Essas oscilações, com diversas escalas de comprimento de onda e período, são geradas principalmente na baixa e média atmosfera, podendo se propagar para a termosfera com amplitudes crescentes com a altitude.

Estudos de registros microbarográficos mostram que existe forte correlação entre oscilações quase-senoidais da pressão atmosférica e perturbações periódicas ionosféricas (Bowman e Sherstha, 1966 – citado por Borba, 1993). Deste modo, segundo Abdu et al.(1994), distúrbios ionosféricos propagantes (*TIDs* – Travelling Ionospheric Disturbances) e ondas de gravidade podem ser tratados como sinônimos. Esta afirmação só é válida para o estudo comportamental (como onda) deste fenômeno, visto que os TIDs não se propagam, ou seja, são uma resposta (assinatura) ionosférica às perturbações da atmosfera neutra ao qual o plasma está embebido.

Por serem um fenômeno típico da atmosfera neutra, várias atribuições quanto à fonte de sua origem são propostas, entre elas: tempestades atmosféricas

(Taylor e Hapgood, 1988), eclipses solares (Davis e Da Rosa, 1967), tremores de terra (Wolcott et al., 1984), erupções vulcânicas (Liu e Klostermeyer, 1982), explosões nucleares (Hines, 1967), o eletrojato equatorial, a anomalia equatorial do Atlântico Sul (Crowley et al., 1987; Beggs e Butcher, 1989) e o aquecimento Joule da alta atmosfera das regiões aurorais (todos citados por Borba, 1993). Este último é ocasionado pela deposição de energia e momentum na atmosfera superior, a partir da magnetosfera, através da precipitação de partículas e arrasto iônico. Os prótons e elétrons que se precipitam na região auroral, durante as tempestades magnéticas, por exemplo, colidem com a atmosfera neutra depositando energia (na forma de calor) diretamente no gás neutro, com uma taxa 5 a 10 vezes maior do que em períodos calmos, ocasionando desta forma uma expansão repentina local, a qual origina uma onda de gravidade que se propaga geralmente dos pólos em direção ao equador (este fenômeno geralmente dá origem aos TIDs de larga escala).

A partir das informações apresentadas nos parágrafos introdutórios desta seção pode-se dizer que a parte inferior da ionosfera está continuamente interagindo com fenômenos de oscilação atmosférica as quais podem se transformar em TIDs ou não. A seguir são apresentados os métodos de detecção e seleção de TIDs, precedido de uma breve explanação sobre a resposta da baixa ionosfera a estas oscilações.

#### **4.2.1 – Resposta da Ionosfera a Passagem de Ondas de Gravidade**

Este trabalho não é especificamente voltado à análise e discussão de ondas de gravidade, e sim a uma análise comparativa do comportamento da variação de ionização da baixa ionosfera no setor sul-americano. Deste modo um formalismo matemático mais profundo não é aplicado a esta seção. A seguir serão discutidas algumas respostas da ionosfera atribuídas à passagem de TIDs.

TIDs são perturbações que ocorrem na ionosfera causadas pela passagem de ondas de gravidade as quais possuem características propagantes, ou seja, é a resposta do meio ionizado embebido no gás neutro o qual está sujeito às oscilações causadas pela passagem de uma onda de gravidade. A ação exercida por uma onda de gravidade sobre a atmosfera neutra é transportada para a ionosfera através do arrasto iônico, visto que, o movimento dos íons está acoplado ao campo de ventos da atmosfera neutra.

Ao se propagarem na ionosfera, as ondas de gravidade afetam a velocidade do plasma ionosférico, temperatura (iônica, eletrônica e do gás neutro), densidade e pressão (Clark, 1970 – citado por Borba, 1993). Portanto, devido ao grande espectro de interação entre o TID e o meio em que se propaga, várias técnicas e assinaturas das mesmas podem ser utilizadas para a detecção destas anomalias oscilatórias.

A resposta característica da passagem de uma onda de gravidade pela ionosfera nos dados de riômetros (instrumentação predominantemente utilizada nesta Tese) apresenta-se como oscilações na variação da absorção do ruído cósmico registrado. A variação da absorção do ruído cósmico, por sua vez, é proporcional à variação do produto escalar entre a densidade eletrônica e a frequência de colisões do meio. Assim sendo, presume-se que os TIDs, para serem detectados por este tipo de instrumento, devem perturbar o plasma imerso na região que está sendo observada. Em condições ionosféricas consideradas normais, 90 % da absorção do ruído cósmico a uma frequência de 30MHz ocorre em altitudes de aproximadamente  $80 \pm 10$  km (valor obtido através de simulação computacional). Deste modo, pequenas oscilações propagantes nesta região são mais facilmente detectadas do que em outras altitudes, independentemente de sua amplitude. Uma parte significativa da absorção ionosférica do ruído cósmico poderá ocorrer na camada F da ionosfera quando a densidade eletrônica desta camada aumentar.



As perturbações sentidas pela baixa ionosfera (variações da densidade eletrônica) podem ser atribuídas a variáveis distintas. Deste modo far-se-ão aqui algumas suposições atreladas à passagem de uma onda de gravidade pela região ionosférica e à resposta da mesma a estas perturbações.

A baixa ionosfera é predominantemente regida pelo balanço químico entre os íons positivos e negativos imersos na atmosfera neutra. O balanceamento químico está diretamente relacionado à densidade do meio pela concentração molecular e atômica dos seus constituintes. Deste modo, as variações de densidade causadas pela passagem de uma onda de gravidade acarretariam em uma imediata variação da densidade eletrônica-iônica.

A dependência da concentração eletrônica da baixa ionosfera com a densidade da atmosfera neutra também pode ser associada às taxas de produção de fotoionização e fotoabsorção. Tal afirmação é baseada pela simples análise destes processos físicos.

Sabendo-se que a taxa de produção iônica por fotoionização de um determinado íon é dada por  $q_j = n_j \sigma_i^j \phi_\infty(\lambda) e^{-\tau}$  e supondo-se que a seção transversal de fotoionização ( $\sigma_i^j$ ) e o fluxo de radiação ( $\phi_\infty(\lambda)$ ) sejam constantes, é evidente a susceptibilidade direta deste processo com as variações de concentração do constituinte ( $n_j$ ). Um complemento a esta variação da densidade eletrônica associada à densidade do meio também é relacionado ao cálculo da profundidade óptica ( $\tau$ ), a qual é diretamente proporcional às variações aqui discutidas por  $\tau_j = \sum n_j H_j \sigma_a^j \sec \chi$ . Ou seja, considerando-se um sistema estacionário e isotérmico, onde a altura de escala do constituinte ( $H_j$ ) possa ser considerada constante em uma determinada altitude em função do tempo, e da mesma forma a seção transversal de fotoabsorção ( $\sigma_a^j$ ), a profundidade óptica torna-se diretamente proporcional às

variações de concentração do constituinte  $i$  ocasionadas pela passagem de uma onda de gravidade.

Referindo-se ainda às considerações de variações de densidade da atmosfera neutra na região da baixa ionosfera, as ondas de gravidade afetam a interação entre o fluxo incidente de partículas energéticas (raios cósmicos solares e galácticos – Apêndice C) e a sua deposição e interação com a atmosfera neutra, atribuindo deste modo a conseqüente variação na taxa de ionização pela precipitação de partículas. Partindo da equação simplificada dada por Velinov (1968), a qual descreve a taxa de produção de pares de íons para a baixa ionosfera pelos raios cósmicos por  $q(h, \lambda_m) = q_0(\lambda_m)\rho(h)\rho_0^{-1}$  (onde  $q_0(\lambda_m)$  é a produção eletrônica normalizada para uma certa região atmosférica localizada na latitude  $(\lambda_m)$ ,  $\rho(h)$  a densidade atmosférica em uma determinada altitude  $(h)$  e  $\rho_0$  a densidade atmosférica ao nível do mar) é possível notar a importância do termo relacionado à densidade atmosférica na produção de pares de íons por raios cósmicos, e deste modo, estar suscetível à interferência causada pela passagem de uma onda de gravidade.

A temperatura atua na variação da absorção do ruído cósmico como um catalisador nas taxas de produção e perda iônica da baixa ionosfera. Muitas reações químicas de produção e perda iônica tornam-se mais rápidas com o aumento de temperatura, por exemplo (processo inverso, menor temperatura - reação mais lenta, também é válido). Portanto, concluí-se que as variações de temperatura ocasionadas pela passagem de um TID têm grande influência nos processos químicos da baixa ionosfera.

#### 4.2.2 – Detecção e Análise dos TIDs

Procurou-se registros de riômetros, classificados como TIDs, que apresentassem porções de oscilações menores que 12 horas. Esta seleção foi executada visualmente pelo autor deste trabalho obtendo a taxa amostral apresentada na Tabela 4.2. Note que há uma variação de ocorrência deste fenômeno para as distintas estações. Esta discrepância é apenas atribuída à disponibilidade de registros considerados bons para esta análise.

TABELA 4.2 – Número de registros de riômetro classificados como sendo TIDs.

Ano	EACF antena vertical	EACF antena oeste	C. Paulista antena vertical	Gaspar antena vertical
1989	3	5	9	1
1990	4	5	3	4
1991	1	6	0	1
1992	7	9	2	0
1993	7	6	4	1
1994	0	3	2	2
1995	3	2	0	0
1996	1	8	6	0
<b>total</b>	<b>26</b>	<b>44</b>	<b>26</b>	<b>9</b>

Os registros selecionados foram submetidos a uma análise espectral empregando-se a técnica de Análise de Fourier para Séries Finitas (Jenkins e Watts, 1968). Como exemplo deste procedimento, a partir do registro do riômetro de Cachoeira Paulista do dia 22 de fevereiro de 1996 (painel a da Figura 4.12), utilizou-se o mesmo processo aplicado nas análises de eventos descritos na seção anterior. Ou seja, para a análise dos TIDs empregou-se a técnica do cálculo da absorção relativa, na qual estipula-se como curva de referência para o cálculo da absorção relativa a curva criada a partir de uma função pré-estabelecida a qual cruza, por interpolação, os horários inicial e final do período selecionado (painel a da Figura 4.12). A partir desta técnica obtém-se a absorção relativa da perturbação oscilatória (painel a da Figura 4.12). A perturbação oscilatória é então submetida a uma análise espectral, que tem o objetivo de encontrar os períodos dominantes de cada distúrbio selecionado. Para tal, através da análise do espectro de potência resultante desta interação

(painel *b* da Figura 4.12), selecionam-se os 4 harmônicos de maiores potências, e estes por sua vez são ordenados do maior para o menor período. Deste modo obtém-se os períodos dominantes da onda. No painel *c* da Figura 4.12 são apresentadas as curvas criadas com os parâmetros associados aos harmônicos selecionados e a somatória das mesmas. Note que a somatória das curvas criadas por este processo descreve de maneira bem próxima o comportamento da curva original do distúrbio, validando, deste modo, o processo escolhido.

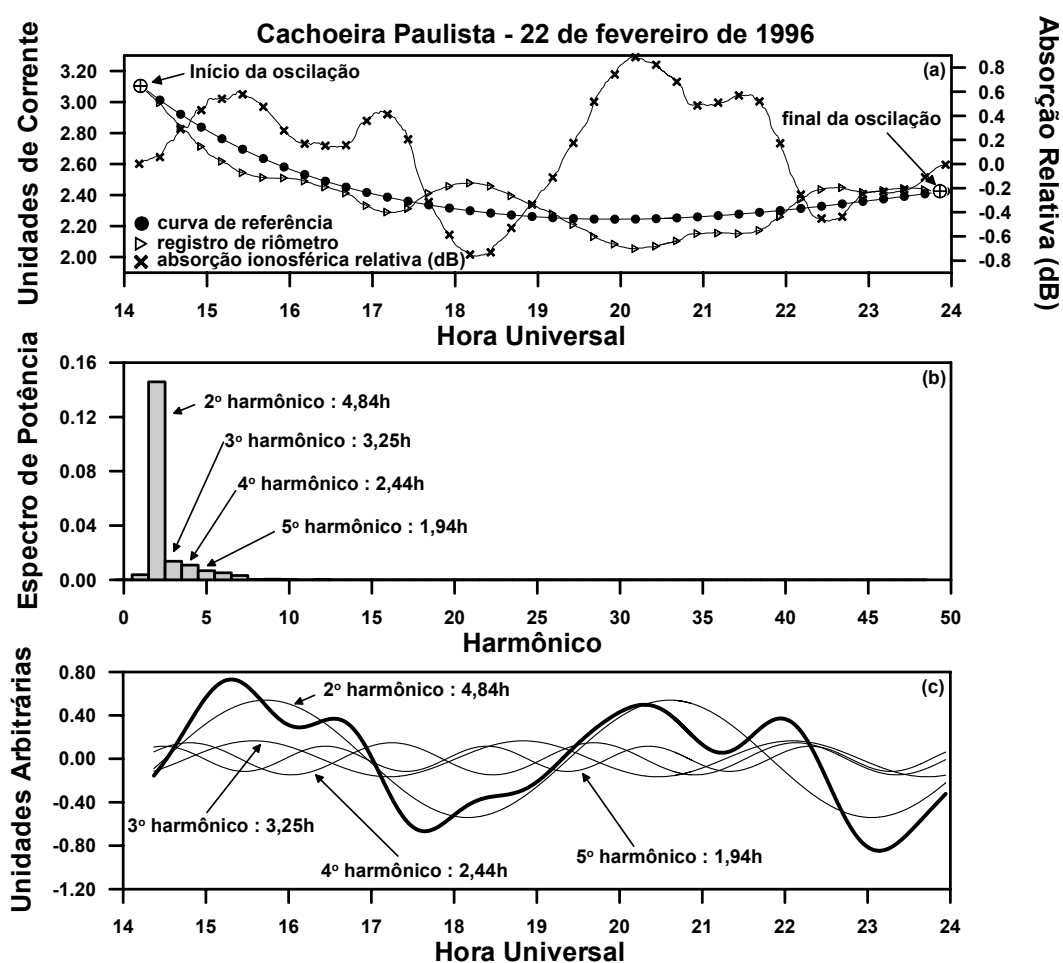


FIGURA 4.12 – Exemplo de seleção dos períodos mais expressivos contidos nos eventos oscilatórios analisados.

### 4.2.3 - Análises dos Períodos dos TIDs

Antes de iniciar as análises pertinentes aos períodos dos TIDs, faz-se necessária a prévia classificação das oscilações aqui selecionadas. Os TIDs podem ser classificados em três categorias quanto ao período de propagação. Neste trabalho utilizar-se-á como período dominante o maior período selecionado dos 4 melhores harmônicos obtidos, conforme descritos no parágrafo anterior. Assim sendo as ondas de gravidade ou distúrbios ionosféricos podem ser classificados como:

- larga escala - oscilações com períodos compreendidos entre 2 a aproximadamente 5 horas. Geralmente apresentam poucos ciclos e possuem um comprimento de onda de algumas centenas de quilômetros, com velocidade horizontal (em relação à superfície terrestre) entre  $300\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  e  $100\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  (Gossard e Hooke, 1975 – citado por Borba, 1993);
- média escala – são oscilações com períodos compreendidos entre 15 minutos e duas horas, com comprimento de onda de algumas dezenas de quilômetros e velocidade horizontal variando de  $\approx 150\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$  a  $\approx 400\text{m}\cdot\text{s}^{-1}$ , e;
- pequena escala – neste trabalho as ondas de pequena escala são definidas como sendo aquelas superpostas às ondas de média e grande escala, podendo estas ondas terem períodos semelhantes às ondas de média e grande escala, atribuídas nas definições anteriores.

A Figura 4.13 apresenta a distribuição percentual de ocorrência dos períodos encontrados nos TIDs selecionados até o 4º harmônico mais relevante. O período dominante da onda nesta figura é denominado de 1º harmônico sendo os demais períodos da onda os 2º, 3º e 4º harmônicos. Note que estes últimos são, pela definição apresentada anteriormente, ondas de pequena escala. Ainda nesta figura é apresentado o domínio do período predominante nos

quatro painéis superiores (1º harmônico) pelas curvas contínuas mais grossas.

A ocorrência de ondas de gravidade de larga escala na região de baixa latitude (Cachoeira Paulista - Figura 4.13) está concordante com as considerações de Abdu et al. (1981) e Abdu e Rai (1975). Entretanto as observações dos trabalhos citados são para TIDs passando pela camada F da ionosfera, o que sugere que parte dos registros de TIDs obtidos sobre tal fenômeno neste trabalho sejam de regiões ionosféricas mais altas. A mesma consideração, baseada na mesma figura, não poder ser atribuída aos resultados obtidos através dos registros de Gaspar. Em virtude da baixa quantidade e qualidade dos dados daquela estação, os resultados não podem ser considerados conclusivos. Tal afirmação pode ser corroborada pela análise da Figura 2.14, a qual apresenta em seus painéis a média mensal do período dos TIDs analisados, onde nota-se que os períodos que poderiam apresentar ondas de gravidade de larga escala em Gaspar, se comparados com o mesmo período de Cachoeira Paulista, encontram-se sem dados (meses de abril, maio, junho, agosto e setembro), o que justifica a predominância contrária da ocorrência de ondas de gravidade de média escala em Gaspar.

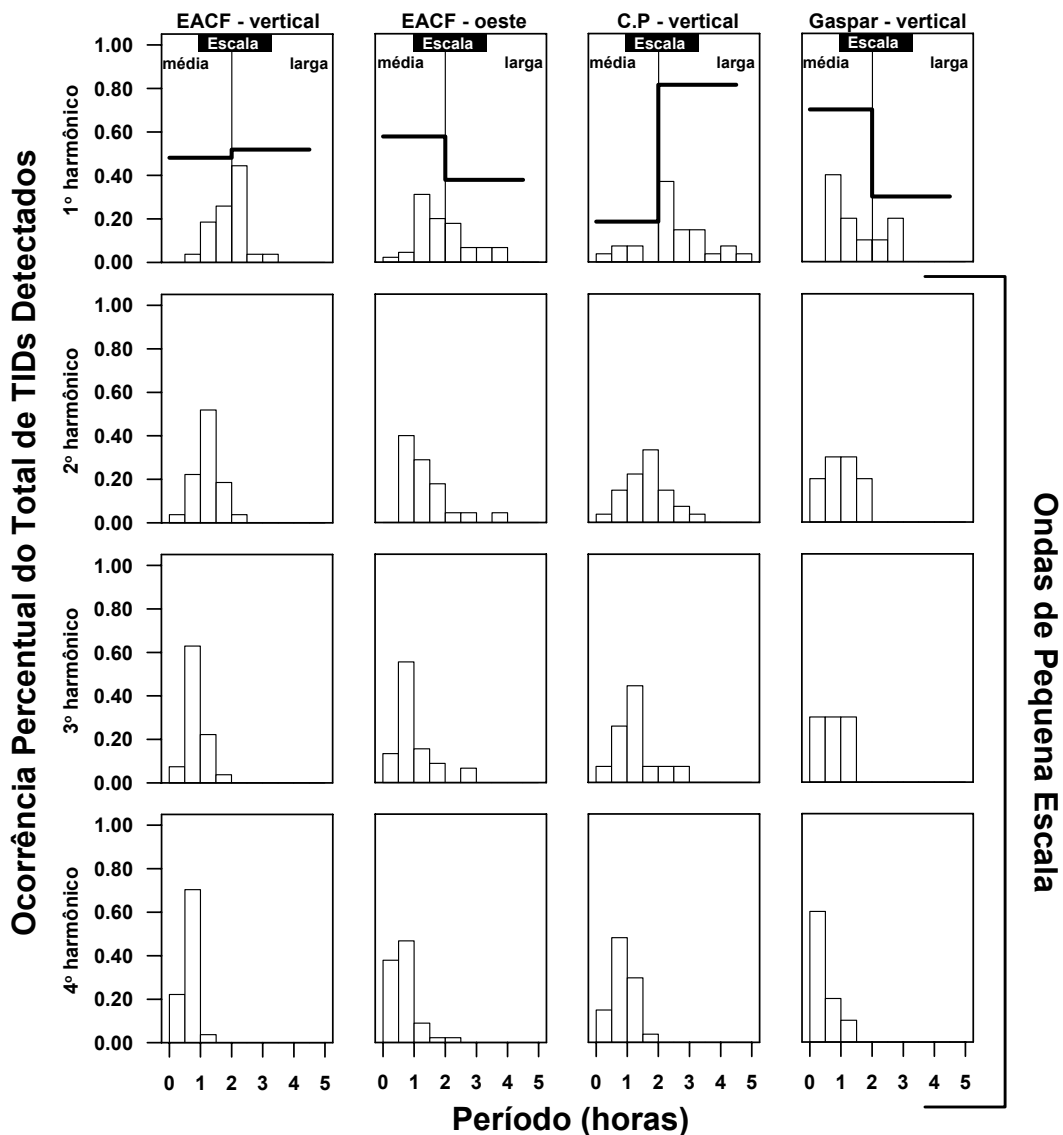


FIGURA 4.13 – Distribuição percentual de ocorrência dos períodos encontrados nos TIDs selecionados até o 4<sup>o</sup> harmônico mais relevante.

A Figura 4.14 mostra a ocorrência individual de cada TID registrado em função da somatória diária dos respectivos índices Kp. Para se obter uma melhor amostragem, nesta discussão somou-se os registros de Cachoeira Paulista e Gaspar (devido à proximidade de suas localidades) e os registros das antenas vertical e oeste da EACF. Em ambos os casos são apresentadas as melhores aproximações lineares dos eventos relacionados. Os registros da EACF

apresentam uma leve tendência de aumento do período das TIDs com o aumento da atividade geomagnética. Entretanto, torna-se leviana qualquer afirmação a respeito da variabilidade da condição geomagnética e os períodos registrados. Os dados da região da AMAS mostram um aumento gradual dos períodos registrados com o aumento da atividade geomagnética, ou seja, quanto mais ativa a condição geomagnética mais propenso a aparição de TIDs de maiores períodos.

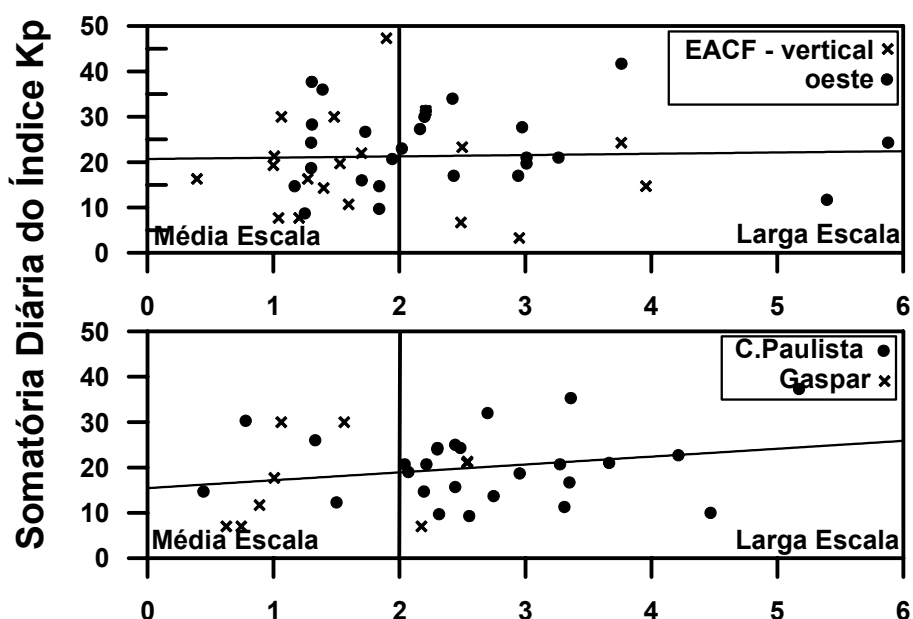


FIGURA 4.14 - Períodos dos TIDs registradas em função das respectivas médias diárias dos índices Kp.

Os registros de períodos apresentados na Figura 4.14, para ambas as localidades, são contrários às afirmações de Titheridge (1971 - citado por Borba, 1993), o qual através de observações experimentais concluíram que a condição geomagnética mínima necessária para a ocorrência de TIDs de larga escala é para Kp maior que 5. Entretanto, estes registros aproximam-se mais das afirmações de Testud (1970), que diz ser necessário uma condição geomagnética expressa pela somatória diária dos índices Kp maior que 16 (16 dos 19 TIDs de larga escala registrados encontram-se acima da somatória



diária de Kp de 16 na EACF, enquanto que na região da AMAS esta proporção está de 16 TIDs de larga escala para 6 de média escala).

Finalizando-se esta seção, através dos dados apresentados e discutidos, concluí-se que os períodos dos TIDs registrados são concordantes em algumas situações, com o que é apresentado na literatura direcionada ao assunto. Muitas das discordâncias com as publicações existentes podem estar relacionadas à má distribuição amostral dos dados em questão e com a região ionosférica com que o TID interagiu (alta ou baixa ionosfera). Não se identificou nenhuma similaridade entre os períodos dos TIDs registrados e a sazonalidade dos registros associados a média mensal da somatória diária dos índices Kp.



## CAPÍTULO 5

### **SIMULAÇÃO COMPUTACIONAL DA RESPOSTA DA BAIXA IONOSFERA À PRECIPITAÇÃO DE ELÉTRONS**

Este Capítulo apresenta simulações de precipitação de elétrons registrados por riômetros na região sub-auroral (EACF) e na região da Anomalia Magnética do Atlântico Sul (Cachoeira Paulista). Os detalhes do modelo numérico computacional desenvolvido para realizar estes cálculos são apresentados no Apêndice E.

Os processos físicos simulados compreendem a fotoionização noturna e diurna, a ionização por precipitação de elétrons de diferentes energias e a absorção ionosférica do ruído cósmico na frequência de 30MHz (Equação 1.25, Capítulo 1). O balanceamento químico simulado resolve a equação da continuidade de 24 íons positivos (Figura 1.7) e 10 íons negativos (aqueles da Figura 1.4 mais os íons  $O^-$ ,  $OH^-$  e  $HCO_3^-$ ).

#### **5.1 - Descrição dos Eventos Selecionados**

Para a simulação computacional da resposta da baixa ionosfera à precipitação de elétrons, foram escolhidos quatro eventos deste fenômeno, sendo dois registrados pelo riômetro conectado à antena vertical da EACF e dois outros de Cachoeira Paulista (Figura 5.1). As condições geomagnética e solar dos períodos em que estes eventos foram registrados são apresentadas na tabela 5.1, através da somatória diária do índice Kp e da média entre o fluxo solar do dia e a média de 81 dias do mesmo (equivalente a três ciclos de Bartel). O critério utilizado na seleção destes eventos levou em consideração apenas a amplitude de seus registros (foram escolhidas as variações de absorção ionosférica relativa mais significativas). Foram selecionados apenas eventos

ocorridos durante a noite, no intuito de minimizar a contribuição da fotoionização de origem solar.

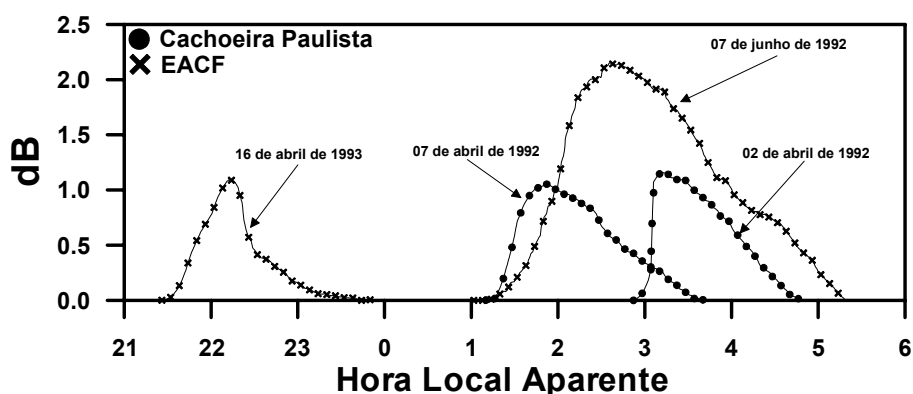


FIGURA 5.1 - Eventos de precipitação de elétrons selecionados para simulação computacional.

TABELA 5.1 - Condições da atividade geomagnética e solar dos períodos dos eventos selecionados.

Estação	Data	$\Sigma Kp$	$(F_{10,7} + F_{10,7_{81}})/2$
EACF	07/06/1992	17 <sup>0</sup>	132,0
EACF	16/04/1993	23 <sup>-</sup>	119,3
C.Paulista	02/04/1992	13 <sup>0</sup>	167,2
C.Paulista	07/04/1992	26 <sup>0</sup>	158,8

Para a execução destas simulações foram necessárias algumas análises prévias, para uma melhor compreensão da resposta da baixa ionosfera ao fenômeno abordado. Os resultados apresentados nas seções 5.1 e 5.2 deste capítulo são frutos de simulações aplicadas para a região da AMAS, durante o período noturno e para condições geomagnéticas definidas como normais (Apêndice A).

## 5.2 - Resposta da Baixa Ionosfera ao Espectro do Fluxo de Elétrons Precipitantes

O espectro do fluxo de elétrons precipitantes tem um papel muito importante na distribuição em altitude da produção de pares de íons na baixa ionosfera, ou ainda, da distribuição da deposição de energia destes ao longo de seu caminho de penetração pela atmosfera neutra.

O espectro aqui adotado no cálculo da produção total de pares de íons é o baseado no formato obtido através de observações de satélites na região da AMAS (Mann et al., 1963 – citado por batista, 1975), o qual é expresso por (Equação 5.1):

$$J = J_0 e^{(-E/E_0)} \quad (5.1)$$

sendo  $J_0$  o fluxo total de elétrons no topo da atmosfera,  $E_0$  a energia característica,  $E$  a energia dos elétrons e  $J$  o fluxo de elétrons com a mesma energia  $E$ . De fato, neste trabalho, será utilizada apenas a função analítica deste espectro, suas variáveis serão obtidas e discutidas no decorrer do mesmo.

A energia característica empregada no cálculo do espectro do fluxo de elétrons precipitados na baixa ionosfera controla a altura do pico de produção de pares de íons. Quanto maior a energia característica empregada mais baixa será a altitude do pico de produção de pares de íons. Este efeito pode ser visto na Figura 5.2, que mostra a distribuição vertical de pares de íons formados para um mesmo fluxo total ( $J$ ), com diferentes energias característica. Note também nesta figura, que para um mesmo  $J$ , o número de pares de íons produzidos aumenta quase que exponencialmente com o aumento linear da energia característica. Nota: As simulações apresentadas na Figura 5.2 foram executadas com um fluxo total de  $100 \text{ elétrons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ .

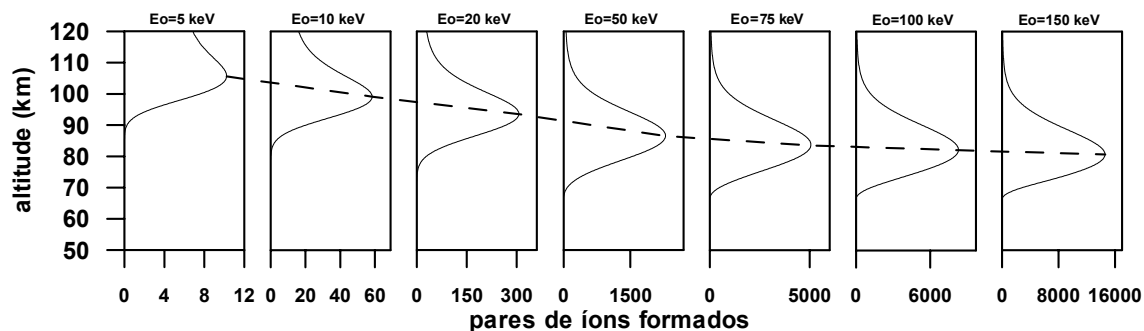


FIGURA 5.2 - Simulação de pares de íons formados devido à precipitação de elétrons na baixa ionosfera para diferentes valores de energia característica.

O comportamento descrito no parágrafo anterior está associado à distribuição do número de elétrons de mesma energia no espectro total de precipitação, ou seja, a taxa de produção por unidade de volume, por fluxo unitário de elétrons incidentes para diferentes valores de energia inicial é a mesma (painel de índice  $b$  da Figura 5.3), independentemente da sua energia característica, enquanto que a proporcionalidade de elétrons de mesma energia em um fluxo total  $J$  (painel  $e$  da Figura 5.3) é regida pela energia característica adotada. Deste modo, a produção de pares de íons para um fluxo de elétrons de mesma energia é o produto deste fluxo pela taxa de produção associada à energia do mesmo (Figura 5.3, painéis  $b$ ,  $c$  e  $d$ , linhas mais estreitas). Por fim, a produção total de pares de íons em uma determinada altitude é a integral do produto descrito anteriormente do espectro adotado (Figura 5.3, painéis  $b$ ,  $c$  e  $d$ , linhas mais espessas).

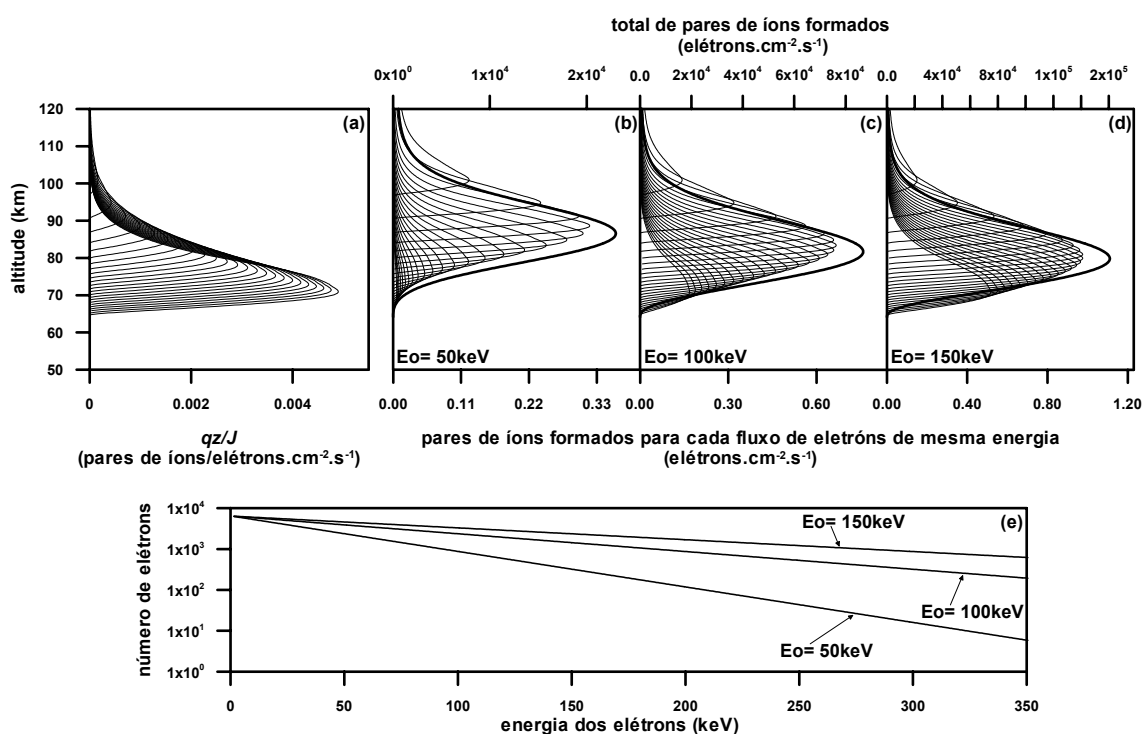


FIGURA 5.3 - (a) Taxa de produção por unidade de volume, por fluxo unitário de elétrons incidentes para diferentes valores de energia inicial; (b), (c) e (d) pares de íons formados pela precipitação de elétrons; (e) espectros de precipitação de elétrons para diferentes energias características.

Outra variável que influencia a altura do pico máximo de produção de pares de íons é o intervalo adotado no espectro do fluxo de elétrons. Elétrons com maiores energias conseguem avançar mais na atmosfera neutra, possuindo deste modo a condição de alcançar altitudes bem menores de precipitação. Esta propriedade pode ser constatada no painel a da Figura 5.3, onde a taxa de produção por unidade de volume, por fluxo unitário de elétrons incidentes além de fornecer a taxa de produção por faixa de energia dos elétrons, fornece também a altitude mínima de alcance de elétrons de diferentes energias.

O painel a da Figura 5.4 mostra variações da energia característica e as diferentes altitudes dos picos de produção de pares de íons para diferentes

intervalos (de 202 keV a 702keV com passos de 100 keV), todos com o mesmo fluxo total de elétrons. Concluí-se, a partir desta figura, que quanto maior o intervalo do espectro do fluxo de elétrons, maior será a altitude do pico de produção de pares de íons para uma mesma energia característica. Esta última consideração não é válida para energias característica menores que 40keV, para as quais os picos de produção de pares de íons praticamente não se alteram, independentemente do range do espectro de precipitação de elétrons.

A resposta quantitativa da produção de pares de íons pela mesma interação apresentada no parágrafo anterior é apresentada no painel *b* da Figura 5.4. Tal comportamento sugere que quanto maior o intervalo do espectro de precipitação de elétrons, para um mesmo fluxo total, maior a produção de pares de íons para uma mesma energia característica. Tal consideração também só é aplicada para espectros de precipitação de elétrons cuja energia característica seja maior ou igual a 40keV. Nota: Os cálculos apresentados na Figura 5.4 foram feitos para a região de Cachoeira Paulista para o período noturno, com um mesmo fluxo total de elétrons ( $10 \text{ elétrons.cm}^{-2}.\text{s}^{-1}$ ).



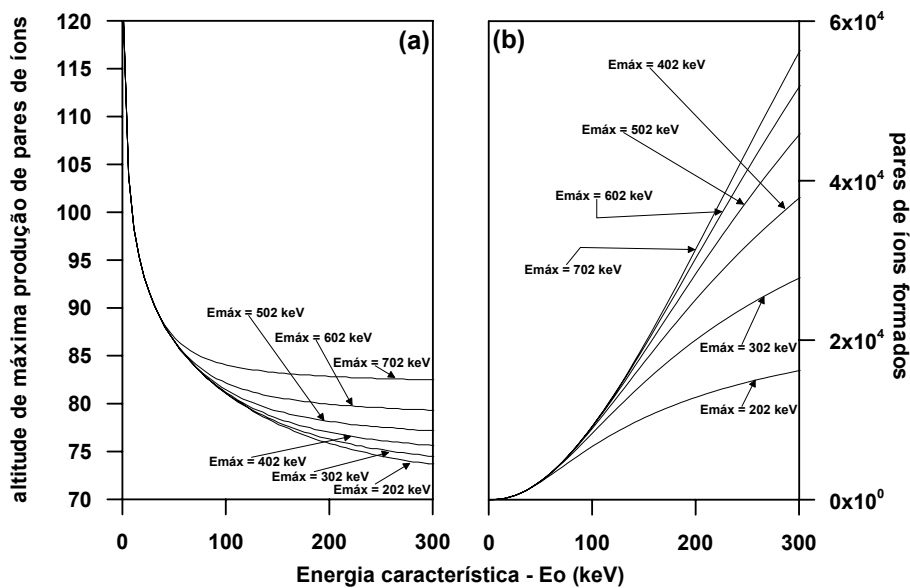


FIGURA 5.4 - (a) altitude máxima de produção de pares de íons *versus* energia característica do espectro de precipitação de elétrons para diferentes intervalos de energia e, (b) pares de íons formados *versus* energia característica do espectro de precipitação de elétrons para diferentes intervalos de energia.

### 5.3 - Resposta da Baixa Ionosfera à Intensidade do Fluxo de Elétrons Precipitantes

Na seção anterior foi apresentada uma breve discussão da resposta da baixa ionosfera ao "formato" do espectro do fluxo de elétrons incidentes. Nesta seção será abordada a variação da intensidade destes fluxos, associada a vários perfis de diferentes energias características, e as possíveis respostas da baixa ionosfera na forma de variações da absorção ionosférica do ruído cósmico, altitude dos picos de maior absorção e comportamento da ionização causada por estas diferentes intensidades de fluxos.

Para a atual análise fixaram-se os valores de energia dos elétrons incidentes de 350 keV e 1keV como limites máximo e mínimo do intervalo de energia dos espectros utilizados, respectivamente. As energias características aplicadas a

esta análise foram delimitadas entre 40 e 200 keV. Um fator de dois foi empregado nas variações de passo da intensidade do fluxo total, inicializado com uma intensidade de  $1.10^2$  e finalizado em  $1.10^{7,71}$  elétrons.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>. Os resultados iniciais destas interações são apresentados nos painéis da Figura 5.5.

A resposta do pico (máximo) da absorção ionosférica do ruído cósmico às variações da energia característica e do fluxo total é mostrada no painel *b* da Figura 5.5. À medida que a intensidade do fluxo total aumenta a absorção ionosférica máxima também aumenta, independente da energia característica empregada. Fixando a energia característica e avaliando a variação do fluxo total de elétrons incidente, de  $1.10^2$  a  $1.10^5$  elétrons.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, a absorção ionosférica máxima sofre uma mudança de uma ordem de grandeza, aproximadamente, para todas as energias características empregadas, ou seja, uma taxa de 1/3 dB a cada variação de uma ordem de grandeza do fluxo total. Para fluxos maiores que  $1.10^5$  elétrons.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, o valor do pico de absorção ionosférica sofre um aumento a uma taxa de 2/3 dB a cada variação de uma ordem de grandeza do fluxo total, aproximadamente, para todas as energias características empregadas. A absorção ionosférica total (painel *c* da Figura 5.5) apresenta um aumento exponencial proporcional ao fluxo de elétrons incidentes para todas as energias características empregadas, a uma taxa de 2/7 dB a cada variação de uma ordem de grandeza do fluxo total, aproximadamente.

Ao contrário das respostas suaves apresentadas pelos parâmetros de absorção ionosférica (Figuras 5.5.b e 5.5.c), a altitude do pico máximo de absorção ionosférica e a densidade eletrônica nesta mesma região sofreram um abrupto aumento (Figuras 5.5.a e 5.5.d, respectivamente) quando sujeitas a um fluxo entre  $1.10^{3,8}$  e  $1.10^{4,5}$  elétrons.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, aproximadamente. Para uma melhor visualização deste fenômeno os mesmos resultados apresentados na

Figura 5.5 são mostrados na Figura 5.6, porém para somente três valores de energia característica selecionados (50, 100 e 150 keV).

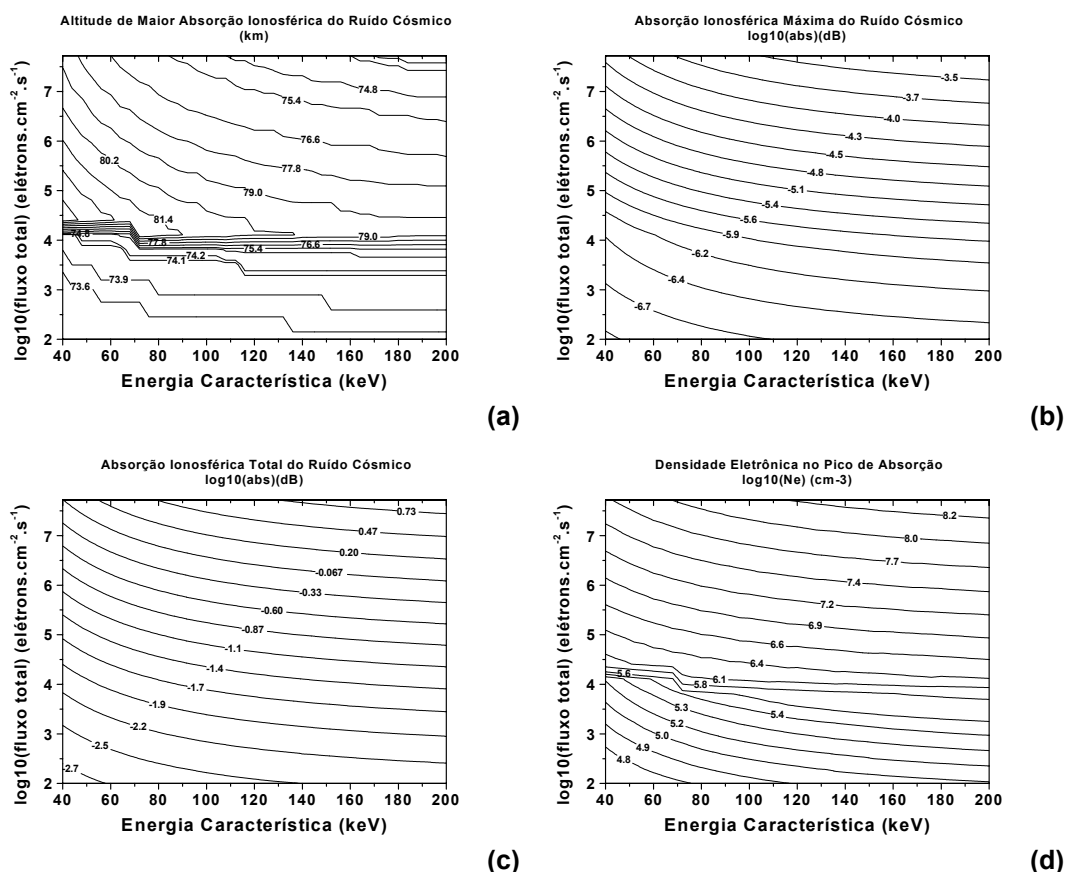


FIGURA 5.5 - Resposta da absorção ionosférica do ruído cósmico ao perfil do espectro de elétrons precipitantes obtidos através de simulações de diferentes energias características *versus* fluxo total de elétrons. (a) altitude do pico máximo da absorção ionosférica; (b) absorção máxima; (c) absorção total entre 50 e 120km e; (d) densidade eletrônica no pico máximo da absorção ionosférica.

Os fenômenos discutidos nos dois últimos parágrafos tornam-se mais visíveis através da simples visualização dos painéis da Figura 5.6. O aumento progressivo dos parâmetros de absorção ionosférica associados ao aumento da intensidade do fluxo total de elétrons incidentes pode ser observado nos painéis *b* e *c* da Figura 5.6. O súbito aumento nos valores simulados da

densidade eletrônica e da altitude do pico de máxima absorção ionosférica, em semelhantes condições, indicam que houve o aparecimento de um novo máximo local no perfil de absorção ionosférica (painéis *a* e *d* da Figura 5.6). A altitude de máxima absorção desloca-se para altitudes menores, após o fluxo total haver transposto este valor crítico, enquanto que a densidade eletrônica continua a crescer sob as mesmas condições.

Avaliando o comportamento da máxima absorção ionosférica e da densidade eletrônica *versus* a altitude do pico de absorção (painel *e* da Figura 5.6), constata-se que em ambos os casos há um ligeiro aumento até uma altitude de aproximadamente 74km. Após este limite há a troca de pico (quanto maior a energia característica utilizada no cálculo do fluxo, menor será a altitude do segundo pico), e o mesmo deriva para altitudes menores, conforme a absorção e a densidade eletrônica aumentam. Isto implica que os picos de absorção ionosférica estão se aproximando, encontrando uma estabilidade aparentemente assintótica em torno de 74km e 77km. Tais considerações podem ser mais facilmente visualizadas na Figura 5.7.

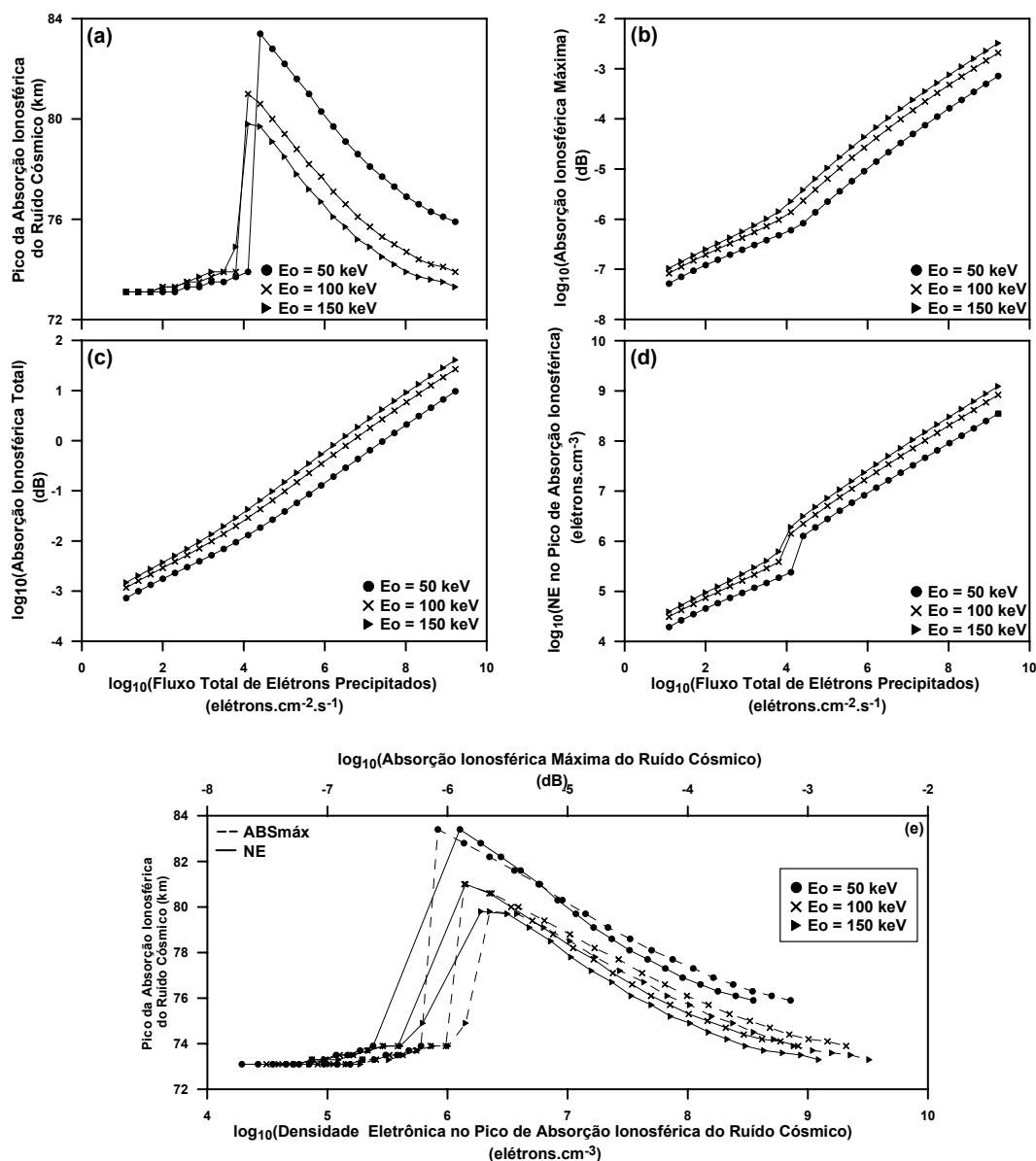


FIGURA 5.6 - (a) Pico da absorção ionosférica do ruído cósmico *versus* o fluxo total de elétrons; (b) Absorção ionosférica máxima *versus* o fluxo total de elétrons; (c) absorção ionosférica total *versus* o fluxo total de elétrons; (d) densidade eletrônica no pico da absorção ionosférica *versus* o fluxo total de elétrons, e; (e) Absorção ionosférica máxima do ruído cósmico e densidade eletrônica no pico da absorção ionosférica *versus* a altitude de máxima absorção ionosférica. Todos os painéis para 3 valores distintos de  $E_0$ .

A Figura 5.7 apresenta nove perfis de densidade eletrônica e nove perfis de absorção ionosférica distribuídos em seis painéis. Estes perfis correspondem a simulações semelhantes às apresentadas nos painéis da Figura 5.6 (mesmos valores de energia característica e o mesmo intervalo). Entretanto, somente três intensidades de fluxo foram selecionadas, correspondendo a um fluxo imediatamente antes do "salto" em altitude do pico de absorção máxima, um intermediário ao mesmo, e um imediatamente após (6400, 12800 e 25600 elétrons.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>, respectivamente).

Nas condições propostas, a variação da densidade eletrônica para as diferentes intensidades do fluxo de elétrons precipitantes diferem-se, em relação ao perfil de menor energia característica apresentada (50keV - Figura 5.7.a.a), por um fator de aproximadamente 1.82 e 2.5, para os espectros de energias características de 100 e 150 keV, respectivamente (Figuras 5.7.b.a e 5.7.c.a).

O perfil de absorção ionosférica do ruído cósmico possui uma resposta mais acentuada às condições a que foram sujeitas, na forma das inflexões de seus picos e em ordem de magnitude. O perfil de absorção ionosférica referente ao espectro modulado pela energia característica de 50 keV (painel *a.b* da Figura 5.7) possui dois picos bem definidos e uma intensidade na absorção máxima de cerca de uma ordem de grandeza a menos quando comparado aos outros dois espectros (painéis *b.b* e *c.b* da Figura 5.7), independente do fluxo total empregado. A inflexão dos perfis de absorção associada às energias características de 100 e 150 keV são bem suaves, esta quase inexistente no fluxo de maior  $E_0$  citada. Tal resposta sugere que quanto maior a energia característica do fluxo de elétrons precipitantes melhor será a distribuição de energia depositada por estes através de seu caminho de penetração, minimizando deste modo o aparecimento de inflexões no perfil de absorção.

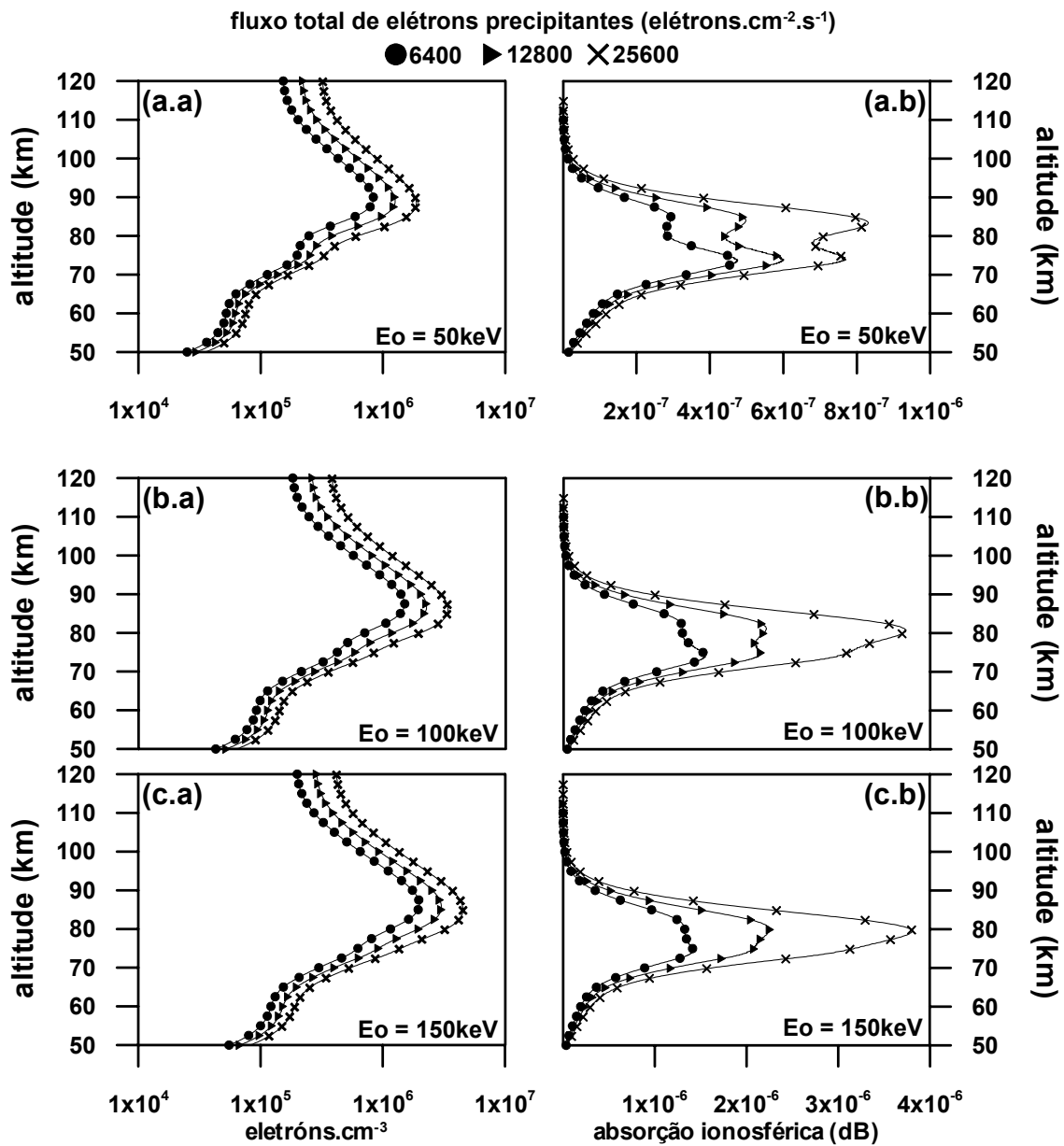


FIGURA 5.7 - Perfis simulados de densidade eletrônica da baixa ionosfera e seus respectivos perfis de absorção ionosférica do ruído cósmico, para diferentes fluxos incidentes de elétrons e diferentes energias características.

#### 5.4 - Seleção das Condições Iniciais para a Simulação de Precipitação de Elétrons na Baixa Ionosfera

Para prosseguir com as simulações propostas neste trabalho, faz-se necessário escolher um fluxo de *background* de elétrons precipitantes, o qual supra as condições mínimas de produção de pares de íons necessárias para se obter a absorção ionosférica média do período em que o evento está inserido. Torna-se também necessário determinar o melhor espectro do fluxo de elétrons precipitantes.

Os eventos de precipitação de elétrons (Figura 5.1) estão na forma de absorção relativa do ruído cósmico, ou seja, a variação da absorção do ruído cósmico relativa é proporcional a um perfil idealizado obtido através da média de dias previamente selecionados (Capítulo 2, Figura 2.10). Este perfil é ajustado ao início e fim de cada evento, conforme a metodologia apresentada no Capítulo 4. Deste modo, para as simulações da absorção ionosférica destes eventos, torna-se necessário determinar o fluxo mínimo de elétrons precipitantes (associado ao formato do espectro escolhido) tal que o mesmo produza um incremento de ionização (em relação a um *background* calmo de fontes solares/noturnas), que associado à frequência de colisões do meio, produza a absorção de *background* desejada.

Para determinar a absorção local média dos períodos nos quais os eventos selecionados estão inseridos, selecionou-se trinta dias seqüenciais adjacentes aos mesmos e aplicou-se a média simples da absorção ionosférica (Figura 5.8), somente para o período noturno. Os valores das médias obtidos deste resultado encontram-se na Figura 5.8, denominados de *medias de ABS*.



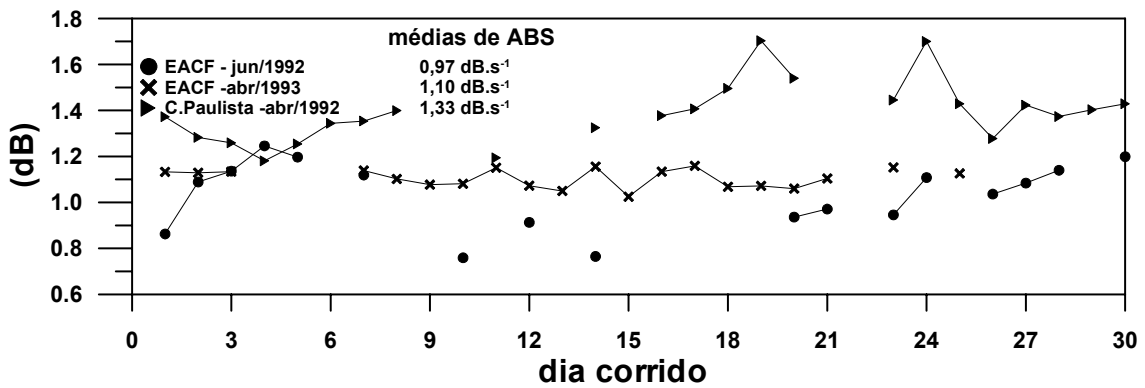


FIGURA 5.8 - Valores obtidos de absorção ionosférica durante o período noturno e suas respectivas médias dos meses de abril e junho de 1992 (EACF e Cachoeira Paulista, respectivamente) e abril de 1993 (EACF).

Adotou-se como fluxo mínimo de elétrons precipitantes necessários para suprir as condições de *background* de ionização da baixa ionosfera (Figura 5.8) os fluxos de elétrons obtidos por Imhof et al. (1984) para diferentes valores de *L* (Figura 5.9). Estes fluxos foram obtidos através da média de todos os fluxos medidos dentro de intervalos de tempo pré-determinados.

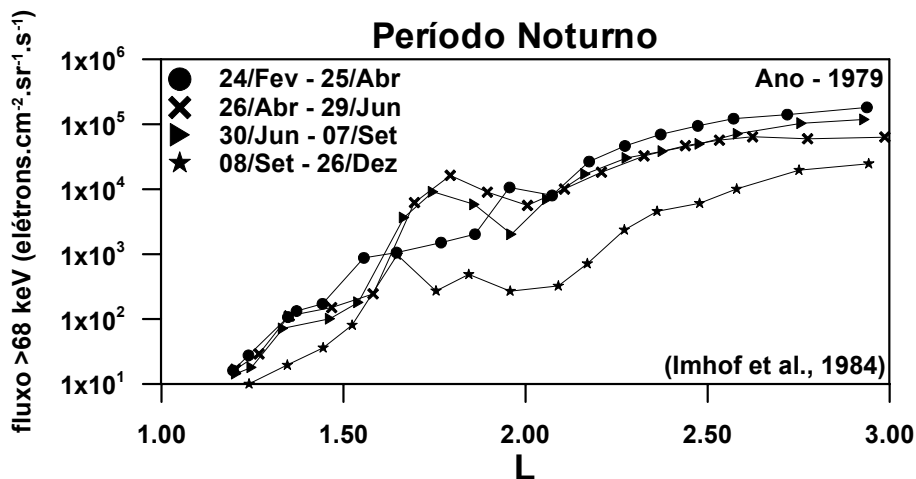


FIGURA 5.9 - Fluxos de elétrons *versus* sua localização (*L*) para quatro períodos diferentes.

FONTE: Modificada de Imhof et al. (1984).

A partir do fluxo de elétrons e da absorção ionosférica de *background* tornou-se possível determinar a forma dos espectros de elétrons precipitantes através de simulações. Estes cálculos foram executados supondo que as fontes ionizantes noturnas sejam o fluxo de ultravioleta geocoronal e interplanetário, a precipitação de raios cósmicos galácticos e a precipitação de elétrons. A cada interação computacional foi necessário calcular um novo fluxo de elétrons, a faixa de 0,5 e 68 keV, adotando como padrão os fornecidos por Imhof et al. (1984). O cálculo aplica uma extrapolação exponencial para determinar o fluxo de elétrons compreendidos na faixa de 0,5 e 68 keV, faixa espectral excluída das médias fornecidas por Imhof et al. (1984). Nota: Os valores dos fluxos fornecidos por Imhof utilizados foram os proporcionais a L igual a 1,12 e 2,27 para as regiões de Cachoeira Paulista e EACF, respectivamente.

O espectro de elétrons precipitantes utilizado nas simulações para a localidade de Cachoeira Paulista é apresentado no início deste Capítulo (Equação 5.1), o qual descreve a distribuição de energia de um fluxo total de elétrons precipitantes através de uma relação exponencial, que tem como referência o termo denominado de energia característica ( $E_0$ ). Baseado nestas informações, simularam-se várias condições espectrais associadas a diferentes energias características cujo produto final expressasse a absorção ionosférica média do período (neste caso 1,33 dB - Figura 5.8). A Figura 5.10 apresenta os fluxos de elétrons precipitantes simulados e os obtidos através das extrapolações exponenciais dos fluxos de Imhof et al. (1984) para diferentes energias características, e suas respectivas altitudes de máxima absorção ionosférica.

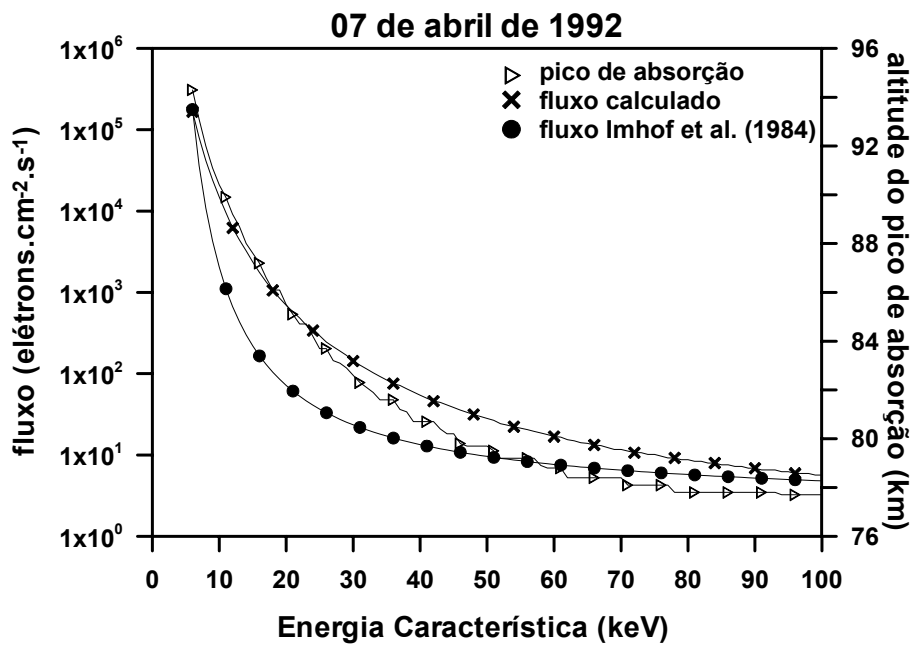
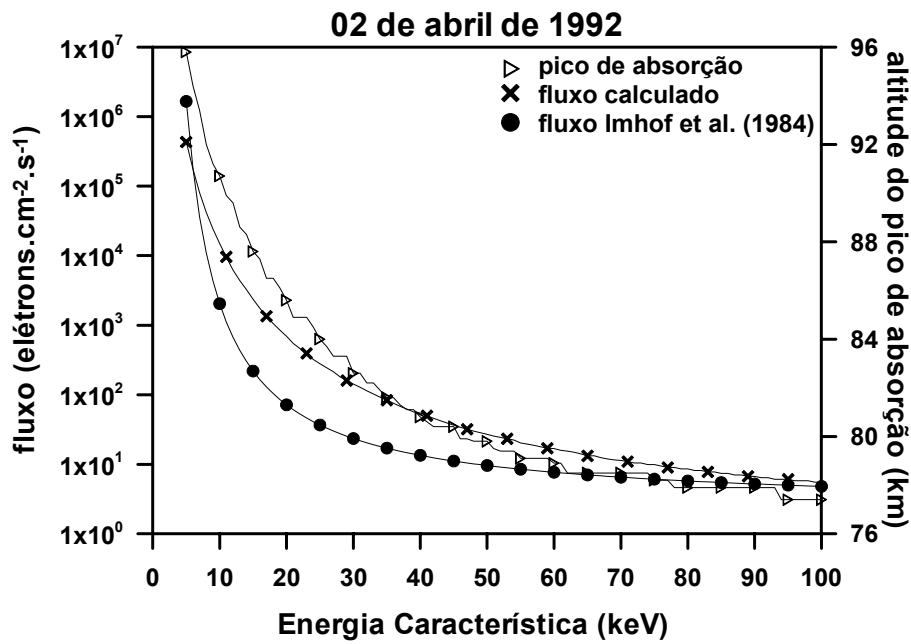


FIGURA 5.10 - Fluxos de elétrons precipitantes simulados para diferentes energias características e suas respectivas altitude de máxima absorção ionosférica para uma absorção total de 1,33 dB.

Os resultados das simulações apresentados na Figura 5.10 mostram que, para as situações submetidas, os perfis de fluxo de elétrons de Imhof et al. (1984) e os calculados se cruzam em duas condições bem distintas (para espectros associados às energias características de 5 e 100 keV), julgadas pelo autor deste trabalho como as mais apropriadas, uma vez que há a concordância entre os valores calculados e os obtidos experimentalmente. Entretanto, para um fluxo de elétrons associado à energia característica de 5 keV a produção de pares de íons está concentrada em altitudes mais elevadas (região E), como pode ser observado pela altitude da máxima absorção ionosférica ( $\approx 94$  km). Outro fator de exclusão deste espectro de elétrons precipitantes está no fato de que elétrons com energias menores que 20keV estão sujeitos as forças de campos elétricos que penetram na região equatorial durante condições perturbadas (Abdu et al., 1973), ou seja, neste caso tais elétrons não precipitarão na região da AMAS (Cachoeira Paulista), sendo levados para outras localidades. Deste modo, o espectro que mais condiz com a realidade é o expresso pela energia característica de 100keV, o qual produz um pico de absorção ionosférica em torno de 78 km de altitude (região D da ionosfera) devido a produção de pares de íons por um fluxo de elétrons mais energéticos precipitados.

Simulações para a região da EACF mostraram que o formato espectral descrito pela aproximação exponencial utilizada na região de Cachoeira Paulista, não é apropriado para utilização nas regiões sub-aurorais. Independentemente da energia característica utilizada, os máximos de absorção ionosférica sempre apresentavam-se em altitudes superiores a 85km. Deste modo foi necessário encontrar na literatura espectros obtidos através de observações da baixa ionosfera de regiões aurorais.

Del Pozo et al. (1997), utilizando resultados obtidos através de observações da baixa ionosfera noturna por meio de radares (1991 e 1992), calculou diferentes formas espectrais para a precipitação de elétrons nas regiões aurorais. Estes

resultados são apresentados na Figura 5.11. Também nesta figura é apresentado o melhor perfil encontrado para os cálculos propostos (linha contínua mais espessa), obtido através de variações simuladas dos perfis calculados por del Pozo e colaboradores (del Pozo et al., 1997).

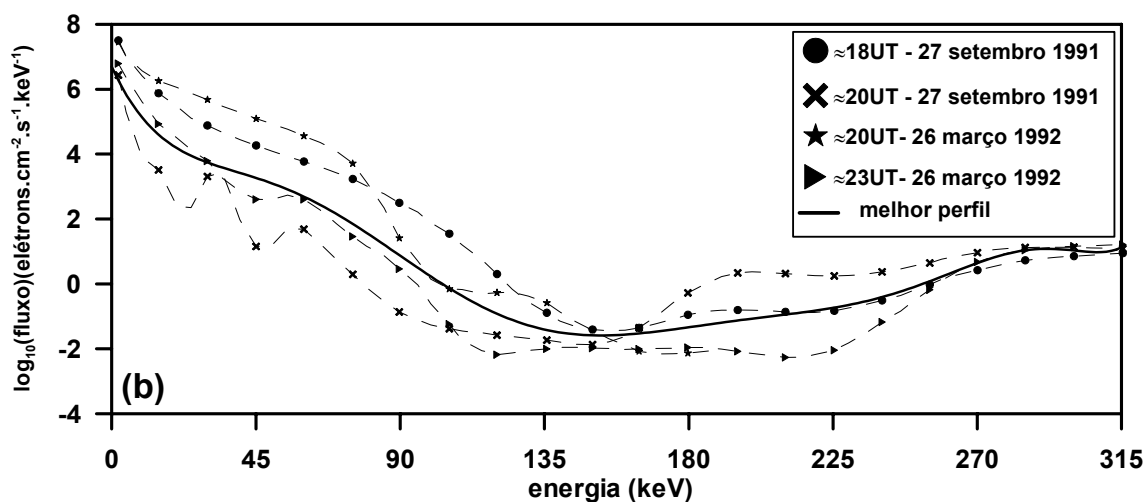


FIGURA 5.11 - Perfis espectrais de precipitação de elétrons na baixa ionosfera de regiões aurais (linhas tracejadas) e perfil adotado nas simulações propostas.

FONTE: Modificada de del Pozo et al. (1997).

Os resultados das interações de escolha do espectro e do fluxo inicial total de elétrons precipitantes são apresentados na Tabela 5.2. Note que as unidades utilizadas nos fluxos de Imhof et al. (1984) e nos obtidos nas simulações são diferentes.

TABELA 5.2 - Fluxos de elétrons.

Estação	Período	L	68keV<Fluxo padrão<2MeV (Imhof et al., 1984) (elétrons.cm <sup>-2</sup> .sr <sup>-1</sup> .s <sup>-1</sup> )	0.5keV<Fluxo padrão<2MeV (elétrons.cm <sup>-2</sup> .s <sup>-1</sup> )
C.Paulista	abril	≈ 1,12	≈ 1,1.10 <sup>-1</sup>	(dia 02 - Eo=100keV) ≈ 5,51.10 <sup>0</sup>
				(dia 07 - Eo=100keV) ≈ 5,65.10 <sup>0</sup>
EACF	abril	≈ 2,27	≈ 4,57.10 <sup>4</sup>	≈ 5,63.10 <sup>7</sup>
EACF	junho	≈ 2,27	≈ 2,45.10 <sup>4</sup>	≈ 3,01.10 <sup>7</sup>

A partir das condições iniciais encontradas, simulou-se o comportamento dos períodos escolhidos em condições consideradas calmas, sem o advento dos eventos registrados. Novamente utilizou-se como fontes ionizantes noturnas o fluxo de radiação ultravioleta geocoronal e interplanetário e a precipitação de raios cósmicos galácticos. A taxa de produção de pares de íons pela precipitação de elétrons foi calculada a partir dos fluxos apresentados na Tabela 5.2. A integral da absorção ionosférica total sob condições consideradas calmas, para os distintos períodos selecionados, é apresentada na Figura 5.12.

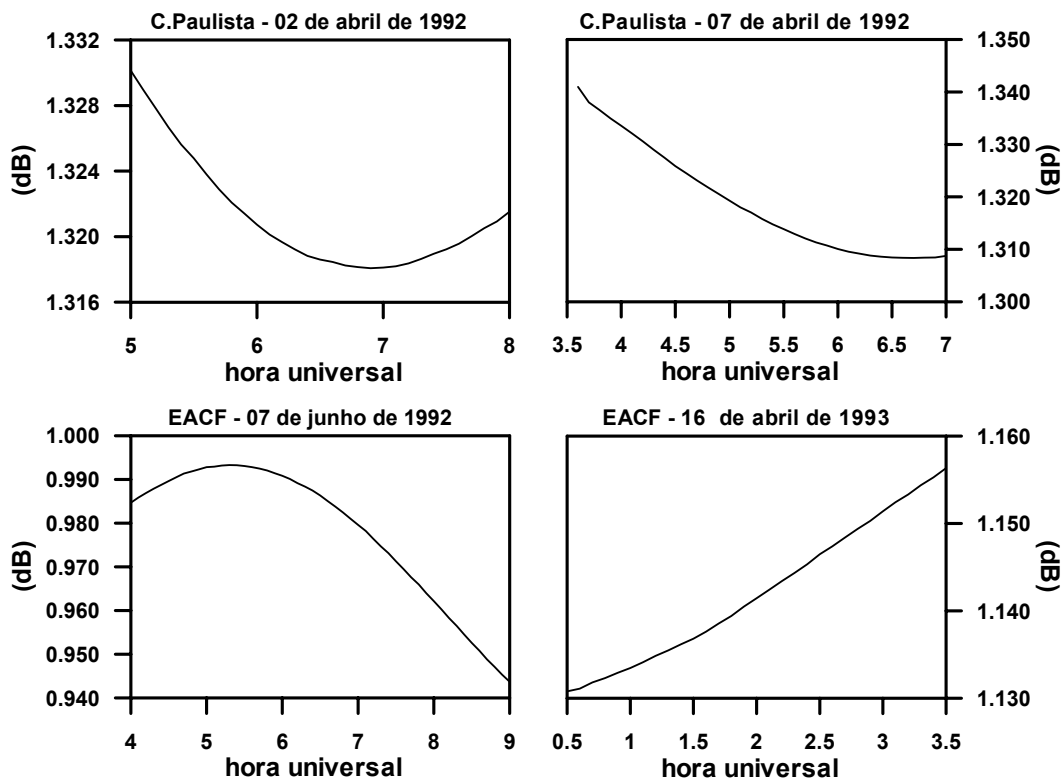


FIGURA 5.12 - Integral da absorção ionosférica supondo condições calmas, para os quatro dias selecionados.

### 5.5 - Simulação dos Eventos de Precipitação de Elétrons

Por se tratar de uma análise comparativa, as simulações empregadas calculam o fluxo de elétrons precipitantes necessários para produzir uma certa quantidade de pares de íons os quais, através do aumento da densidade eletrônica, sejam suficientes para produzir um aumento na absorção ionosférica local que seja proporcional à diferença entre o período calculado sob condições calmas e o período com o evento.

O resultado das simulações é apresentado nas Figuras 5.13, 5.14, 5.15 e 5.16. Nos painéis *a.a* e *a.b* são mostrados os perfis de isolinhas referentes às distribuições por altitude da densidade eletrônica para as condições calma e com evento, respectivamente, da mesma forma que são apresentados os perfis

de absorção ionosférica do ruído cósmico nos painéis *b.a* e *b.b* sob mesmas condições. Os painéis de índice *c* apresentam a absorção ionosférica relativa modelada e os registros dos riômetros. Este último painel descrito apresenta duas escalas distintas de absorção ionosférica, sendo a escala da direita destinada à absorção ionosférica relativa e a da esquerda à absorção ionosférica total. Esta última é a soma da absorção ionosférica relativa com a absorção sob as condições iniciais calmas apresentadas na Figura 5.12.

As simulações apresentadas para a região de Cachoeira Paulista mostram que em situações consideradas calmas o pico de densidade eletrônica da baixa ionosfera encontra-se em torno de  $\approx 92$  km de altitude (Figuras 5.13 e 5.14, índices *a.a*; Figura 5.17.a). Quando sujeita a um evento de precipitação de elétrons, a densidade eletrônica desta região sofre um aumento considerável, aproximadamente  $\approx 1,8$  vezes mais elétrons.cm<sup>-3</sup> são produzidos no pico máximo de densidade eletrônica se comparado às condições pré-evento (Figura 5.17). A altitude do pico pouco varia, mantendo-se em torno de  $\approx 93$  km (Figuras 5.14 e 5.15, índices *a.b*; Figura 5.17.a).



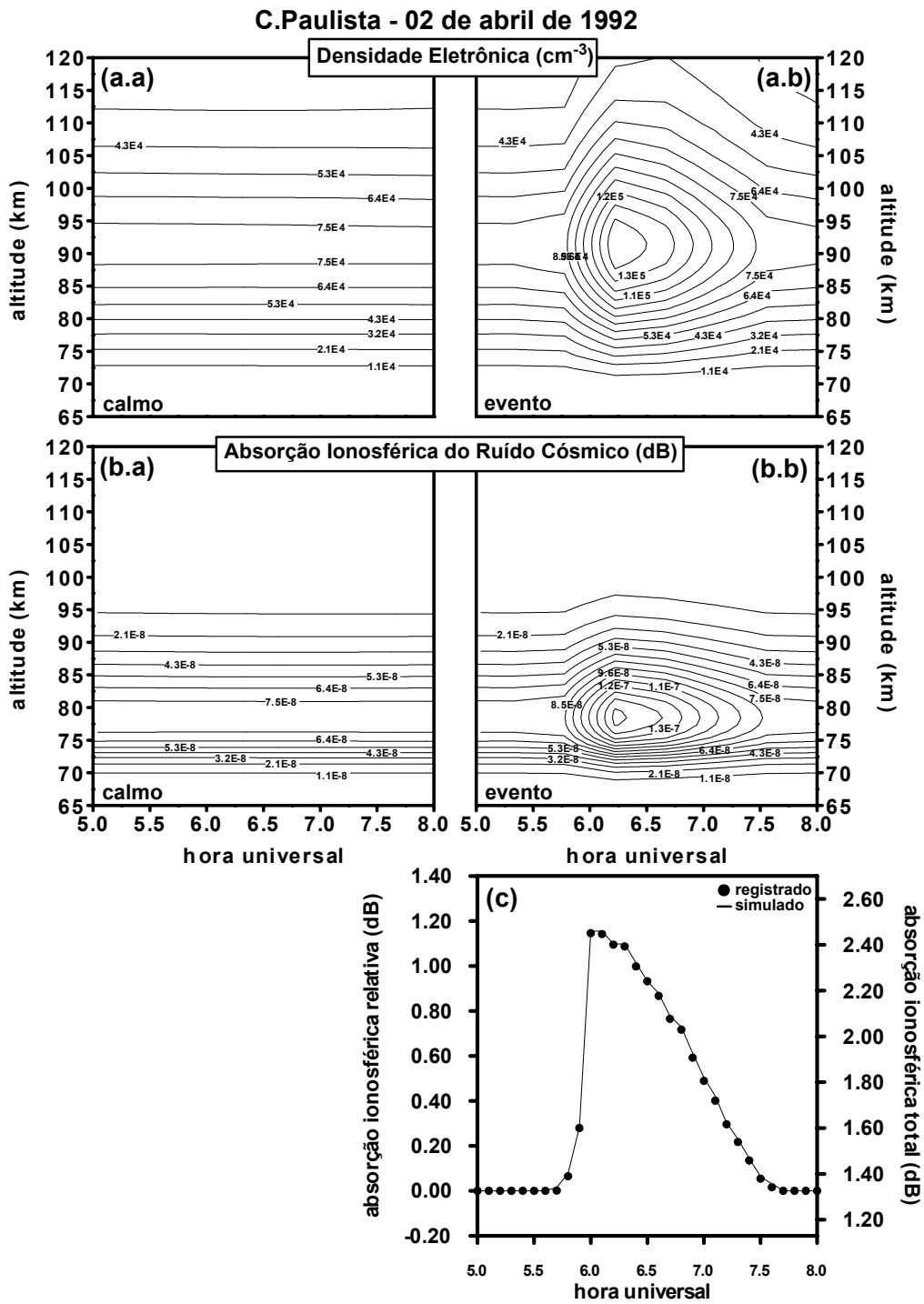


FIGURA 5.13 - Resultados das simulações do evento do dia 02 de abril de 1992 de Cachoeira Paulista.

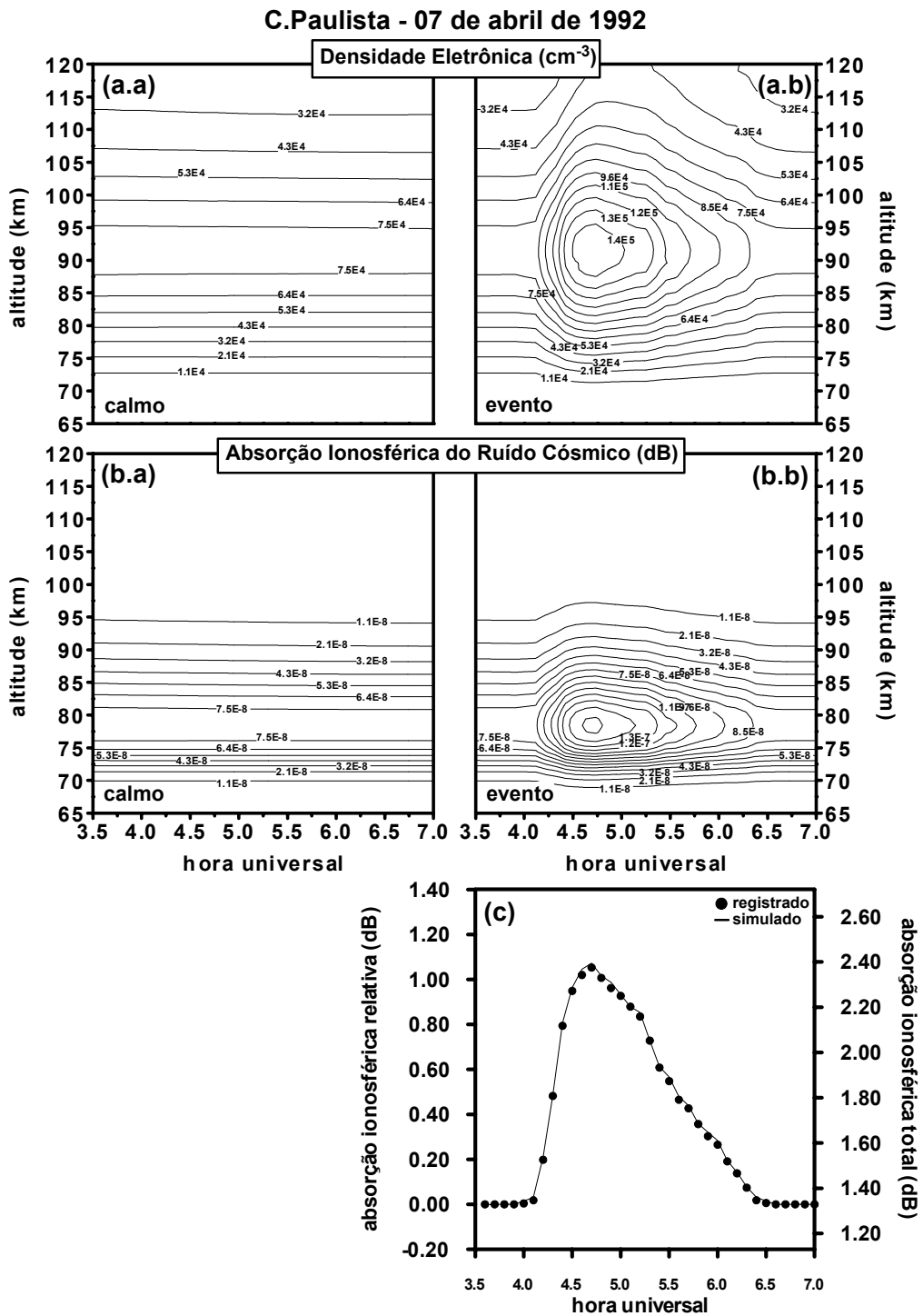


FIGURA 5.14 - Resultados das simulações do evento do dia 07 de abril de 1992 de Cachoeira Paulista.

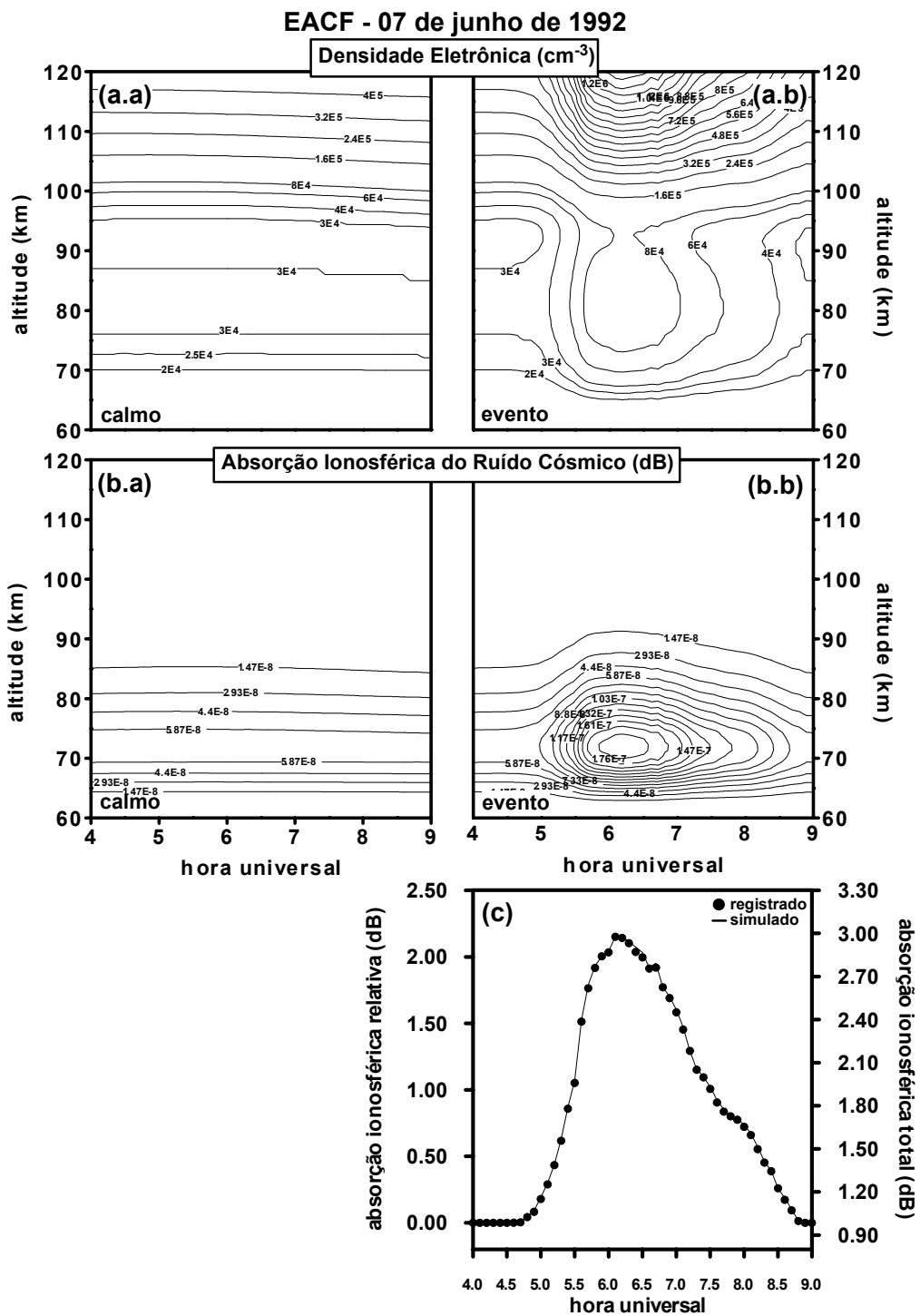


FIGURA 5.15 - Resultados das simulações do evento do dia 07 de junho de 1992 da EACF.

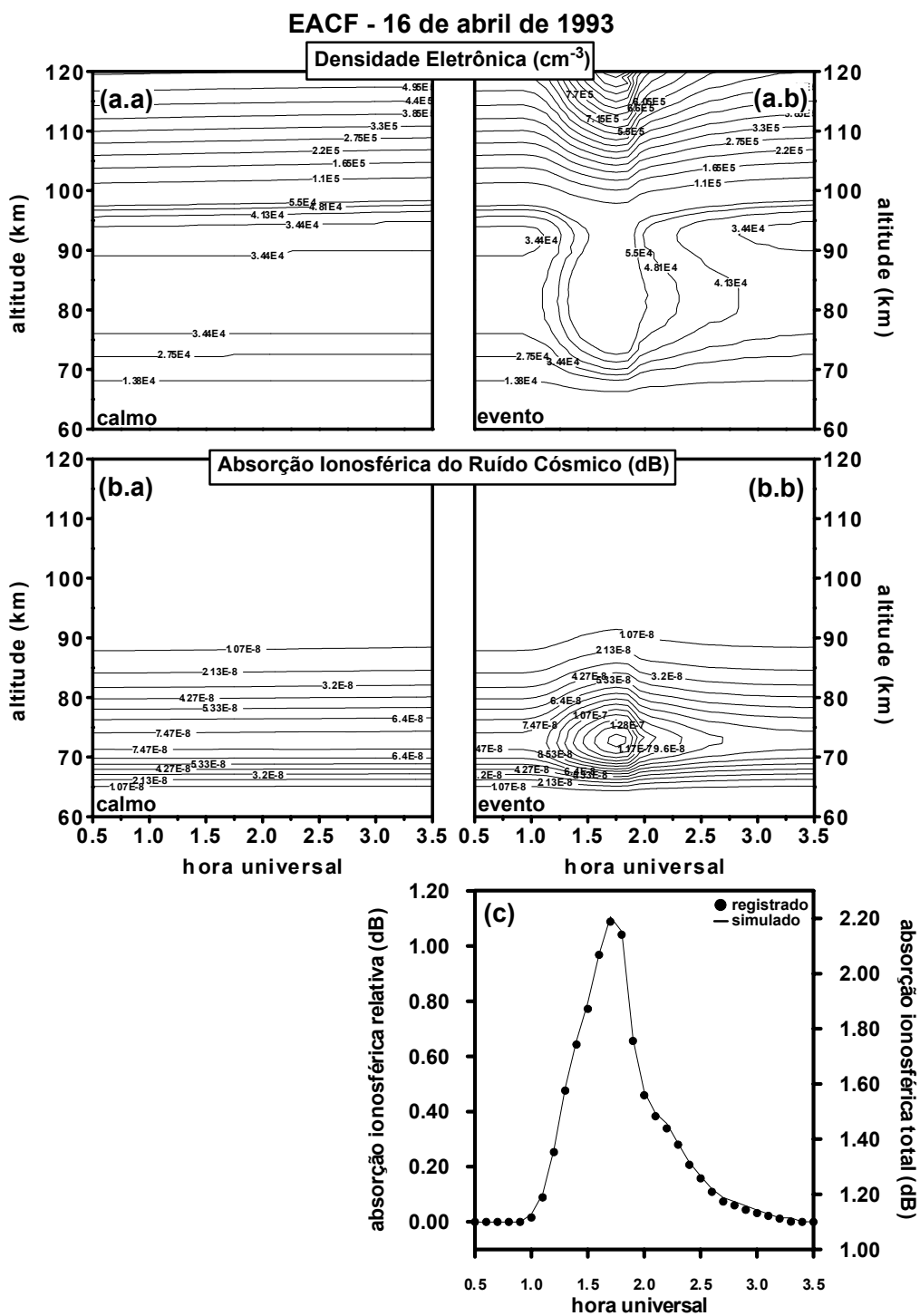


FIGURA 5.16 - Resultados das simulações do evento do dia 16 de abril de 1993 da EACF.

Apesar do pico da densidade eletrônica da região de Cachoeira Paulista estar em torno de  $\approx 92-93$ km, o máximo da absorção ionosférica encontra-se bem a baixo, próximo a 78km de altitude, tanto para períodos considerados calmos quanto para os perturbados (Figura 5.18). Para que este pico de absorção varie em altitude é necessário que uma parcela muito grande de elétrons precipitantes seja depositada em regiões mais elevadas, ou em termos de energia característica, que o espectro do fluxo de elétrons precipitantes seja descrito por energias menores que 60keV (Figura 5.10). Para energias características maiores que 60keV, a altitude de máxima absorção ionosférica apresenta uma aproximação assintótica á altura aproximada de 74 km (Figura 5.10).

Avaliando o gradiente da variação de absorção ionosférica obtidos nas simulações para Cachoeira Paulista, constata-se que para a região em discussão há uma maior contribuição de absorção ionosférica acima do seu pico máximo (painel a da Figura 5.19). Esta afirmação está baseada no fato do gradiente de queda de absorção ionosférica ser consideravelmente maior (em módulo) abaixo do pico de absorção quando comparado ao gradiente de incremento de absorção, acima do pico de absorção.

As simulações feitas para a região sub-auroral, nas condições consideradas calmas, mostram que o pico de densidade eletrônica da região D ocorre próximo a altitude de 83km. Acima desta altitude há uma pequena redução na densidade eletrônica até a altitude de  $\approx 95$  km, com um posterior aumento exponencial até o limite de altitude simulado (120 km) (Figura 5.17).

Nas condições de eventos de precipitação de elétrons, o pico de absorção ionosférica do ruído cósmico na região da EACF mantém-se bem próximo da condição considerada quieta ( $\approx 72 \pm 0,5$ km - Figura 5.18). O gradiente de absorção ionosférica na parte inferior do pico apresentou uma variação de  $\approx 1,5$  vezes maior do que o mesmo parâmetro para as regiões acima do pico, para

ambas a simulações, o que sugere uma queda mais acentuada na absorção abaixo do pico máximo (Figura 5.19), ou seja, a maior contribuição da precipitação de elétrons na absorção ionosférica encontra-se acima do pico máximo do mesmo parâmetro, para as condições aqui simuladas, a exemplo do que ocorre na região de Cachoeira Paulista.

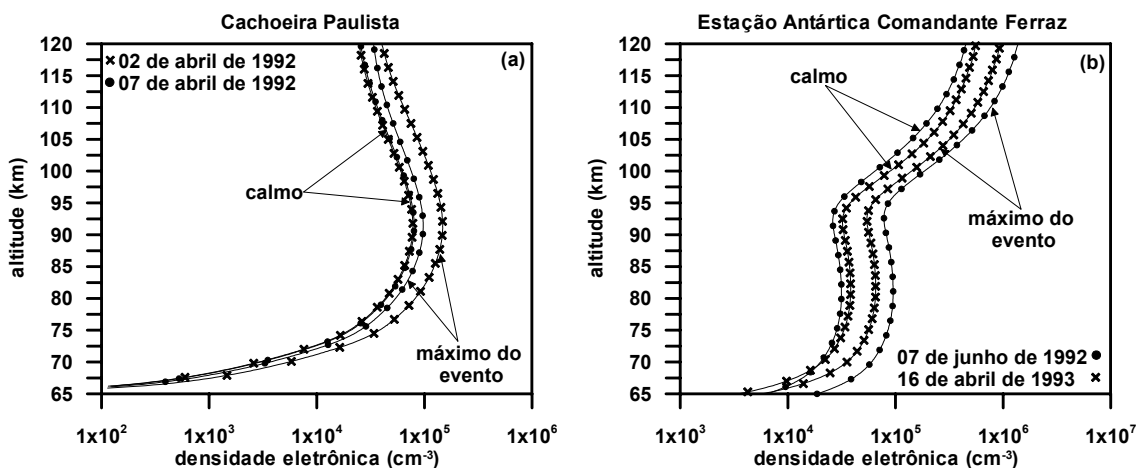


FIGURA 5.17 - Perfis de densidade eletrônica simulados para situações calmas e com eventos de Cachoeira Paulista e da EACF.

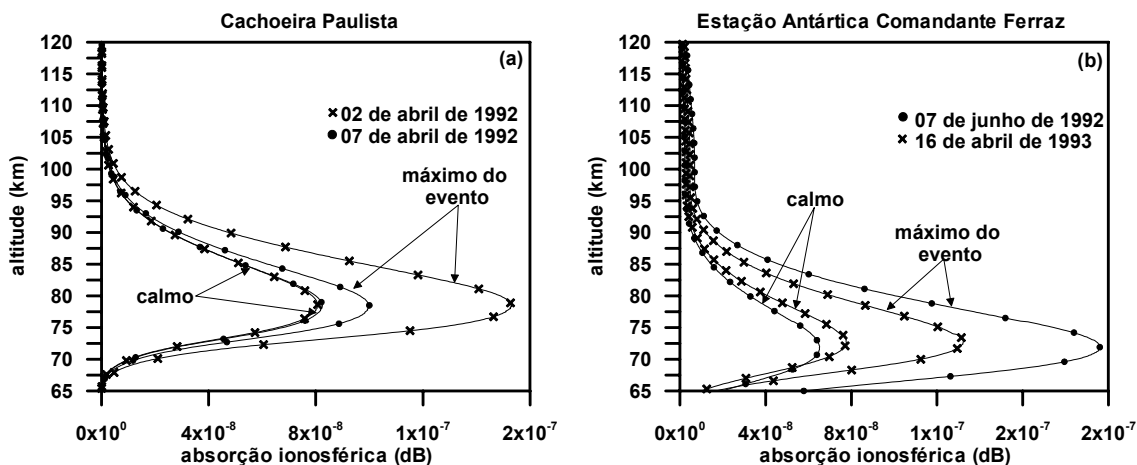


FIGURA 5.18 - Perfis de absorção ionosférica simulados para situações calmas e com eventos de Cachoeira Paulista e da EACF.

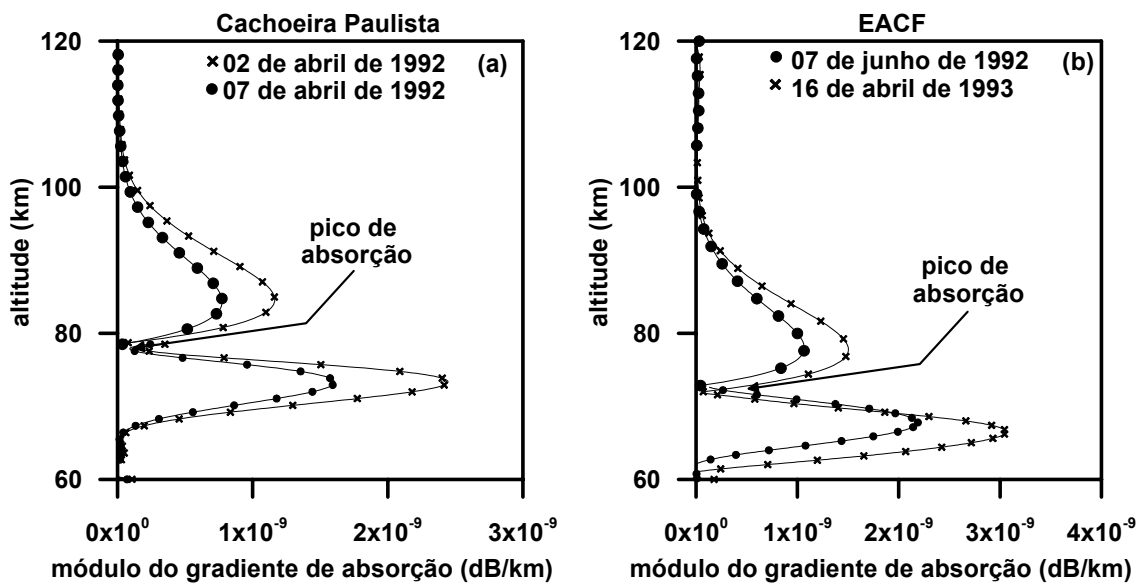


FIGURA 5.19 - Módulo do gradiente da variação de absorção ionosférica simuladas *versus* altitude.

A resposta da absorção ionosférica do ruído cósmico ao fluxo total de elétrons precipitantes simulado é apresentada na Figura 5.20. Basicamente as simulações apresentaram uma taxa de absorção de 1 dB a cada  $2,58 \cdot 10^6$  e  $2,45 \cdot 10^6$  elétrons. $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  precipitantes para os dias 07 de junho de 1992 e 16 de abril de 1993 na EACF, respectivamente. A taxa calculada de absorção ionosférica em função do fluxo em Cachoeira Paulista oscilou em torno de  $12,92$  elétrons. $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  precipitados para cada incremento de 1 dB.

Os valores dos fluxos calculados nas simulações de Cachoeira Paulista estão bem próximos aos obtidos experimentalmente por Imhof et al. (1984). A taxa de absorção ionosférica associada a este fluxo é condizente às apresentadas por Kirkwood e Collins (1987) sob semelhante perfil de densidade eletrônica (em ordem de grandeza), mostrando que a energia característica empregada neste espectro é apropriada à região da Anomalia Magnética do Atlântico Sul. Entretanto, dependendo da situação local, espectros de elétrons precipitantes com energias características menores podem descrever corretamente estes fluxos. Como exemplo, supondo um período de tempestade magnética ou de

subtempestade, elétrons com energia menores que 60 keV derivam mais facilmente das regiões aurorais para as regiões de baixa latitude, aumentando deste modo sua população e consequentemente diminuindo a energia característica do espectro que os representa.

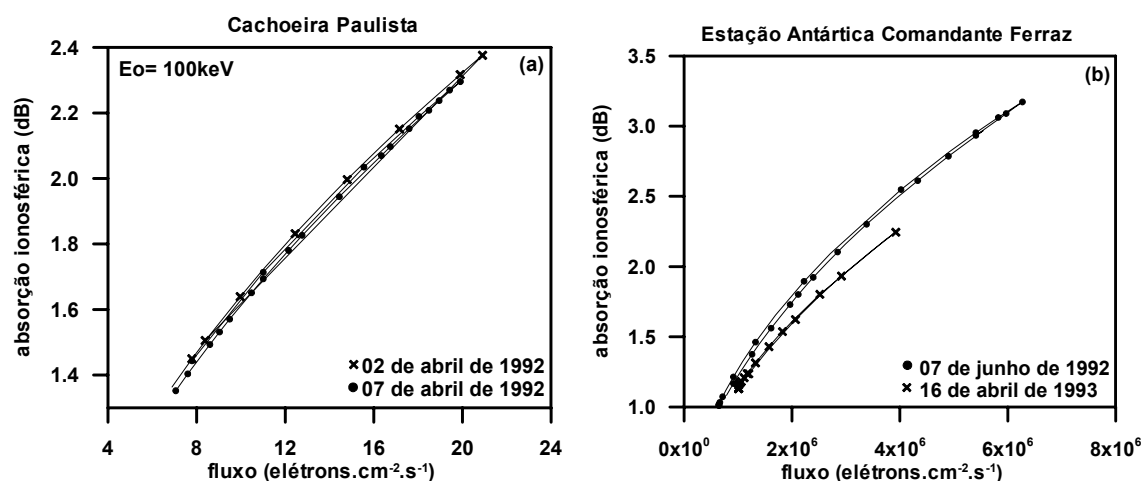


FIGURA 5.20 - Fluxo de elétrons precipitantes *versus* absorção ionosférica do ruído cósmico.

Na região da EACF, os valores de fluxo calculados diferem dos de Imhof et al. (1984) em quase uma ordem de grandeza a menos. Este tipo de variação é aceitável para as regiões aurorais e sub-aurorais, segundo del Pozo et.al. (2002), o qual através de simulações encontrou variações de fluxo de até duas ordens de grandeza, associados a diferentes espectros de fluxos de elétrons precipitantes para um mesmo evento.



## **CAPÍTULO 6**

### **CONCLUSÕES**

#### **Metodologias Aplicadas:**

Para o estudo proposto neste trabalho foram desenvolvidas ferramentas computacionais com o objetivo de analisar os dados analógicos e digitais de riômetros. A metodologia aplicada aos processos de redução e de validação dos dados também mostrou-se eficaz, gerando um banco de dados digitais inédito de registros da variação de absorção ionosférica da região sub-auroral e da região da AMAS.

Através da metodologia aplicada às análises de dados tornou-se possível obter resultados confiáveis da variação da absorção ionosférica do ruído cósmico. Alguns dos resultados obtidos corroboram com a literatura, validando deste modo os métodos utilizados.

#### **Comportamento da Baixa Ionosfera nas Localidades Estudadas:**

Na região da EACF a variação da absorção ionosférica apresentou-se inversamente proporcional ao ciclo solar, ou seja, durante a atividade solar máxima foram constatados os menores valores de absorção, enquanto que durante a atividade solar mínima foram encontrados os maiores valores de absorção ionosférica. Tal fato sugere que os raios cósmicos galácticos são os principais agentes ionizantes da baixa ionosfera sub-auroral. Sugere também que a maior parte da absorção ionosférica nesta região encontra-se em altitudes da baixa ionosfera, com pouca interferência de camadas superiores.

Os registros de Cachoeira Paulista (AMAS) apresentam uma resposta proporcional ao ciclo solar, coincidentes em seus máximos e mínimos de

absorção ionosférica e o número de manchas solares, atribuindo ao Sol o principal fornecedor de fontes ionizantes da baixa ionosfera da região da AMAS.

Através da análise da direção do IMF constatou-se a suscetibilidade da baixa ionosfera da região sub-auroral à precipitação de partículas energéticas quando Bz está direcionado para sul relacionado, aos processos de reconexão entre o campo geomagnético e o IMF. Em relação à intensidade do IMF, os registros mostraram uma maior absorção ionosférica quando o IMF apresentou intensidades menores, tanto para o período noturno quanto para o diurno. Tal colocação corrobora a afirmação de que os raios cósmicos galácticos são os principais agentes ionizantes da baixa ionosfera nas regiões mais próximas aos pólos.

A ocorrência dos maiores valores de absorção ionosférica nos registros de Cachoeira Paulista deu-se entre  $\approx 06:00$ UT e  $\approx 22:00$ UT, independente da direção do IMF. Tal fato sugere que a camada F ionosférica pode ter uma contribuição significativa na absorção do ruído cósmico através do aumento da densidade eletrônica, durante o período que antecede a meia noite local, em virtude do desenvolvimento da Anomalia Equatorial, a qual fornece elétrons para a região de Cachoeira Paulista através do efeito fonte (deriva de plasma). Os maiores valores de absorção encontrados quando o IMF está voltado para o sul podem estar associados à intensificação dos campos elétricos equatoriais (dirigidos para leste) através da penetração de campos elétricos magnetosféricos durante períodos de tempestades magnéticas e sub-tempestades. A mesma suposição pode ser empregada para explicar os maiores valores de absorção registrados em Cachoeira Paulista para IMF mais intenso, visto que as tempestades magnéticas e sub-tempestades estão associadas a direção e intensidade do IMF.

A absorção ionosférica da região sub-auroral apresentou maiores valores durante os períodos geomagneticamente mais calmos. Esta característica sugere que durante períodos mais calmos a rigidez de corte magnética terrestre é menor, possibilitando deste modo a penetração de um fluxo maior de raios cósmicos galácticos, principal agente ionizante da baixa ionosfera sub-auroral.

Através da análise da resposta da absorção ionosférica de Cachoeira Paulista à atividade geomagnética, mais uma vez identificou-se a presença de absorção de valores elevados após o por do Sol. Quanto mais intensa a atividade geomagnética maior foi a absorção na região de Cachoeira Paulista, sugerindo mais uma vez a contribuição da Anomalia Equatorial na intensificação da densidade eletrônica na região F e, conseqüentemente, uma maior absorção.

Os registros da EACF mostram-se mais suscetíveis à ionização da baixa ionosfera por raios cósmicos galácticos, mesmo quando confrontados com os índices  $D_{ST}$ . Durante períodos de atividade geomagnética muito quieta, quieta e normal (para condições com  $D_{ST}$  próximo a zero) a penetração de raios cósmicos galácticos é favorecida. Por outro lado, o pico de absorção não coincide com o valor de  $D_{ST}=0$  e sim com  $D_{ST} \approx -10$ , o qual sugere a possibilidade de precipitação de partículas energéticas sub-aurorais como causa do aumento de absorção nesta faixa de  $D_{ST}$ .

A resposta da absorção ionosférica de Cachoeira Paulista às variações do índice  $D_{ST}$  sugere a contribuição da Anomalia Equatorial, através da intensificação dos processos de deriva, no aumento de absorção do ruído cósmico pela camada F. Esta colocação é substanciada pelos altos valores de absorção encontrados após o por do Sol principalmente para valores de  $D_{ST}$  abaixo de  $\approx -45$  nT (faixa de sub-tempestades).

### **Estudo de Eventos Detectados:**

O levantamento dos eventos de curta duração mostrou uma grande suscetibilidade da baixa ionosfera sub-auroral e da região da AMAS aos eventos de raios-X solares. Grande parte destes eventos ocorreu durante os meses próximos aos equinócios (meses em que a Terra está mais próxima às latitudes heliográficas mais ativas) e durante o verão do hemisfério sul (menores valores de ângulo zenital, favorecendo a fotoionização da baixa ionosfera por raios-X solares).

Constatou-se também um grande número de eventos de precipitação de partículas energéticas em ambas as estações, principalmente durante o período noturno. Na região da EACF estes eventos ocorreram em dois *blocos* bem distintos, havendo uma concentração de ocorrências inicializada no final do mês de setembro e estendendo-se até o início de novembro e outro bloco durante os meses de verão (inicializado em dezembro e finalizado no meio do mês de fevereiro). Todos os eventos noturnos da EACF ocorreram entre a meia noite local e o amanhecer, sugerindo um aumento de ionização da baixa ionosfera por precipitação de partículas, principalmente pelos processos de reconexão do campo magnético interplanetário.

A região de Cachoeira Paulista apresentou uma distribuição noturna de ocorrências de eventos mais dispersa, podendo ser agrupadas em quatro *blocos* distintos. Os períodos de grande ocorrência de eventos noturnos de agosto, outubro e maio-junho coincidem com períodos de maior fluxo de elétrons dos cinturões de radiação registrados pelo Satélite GOES 7, justificando suas ocorrências. Entretanto, as ocorrências noturnas dos meses de dezembro e janeiro, a exemplo dos registros da EACF, são discordantes da distribuição do fluxo de elétrons registrados pelo Satélite GOES 7. Tal ocorrência não foi explicada, necessitando de estudo mais detalhado.

Identificou-se uma simetria na resposta de ocorrências de eventos noturnos de precipitação de partículas energéticas à atividade geomagnética. Foi verificada uma queda gradual de ocorrências de eventos noturnos dos períodos considerados muito quietos até períodos considerados normais em ambas as localidades de estudo, com um significativo aumento de ocorrências durante os períodos considerados perturbados e muito perturbados. As ocorrências durante os períodos quietos e normais não puderam ser explicadas para a região da EACF e de Cachoeira Paulista devido a inúmeras incertezas a respeito da dinâmica dos cinturões de radiação aos processos de precipitação durante os períodos de atividade geomagnética calmas.

O maior número de ocorrências de eventos noturnos durante os períodos perturbados por atividade geomagnética na região da AMAS pode ser explicado pelo aumento do fluxo de elétrons precipitantes, nas faixas de 0,2-26,1 keV e 36,0-317,0 keV. Estas faixas de energia produzem pares de íons nas regiões D e E da ionosfera.

O estudo dos períodos dos TIDs detectados e apresentados neste trabalho mostrou uma maior ocorrência de TIDs de média escala na região sub-auroral e de larga escala na região da AMAS. Observou-se também que as regiões mais próximas aos pólos estão mais sujeitas a ocorrências de TIDs do que as de baixa latitude.

Na região de Cachoeira Paulista foi encontrado um número significativo de TIDs com períodos acima de 3,5 horas (larga escala), as quais podem ter ocorrido na região F ionosférica.

Constatou-se que a condição mínima para a geração de TIDs de larga escala associada a atividade geomagnética, em ambas as estações, é expressa pela somatória diária do índice Kp maior ou igual 16.

## **Modelo Computacional da Baixa Ionosfera:**

Apesar de simulados apenas eventos de precipitação de elétrons noturnos, o modelo desenvolvido para este trabalho também pode ser aplicado para o período diurno. Estão inseridos neste os principais comprimentos de onda de radiação solar (modelos EUVAC e SOLAR2000), bem como as suas respectivas taxas de ionização e absorção para os principais átomos e moléculas.

Através de simulações, constatou-se a susceptibilidade da altitude do pico de absorção ionosférica às variações da energia característica e ao intervalo do espectro total de elétrons precipitantes. Observou-se que quanto maior a energia característica, para fluxos de mesmo intervalo, mais baixo será o pico máximo de absorção, enquanto que para fluxos de intervalos mais dilatados, para um fluxo de mesma energia característica, a altitude do pico máximo de absorção ionosférica tende a ser mais alta.

Com o aumento do fluxo de elétrons precipitantes, através de simulações, constatou-se que para o período noturno, independente da energia característica adotada, há uma variação da altitude do pico de absorção ionosférica, passando de altitudes mais baixas para altitudes mais elevadas. Verificou-se também que após a inversão da altitude do pico de absorção, quanto maior o fluxo de elétrons precipitantes, mais baixa será a altitude do pico de absorção, sugerindo uma aproximação assintótica as alturas pré-inversão do pico de absorção.

Através dos resultados obtidos, verificou-se que, para a região de Cachoeira Paulista, é necessário um fluxo menor de elétrons precipitantes se comparado com a região da EACF, para se obter um pico de absorção ionosférico do ruído cósmico na baixa ionosfera. A região da EACF apresentou uma taxa de

incremento na absorção total do ruído cósmico de 1 dB para cada  $\approx 2,5 \cdot 10^6$  elétron. $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$  enquanto que para a região de Cachoeira Paulista esta taxa é de 1dB para cada  $\approx 12,0$  elétron. $\text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ .





## **CAPÍTULO 7**

### **SUGESTÕES DE TRABALHOS FUTUROS**

A Divisão de Aeronomia ainda possui um extenso banco de dados de registros de riômetros de Cachoeira Paulista (desde de 1978 até os dias atuais) muito pouco explorado. Através das metodologias de redução e de análise de dados desenvolvidos neste trabalho é possível obter muita informação a respeito da ionosfera da região da AMAS.

O modelo desenvolvido contém a maioria dos íons da baixa ionosfera inseridos em seu código. Entretanto atualizações futuras tornam-se necessárias, como a inclusão dos íons metálicos, por exemplo.

Este modelo mostrou-se eficaz nas simulações noturnas de precipitação de elétrons e possui todos os processos necessários para simulações diurnas. Deste modo sugere-se como futuros trabalhos, simulações da baixa ionosfera diurna, de eventos de raios-X solares e cálculos de espectros de precipitação de elétrons através de dados de perfis de foguetes, etc.



## REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

Abdu, M.A. The international electrojet year (September 1991 - March 1993), **EOS, Transactions, American Geophysical Union**, v.73, n.5, Feb 1992.

Abdu, M.A.; Borba, G.L.; Batista, I.S.; Sobral, J.H.A. Gravity waves effects in the low latitude ionosphere from the 10-24 November 1990 SUPERWAGS Campaign Results. In: Workshop SWAGS, 1994, London, Canada. **Proceedings...** Oxford: Pergamon Press, 1994. p.501-504.

Abdu, M.A.; Batista, I.S.; Piazza, L.R.; Massambani, O. **Aumento da precipitação de partículas na região da Anomalia Magnética Brasileira, associado a tempestades magnéticas através de medidas de fase em VLF.** São José dos Campos: INPE, 1982. (INPE-2346-PRE/088). 9p.

Abdu, M.A.; Batista, I.S.; Piazza, L.R.; Massambani, O. Magnetic storm associated enhanced particle precipitation in the South Atlantic Anomaly: evidence from VLF phase measurement. **Journal of Geophysical Research**, v.86, n.A9, p.7533-7542, 1981.

Abdu, M.A.; Batista, I.S. Sporadic E-layer phenomena in the Brazilian geomagnetic anomaly: evidence for a regular particle ionization source. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.39, n.6, p.723-731, 1977.

Abdu, M.A.; Rai, D.B. Gravity waves in low latitude F-region. **Planetary and Space Science**, v.23, n.3, p.487-491, 1975.

Abdu, M.A.; Anathakrishnan, S.; Coutinho, E.F.; Krishnan, B.A.; Reis, E.M. Azimuthal drift and precipitation of electrons into the South Atlantic geomagnetic anomaly during SC magnetic storm. **Journal of Geophysical Research**, v.78, n.25, p.5830-5838, 1973.

Aggarwal, K.M.; Nath, N.; Setty, C.S.G.K. Collision frequency and transport properties of electrons in the ionosphere. **Planetary and Space Science**, v.27, n.6, p.753-768, 1979.

Alfvén, H.; Fälthammar, G. **Cosmical electrodynamics**. New York : Oxford University Press, 1963. 228p.

Ambramowitz, M.; Stegun, I. **Handbook of mathematical functions**. New York: Dover, 1972. 1044 p.

Appleton, E.V.; Naismith, R.; Builder, G. Ionospheric investigation in high latitudes. **Nature**, v.132, p.132-145, 1933.

Arnold, F.; Krankows, D. Negative ions in lower ionosphere: comparison of a model computation and a mass-spectrometric measurement. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.11, n.11, p.1693-1971, 1971.

Banks, P.M.; Kockarts, G. **Aeronomy**. Part A. New York: Academic Press, 1973a.

Banks, P.M.; Kockarts, G. **Aeronomy**. Part B. New York: Academic Press, 1973b.

Barth, C.A.; Farmer, C.B.; Siskind, E.D.; Perich, J.P. ATMOS observations of nitric oxide in the mesosphere and lower thermosphere. **Journal of Geophysical Research**, v.101, n.D7, p.12489-12494, 1996.

Batista, I.S. **Precipitação de partículas e efeitos ionosféricos associados na região da anomalia geomagnética brasileira**. 1975. 106 p. (INPE-800-

TPT/020). Dissertação (Mestrado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1975.

Beggs, H.M.; Butcher, E.C. A study of travelling ionospheric disturbances over McQuarie island using an oblique CW souder. **Planetary and Space Science**, v.37, n.8, p.967-977, 1989.

Benbrook, J.R.; Bering, E.A.; Leverenz, H.; Roederer, J.G.; Sheldon, W.R. Quiet-time electron precipitation at L=4 in the South Atlantic Anomaly. **Journal of Geophysical Research**, v.88, n.1, p.189-204, 1983.

Berger, M.J.; Seltzer, S.M. Bremsstrahlung in the atmosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.34, n.1, p.85-103, 1972.

Berger, M.J.; Seltzer, S.M. **Tables of energy losses and ranges of electrons and positrons**. Washington D.C.: NASA, 1964 (NASA-SP-3012). 127p.

Blanc, M.; Richmond, A.D. The ionospheric disturbance dynamo. **Journal of Geophysical Research**, v. 85, n.4, p.1669-1686, 1980.

Borba, G.L. **Estudo de perturbações propagantes na região-F da ionosfera para o setor Sul Americano**. 1993. 210 p. (INPE-6395-TDI/413). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1993.

Bossy, L.; Nicolet, M. On the variability of Lyman-alpha with solar activity. **Planetary and Space Science**, v.29, n.8, p.907-914, 1981.

Bowman, G.G.; Shrestha, K.L. Ionospheric storms and small pressure fluctuations at ground level. **Nature**, v.210, n.5040, p.1032-1034, 1966.

Brum, C.G.M. **A importância do "dia quieto" na absorção ionosférica da camada D da ionosfera e sua aplicação para os dados de riômetro da Estação Antártica Comandante Ferraz.** 1999. 109 p. (INPE-10551-TDI/939). Dissertação (Mestrado em Geofísica) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1999.

Brum, C.G.M.; Echer, E.; Santos, P.M.T. **Métodos de redução e correção de dados de riômetros.** São José dos Campos: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 2004. (INPE-10553-RPQ/250). 1 CD-ROM.

Burns, C.J.; Turunen, E.; Matveinen, H.; Ranta, H.; Hargreaves, J.K. Chemical modelling of the quiet summer D- and E- Regions using EISCAT electron density profiles. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.53, n.1/2, p.115-134, 1991.

Costa, A.M. **Estudo do comportamento da densidade eletrônica da baixa ionosfera durante absorção da calota polar em altas latitudes no hemisfério sul e na anomalia geomagnética do Atlântico Sul.** 1991. 187 p. (INPE-5232-TDI/439). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1991.

Crowley, G.; Jones, T.B.; Dudeney, J.R. Comparison of short period TID morphologies in Antarctica during geomagnetically quiet and active periods. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.49, n.11/12, p.1155-1161, 1987.

Davies, K. **Ionospheric radio propagation.** New York: Dover, 1966. 470 p.

Davies, K. **Ionospheric radio.** London: Peter Peregrinus, 1990. 580 p.

Davis, M.J.; Da Rosa, A.V. Travelling ionospheric disturbances originating in the auroral oval during polar substorm. **Journal of Geophysical Research**, v.74, n.24, p.5721-5738, 1967.

Del Pozo, C.F.; Kosch, M.J.; Honary, F. Estimation of the characteristic energy of electron precipitation. **Annales of Geophysicae**, v.20, n.9, p.1349-1359, 2002.

Del Pozo, C.F.; Hargreaves, J.K.; Aylward, A.D. Ion composition and effective ion recombination rate in the nighttime auroral lower ionosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.59, n.15, p.1919-1943, 1997.

Dessler, A.J. Effect of magnetic anomaly on particle radiation trapped in the geomagnetic field. **Journal of Geophysical Research**, v.64, n.14, p.7113-7222, Feb. 1959.

Doherty, S.C. Observations suggesting particle precipitation at latitudes below 40n. **Radio Science**, v.6, n.6, p.639-646, June 1971.

Dolukhanov, M. **Propagation of radio waves**. Moscow: Mir, 1971. 372p.

Domenico, P.A.; Schwartz, F.W. **Physical and Chemical Hydrogeology**. New York: John Wiley and Sons, 1990. 824p.

Donahue, T.M. Ionospheric composition and reactions. **Science**, v.159, n.3814, p.489-498, 1968.

Duffett-Smith, P.E. **Practical astronomy**. Cambridge: Cambridge University Press, 1979. 129p.

Fedrizzi, M. **Estudo do efeito de tempestades magnéticas na ionosfera utilizando dados do GPS**. 2003. 273p. Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2003.

Ferguson, E.F. D-region ion chemistry. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v.9, n.4, p.997-1008, 1971.

Fernandez, J. H. **Análise da variação temporal de eventos TRIMPI e da correlação desses eventos com a atividade geomagnética**. 2002. 210 p. (INPE-9667-TDI/852). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 2002.

Freden, S.C. Inner belt Van Allen radiation. **Space Science Reviews**, v.9, n.2, p.192-242, Feb. 1969.

Freden, S.C.; Paulikas, G.A. Trapped protons at low altitudes in the South Atlantic Magnetic Anomaly. **Journal of Geophysical Research**, v.69, n.7, p.1259-1267, Apr. 1964.

Freeze, R.A.; Cherry, J. A. **Groundwater**. Englewood Cliffs: Prentice-Hall, 1979. 604p.

Fritzenwallner, J.; Koop, E. Model calculation of the negative ion chemistry in the mesosphere with special emphasis on the chlorine species and the formation of cluster ions. **Advances of Space Research**, v.21, n.6, p.891-894, 1998.

Gledhill, J.A. Aeronomic effects of the South Atlantic Anomaly. **Reviews of Geophysics and Space Physics**, v.14, n.2, p.173-210, May 1976.



Gledhill, J.A.; Van Rooyen, H.O. Cape town anomaly and auroral emission. **Nature**, v.196, n.28, p.973-975, July 1962.

Gold, T. Plasma and magnetic fields in the solar system. **Journal of Geophysical Research**, v.64, n.11, p.1665-1674, 1959.

Gonzalez-Alarcon, W. D.; Joselyn, J. A.; Kamide, Y.; Kroehl, H. W.; Rostoker, G.; Tsurutani, B. T.; Vasyliunas, V. M. What is a geomagnetic storm? **Journal of Geophysical Research**, v. 99, n.4, p.5771-5792, 1994.

Gough, M.P. Particle precipitation in the South Atlantic Anomaly deduced from VLF propagation path measurements. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.37, n.8, p.1379-1390, Aug. 1975.

Hargreaves, J.K. **The solar-terrestrial environment**. New York: Cambridge University Press, 1995. 420 p.

Heaps, M.G. Parametrization of cosmic-ray ion-pair production-rate above 18 km. **Planetary and Space Science**, v.26, n.6, p. 513-517, 1978.

Hedin, A.E. Extension of the MSIS thermospheric model into the middle and lower atmosphere, **Journal of Geophysical Research**, v. 96, n.A2, p.1159-1173, 1991.

Hess, W.N. **Introduction to space science**. New York : Gordon and Breach Science, 1965. 919p.

Hess, W.N. **The radiation belt and magnetosphere**. Waltham: Blaisdel, 1968. 548p.

Hines, C.O. On the nature of travelling ionospheric disturbances launched by low-latitude nuclear explosions. **Journal of Geophysical Research**, v.72, n.8, p.1877-1882, 1967.

Imhof, W.L.; Reagan, J.B.; Gaines, E.E.; Datlowe D.W. The L-shell region of importance for waves emitted at ground-level as a loss mechanism for trapped electrons greater-than 68 kev. **Journal of Geophysical Research**, v.89, n.12, p. 827-835, 1984.

Jenkins, G.M.; Watts, D.G. **Spectral analysis and its application**. San Francisco: Holden-Day, 1968. 525 p.

Jursa, A.S. **Handbook of geophysics and the space environment**. Washington: Air Force Geophysics Laboratory, 1985.

Kelley, M.C. **The earths ionosphere**. San Diego: Academic Press, 1989. 486p. (International Geophysics Series, 43).

Kikuchi, T.; Evans, D.S. Quantitative study of sustorm-associated VLF phase anomalies and precipitating energetic electrons. **Journal of the Radio Research Laboratories**, v.29, n.18, p.183-199, 1982.

Kirchhoff, V.W.J.H. **Introdução à geofísica espacial**. São Paulo: Nova Stella, 1991. 149 p.

Kirkwood, S.; Collins, P.N. The high-latitude lower ionosphere observed by EISCAT. **Advances of Space Research**, v.7, n.6, p.83-97, 1987.

Kissel, F.; Kissel, J.; Krankows, D.; Wieder, H.; Zahringer, J. Negatives ions in ionosphere - Mass spectrometric measurement. **Transactions - American Geophysical Union**, v.52, n.4, p.304, 1971.

Kossey, P.A.; Turtle, J.P.; Pagliarulo, R.P.; Klemetti, W.I.; Rasmussen, J.E. VLF reflection properties of the normal and disturbed polar ionosphere in Northern Greenland. **Radio Science**, v.18, n.6, p.907-916, 1983.

Krankowsky, D.; et al. Positive-ion composition in the lower ionosphere at high-latitudes during magnetic storm. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.49, n.7/8, p.809-833, 1987.

Krankowsky, D.; Betz, B. High-latitude mass spectrometric measurement of positive ion composition between 150 and 650 km. **American Geophysical Union**, v.52, n.4, p.306-329, 1971.

Koop, E. A global model of positive and negative ions in the lower ionosphere. **Advances of Space Research**, v.25, n.1, p.173-182, 2000.

Kull, A.; Koop, E.; Granier, C.; Brasseur, K. Ions and electrons of the lower-latitude D Region. **Journal of Geophysical Research**, v.102, n.A5, p. 9705-9716, 1997.

Labitzke, K. Barnett, J.J.; Edwards, B. **Handbook MAP 16, SCOSTEP**. Urbana: University of Illinois, 1985.

Liu, G.H.; Klostermeyer, J. Global dynamics responses of the atmosphere to the eruption of Mount St. Helens on May 18, 1980. **Journal of Geophysical Research**, v.87, n.A8, p.6281-6290, 1982.

Martyn, D.F. Cellular atmospheric waves in the ionosphere and troposphere. **Proceedings of Royal Society of London**, v.A, n.201, p.216-234, 1950.

McNamara, L.F. **The ionosphere: communications, surveillance, and direction finding**. Miami: Krieger Publishing Company, 1991. 237p.

Mitra, A. P. A review of D-Region processes in non-polar latitudes. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.30, n.6, p.1065-1114, 1968.

Mitra, A.P.; Shain, C.A. The measurement of ionospheric absorption using observations of 18,3 Mc/s cosmic noise. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.4, n.4-5, p.204-213, 1953.

Narcisi, R.S. **In physics and chemistry of the upper atmosphere**. Dordrecht: D. Reidel Publishing, 1973.

Narcisi, R.S.; C.R. Philbrick; Ulwick, J.C.; M.E. Gardner. Mesospheric nitric oxide concentration during a PCA. **Journal of Geophysical Research**, v.77, n.7, p.1332-1336, 1972.

Narcisi, R.S.; Baylei A.D.; Lucca L.D. Mass spectrometric measurements of negative ions in D-region and lower E-Regions. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.33, n.8, p.1147-1159, 1971.

National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA). **Dados de fluxo de radiação Lyman- $\alpha$** . Disponível em: <[ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_UV/SOLAR2000](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_UV/SOLAR2000)>. Acesso em: 12 abr. 2002. Arquivo de dados.

National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA). **Dados de número de manchas solares**. Disponível em: <[ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\\_DATA/COSMIC\\_RAYS/sunspot.txt](ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR_DATA/COSMIC_RAYS/sunspot.txt)>. Acesso em: 23 abr. 1999. Arquivo de dados.

National Oceanic and Atmospheric Administration (NOAA). **Dados de fluxo de raios cósmicos galácticos**. Disponível em: <ftp://ftp.ngdc.noaa.gov/STP/SOLAR\_DATA/COSMIC\_RAYS/cosmic\_ray.txt>. Acesso em: 18 abr. 1996. Arquivo de dados.

Nesterov, V.P. On the nighttime E-region ionization. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v. 36, n.11, p.1753-1758, 1974.

Nicolet, M. The photodissociation of water vapor in the mesosphere. **Journal of Geophysical Research - Oceans and Atmospheres**, v.86, n.NC6, p. 5203-5208, 1981.

Nymmik, R.A. Predicting the solar and galactic cosmic ray fluxes influencing the upper atmosphere: dependence on solar activity level. **Advances of Space Research**, v.22, n.1, p.143-146, 1998.

Ogawa, T.; Mori, H.; Miyazaki, S. Electron-density and temperature profiles in antarctic auroral ionosphere observed by sounding rockets. **Journal of the Radio Research Laboratory**, v.25, n.116, p. 73-94, 1978.

Parks, G.K. **Physics of Space Plasmas**. Seattle: University of Washington, Washington, 1991. 538p.

Pieper, G.F.; Bostrom, C.O.; Zmuda, A.J. Trapped protons in the South Atlantic Magnetic Anomaly, July through December 1961: the general characteristics. **Journal of Geophysical Research**, v.70, n.9, p.2021-2035, May 1965.

Pinto JR, O.; Gonzalez-Alarcon, W.D.; Pinto, I.R.C.A.; Gonzalez, A.L.C.; Mendes JR, O. The South Atlantic Magnetic Anomaly: three decades of research. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.36, n.5, p.1129-1134, 1992.

Pinto JR, O.; Gonzalez-Alarcon, W.D.; Pinto, I.R.C.A. The westward drift of the South-Atlantic Magnetic Anomaly. **Annales Geophysicae-Atmospheres Hydrospheres and Space Sciences**, v.9, n.4, p.239-241, 1991.

Pinto JR, O.; Gonzalez-Alarcon, W.D. Energetic electron precipitation at the South Atlantic Anomaly: a review. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.51, n.5, p.351-365, 1989.

Pinto JR, O.; Gonzalez-Alarcon, W.D. Stratospheric electric field and conductivity measurements over electrified convective clouds in the South American region. **Journal of Geophysical Research**, v.93, n.D1, p.709-715, 1988.

Prolss, G. W. **Ionospheric F-region storms: handbook of atmospheric electrodynamics**. Boca Raton: CRC Press, 1995.

Ratcliffe, J. A. **An introduction to the ionosphere and magnetosphere**. Cambridge: Cambridge University Press, 1972.

Rees, M.H. Auroral ionization and excitation by incident energetic electrons. **Planetary and Space Science**, v.11, n.10, p.1209-1218, 1963.

Rees, M.H. Ionization in the Earth's atmosphere by aurorally associated bremsstrahlung X-ray. **Planetary and Space Science**, v.12, n.7, p.1093-1097, 1964.

Rees, M.H. **Physics and Chemistry of the Upper Atmosphere**. Cambridge: Cambridge University Press, 1989. 289p.

Reid, G.C. The production of water-cluster positive ions in the quiet daytime D region. **Planetary and Space Science**, v. 25, n.9, p.275-290, 1977.

Richards, P.G.; Fennelly, J.A.; Torr, D.G. EUVAC: A solar EUV flux model for aeronomic calculations. **Journal of Geophysical Research**, v.99, n.A5, p.8981-8992, 1994.

Rishbeth, H.; Garriott, O.K. **Introduction to ionosphere physics**. New York: Academic Press, 1969. 331p.

Robinson, N. **Solar radiation**. Amsterdam: Elsevier, 1966. 347p.

Rodger, A.S.; Jarvis, M.J. Ionospheric research 50 years ago, today and tomorrow. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial Physics**, v.62, p.1629-1645, 2000.

Roederer, J.G. Dynamics of geomagnetically trapped radiation. **Physics and Chemistry in Space**, v.2, n.7, 1524-1733, 1970.

Roederer, J.G.; Welch, J.A.; Herod, J.V. Longitude dependence of geomagnetically trapped electrons. **Journal of Geophysical Research**, v.1, n.72, p.4431-4447, Sept. 1967.

Roederer, J.G. **Southern Hemisphere Anomalies**. Washington: NASA, 1965 (NASA report x-641-65-240).

Rossi, B. **Cosmic rays**. New York: McGraw-Hill Book Company, 1964. 268p.

Rostoker, C.T.; Friedrich, E.; Dobbs, M. Physics of magnetic storms. In: Tsurutani, B.; Gonzalez, W.D.; Kamide, T.; Arballo, J.L. ed. **Magnetic Storm**. Washington: American Geophysical Union, 1997. p.149-160.

Rowe, J.; Mitra, A.P.; Ferraro, A. J.; Lee, H.S. Experimental and theoretical study of d-region .2. semiempirical model for mid-latitude D-region. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.36, n.5, p.755-785, 1974.

Schunk, R.W.; Nagy, A.F. **Ionospheres: physics, plasma physics and chemistry**. New York: Cambridge University Press, 2000. Atmospheric and Space Science Series.

Shain, C.A. Galactic radiation at 18,3 Mc/s. **Australian Journal of Science Research**. v.A4, p258-263, 1951.

Soraas, F. Particles Observations in the magnetosphere. In: Engeland, A.; Holter, O.; Omhof, A. (eds.). **Cosmical Geophysics**. Oslo: Universitetsforlaget, 1973.

Space Physics Interactive Data Resource (SPIDR). **Dados de direção e intensidade do campo magnético interplanetário**. Disponível em: <<http://spidr.ngdc.noaa.gov/spidr/>>. Acesso em: 02 maio 2002. Arquivo de dados.

Souza, J.R. **Modelagem ionosférica em baixas latitudes no Brasil**. 1997, 127p. (INPE-6395-TDI/611). Tese (Doutorado em Geofísica Espacial) - Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, São José dos Campos, 1997.

Sugiura, M; Kamei, T. **On Dst index** (description in the IAGA bulletin no.40). Disponível em: <<http://swdcdb.kugi.kyoto-u.ac.jp/dst2/ondstindex.html>> Acesso em: 19 jan. 2000.



Swider, W. Steady-state D-region model. In: Schunk, R.W. **Solar-terrestrial energy program: handbook of ionospheric models**. Logan: Utah State University Press, 1996. p.27-32.

Taylor, M.S.; Hapgood, M.A. Identification of a thunderstorm as a source of short period gravity waves in the upper atmosphere nightglow emission. **Planetary and Space Science**, v. 36, n.10, p.975-985, 1988.

Testud, J. Gravity waves generated during magnetic substorms. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.32, n.11, p.1793-1805, 1970.

Thomas, L. The lower ionosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.33, n.2, p.157-195, 1971.

Tobiska, W.K. Variability in the TSI from irradiances shortward of Lyman-alpha. **Advances of Space Research**, v.29, n.12, p. 1969-1974, 2002.

Tobiska, W.K, Woods, T.; Eparvier, F.; Viereck, R.; Floyd, L.; Bouwer, D.; Rottman, G.; White, O.R. The SOLAR2000 empirical solar irradiance model and forecast tool. **Journal of Atmospheric and Solar-Terrestrial. Physics**, v.62, n.14, p.1233-1250, 2000.

Tohmatsu, T. **Compendium of aeronomy**. Tokio: Terra Scientif , 1990. 509p.

Toptygin, I.N. **Cosmic Rays in Interplanetary Magnetic Fields**. Palo Alto: Lockheed Palo Alto Research Laboratory, B.M. McCormac, 1985. 375p.

Torr, D.G.; Torr, M.R. Chemistry of thermosphere and ionosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.41, n.7/8, p.797-839, 1979.

Torr, M.R.; Torr, D.G.; Hoffman, R.A.; Hanson, W.B.; Hoffman, J.H.; Peterson, W.K.; Walker, J.C.G. Auroral F-region study using insitu measurements by atmosphere explorer-C satellite. **Planetary and Space Science**, v.23, n.12, p.1669-1679, 1975.

Trivedi, N.B.; Costa, J.M. **Brazilian Magnetic Anomaly**. São José dos Campos: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1980. 6p. (INPE-1935-RPE/258).

Trivedi, N.B.; Costa, J.M.; Batista, I.S. **Flutuações geomagnéticas associadas a precipitação de partículas da Anomalia Magnética do Atlântico Sul**. São José dos Campos: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1975. 10p. (INPE-691-RRE/014).

Trivedi, N.B.; Raj, D.B.; Martin, I.M.; da Costa, J.M. **Particle precipitation in Brazilian Geomagnetic anomaly during magnetic storms**. São José dos Campos: Instituto Nacional de Pesquisas Espaciais, 1973. 13p. (INPE 296-RI/085).

Turunen, E.; Matveinen, J.; Ranta, H. D-region ion chemistry model. In: Schunk, R.W. **Solar-terrestrial energy program: handbook of ionospheric models**. Logan: Utah State University Press, 1996. p.1-25.

Vampola, A.L.; Gorney, D.J. Electron energy deposition in the middle atmosphere. **Journal of Geophysical Research**, v.88, n.NA8, p.6267-6274, 1983.

Van Allen, J.A.; Frank, L.A. Radiation around the earth to a radial distance of 107,400 km. **Nature**, v.183, n.4139, p.430-453, 1959.

Velinov, P. On variations of the cosmic ray layer in the lower ionosphere. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.33, n.11, p.429-436, 1970.

Velinov, P. On ionization in the Ionosphere D-region by galactic and solar cosmic ray. **Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics**, v.30, n.11, p.1891-1905, 1968.

Vernov, S.N.; Gorchakov, E.V.; Shavrin, P.I.; Shavrina, K.N. Radiation belts in the region of the South Atlantic Magnetic Anomaly. **Space Science Reviews**, v.7, n12, p.490-502, Dec. 1967.

Willians, D.J.; Kohl, J.W. loss and replenishment of electrons at middle latitude and high B values. **Journal of Geophysical Research**, v.70, n.22, p.4139-4147, 1965.

Wolcott, J.H.; Simons, C.J.; Lee, D.D.; Nelson, R.A. Observations of na ionospheric perturbation arising from the Colinga earthquake. **Journal of Geophysical Research**, v.89, n.A8, p.6835-6839, 1984.

Wrenn, G.L.; Rodger, A.S.; Rishbeth, H. Geomagnetic storms in the Antarctic F-Region. I. Diurnal and seasonal patterns for main phase effects. **Journal of Atmosferic and Terrestrial Physics**, v.49, n. 9, p.901-913, 1987.

Zimuda, A.J. Ionization enhancement from Van Allen electrons in the South Atlantic Magnetic Anomaly. **Journal of Geophysical Research**, v.71, n.17, p.1911-1917, Sept. 1966.



## APÊNDICE A

### RELAÇÕES ASTRONÔMICAS

#### A.1 - Transformação da Série Temporal Universal em Série Temporal Sideral

A solução matemática proposta para a transformação da série temporal universal em série temporal sideral é dada por (Duffett-Smith, 1979):

$$ST = A UT + B d_n - C \quad (\text{A.1})$$

onde,

$ST$  = hora sideral;

$A$ ,  $B$  e  $C$  = constantes astronômicas;

$UT$  = hora universal;

$d_n$  = número do dia Juliano correspondente ao dia a ser transformado.

As constantes astronômicas ( $A$ ) e ( $B$ ) assumem os valores 1,002743 e 0,065709 respectivamente, já a constante astronômica ( $C$ ) varia anualmente (Tabela A.1).

TABELA A.1 – Valores da constante astronômica ( $C$ ).

ANO	VALOR DA CONSTANTE (C)
1989	17,357573
1990	17,373487
1991	17,389402
1992	17,405316
1993	17,355521
1994	17,371435
1995	17,387349
1996	17,403626

FONTE: Duffett-Smith (1979).

Como exemplo, a Figura A.1 mostra a aplicação desta interação de transformação de uma série temporal universal em série temporal sideral para o ano de 1992 (com espaçamento de aproximadamente 30 dias) para os registros do riômetro conectado a antena vertical da EACF. A figura permite também a observação da fase dos registros em ST, característica essa que foi muito utilizada nas análises de correção da série temporal realizadas neste trabalho.

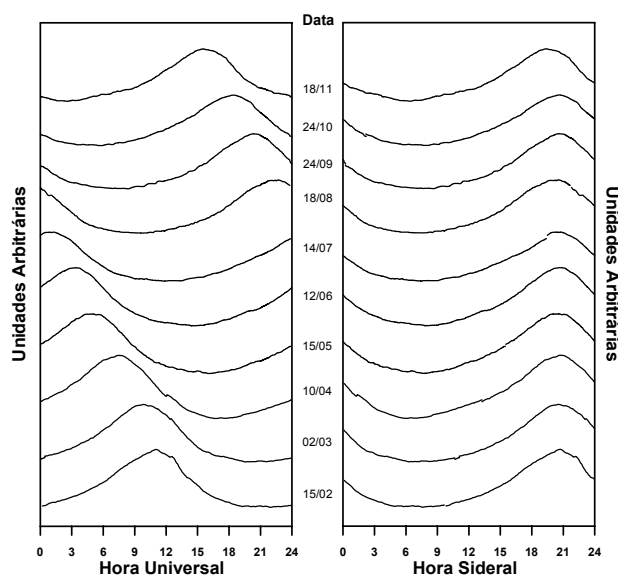


FIGURA A.1 – Representação visual da implementação da transformação da série temporal universal (UT) em série temporal sideral (ST).

FONTE: Modificada de Brum (1999).

## APÊNDICE B

### B.1 – Classificação da Atividade Geomagnética Através do Índice Magnético Planetário Kp

A classificação dos períodos geomagnéticos pode ser obtida através da análise dos índices de atividade geomagnética, os quais são utilizados como valores de referência. Estes índices são gerados a partir da análise das medidas realizadas em vários observatórios magnéticos situados em pontos distintos (diferentes coordenadas geomagnéticas) ao redor do globo terrestre.

Nesta seção utiliza-se como referência o índice magnético planetário (Kp), obtido a partir da média aritmética dos índices padronizados de treze observatórios situados entre as latitudes 46° N e 63° S (Lerwick, Harthand e Eskdalemuir - Reino Unido; Fredericksburg e Sitka - Estados Unidos; Ottawa e Meannok – Canadá; Wingst e Niemeck – Alemanha; Eyrewell - Nova Zelândia; Camberra – Austrália; Lovo – Suécia e Brorfelde – Dinamarca). Estes índices são disponibilizados com resolução temporal de 3 horas para uma escala de 28 pontos que varia de 0 (atividade geomagnética muito calma) até 9 (atividade geomagnética muito intensa) com frações intermediárias de 1/3 (0,  $\frac{1}{3}$ ,  $\frac{2}{3}$ , 1,  $1\frac{1}{3}$ , ..., 9). Por simplicidade de notação, convencionou-se denotar, a partir do número inteiro, a terça parte posterior como de positiva e a terça parte inferior como de negativa. Assim, por exemplo, ao invés de grafar-se a escala em 0,  $\frac{1}{3}$ ,  $\frac{2}{3}$ , 1,  $1\frac{1}{3}$ , ..., 9, grafa-se 0°, 0<sup>+</sup>, 1<sup>-</sup>, 1°, 1<sup>+</sup>, 2<sup>-</sup>, ..., 9° (Fernandez, 2002).

A partir deste índice, adotou-se a classificação de Wrenn et al. (1987) para a determinação de períodos geomagneticamente calmos, o qual define um dia de baixa atividade geomagnética como um dia expresso pela média diária do índice planetário Kp inferior a 2<sup>-</sup>. A classificação dos distúrbios geomagnéticos

através dos índices Kp, segundo Wrenn et al. (1987), é apresentada na Tabela B.1 junto ao seu respectivo ap, ao qual está correlacionado através de uma escala semi-logarítmica.

TABELA B.1 – Classificação da atividade geomagnética através do índice planetário Kp (e seu respectivo ap).

Condições Geomagnéticas	Índice Kp	Índice ap
Dia muito quieto	0° a 1°	0 a 4
Dia quieto	1° a 2 <sup>-</sup>	4 a 6
Dia normal	2 <sup>-</sup> a 3 <sup>+</sup>	6 a 18
Dia perturbado	3 <sup>+</sup> a 4 <sup>+</sup>	18 a 30
Dia muito perturbado	4 <sup>+</sup> a 9°	30 a 400

## B.2 – Classificação das Tempestades Magnéticas Através do Índice D<sub>ST</sub>

O índice D<sub>ST</sub>, desenvolvido como uma medida da componente simétrica da corrente de anel, é obtido a partir de magnetogramas de baixas latitudes, em unidades de nanoTeslas (nT) e resolução de uma hora. Para a determinação deste índice, utiliza-se a medida da componente horizontal (**H**) do campo magnético terrestre de superfície fornecida por estações localizadas em baixas latitudes e distribuídas longitudinalmente. Após a subtração da componente de períodos calmos, o valor médio das componentes **H** das estações contribuintes é calculado e multiplicado pela secante da latitude média das estações contribuintes (Rostoker et al., 1997 – citado por Fedrizzi, 2003). O D<sub>ST</sub> contém contribuições de sistemas de corrente que não são azimutalmente simétricas (ex: corrente de anel assimétrica, “*magnetotail current*” e contribuições da componente H provenientes das “*field-aligned currents*” – FACs) e, portanto, deve ser considerado como sendo o valor da corrente de anel simétrica mais um “erro” associado com as contribuições de outros sistemas de corrente (Rostoker et al., 1997 – citado por Fedrizzi, 2003). As variações positivas que ocorrem no D<sub>ST</sub> são geralmente uma consequência decorrente da compressão



da magnetosfera causada pelo aumento da pressão devido ao vento solar (Sugiura e Kamei, 2000 - citado por Fedrizzi, 2003).

De acordo com Gonzalez et al. (1994), a tempestade magnética é um intervalo de tempo quando um campo elétrico de convecção interplanetário de longa duração e suficientemente intenso produz, através de uma substancial energização do sistema magnetosfera-ionosfera, uma corrente de anel suficientemente intensa para exceder o limiar da magnitude do índice  $D_{ST}$ , o qual quantifica a intensidade da tempestade. A classificação das tempestades magnéticas através dos índices  $D_{ST}$ , período em horas e direção da componente  $B_z$  do campo magnético interplanetário, segundo Gonzalez et al. (1994), é apresentada na Tabela B.2.

TABELA B.2 – Classificação das tempestades magnéticas.

Intensidade da Tempestade	$D_{ST}$	$B_z$ (nT)	$\Delta T$ (horas)
Intensa	$-100 > D_{ST} > -250$	-10	3
Moderada	$-50 > D_{ST} > -100$	-5	2
Fraca (típica sub-tempestade)	$-30 > D_{ST} > -50$	-3	1

FONTE: Gonzalez et al. (1994).



## APÊNDICE C

### RAIOS CÓSMICOS

É sabido que vasta região do espaço é povoada por um tênue, mas significativo amontoado de partículas carregadas. Próximo ao planeta Terra, por exemplo, existem partículas na ionosfera, após a ionosfera as mesmas se encontram aprisionadas nos cinturões de radiação de Van Allen e ainda, a magnetosfera é envolvida por um vento solar povoado de partículas que está constantemente em expansão (Parks, 1991). Por fim, tem-se ainda partículas carregadas de origem extra galáctica.

Basicamente, existem dois tipos de partículas energéticas que chegam até as vizinhanças da Terra: os Raios Cósmicos Solares (RCS) e os Raios Cósmicos Galácticos (RCG), sendo que estes possuem origens diferentes e processos semelhantes de formação.

#### C.1 - Raios Cósmicos Solares

Os Raios Cósmicos Solares (RCS) são de origem solar e sua ocorrência é devida principalmente às explosões solares intensas, quando são liberadas grandes quantidades de energia abrangendo uma extensa faixa do espectro eletromagnético, além da ejeção de partículas energéticas, principalmente elétrons e prótons. Estas explosões solares, também denominadas *flares* solares, são um abrilhantamento de curta duração (de alguns minutos a algumas poucas horas) e ocorrem no colapso das manchas solares, ou mais especificamente, nas vizinhanças das mesmas.

O produto dos *flares* solares, mais especificamente os prótons solares, são guiados através do campo magnético interplanetário, atingindo a magnetosfera terrestre em alguns minutos ou até alguns dias após seu *flare* de origem

(Costa, 1991). Os RCS, exceto em casos identificáveis, geralmente não possuem energia suficiente para penetrar na camada atmosférica inferior e ionizar as baixas camadas ionosféricas (como a Região D, por exemplo).

A Figura C.1 mostra, na escala do lado direito, as menores latitudes que os prótons e os elétrons podem alcançar viajando com as respectivas velocidades mostradas na parte inferior da mesma figura. A escala horizontal superior mostra o tempo de viagem entre o Sol e a Terra para as partículas, e a escala da esquerda indica a energia das partículas de origem solar envolvidas neste tipo de processo (elétrons e prótons).

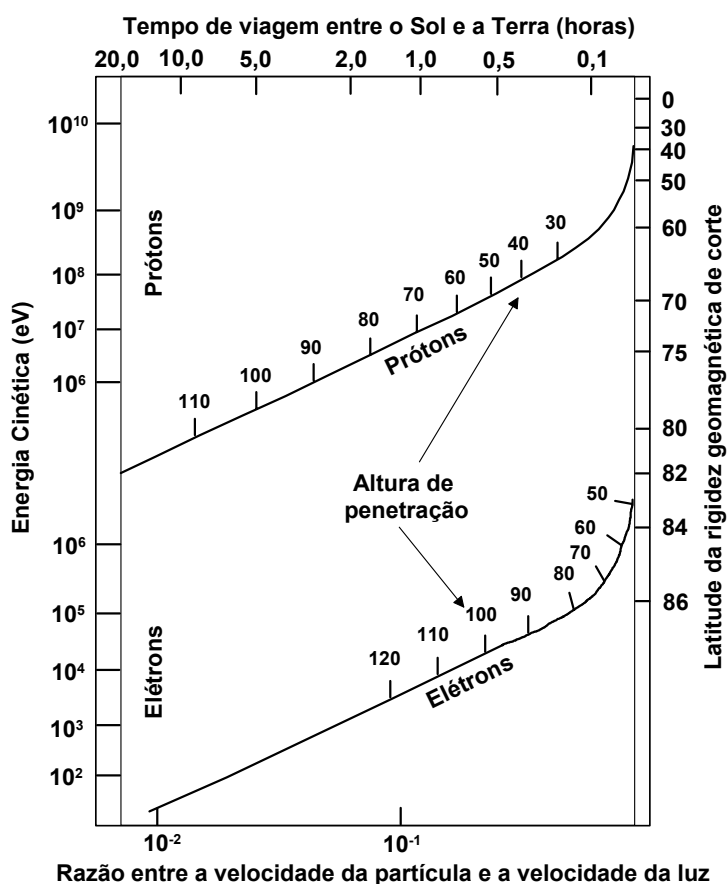


FIGURA C.1 – Penetração de prótons e elétrons na atmosfera terrestre em função da energia cinética e da rigidez magnética (latitude Geomagnética).

FONTE: Modificada de Hargreaves (1995).

Pode-se notar na Figura C.1, por exemplo, que prótons emitidos durante um evento próton solar alcança a Terra após mais ou menos 3 horas de viagem, podendo alcançar latitudes maiores que  $72^\circ$  (partículas mais energéticas, com energias próximas às dos raios cósmicos galácticos). Também é possível observar que os raios cósmicos solares (ou galácticos de mesma energia) com energias maiores que  $10^9\text{eV}$  podem ionizar baixas latitudes geomagnéticas.

Todas as partículas carregadas ionizam mais rapidamente na etapa final de seu caminho de propagação. Quando as partículas estão incidindo em uma atmosfera com uma distribuição de altura exponencial, a taxa a qual os elétrons são produzidos é mais concentrada no final do seu caminho (a altura na qual os prótons e elétrons com diferentes energias produzem elétrons mais abundantemente é mostrada na Figura C.1). Os prótons que atravessam a distância Sol-Terra entre 1 e 3 horas, durante um evento de próton solar (por exemplo), se precipitam em maior quantidade entre as altitudes de 60 e 90 km (região D). Os correspondentes elétrons ionizam mais rapidamente em torno de 100 e 130 km, sendo este último confinado predominantemente em regiões mais próximas aos pólos.

O fluxo de Raios Cósmicos Solares pode ser dividido em dois tipos segundo Velinov (1970), e esta divisão está diretamente ligada à energia das partículas contidas neste fluxo. Quanto a sua energia os RCS podem ser: 1- Fluxo de Raios Cósmicos Solares de Alta Energia, os quais contém partículas com energias relativísticas de várias dúzias de BeV e; 2- Fluxo de Raios Cósmicos Solares de Baixa Energia, os quais contem partículas de vários MeV até milhares de MeV e que são observados somente em latitudes geomagnéticas altas.

## C.2 - Raios C3smicos Gal3cticos

Outro agente de ioniza33o da baixa ionosfera s3o os Raios C3smicos Gal3cticos (RCG). Estes raios c3smicos consistem de part3culas nucleares energ3ticas (em torno de 100 GeV) encontradas no espa3o interplanet3rio, que chegam ao topo da atmosfera terrestre vindo de todas as dire33es.

Considerando que todas as estrelas de nossa gal3xia emitem part3culas compar3veis aos RCS (supondo um processo an3logo de forma33o), e que estas part3culas escapam de sua fonte de emiss3o, tais part3culas preencher3o todo o espa3o do volume gal3ctico. Contudo supondo que todas as  $10^{11}$  estrelas de nossa gal3xia emitem raios c3smicos com a mesma taxa de produ33o do Sol ( $10^{21} - 10^{22}$  ergs/s), a taxa de produ33o total de todas as estrelas de nossa gal3xia na forma33o dos RCG seria da ordem  $10^{32}$  a  $10^{33}$  ergs/s. Por3m, essa taxa de produ33o 3 muito inferior aos valores obtidos ( $10^{39}$  a  $10^{40}$  ergs/s) por algumas ordens de grandeza de pot3ncia.

Este problema foi parcialmente resolvido pela teoria da origem dos raios c3smicos gal3cticos, formulada por Fermi. Nesta teoria, as part3culas ganham energia pelo processo de acelera33o gradual no espa3o interestelar, ao inv3s de serem produzidas com muita energia por alguma, ou por todas as estrelas de nossa gal3xia. Neste caso, tais estrelas servem como verdadeiras injetoras de part3culas de baixa energia ( $\approx 10$  MeV, que representa um baixo valor de energia quando comparado aos RCG), as quais s3o aceleradas no espa3o interestelar at3 chegarem as vizinhan3as de nosso planeta. Para concluir, Fermi considerou que todo o espa3o gal3ctico 3 atravessado por um campo magn3tico fraco, campo este que seria resultado de fragmentos residuais dos campos magn3ticos de corpos celestes. Apesar de ser mais ou menos regular sobre grandes regi3es do espa3o, pode ser muito irregular em algumas localidades do mesmo, como ocorre nas nuvens de g3s de hidrog3nio ionizado, por exemplo. Se durante seu movimento ao longo do meio espacial, uma

partícula cósmica encontrar uma região de campo magnético mais forte, sua direção e seu movimento serão mudados apreciavelmente, e deste modo, essa partícula pode perder ou ganhar velocidade. Supondo que tais partículas se choquem ou sintam esta mudança de campo magnético, elas podem ganhar energia; por outro lado, se estas partículas sofrerem uma colisão frontal e inelástica, elas perderão alguma energia. Desde que a colisão do primeiro tipo seja muito mais numerosa que a do segundo tipo, as partículas terão em média um aumento de energia em seu deslocamento pelo espaço (Hess, 1965).

A radiação cósmica galáctica que chega até nosso sistema planetário, até certo ponto, é divergida para longe das vizinhanças do Sol pelo campo magnético interplanetário (Rigidez Magnética Interplanetária) (Figura C.2). Durante o máximo solar, o campo magnético do Sol está mais intenso e este, por sua vez, é “congelado” no plasma expelido nos *flares* solares e nos ventos solares que se propagam no meio interplanetário e, conseqüentemente, aumentam a intensidade do campo magnético interplanetário.

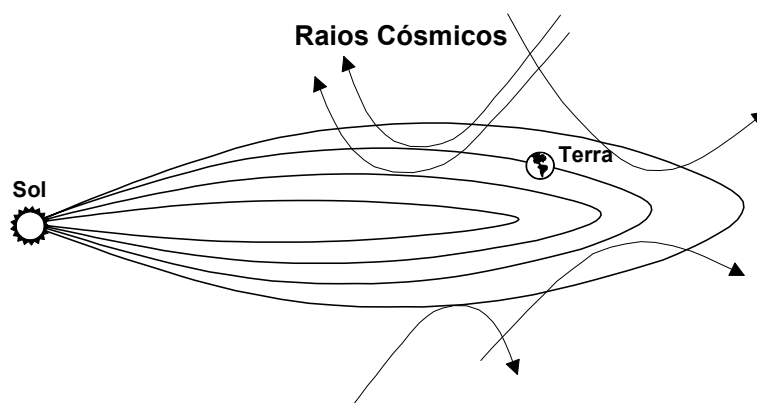


FIGURA C.2 – Bloqueio dos raios cósmicos galácticos pelo campo magnético interplanetário.

FONTE: Modificada de Gold (1959).

Este campo magnético, por sua vez, bloqueia os raios cósmicos menos energéticos, deixando chegar até as vizinhanças da Terra apenas as partículas

mais energéticas, diminuindo assim o fluxo de partículas que incidem na superfície da Terra durante o período de máximo solar. Um fenômeno contrário acontece durante o período de mínimo solar, ou seja, neste período o campo magnético interplanetário está menos intenso facilitando a passagem dos raios cósmicos menos energéticos e, desta forma, aumentando a incidência de partículas na superfície terrestre (Figura C.3). As partículas secundárias associadas com os raios cósmicos galácticos primários penetram na direção do solo, e antes de alcançar o final do seu caminho, produzem elétrons a uma taxa proporcional à concentração de partículas na atmosfera (Figura C.3).

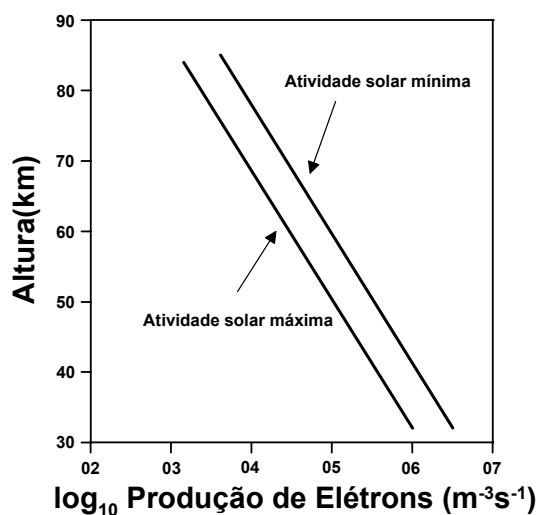


FIGURA C.3 – Número de elétrons produzidos pelos raios cósmicos galácticos durante o período de solar máximo e solar mínimo  
 FONTE: Modificada de Ratcliffe (1972).

Outro fator que interfere na incidência dos RCG é a Rigidez Geomagnética. A rigidez geomagnética dos raios cósmicos são valores que especificam a rigidez mínima que uma partícula carregada deve possuir para vencer o campo geomagnético e ser detectada na superfície terrestre. Se a partícula primária for suficientemente rígida (ou seja, tiver uma rigidez maior que a rigidez magnética de corte terrestre) ela pode penetrar através do campo geomagnético para um ponto de observação. Por outro lado, se a rigidez da



partícula primária for menor que a rigidez magnética de corte terrestre, a partícula não consegue atravessar o campo geomagnético e deste modo não podendo interagir com a atmosfera.

A rigidez de corte magnética terrestre varia em função da latitude geomagnética, da altitude (densidade atmosférica) e da direção zenital de incidência das partículas em um ponto de detecção, obtendo seu valor máximo na região do equador magnético e mínimo nas regiões polares (Jursa, 1985; Topygin, 1985).

### **C.3 – Interação dos Raios Cósmicos com a Atmosfera**

Os raios cósmicos ao chegarem na atmosfera terrestre são denominadas de partículas *primárias* (ou *radiação cósmica primária*) e uma vez interagindo com os núcleos atmosféricos passam a ser denominadas de partículas *secundárias* (ou *radiação cósmica secundária*) onde a energia liberada nesta interação é responsável por uma parcela considerável da ionização da baixa ionosfera.

#### **C.3.1 - Radiação Cósmica Primária**

Os componentes primários dos raios cósmicos são basicamente formados por prótons (83%), partículas alfa (13%) e um pequeno resíduo formado por elétrons (3%) e por núcleos desprovidos de grande número atômico (1%), estes últimos possuindo um número atômico inferior a dois (Jursa, 1985) além de uma parcela reduzida de partículas com número atômico  $\cong 90$ .

A Tabela C.1 apresenta a abundância relativa dos elementos encontrados nos raios cósmicos primários. Nesta tabela são apresentados os elementos de acordo com o seu número atômico (Z) os quais estão agrupados por: hidrogênio (Z=1); hélio (Z=2); elementos leves (Z=3-5), L; elementos médios (Z=6-9), M; elementos pesados (Z $\geq$ 10), P; elementos muito pesados (Z=20-30),

MP e os detectados a posteriori (Z=31-92),MP' , e por fim, elementos superpesados (Z≈100), SP.

TABELA C.1 – Abundância relativa dos elementos dos raios cósmicos primários no universo.

Grupo	Elemento	Z	Percentagem de abundância nos Raios Cósmicos (%)
Próton	H	1	93
Alpha	He	2	6.3
L	Li, Be, B	3 - 5	0.10
M	C, N, O, F	6 - 9	0.42
P	Ne - K	10 - 19	0.14
MP	Ca - Zn	20 - 30	0.04
MP'	Ga - U	31 - 92	$2 \times 10^{-6}$
SP	>U	110	?

### C.3.2 - Radiação Cósmica Secundária

Os raios cósmicos primários ao adentrarem na atmosfera e sofrerem as primeiras interações com o meio (colisões) passam a ser classificadas como raios cósmicos secundários ou radiação cósmica secundária. Estas colisões podem ser de dois tipos: com a estrutura eletrônica do átomo e com o núcleo do mesmo. As colisões do primeiro tipo geralmente liberam um elétron da estrutura atômica da matéria interagida pelo mecanismo conhecido como ionização. O segundo tipo de colisão supõe um próton de energia relativística adentrando em um meio mais denso o qual propicia aproximadamente 6000 colisões por metro percorrido em condições normais de pressão, ou seja, este próton realiza 30 colisões ionizantes por 0,01m de ar, e alguns dos elétrons liberados destas interações possuem energia suficiente para produzir novas ionizações. Portanto, 30 ionizações primárias podem produzir outras 30 ionizações secundárias.

Quando um raio cósmico primário (partícula) choca diretamente com o núcleo de um átomo atmosférico, dependendo da energia da partícula primária, do

tamanho do núcleo, etc... pode ocorrer uma variedade de processos. Estes processos podem ser divididos em processos de absorção e de dispersão (elásticas e inelásticas). Em processos de dispersão elástica a quantidade de movimento e a energia cinética total se conservam (semelhante a colisões de bolas de bilhar). Já nos processos de dispersão inelástica uma fração de energia da energia dos raios cósmico incidentes é absorvida pelo núcleo que por sua vez é excitado. Esta energia é posteriormente emitida em forma de raios  $\gamma$ , partículas  $\alpha$ , neutrons ( $n$ ), prótons ( $p$ ), mésons  $\pi$  neutros ( $\pi^0$ ), mésons  $\pi$  carregados ( $\pi^+$  e  $\pi^-$ ), anti-prótons e anti-neutrons ( $\bar{n}$  e  $\bar{p}$ ), mésons pesados ( $K$ ) e hyperons ( $Y$ ).

Os mésons  $\pi$  neutros decaem rapidamente devido a uma interação nuclear energética no topo da atmosfera dando origem a um par de raios gamma de alta energia ( $\gamma$ ), que por sua vez transformam-se (Processo de Produção Dupla) em elétrons positivos (pósitrons) e elétrons negativos de alta energia ( $e^+$  e  $e^-$ , respectivamente). Estes elétrons de alta energia são desviados de sua trajetória pelo campo elétrico do núcleo atômico resultando em outro elétron e um outro raio gamma, agora com uma energia um pouco menor (Processo *Bremsstrahlung*). Os processos de Produção Dupla e de *Bremsstrahlung* continuam sem interrupção na parte inferior da atmosfera, originando a chamada Cascata Eletromagnética (Figura C.4).

Os mésons  $\pi$  carregados decaem para mésons  $\mu$  ( $\mu^+$  e  $\mu^-$ ) e neutrinos ( $\nu$ ). Os mésons  $\mu$  originados nesta interação decaem para elétrons e neutrinos, deste modo a maioria das partículas carregadas que chegam a superfície da Terra são elétrons, positrons e mésons  $\mu$  (Rossi, 1964). A Figura C.4 ilustra de maneira clara todo o processo de decaimento dos raios cósmicos, desde suas partículas primárias (geralmente prótons) até o produto final que chega na superfície terrestre, as quais são registradas pelos Monitores de Neutróns (Hess, 1965).

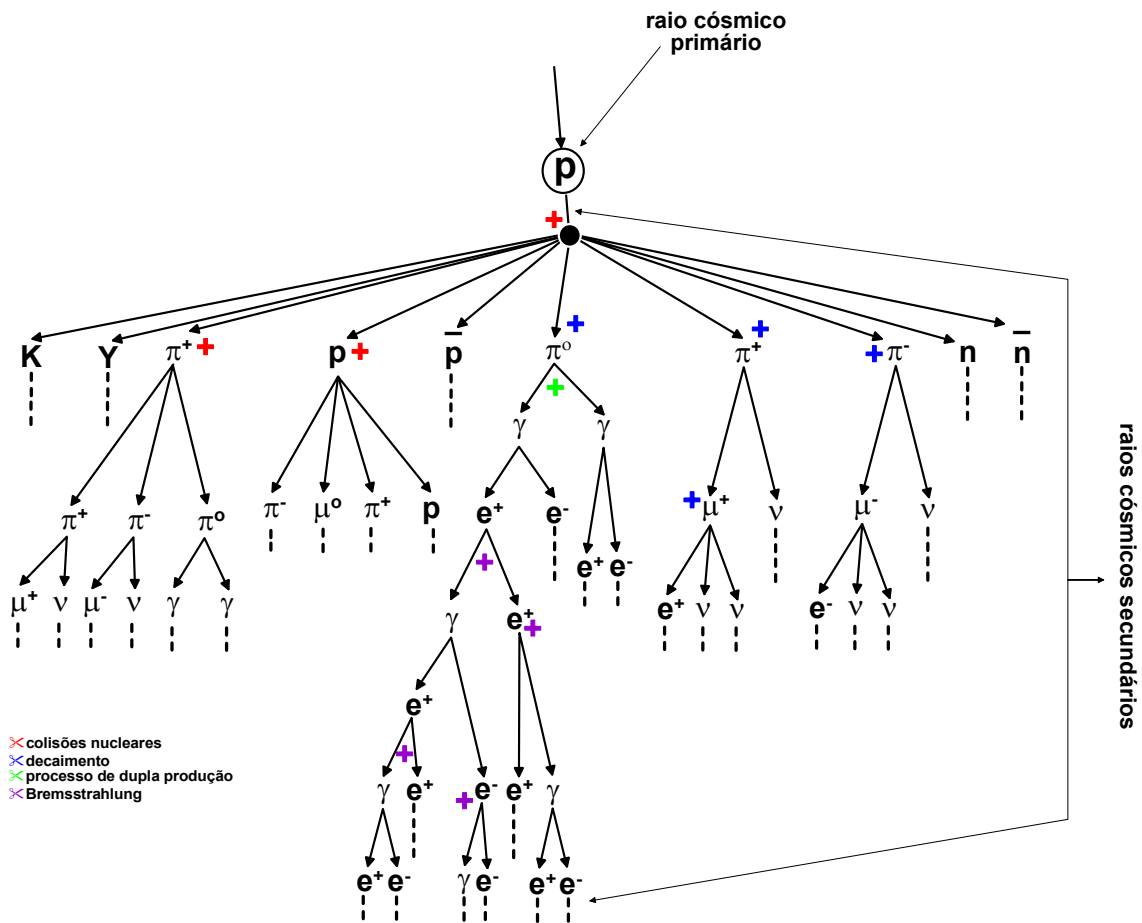


FIGURA C.4 – Representação das reações envolvidas na interação das partículas dos raios cósmicos primários com a atmosfera terrestre dando origem aos raios cósmicos secundários.

FONTE: Modificada de Rossi (1964).

Em cada interação de colisão nuclear dos Raios Cósmicos é liberada uma parcela de energia e é esta a energia que ioniza o caminho percorrido pelos elementos secundários dos Raios Cósmicos (cascata eletromagnética).

## APÊNDICE D

### RIGIDEZ MAGNÉTICA

Considerando uma partícula com carga de  $Z$  unidades e que a mesma se mova em um plano perpendicular as linhas de força de um dado campo magnético de intensidade  $B$ , a trajetória que esta partícula descreverá será equivalente a um movimento helicoidal, cujo raio de giro responderá a condição a qual a força centrípeta exercida sobre esta partícula e a força de Lorentz deva se equilibrar. Se  $m$  é a massa desta partícula e  $v$  sua velocidade (energia cinética – pequena se comparada a velocidade da luz) a força centrípeta será dada por:

$$F_c = \frac{mv^2}{\rho} \quad (D.1)$$

onde  $\rho$  é o raio de giro da partícula. Por outro lado, a força de Lorentz é dada como:

$$F_L = ZeBv \quad (D.2)$$

onde  $e$  é a carga do elétron. Deste modo, igualando as equações D.1 e D.2 e chamando  $mv$  de momento da partícula ( $P$ ), a equação resultante é dada por:

$$B\rho = \frac{P}{Ze} \quad (D.3)$$

Onde  $B\rho$  é considerado como a medida da resistência da partícula contra o efeito de desvio do campo magnético  $B$ , a qual é denominada de Rigidez Magnética da Partícula.

Multiplicando ambos os lados da Equação D.3 por  $c$  (velocidade da luz) e levando em conta que a energia total das partículas relativísticas ( $E$ ) é proporcional (próxima) ao produto de  $pc$ , onde  $p$  é o momento da partícula, a Equação D.3 passa a ser :

$$cBp = \frac{pc}{Ze} = \left(\frac{E}{e}\right)\left(\frac{1}{Z}\right) \quad (D.4)$$

Esta equação pode ser empregada em qualquer sistema consistente de unidades. Como exemplo, se a energia empregada no cálculo for em elétron volts ( $E_{(eV)} = \frac{E}{e}$ ) a rigidez magnética será dada por:

$$cBp = \frac{E_{(eV)}}{Z} \quad (D.5)$$

e se  $B$  for medido em teslas e  $p$  em metros, supondo  $c=3.18^8m/s$ , a rigidez magnética de uma partícula em eV passa a ser calculada por :

$$Bp = \frac{E_{(eV)}}{Z \cdot 3.10^8} \quad (D.6)$$

## APÊNDICE E

### MODELO COMPUTACIONAL DA BAIXA IONOSFERA

O modelo proposto para este trabalho tem o propósito de descrever as interações físicas e químicas da baixa ionosfera (de 50 a 120km de altitude) supondo que o sistema esteja em um estado estacionário e eletricamente neutro.

A simulação física dos fenômenos abordados pelo modelo é relativamente simples se comparado ao seu balanceamento químico. Os processos de precipitação de elétrons e de raios cósmicos galácticos na baixa ionosfera, processos de fotoionização e os processos de absorção ionosférica do ruído cósmico são incluídos neste modelo.

A química desta região ionosférica é extremamente complexa devido ao grande número de íons positivos e negativos neste meio imersos. O balanceamento químico proposto neste trabalho utiliza 24 íons positivos e 10 íons negativos, cujos processos de produção e perda são descritos por 175 reações químicas.

O fluxo de radiação utilizado é fornecido pelo modelo EUVAC (Richards, Fennelly e Torr, 1994). Este modelo fornece o fluxo de 37 intervalos de comprimento de onda diferentes compreendidos entre 50Å e 1050Å. Especificamente para o cálculo do Ly- $\beta$  e Ly- $\alpha$  utilizou-se o modelo SOLAR2000 (Tobiska et.al., 2000 e Tobiska, 2002). A descrição e a discussão dos modelos citados são apresentadas nas subseções E.3.1 e E.3.2. Outros comprimentos de onda são utilizados, porém com valores fixos obtidos da literatura.

Parte da concentração dos constituintes da atmosfera neutra ( $O$ ,  $O_2$ ,  $N$ ,  $N_2$ ,  $H$  e  $H_e$ ) e a temperatura necessárias às simulações (em função da altitude, hora e localização geográfica), foram obtidas do modelo MSIS-90 (Labitizke et al., 1985 e Hedin, 1991). As concentrações moleculares do  $CO_2$  e  $H_2O$  são calculadas a partir das taxas de mistura de  $3 \cdot 10^4$  e  $1 \cdot 10^6$ , respectivamente, em relação à concentração molecular total da atmosfera neutra (Turunen, Matveinen e Ranta, 1996). A concentração do  $NO$  também é obtida através de uma taxa de mistura (em função da altitude e hora local) fornecido por Barth et. al. (1996). Para os demais constituintes da atmosfera neutra ( $NO_2$ ,  $O_2(^1\Delta_g)$ ,  $O_3$ ,  $OH$  e  $HO_2$ ) foram utilizados valores fixos de concentrações moleculares (Turunen, Matveinen e Ranta, 1996).

A seguir são apresentadas as formulações matemáticas, físicas e químicas empregadas no modelo da baixa ionosfera desenvolvido para esta tese.

### E.1 – Equação de Continuidade

Devido à elevada densidade da região ionosférica estudada, o transporte pode ser desprezado e as concentrações individuais dos íons podem ser obtidas diretamente pela equação da continuidade sem o termo de transporte, da seguinte forma:

$$\frac{\partial n_i}{\partial t} = P_i - L_i \quad (E.1)$$

onde  $n_i$ ,  $P_i$  e  $L_i$  são a concentração, taxa de perda e taxa de produção do íon  $i$ , respectivamente. A densidade eletrônica, supondo a condição de neutralidade de cargas, é obtida através da relação:



$$Ne = \sum_{\text{positivos}} n_i - \sum_{\text{negativos}} n_i \quad (\text{E.2})$$

O cálculo de equilíbrio elétron-íon em função do tempo é dado pela relação que descreve a densidade eletrônica em função da densidade eletrônica no estado estacionário ( $Ne_{est}$ ), o valor inicial da densidade eletrônica no instante  $t - \Delta_t$  ( $Ne_o$ ) e as taxas de recombinação dissociativa ( $\alpha_D$ ) e de neutralização mútua ( $\alpha_i$ ), como:

$$Ne = Ne_{est} \frac{1 + [(r_o - 1)/(r_o + 1)]e^{-\frac{t}{\tau}}}{1 - [(r_o - 1)/(r_o + 1)]e^{-\frac{t}{\tau}}} \quad (\text{E.3})$$

onde  $r_o = Ne_o / Ne_{est}$  e  $\tau$  é a constante de tempo (Banks e Kockarts, 1973b). A constante de tempo é calculada em função da taxa de neutralização mútua, da taxa de recombinação dissociativa e da proporção dada pela razão entre os íons negativos e a densidade eletrônica ( $\lambda = n^- / Ne$ ), este último condicionado a hora local. Utilizou-se um valor constante para  $\alpha_i$  ( $6 \cdot 10^{-8} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$ ), enquanto  $\alpha_D$  é obtido por:

$$\alpha_D = 5 \cdot 10^{-21} n(\text{O}_2) + 3 \cdot 10^{-20} n(\text{O}) + \frac{2 \cdot 10^{-19} n(\text{O}_2)}{2 \cdot 10^{-11} n(\text{O}_2) + 10^{-8} Ne_o} + 10^{-12} \quad (\text{E.4})$$

## E.2 – Taxas de Produção

A taxa de perda iônica é basicamente atribuída aos processos químicos inerentes ao processo de formação da ionosfera desta região. No entanto as taxas de produção iônica adotadas neste modelo (excluindo os gerados pelas interações químicas) podem ser atribuídas a três “agentes” diferentes, representadas por:

$$P_i = Q_{fi} + Q_{rcg} + q_z \quad (E.5)$$

onde  $Q_{fi}$  é a taxa de produção por fotoionização para o componente neutro  $i$ , enquanto que  $Q_{rcg}$  é a taxa de ionização para o componente neutro  $i$  atribuído aos raios cósmicos galácticos e  $q_z$  taxa de ionização para o componente neutro  $i$  atribuído a precipitação eletrônica.

### E.2.1 – Taxa de Fotoionização

A fotoionização é a produção de pares de íons pela radiação solar incidente na atmosfera terrestre e pela radiação oriunda do produto secundário de processos físicos e químicos ionosféricos, como a radiação liberada nas interações físicas da precipitação de partículas energéticas de origem solar e/ou galáctica, por exemplo. A taxa de fotoionização do componente  $i$  para uma radiação de uma determinada faixa de comprimento de onda pode ser obtida a partir da Equação (E.2):

$$Q_{fi} = \sigma_{fi}^i(\Delta\lambda) n_i \phi_\infty(\Delta\lambda) e^{-\tau_{i,z}} \quad (E.6)$$

onde  $\sigma_{fi}^i(\Delta\lambda)$  é a seção transversal de fotoionização do constituinte  $i$  para uma determinada faixa de comprimento de onda  $\Delta\lambda$ ;  $n_i$  é a concentração do constituinte  $i$ ;  $\phi_\infty(\Delta\lambda)$  fluxo de radiação incidente fora da atmosfera; e  $\tau_{i,z}$  a profundidade óptica dependente da altitude  $z$  e do constituinte  $i$ .

Geralmente  $\sigma_{fi}^i(\Delta\lambda)$  e  $\phi_\infty(\Delta\lambda)$  podem ser obtidos da literatura na forma de tabelas ou funções obtidas através de observações experimentais. No entanto, a profundidade óptica da radiação de um dado comprimento de onda é obtido pela relação (Equação E.3):

$$\tau_{i,z} = \sum n_{i,z} H_{i,z} \sigma_{a_i}(\Delta\lambda) \sec \chi_z \quad (\text{E.7})$$

onde  $n_{i,z}$  é a concentração do gás ionizável  $i$  dependente da altitude  $z$ ,  $H_{i,z}$  é a altura de escala local dependente do constituinte e da altitude,  $\sigma_{a_i}(\Delta\lambda)$  é a seção transversal de absorção de radiação de uma determinada faixa de comprimento de onda  $\Delta\lambda$  (ou comprimento de onda específico) e  $\chi_z$  é o ângulo zenital na altitude  $z$ .

Devido ao fato da profundidade óptica estar diretamente relacionada ao ângulo zenital, e que este último tem uma variação proporcional com a altitude, isto é, conforme o Sol se dirige ao horizonte a coluna atmosférica se torna progressivamente maior, torna-se necessário aplicar à  $\tau_{i,z}$  fatores de correção no intuito de minimizar os problemas associados à curvatura da Terra na coluna atmosférica. Assim sendo, para ângulos zenitais maiores que  $70^\circ$ , a profundidade óptica pode ser obtida a partir da formulação:

$$\tau(X_{z,i}, \chi_z) = \sum n_{i,z} H_{i,z} \sigma_{a_i} F(X_{z,i}, \chi_z) \quad (\text{E.8})$$

onde  $F(X_{z,i}, \chi_z)$  é definida como função de Chapman, a qual é expressa por (Banks e Kockarts, 1973b):

$$F(X_{z,i}, \chi_z) = -X_{z,i} \cos \chi_z + \left[1 + X_{z,i} (1 + \sin \chi_z)\right]^{0.5} \left\{ \left[X_{z,i} (1 - \sin \chi_z)\right]^{0.5} + \left(\frac{\pi^{0.5}}{2}\right) \left(1 - \operatorname{erf}\left[X_{z,i} (1 - \sin \chi_z)\right]^{0.5}\right) \exp\left[X_{z,i} (1 - \sin \chi_z)\right] \right\} \quad (\text{E.9})$$

O termo  $\operatorname{erf}[X.(1 - \sin \chi)]$  é a função erro (Ambramowitz e Stegun, 1972; Freeze e Cherry, 1979; Domenico e Schwartz, 1990) (Figura E.1) e é obtida pela Equação E.10.

$$\operatorname{erf}[X_{z,i}(1-\sin\chi_z)] = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_0^{X_{z,i}(1-\sin\chi_z)} e^{-\xi^2} d\xi \quad (\text{E.10})$$

onde o termo  $X_{z,i}$  da Equação E.8 é dado por:

$$X_{z,i} = \frac{(R_T + z)}{H_{i,z}} \quad (\text{E.11})$$

para  $R_T$  igual a 6378 km (raio da Terra).

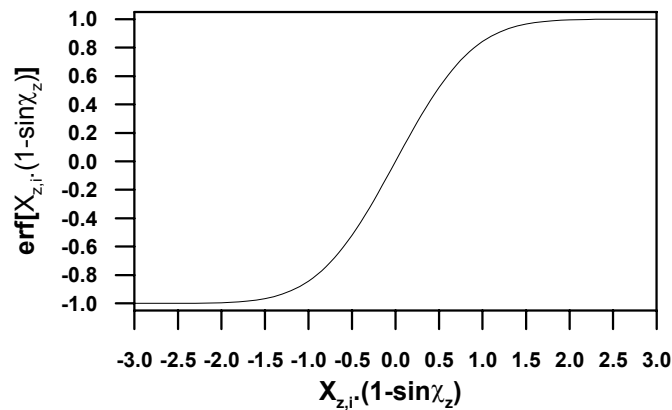


FIGURA E.1 – Perfil da equação de erro aplicada a função de Chapman.

A altura de escala do constituinte  $i$  em função da altitude ( $H_{i,z}$ ) é dada por (Equação E.12 – Modificada de Davies, 1966):

$$H_{i,z} = \left( \frac{An.k_B}{g_o} \right) \left( 1 + \frac{z}{R_T} \right) \frac{T_z}{M_i} \quad (\text{E.12})$$

onde  $An$  é o número de Avogrado ( $6,022 \cdot 10^{23} \text{ mol}^{-1}$ );  $k_B$  é a constante de Boltzmann ( $1,381 \cdot 10^{-23} \text{ joule} \cdot \text{K}^{-1}$ );  $g_o$  a aceleração da gravidade padrão ( $9,807 \text{ m} \cdot \text{s}^{-2}$  na superfície terrestre);  $T_z$  a temperatura em função da altitude e  $M$  a massa molecular do constituinte  $i$ . Para facilitar as operações matemáticas

inerentes aos cálculos empregados no modelo em descrição, o termo do primeiro parênteses foi substituído por 0,8480046.

### E.2.2 – Taxa de Ionização por Precipitação de Elétrons

Neste trabalho é utilizado o cálculo da taxa de produção de pares de íons devido à precipitação de elétrons proposta por Rees (1963). O cálculo foi desenvolvido considerando uma distribuição isotrópica para o feixe de elétrons incidentes. A distribuição da dissipação de energia por elétrons monoenergéticos, com uma distribuição isotrópica na faixa de  $0^\circ$  a  $80^\circ$ , é apresentada na Figura E.2, onde a relação  $z/R$  é definida como profundidade de penetração atmosférica normalizada e  $F(z/R)$  é a função de dissipação relativa ao mesmo parâmetro  $z/R$ .

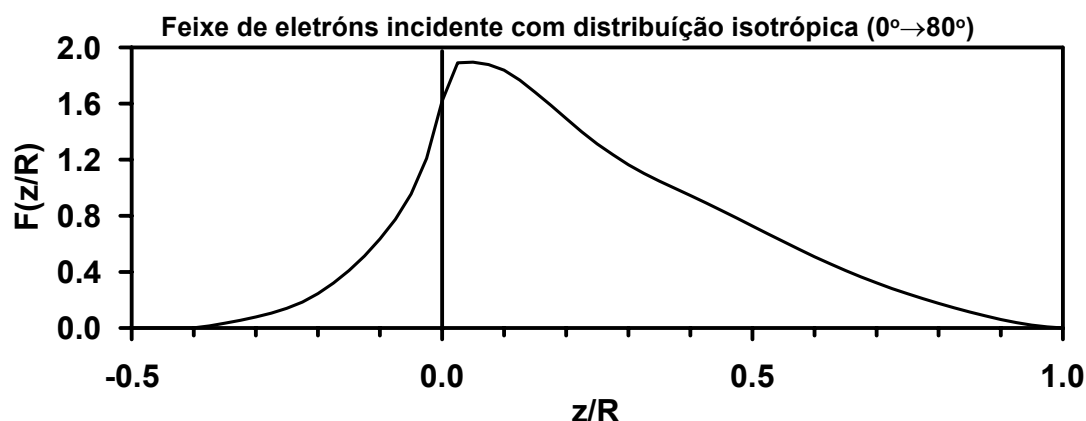


FIGURA E.2 – Função de distribuição de dissipação de energia normalizada. Feixe de elétrons incidentes com distribuição isotrópica de  $0^\circ$  a  $80^\circ$ .

A taxa de ionização por unidade de volume ( $q_z$ ) por fluxo unitário de elétrons incidentes ( $\Phi_e$ ) é dada por (Rees, 1963):

$$\frac{q_z}{\Phi_e} = \frac{\varepsilon_0/r_0}{\Delta E_{ion}} F(z/R) \frac{n(M)_z}{n(M)_R} \quad (E.13)$$

onde  $\varepsilon_0$  é a energia inicial do elétron,  $\Delta E_{ion}$  a perda média por par de íons formado,  $n(M)_z$  e  $n(M)_R$  são a densidade numérica de átomos ionizáveis nas profundidades atmosférica  $z$  e  $R$ , respectivamente.  $r_0$  é denominado de range (em atm-cm) no topo da atmosfera e  $F(z/R)$  é a função de distribuição normalizada da dissipação de energia.

A profundidade atmosférica pode ser obtida dividindo-se a pressão local pela aceleração da gravidade, tendo como unidade  $\text{g.cm}^{-2}$  enquanto que  $R$ , no intervalo de energia de 1 a 300 keV, está associado à energia inicial  $\varepsilon_0$  por  $R = 4,57 \cdot 10^{-6} \cdot \varepsilon_0^{1,175}$  (E.14), devendo a energia inicial do elétron ser expressa em keV e  $R$  em  $\text{g.cm}^{-2}$ .

A Figura E.3 mostra a taxa de produção por unidade de volume, por fluxo unitário de elétrons incidentes no intervalo de altura entre 60 km e 120 km, para diferentes valores de energia inicial dos elétrons.

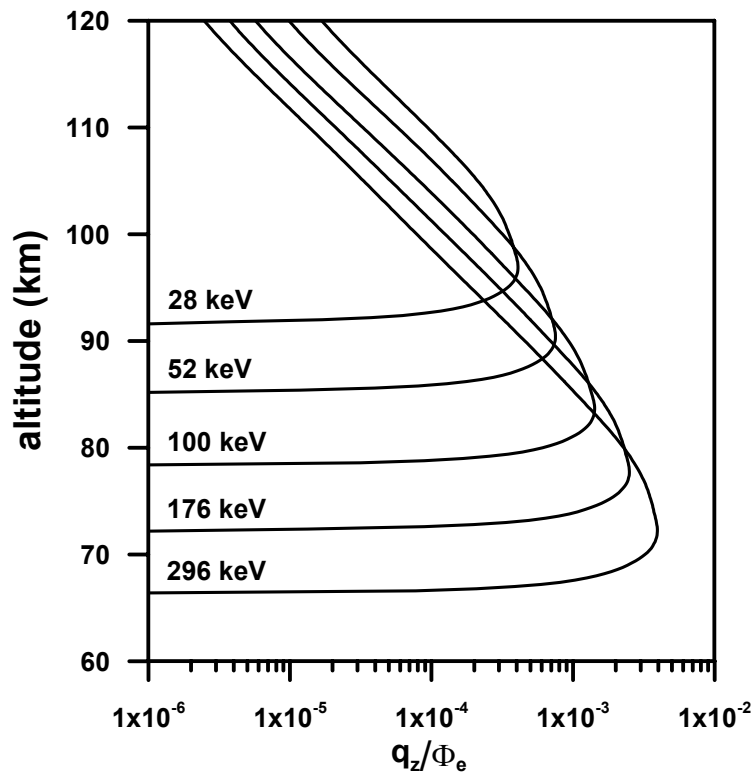


FIGURA E.3 – Taxa de produção por unidade de volume, por fluxo unitário de elétrons incidentes para diferentes valores de energia.

O total da taxa de produção de ionização por precipitação de elétrons é transportado para os principais constituintes ionizáveis de acordo com a magnitude de suas seções transversais de ionização e concentração dos mesmos. Deste modo, a partir do cálculo de pares de íons-elétrons ( $q_z$ ) produzidos por precipitação de elétrons proposta por Rees (1963), a taxa de produção para os íons mais ionizáveis  $N_2$ ,  $O_2$  e o átomo de  $O$  é dado por (Rees, 1989):

$$p_e(N_2^+) = 0,76q(N_2) \quad (E.15)$$

$$p_e(O_2^+) = 0,66q(O_2) \quad (E.16)$$

$$p_e(O^+) = 0,33q(O_2) + q(O) \quad (E.17)$$

onde

$$q(N_2) = q_z \frac{0,92n(N_2)}{0,92n(N_2) + n(O_2) + 0,56n(O)} \quad (\text{E.18})$$

$$q(O_2) = q_z \frac{n(O_2)}{0,92n(N_2) + n(O_2) + 0,56n(O)} \quad (\text{E.19})$$

$$q(O) = q_z \frac{0,56n(O)}{0,92n(N_2) + n(O_2) + 0,56n(O)} \quad (\text{E.20})$$

### E.2.3 – Taxa de Ionização por Raios C3smicos Gal3cticos

A inclus3o da taxa de produ3o de pares de 3ons por raios c3smicos gal3cticos 3 baseada em um modelo emp3rico convenientemente parametrizado da taxa da produ3o de pares de 3ons por raios c3smicos gal3cticos (Heaps,1978). Este modelo tem como par3metros de entrada a latitude ( $\phi$ ), a altitude e o n3vel da atividade solar, e como condi3o de contorno a densidade do meio ( $M$ ). Assim sendo, a produ3o de pares de 3ons originada pela precipita3o de raios c3smicos gal3cticos ( $Q_{CR}$  -  $s^{-1}cm^{-3}$ ) para uma localidade acima da latitude  $53^\circ$  e para uma dada densidade num3rica atmosf3rica maior que  $3 \times 10^{17}$  ( $cm^{-3}$ ), 3 dada por:

$$Q_{CR} = (X_1 + X_2 \sin^4 \phi) 3 \cdot 10^{17(1-X_3)} M^{X_3} \quad (\text{E.21})$$

para  $X_1$  igual a  $1,74 \cdot 10^{-18}$  e  $X_2$  igual a  $1,93 \cdot 10^{-17}$  e  $2,84 \cdot 10^{-17}$  para a atividade solar m3xima e m3nima, respectivamente. A constante  $X_3$  3 obtida pela rela3o:

$$X_3 = 0,6 + 0,8|\cos(\phi)| \quad (\text{E.22})$$



Para as mesmas condições latitudinais, porém para  $M$  menor que  $3.10^{-7} \text{ cm}^{-3}$ , a taxa de produção de pares de íons pela precipitação de raios cósmico galácticos é dada por:

$$Q_{CR} = (X_1 + X_2 \sin^4 \phi) M \quad (\text{E.23})$$

Nas regiões de latitudes mais elevadas ( $\phi > 53^\circ$ ) as taxas de produção são dadas por

$$Q_{CR} = X_1 M \quad (\text{alta atividade solar}) \quad (\text{E.24})$$

e

$$Q_{CR} = (X_1 + X_2) M \quad (\text{baixa atividade solar}) \quad (\text{E.25})$$

onde à  $X_1$  e  $X_2$  são atribuídos os valores de  $1,44.10^{-17}$  e  $4,92.10^{-18}$ , respectivamente.

Estas taxas de ionização são inicialmente efetivas na produção de pares de íons para os componentes neutros majoritários da baixa ionosfera ( $N_2$  e  $O_2$ ).

### **E.3 - Fluxos de Radiação**

#### **E.3.1 – Fluxo de Irradiância de Lyman- $\alpha$ - Modelo SOLAR2000**

O papel da Lyman  $\alpha$  ( $\lambda=121,567.10^{-9}\text{m}$ ) na química da atmosfera terrestre é relevante, principalmente na formação da Camada D da ionosfera através de processos essenciais de fotodissociação envolvendo as moléculas de  $O_2$ ,  $CO_2$  e especialmente  $H_2O$  (Nicolet, 1981).

Para o modelo da baixa ionosfera desenvolvido neste trabalho, inicialmente pensou-se em utilizar uma função que exprimisse a variação do fluxo do Ly- $\alpha$

em função de parâmetros solares disponíveis para a comunidade científica, como o fluxo de F10,7cm. Algumas funções deste tipo existem na literatura, como a desenvolvida por Bussy e Nicolet (1981) a qual, a partir de observações experimentais, tendo como base um valor idealizado da irradiância do Ly- $\alpha$  para o Sol durante condições de baixa atividade (calmo) e fluxo de F10,7cm, descreve a irradiância do Ly- $\alpha$ . Entretanto esta função foi obtida através da análise de uma série de registros da irradiância de Ly- $\alpha$  dos satélites OSO e AE-E entre os anos de 1969 e 1980, e quando a mesma é empregada no período referente a este estudo (1989-1996) e comparada com os valores obtidos pelo modelo SOLAR2000 (Tobiska et.al., 2000 e Tobiska, 2002) apresenta um erro percentual médio de 29,07% (Figura E.4). Tal erro pode ser relacionado a irradiância de *background* aplicada na equação desenvolvida por Bossy e Nicolet (1981), provavelmente incompatíveis com as condições solares do período em estudo.

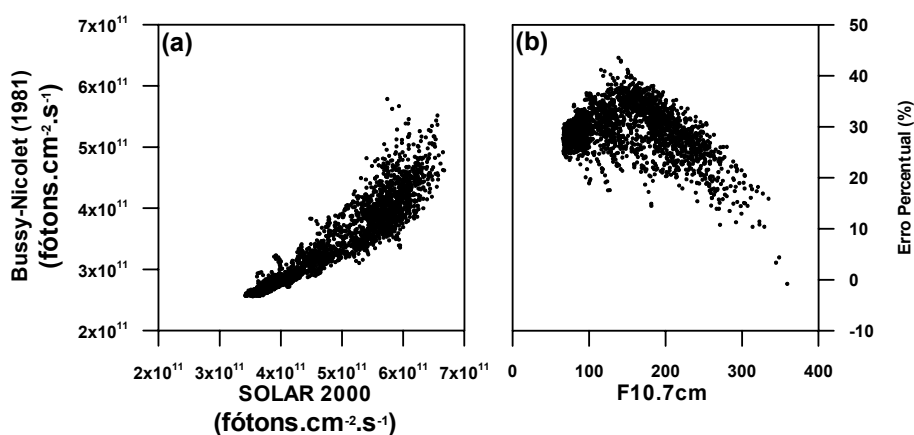


FIGURA E.4 – (a) Fluxo da radiação Lyman- $\alpha$  calculada pelo modelo SOLAR2000 *versus* Bussy-Nicolet (1981) e; (b) erro percentual dos valores calculados.

Deste modo, para este trabalho optou-se por utilizar a irradiância do Ly- $\alpha$  fornecida pelo modelo SOLAR 2000 por ser mais recente e por ser utilizado por outros modelos ionosféricos notoriamente conhecidos, como exemplo o SUPIM (Sheffield University Plasmasphere-Ionosphere Model). A Figura E.5 apresenta

a variação da irradiância do Ly- $\alpha$  calculada pelo modelo SOLAR 2000 do período em estudo.

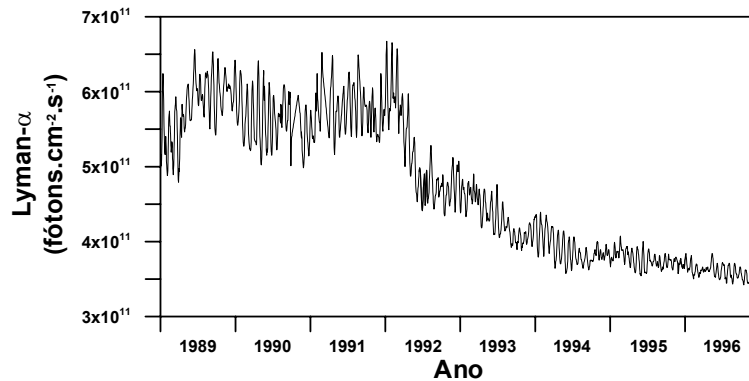


FIGURA E.5 – Fluxo da radiação Lyman- $\alpha$  entre os anos de 1989 e 1996.

FONTE: NOAA (2000).

### E.3.2 – Fluxo de Irradiância do EUV - Modelo EUVAC

O algoritmo do fluxo do espectro na faixa do EUV utilizado neste modelo ionosférico foi obtido pelo modelo EUVAC desenvolvido por Richards, Fennelly e Torr (1994), o qual é baseado em medidas do espectro de referência solar EUV F74113. O cálculo da irradiância é obtido a partir da relação obtida entre o valor do índice F10,7cm do dia ( $F10,7_d$ ) e a média de 80 dias adjacentes do mesmo, mais o índice do dia a ser calculado (total de 81 dias – ( $F10,7m_{81}$ )). Está relação é obtida por:

$$P = (F10,7m_{81} + F10,7_d) / 2 \quad (E.26)$$

Assim, através de  $P$ , o cálculo da irradiância de diferentes comprimentos de ondas compreendidos no espectro do EUV é obtido através da Equação E.27, onde as constantes  $F74113_{(\Delta\lambda)}$  e  $A_{(\Delta\lambda)}$  são apresentadas na Tabela E.1.

$$F_{(\Delta\lambda)} = F74113_{(\Delta\lambda)} \cdot [1 + A_{(\Delta\lambda)} \cdot (P - 80)] \quad (\text{E.27})$$

TABELA E.1 – Parâmetros utilizados pelo modelo EUVAC para o cálculo do fluxo de fótons pelo comprimento de onda.

$(\Delta\lambda)(\text{Å})$	* $F74113_{(\Delta\lambda)}$	$A_{(\Delta\lambda)}$
50-100	1,200	0,0100170
100-150	0,450	0,0071250
150-200	4,800	0,0133750
200-250	3,100	0,0194500
256,32	0,460	0,0027750
284,15	0,210	0,1376800
250-300	1,679	0,0264670
303,31	0,800	0,0250000
303,78	6,900	0,0033333
300-350	0,965	0,0224500
368,07	0,650	0,0065917
350-400	0,314	0,0365420
400-450	0,383	0,0074083
465,22	0,290	0,0074917
450-500	0,285	0,0202250
500-550	0,452	0,0087583
554,37	0,720	0,0032667
584,33	1,270	0,0051583
550-600	0,357	0,0036583
609,76	0,530	0,0161750
629,73	1,590	0,0033250
600-650	0,342	0,0118000
650-700	0,230	0,0042667
703,36	0,360	0,0030417
700-750	0,141	0,0047500
765,15	0,170	0,0038500
770,41	0,260	0,0128080
789,36	0,702	0,0032750
750-800	0,758	0,0047667
800-850	1,625	0,0048167
850-900	3,537	0,0056750
900-950	3,000	0,0049833
977,02	4,400	0,0039417
950-1000	1,475	0,0044167
1025,72	3,500	0,0051833
1031,91	2,100	0,0052833
1000-1050	2,467	0,0043750

\* O fluxo de referência  $F74113_{(\Delta\lambda)}$  deve ser multiplicado por  $10^9$  fótons.cm<sup>-2</sup>.s<sup>-1</sup>.

Na Figura E.6 são apresentadas as variações do fluxo de radiação no espectro de EUV em diferentes condições de atividade solar (representadas pelo índice P).

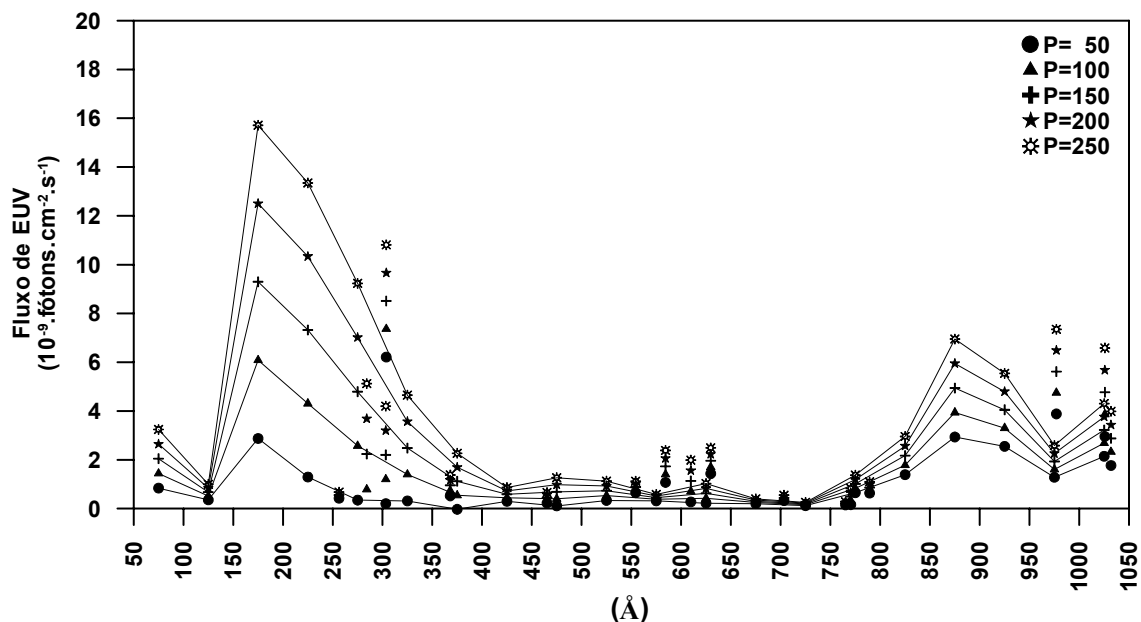


FIGURA E.6 – Variações do fluxo de radiação no espectro do EUV para diferentes condições de atividade solar, representada por P (Equação E.26).

### E.3.3 – Fluxos de Irradiância Fixos

Além dos fluxos de radiação apresentados nas subseções E.3.1 e E.3.2, utilizaram-se neste modelo mais 14 diferentes comprimentos de onda de radiação com fluxo fixo de irradiância (Tabela E.2) além do ultravioleta geocoraonal.

TABELA E.2 – Fluxos fixos de fótons pelo seu comprimento de onda.

$(\Delta\lambda)$ (Å)	$\phi_{\infty}(\Delta\lambda)$ fótons. $10^9\text{cm}^2$
1,0 – 3,0	$1,0 \cdot 10^{-3}$
3,0 – 5,0	$2,0 \cdot 10^{-6}$
5,0 – 10,0	$1,5 \cdot 10^{-4}$
10,0 – 15,0	$5,0 \cdot 10^{-5}$
15,0 – 22,8	$6,4 \cdot 10^{-3}$
22,8 – 31,0	$1,0 \cdot 10^{-2}$
31,0 – 41,0	$5,1 \cdot 10^{-3}$
41,0 – 62,0	0,11
1050,0 – 1100,0	2,90
1108,0	0,24
1050,0 – 1200,0	4,40
1200,0 – 1250,0	259
1250,0 – 1300,0	4,1
1300,0 – 1350,0	12,4

### E.3.3.1– Fluxo de Ultravioleta Geocoronal e Interplanetário

A parte superior da atmosfera neutra terrestre é composta de hidrogênio e hélio e é denominada de geocorona. A geocorona dispersa as linhas de emissão do ultravioleta do lado iluminado da Terra (principalmente o Ly- $\alpha$ , Ly- $\beta$ ,  $H_e$  584 Å e  $H_e^-$  304 Å) as quais são transportadas para o lado noturno através de múltiplos espalhamentos. Embora o fluxo de radiação destas linhas do ultravioleta transportado para o lado noturno seja muito menor do que a intensidade do mesmo do lado diurno, são ainda importantes fontes de ionização das regiões D e E.

Nesterov (1974) relaciona a intensidade dos fluxos de Ly- $\alpha$  e Ly- $\beta$  noturno como sendo 1 e 0,4 por cento dos valores obtidos durante o meio dia local, respectivamente. Entretanto, neste trabalho são usados valores fixos dos fluxos de radiação de  $3 \cdot 10^8$ ,  $8 \cdot 10^5$ ,  $1 \cdot 10^5$  e  $7 \cdot 10^5$  fótons. $\text{cm}^{-2} \cdot \text{sr}^{-1} \cdot \text{s}^{-1}$  para Ly- $\alpha$ , Ly- $\beta$ ,  $H_e$  584 Å e  $H_e^-$  304 Å noturna, respectivamente (Tohmatsu, 1990).

#### **E.4 - Seções Transversais de Foto-Absorção e Foto-Ionização**

Nesta subseção são apresentadas as seções transversais de absorção e ionização utilizadas no modelo proposto dos principais íons ionizáveis pela radiação solar (Tabela E.3). Também são apresentadas as seções transversais de absorção dos constituintes  $H_e$  e  $CO_2$  (Tabela E.4), que apesar de não contribuírem muito na produção eletrônica da baixa ionosfera por fotoionização, são responsáveis por uma boa parcela da absorção da radiação incidente, e são utilizadas nos cálculos da profundidade óptica.

TABELA E.3 – Seções transversais de foto-absorção e foto-ionização dos principais íons ionizáveis da baixa ionosfera ( $\times 10^{-18} \text{ cm}^2$ ).

N	$(\lambda)$ Å	Foto-absorção					Foto-ionização					
		N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	O	N	NO	N <sub>2</sub>	O <sub>2</sub>	O	N	NO	
1	1,0-3,0	0,00015 <sup>[1]</sup>	0,00200 <sup>[1]</sup>	0,00100 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00150 <sup>[1]</sup>	0,00200 <sup>[1]</sup>	0,00100 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[3]</sup>	
2	3,0-5,0	0,00065 <sup>[1]</sup>	0,01200 <sup>[1]</sup>	0,00600 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00650 <sup>[1]</sup>	0,01200 <sup>[1]</sup>	0,00600 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[3]</sup>	
3	5,0-10,0	0,04500 <sup>[1]</sup>	0,07500 <sup>[1]</sup>	0,03700 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,04500 <sup>[1]</sup>	0,07500 <sup>[1]</sup>	0,03700 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[3]</sup>	
4	10,0-15,0	0,15000 <sup>[1]</sup>	0,27000 <sup>[1]</sup>	0,13500 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,15000 <sup>[1]</sup>	0,27000 <sup>[1]</sup>	0,13500 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[3]</sup>	
5	15,0-22,8	0,36000 <sup>[1]</sup>	0,70000 <sup>[1]</sup>	0,35000 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,36000 <sup>[1]</sup>	0,70000 <sup>[1]</sup>	0,35000 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[3]</sup>	
6	22,8-31,0	1,00000 <sup>[1]</sup>	0,09000 <sup>[1]</sup>	0,04500 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[2]</sup>	1,00000 <sup>[1]</sup>	0,09000 <sup>[1]</sup>	0,04500 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[3]</sup>	
7	31,0-41,0	0,07000 <sup>[1]</sup>	0,20000 <sup>[1]</sup>	0,10000 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,07000 <sup>[1]</sup>	0,20000 <sup>[1]</sup>	0,10000 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[3]</sup>	
8	41,0-62,0	0,18000 <sup>[1]</sup>	0,44000 <sup>[1]</sup>	0,22000 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,18000 <sup>[1]</sup>	0,44000 <sup>[1]</sup>	0,22000 <sup>[1]</sup>	--	0,00000 <sup>[3]</sup>	
9	50-100	0,72000 <sup>[2]</sup>	1,31600 <sup>[2]</sup>	1,06000 <sup>[2]</sup>	0,33100 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,72000 <sup>[2]</sup>	1,31600 <sup>[2]</sup>	1,06000 <sup>[2]</sup>	0,33100 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
10	100-150	2,26100 <sup>[2]</sup>	3,80600 <sup>[2]</sup>	3,53000 <sup>[2]</sup>	0,99600 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	2,26100 <sup>[2]</sup>	3,80600 <sup>[2]</sup>	3,53000 <sup>[2]</sup>	0,99600 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
11	150-200	4,95800 <sup>[2]</sup>	7,50900 <sup>[2]</sup>	5,96000 <sup>[2]</sup>	2,49000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	4,95800 <sup>[2]</sup>	7,50900 <sup>[2]</sup>	5,96000 <sup>[2]</sup>	2,49000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
12	200-250	8,39200 <sup>[2]</sup>	10,9000 <sup>[2]</sup>	7,55000 <sup>[2]</sup>	3,94600 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	8,39200 <sup>[2]</sup>	10,9000 <sup>[2]</sup>	7,55000 <sup>[2]</sup>	3,94600 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
13	256,3	10,2100 <sup>[2]</sup>	13,3700 <sup>[2]</sup>	8,43000 <sup>[2]</sup>	4,87400 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	10,2100 <sup>[2]</sup>	13,3700 <sup>[2]</sup>	8,43000 <sup>[2]</sup>	4,87400 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
14	284,15	10,9000 <sup>[2]</sup>	15,7900 <sup>[2]</sup>	9,26000 <sup>[2]</sup>	5,72500 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	10,9000 <sup>[2]</sup>	15,7900 <sup>[2]</sup>	9,26000 <sup>[2]</sup>	5,72500 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
15	250-300	10,4930 <sup>[2]</sup>	14,3870 <sup>[2]</sup>	8,78000 <sup>[2]</sup>	5,24400 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	10,4930 <sup>[2]</sup>	14,3870 <sup>[2]</sup>	8,78000 <sup>[2]</sup>	5,24400 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
16	303,31	11,6700 <sup>[2]</sup>	16,8000 <sup>[2]</sup>	9,70000 <sup>[2]</sup>	6,39900 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	11,6700 <sup>[2]</sup>	16,8000 <sup>[2]</sup>	9,70000 <sup>[2]</sup>	6,39900 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
17	303,78	11,7000 <sup>[2]</sup>	16,8100 <sup>[2]</sup>	9,72000 <sup>[2]</sup>	6,41300 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	11,7000 <sup>[2]</sup>	16,8100 <sup>[2]</sup>	9,72000 <sup>[2]</sup>	6,41300 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
18	300-350	13,8570 <sup>[2]</sup>	17,4380 <sup>[2]</sup>	10,0000 <sup>[2]</sup>	7,29800 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	13,8570 <sup>[2]</sup>	17,4380 <sup>[2]</sup>	10,0000 <sup>[2]</sup>	7,29800 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
19	368,07	16,9100 <sup>[2]</sup>	18,3200 <sup>[2]</sup>	10,8000 <sup>[2]</sup>	8,30200 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	16,9100 <sup>[2]</sup>	18,3200 <sup>[2]</sup>	10,8000 <sup>[2]</sup>	8,30200 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
20	350-400	16,3950 <sup>[2]</sup>	18,1180 <sup>[2]</sup>	10,7000 <sup>[2]</sup>	8,15000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	16,3950 <sup>[2]</sup>	18,1180 <sup>[2]</sup>	10,7000 <sup>[2]</sup>	8,15000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
21	400-450	21,6750 <sup>[2]</sup>	20,3100 <sup>[2]</sup>	11,2000 <sup>[2]</sup>	9,55600 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	21,6750 <sup>[2]</sup>	20,3100 <sup>[2]</sup>	11,2000 <sup>[2]</sup>	9,55600 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
22	465,22	23,1600 <sup>[2]</sup>	21,9100 <sup>[2]</sup>	11,3000 <sup>[2]</sup>	10,5780 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	23,1600 <sup>[2]</sup>	21,9100 <sup>[2]</sup>	11,3000 <sup>[2]</sup>	10,5780 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
23	450-500	23,4710 <sup>[2]</sup>	23,1010 <sup>[2]</sup>	11,6000 <sup>[2]</sup>	11,0160 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	23,4710 <sup>[2]</sup>	23,1010 <sup>[2]</sup>	11,6000 <sup>[2]</sup>	11,0160 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
24	500-550	24,5010 <sup>[2]</sup>	24,6060 <sup>[2]</sup>	11,9000 <sup>[2]</sup>	11,5030 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	24,5010 <sup>[2]</sup>	24,6060 <sup>[2]</sup>	11,9000 <sup>[2]</sup>	11,5030 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
25	554,37	24,1300 <sup>[2]</sup>	26,0400 <sup>[2]</sup>	12,1000 <sup>[2]</sup>	11,7720 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	24,1300 <sup>[2]</sup>	26,0400 <sup>[2]</sup>	12,1000 <sup>[2]</sup>	11,7720 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
26	584,33	22,4000 <sup>[2]</sup>	22,7200 <sup>[2]</sup>	12,2000 <sup>[2]</sup>	11,7780 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	22,4000 <sup>[2]</sup>	22,7200 <sup>[2]</sup>	12,2000 <sup>[2]</sup>	11,7780 <sup>[2]</sup>	21,483 <sup>[3]</sup>	
27	550-600	22,7870 <sup>[2]</sup>	26,6100 <sup>[2]</sup>	11,9000 <sup>[2]</sup>	11,7580 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	22,7870 <sup>[2]</sup>	26,6100 <sup>[2]</sup>	11,9000 <sup>[2]</sup>	11,7580 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[3]</sup>	
28	609,76	22,7900 <sup>[2]</sup>	28,0700 <sup>[2]</sup>	12,2000 <sup>[2]</sup>	11,7980 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	22,7900 <sup>[2]</sup>	28,0700 <sup>[2]</sup>	12,2000 <sup>[2]</sup>	11,7980 <sup>[2]</sup>	22,7520 <sup>[3]</sup>	
29	629,73	23,3700 <sup>[2]</sup>	32,0600 <sup>[2]</sup>	12,2000 <sup>[2]</sup>	11,2120 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	23,3700 <sup>[2]</sup>	31,1000 <sup>[2]</sup>	12,2000 <sup>[2]</sup>	11,2120 <sup>[2]</sup>	22,7520 <sup>[3]</sup>	
30	600-650	23,3390 <sup>[2]</sup>	26,0170 <sup>[2]</sup>	12,2000 <sup>[2]</sup>	11,9510 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	23,3390 <sup>[2]</sup>	24,9370 <sup>[2]</sup>	12,2000 <sup>[2]</sup>	11,9510 <sup>[2]</sup>	21,6000 <sup>[3]</sup>	
31	650-700	31,7550 <sup>[2]</sup>	21,9190 <sup>[2]</sup>	10,0000 <sup>[2]</sup>	12,423 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	31,7550 <sup>[2]</sup>	21,3060 <sup>[2]</sup>	10,0000 <sup>[2]</sup>	12,4230 <sup>[2]</sup>	19,4580 <sup>[3]</sup>	
32	703,36	26,5400 <sup>[2]</sup>	27,4400 <sup>[2]</sup>	11,3000 <sup>[2]</sup>	13,265 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	25,4800 <sup>[2]</sup>	23,7500 <sup>[2]</sup>	11,3000 <sup>[2]</sup>	13,2650 <sup>[2]</sup>	18,2040 <sup>[3]</sup>	
33	700-750	24,0600 <sup>[2]</sup>	28,5350 <sup>[2]</sup>	8,00000 <sup>[2]</sup>	12,098 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	20,6000 <sup>[2]</sup>	15,0600 <sup>[2]</sup>	23,8050 <sup>[2]</sup>	8,00000 <sup>[2]</sup>	12,0980 <sup>[2]</sup>	16,0680 <sup>[3]</sup>
34	765,15	120,490 <sup>[2]</sup>	20,8000 <sup>[2]</sup>	4,18000 <sup>[2]</sup>	11,323 <sup>[2]</sup>	16,0000 <sup>[2]</sup>	65,8000 <sup>[2]</sup>	11,7200 <sup>[2]</sup>	4,18000 <sup>[2]</sup>	11,3230 <sup>[2]</sup>	9,12000 <sup>[3]</sup>	
35	770,41	14,1800 <sup>[2]</sup>	18,9100 <sup>[2]</sup>	4,18000 <sup>[2]</sup>	11,244 <sup>[2]</sup>	16,0000 <sup>[2]</sup>	8,50000 <sup>[2]</sup>	8,47000 <sup>[2]</sup>	4,18000 <sup>[2]</sup>	11,2440 <sup>[2]</sup>	9,12000 <sup>[3]</sup>	
36	789,36	16,4870 <sup>[2]</sup>	26,6680 <sup>[2]</sup>	4,28000 <sup>[2]</sup>	10,961 <sup>[2]</sup>	17,1000 <sup>[2]</sup>	8,86000 <sup>[2]</sup>	10,1910 <sup>[2]</sup>	4,28000 <sup>[2]</sup>	10,9610 <sup>[2]</sup>	9,57600 <sup>[3]</sup>	
37	750-800	33,5780 <sup>[2]</sup>	22,1450 <sup>[2]</sup>	4,23000 <sup>[2]</sup>	11,171 <sup>[2]</sup>	18,9000 <sup>[2]</sup>	14,2740 <sup>[2]</sup>	10,5970 <sup>[2]</sup>	4,23000 <sup>[2]</sup>	11,1710 <sup>[2]</sup>	10,9620 <sup>[3]</sup>	
38	800-850	16,9920 <sup>[2]</sup>	16,6310 <sup>[2]</sup>	4,38000 <sup>[2]</sup>	10,294 <sup>[2]</sup>	17,7000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	6,41300 <sup>[2]</sup>	4,38000 <sup>[2]</sup>	10,2940 <sup>[2]</sup>	9,5580 <sup>[3]</sup>	
39	850-900	20,2490 <sup>[2]</sup>	8,56200 <sup>[2]</sup>	4,18000 <sup>[2]</sup>	0,2110 <sup>[2]</sup>	27,1000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	5,49400 <sup>[2]</sup>	4,18000 <sup>[2]</sup>	0,21100 <sup>[2]</sup>	12,7370 <sup>[3]</sup>	
40	900-950	9,68000 <sup>[2]</sup>	12,8170 <sup>[2]</sup>	2,12000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	33,8000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	9,37400 <sup>[2]</sup>	2,12000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	15,2100 <sup>[3]</sup>	
41	977,02	2,24000 <sup>[2]</sup>	18,7300 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	19,6000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	15,5400 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	10,7800 <sup>[3]</sup>	
42	950-1000	50,9880 <sup>[2]</sup>	21,1080 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	19,9000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	13,9400 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	10,9450 <sup>[3]</sup>	
43	1025,72	0,00000 <sup>[2]</sup>	1,63000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	19,4000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	10,0880 <sup>[3]</sup>	
44	1031,91	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	13,8000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	7,59000 <sup>[3]</sup>	
45	1000-1050	0,00000 <sup>[2]</sup>	1,34600 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	16,2000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,25900 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	9,54800 <sup>[3]</sup>	
46	1050-1100	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,95000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	3,96000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	3,24000 <sup>[3]</sup>	
47	1108,0	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00500 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	4,43000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	3,63260 <sup>[3]</sup>	
48	1150-1200	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	2,71000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	2,33060 <sup>[3]</sup>	
49	1215,68	0,00006 <sup>[2]</sup>	0,00900 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	2,40000 <sup>[2]</sup>	0,00006 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	1,94400 <sup>[3]</sup>	
50	1200-1250	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,30600 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	2,21000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	1,67960 <sup>[3]</sup>	
51	1250-1300	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	2,27000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	1,18040 <sup>[3]</sup>	
52	1300-1350	0,00000 <sup>[2]</sup>	2,90000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	2,52000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	0,00000 <sup>[2]</sup>	--	0,57960 <sup>[3]</sup>	

<sup>[1]</sup> Torr e Torr - 1979 ; <sup>[2]</sup> Richards, Fennelly e Torr - 1994; <sup>[3]</sup> Turunen, Matveinen e Ranta - 1996.



TABELA E.4 – Seções transversais de foto-absorção ( $\times 10^{-18} \text{cm}^2$ ).

N	Foto-absorção		
	$\lambda$ (Å)	H <sub>e</sub>	CO <sub>2</sub>
53	50-100	0,21000	--
54	100-150	0,35300	--
55	150-200	1,02000	--
56	200-250	1,71000	--
57	256.3	2,16000	--
58	284.15	2,67000	--
59	250-300	2,38000	--
60	303.31	3,05000	--
61	303.78	3,05000	--
62	300-350	3,65000	--
63	368.07	4,35000	--
64	350-400	4,25000	--
65	400-450	5,51000	--
66	465.22	6,53000	--
67	450-500	7,09000	--
68	500-550	7,20000	--
69	1050-1100	--	16,3000
70	1108.0	--	23,0000
71	1150-1200	--	34,8000

## E5 - Solução Numérica do Modelo da Baixa Ionosfera

O formato deste modelo é uma seqüência de expressões algébricas as quais fornecem, após um certo número de interações, o perfil da concentração eletrônica da baixa ionosfera, todos os seus íons (positivos e negativos), taxas de produção por fotoionização, taxas de produção por precipitação de elétrons, taxas de produção por raios cômicos galácticos e o perfil de absorção ionosférica do ruído cósmico para a frequência de 30MHz.

Este modelo inicia-se com o cálculo das concentrações dos constituintes da atmosfera neutra que não fornecidos pelo modelo MSIS90 ( $NO_2$ ,  $O_2(^1\Delta_g)$ ,  $O_3$ ,  $OH$ ,  $HO_2$ ,  $CO_2$  e  $H_2O$ ). Em seguida são calculados os fluxos de irradiância em função do F10,7 cm de 37 comprimentos de onda diferentes (somente para o período diurno, para o período noturno utilizou-se apenas os fluxos fixos da radiação geocoronal).

Dos resultados das interações apresentados no parágrafo anterior, são calculadas as produções de pares de íons por fotoionização dos principais íons

ionizáveis ( $O_2$ ,  $O$ ,  $NO$ ,  $N$  e  $N_2$ ). Simultaneamente são calculados os pares de íons formados pela precipitação de elétrons e pelos raios cósmicos galácticos. Estes íons são transportados para o balanceamento químico no termo de produção da equação de continuidade.

Para o balanceamento químico foi utilizado um esquema iterativo para resolver todas as concentrações das espécies iônicas simuladas (Swider, 1996). Utilizando uma concentração eletrônica inicial ( $NE_i$ ) (obtida através do cálculo dos pares de íons por fotoionização, precipitação de partículas e raios cósmicos galácticos) calcula-se as concentrações dos íons negativos e a soma dos mesmos (NSUM). Em seguida são calculadas todas as concentrações dos íons positivos e a sua somatória (PSUM). Então uma nova concentração eletrônica é obtida por:

$$NE = \frac{1}{2} \frac{NE_i \left( 1 + \frac{NSUM}{NE_i} \right) + PSUM}{\left( 1 + \frac{NSUM}{NE_i} \right)} \quad (E.28)$$

Esta seqüência é repetida até que a diferença da concentração  $NE_i$  e  $NE$  seja menor que 2%. Geralmente são necessárias em torno de 10 interações para alcançar este valor. Esta seqüência de interações é aplicada apenas ao primeiro perfil de  $NE$  calculado. Os demais perfis são calculados através das taxas de recombinação em função do tempo (equações E.3 e E.4).

Como resultado desta solução numérica, o painel (a) da Figura E.7 apresenta os pares de íons formados por fotoionização e precipitação de elétrons para os principais íons da baixa ionosfera (para a região de Cachoeira Paulista - 31 de janeiro de 1989, 11,50LT). No painel (b) da mesma figura são apresentadas as concentrações dos principais íons positivos da baixa ionosfera, a somatória dos íons hidratados e dos aglutinados de  $NO$ , além da densidade eletrônica.

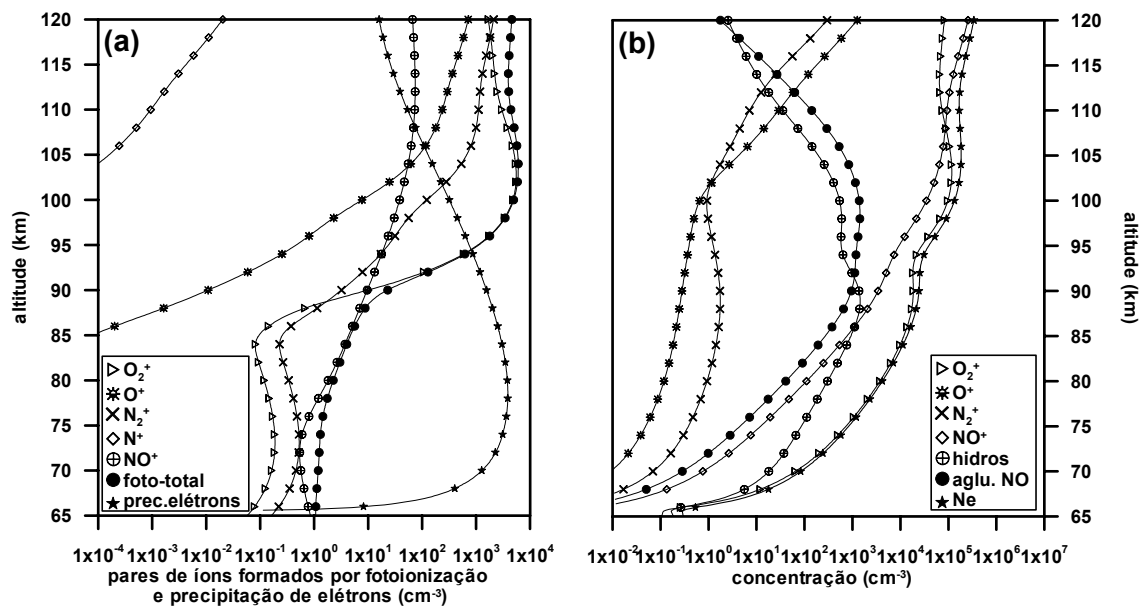


FIGURA E.7 - (a) pares de íons formados por fotoionização e por precipitação de elétrons, e; (b) concentração eletrônica e dos principais íons positivos da baixa ionosfera.