

1. Classificação <i>INPE-COM.1/TPT</i>		2. Período <i>dezembro 1975</i>	4. Critério de Distribuição:
3. Palavras Chave (selecionadas pelo autor) <i>E-ESPORÁDICA, ANOMALIA GEOMAGNÉTICA, TEORIA DOS VENTOS DE CISALHAMENTO</i>		interna ☐ externa ☒	
5. Relatório nº <i>INPE-800-TPT/020</i>	6. Data <i>19 de dezembro de 1975</i>	7. Revisado por - <i>M. A. Abdu</i>	
8. Título e Sub-Título <i>PRECIPITAÇÃO DE PARTÍCULAS E EFEITOS IONOSFÉRICOS ASSOCIADOS NA REGIÃO DA ANOMALIA GEOMAGNÉTICA BRASILEIRA</i>		9. Autorizado por - <i>Fernando de Mendonça</i> Diretor	
10. Setor <i>CEA-GEO</i>	Código <i>4.01.2</i>	11. Nº de cópias <i>15</i>	
12. Autoria <i>Inez Staciarini Batista</i>		14. Nº de páginas - <i>106</i>	
13. Assinatura Responsável <i>Inez Staciarini Batista</i>		15. Preço	
16. Sumário/Notas <i>O objetivo deste trabalho é examinar a importância da ionização durante tempo quieto devido a partículas carregadas precipitadas na região E sobre a Anomalia Geomagnética Brasileira, usando dados de ionosonda. São calculados perfis de densidade eletrônica da camada E-esporádica usando a teoria dos ventos de cisalhamento e várias taxas de produção de pares de ions. Comparando os cálculos com os valores experimentais é estabelecido um fluxo mínimo de eletrons capaz de explicar os resultados observados.</i>			
17. Observações <i>Trabalho apresentado como parte dos requisitos para obtenção do Grau de Mestre em Ciência Espacial e da Atmosfera.</i>			

Aprovada pela Banca Examinadora
em cumprimento dos requisitos exigidos
para a obtenção do Título de Mestre em
Ciência Espacial e da Atmosfera

Dr. Ricardo A.R. Palmeira

Ricardo A.R. Palmeira

Presidente

Dr. M.A. Abdu

M.A. Abdu

Orientador

Dr. Ivan Jelinek Kantor

Ivan Jelinek Kantor

Membro da Banca

Dr. N.B. Trivedi

N.B. Trivedi

Membro da Banca

Inez Staciarini Batista

Inez Staciarini Batista

Candidato

São José dos Campos, 05 de dezembro de 1975

DEDICATÓRIA

A meus pais Ismael e Isabel
a meu esposo Paulo
a minha filha Paula Cristina

ÍNDICE

SUMÁRIO	v
ABSTRACT	vii
LISTA DE SÍMBOLOS	ix
LISTA DE FIGURAS	xi
LISTA DE TABELAS	xv
CAPÍTULO I	
INTRODUÇÃO	1
1.1 - Movimento de ciclotron	2
1.2 - Movimento do longo de uma linha de campo	3
1.3 - Movimento de "drift"	5
1.4 - Fontes e perdas de partículas.....	7
1.5 - Anomalia Geomagnética Brasileira	11
1.6 - Detecção de partículas carregadas precipitadas na região da Anomalia Geomagnética Brasileira	14
CAPÍTULO II	
ANÁLISE DOS PARÂMETROS DA CAMADA E_s	19
CAPÍTULO III	
CAMADA E ESPORÁDICA E PRECIPITAÇÃO DE PARTÍCULAS	41
3.1 - Introdução	41
3.2 - Ionização da região E da ionosfera por elétrons energéticos	41
3.3 - Formação da camada E esporádica	50

CAPÍTULO IV

CONCLUSÕES 77

AGRADECIMENTOS 81

BIBLIOGRAFIA 83

APÊNDICE A

TIPOS DE E_s A.1

APÊNDICE B

PERFIL DE DENSIDADE ELETRÔNICA PARA OS CASOS COM O TERMO DE
EXCESSO DE RECOMBINAÇÃO NULO E INFINITESIMAL B.1

SUMÁRIO

O objetivo do presente estudo é examinar a importância da ionização durante tempo quieto devido a partículas carregadas precipitadas na região E sobre a Anomalia Geomagnética Brasileira. Foram usados dados de ionosonda para a camada E esporádica obtidos em São José dos Campos ($23^{\circ}12'S$, $45^{\circ}51'W$) e Cachoeira Paulista ($22^{\circ}42'S$, $45^{\circ}01'W$) para alguns meses no período 1973-74. Desde que o efeito de partículas precipitadas em tempo quieto, durante o dia, é superado pela ionização devido à radiação solar, restringimos nosso estudo principalmente aos dados à noite. Abordaremos o problema examinando, com valores críticos, se é necessária uma fonte de ionização noturna, diferente daquelas atualmente reconhecidas para baixas latitudes, para explicar nossos resultados para a camada E esporádica à noite. No capítulo II apresentamos os resultados da análise de alguns parâmetros da camada E_s . Vimos que a frequência de ocorrência de E_s à noite nessa região é muito alta em comparação com resultados existentes de estações em latitudes médias. No capítulo III calculamos a taxa de produção de pares de íons devido a elétrons precipitados para vários espectros de energia de elétrons baseados em medidas de satélites. Essas taxas de produção são usadas para calcular perfis de densidade eletrônica de camadas E_s usando a teoria da redistribuição de ionização por ventos neutros (ou teoria dos ventos de cisalhamento). São calculados vários perfis para valores diferentes de vento de cisalhamento neutro, coeficiente de recombinação, espectro de energia dos elétrons. A densidade do pico das camadas obtidas são

comparadas com a frequência de "blanketing" observada para a camada E_s . É feita então uma discussão nas restrições dos vários parâmetros a fim de determinar um limite mínimo no fluxo de elétrons necessário para explicar os resultados observados, baseado no mecanismo dos ventos de cisalhamento. Este fluxo mínimo encontrado é

$$J = 1,6548 \exp(-E/20) \text{ elétrons/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{ster} \cdot \text{keV}.$$

ABSTRACT

The purpose of the present study is to examine the significance of quiet time ionization due to charged particle precipitation in the E-region over Brazilian Geomagnetic Anomaly. Ionosonde data of the sporadic E layer obtained for São José dos Campos ($23^{\circ}12'S$, $45^{\circ}51'W$) and Cachoeira Paulista ($22^{\circ}42'S$, $45^{\circ}01'W$) for a few months during the period 1973-74, have been used in the present study. Since the quiet daytime effect due to particle precipitation is swamped by the ionization due to solar radiation, we have confined our study mainly to night-time data. Our approach will be to examine critically, if a night-time ionization source other than those presently recognized for a low latitude station is necessary to explain our night-time sporadic E layer results. In chapter II we present the results of our analysis of some E_s parameters. We see that the frequency of occurrence of E_s at night in this region is very high as compared with the available results for temperate latitude stations. In chapter III we have calculated the ion pair production rate due to electron precipitation for several electron energy spectral shapes based on available satellites measurements. Those production rates are used to derive electron density profiles of E_s layers using the theory of redistribution of ionization by neutral winds (or the wind shear theory). Several such profiles are computed for different values of the neutral wind shear, recombination coefficient, electron energy spectra, and the peak layer densities so derived are compared with the observed blanketing frequency

of the layer. A discussion is then carried out on the constraints of the various parameters in order to determine a lower limit on the electron flux needed to explain the observed E_g results, based on the wind shear mechanism. This minimum flux is found to be

$$J = 1,6548 \exp (-E/20) \text{ electrons/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{ster} \cdot \text{keV}.$$

LISTA DE SÍMBOLOS

- e - carga de uma partícula
- m - massa da partícula
- $\vec{E}$ - vetor campo elétrico
- $\vec{B}$ - vetor campo magnético
- $\vec{F}$ - forças externas não eletromagnéticas
- c - velocidade da luz
- $\vec{r}$ - vetor posição da partícula
- $\vec{v}$ - vetor velocidade da partícula
- τ_c - período de rotação de uma partícula carregada em torno das linhas de campo magnético
- R_c - raio de giro de uma partícula carregada em torno das linhas de campo magnético
- γ - ângulo de inclinação (pitch) da partícula
- μ - momento magnético e primeiro invariante adiabático
- I - invariante longitudinal ou 2º invariante adiabático
- v_D - velocidade de "drift"
- B_M - valor do campo magnético terrestre na altura de reflexão da partícula
- J - fluxo de partículas
- E_s - camada E esporádica
- f_t - frequência de topo da camada E_s
- f_b - frequência de "blanketing" da camada E_s

- N - densidade numérica de elétrons
 N_0 - densidade numérica de elétrons no equilíbrio
 q - taxa de produção
 α - coeficiente de recombinação
 D - coeficiente de difusão
 V - velocidade de "drift" dos íons induzida pelo vento neutro
 V_0 - amplitude da velocidade V
 T - temperatura
 z - direção vertical
 λ - comprimento de onda vertical
 U_0 - amplitude da velocidade do vento zonal
 E_0 - energia característica do fluxo

LISTA DE FIGURAS

FIGURA	I.1 - Movimento de uma partícula positivamente carregada em torno de uma linha de campo magnético	2
FIGURA	I.2 - Movimento de uma partícula carregada no campo geomagnético	6
FIGURA	I.3 - Contornos de isointensidades constantes do campo geomagnético total	13
FIGURA	I.4 - a) Trajetória de alguns pontos de reflexão para $L = 2,2$ b) Diminuição do fluxo de partículas nos pontos de reflexão que atingem a baixa atmosfera na Anomalia Magnética Brasileira	15 15
FIGURA	II.1 - Tipos de camada E esporádica que ocorrem em Cachoeira Paulista	20
FIGURA	II.2 - Frequências de ocorrência e frequências médias de E_s para o mês de março, 1973	22
FIGURA	II.3 - Frequências de ocorrência e frequências médias de E_s para o mês de abril, 1973	23
FIGURA	II.4 - Frequências de ocorrência e frequências médias de E_s para o mês de maio, 1973	24
FIGURA	II.5 - Frequências de ocorrências e frequências médias de E_s para o mês de outubro, 1973	25

FIGURA	II.6 - Frequências de ocorrência e frequências médias de E_s para o mês de novembro, 1973	26
FIGURA	II.7 - Frequências de ocorrência e frequências médias de E_s para o mês de dezembro, 1973	27
FIGURA	II.8 - Frequências de ocorrência e frequências médias de E_s para os meses março, abril e outubro, 1973 (equinócio)	30
FIGURA	II.9 - Frequências de ocorrência e frequências médias de E_s para os meses novembro, dezembro, 1973 e janeiro, 1974 (verão)	31
FIGURA	II.10 - Comparação da frequência de ocorrência da camada E_s no verão em Cachoeira Paulista com outras localidades	32
FIGURA	II.11 - Frequências de ocorrência e frequências médias de E_s para os 5 dias mais calmos de março, abril e outubro, 1973	35
FIGURA	II.12 - Frequências de ocorrência e frequências médias de E_s para os 5 dias mais calmos de novembro, dezembro, 1973 e janeiro, 1974	36
FIGURA	II.13 - Frequências de topo (f_t) e frequências de "blanketing" (f_b) da camada E_s em dias perturbados	38
FIGURA	II.14 - Ionogramas mostrando a camada E_s em um dia de tempestade magnética	39

FIGURA III.1 - Função de distribuição de dissipação de energia (normalizada) para feixe de elétrons incidentes com distribuição isotrópica (0-80°)	42
FIGURA III.2 - Taxa de produção por unidade de volume, por fluxo unitário de elétrons incidentes, com energia inicial entre 1 e 300 keV	45
FIGURA III.3 - Taxa de produção por unidade de volume para um fluxo dado de elétrons	49
FIGURA III.4 - Perfis de densidade eletrônica usando taxas de produção calculadas	51
FIGURA III.5 - Processo de formação de uma camada E_s pela teoria dos ventos de cisalhamento	52
FIGURA III.6 - Densidade eletrônica máxima de uma camada E_s com picos em várias alturas, para diferentes valores dos parâmetros λ e α	67
FIGURA III.7 - Perfil de densidade eletrônica da camada E_s	73
FIGURA III.8 - Variação da densidade eletrônica máxima da camada E_s com a velocidade do vento neutro	74

LISTA DE TABELAS

TABELA III.1 - Altura de ionização máxima para diferentes valores de energias de elétrons precipitados na atmosfera	46
TABELA III.2 - Densidade eletrônica máxima da camada E_s usando taxa de produção dada por Swider (1969) para velocidade do vento neutro 100 m/s	69

CAPÍTULO I

INTRODUÇÃO

A possibilidade de que uma partícula carregada em movimento em um campo magnético estático, de dipolo, possa permanecer indefinidamente neste campo, foi descoberta por Störmer, em 1907. Embora a solução da equação do movimento dessa partícula seja bastante complexa, é possível usar uma solução aproximada, dividindo o movimento em três componentes simples:

- a) movimento de ciclotron que é o movimento periódico da partícula em torno das linhas de campo;
- b) movimento para frente e para trás ao longo de uma linha de campo magnético;
- c) movimento de "drift", que é um movimento periódico ao longo de uma superfície fechada, feita de linhas de campo magnético.

A equação geral do movimento de uma partícula carregada é dada por:

$$\frac{d}{dt} \left(m \frac{d\vec{r}}{dt} \right) = e \left(\vec{E} + \frac{1}{c} \frac{d\vec{r}}{dt} \times \vec{B} \right) + \vec{F} \quad (I.1)$$

onde:

e = carga da partícula

m = massa da partícula

$\vec{E}$ = campo elétrico

$\vec{B}$ = campo magnético

$\vec{F}$ = força externa, não eletromagnética

1.1 - MOVIMENTO DE CICLOTRON

Uma partícula com velocidade $\vec{v}$, na presença de um campo magnético estático $\vec{B}$, com componente de $\vec{v}$ perpendicular a $\vec{B}$, executa um movimento helicoidal em torno da linha de campo (Figura I.1).

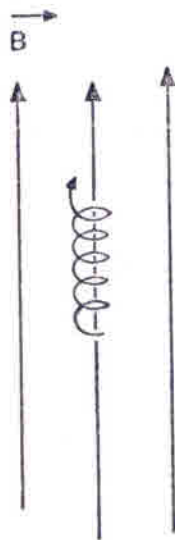


Fig. I.1 - Movimento de uma partícula positivamente carregada em torno de uma linha de campo magnético.

O período de rotação em torno das linhas de campo e o raio de giro da partícula são dados, respectivamente por:

$$\tau_c = \frac{2\pi mc}{eB} \quad (I.2)$$

$$R_c = \frac{mcv_{\perp}}{eB} = \frac{mcv \sin \gamma}{eB} \quad (I.3)$$

onde $v_{\perp}$ é a componente da velocidade na direção perpendicular ao vetor campo magnético $\vec{B}$ e γ é o ângulo entre os vetores velocidade $\vec{v}$ e campo magnético $\vec{B}$, chamado de "pitch angle" da partícula.

Se o campo magnético não varia muito num tempo da ordem do período de ciclotron e num espaço da ordem do raio de ciclotron, existirão invariantes adiabáticos do movimento. O primeiro é a invariância do momento magnético μ

$$\mu = \frac{\frac{1}{2} m v_{\perp}^2}{B} = \text{const.} \quad (I.4)$$

1.2 - MOVIMENTO AO LONGO DE UMA LINHA DE CAMPO

Uma partícula em movimento em um campo magnético $\vec{B}$, com "pitch angle" diferente de 90° , tem uma componente da velocidade paralela

à direção de $\vec{B}$. Assim, além de girar em torno da linha de campo vai se mover também ao longo dela. A configuração do campo magnético terrestre é tal que sua intensidade aumenta à medida que se afasta do equador, em direção à terra, ao longo de uma linha de campo. Devido à constância do momento magnético, a velocidade perpendicular da partícula varia à medida que B varia, e se a energia cinética total da partícula é constante, obtem-se da Equação 1.4 que

$$\frac{\sin^2 \gamma}{B} = \text{const.} \quad (1.5)$$

Uma partícula em movimento ao longo de uma linha de campo magnético, em direção à terra, está penetrando em regiões onde B está cres-cendo, logo $\sin^2 \gamma$ também cresce até atingir seu valor máximo, para $\gamma = 90^\circ$. Neste ponto a velocidade da partícula paralela à linha de campo é nula e a partícula inverte seu movimento, iniciando a volta ao longo da linha de força até encontrar novamente o mesmo valor de B que anule sua velocidade paralela. Os dois pontos onde a partícula se reflete são ditos serem pon-tos conjugados de reflexão. Uma partícula nestas condições é dita estar capturada no campo geomagnético e permaneceria assim para sempre se não houvesse perdas.

Associado a este movimento está o segundo invariante adiabático, o invariante integral ou longitudinal, dado por

$$I = \oint mv_{//} d\ell = 2 \int_{\ell_1}^{\ell_2} mv_{//} d\ell \quad (1.6)$$

onde a integral é feita entre pontos conjugados de reflexão.

1.3 - MOVIMENTO DE DRIFT

Quando há uma força além de $\vec{v} \times \vec{B}$ agindo em uma partícula num campo magnético em uma direção perpendicular ao campo, a partícula sofre um drift perpendicular tanto à força quanto ao campo, com velocidade dada por

$$\vec{v}_D = \frac{c\vec{F}_\perp \times \vec{B}}{eB^2} \quad (1.7)$$

onde $\vec{v}_D$ é a velocidade de drift da partícula e $\vec{F}_\perp$ é a componente da força $\vec{F}$ perpendicular a $\vec{B}$.

No caso do campo magnético da terra haverá drifts devido ao gradiente e à curvatura de B , e a velocidade da partícula devido a esses drifts será

$$\vec{v}_D = \frac{mc}{2eB^3} (v_\perp^2 + 2v_{//}^2) \vec{B} \times \nabla B \quad (1.8)$$

que depende da carga da partícula. Os elétrons viajarão para leste e os prótons para oeste.

Associado ao movimento de drift está o terceiro invariante adiabático, ou invariante de fluxo, que estabelece que o fluxo magnético através de uma superfície definida pela órbita de drift da partícula é invariante. A Figura 1.2 mostra o movimento de uma partícula carregada no campo geomagnético.

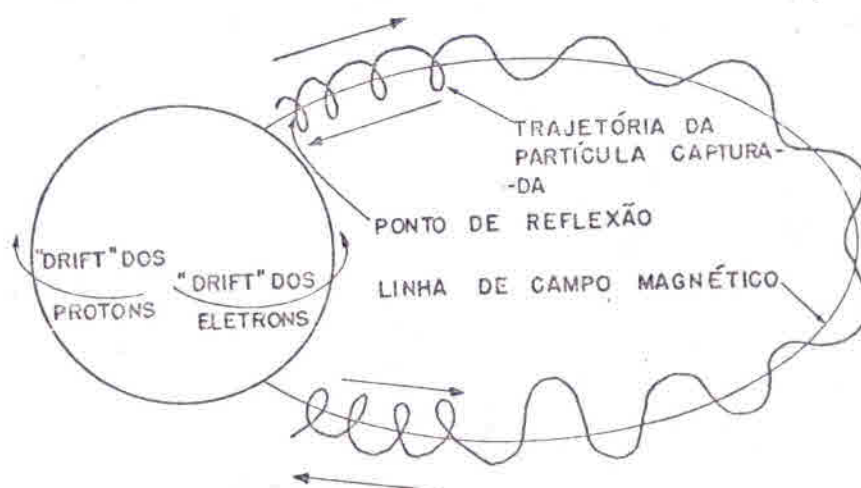


Fig. 1.2 - Movimento de uma partícula carregada no campo geomagnético, separado em três componentes:

- 1 - Movimento de ciclotron espiralando em torno das linhas de campo;
- 2 - Movimento para frente e para trás ao longo da linha de campo;
- 3 - Movimento de "drift" em torno da terra

1.4 - FONTES E PERDAS DE PARTÍCULAS

Todos esses conceitos de que o campo magnético da terra poderia capturar partículas carregadas já eram conhecidos quando foram descobertos intensos fluxos de radiação capturados no campo geomagnético aos quais se deu o nome de cinturões de radiação de Van Allen. Medidas das energias das partículas mostram que os espectros de energia para os prótons e os elétrons são diferentes nos cinturões interior e exterior.

Uma partícula uma vez presa no campo magnético da terra, pela teoria adiabática deveria permanecer aí para sempre. Porém, desde o descobrimento dos cinturões de radiação que várias experiências vem sendo realizadas, as quais mostram que os invariantes adiabáticos nem sempre são conservados, mas variam até mesmo em períodos de baixa atividade do campo magnético da terra.

A fonte dominante de partículas energéticas nos cinturões de radiação é o vento solar. Embora existam outras possíveis fontes como os raios cósmicos galáticos, mésons- μ produzindo elétrons, componente neutro no vento solar e prótons solares, estas são de insignificante importância. Os neutrons, originários da colisão de raios cósmicos galáticos com núcleos de oxigênio e nitrogênio na atmosfera, parecem ser a fonte dominante de partículas do cinturão interno de radiação. Porém, esses neutrons não constituem a principal fonte de elétrons com energia entre aproximadamente 40 keV e 110 keV (Pizzella et al., 1962).

São vários os mecanismos pelos quais partículas são removidas dos cinturões de radiação. Para os prótons há pelo menos três processos de perda. Prótons de alta energia são removidos do cinturão interno de radição por amortecimento devido a colisões com constituintes atmosféricos, até que atinjam uma energia de aproximadamente 100 keV. Abaixo dessa energia o principal processo de perda é a "troca de carga" com prótons lentos pela reação $p+H \rightarrow p+H$ onde a barra refere-se à partícula rápida.

Acima de 200 ou 300 keV as colisões nucleares inelásticas são mais importantes como processo de perda de prótons. No cinturão externo de radiação prótons são rapidamente perdidos por processos adicionais, entre os quais figura, provavelmente, a violação de um dos invariantes adiabāticos, que pode causar difusão do "pitch angle". Este tipo de difusão espalha e mistura a distribuição dos pontos de reflexão das partículas ao longo das linhas de campo e é um dos principais mecanismos através do qual partículas capturadas são dirigidas para dentro da região de perda, nas camadas densas da atmosfera. Violações dos invariantes adiabáticos são causadas por variações temporais não adiabáticas do campo magnético ou de forças externas, por interações com ondas eletromagnéticas ou por colisões com o meio ambiente (atmosfera, ionosfera).

Os processos responsáveis pela remoção de elétrons da popu

lação de partículas capturadas são diferentes daqueles para os prótons. Por serem mais leves os elétrons são espalhados mais facilmente para dentro do "cone de perda" devido a colisões coulombianas.

Uma partícula carregada, capturada no campo geomagnético, executa o seu movimento de vai e vem ao longo de uma linha de campo, refletindo-se a uma altura na qual o seu "pitch angle" γ é de 90° e o campo magnético local é B_M . Sendo ℓ a altura onde termina a atmosfera densa, uma partícula que se reflete a essa altura, onde o valor do campo magnético é B_ℓ , pela Equação 1.5 obedecerá:

$$\frac{\sin^2 \gamma_0}{B_0} = \frac{\sin^2 \gamma_p}{B_p} = \frac{1}{B_\ell} \quad (1.9)$$

onde γ_0 e B_0 são os valores do "pitch angle" e do campo magnético no equador, γ_p e B_p são esses valores em um ponto P qualquer da trajetória.

Assim:

$$\sin^2 \gamma_p = \frac{B_p}{B_\ell} \quad (1.10)$$

Todas as partículas que estiverem em uma altura tal que $B = B_p$, com "pitch angle" $\gamma < \gamma_p$, não se refletirão antes de penetrar na atmosfera densa e, muito provavelmente perderão a maior parte de sua ener

gia cinética e serão removidas da população de partículas capturadas. Em cada ponto define-se um cone de perda, ou cone de precipitação, cujo eixo é o vetor campo geomagnético local $\vec{B}_p$, e cuja semi-abertura é γ_p , dado pela Equação I.10.

O conhecimento da distribuição do "pitch angle" no equador, $j_0(\cos \gamma_0)$, permite a determinação dessa distribuição em qualquer outro ponto da linha de campo. O fluxo direcional em um ponto P, está relacionado a j_0 pelo Teorema de Liouville para partículas capturadas

$$j_p(\cos \gamma_p) = j_0(\cos \gamma_0) \quad (I.11)$$

O fluxo em todas as direções é obtido a partir do fluxo direcional, em função do campo magnético local

$$J(B_p) = \frac{4\pi B_p}{B_0} \int_0^{\arcsen \sqrt{\frac{B_0}{B_p}}} j_0(\cos \gamma_0) \frac{\sin \gamma_0 \cos \gamma_0 d\gamma_0}{\sqrt{1 - \frac{B_p}{B_0} \sin^2 \gamma_0}} \quad (I.12)$$

Uma variação do "pitch angle" equatorial da partícula implica numa variação da altura de reflexão e vice-versa. Se o "pitch angle" sofre um espalhamento para um valor γ , menor que o valor anterior γ_0 , a

partícula passa a ser refletida em uma altura mais próxima da superfície da terra. Da mesma forma se $\bar{B}$ diminui, a partícula terá que se aproximar mais da superfície da terra para atingir o mesmo valor do campo magnético B_M , necessário para que inicie a volta ao longo da linha de campo.

A Anomalia Geomagnética Brasileira desempenha um importante papel na determinação da altura de reflexão e tempos de vida das partículas nesta região.

1.5 - ANOMALIA GEOMAGNÉTICA BRASILEIRA

Durante vôos de satélites soviéticos a baixas altitudes em torno da terra foram verificadas distribuições irregulares de radiação em várias regiões geográficas, à mesma altitude de vôo. Aumentos na intensidade de radiação eram observados especialmente sobre a América do Sul. Estes resultados foram associados com o campo geomagnético real, apresentan-do-se uma explicação satisfatória para a distribuição geográfica irregular da radiação.

A representação do campo magnético da terra como um dipolo centrado é apenas uma aproximação grosseira. Melhores resultados são obti-dos deslocando-se o dipolo aproximadamente 340 km do centro da terra, em uma direção $6,5^\circ\text{N}$, 162°E . O campo geomagnético real é caracterizado por

uma estrutura muito complexa que dá origem a um grande número de anomalias na distribuição da intensidade do campo a baixas altitudes.

A Anomalia Geomagnética Brasileira caracteriza-se pelo valor mínimo da componente total do campo geomagnético, bem sobre a costa leste do Brasil.

Na verdade, o termo anomalia é usado pelo fato de que a maior parte dos geofísicos vivia no hemisfério norte e foi lá que foram feitos os primeiros estudos do comportamento geofísico. Como estudos similares só foram iniciados mais tarde no hemisfério sul, qualquer resultado diferente do que era esperado era considerado uma anomalia.

A Figura I.3 mostra contornos de iso-intensidades de campo geomagnético, evidenciando o mínimo sobre a costa leste da América do Sul. Este comportamento particular do campo geomagnético no hemisfério sul causa efeitos importantes como o abaixamento do ponto de reflexão das partículas capturadas.

Durante seu drift longitudinal a partícula aproxima-se mais da superfície da terra na região da Anomalia, onde a altura de reflexão, para um dado valor de B , é mínima. Enquanto que no hemisfério norte os pontos de reflexão estão localizados em alturas onde a atmosfera é tênue, no hemisfério sul esses pontos descem a alturas abaixo de 100 km, onde a atmos

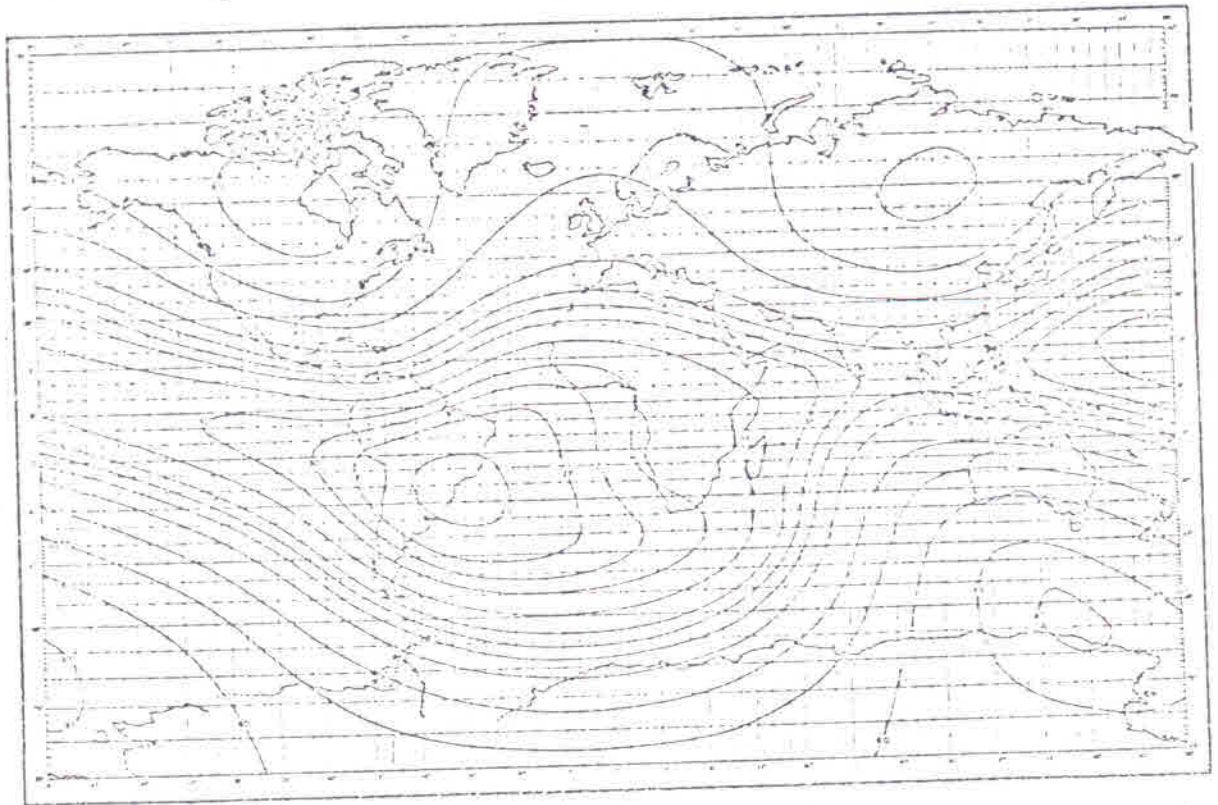


Fig. 1.3 - Contornos de isointensidades constantes
do campo geomagnético total

fera é densa, havendo assim perdas de partículas por colisões com os elementos atmosféricos. Dessa forma o fluxo de elétrons capturados será muito maior a oeste da anomalia que a leste. A Figura I.4 ilustra este fato.

1.6 - DETEÇÃO DE PARTÍCULAS CARREGADAS PRECIPITADAS NA REGIÃO DA ANOMALIA GEOMAGNÉTICA BRASILEIRA

A detecção de partículas carregadas a baixa altitude na região da Anomalia Geomagnética Brasileira iniciou-se em 1960 com satélites soviéticos em órbita em torno da terra, entre 200 e 300 km de altitude. Desde então tem aumentado o interesse na detecção dessas partículas e na investigação dos problemas relacionados com sua interação com a atmosfera. Ficou comprovada a existência de um aumento do fluxo de raios-x de baixa energia na região da Anomalia do Atlântico Sul, a altitudes de balões, devido a bremsstrahlung produzido por elétrons precipitados do cinto interno de radiação (Ghielmetti et al., 1964). Evidências diretas da precipitação de elétrons na atmosfera em altitudes de balões na região da Anomalia Brasileira foram obtidas medindo-se o fluxo de partículas durante uma tempestade magnética, através de observação por balão lançado em São José dos Campos (Martin et al., 1972). Abdu et al. (1973) estudaram os efeitos dos elétrons na ionosfera durante uma tempestade magnética forte, com dados de um riômetro.

Partículas precipitadas na Anomalia Geomagnética têm sido

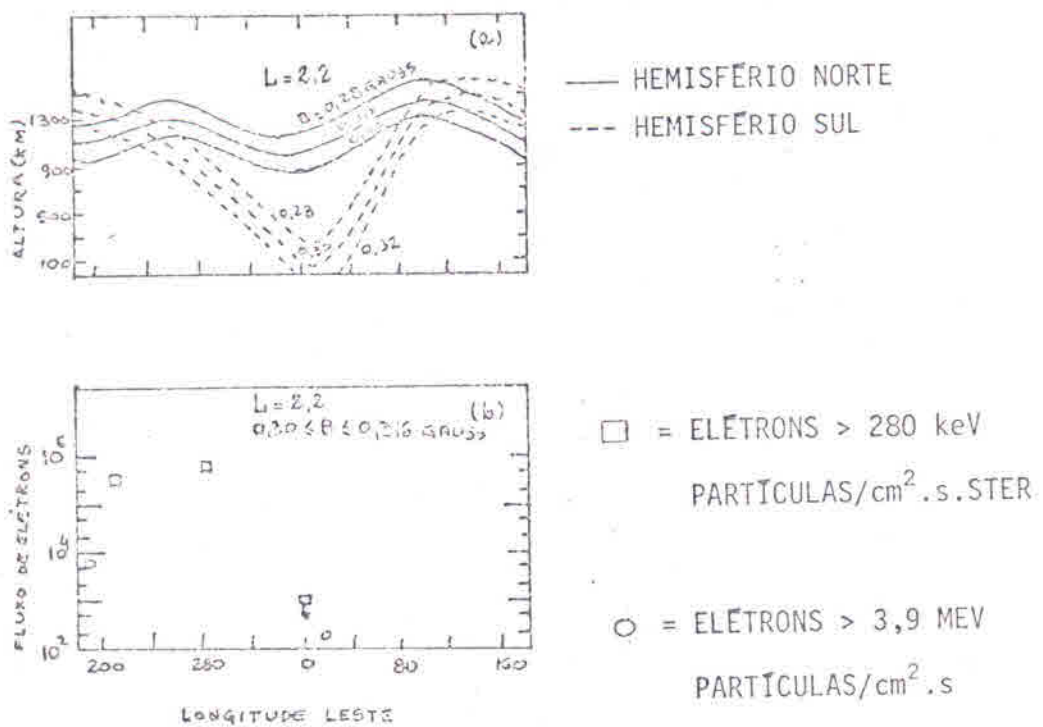


Fig. I.4 - a) Trajetória de alguns pontos de reflexão para $L = 2,2$
 b) Diminuição do fluxo de partículas nos pontos de reflexão
 que atingem a baixa atmosfera na Anomalia Magnética
 brasileira. A seta indica que o fluxo estava abaixo
 de 10^3 eletrons/ cm^3 .seg. ster (Zmuda, 1966)

observadas durante tempestades magnéticas, porém, durante condições geo magneticamente quietas, não havia evidências de precipitação de partículas. A análise de ionogramas obtidos de ionosonda operando em Cachoeira Paulista ($22^{\circ}42'S$; $45^{\circ}01'W$) no intervalo de frequência entre 250 KHz e 20 MHz mostra a presença de uma fonte adicional de ionização à noite, na banda de baixa frequência, com reflexão entre 300 e 600 KHz. Este traço aparece quase sempre associado a uma camada E esporádica (E_s) e se diferencia desta última por ocorrer a alturas mais baixas, entre 90 e 100 Km, e por ser opaco. Esta camada "E noturna" não parece ser a camada E normal à noite, a qual mostra continuidade com a camada E durante o dia, ao nascer e por do sol. Como a camada "E noturna" ocorre a uma altura inferior à camada E normal, é razoável supor que os mecanismos de ionização sejam diferentes para ambas. Nos intervalos de frequência entre 600 KHz e 1 MHz não são observadas reflexões dessa camada, certamente devido à "group retardation" pois a frequência dos elétrons, nesta região, está em torno de 700 KHz.

A camada E_s , ao contrário da "E noturna" ocorre a alturas de aproximadamente 100 Km e acima, é transparente na maior parte dos ionogramas e tem frequência máxima de reflexão entre 2-4 MHz, atingindo, em algumas ocasiões, 6-7 MHz. Nota-se que a camada E_s ocorre tanto à noite como durante o dia. Os estudos já existentes sobre esta camada em outras regiões mostram que sua frequência de ocorrência varia muito de uma região para outra. Na região equatorial E_s ocorre quase que exclusivamente durante o dia, variando pouco com a estação. Na zona auroral E_s é predominantemente um fe

nômeno noturno, não mostrando nenhuma variação sensível com a estação. Já em latitudes médias há ocorrência máxima de Es no verão, sendo bem menor no inverno e há mínimos nos equinócios (Smith, 1962). Como nas regiões aurais, a presença frequente de Es à noite na região da Anomalia é então encarada como uma evidência de precipitação de partículas durante tempo quieto.

Sob condições perturbadas a natureza das reflexões varia bastante. À noite continua a aparecer reflexão da camada "E noturna", e a camada Es torna-se muito intensa, com frequência máxima de reflexão chegando a atingir 10-12 MHz, impedindo qualquer reflexão da região F.

O estudo da camada Es à noite, durante tempo quieto, constituirá o ponto principal deste trabalho.

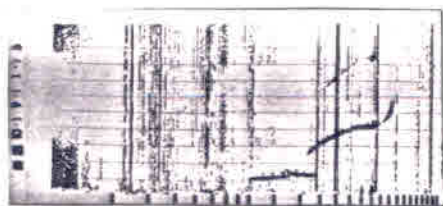
CAPÍTULO II

ANÁLISE DOS PARÂMETROS DA CAMADA E_s

Os parâmetros da camada E esporádica, analisados no presente estudo são a frequência de topo, $f_t E_s$, que é a frequência mais alta de reflexão da camada e a frequência de "blanketing", $f_b E_s$, que é a frequência mais baixa, na qual a camada começa a tornar-se transparente.

Há vários tipos de camada E esporádica, como por exemplo, os tipos f, ℓ, c e h observados frequentemente em latitudes médias; o tipo a observado na região auroral e o tipo q observado na região equatorial magnética. Todos esses tipos são descritos no Apêndice A. Na região em estudo os tipos mais frequentes, como nas latitudes médias são f, ℓ, c e h. O tipo equatorial, q, é observado embora muito raramente. Entretanto, durante muitas noites são observados com muita frequência, traços difusos, quase sempre transparentes, com as mesmas características da camada E_s tipo a (auroral). A figura II.1 mostra alguns exemplos dos tipos de E_s que ocorrem em Cachoeira Paulista. No presente estudo não foi tentado separar os vários tipos, mas fizemos a análise de todos eles juntos.

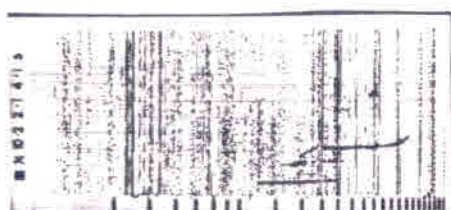
O objetivo do estudo de frequência de topo é analisar a ocorrência da camada E_s em alguns meses e estações específicas. A frequência de "blanketing" é analisada principalmente por estar diretamente ligada à



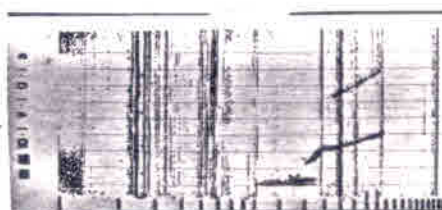
tipo c



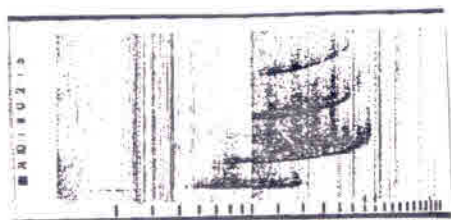
tipo h



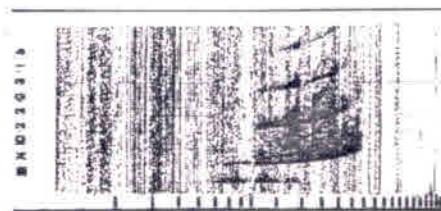
tipo l



tipos l e c



tipo a



tipo f

Fig. II.1 - Tipos de E_s observados nos ionogramas em Cachoeira Paulista

densidade eletrônica máxima da camada, que é dada por

$$N = 1,24 \times 10^4 f^2 \quad (II.1)$$

onde f é a frequência de "blanketing" em MHz e N a densidade eletrônica máxima em cm^{-3} (Smith, 1970).

A variação diurna da frequência de ocorrência de E_s com de terminados parâmetros é estudada considerando-se dois casos limites:

- i) frequência de ocorrência de E_s tendo $f_t \geq 2,0$ MHz;
- ii) frequência de ocorrência de E_s tendo $f_b \geq 2,3$ MHz.

A justificativa para tomarmos o valor de 2,0 MHz no item i é que frequências mais baixas são mais facilmente absorvidas, sendo que du rante o dia a frequência mínima observada nos ionogramas está em torno de 2 MHz. Um valor muito maior que 2 MHz também não seria útil pois, durante a maior parte do tempo o valor máximo de $f_t E_s$ está em torno de 4 MHz. O valor de 2,3 MHz é a frequência onde a transmissão muda de uma antena de dipolo para log-periódica e para evitar influência da antena no valor de f_b usamos 2,3 MHz como limite mínimo no item ii.

As Figuras II.2 a II.7 mostram gráficos de frequência de ocorrência, frequências médias e número total de dados existentes em cada

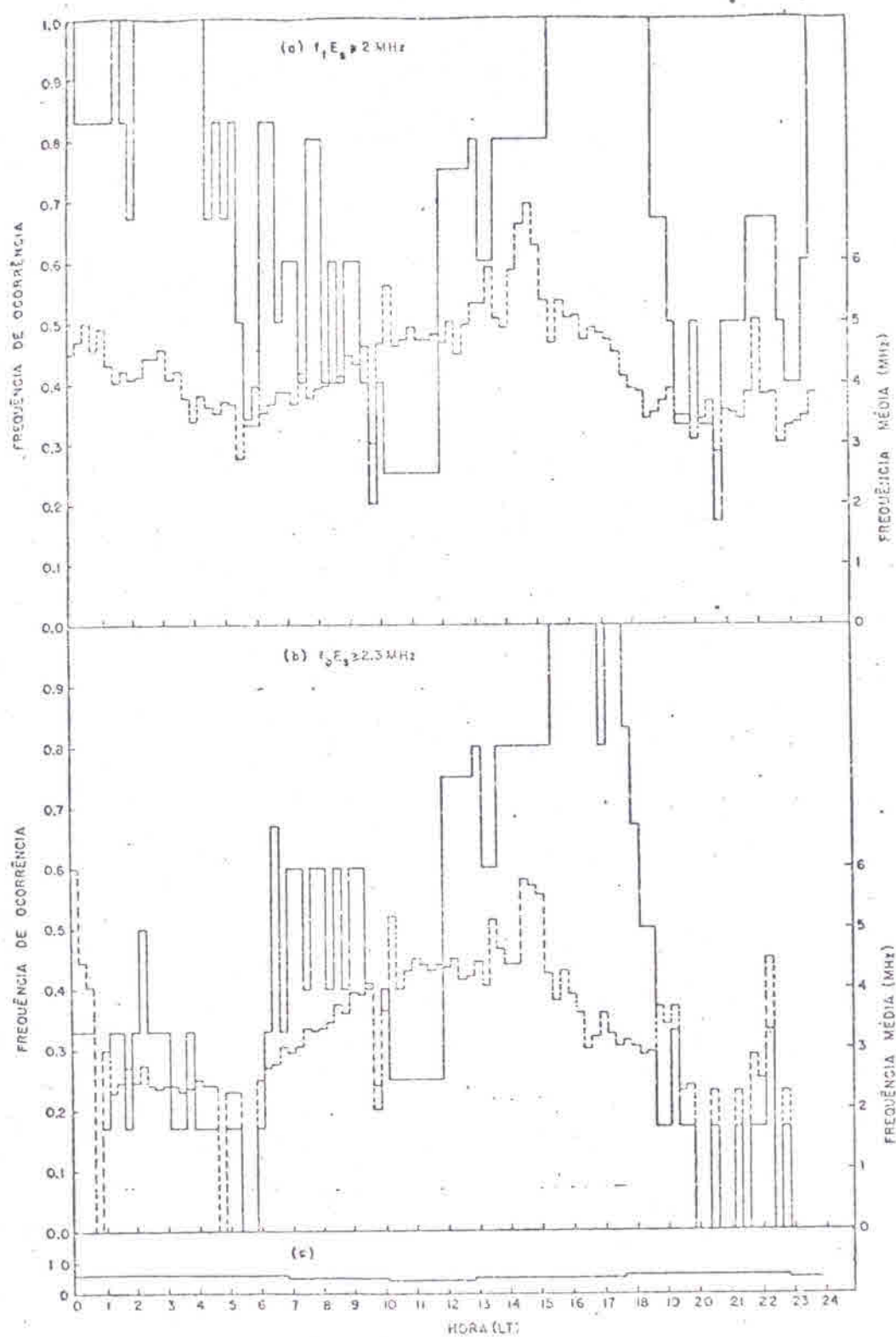


Fig. II.2 - Frequência de ocorrência (—) e frequência média (---).
Março 1973. O gráfico (c) representa o número de dados
existentes.

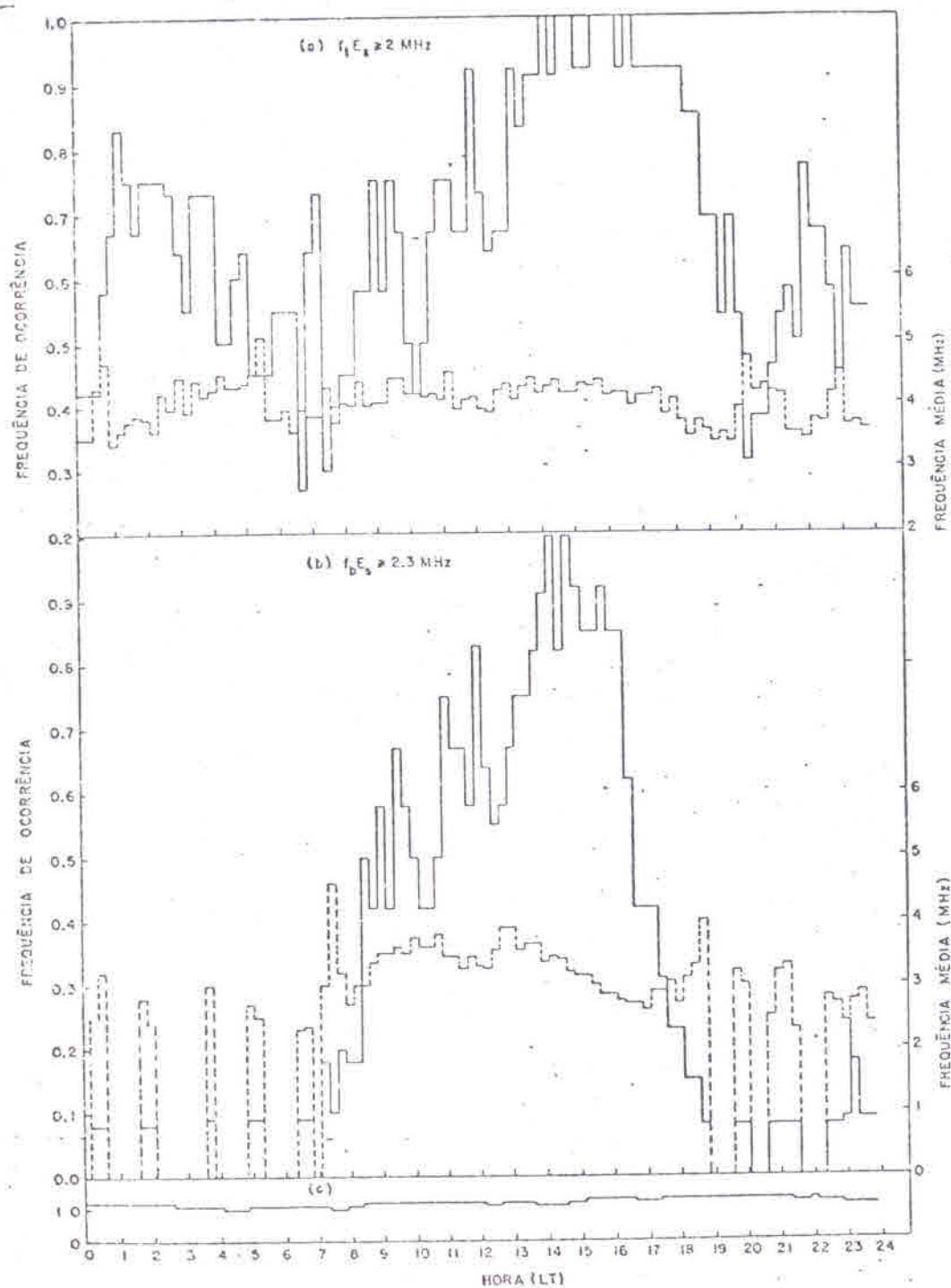


Fig. II.3 - Frequência de ocorrência (—) e frequência média. Abril 1973. O gráfico (c) representa o número de dados existentes.

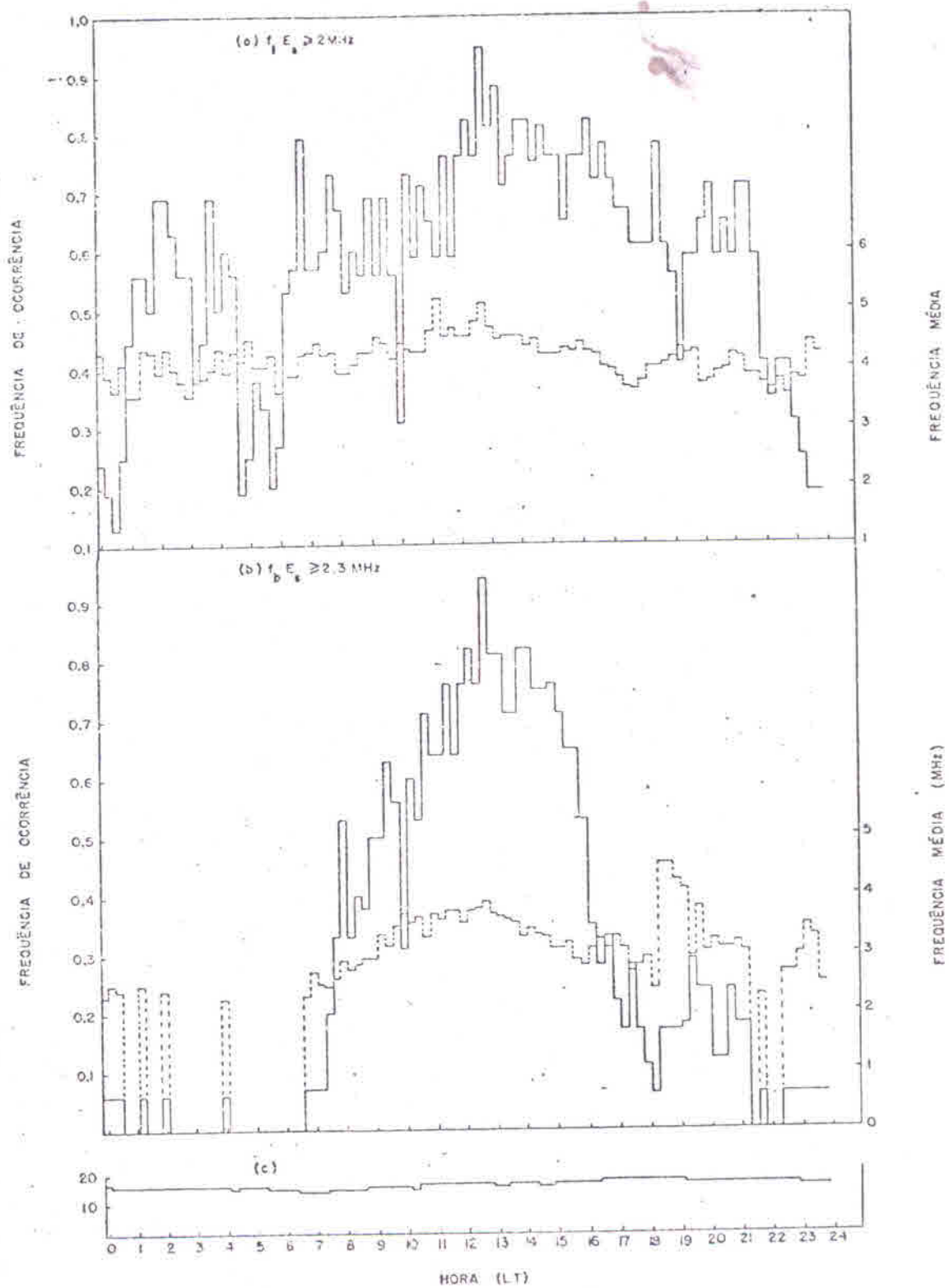


Fig. II.4 - Frequência de ocorrência (—) e frequência média (---).
Maio 1973. O gráfico (c) mostra o número de dados existentes.

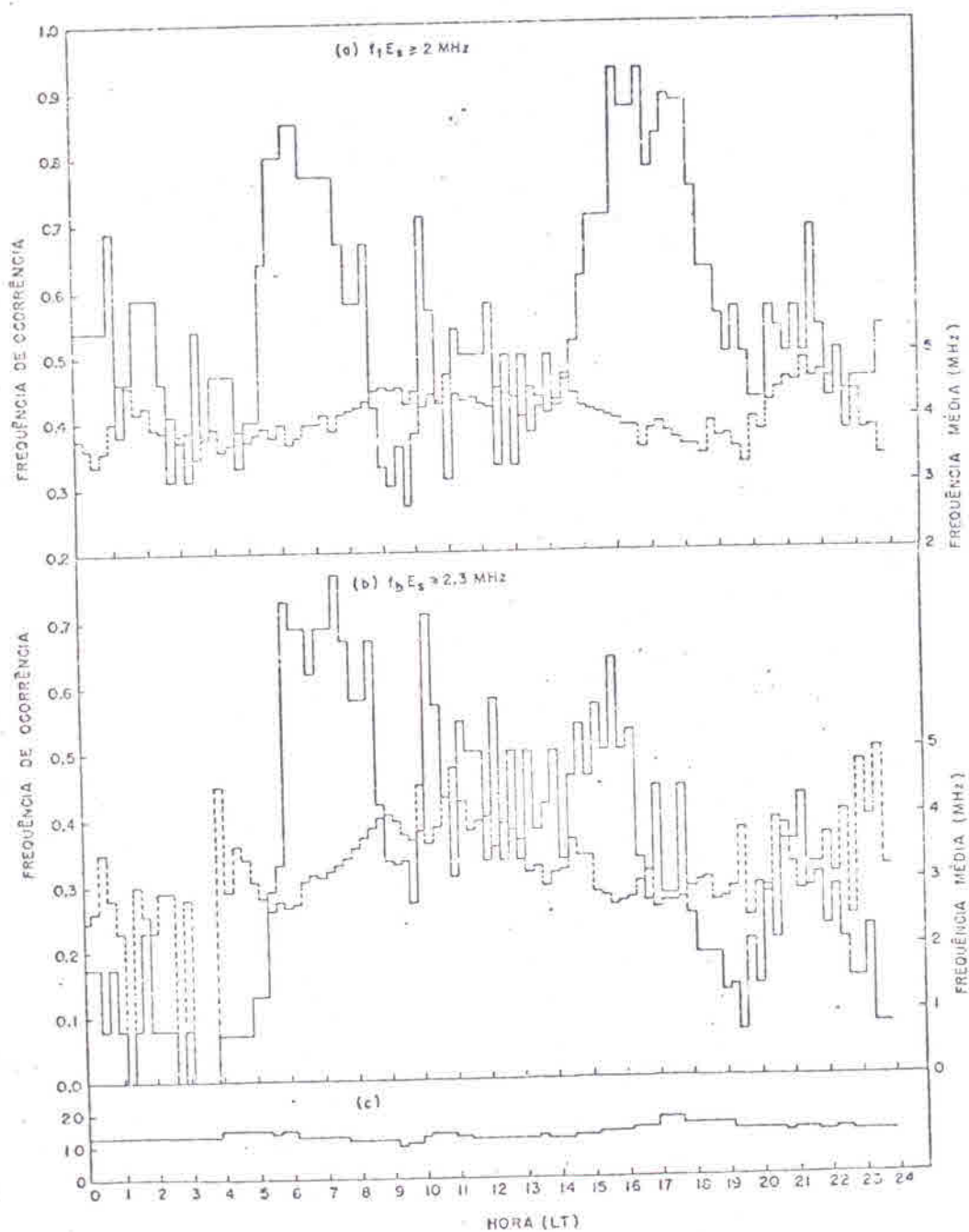


Fig. II.5 - Frequência de ocorrência (—) e frequência média (---). Outubro 1973. O gráfico (c) mostra o número de dados existentes.

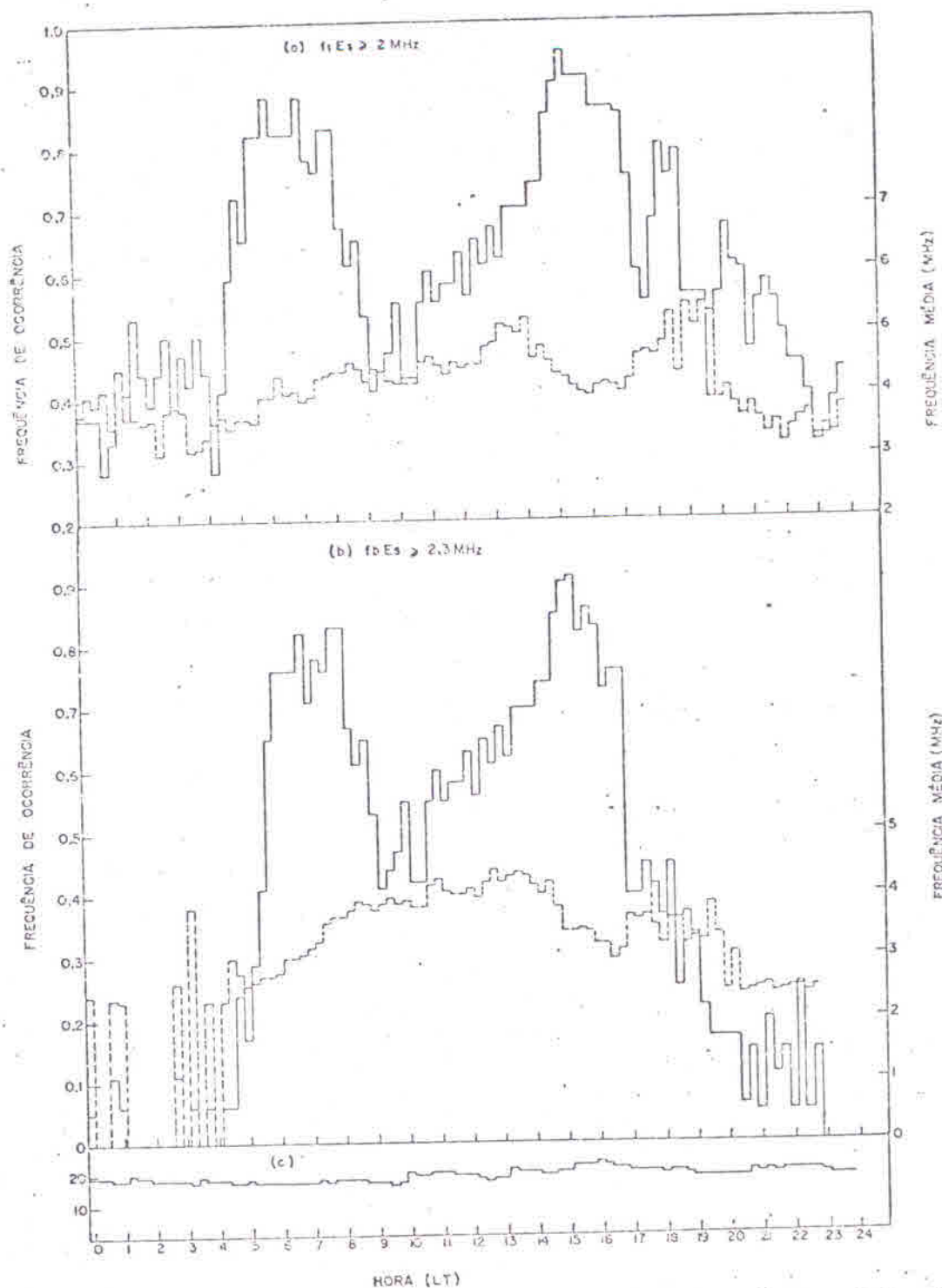


Fig. II.6 - Frequência de ocorrência (—) e frequência média (---).
Novembro 1973. O gráfico (c) representa o número de dados
existentes

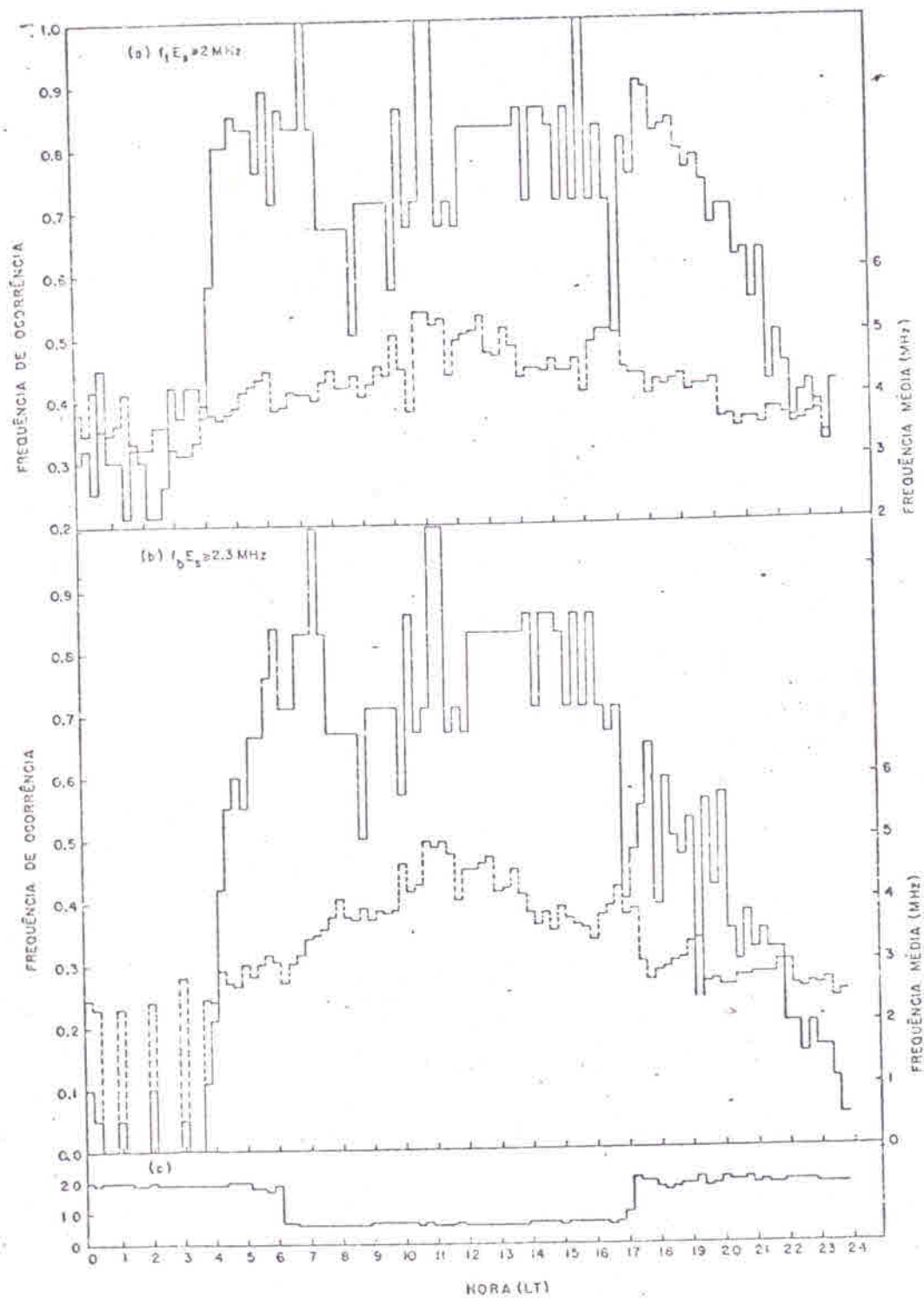


Fig. II.7 - Frequência de ocorrência (—) e frequência média (---).
Dezembro, 1973. O gráfico (c) representa o número de dados
existentes.

15 minutos, para os meses de março, abril, maio, outubro, novembro e dezembro de 1973. Para cada uma das figuras o gráfico a mostra a frequência de ocorrência da camada E_s com $f_t E_s \geq 2,0$ MHz (linha contínua) e o valor médio de $f_t E_s$ (linha tracejada); o gráfico b mostra a frequência de ocorrência da camada E_s com $f_b E_s \geq 2,3$ MHz (linha contínua) e o valor médio de $f_b E_s$ (linha tracejada) e o gráfico c indica o número de dados existentes no período analisado.

Observando as Figuras II.2 (a) a II.7 (a) vê-se que a camada E_s nas regiões de São José dos Campos (Figuras II.2 a II.4) e Cachoeira Paulista (Figuras II.5 a II.7) tem frequência de ocorrência bastante alta durante o dia e, embora a ocorrência, em geral, seja menor à noite, não é desprezível nestas horas, ocorrendo, às vezes, 70 a 80 % do tempo, em alguns casos (Figuras II.3(a) e II.4(a)).

À noite são observadas camadas E_s do tipo transparente (permite a reflexão de uma camada superior) e do tipo blanketing (impede a reflexão da camada superior). Comparando as Figuras II.2(a) e II.2(b) até II.7(a) e II.7(b) nota-se que, à noite a camada do tipo blanketing (com $f_b E_s \geq 2,3$ MHz) ocorre muito menos frequentemente que as camadas transparentes e que aquelas com baixos valores de f_b (abaixo de 2,3 MHz). Assim a camada E_s transparente em um amplo intervalo de frequência ocorre muito mais que a do tipo blanketing. As Figuras II.5 (a), II.6 (a) e II.7 (a) mostram claramente a existência de dois picos na frequência de ocorrência da

camada E_s , um pela manhã e outro à tarde. Estes picos são mais claramente visíveis nas Figuras II.8 (a) e II.9 (a). Estas Figuras são análogas às anteriores, porém para os períodos de março, abril e outubro, 1973 (equinócio) e novembro, dezembro, 1973 e janeiro 1974 (verão) respectivamente. Estes picos serão analisados posteriormente em comparação com resultados de latitudes médias que apresentam características similares.

As Figuras II.8, II.9 e II.4 mostram as frequências de ocorrência da camada E_s nas diferentes estações. O período de inverno conta apenas com os dados do mês de maio. Comparando as três figuras vê-se que para os períodos representativos do verão e equinócio os padrões não diferem muito, com os picos de ocorrência máxima aproximadamente às mesmas horas. No entanto no inverno, este padrão muda bastante. Uma característica que se conserva em todos eles é a alta frequência de ocorrência da camada, não sendo observada a diminuição acentuada do inverno em relação ao verão que ocorre em latitudes médias (Dueño, 1962) nem o mínimo do equinócio (Smith, 1962).

A Figura II.10 compara a frequência de ocorrência da camada E esporádica em Cachoeira Paulista para o período de novembro, dezembro 1973, janeiro 1974, com frequências de ocorrência em outras localidades. Os gráficos usados para comparação foram retirados de Harris e Taur (1972). Observa-se que, durante o dia o comportamento é similar em todas as localidades comparadas, enquanto que à noite há uma diferença marcante. Enquanto que nas demais localidades, a frequência de ocorrência à noite é apenas

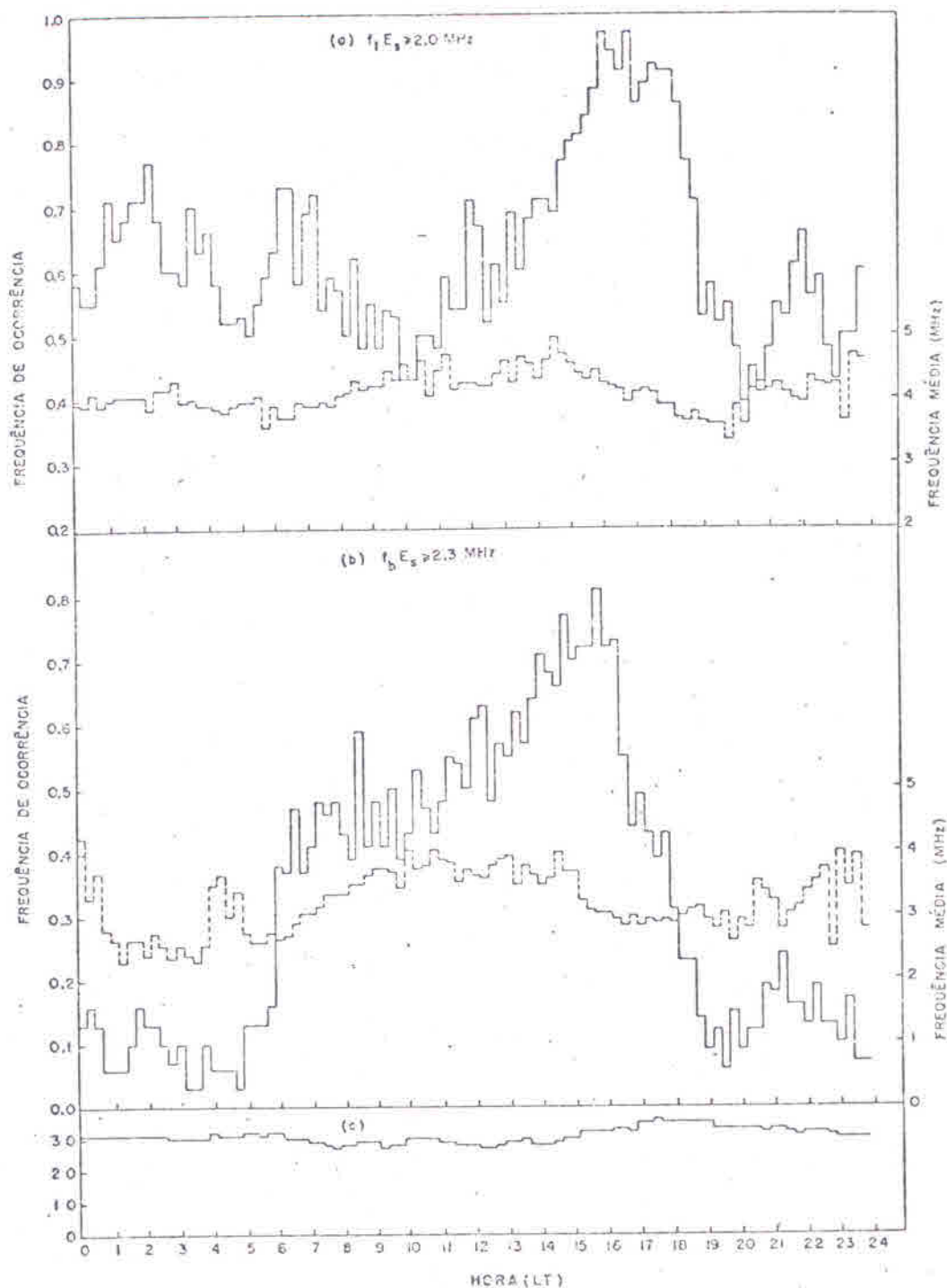


Fig. II.8 - Frequência de ocorrência (—) e frequência média (---).
Março, abril e outubro, 1973. O gráfico (c) representa o
número de dados existentes.

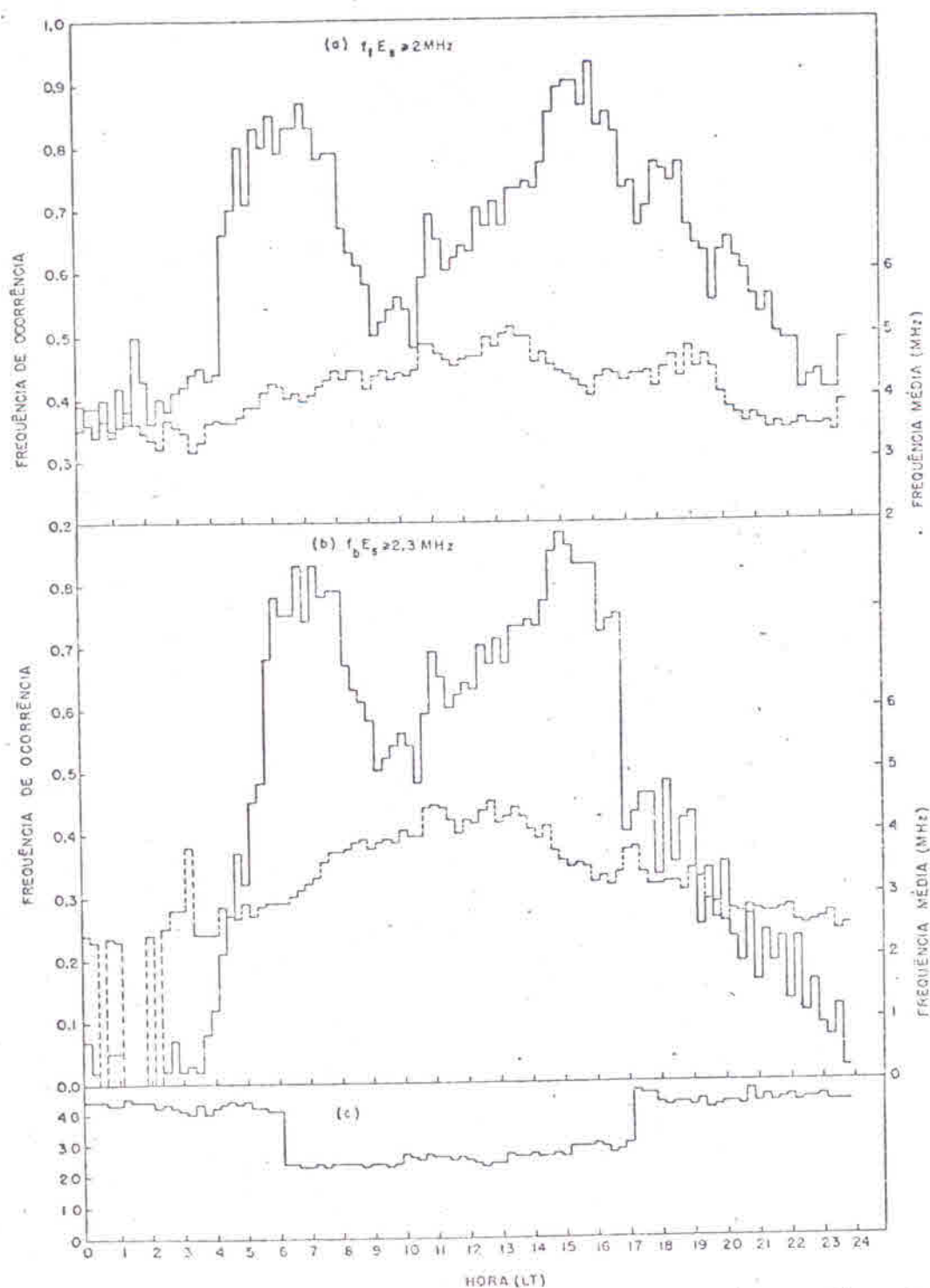


Fig. II.9 - Frequência de ocorrência (—) e frequência média (---).
 Novembro, dezembro, 1973. Janeiro 1974. O gráfico (c)
 representa o número de dados existentes.

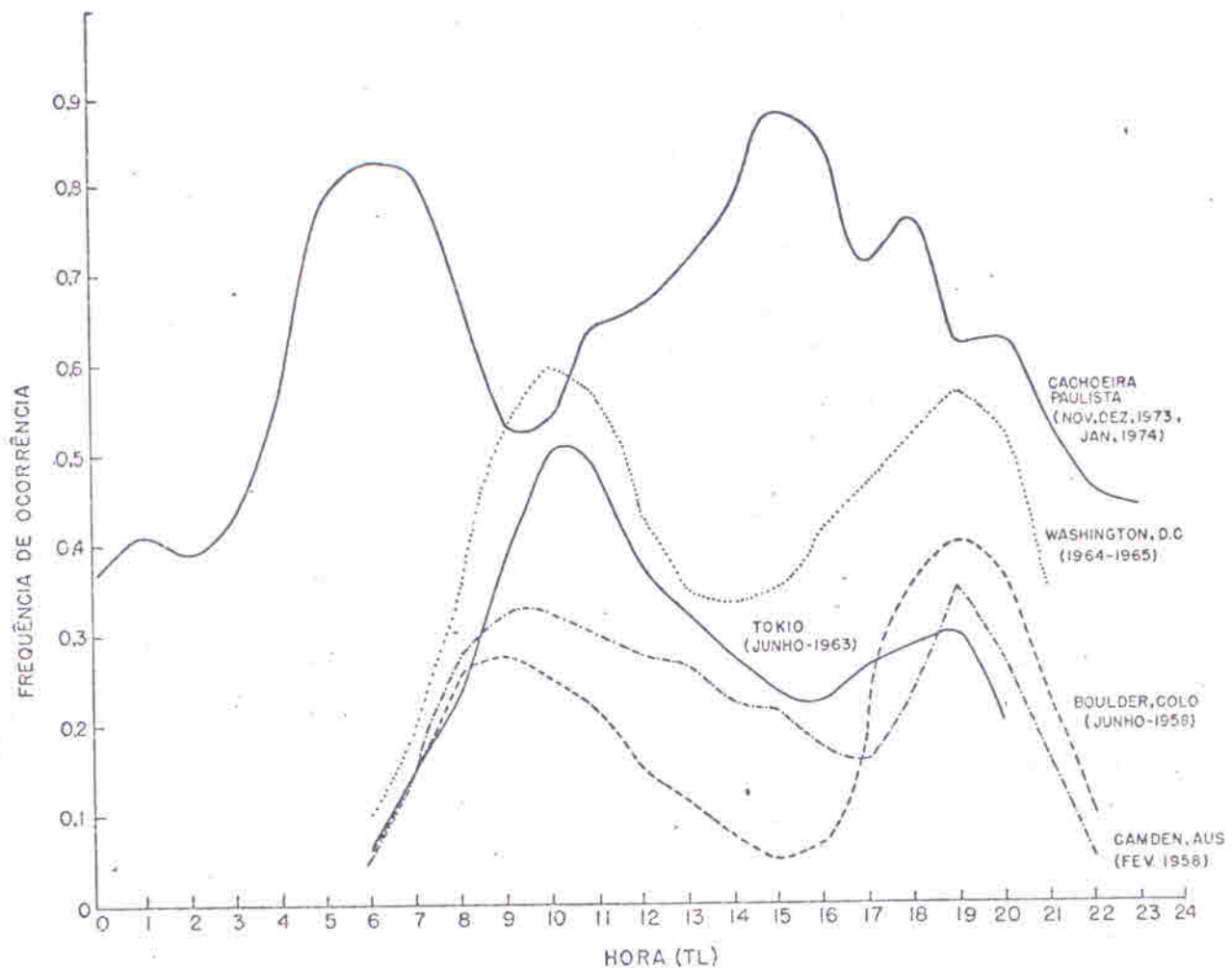


Fig. 11.10 - Comparação da frequência de ocorrência da camada E_s no verão em Cachoeira Paulista com outras localidades.

aproximadamente 20% do seu valor no pico durante o dia, em Cachoeira Paulista é 50% desse valor, mostrando que a camada E esporádica nesta região, à noite, ocorre muito mais frequentemente que em latitudes médias.

Como pode-se observar, em todos os casos há dois picos na frequência de ocorrência da camada E_s , apenas que considerando o caso do presente estudo, o pico ocorre aproximadamente três horas antes que nas demais localidades (médias latitudes).

A teoria dos ventos de cisalhamento para a formação da camada E esporádica em latitudes médias já está bem desenvolvida e é bastante aceita. Mac Dougal (1974) mostrou que, no intervalo de altura entre 105 e 115 km, a formação da camada E esporádica é devido exclusivamente aos ventos neutros zonais (leste-oeste), e que essa camada se formará bem próximo ao ponto de inversão da velocidade do vento. O gráfico mostrando os dois picos na frequência de ocorrência é um padrão típico do efeito de um vento puramente semi-diurno. Como nos casos analisados por Mac Dougal, o espaçamento entre os dois picos não é de 12 horas mas de aproximadamente 10 horas. As horas de ocorrência dos máximos analisadas por Mac Dougal resultam de observações feitas por várias estações de latitudes médias e baixas, podendo-se notar uma tendência clara para o tempo de inversão da velocidade do vento semi-diurno ser mais cedo à medida que a latitude decresce. Evidência para este mesmo fato é apontada no trabalho de Salah et al. (1975), sendo mostrado que os tempos de máximo em Arecibo (18°N) ocorrem aproxima-

mente 3 horas fora de fase de Millstone Hill (42° N), ocorrendo mais cedo em Arecibo no verão e equinócio, e mais tarde no inverno. O comportamento da frequência de ocorrência no equinócio, para o caso do presente estudo é mostrado na Figura II.8 (a) e é similar ao apresentado no verão com picos ocorrendo aproximadamente às mesmas horas. Outro ponto que deve ser salientado é que os resultados de Mac Dougal, que dão como 0830 e 1800 LT (tempo local) as horas de inversão do vento semi-diurno, são calculados para o ponto de inversão a uma altura de 110 Km, e uma velocidade vertical média de aproximadamente 4,5 Km/h. Porém uma comparação usando velocidade vertical só poderia ser feita com resultados de uma mesma latitude.

A presença de um vento semidiurno não é evidente da Figura II.4 (a), sendo mais provável a influência do vento diurno, com máximo em torno de 1245 LT. A presença de E_s à noite durante esse período representativo do inverno é bem acentuada.

Durante tempo magneticamente calmo (baixos valores do índice K_p) observa-se que as características básicas da ocorrência de E_s permanecem inalteradas, continuando o seu aparecimento acentuado tanto durante o dia como à noite, conforme mostram as Figuras II.11 e II.12 que se referem aos 5 dias mais calmos do equinócio e verão, respectivamente.

Uma análise do comportamento da camada E_s durante o período

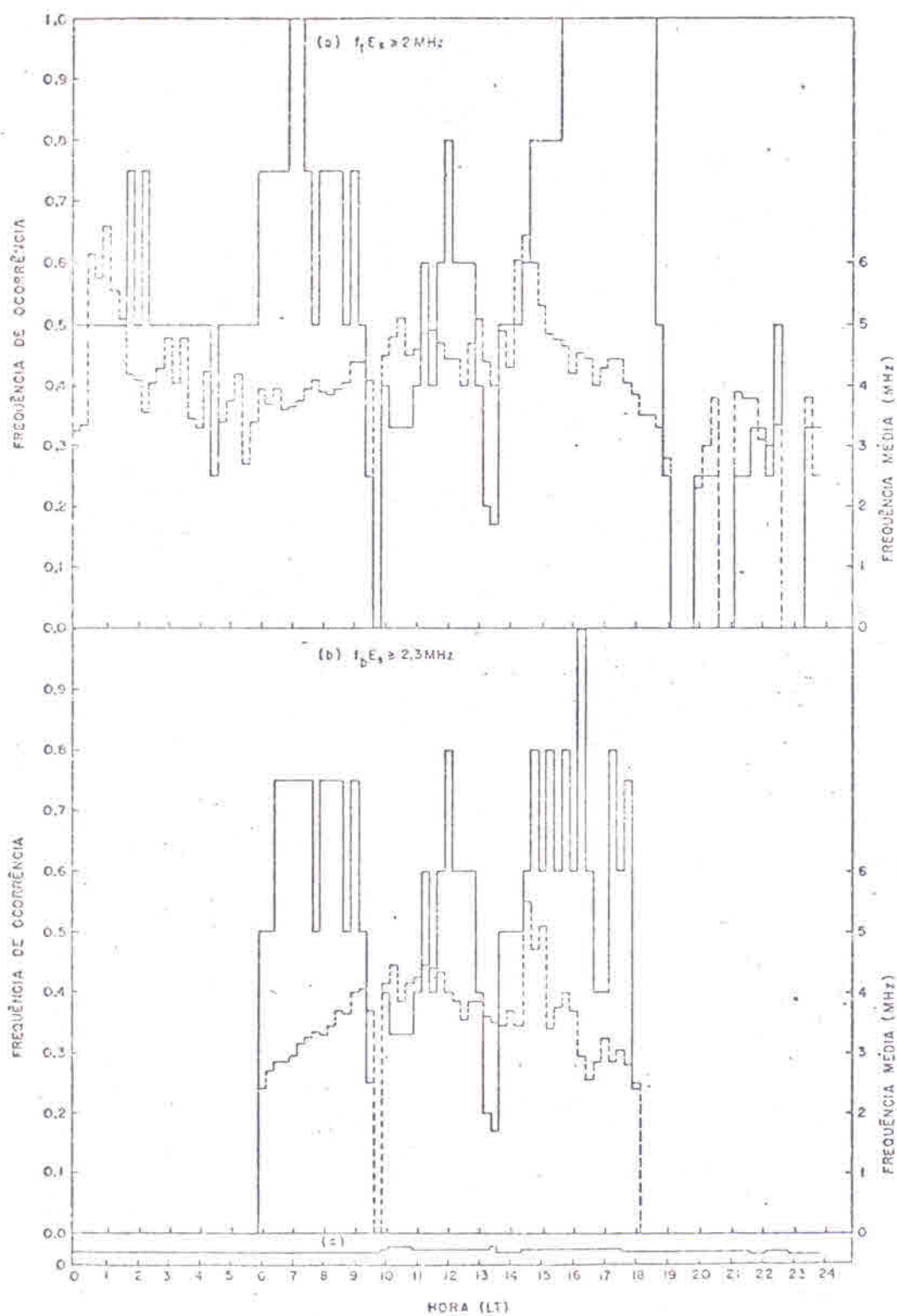


Fig. II.11 - Frequência de ocorrência (—) e frequência média (---). Cinco dias mais quietos de março, abril e outubro, 1973. O gráfico (c) representa o número de dados existentes.

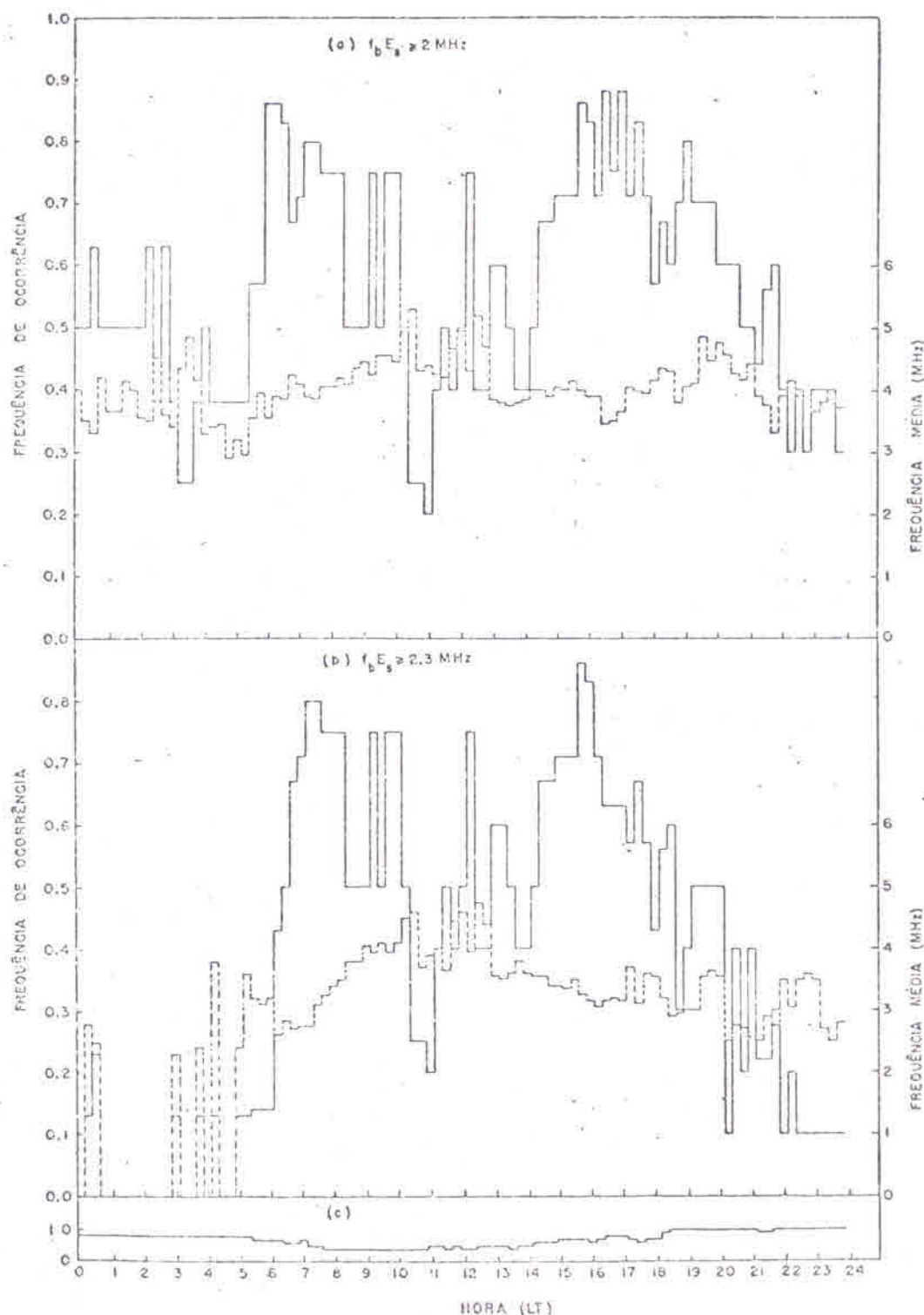


Fig. II.12 - Frequência de ocorrência (—) e frequência média (---). Cinco dias mais quietos dos meses novembro, dezembro, 1973 e janeiro, 1974. O gráfico (c) representa o número de dados existentes.

de tempestade magnética mostra que as frequências de topo e de "blanketing" são mais altas nesses períodos que em condições normais. A Figura II.13 mostra gráficos de $f_t E_s$ e $f_b E_s$ para os períodos de 21-23 maio 1973, 16-18 outubro 1973, 29-31 outubro 1973. Em 21 de maio ocorreu uma tempestade magnética com SC às 0300 UT (tempo universal). Em 16 de outubro outra tempestade com SC às 0520 UT. O dia 29 de outubro foi altamente perturbado, com índice $A_p = 86$, embora não tenha havido uma tempestade do tipo SC.

A Figura II.14 mostra ionogramas para o dia 16 de outubro de 1973. Este aumento acentuado nas frequências características da camada E_s pode ser uma evidência de precipitação de partículas na Anomalia Geomagnética Brasileira durante períodos geomagneticamente perturbados.

Conforme já foi mostrado por Whitehead (1966), é necessário que haja uma fonte de ionização na região E, à noite, para permitir a formação de uma camada E esporádica. Conforme será visto no próximo capítulo, as taxas de produção à noite devido à radiação UV espalhada são insuficientes para explicar as densidades eletrônicas observadas nessa região. Assim, a alta ocorrência de E_s à noite, na região da Anomalia Geomagnética é tomada como uma evidência de precipitação de partículas nessa região.

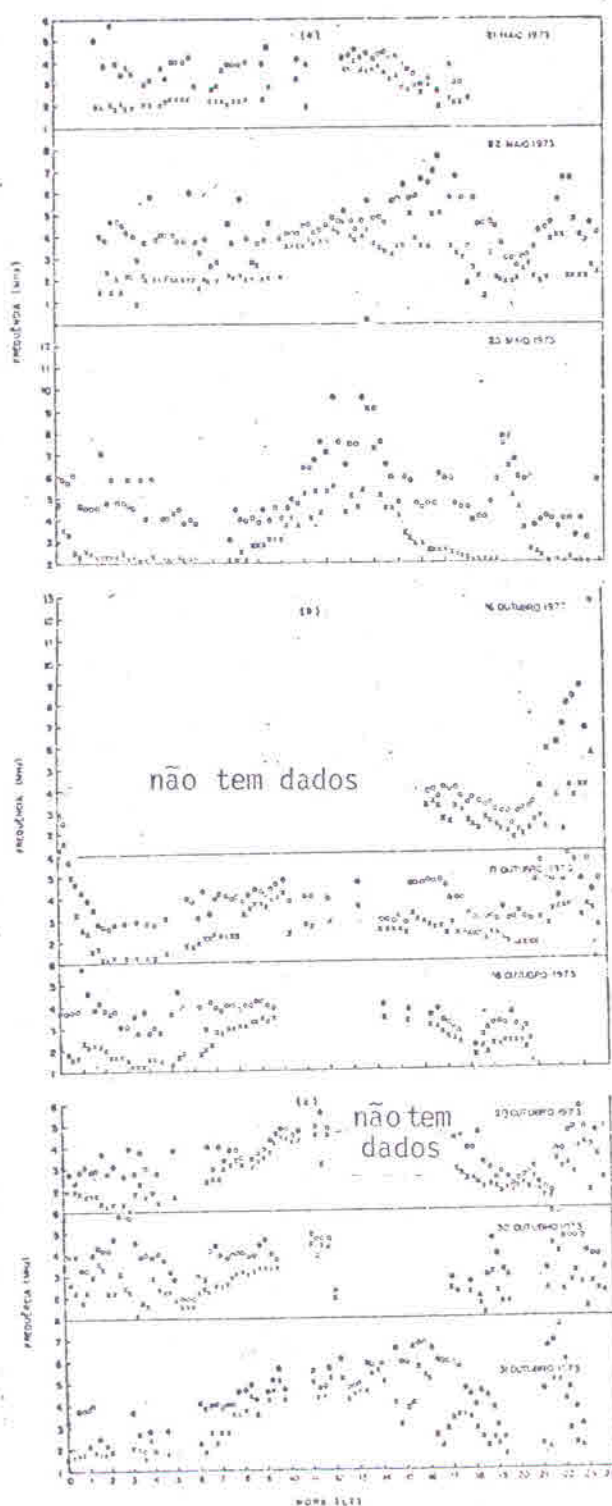


Fig. II.13 - Frequências de topo (círculo) e de "blanketing" (x) da camada E_s para os períodos:
a) 21,22 e 23 de maio, 1973
b) 16,17 e 18 de outubro, 1973
c) 29,30 e 31 de outubro, 1973

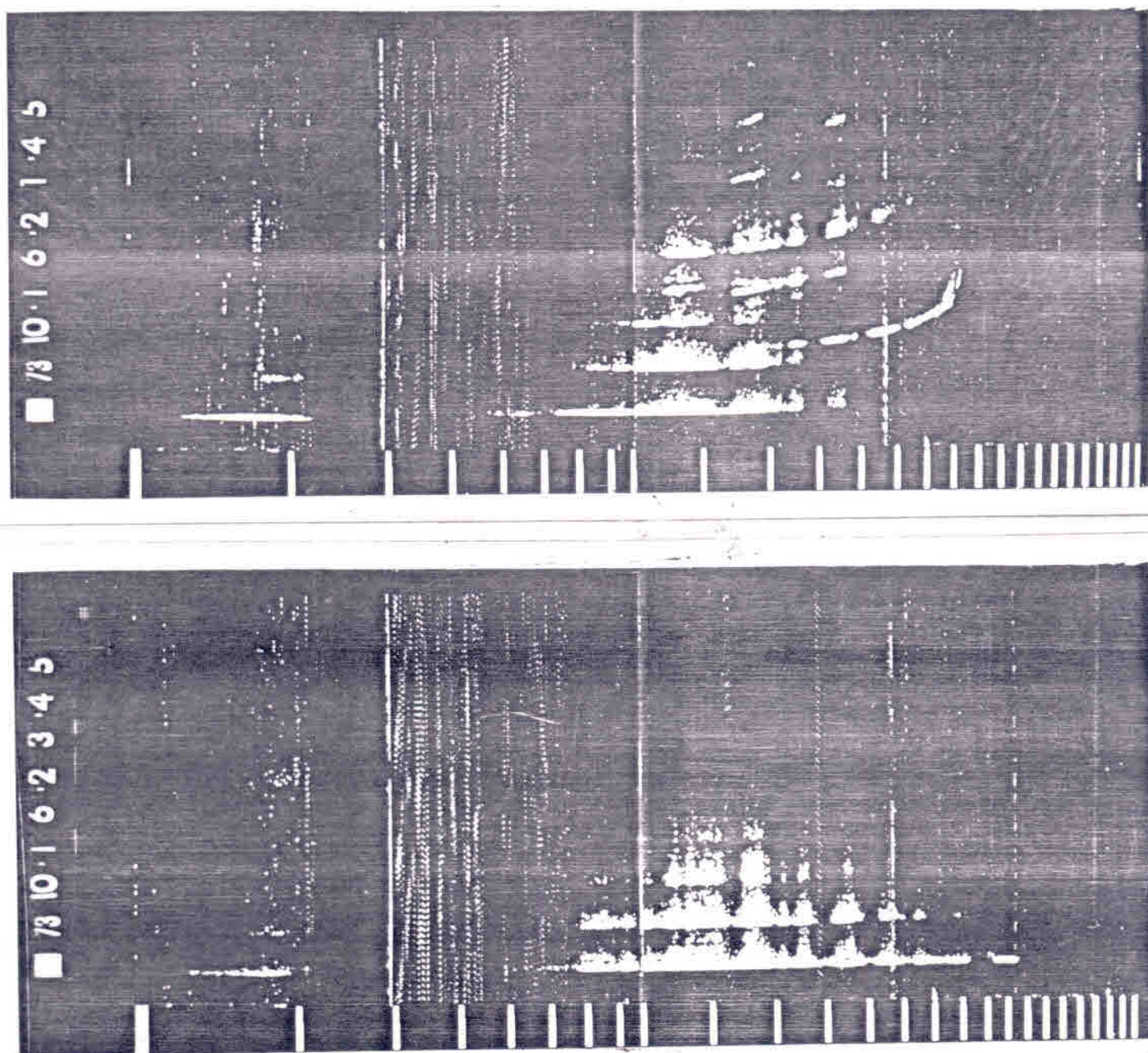


Fig. II.14 - Ionogramas registrados em Cachoeira Paulista em 16 de outubro de 1973, quando houve uma tempestade magnética do tipo SC.

CAPÍTULO III

PRECIPITAÇÃO DE PARTÍCULAS

3.1 - INTRODUÇÃO

Neste capítulo é feita uma estimativa da produção de pares de ions à noite necessária para explicar os resultados observados nos ionogramas. Dessa forma, é calculada a taxa de produção de pares de ions devido a elétrons precipitados, assumindo-se vários fluxos. Os perfis de densidade eletrônica da camada E esporádica foram calculados usando a teoria dos ventos de cisalhamento. Outras taxas de produção à noite e durante o dia foram usadas para comparação.

3.2 - IONIZAÇÃO DA REGIÃO E DA IONOSFERA POR ELETRONS ENERGÉTICOS

O cálculo da ionização na Anomalia Geomagnética devido a elétrons energéticos, durante tempo quieto, pode ser feito assumindo-se um modelo atmosférico dado e usando espectros de energia de elétrons baseados em medidas de satélites. Rees (1963) desenvolveu um método que permite este cálculo o qual será usado aqui, considerando uma distribuição isotrópica entre 0° e 80° para o feixe de elétrons incidente. A distribuição da dissipação de energia por elétrons monoenergéticos, com uma distribuição isotrópica, é mostrada na Figura III.1, onde z/R é a profundidade de penetração

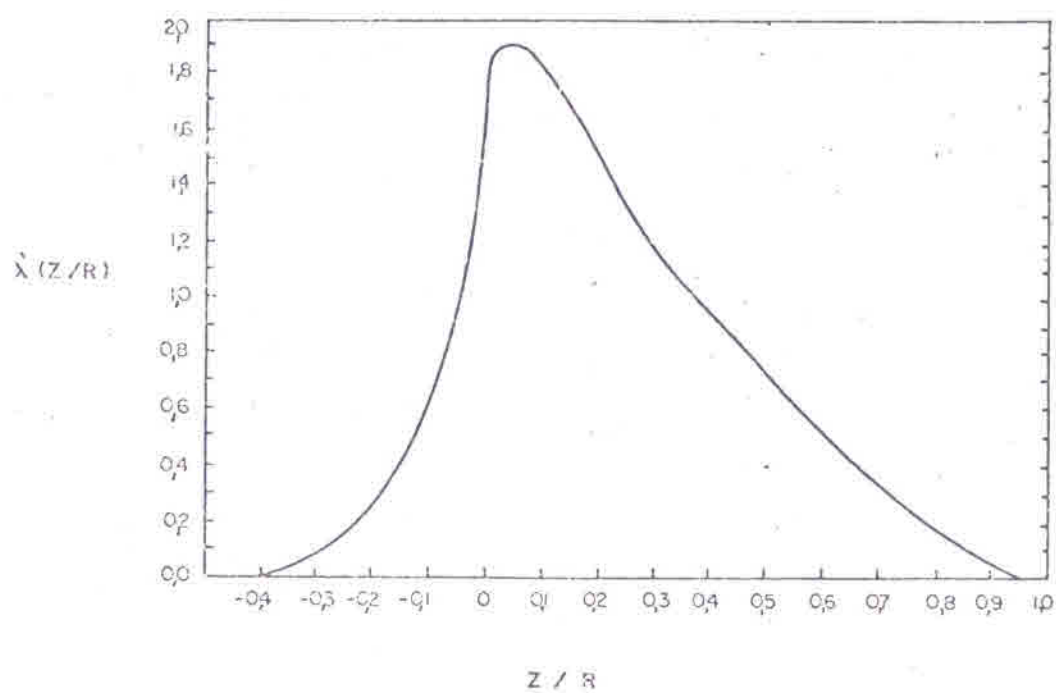


Fig. III.1 - Função de distribuição de dissipação de energia (normalizada). Feixe de elétrons incidente com distribuição isotrópica (0 - 80°)

atmosférica normalizada e $\lambda'(z/R)$ é a dissipação de energia.

A taxa de ionização por unidade de volume, q_z , por fluxo unitário de elétrons incidentes J , é dada por

$$\frac{q_z}{J} = \frac{\epsilon_0/r_0}{\Delta E_{ion}} \lambda'\left(\frac{z}{R}\right) \frac{n(M)_z}{n(M)_R} \quad (III.1)$$

onde :

- ϵ_0 - é a energia inicial do elétron
- ΔE_{ion} - é a perda média de energia por par de ions formado
- $n(M)_z$ - é a densidade numérica de átomos ou moléculas ionizáveis na profundidade atmosférica z
- $n(M)_R$ - é a densidade numérica de átomos ou moléculas ionizáveis na profundidade atmosférica R
- $r_0 = \frac{R}{\rho}$ - o "range" (em atm-cm) no "topo da atmosfera", onde ρ é a densidade de massa (em g/cm³) na altura de penetração mais baixa
- $\lambda'\left(\frac{z}{R}\right)$ - é a função de distribuição normalizada de dissipação de energia

A profundidade atmosférica pode ser obtida dividindo-se a pressão pela aceleração da gravidade, tendo unidade g/cm².

No intervalo de energia considerado (1 keV - 300 keV) R está relacionado à energia inicial ϵ_0 pela equação

$$R = 4,57 \times 10^{-6} \epsilon_0^{1,75} \quad (\text{III.2})$$

onde ϵ_0 é expresso em keV e R em g/cm². O valor adotado para ΔE_{ion} é de 35 eV (Banks e Kockarts, 1973) que é apropriado para elétrons com energia acima de 500 eV.

O modelo atmosférico usado foi CIRA 1965.

A Figura III.2 mostra a taxa de produção por unidade de volume, por fluxo unitário de elétrons incidentes no intervalo de altura entre 60 km e 200 km, para vários valores da energia inicial ϵ_0 dos elétrons.

A Tabela III.1 contém a altura de ionização máxima para elétrons de diferentes energias precipitados na atmosfera.

Elétrons pouco energéticos têm seu pico de ionização na região F. Elétrons com energias entre aproximadamente 5 keV e 50 keV têm pico de ionização na região E da ionosfera. Embora elétrons com energia acima de 50 keV tenham seu pico de ionização na região D, eles também contribuem para a produção de pares de ions na região E, sendo que essa contribuição decresce com o aumento da energia.

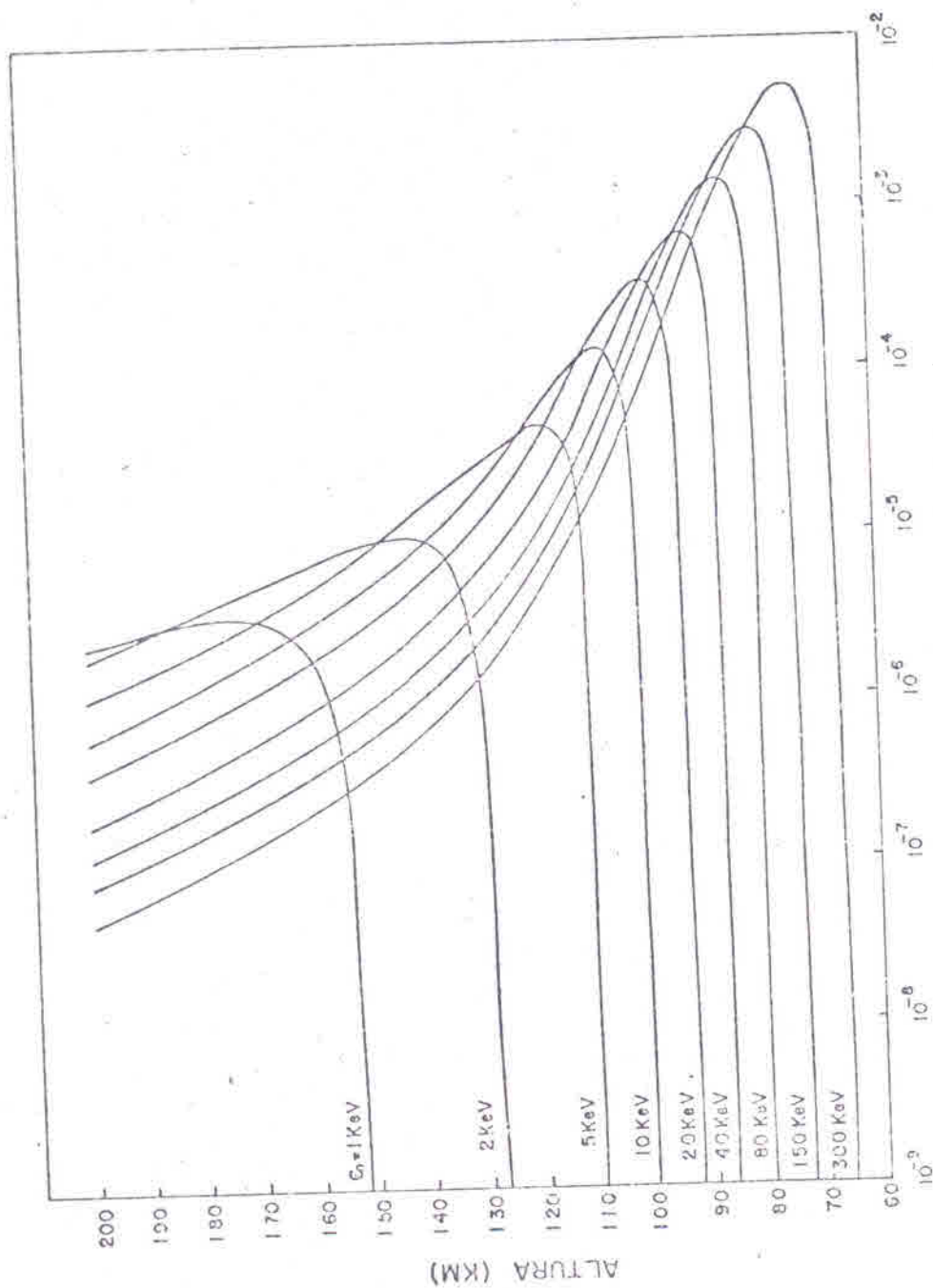


Fig. III.2 - Taxa de produção, por unidade de volume, por fluxo unitário de elétrons incidentes para diferentes valores da energia inicial.

TABELA III.1

ENERGIA (keV)	ALTURA (km)
1	175
2	145
5	120
10	107
20	99
30	95
40	92
60	88
80	85
100	83
150	79
200	76
250	74
300	72

De posse desses valores calculados é possível obter a produção total devido a elétrons de todas as energias compreendidas no intervalo considerado e em qualquer altura entre 60 km e 200 km, usando um dado espectro de energia de elétrons.

O espectro de energia usado para o cálculo da produção total de pares de ions foi o observado pelos satélites DISCOVERER 29 e 31, na região da Anomalia do Atlântico Sul a alturas entre, 160 e 560 km e é constituído, provavelmente, de elétrons que estão deixando o cinturão interno de Van Allen, devido ao espalhamento pelo ar (Mann et al., 1963).

Na ausência de medidas para elétrons de baixas energias foi feita uma extrapolação do fluxo de elétrons apresentado por Mann et al., considerando-se uma variação exponencial desse fluxo, da forma

$$J = J_0 \exp (-E/E_0) \quad (\text{III.3})$$

sendo $J_0 = 1,6548 \times 10^3$ elétrons/cm².seg.ster.keV, fluxo total

$E_0 = 57,8$ keV, "energia característica"

J = fluxo de elétrons com energia E

Dessa maneira, os fluxos de energia usados nos cálculos são da forma

$$J = 1,6548 \times 10^3 \exp(-E/E_0) \quad (\text{III.4})$$

para vários valores de E_0 , considerando que o fluxo total J_0 não deve variar.

Usando a Equação III.4 e as taxas de produção por unidade de volume, por fluxo unitário de elétrons incidentes mostradas na Figura II.2, foi calculada a taxa de produção total de pares de ions por unidade de volume em alturas entre 60 km e 200 km, para vários valores de E_0 . Quatro dessas taxas de produção por unidade de volume são mostradas na Figura III.3.

Levando-se em conta a produção obtida, e a perda por recombinação calcula-se a densidade eletrônica na região de interesse.

$$N = (q/\alpha)^{1/2} \quad (III.5)$$

onde α é o coeficiente de recombinação.

Os valores de α usados entre 80 e 90 km foram os calculados por Reid (1970) usando concentrações de elétrons medidas por foguetes, durante tempo quieto, e em latitude média. Acima de 90 km o coeficiente de recombinação não varia muito. Foi usado o valor de $2 \times 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{seg}$ que está de acordo com os valores obtidos por Mitra (1968), Belrose et al. (1972) durante a eclipse solar de 7 de março de 1970 e de Smith et al. (1965) obtidos durante a eclipse de 20 de julho de 1963.

Com esses valores para o coeficiente de recombinação e usando as várias taxas de produção de elétrons, foram calculados perfis de den

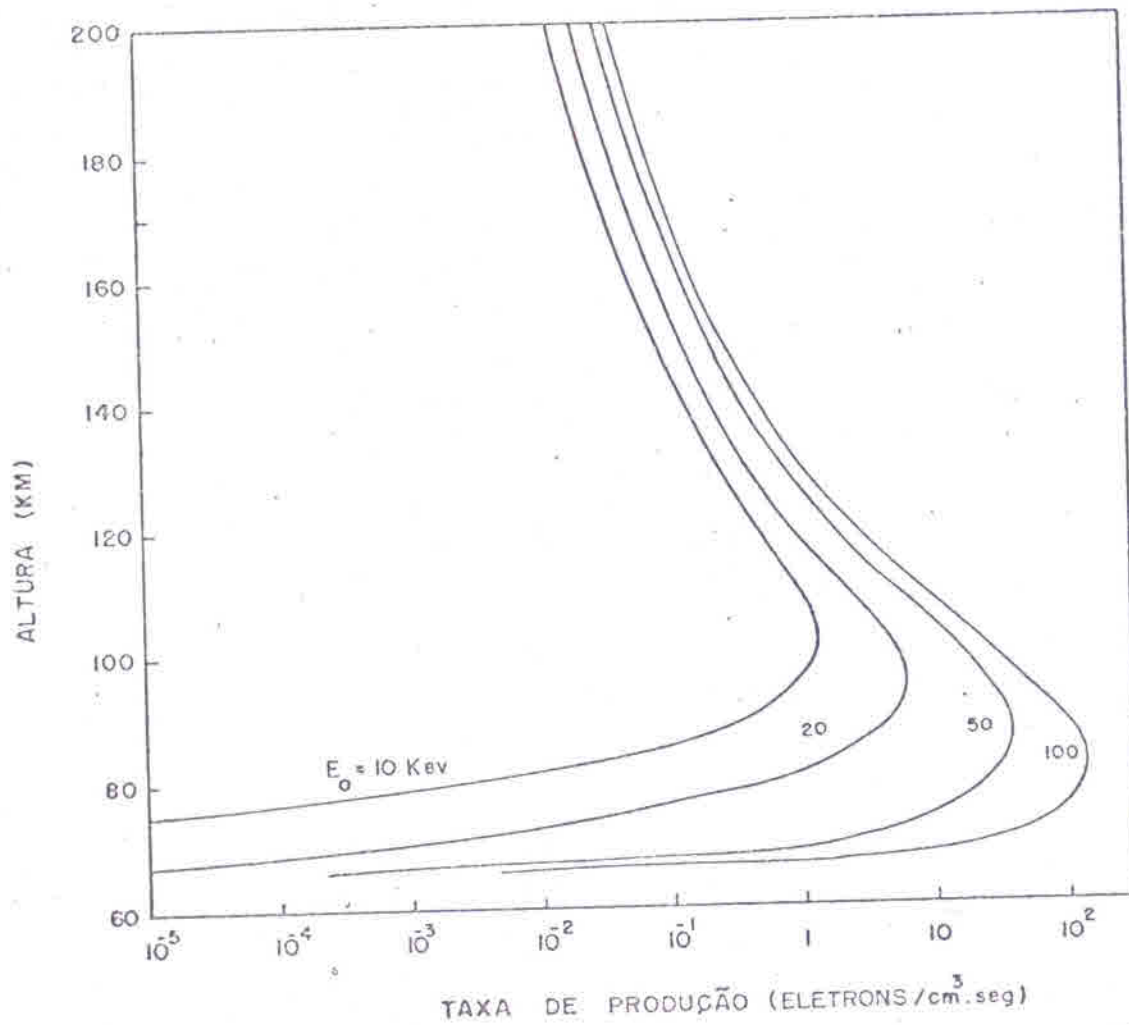


Fig. III.3 - Taxas de produção de pares de ions para um fluxo de elétrons $J = 1,6548 \times 10^{-3} \exp (-E/E_0)$, para vários valores de E_0

sidade eletrônica devido à ionização produzida por elétrons monoenergéticos entre 1 keV e 300 keV considerando-se vários fluxos da forma dada pela E quação III.4. Esses perfis são apresentados na Figura III.4.

3.3 - FORMAÇÃO DA CAMADA E - ESPORÁDICA

Já é bem aceito o fato de que a camada E esporádica tipo q está intimamente relacionada com o eletrojato equatorial e, embora certos detalhes do mecanismo envolvido ainda não estejam bem claros é apropriado estabelecer o eletrojato equatorial como a causa e a E esporádica tipo q como a consequência. Em latitudes médias, como já foi dito anteriormente, a teoria dos ventos de cisalhamento é a mais largamente difundida e aceita, já tendo inclusive confirmações experimentais. Nas regiões aurorais já é bem estabelecido que o bombardeamento por partículas precipitadas é a cau sa da camada E esporádica.

No presente estudo é empregada a teoria dos ventos de cisa lhamento para o cálculo dos perfis de densidade eletrônica da camada E es porádica nessa região. Esta teoria já foi bem desenvolvida (Whitehead, 1962; Axford, 1963; Storey e Hersh, 1963) e consiste, basicamente, no fato de que um vento de cisalhamento horizontal, na presença do campo magnético ter restre, leva a movimentos verticais de ions e elétrons que dão origem à formação de camadas finas de ionização. O processo de formação de uma cama da pela teoria do vento de cisalhamento é ilustrado na Figura III.5. Na fi

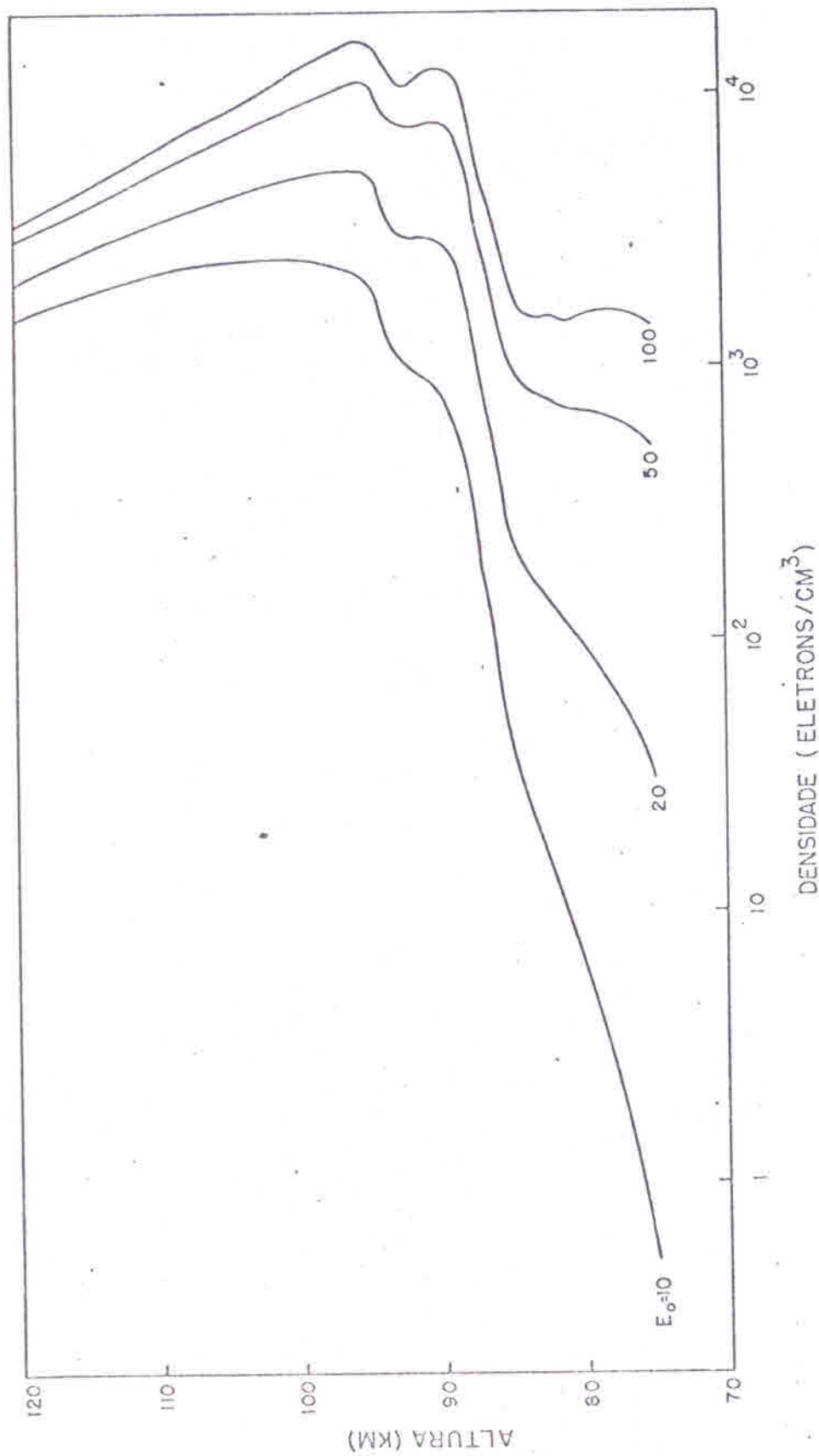


Fig. III.4 - Perfil de densidade eletrônica com ionização produzida por elétrons precipitados no intervalo de energia $1 \text{ keV} \leq E \leq 300 \text{ keV}$ e fluxo dado por $J = 1,4568 \text{ exp } (-E/E_0)$ elétrons/cm².s ster.keV.

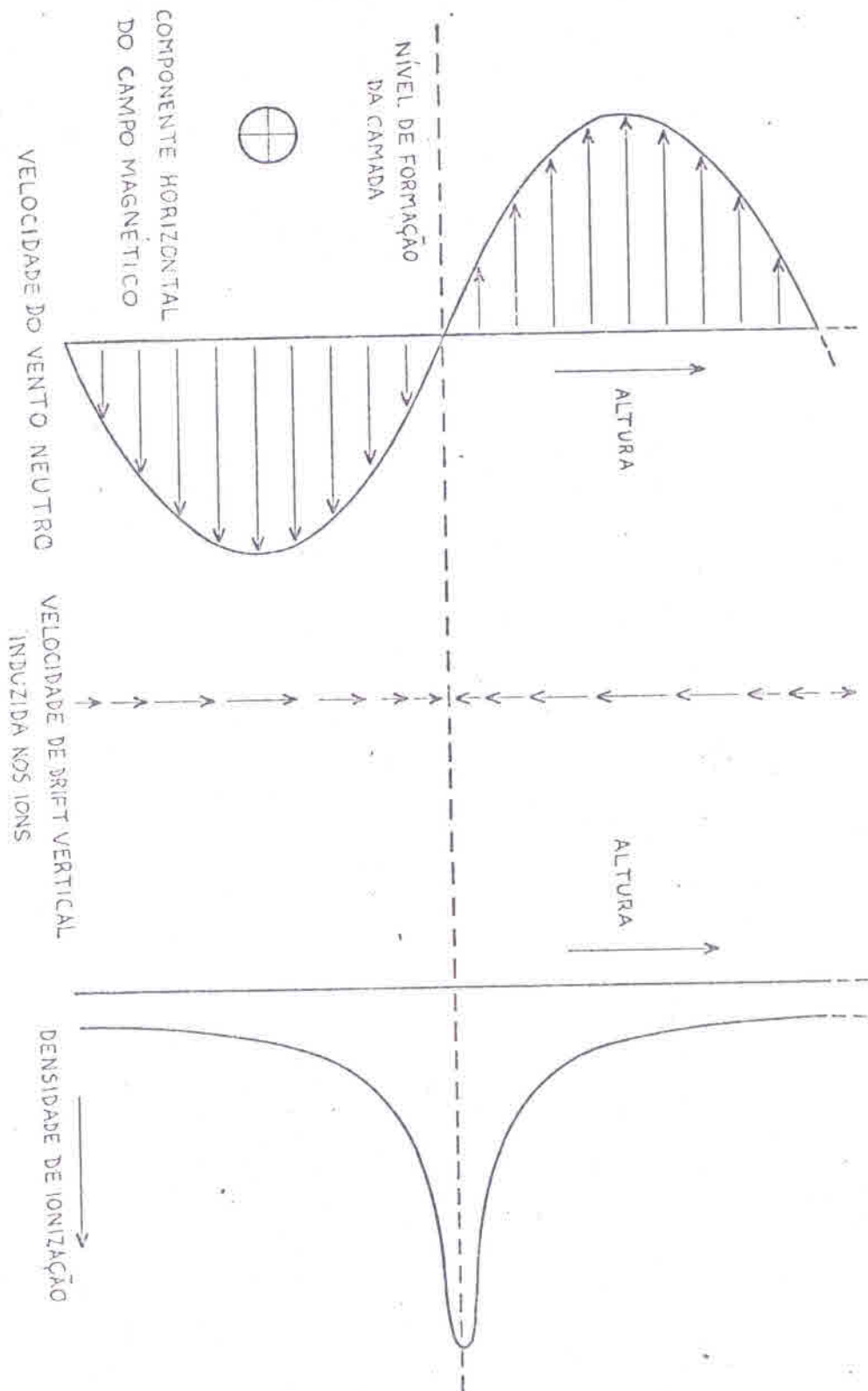


Fig. III.5 - Mecanismo de formação da camada E esporádica pela teoria dos ventos de cisalhamento.

gura a componente horizontal do campo magnético terrestre está entrando no plano do papel. Deve-se salientar que, além de ventos horizontais, há outros tipos de mecanismos que são capazes de induzir um movimento vertical de ionização, como por exemplo, campos elétricos de polarização horizontal e a força da gravidade. Porém nenhum desses fatores será considerado aqui. De acordo com Storey e Hersé (1963) estes fatores não desempenham papel importante na formação da camada E-esporádica, implicando apenas em distorção das camadas pelos ventos de cisalhamento.

A equação da continuidade que governa o perfil de densidade eletrônica na região E é

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - \alpha N^2 - \frac{\partial F}{\partial z} \quad (\text{III.6})$$

onde t é o tempo, z é a altura, N a densidade eletrônica, q é a taxa de produção de pares elétron-ion por unidade de volume, α é o coeficiente de recombinação e F é o fluxo vertical das partículas ou seja, o número de pares elétron-ion que se move verticalmente através de uma área horizontal unitária, em um tempo unitário. São feitas várias simplificações assumindo que a ionosfera é uniforme horizontalmente, contém apenas um tipo de ion positivo e que os elétrons livres desaparecem por recombinação com os ions de acordo com uma lei quadrática.

Se não houvesse drifts a densidade de elétrons no equilíbrio seria dada por uma equação do tipo da Equação III.5 $N_0 = (q/\alpha)^{1/2}$, onde N_0 , em geral varia com a altura pois tanto q como α variam.

Na presença de drifts a densidade eletrônica de equilíbrio difere de N_0 e é dada por

$$\alpha(N^2 - N_0^2) + \frac{\partial F}{\partial z} = 0 \quad (\text{III.6a})$$

O fluxo vertical de ionização é

$$F = NV_1 \quad (\text{III.7})$$

onde V_1 é a velocidade de drift total dada pela soma da velocidade de drift induzida pelo vento e a velocidade devido à difusão, ou seja:

$$V_1 = V - D \frac{d}{dz} \ln(TN) \quad (\text{III.8})$$

onde V é a velocidade de "drift" induzida, D é o coeficiente de difusão am bipolar de ionização na direção vertical e T é a temperatura. Combinando as Equações III.7 e III.8 o fluxo vertical fica

$$F = N \left\{ V - D \frac{d}{dz} \ln(TN) \right\} \quad (\text{III.9})$$

e a Equação III.6(a) fica

$$\alpha(N^2 - N_0^2) + \frac{d}{dz} \left\{ NV - ND \frac{d}{dz} \ln TN \right\} \quad (\text{III.10})$$

Agora, se o coeficiente de difusão D e a temperatura T são assumidos constantes, a Equação III.10 toma a forma

$$\alpha(N^2 - N_0^2) - D \frac{d^2 N}{dz^2} + \frac{d}{dz} (NV) = 0 \quad (\text{III.11})$$

O primeiro termo da Equação III.11 representa a taxa de de crêscimo da densidade eletrônica na altura devido ao excesso de recombinação de pares elétron-ion sobre a produção; o segundo termo representa a perda por difusão e o terceiro termo expressa a perda devido ao drift vertical induzido.

A Equação III.11 é uma equação diferencial de 2a. ordem, não linear em N , cuja solução analítica, no caso geral em que todos os termos são finitos, é difícil. Os casos especiais em que

a) o termo de difusão é zero;

b) o termo devido ao excesso de recombinação é zero;

c) o termo devido ao excesso de recombinação é infinitesimal;

são simplificações que permitem solução analítica para a equação.

No caso do item c, a expressão geral para o perfil de densidade eletrônica é

$$N = N_0 \frac{\exp(D^{-1} \phi)}{\{\exp(2D^{-1} \phi)\}^{1/2}} \quad (\text{III.12})$$

onde:

$$\phi(z) = \int_0^z V(\xi) d\xi \quad (\text{III.13})$$

A expressão III.12 é derivada no apêndice B, bem como a expressão para o perfil de densidade eletrônica com o termo devido ao excesso de recombinação nulo. Uma comparação entre as duas expressões mostra que ambas possuem a mesma forma, mas diferem no nível absoluto de ionização. Evidentemente o ponto que interessa é o significado físico dessa diferença que existe entre os perfis de densidade eletrônica para o mesmo perfil de drift induzido e o mesmo valor do coeficiente de difusão D. Uma das solu

ções é obtida considerando o termo de excesso de recombinação igual a zero enquanto que a outra é o limite, quando esse mesmo termo tende a zero, da solução no caso geral quando ambos os termos de excesso de recombinação e difusão são finitos. Do ponto de vista matemático não há nenhuma surpresa em se obter soluções diferentes nesses dois casos. O significado físico pode ser entendido considerando a maneira pela qual o equilíbrio é atingido. Para isso é necessário considerar o que acontece se um sistema de "drifts" é induzido subitamente em uma região onde a ionização é inicialmente uniforme e está em equilíbrio. Suponha que o coeficiente de recombinação é muito pequeno, mas finito e a densidade inicial uniforme é N_0 . A consequência imediata será a formação de uma camada E esporádica, cujo perfil estará bem próximo do obtido quando se resolve o problema considerando apenas o termo de difusão, pois a constante de tempo de recombinação para ionização de densidade N_0 é inversamente proporcional à densidade e ao coeficiente de recombinação (Whitehead, 1966)

$$T_{\alpha} = \frac{1}{\alpha N_0} \quad (\text{III.14})$$

Porém, uma vez que a camada está formada, a densidade acumulada em seu pico causa um aumento na taxa média de recombinação e a camada começa a decair, como um todo, retendo sua forma e diminuindo a quantidade total de ionização. Este decaimento da camada atingirá um ponto tal que o decréscimo de ionização não pode prosseguir pois é balanceado pela formação de nova ionização e nesse caso, o perfil de densidade eletrônica será dado

pela solução com o termo de difusão mais um termo infinitesimal do excesso de recombinação, representando um estado final de equilíbrio verdadeiro que só é atingido após um intervalo de tempo longo.

Consideremos um perfil de "drift" induzido sinusoidal, com a velocidade vertical dos ions dada por

$$V(z) = - V_0 \operatorname{sen} \left(\frac{2\pi z}{\lambda} \right) \quad (\text{III.15})$$

onde:

V - é a velocidade de drift induzida

V_0 - é a amplitude da componente periódica de $V(z)$

z - é a altura

λ - é o comprimento de onda da componente periódica de $V(z)$

Introduzindo a Equação III.15 na Equação III.13 e resolvendo a integral vem:

$$\Phi(z) = \frac{V_0 \lambda}{2\pi} \left[\cos \left(\frac{2\pi z}{\lambda} \right) - 1 \right] \quad (\text{III.16})$$

Portanto, o perfil de densidade eletrônica, Equação III.12 com a substituição da expressão III.16 fica

$$N = N_0 \frac{\exp \left[\frac{V_0 \lambda D^{-1}}{2\pi} \left(\cos \frac{2\pi z}{\lambda} - 1 \right) \right]}{\left\{ \exp \left[\frac{V_0 \lambda D^{-1}}{\pi} \left(\cos \frac{2\pi z}{\lambda} - 1 \right) \right] \right\}^{1/2}} \quad (\text{III.17})$$

O denominador da expressão III.17 pode ser escrito em uma forma mais simples resolvendo-se

$$\exp \left[\frac{V_0 \lambda D^{-1}}{\pi} \left(\cos \frac{2\pi z}{\lambda} - 1 \right) \right] = \frac{1}{\lambda} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \exp \left[\frac{V_0 \lambda D^{-1}}{\pi} \left(\cos \frac{2\pi z}{\lambda} - 1 \right) \right] dz$$

$$= \frac{2}{\lambda} \exp \left(- \frac{V_0 \lambda D^{-1}}{\pi} \right) \int_0^{\lambda/2} \exp \left(- \frac{V_0 \lambda D^{-1}}{\pi} \cos \frac{2\pi z}{\lambda} \right) dz$$

$$= \exp \left(- \frac{V_0 \lambda D^{-1}}{\pi} \right) I_0 \left(\frac{V_0 \lambda D^{-1}}{\pi} \right)$$

onde $I_0 \left(\frac{V_0 \lambda D^{-1}}{\pi} \right)$ é a função de Bessel de 1ª. espécie modificada.

A Equação III.17 fica

$$N = N_0 \frac{\exp \left[\frac{V_0 \lambda D^{-1}}{2\pi} \cos \frac{2\pi z}{\lambda} \right]}{\left[I_0 \left(\frac{V_0 \lambda D^{-1}}{\pi} \right) \right]^{1/2}} \quad (\text{III.18})$$

que fornece o perfil de densidade eletrônica da camada E es
porádica.

Para encontrar o perfil de densidade eletrônica o procedimento
usado é o seguinte:

A equação III.6 , com fluxo vertical de partículas nulo
(Apêndice B) fica:

$$\frac{\partial N}{\partial t} = q - \alpha N^2 \quad (\text{III.19})$$

como cada termo da Equação III.19 depende, em geral, da altura, integração
em z leva a

$$\frac{\partial}{\partial t} \int N dz = \int q dz - \alpha \int N^2 dz$$

fazendo $N_T = \int N dz$ vem

$$\frac{\partial N_T}{\partial t} = \int q dz - \alpha \int N^2 dz$$

ou

$$N_{Ti} = N_{Ti-1} + \Delta t \left[\int q dz - \alpha \int N_{i-1}^2 dz \right] \quad (\text{III.20})$$

onde N_{Ti} e N_{Ti-1} são as densidades nos instantes i e $i-1$ respectivamente.

A densidade eletrônica em uma altura qualquer, no instante de tempo $i-1$ pode ser obtida a partir da taxa de produção conhecida nessa mesma altura e é dada por $N_{i-1} = (q/\alpha)^{1/2}$. No intervalo de altura considerado a densidade total, no mesmo instante de tempo será

$$N_{Ti-1} = \int N_{i-1} dz \quad (\text{III.21})$$

A densidade de elétrons no equilíbrio, na ausência de "drifts", é tomada como o valor médio da densidade no intervalo de altura considerado

$$N_0 = \overline{N_{i-1}} = \frac{N_{Ti-1}}{\Delta z} \quad (\text{III.22})$$

Usando-se a Equação III.22 calcula-se o perfil de densidade eletrônica da camada E esporádica dado pela Equação III.18 e estes valores de $N(z)$ são usados para calcular uma nova densidade total no instante de tempo i , N_{Ti} , com o auxílio da Equação III.20. Os valores de N_{Ti} e N_{Ti-1} são então comparados, e é usada uma iteração para fazer sua diferença tender para zero pois, de acordo com o método adotado, o termo de excesso de recombinação $\int q dz - \alpha \int N^2 dz$ deve ser infinitesimal.

Sumarizando, os passos seguidos na iteração são:

a) $N_{i-1} = (q/\alpha)^{1/2}$ q taxa de produção dada

b) $N_{Ti-1} = \int N_{i-1} dz$

c) $N_0 = \frac{N_{Ti-1}}{\Delta z}$

$$d) N(z) = N_0 \frac{\exp \left[\frac{V_0 \lambda D^{-1}}{2\pi} \cos \frac{2\pi z}{\lambda} \right]}{\left[I_0 \left(\frac{V_0 \lambda D^{-1}}{\pi} \right) \right]^{1/2}}$$

$$e) N_{Ti} = N_{Ti-1} + \Delta t \left[\int q dz - \alpha \int N_{i-1}^2(z) dz \right]$$

f) compara-se N_{Ti} com N_{Ti-1} . Se $N_{Ti} - N_{Ti-1} > \epsilon$, onde ϵ é um valor arbitrariamente pequeno, toma-se um novo valor para N_{Ti-1} , ou seja $N_{Ti-1} = N_{Ti}$ e volta-se ao item (c) para novos cálculos. Se $N_{Ti} - N_{Ti-1} \leq \epsilon$ a aproximação desejada foi obtida, e o perfil calculado no item (d) é o perfil de densidade eletrônica da camada E esporádica.

O valor adotado para o coeficiente de difusão, foi tirado de Banks e Kockarts (1973) assumindo colisão elástica de ions com partículas neutras, sendo que na altura considerada as principais colisões são entre ions de oxigênio molecular (O_2^+) e moléculas de Nitrogênio (N_2).

$$D = 2.5 \times 10^8 / n(N_2) \text{ cm}^2/\text{seg} \quad (\text{III.23})$$

Coerente com o fato de D ter sido assumido constante, a den

tidade de N_2 foi considerada constante dentro do intervalo de altura de interesse.

A amplitude V_0 da velocidade $V(z)$ foi retirada de Axford (1963) e é diretamente proporcional à amplitude U_0 de vento zonal neutro (leste-oeste)

$$V_0 = |CU_0| \quad (\text{III.24})$$

onde:

$$C = \frac{A_1}{A_2}, \quad A_1 \text{ e } A_2 \text{ dados pelas expressões:}$$

$$A_1 = \frac{R_e (R_e Z - XY)}{Y^2 + R_e^2} - \frac{R_i (R_i Z - XY)}{Y^2 + R_i^2} \quad (\text{III.25})$$

$$A_2 = R_e \left(\frac{R_e^2 + 1}{Y^2 + R_e^2} \right) - R_i \left(\frac{R_i^2 + 1}{Y^2 + R_i^2} \right) \quad (\text{III.26})$$

e $R_j = \frac{m_j \nu_j}{e_j B_0}$ é a taxa entre as frequências de colisão ν_j e girofrequência $\omega_j = \frac{e_j B_0}{m_j}$ para a espécie j .

$X = \frac{B_x}{B_0}, Y = \frac{B_y}{B_0}, Z = \frac{B_z}{B_0}$, com B_x, B_y, B_z sendo as componentes de campo geomagnético $\vec{B}$ em um sistema de coordenadas cartesianas (x, y, z) , y sendo o eixo vertical, x a direção do vento neutro e B_0 a magnitude de $\vec{B}$.

Os valores das frequências de colisão dos ions e elétrons com partículas neutras foram retiradas de Banks e Kockarts (1973)

$$\nu_e = 1,8 \times 10^8 p \text{ seg}^{-1}$$

$$\nu_i = 1,11 \times 10^{-9} n(N_2) \text{ seg}^{-1}$$

onde p é a pressão do ar dada em Torr e $n(N_2)$ é a densidade numérica de Nitrogênio molecular dada em cm^{-3} .

Os perfis de densidade eletrônica da camada E esporádica foram calculados usando dois diferentes coeficientes de recombinação:

$$\alpha = 10^{-7} \text{ cm}^3/\text{s} \text{ para os ions moleculares}$$

$$\alpha = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s} \text{ para ions metálicos}$$

Estes são os valores geralmente encontrados na literatura (Cole e Norton, 1966).

Foram considerados perfis de vento com três diferentes comprimentos de onda ou seja: $\lambda = 6,24$ e 30 km, para várias altitudes: 100 km, 105 km, 110 km, 115 km e 120 km e as amplitudes de velocidade do vento neutro usadas foram 50 m/s, 100 m/s, 150 m/s e 200 m/s.

Para os cálculos foram usadas ainda, diferentes taxas de produção:

- i) taxas de produção devido a elétrons precipitados calculadas no parágrafo (3.2).
- ii) taxa de produção à noite devido à radiação UV espalhada, tirada de Tohmatsu e Wakai (1970)
- iii) taxa de produção durante o dia devido a raios-X, HLy- α HLy- β , tiradas de Swider (1969) para condições quietas.

Os resultados obtidos são apresentados e analisados a seguir.

A Figura III.6 mostra valores de densidade eletrônica máxima para vários dos parâmetros acima citados. Cada símbolo representa uma combinação diferente do comprimento de onda vertical e do coeficiente de recombinação conforme a tabela ao lado da figura. As densidades eletrônicas máximas são mostradas para diferentes alturas de formação do pico da camada E esporádica. Em cada linha os quatro símbolos iguais correspondem a

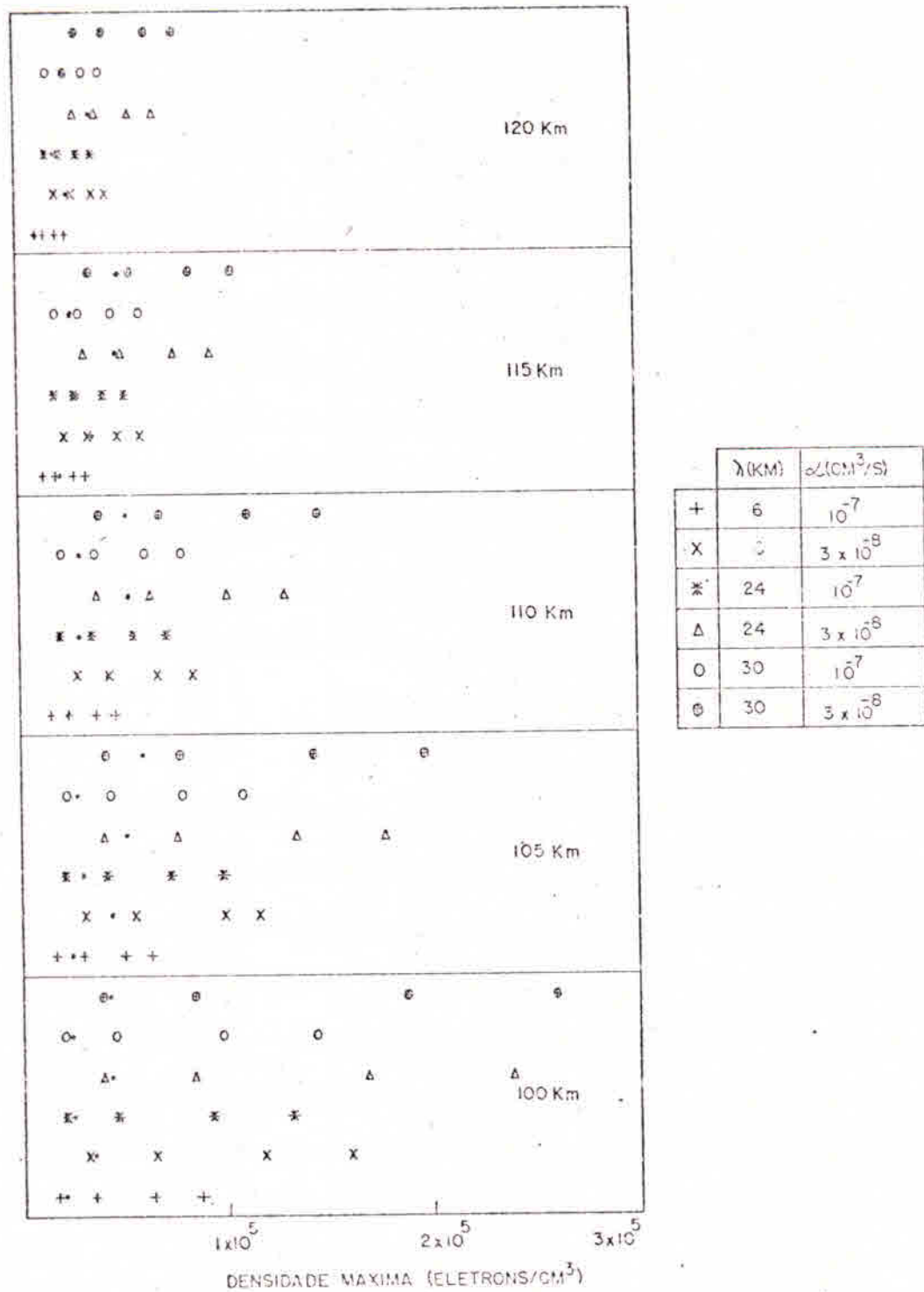


Fig. III.6 - Densidade eletrônica máxima de uma camada E_s com pico em 100, 105, 110, 115 e 120 km para vários valores de λ e α (velocidade do vento neutro = 100 m/s)

quatro diferentes taxas de produção devido a elétrons precipitados calculadas no parágrafo 3.2, para $E_0 = 10, 20, 50$ e 100 Kev respectivamente, começando da esquerda para a direita. O ponto em cada linha representa a densidade eletrônica máxima correspondente a uma taxa de produção à noite devido à radiação UV espalhada, para os mesmos parâmetros λ e α correspondentes à linha. Como podemos verificar pela figura, a densidade eletrônica devido à produção de ionização à noite por radiação ultra violeta espalhada ($Ly - \beta$) é menor que a densidade eletrônica devido à produção de ionização por elétrons precipitados, exceto para valores mais baixos de E_0 . Na verdade, um valor de E_0 igual a 20 kev já é suficiente para originar uma taxa de produção que dê uma densidade eletrônica máxima à altura de 100 km, superior àquela devido à $Ly-\beta$ à mesma altura.

A Tabela III.2 fornece valores de densidade eletrônica máxima usando taxa de produção durante o dia segundo Swider (1969), para velocidade do vento neutro 100 m/s. Comparando os valores dessa tabela com aqueles da Figura III.6 vê-se que, durante o dia, a ionização devido à radiação solar tem um efeito muito mais importante que a ionização produzida por elétrons precipitados, podendo-se inclusive considerar desprezível o efeito dessa última no cálculo do perfil de densidade da camada E esporádica durante o dia. Assim, o efeito dos elétrons precipitados só é sentido à noite quando a ionização devido a outras fontes é insuficiente para justificar a densidade eletrônica máxima observada para a camada E esporádica.

TABELA III.2

ALTURA DE IONIZAÇÃO MÁXIMA (km)	λ (km)	α (cm ³ /s)	Nmax (ELÉTRONS/cm ³)
100	6	10^{-7}	$5,74 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,04 \times 10^6$
	24	10^{-7}	$6,30 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,15 \times 10^6$
	30	10^{-7}	$6,29 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,15 \times 10^6$
105	6	10^{-7}	$6,18 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,13 \times 10^6$
	24	10^{-7}	$7,82 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,43 \times 10^6$
	30	10^{-7}	$7,73 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,41 \times 10^6$
110	6	10^{-7}	$6,16 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,12 \times 10^6$
	24	10^{-7}	$8,64 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,58 \times 10^6$
	30	10^{-7}	$8,82 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,61 \times 10^6$

ALTURA DE IONIZAÇÃO MÁXIMA (km)	λ (km)	α (cm ³ /s)	Nmax (ELETRONS/cm ³)
115	6	10^{-7}	$6,10 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,11 \times 10^6$
	24	10^{-7}	$8,62 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,57 \times 10^6$
	30	10^{-7}	$9,12 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,66 \times 10^6$
120	6	10^{-7}	$5,94 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,08 \times 10^6$
	24	10^{-7}	$8,41 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,53 \times 10^6$
	30	10^{-7}	$8,89 \times 10^5$
		3×10^{-8}	$1,62 \times 10^6$

A densidade eletrônica máxima da camada E esporádica observada nessa região, pode ser calculada pela expressão II.1, usando-se os valores da frequência de blanketing retirados dos ionogramas. À noite o valor médio de $f_b E_s$ fica em torno de 3 MHz, fornecendo um valor de densidade

eletrônica no pico da camada de, aproximadamente 10^5 elétrons/cm³. Como já foi dito anteriormente, a ionização devido à Ly- β é insuficiente para explicar este valor de densidade máxima, para todas as combinações de parâmetros consideradas no presente estudo. Outra fonte deve ser postulada e esta fonte de ionização à noite são elétrons precipitados.

Como podemos ver pela Figura III.6, uma camada Es com pico de ionização a 100 km, e velocidade do vento igual a 100 m/s, formada por ions moleculares ($\alpha = 10^{-7}$ cm³/s) só explica a camada observada à noite na região de Cachoeira Paulista se são usados valores altos de E_0 e, consequentemente um alto fluxo de elétrons precipitados. No entanto, uma camada formada por ions metálicos ($\alpha = 3 \times 10^{-8}$ cm³/s) explica os valores observados com um fluxo menor. Como uma camada E esporádica a essa altura é formada por ions metálicos (veja Goldberg, 1975), o fluxo mínimo de elétrons precipitados necessário para a sua formação é obtido para $E_0 = 20$ keV. Os elétrons precipitados produzem pares elétron-ion, e os ions formados dão origem aos ions metálicos por um processo de transferência de carga (Narcisi, 1967).

Portanto, o fluxo mínimo de elétrons precipitados, à noite, na região da Anomalia Geomagnética Brasileira é dado por

$$J = 1,6548 \times 10^3 \exp(-E/20) \text{ elétrons/cm}^2 \cdot \text{s} \cdot \text{ster} \cdot \text{keV} \quad (\text{III.27})$$

onde E é dado em keV.

Os perfis de densidade eletrônica da camada E_s para $\lambda=30$ km, $\alpha = 3 \times 10^{-8}$ cm³/s e $U_0 = 100$ m/s, para taxas de produção obtidas fazendo $E_0 = 10, 20, 50$ e 100 keV e devido à radiação UV espalhada estão mostrados na Figura III.7.

A Figura III.8 mostra a variação da densidade máxima de elétrons da camada E_s com a velocidade do vento neutro. O valor de 100 m/s usado para o vento neutro é um limite superior dos valores encontrados na literatura. Como a densidade máxima aumenta com a velocidade, valores menores de U_0 acarretam valores menores de $N_{\max}$, sendo assim necessários fluxos maiores para explicar as densidades observadas.

Esse valor mínimo do fluxo está bastante coerente quando comparado com o obtido por Mann et al. (1963) para elétrons de 94 keV de energia. O fluxo medido é da ordem de 325 elétrons/cm².seg. ster. keV, enquanto que o fornecido pelo espectro com $E_0 = 20$ keV é de 15 elétrons/cm².seg. ster. keV.

Embora não se tenha feito o estudo da ocorrência das camadas a diversas altitudes convém salientar que, à noite, as camadas acima de 110 km são bem menos frequentes que as que ocorrem a $100, 105$ km. Pela Figura III.6 vê-se que são necessários valores maiores de E_0 , e consequentemente, fluxo maior, para explicar a ocorrência dessas camadas acima de 110 km, daí sua menor ocorrência.

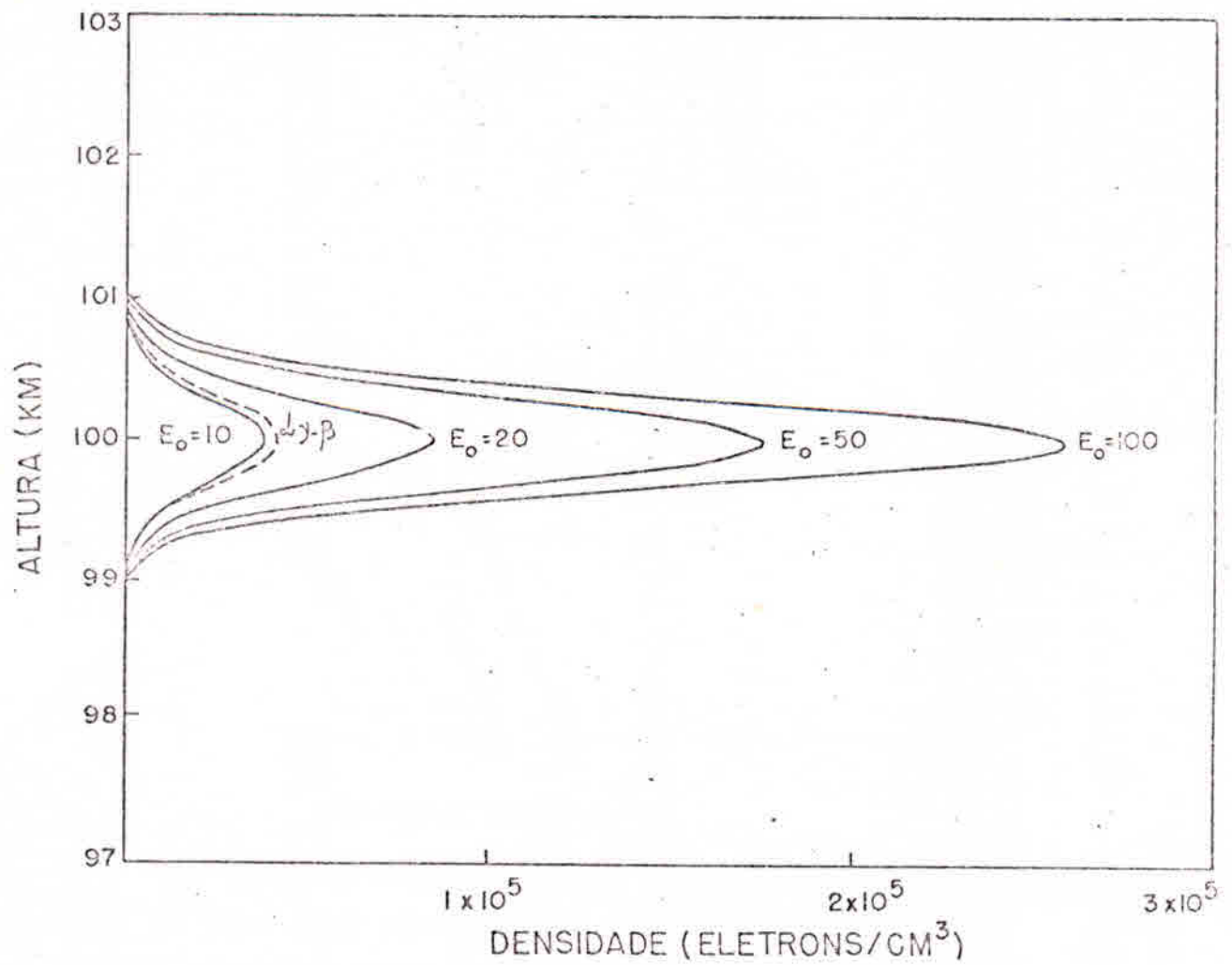


Fig. III.7 - Perfil de densidade eletrônica da camada E esporádica

$$\lambda = 30 \text{ km}$$

$$\alpha = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{seg}$$

$$U_0 = 100 \text{ m/s}$$

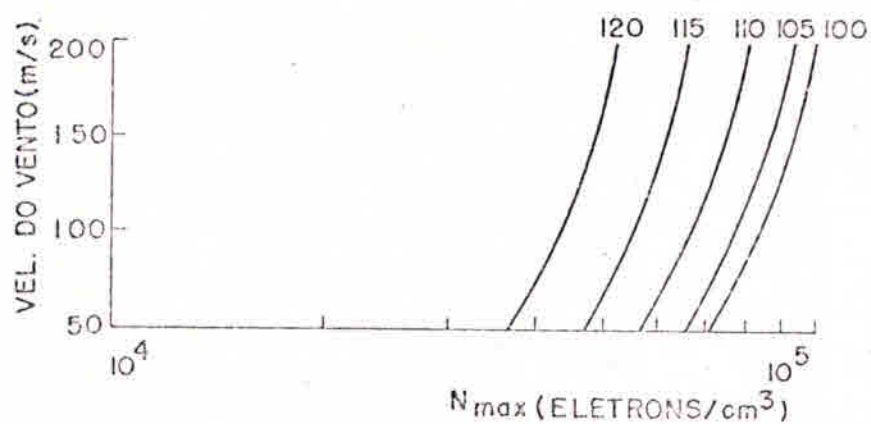


Fig. III.8 - Variação da densidade eletrônica máxima da camada E_s com a velocidade do vento neutro ($\lambda=30$ km, $\alpha = 3 \times 10^{-8} \text{ cm}^3/\text{s}$, $E_0 = 20$ keV). O número sobre cada curva representa a altura de formação do pico da camada, dada em km.

Este estudo foi dedicado principalmente ao período noturno, porém, é conveniente fazer alguns comentários sobre os resultados obtidos durante o dia, usando taxa de produção dada por Swider (1969) até 100 km, e produção considerada constante acima dessa altura. Essa comparação dos resultados teóricos e experimentais é mais difícil de ser feita pois exigiria um conhecimento preciso de todos os parâmetros em jogo, sobretudo da taxa de produção, da velocidade do vento neutro e do comprimento de onda vertical λ . Durante o dia a camada E-esporádica ocorre mais frequentemente acima de 110 km. A essas alturas os íons moleculares são mais abundantes que os metálicos, devendo ser levados em conta para a formação de camadas E_s . Em torno do meio dia, no verão (Figura II.9) o valor médio da frequência de "blanketing" é 4,25 MHz, dando, de acordo com a Equação II.1, uma densidade máxima de elétrons de $2,36 \times 10^5$ elétrons/cm³. Porém os valores calculados pela teoria, usando-se os valores extremos considerados anteriormente, são da ordem de 9×10^5 elétrons/cm³ ($\lambda = 30$ km, $U_0 = 100$ m/s) a uma altura de 120 km, que daria origem a uma camada E_s com frequência de "blanketing" da ordem de 8 MHz, valor raramente observado em nossos ionogramas. No entanto valores menores da velocidade do vento neutro e, conseqüentemente, mais realistas diminuem este valor calculado, aproximando-o mais do observado. Mas, como já foi dito anteriormente, só poderia haver uma comparação real após o conhecimento preciso dos parâmetros usados nos cálculos.

CAPÍTULO IV

CONCLUSÕES

Dos resultados apresentados no capítulo II podemos concluir que a presença frequente da camada E esporádica à noite na região de Anomalia Geomagnética Brasileira exige uma fonte de ionização para ser explicada.

Como foi visto no Capítulo III, a ionização noturna, devido à radiação UV espalhada pela geocorona, que é a única fonte de ionização à noite, reconhecida, a baixas latitudes, é insuficiente para explicar os valores de densidade máxima observados para a camada E_s . Dos resultados do Capítulo III podemos concluir que a E esporádica observada à noite em nossa região pode ser explicada em termos da teoria dos ventos de cisalhamento, com taxa de produção devido a elétrons energéticos precipitados na atmosfera. A teoria foi usada com simplificações já referidas anteriormente: equilíbrio, coeficiente de difusão constante dentro do comprimento de onda considerado, coeficiente de recombinação constante, perfil sinusoidal para as velocidades do vento neutro e dos ions.

Concluimos que um vento neutro com amplitude de 100 m/s e comprimento de onda vertical de 30 km explica a camada E esporádica observada nesta região, à noite, na altura de 100 km, quando a ionização presente na ionosfera é devido a elétrons energéticos precipitados, com um flu

xo dado por

$$J = 1,6548 \times 10^3 \exp(-E/E_0) \text{ el\u00e9trons/cm}^2 \cdot \text{seg} \cdot \text{ster} \cdot \text{keV}$$

onde E_0 deve ser maior que 20 keV.

Como um vento neutro de 100 m/s \u00e9 um dos maiores valores encontrados na literatura, o fluxo derivado acima, com E_0 igual a 20 keV, estabelece um limite m\u00ednimo de precipita\u00e7\u00e3o.

Este resultado para o fluxo m\u00ednimo est\u00e1 de acordo com valores encontrados na literatura. Assim, a ocorr\u00eancia de E_s do tipo "blanketing" associada \u00e0 alta frequ\u00eancia de ocorr\u00eancia de E_s nessa regi\u00e3o \u00e9 uma evid\u00eancia de precipita\u00e7\u00e3o de part\u00edculas na Anomalia Geomagn\u00e9tica Brasileira, durante tempo quieto.

Foram apresentados alguns resultados durante per\u00edodos geomagneticamente perturbados, para mostrar uma outra evid\u00eancia da precipita\u00e7\u00e3o de part\u00edculas como causa do aumento da ioniza\u00e7\u00e3o na regi\u00e3o E da ionosfera, na Anomalia. Os per\u00edodos perturbados s\u00e3o analisados com mais detalhes em um estudo futuro procurando relacionar o aumento da frequ\u00eancia de "blanketing" da camada E espor\u00e1dica alguns dias ap\u00f3s a ocorr\u00eancia de uma tempestade magn\u00e9tica do tipo SC com os el\u00e9trons que deixam o cintur\u00e3o externo de radia\u00e7\u00e3o por difus\u00e3o durante a fase de recupera\u00e7\u00e3o do campo magn\u00e9tico,

após a tempestade.

A camada E esporádica noturna e do tipo transparente ocorre muito mais frequentemente que o tipo "blanketing" de E_s , e não pode ser explicada pela teoria dos ventos de cisalhamento. Este fato, junto com as observações da ocorrência de E_s tipo a (auroral) vem dar maior suporte à presença de partículas precipitadas pois, nas regiões aurorais a camada E_s é devido à precipitação de partículas, é do tipo a e, em geral, transparente.

Não pôde ser feita uma comparação entre os valores obtidos pela teoria dos ventos de cisalhamento e os observados durante o dia, por não conhecermos os valores assumidos, nessa região, pela velocidade do vento neutro, comprimento de onda vertical e outros parâmetros usados. O conhecimento desses parâmetros é indispensável para tais cálculos.

AGRADECIMENTOS

Ao Dr. Mendonça e Dr. Gylvan pelo apoio.

Ao Dr. M. A. Abdu pela orientação e apoio constante e dedi
cado.

Ao Dr. D. B. Rai pelas sugestões e orientação inicial.

A todos que direta ou indiretamente colaboraram na realização
deste trabalho.

BIBLIOGRAFIA

- ABDU, M.A., ANANTHAKRISHNAN, S., COUTINHO, E.F., KRISHNAN, B.A. and REIS, E.M.S. - "Azimuthal Drift and Precipitation of Electrons into the South Atlantic Geomagnetic Anomaly during an SC Magnetic Storm". *J. Geophys. Res.*, 78, 5830, 1973.
- AXFORD, W.I. - "The Formation and Vertical Movement of Dense Ionized Layers in the Ionosphere Due to Neutral Wind Shears". *J. Geophys. Res.*, 68, 769, 1963.
- BANKS, P. M. e KOCKARTS, G.L. - *Aeronomy*. New York, Academic Press, 1973
- BELROSE, J.S., ROSS, D.B. and Mc NAMARA, A.G. - "Ionization Charges in the Lower Ionosphere During the Solar Eclipse of 7 March 1970". *J. Atmos. Terr. Physics*, 34, 627, 1972
- COLE, K.D. and NORTON, R.B. - "Some Problems Associated with Midlatitude Sporadic E". *Radio Science*, 1, 235, 1966.
- COSPAR, CIRA 1965. *Amsterdam, North Holland*.
- DUEÑO, B. - "Sporadic E as Observed from Mayaguez, P.R., by Backscatter Sounders", In: SMITH Jr., E.K. and MATSUSHITA, S. *Ionospheric Sporadic E*. New York, Pergamon Press, 1962, p. 110-122
- GHIEMMETTI, H.S., BECERRA, N.S., GORDELL, A.M., HEREDIE, M. and ROEDERER, J.G. - "Enhancement of X-Ray Intensity at Balloon Altitudes in the South American Anomaly". *Phys. Rev. Lett.*, 12, 388, 1964

GOLDBERG, R.A. - "Silicon Ions below 100 km: A case for $S_1O_2^+$ ". *Radio Science*, 10, 329, 1975

HARRIS, R.D. and TAUR, R. - "Influence of the Tidal Wind System on the Frequency of Sporadic-E Occurrence". *Radio Science*, 7, 405, 1972.

HESS, W.N. - *The Radiation Belt and Magnetosphere*. Waltham, Mass., Blaisdell Publishing Company, 1968

Mac DOUGAL, J.W. - "110 km Neutral Zonal Wind Patterns". *Plan. Space Sci.*, 22, 545, 1974

MANN, L. G., BLOOM, S. D. and WEST Jr., H.I. - "The Electron Spectrum from 90 to 1200 keV, as Observed on Discoverer Satellites 29 and 31", In: PRIESTER, W. *Space Research III*. Amsterdam, North Holland Publishing Co., 1963, p. 447-462.

MARTIN, I.M., RAY, D.B., da COSTA, J.M., PALMEIRA, R. and TRIVEDI, N.B. - "Enhanced Electron Precipitation in Brazilian Magnetic Anomaly in Association With Sudden Commencement". *Nature*, 240, 84, 1972.

MITRA, A.P. - "A Review of D-Region Processes in non Polar Latitudes". *J. Atmos. Terr. Phys.* 30, 1065, 1968.

NARCISI, R.S. - "Processes Associated with Metal-Ion Layers in the E-Region of the Ionosphere". In: MITRA A.P., JACCHIA, L.G. and NEWMAN, W.S. *Space Research VIII*. Amsterdam, North Holland Publishing Co., 1967. p.360-369

PIGGOTT, W. R. and RAWER, K., U.R.S.I. *Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction*. 2. ed. Boulder, World Data Center A., 1972.

- PIZZELLA, G., LAUGHIN, C.D. and O'BRIEN, B.J. - "Note on Electron Energy Spectrum in the Inner Van Allen Belt". *J. Geophys. Res.*, 67, 3281, 1962.
- REES, M.H., - "Auroral Ionization by Incident Energetic Electrons". *Planet. Space Sci.*, 11, 1209, 1963.
- REID, G.C. - "Productions and Loss of Electrons in the Quiet Daytime D-Region of the Ionosphere". *J. Geophys. Res.*, 75, 2551, 1970.
- ROEDERER, J.G. - *Dynamics of Geomagnetically Trapped Radiation*. Berlin, Springer-Verlag., 1970.
- SALAH, J.E., WAND, R.H. and EVANS, J.V. - "Tidal Effects in the E-Region from Incoherent Scatter Radar Observations". *Radio Science*, 10, 347, 1975.
- SMITH, Jr., E.K. - "The Occurrence of Sporadic E" - In: SMITH Jr., E.K. and MATSUSHITA, S.; *Ionospheric Sporadic E*. New York, Pergamon Press, 1962 p.3-12.
- SMITH, L.G. - "A Sequence of Rocket Observations of Night-Time Sporadic-E". *J. Atmos. Terr. Phys.*; 32, 1247, 1970.
- SMITH, L. G., ACCARDO, C.A., WEEKS, L.H. and Mc KINNON, P.J. - "Measurements in the Ionosphere during the Solar Eclipse of 20 July 1963". *J. Atmos. Terr. Phys.*, 27, 803, 1965.
- STOREY, L.R.O. and HERSE, M. - *Equilibrium Electron Density Profiles in the Wind - Shear Theory of Sporadic-E*. La Source; CNRS., Sep. 1963 (Scientific Report, 1).

- SWIDER, Jr., W. - "Ionization Rates due to the Attenuation of 1-100 Å Nonflare Solar X Rays in the Terrestrial Atmosphere". *Reviews of Geophys.*, 7, 573, 1969.
- TOHMATSU, T. and WAKAI, N. - "An Investigation of Nighttime Ionizing Sources in Low and Mid-latitudes". *Ann. Geophys.*, 26, 209, 1970.
- VAN ALLEN, J.A. - "Some General Aspects of Geomagnetically Trapped Radiation", In: Mc CORMAC, B.M. *Radiation Trapped in the Earth's Magnetic Field*. Dordrecht, D. Reidel Publishing Co. 1966. p. 65-75
- VERNOV, S.N., GORCHAKOV, E.V., SHAVRIN, P.I. and SHARVINA, K.N. - "Radiation Belts in the Region of South Atlantic Magnetic Anomaly". *Space Sci. Rev.*, 7, 490, 1967.
- WHITEHEAD, J.D. - "The Formation of a Sporadic - E Layer from a Vertical Gradient in Horizontal Wind", In: SMITH Jr., E.K. and MATSUSHITA S. *Ionospheric Sporadic E*. New York, Pergamon Press, 1962. p 276-291
- - "Mixtures of Ions in the Wind Shear Theory of Sporadic E" *Radio Science*, 1, 198, 1966.
- WULFF, A. and GLEDHILL, J.A. - "Atmospheric Ionizations by Precipitated Electrons". *J. Atmos. Terr. Phys.*, 36, 79, 1974.
- ZMUDA, A.J. - "Ionization Enhancement from Van Allen Electrons in the South Atlantic Magnetic Anomaly". *J. Geophys. Res.*, 71, 1911, 1966.

APÊNDICE-A

TIPOS DE E_s

Os tipos existentes de E_s são identificados por letras minúsculas que sugerem os nomes correspondentes. Alguns desses tipos são: f (flat), ℓ (low), c (cusp), h (high), q (equatorial) e a (auroral).

A descrição de cada um deles, de acordo com U.R.S.I. Handbook of Ionogram Interpretation and Reduction (1972) é a seguinte:

- f - Um traço E_s que não apresenta nenhum aumento apreciável de altura com a frequência. O traço $\bar{e}$, em geral, relativamente sólido na maioria das latitudes onde $\bar{e}$ é observado. Esta classificação só pode ser usada em períodos em que uma camada E espessa não seja frequentemente observada, casos em que o traço, aparentemente do tipo f deve ser classificado, de acordo com sua altura virtual, como o ℓ ou h.
- ℓ - Um traço E_s achatado ocorrendo na mesma altura virtual mínima da camada E normal ou abaixo, ou ainda abaixo da altura virtual mínima da camada E à noite.
- c - Um traço E_s mostrando uma curvatura relativamente simétrica em f_oE ou abaixo. É geralmente contínuo com o traço E normal, embora quando há muita absorção possa haver falta de parte e de toda a curvatura. (Ocorre geralmente durante o dia).

- h - Um traço E_s mostrando uma descontinuidade em altura com o traço da camada E normal em f_oE ou acima. A curvatura não é simétrica, sendo que a extremidade de baixa frequência do traço E_s fica claramente acima da extremidade de alta frequência do traço E normal. (Ocorre geralmente durante o dia).
- q - Um traço E_s que é difuso e transparente sobre um largo intervalo de frequência. O espalhamento é mais pronunciado na extremidade superior do traço. (Este tipo é comum durante o dia nas vizinhanças do equador magnético).
- a - Todos os tipos de traços muito difusos (espalhados) são combinados no tipo auroral. Podem estender-se sobre várias centenas de quilômetros de altura virtual. Padrões típicos mostram um traço de base achatado ou suavemente inclinado, com traços estratificados que variam rapidamente com o tempo.

APÊNDICE B

PERFIL DE DENSIDADE ELETRÔNICA PARA OS CASOS COM O TERMO DE

EXCESSO DE RECOMBINAÇÃO NULO E INFINITESIMAL

A equação geral para o perfil de densidade eletrônica da camada E esporádica, considerando o coeficiente de difusão D e a temperatura T constantes, é dada por

$$\alpha(N^2 - N_0^2) - D \frac{d^2 N}{dz^2} + \frac{d}{dz} (NV) = 0 \quad (B.1)$$

Quando apenas a difusão é considerada, a Equação B.1 toma a forma simples de uma equação diferencial linear de 2ª. ordem

$$- D \frac{d^2 N}{dz^2} + \frac{d}{dz} (NV) = 0 \quad (B.2)$$

Integrando uma vez com respeito a z e rearranjando os termos obtém-se:

$$N \left[V - D \frac{d}{dz} (\ln N) \right] = F \quad (B.3)$$

onde F é uma constante de integração desconhecida. Comparando as Equações

B.3 e III.9 para T constante, obtêm-se imediatamente que o fluxo vertical de ionização F é essa constante. Para um perfil de drift induzido simétrico, como será o caso analisado nesse estudo, o fluxo vertical de ionização F é zero, o que leva a

$$V = D \frac{d}{dz} (\ln N) \quad (B.4)$$

e integrando com respeito a z

$$N(z) = N(0) \exp \left\{ \int_0^z D^{-1} V(\xi) d\xi \right\} \quad (B.5)$$

onde $N(z)$ é a densidade em uma altura z qualquer do perfil e $N(0)$ é a densidade na origem das alturas.

Como D está sendo tomado independente da altura

$$N(z) = N(0) \exp [D^{-1} \Phi(z)] \quad (B.6)$$

onde

$$\Phi(z) = \int_0^z V(\xi) d\xi \quad (B.7)$$

A Equação B.6 determina a forma do perfil de densidade eletrônica porém não fixa seu nível absoluto. Tomando a ionização inicial uniforme igual a N_i e levando em conta que a ionização total na camada é conservada

$$N_i = \overline{N(z)} = N(o) \overline{\exp(D^{-1}\phi)} \quad (B.8)$$

com

$$\overline{\exp(D^{-1}\phi)} = \frac{1}{\lambda} \int_{-\lambda/2}^{\lambda/2} \exp \left[D^{-1} \int_0^z v(\xi) d\xi \right] dz \quad (B.9)$$

onde λ é o "comprimento de onda" vertical do movimento.

Assim, a equação geral para o perfil de densidade eletrônica de equilíbrio é dada por

$$N(z) = N_i \frac{\exp(D^{-1}\phi)}{\overline{\exp(D^{-1}\phi)}} \quad (B.10)$$

Quando um termo de excesso de recombinação infinitesimal é introduzido na solução da Equação B.1 a forma do perfil não mudará pois continuará sendo determinada pelo balanço entre o drift induzido e a difusão, entretanto o nível absoluto de ionização será diferente. Agora este nível

$\bar{e}$ é determinado pelo balanço de produção e recombinação de pares elétron-ion. Esse balanço é expresso pela condição de que, sobre qualquer intervalo de altura no qual não haja fluxo líquido de ionização através de suas fronteiras, a "root-mean-square" da densidade eletrônica deve ser igual a N_0 .

Dessa forma tem-se

$$N_0 = [\overline{N^2(z)}]^{1/2} = N(0) \{ \exp (2 D^{-1} \phi) \}^{1/2} \quad (\text{B.11})$$

e o perfil de densidade eletrônica é dado por

$$N(z) = N_0 \frac{\exp (D^{-1} \phi)}{\{ \exp (2 D^{-1} \phi) \}^{1/2}} \quad (\text{B.12})$$



COMPOSTO E IMPRESSO
NA GRAFICA DO INPE