

UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICO-QUÍMICA

PRECIPITAÇÃO DE PARTÍCULAS CARREGADAS NA ANOMALIA GEOMAGNÉTICA
BRASILEIRA. ESTUDOS DE EVIDÊNCIAS.

TESE SUBMETIDA À UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
PARA A OBTENÇÃO DO GRAU DE MESTRE EM CIÊNCIAS


JORGE NUNES

MAIO - 1982

ESTA TESE FOI JULGADA ADEQUADA PARA A OBTENÇÃO DO TÍTULO DE

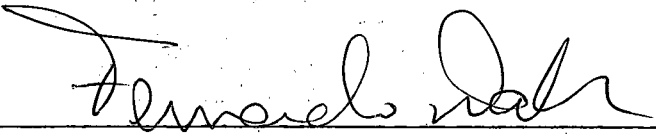
" MESTRE EM CIÊNCIAS "

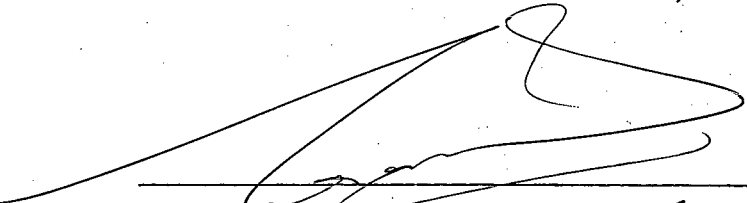
ESPECIALIDADE EM FÍSICO-QUÍMICA E APROVADA EM SUA FORMA FINAL PELO
PROGRAMA DE PÓS-GRADUAÇÃO.

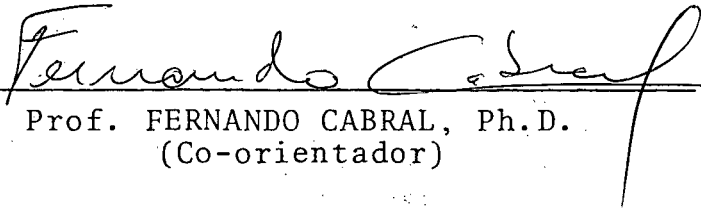

Prof. FERNANDO WALTER, Ph.D.
(Instituto Tecnológico da Aeronáutica - SP)
Orientador


Prof. LUIS T. S. SIEDLER, Ph.D.
Coordenador

BANCA EXAMINADORA:


Prof. FERNANDO WALTER, Ph.D.


Prof. PHENIX MANUSA RAMÍREZ PARDO
(Co-orientador)


Prof. FERNANDO CABRAL, Ph.D.
(Co-orientador)


Prof. LUIS TAYLOR SILVEIRA SIEDLER, Ph.D.

À meus pais e esposa. Edi.

AGRADECIMENTOS

À FUNDAÇÃO EDUCACIONAL DA REGIÃO DE BLUMENAU - FURB
À UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA
AO MINISTÉRIO DAS COMUNICAÇÕES
AO INSTITUTO TECNOLÓGICO DA AERONÁUTICA - SÃO JOSÉ DOS CAMPOS - SP
AO OBSERVATÓRIO MAGNÉTICO DE VASSOURAS - RIO DE JANEIRO
AO CNPQ
À CAPES
À ASSOCIAÇÃO DOS AMIGOS DA FURB
AO PROFESSOR FERNANDO WALTER
AO PROFESSOR PHENIX MANUSA RAMÍREZ PARDO
AO AMIGO LUIZ ALCEU GERÔNIMO
AOS COMPONENTES DO GRUPO RADIOCIÊNCIA DE GASPAR - SC
AOS PROFESSORES DO CURSO DE PÓS-GRADUAÇÃO EM FÍSICO-QUÍMICA DA UNIVERSIDADE FEDERAL DE SANTA CATARINA E A TODOS QUE COLABORARAM NESTE TRABALHO.

ÍNDICE

	p.
CAPÍTULO 1 - A ANOMALIA GEOMAGNÉTICA BRASILEIRA	3
1.1 - Campo magnético da Terra	4
1.2 - Cinturões de Van Allen	11
1.2.1 - Partículas presas	13
1.2.1.1 - Invariantes adiabáticos ...	33
1.3 - Precipitação de Partículas	34
CAPÍTULO 2 - A ATMOSFERA	37
2.1 - Introdução	38
2.2 - Interação da radiação solar com a atmosfera ...	44
2.2.1 - A ionosfera	48
2.2.2 - O ozônio	55
2.2.3 - A temperatura atmosférica	56
CAPÍTULO 3 - CLASSIFICAÇÃO DOS PERÍODOS GEOMAGNÉTICOS	60
3.1 - Índices geomagnéticos	61
CAPÍTULO 4 - PROCEDIMENTO EXPERIMENTAL	67
4.1 - Descrição do equipamento	68
4.2 - Interpretação dos ionogramas	71
4.3 - Classificação dos períodos	95
CAPÍTULO 5 - RESULTADOS	97
5.1 - Introdução	98
5.2 - Erros	107
5.3 - Discussão dos resultados	107
CAPÍTULO 6 - CONCLUSÕES E DISCUSSÕES	110
REFERÊNCIAS	130

RESUMO

As medidas obtidas de ionogramas, fornecidos pela ionosonda vertical, operando em um (1,0) MHz a dezesseis (16) MHz, com registros de meia em meia hora, localizada em Gaspar - SC, confirmaram a precipitação de partículas na Anomalia Geomagnética Brasileira, através das grandes concentrações eletrônicas na região E (90 a 150 km de altitude). Este estudo é referente ao segundo semestre de 1980 e para períodos noturnos. Tais períodos foram subdivididos em quietos, de princípios súbitos, perturbados e de recuperação do Dst.

Encontramos no presente estudo uma frequência significativa da camada E noturna com altas concentrações eletrônicas nos períodos quietos, perturbados e de recuperação do Dst; nos períodos de princípios súbitos houve uma inibição na frequência da referida camada. Também, neste estudo, registramos camadas esporádicas do tipo (r), (f) e (d).

Obtivemos como resultados, através da análise de camadas E noturna, densidades eletrônicas da ordem de 10^4 elétrons/cm³ em períodos quietos, o que corresponde aproximadamente de dez a cem vezes superior a densidade eletrônica das duas "curvas mais quietas" entre as três apresentadas na figura 5.1.a, todas obtidas em Wallops Island (USA), que é uma região de precipitação. Com relação a curva mais perturbada na mesma figura ($K_p = 8$) tem-se a densidade superior de uma a dez vezes, aproximadamente, para os períodos quietos, para a camada E noturna. Para os demais períodos encontramos a mesma ordem da densidade dos períodos quietos para a camada E noturna. Das esporádicas do tipo (r) encontramos densidades eletrônicas da ordem de até 10^5 elétrons/cm³.

Apresentamos no capítulo seis uma série de conclusões em sua maioria agrupadas por períodos quietos, de princípios súbitos, perturbados e de recuperação do Dst, com respeito a camada E noturna e as esporádicas do tipo (r), (f) e (d).

ABSTRACT

The measures obtained from ionogrammes, given by the vertical ionosonde, operating at one (1,0) MHz to sixteen (16) MHz, with registers from half an hour to half an hour, localized in Gaspar SC confirmed the precipitation of particles in the Brazilian Geomagnetic Anomaly, through big electronic concentrations in the E region (From 90 to 150 km high). This study refers to the second semester of 1980 and for night periods. These periods were subdivided into quiet, sudden commencement, disturbed and of Dst recovery periods.

We find in the present study a significative critical frequency of the night E layer with high electronic concentrations in the quiet, disturbed and of Dst recovery periods; in the periods of sudden commencement there was an inhibition in the critical frequency in the layer mentioned. Also, in this study we registered sporadic E layer of the type (r), (f) and (d).

As result, through the analysis of the night E layer we got electronic densities of 10^4 electrons/cm³ in quiet periods corresponding to, approximately, ten times superior than the electronic density of the "quietest curves" among the three ones showed in the figure 5.1.a, all of them obtained at Wallops Island (USA), a region of precipitation. In relation to the most disturbed curve in the same figure (Kp = 8) the density is approximately from one to ten times superior for the quiet periods, for the night E layer.

For the other periods we found the same order of the number density of the quiet periods for the night E layer. From the sporadic ones of the type (r) we found electronic densities of even 10^5 electrons/cm³.

We show on chapter 6 a list of conclusions, most of them grouped together per quiet, of sudden commencement, disturbed and of Dst recovery periods in connection with the night E layer and the sporadic ones of the type (r), (f) and (d).

INTRODUÇÃO

Sabemos que o campo magnético terrestre é muito variável ao longo do globo terrestre. Podemos considerá-lo aproximadamente como dipolar. Existem regiões na Terra, onde há apreciáveis diferenças e irregularidades, em relação a tal dipolo, tais diferenças e irregularidades, são chamadas anomalias.

Numa vasta região, que envolve o sul do Brasil, até o sul da África, está presente a maior anomalia do campo magnético da Terra, é a chamada Anomalia do Atlântico Sul. Na região brasileira, esta anomalia é conhecida como Anomalia Geomagnética Brasileira.

É na Anomalia Geomagnética Brasileira onde o campo se apresenta com a maior diferença em relação ao dipolo da Terra (capítulo 1), é nesta anomalia onde encontramos os menores valores para o campo magnético terrestre.

Poder-se-ia grosseiramente delinear os limites da Anomalia Geomagnética Brasileira como:

Ao norte, com o norte do estado de São Paulo, a oeste, na divisa com a Argentina, ao sul, até o sul do Rio Grande do Sul, a leste, com o Oceano Atlântico.

Devido a presença da anomalia, temos a entrada de partículas carregadas na atmosfera terrestre superior. Tais partículas ionizam o ar, aumentando a concentração eletrônica, e assim influenciando nas comunicações que utilizam a ionosfera como espelho natural.

Além da íntima interação entre a Anomalia Geomagnética Brasileira e a propagação na ionosfera, como foi dito acima, talvez a referida anomalia possa estar relacionada com outros fenômenos.

CAPÍTULO 1

A ANOMALIA GEOMAGNÉTICA BRASILEIRA

1.1 - CAMPO MAGNÉTICO DA TERRA

O campo magnético da Terra é complexo, varia de ponto para ponto, tanto em módulo como em direção. Depende de muitos fatores, visto estar em interação ativa com o meio circundante. No entanto para distâncias não muito afastadas do centro da Terra, tem características de dipolo.

O campo magnético terrestre em relação a um dipolo localizado aproximadamente no centro da Terra, apresenta uma grande anomalia na intensidade de campo, na região do sul do Atlântico, é a conhecida Anomalia do Atlântico Sul (no Brasil recebe o nome de Anomalia Geomagnética Brasileira) onde a intensidade do campo é anormalmente fraca. No Brasil, na região pesquisada (Gaspar, SC - - Lat.: $26, 91^{\circ}\text{S}$, Lon.: $311, 07^{\circ}\text{E}$), que é aproximadamente o centro geográfico da Anomalia Geomagnética Brasileira, temos o menor valor para o campo magnético da Terra (figura 1.1.a).

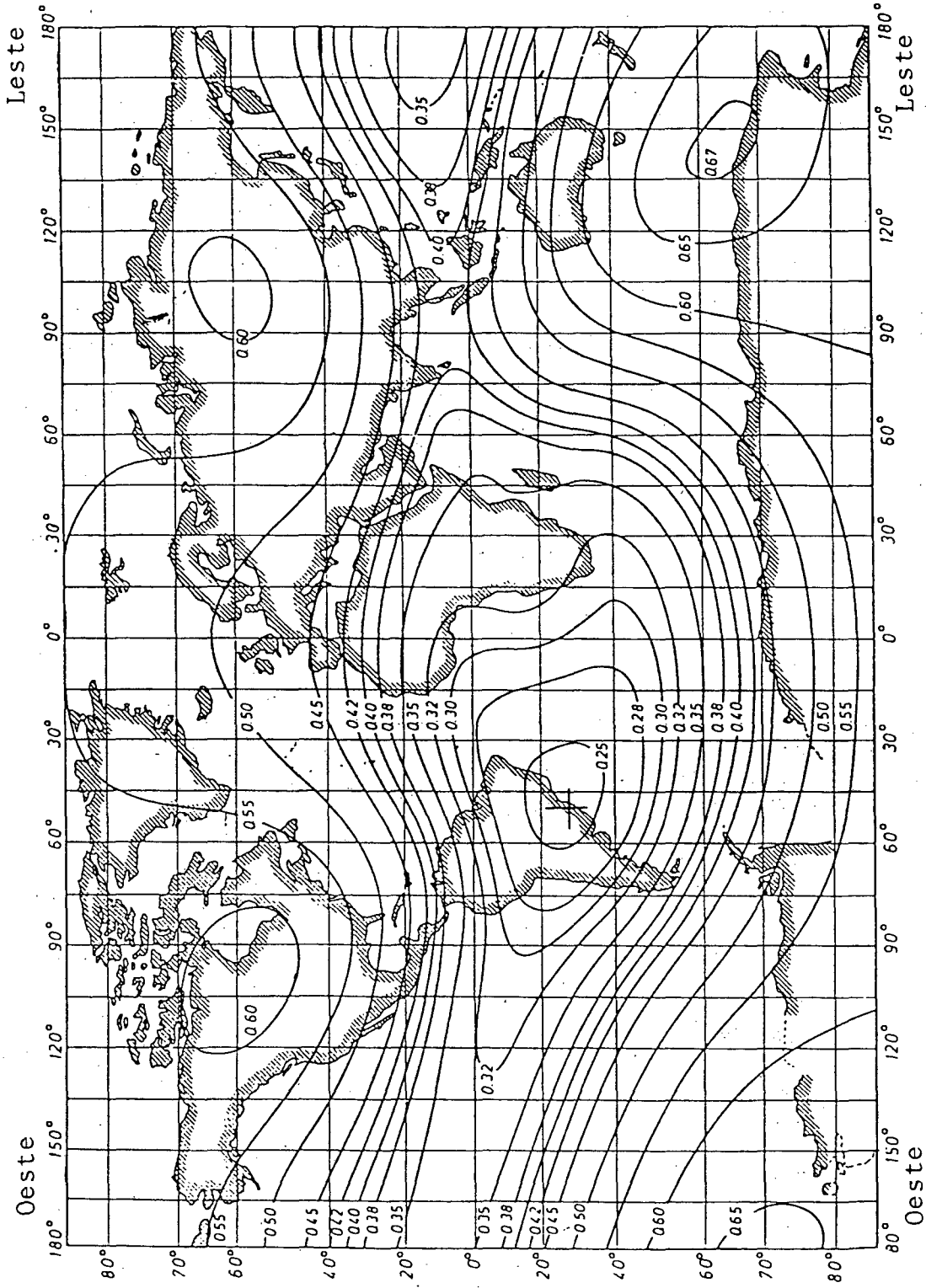


FIG. 1.1.a - Contornos calculados de intensidade constante (em gauss), para o Campo Magnético Terrestre para o ano de 1960, utilizando-se a expansão de 48 termos de Jensen-Cain¹. Nota-se que a menor intensidade de campo está presente na região de Gaspar - SC (+ = Gaspar - SC).

Podemos ter uma boa aproximação do campo magnético da Terra, para distâncias não muito afastadas, tomando-se um dipolo que localiza-se a 436,05045 km do centro geográfico da Terra e é localizado por²:

$$\vec{d} = - 366,97334\hat{i} + 204,25475\hat{j} + 117,26259\hat{k} \quad (\text{em km})$$

A figura 1.1.b, é do globo terrestre e seu dipolo geomagnético. Nesta figura a localização do dipolo está fora de escala.

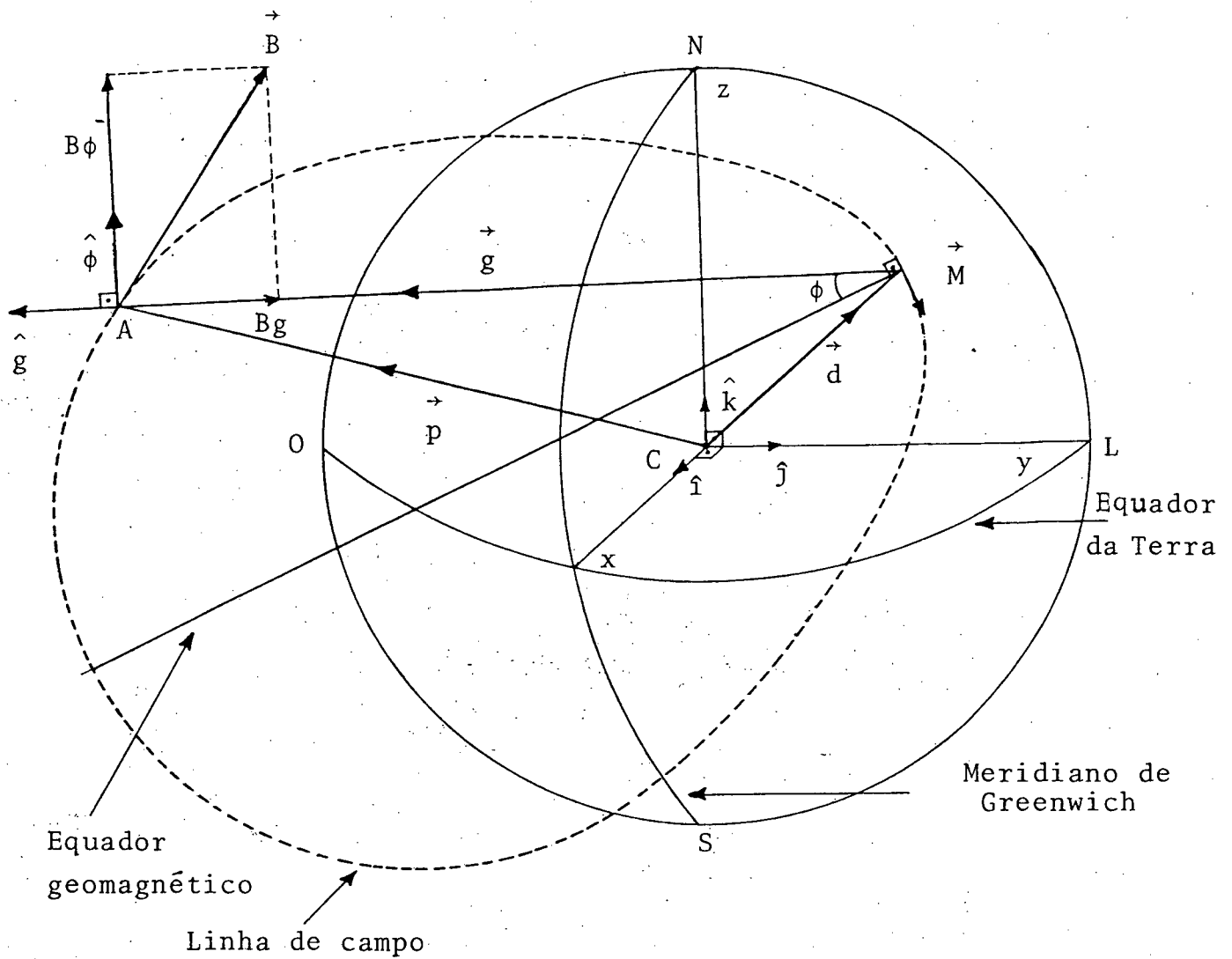


FIG. 1.1.b - Localização do dipolo geomagnético (\vec{M}),
onde:

ϕ = latitude geomagnética

C = centro geográfico da Terra

\vec{d} = vetor de localização do dipolo em relação ao centro geográfico da Terra

\vec{p} = vetor de localização do ponto (A) (genérico) em relação ao centro da Terra

\vec{g} = vetor de localização do ponto (A) em relação ao dipolo

\vec{B} = campo magnético no ponto (A)

Podemos identificar o dipolo magnético quanto a sua direção e sentido através do seu versor (\hat{m})³,

$$\hat{m} = 0,0727\hat{i} - 0,1893\hat{j} + 0,9792\hat{k} \quad (1.1.1)$$

Que tem o sentido contrário ao do dipolo geomagnético.

Da figura 1.1.b, conclui-se que,

$$\vec{p} = \vec{d} + \vec{g}, \quad (1.1.2)$$

Logo o vetor de posição em relação ao dipolo geomagnético (\vec{g}) será dado por,

$$\vec{g} = \vec{p} - \vec{d}, \quad (1.1.3)$$

onde,

$$\vec{p} = \hat{i}.r.\cos\lambda.\cos\varphi + \hat{j}.r.\sen\lambda.\cos\varphi + \hat{k}.r.\sen\varphi, \quad (1.1.4)$$

e,

$$r = R_{\oplus} + h, \quad (1.1.5)$$

$R_{\oplus} = 6365,70$ km (para Gaspar - SC)

h = altura acima da superfície da Terra (km)

λ = longitude geográfica (leste)

φ = latitude geográfica

O campo magnético é definido por,

$$\vec{B} = \frac{M}{g^3} (-2\sen\phi\hat{g} + \cos\phi\hat{\phi}), \quad (1.1.6)$$

Onde, M = momento magnético do dipolo, cujo valor consideremos como³,

$$M = 8,06 \times 10^{10} \text{Gkm}^3$$

A distâncias da Terra de aproximadamente quatro raios

terrestres, a partir do seu centro, o campo magnético como um todo diferencia-se muito do modelo dipolar. O vento solar (plasma solar, constituído essencialmente de elétrons e prótons com pequena porcentagem de partículas alfa, e que nas proximidades da Terra possui velocidades da ordem de 300km/s^4 no lado diurno, comprime as linhas de força, e é desviado pelo campo magnético terrestre, e desta interação, resulta para o campo magnético da Terra como um todo, um campo, cujas linhas de força nos lembra uma grande cabeleira contra o vento. O contorno desta "cabeleira", chama-se magnetopausa. A magnetopausa é o limite, é o contorno exterior da região chamada magnetosfera⁴.

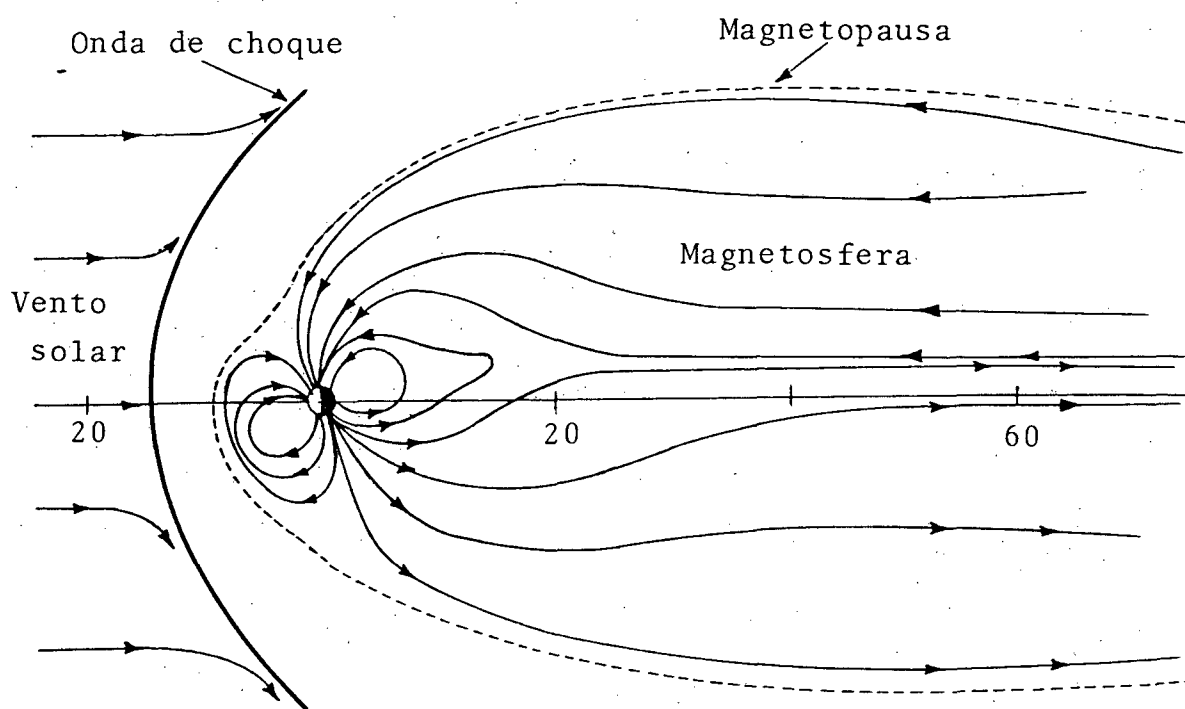


FIG. 1.1.c - O vento solar interagindo com o campo magnético terrestre resulta na formação de um campo magnético como mostrado na figura. Na distância de vinte raios terrestres (escala vista na figura) o campo magnético não tem mais características dipolar.

Portanto do que foi dito acima, conclui-se que o campo magnético da Terra, é moldado externamente pelo vento solar, e na parte interna, mais protegida do vento solar, o campo magnético terrestre é aproximadamente dipolar.

Na verdade para obter-se uma melhor aproximação para o campo magnético, nas cercanias da superfície da Terra, deve-se considerá-lo multipolar.

1.2 - CINTURÕES DE VAN ALLEN

Descobriu-se, em 1958, intensos fluxos de partículas (principalmente elétrons e prótons) de alta energia no interior da magnetosfera, em regiões onde a maioria das partículas ali existentes possuem energia da ordem de $0,1 \text{ ev}^4$ compatíveis com a temperatura da atmosfera naquelas alturas. Tais partículas que são carregadas, e que possuem alta energia, da ordem de kev para elétrons e de Mev para prótons, situam-se aparentemente em duas zonas, nas quais elas são aprisionadas pelo campo magnético. Essas zonas recebem o nome de "Cinturões de Radiação" ou "Cinturões de Van Allen", em homenagem ao chefe do grupo descobridor⁵.

O cinturão mais próximo, chamado cinturão interior de Van Allen está localizado a aproximadamente a $1,5R_{\oplus}$ (R_{\oplus} = raio da Terra), a partir do centro da Terra; o outro cinturão, chamado cinturão exterior de Van Allen, está localizado a aproximadamente a $3,6R_{\oplus}$, a partir do centro da Terra. Em coordenadas de McIlwain (apêndice - A), o cinturão interior localiza-se a $L = 1,5$ e o exterior a $L = 3,6$.

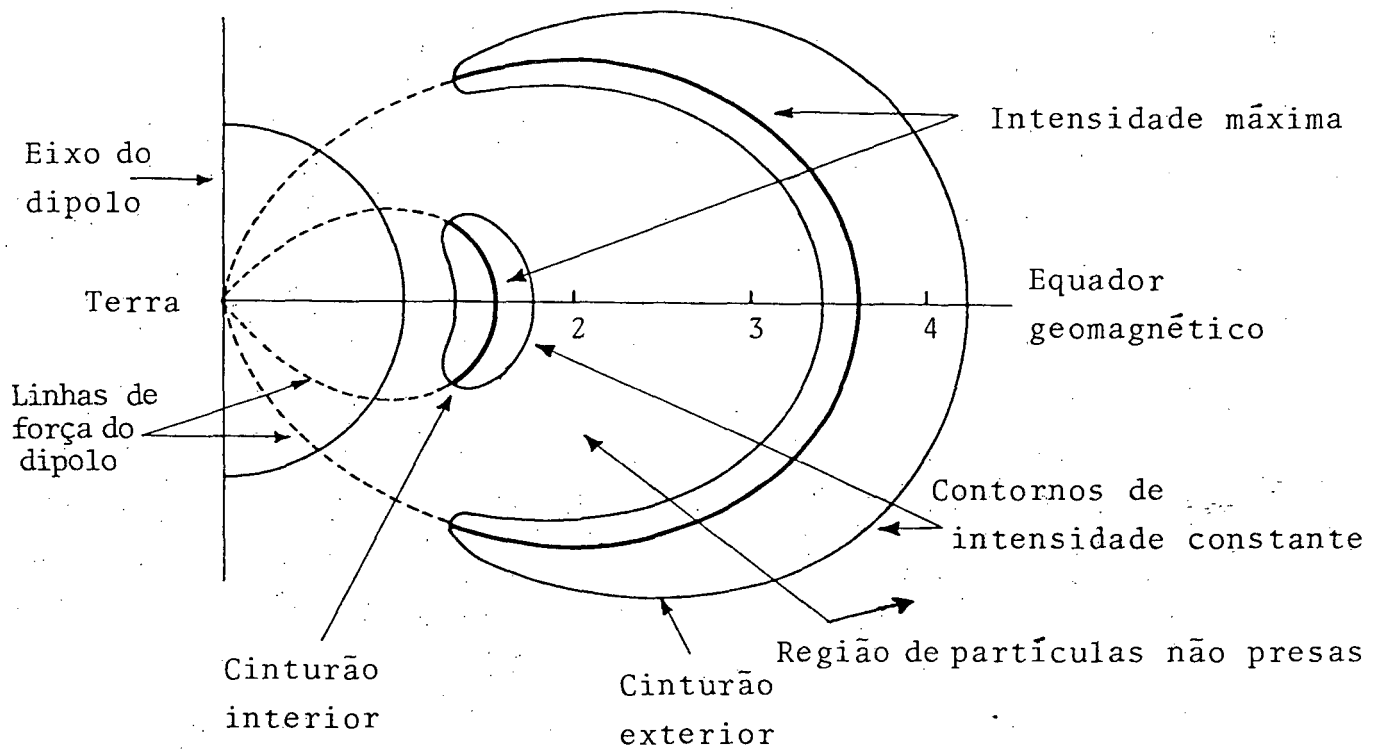


FIG. 1.2.a - Cinturões de radiação

Van Allen, através de medidas experimentais⁶, nos fornece as seguintes magnitudes, para as partículas nas duas zonas:

	Energia	Fluxo	Densidade
Zona interior:	Elétrons > 20 kev	$2 \times 10^{10} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$	$< 2 \text{ cm}^{-3}$
	Prótons > 40 kev	$< 2 \times 10^4$	$< 10^{-6}$
Zona externa :	Elétrons > 20 kev	1×10^{11}	< 10
	Prótons > 60 Mev	$< 1 \times 10^2$	$< 10^{-8}$

1.2.1 - Partículas Presas

São as partículas (principalmente elétrons e prótons) aprisionadas pelo campo magnético da Terra. Estas partículas estão no interior da magnetosfera, e formam os cinturões de Van Allen (veja seção 1.2).

As partículas presas deslocam-se, seguindo as linhas do campo magnético da Terra, entre dois pontos, cada um localizado num hemisfério da Terra nos quais elas são refletidas, analogamente ao movimento de uma bola num jogo de "ping-pong". Estes pontos de reflexão são chamados pontos espelhos. Os pontos espelhos para uma dada partícula, são pontos conjugados, isto é, apresentam a mesma intensidade de campo magnético em cada hemisfério, e situam-se praticamente sobre a mesma linha de campo. Estas partículas presas além do movimento segundo a latitude, também possuem simultaneamente movimento segundo a longitude. Ambos os movimentos serão tratados separadamente com mais detalhes mais adiante.

O movimento das partículas presas é adiabático (Liemohon, 1961); elas não trocam energia com o meio ambiente, por conseguinte sua energia é conservada. Elas possuem somente energia cinética.

No estudo que faremos a seguir consideraremos o campo magnético da Terra como dipolar.

Para a análise do movimento de uma partícula presa é útil considerar as componentes do gradiente do campo magnético da

Terra. O componente do gradiente ao longo do movimento segundo a latitude chamaremos gradiente paralelo, o outro perpendicular ao mesmo movimento, chamaremos gradiente perpendicular⁷.

O gradiente paralelo, figura 1.2.1.a, é devido a aproximação das linhas de campo nos polos e seu afastamento na região do Equador Magnético.

O gradiente perpendicular, figura 1.2.1.d, é devido ao afastamento das linhas de campo, entre si, a medida que a distância aumenta em relação a superfície da Terra.

Do que foi dito acima, conclui-se que, o campo magnético ao longo de uma linha de força aumenta com a aproximação dos polos devido aos gradientes paralelo e perpendicular.

Passaremos agora ao estudo do movimento de uma partícula segundo a latitude. Enquanto o centro de giração desloca-se entre os pontos espelhos, a partícula vai descrevendo em torno das linhas de campo um movimento helicoidal (figura 1.2.1.a).

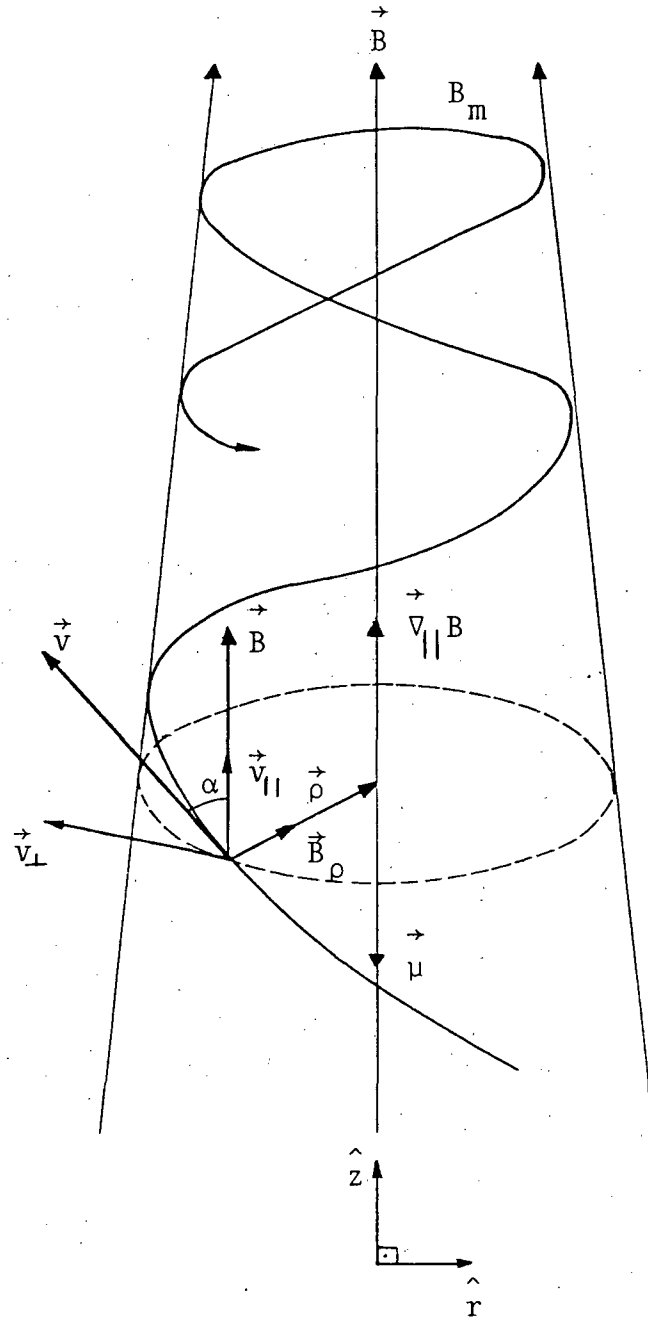


FIG. 1.2.1.a - Movimento de uma partícula ao longo de uma linha de campo, refletindo-se no ponto espelho B_m .

O movimento helicoidal da partícula em torno das linhas de campo origina um momento magnético (μ), visto que, este movimento corresponde a uma corrente elétrica (I), em torno as linhas de campo dando origem a um dipolo magnético de momento⁸

$$\vec{\mu} = - \frac{I}{2} \int \vec{\rho} \times d\vec{\rho} \quad (1.2.1.1)$$

onde ρ = raio da órbita. Mediante algumas transformações encontra-se⁷

$$\vec{\mu} = \frac{1}{2} \cdot \frac{mv_{\perp}^2}{B} (-\hat{z}) \quad (1.2.1.2)$$

Nota-se que o momento é antiparalelo ao campo, e portanto as partículas carregadas tem natureza diamagnética (veja figura 1.2.1.a).

Por outro lado, da análise do movimento de uma partícula presa, chega-se a seguinte conclusão⁷,

$$\frac{d\mu}{dt} = 0 \quad (1.2.1.3)$$

donde,

μ = constante (momento magnético). Desta equação obtemos dois importantes resultados:

1) Da expressão do momento magnético

$$\mu = \frac{1}{2} \cdot \frac{mv_{\perp}^2}{B} \quad (1.2.1.3)$$

e

$$v_{\perp} = \rho\omega \quad (1.2.1.4)$$

e ainda

$$\omega = \frac{eB}{mc}, \quad (1.2.1.5)$$

chega-se a

$$\mu = \frac{e^2}{2\pi mc^2} \cdot B\pi\rho^2, \quad (1.2.1.6)$$

donde,

$$B\pi\rho^2 = \text{constante}, \quad (1.2.1.7)$$

esta quantidade representa o fluxo magnético através da órbita da partícula. Da equação (1.2.1.7), nota-se que quando a partícula se aproxima da superfície, segundo uma linha de campo, o raio de sua órbita vai diminuindo, visto que, o campo magnético vai aumentando. Com o aumento do campo a velocidade perpendicular vai aumentando segundo a equação,

$$\mu = \frac{1}{2} \cdot \frac{mv_{\perp}^2}{B} = \text{constante} \quad (1.2.1.8)$$

de tal maneira que a velocidade total da partícula permanece constante (veja figura 1.2.1.a).

2) Da equação do momento magnético, $\mu = \frac{1}{2} \cdot \frac{mv_{\perp}^2}{B}$ e de

$$v_{\perp} = v \text{sen} \alpha, \quad (1.2.1.9)$$

encontra-se,

$$\mu = \frac{1}{2} mv^2 \cdot \frac{\text{sen}^2 \alpha}{B}, \quad (1.2.1.10)$$

E sabendo-se que a energia é conservada ($\frac{1}{2} mv^2$), pois o movimento é adiabático, deduz-se que

$$\frac{\text{sen}^2 \alpha}{B} = \text{constante}. \quad (1.2.1.11)$$

O ângulo ($0 < \alpha < 90^{\circ}$), veja figura 1.2.1.a, é chamado ângulo de passo. Enquanto a partícula se movimenta ao longo da linha de campo o ân-

gulo de passo varia, na medida em que a partícula se aproxima do seu ponto espelho ele vai aumentando até a partícula ser refletida. Quando a partícula retorna do seu ponto espelho ocorre o inverso, isto é, -o ângulo de passo vai diminuindo até atingir um valor mínimo no Equador geomagnético, quando então repete-se o processo de aumento desse ângulo conforme já descrito acima. Enquanto a partícula se movimenta ela vai variando suas velocidades, perpendicular e paralela, de acordo com,

$$v_{||} = v \cos \alpha \quad (1.2.1.12)$$

e

$$v_{\perp} = v \sin \alpha, \quad (1.2.1.9)$$

De tal forma que a velocidade total não varia. Assim quando $\alpha = 90^\circ$, $v_{||} = 0$ e $v_{\perp} = v$, toda a energia é transformada em energia cinética de rotação e a partícula é refletida (ponto espelho). Assim para o ponto espelho temos, $\alpha = 90^\circ$ e $B = B_m$, de tal forma que a razão, $\frac{\sin^2 \alpha}{B}$, torna-se $\frac{1}{B_m}$,

$$\frac{\sin^2 \alpha}{B} = \frac{1}{B_m}, \quad (1.2.1.13)$$

ou

$$B_m = \frac{B}{\sin^2 \alpha} \quad (1.2.1.14)$$

Onde B_m é o máximo valor do campo até a onde a partícula consegue penetrar, corresponde ao ponto de reflexão da partícula. Se conhecermos os valores do campo e ângulo de passo num dado ponto (por exemplo, no Equador Geomagnético), podemos predizer o valor do campo magnético correspondente ao ponto espelho da partícula.

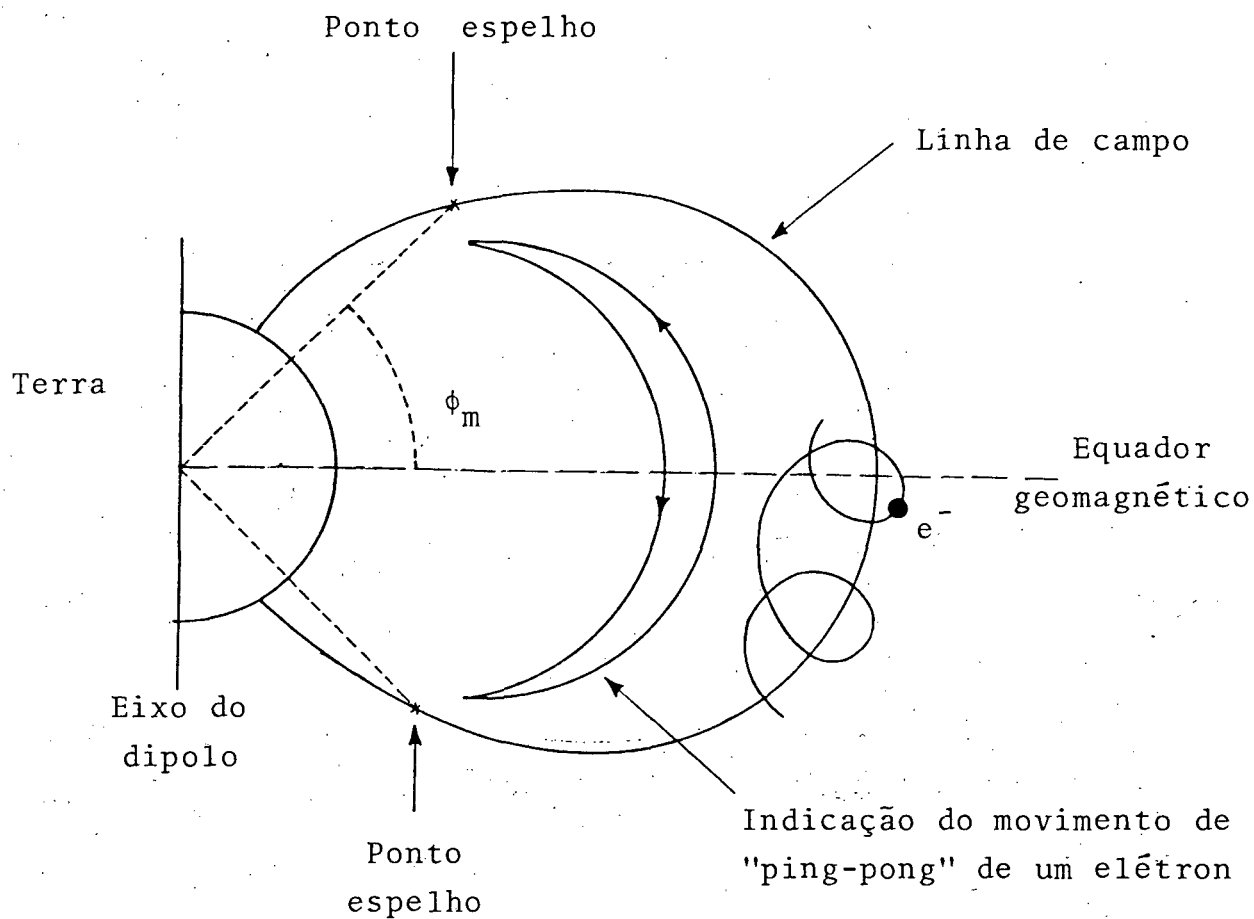


FIG. 1.2.1.b - Movimento de um elétron segundo a latitude através de uma linha de campo. ($\phi_m = \hat{e}$ a latitude geomagnética correspondente ao ponto de espelhamento).

A latitude máxima que uma partícula alcança, que é correspondente a seu ponto espelho chamaremos de ϕ_m (figura 1.2.1.b).

Na aproximação de dipolo: $\phi_m = -\phi_m^*$ (conjugada).

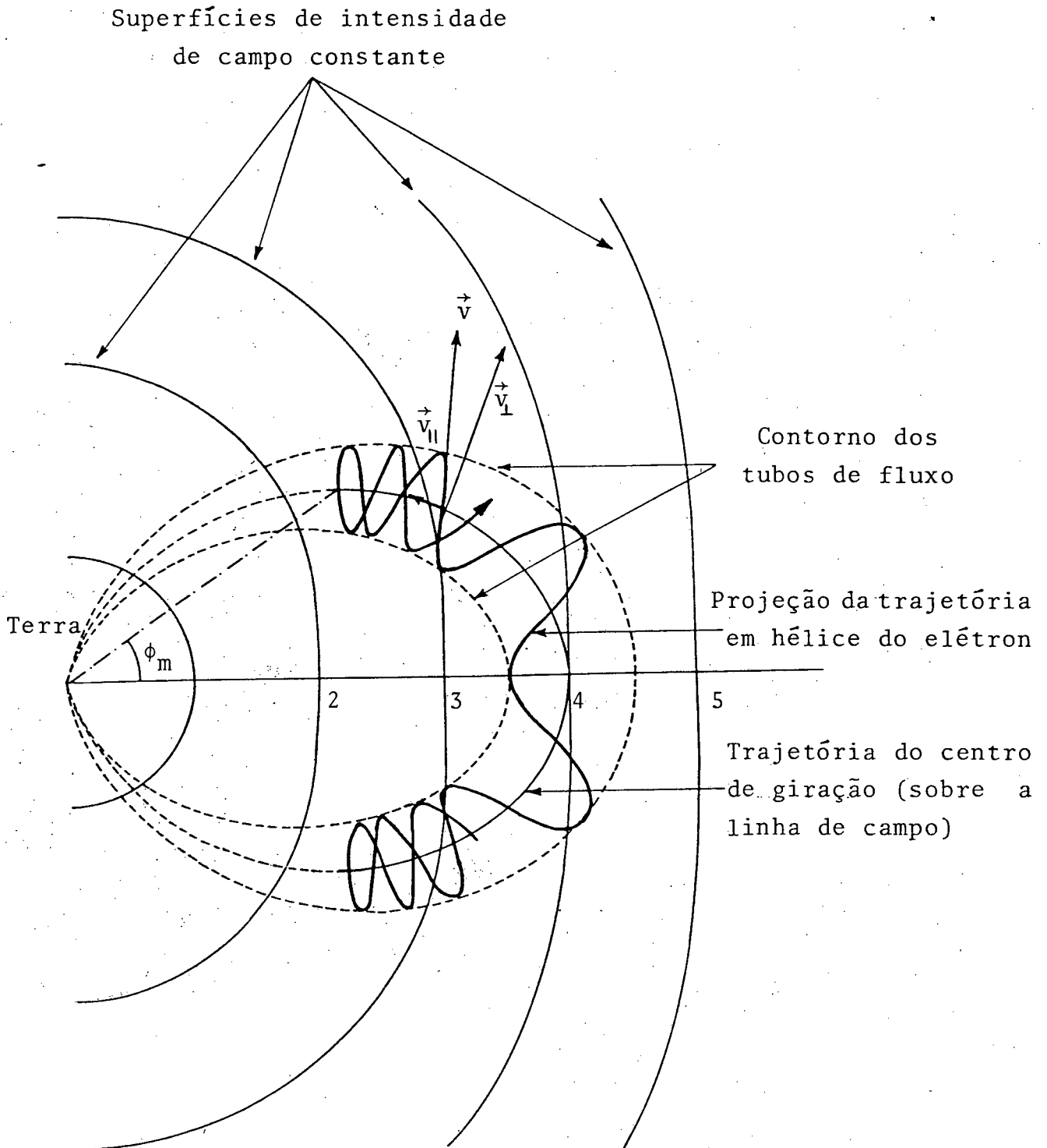


FIG. 1.2.1.c - Projeção em um plano meridiano da trajetória de uma partícula.

Para ilustrar o que foi dito acima calcularemos a seguir o ângulo de passo (α) no Equador Geomagnético das partículas presas, tais que seus pontos espelhos fiquem abaixo de 100km de altitude e, portanto, tenhamos uma interação, através de choques, entre as partículas presas e as partículas da atmosfera (com respeito a concentração de partículas na atmosfera, veja figura 2.1.a). Propositadamente consideraremos as partículas presas com coordenada $L = 1,19$, a qual corresponde a uma casca magnética que "passa" por Gaspar - SC (local da pesquisa). Utilizaremos o modelo dipolar, já descrito na seção 1.1.

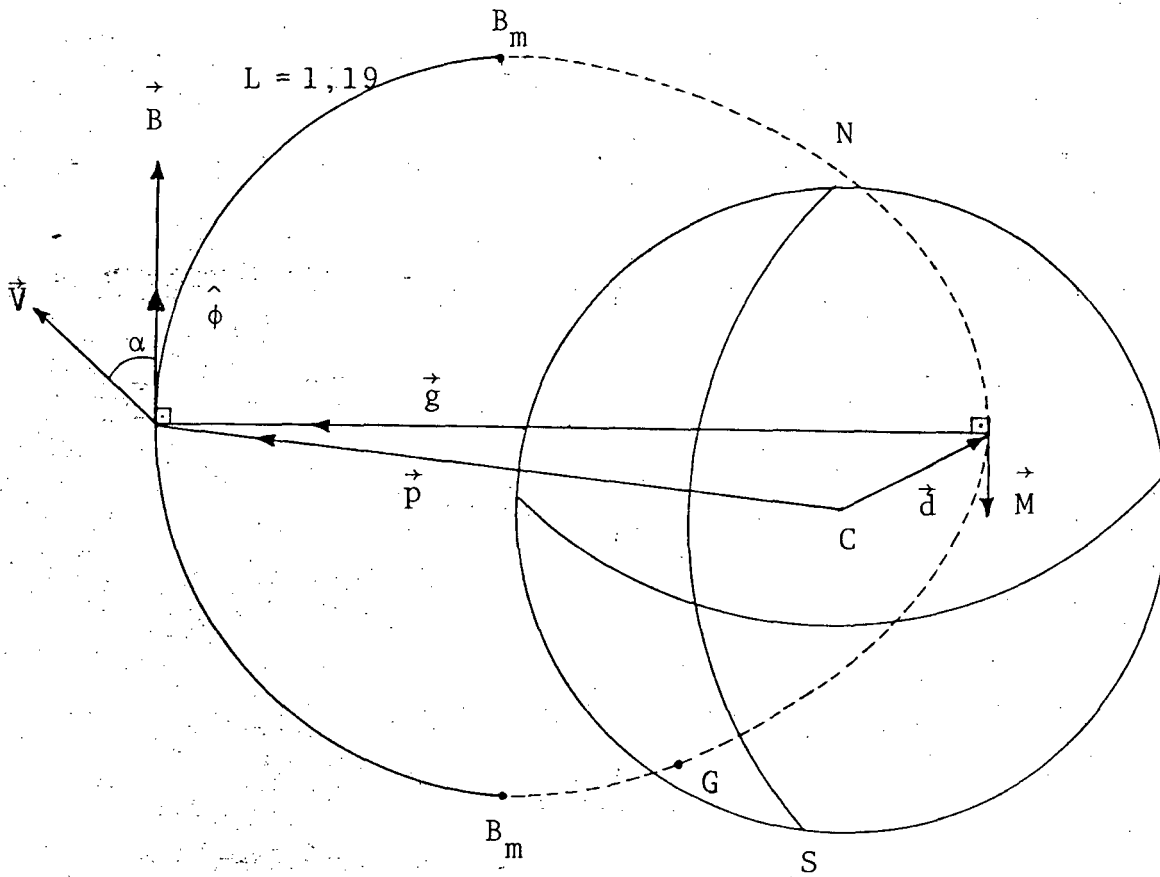


FIG. 1.2.1.d - O modelo dipolar para uma partícula presa, onde:

G = Gaspar - SC

C = centro geográfico da Terra

\vec{p} = vetor de localização da partícula presa em relação ao centro da Terra

\vec{g} = vetor de localização da partícula presa em relação ao dipolo

\vec{V} = velocidade da partícula

\vec{B} = vetor campo magnético (indução)

α = ângulo de passo

Determinaremos inicialmente o ângulo de passo (α) no Equador Geomagnético de tal maneira que uma partícula chegue até altitude de 100 km sobre Gaspar - SC. Assim, como já dissemos, $L = 1,19$. Da equação,

$$B_m = \frac{B}{\sin^2 \alpha}, \text{ tem-se que, } \text{sen} \alpha = \left(\frac{B}{B_m} \right)^{1/2},$$

onde, B = intensidade de campo no Equador Geomagnético e B_m = intensidade de campo no ponto espelho.

Cálculo de B :

Já vimos que,

$$B = \frac{M}{g^3} (1 + 3\text{sen}^2 \phi)^{1/2} \quad (\text{Veja seção 1.1})$$

Onde: $M = 8,06 \times 10^{10} \text{ Gkm}^3$

$$\phi = 0^\circ$$

$$g = 1,19 R_\oplus = 7589,82 \text{ km}$$

Assim,

$$B = 0,18 \text{ G}$$

Cálculo de B_m (a 100 km de altitude):

$$B_m = \frac{M}{g^3} (1 + 3\text{sen}^2 \phi_m)^{1/2}$$

onde,

$$\phi_m \approx -15^\circ \quad (\text{veja figura 1.1.a})$$

$$\vec{g} = \vec{p} - \vec{d} \quad (\text{da equação 1.1.3})$$

$$\vec{p} = 3787,5484\hat{i} - 4346,8004\hat{j} - 2926,615\hat{k} \quad (\text{veja seção 1.1})$$

assim,

$$\vec{g} = 4154,5217\hat{i} - 4551,0551\hat{j} - 3043,8775\hat{k}$$

(quanto ao vetor \vec{d} , veja seção 1.1)

logo,

$$g = 6872,9404 \text{ km}$$

portanto,

$$B_m \approx 0,27 \text{ G}$$

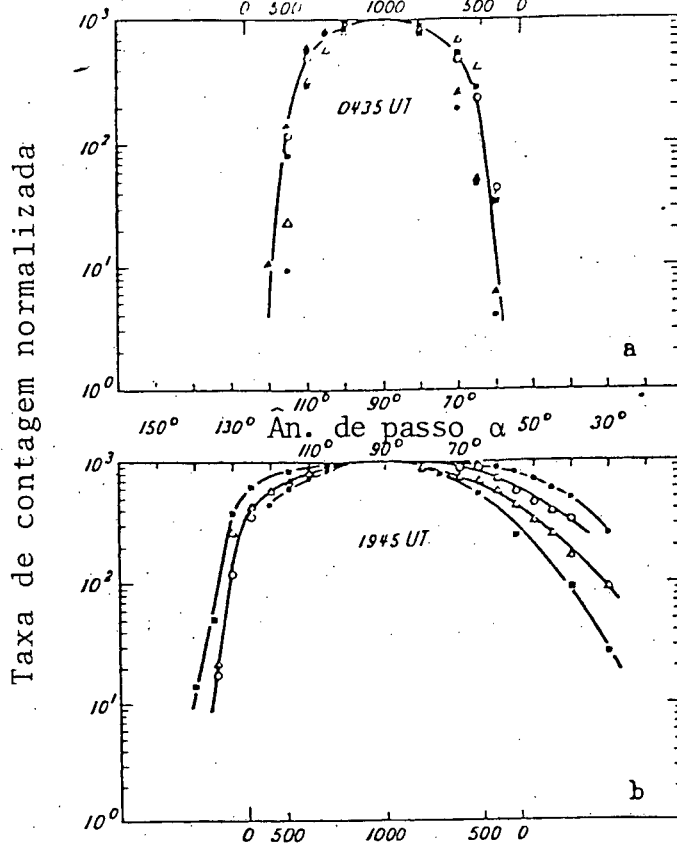
donde conclui-se de $\text{sen} \alpha = \left(\frac{B}{B_m}\right)^{1/2}$, que

$$\alpha \approx 55^\circ$$

Do que acabamos de deduzir, podemos afirmar que as partículas presas com $L = 1,19$ e que no Equador Geomagnético tenham $\alpha \leq 55^\circ$, terão seus pontos espelhos na altitude aproximada de 100 km ou menos, sobre a região de Gaspar - SC. Nestas condições existe probabilidade de colisões entre as partículas presas e partículas da atmosfera (veja figura 2.1.a) e como consequência podemos ter a ionização de partículas neutras da atmosfera.

Como ilustração, apresentamos na figura 1.2.1.e duas distribuições de ângulos de passo (α), experimentalmente determinadas, para elétrons com energia superior a 40 keV, numa altitude de um mil (1000) km. Estas distribuições (figura 1.2.1.e, a e b), foram obtidas através do satélite Injum 1 no dia 30 de junho de 1961⁹. Na figura (a) a simetria encontrada deve-se ao fato de que somente temos partículas presas. Não há interação destas partículas, com as da atmosfera neutra mais densa. Na figura (b), por sua vez, a falta de simetria é decorrente da interação das partículas presas com as partículas da atmosfera neutra, o que provoca a precipitação de partículas presas. Observemos ainda, com mais detalhe a figura 1.2.1.e (b). Vemos que nesta figura à direita ($\alpha < 90^\circ$) as partículas estão se aprofundando na atmosfera da Terra e à esquerda ($\alpha > 90^\circ$) ocorre o inverso, isto é, as partículas estão emergindo do seu ponto espelho. A parte central desta figura é correspondente à ausência de

interação entre as partículas presas e as da atmosfera neutra. Devido a este fato, nesta região as partículas presas são rigorosamente presas, visto que, não são desestabilizadas devido a choques com partículas da atmosfera.



Altitude de espelhamento (km)

a	B/Γ	L	altura/km
■	0.38	5.1	1011
○	0.38	4.7	1010
△	0.37	3.6	1007
●	0.37	3.3	1005
▲	0.35	2.4	998

b	B/Γ	L	altura/km
■	0.37	3.3	974
○	0.36	3.7	977
△	0.38	4.2	980
●	0.38	4.9	983

FIG. 1.2.1.e - Distribuições de ângulos de passo (α), experimentalmente determinadas para elétrons com energia superior a 40 keV numa altitude de mil (1000) km. Estas distribuições (figura 1.2.1.e, a e b), foram obtidas através do satélite Injun 1 no dia 30 de junho de 1961⁹. Na figura (a) a simetria encontrada deve-se ao fato de que somente temos partículas presas. Não há interação destas partículas, com as da atmosfera neutra mais densa. Na figura (b), por sua vez, a falta de simetria é decorrente da interação das partículas presas com as partículas da atmosfera neutra, o que provoca a precipitação de partículas presas.

Em seguida, continuando o estudo das partículas presas, apresentamos na figura 1.2.1.f o movimento de uma partícula presa segundo a longitude.

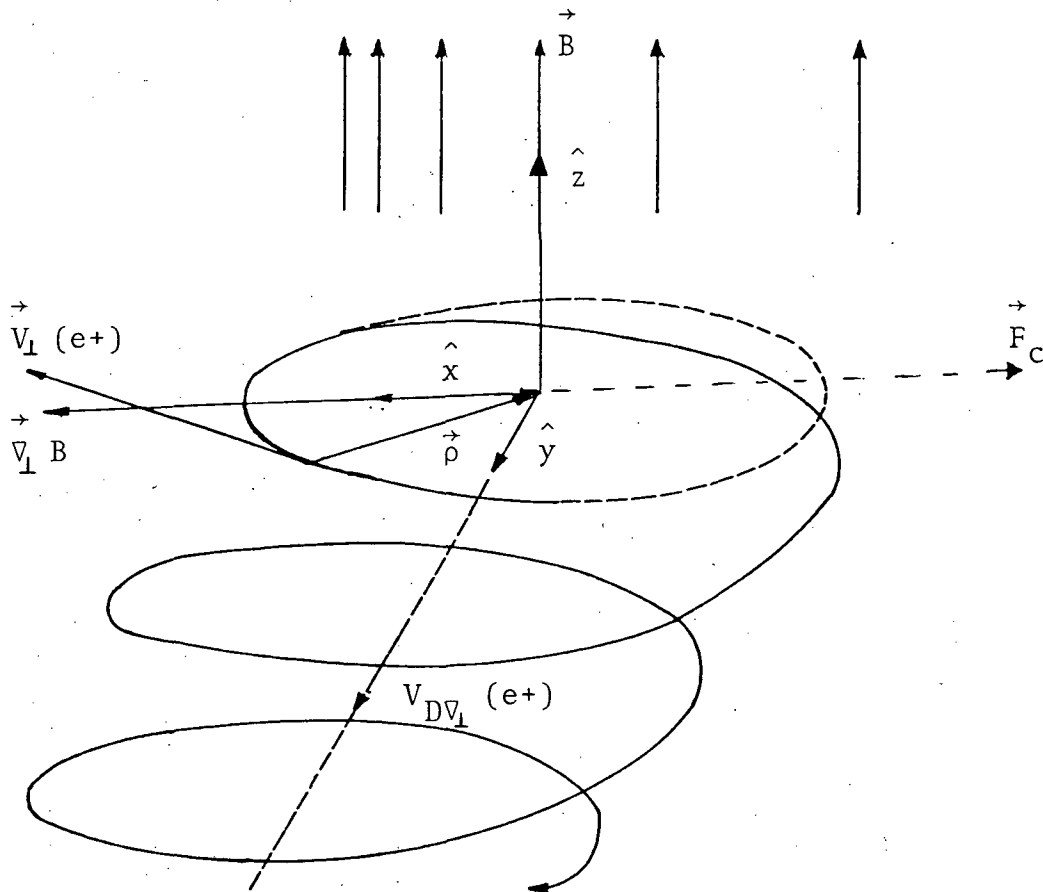


FIG. 1.2.1.f - Movimento de uma partícula segundo a longitude, onde:

$\vec{\nabla}_{\perp} B$ = componente do gradiente perpendicular ao campo

$\vec{V}_{D\nabla_{\perp}}(e+)$ = velocidade do centro de giração* da partícula segundo a longitude tendo-se em vista a componente perpendicular do gradiente

F_c = força centrífuga sobre a partícula devido ao seu movimento

$\vec{\rho}$ = raio da órbita

* Centro de giração é o ponto em torno do qual a partícula descreve sua órbita.

Devido a componente normal do gradiente do campo existe um movimento de deslocamento do centro de giração segundo a longitude com $v_{D\nabla_L} = \frac{c}{e} \cdot \frac{\mu \nabla_L B}{B}$. Esta velocidade é muito menor que a velocidade de oscilação segundo a latitude do centro de giração da partícula⁷.

→ A velocidade de deslocamento do centro de giração longitudinal v_D tem as seguintes características:

1) Sua direção depende do sinal da carga

Os elétrons deslocam-se de oeste para leste e os prótons no sentido contrário (os elétrons na região da Anomalia Geomagnética Brasileira tem o sentido continente - Oceano Atlântico e os prótons o sentido inverso).

2) Ela é pequena comparada com a velocidade da partícula⁷

$$\frac{v_D}{v} \ll 1$$

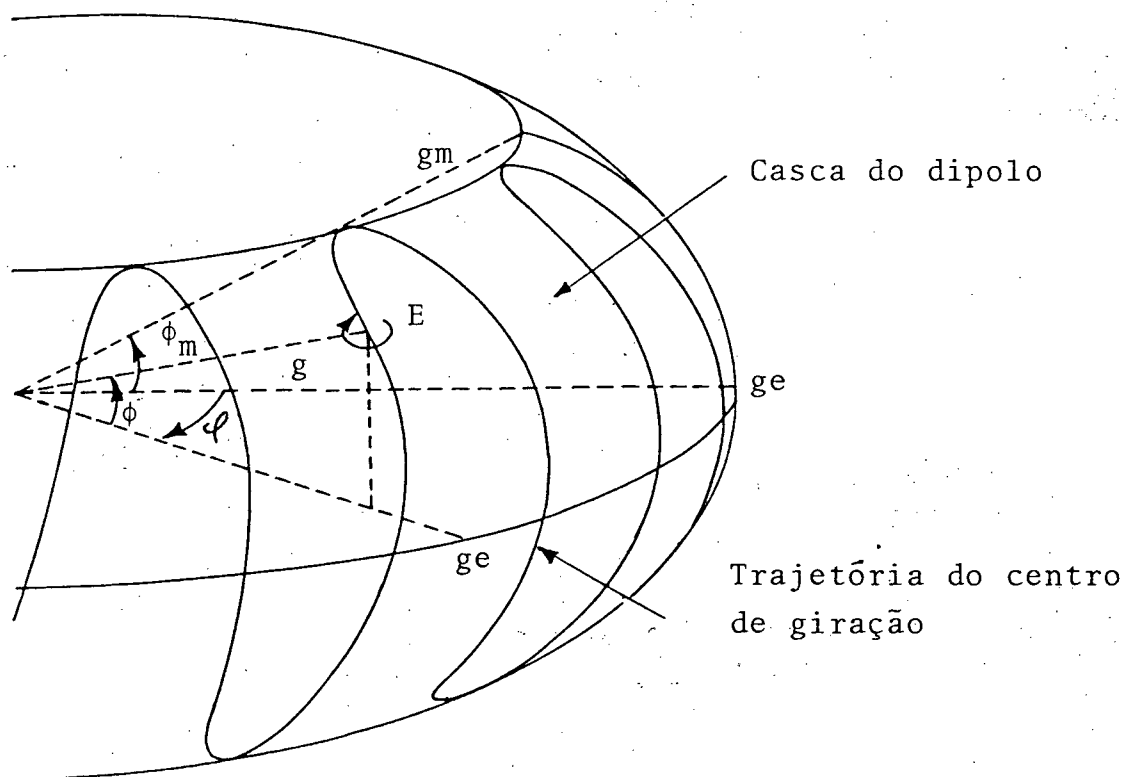


FIG. 1.2.1.g - Trajetória do centro de giração de uma partícula ao longo da latitude e longitude em torno da Terra, onde:

ϕ_m = latitude correspondente ao ponto de espelhamento

g_e = raio do Equador Geomagnético

E = movimento em hélice de uma partícula presa

Podemos acrescentar ainda que:

1) O efeito da gravidade sobre o movimento das partículas presas é negligenciável:

1.a) obtêm-se a seguinte relação entre as componentes paralelas das forças da gravidade ($mg_{\parallel} \left(\frac{a}{r}\right)^2$) e magnética ($\mu v_{\parallel} B$) que atuam sobre uma partícula presa a uma distância geocêntrica (r) (a = raio da Terra)

$$\frac{mg_{\parallel} \left(\frac{a}{r}\right)^2}{\mu v_{\parallel} B} = \frac{4}{3} \cdot \frac{g}{v^2 \sin^2 \alpha} \cdot \frac{a^2}{r} \cdot \frac{(1 + 3 \sin^2 \phi)}{(3 + 5 \sin^2 \phi)} < 10^{-2}$$

onde foram tomados os valores para $v = 10^3$ km/s e para $\alpha = 5^\circ$ com a finalidade de maximizar esta razão⁷.

1.b) a componente perpendicular da força da gravidade produz um deslocamento do centro de giração em torno da Terra com velocidade (v_{DG}). Por outro lado, devido a componente perpendicular do gradiente do campo e devido também a força centrífuga (\vec{F}_c) que atua sobre a partícula tem-se o deslocamento do centro de giração em torno da Terra com velocidade (v_D). A relação entre estas duas velocidades é⁷: $\frac{v_{DG}}{v_D} < 10^{-4}$.

2) As partículas presas permanecem mais tempo nas proximidades dos pontos espelhos:

$$T_{\parallel} = 2 \frac{ge}{v} \int_0^{\phi_m} \frac{\cos \left[\phi \sqrt{1 + 3 \sin^2 \phi} \right] d\phi}{\left[1 - \frac{\cos^6 \phi_m}{\cos^6 \phi} \sqrt{\frac{1 + 3 \sin^2 \phi}{1 + 3 \sin^2 \phi_m}} \right]^{1/2}}$$

Onde T_{\parallel} é o tempo de uma oscilação completa entre os pontos espelhos e ge é a distância do centro de giração até o dipolo através do Equador Geomagnético⁷. Nota-se nesta equação uma singularidade na raiz quadrada do integrando em $\phi = \phi_m$, conseqüentemente as partículas permanecem mais tempo nas vizinhanças dos pontos espelhos do que em qualquer outro ponto.

1.2.1.1. - Invariantes adiabáticos

Para o movimento de partículas presas ao campo magnético da Terra, pode-se obter os seguintes invariantes adiabáticos do movimento:

a) Momento magnético (μ):

Como já vimos anteriormente⁷,

$$\frac{d\mu}{dt} = 0$$

o que nos permite escrever:

$$\mu = \text{constante.}$$

b) Invariante longitudinal (J)

$$J = \oint P_{\parallel} ds = \text{constante}^{10}$$

onde P_{\parallel} é o momentum da partícula ao longo da linha de campo. A integral refere-se a uma oscilação completa da partícula entre os pontos espelhos. O valor da integral (J) é constante para todas as oscilações completas que a partícula realiza entre os pontos espelhos enquanto descreve o seu movimento segundo a latitude e longitude.

c) Fluxo invariante (φ)

$$\varphi = \int \vec{B} \cdot \vec{ds} = \text{constante}^{11}$$

onde ds é um elemento de área. A integral é estendida sobre toda a superfície fechada descrita pelo centro de giração da partícula, enquanto ela se move em torno da Terra (veja figura 1.2.1.g). Este invariante é importante no estudo de efeitos oriundos de lentas variações no campo geomagnético, como aquelas que ocorrem durante a fase principal de uma tormenta magnética (maiores detalhes sobre a variação do campo magnético veremos no próximo capítulo).

Os invariantes acima descritos, continuam cumprindo-se

para variações lentas do campo magnético da Terra.

Foram Northrup and Teller¹², que associaram os invariantes adiabáticos acima citados com as partículas dos cintos de radiação.

1.3 - PRECIPITAÇÃO DE PARTÍCULAS

Observa-se da equação (1.2.1.14):
$$B_m = \frac{B_i}{\sin^2 \alpha_i}$$

que quando consideramos $B_i = B_0$, $\alpha_i = \alpha$, onde B_0 e α são valores no Equador Geomagnético, que quanto menor o ângulo de passo (α), maior terá que ser o valor B_m de reflexão da partícula (ponto espelho), na respectiva linha de campo, isto significa que a partícula vai se aproximar mais da Terra, segundo a sua linha de campo, e especialmente, em regiões de Anomalias Magnéticas, como é o caso na Anomalia Geomagnética Brasileira. Mesmo com os pontos espelhos em diferentes altitudes nos dois hemisférios, a partícula continua no seu movimento de "ping-pong" ao longo da latitude, bem como, no seu movimento longitudinal, porém, se o seu ponto espelho não está a grandes altitudes (é o caso da Anomalia Geomagnética Brasileira), ela por colisões com outras partículas localizadas nas imediações, ou mais acima do seu ponto espelho em relação a superfície da Terra, perde a estabilidade gradativamente, isto é, deixa de ser uma partícula presa, e passa a ser uma partícula quase presa. Enquanto dura a perda da estabilidade, ela continua no seu movimento segundo a latitude e longitude. Quando, finalmente, a partícula perde totalmente a estabilidade, ela precipita, entregando por conseguinte, totalmente a sua energia para as partículas com as quais colide.

Pouco após a comunicação da descoberta dos Cinturões de Radiação, Dessler¹³, estudou, pela primeira vez o efeito da Anomalia Geomagnética do Atlântico Sul, sobre as partículas presas, chegando inclusive a prever a precipitação de partículas na região da anomalia acima citada, como uma consequência dos baixos pontos de espelhamento, visto que, o campo magnético nesta região é muito fra-

co. Welch e Whitaker¹⁴, chegaram a estimar quantitativamente a velocidade de perda de partículas na região da anomalia, acima citada, quando da discussão dos resultados do experimento Argus¹⁵, no qual foram detonadas três bombas nucleares numa altitude muito grande.

Com dados fornecidos pelos satélites Explorer I (março, 1958) e Sputnik 3 (maio, 1958), os grupos de Van Allen¹⁶ e dos soviéticos¹⁷, apresentaram as primeiras demonstrações da perda de partículas presas na região da Anomalia do Atlântico Sul.

Posteriormente, muitos trabalhos surgiram, cujos autores, são das mais variadas nacionalidades, e os trabalhos por eles apresentados são tanto teórico como experimental.

Resumos excelentes, no entanto, foram publicados independentemente por Paulikas¹⁸ e Gledhill¹⁹, sendo que Paulikas estudou a precipitação de partículas a baixas e médias latitudes e Gledhill estudou os efeitos aeronômicos da Anomalia do Atlântico Sul. Entre as conclusões de maior interesse de ambos os pesquisadores encontram-se:

a) Ocorrência de precipitação de elétrons e prótons (oriundos do cinturão interior de Van Allen);

b) Provavelmente, os elétrons em sua precipitação representam uma fonte significativa de ionização da ionosfera mais baixa;

c) A composição iônica na região da Anomalia do Atlântico Sul, apresenta diferenças, em comparação com outras regiões, principalmente no que se refere aos elementos oxigênio (O), nitrogênio (N) e o hélio (he);

d) Há certas evidências de que as temperaturas de elétrons, bem como da atmosfera neutra são superiores na região da Anomalia do Atlântico Sul;

e) Aparentemente, a precipitação de partículas em questão, não ocasiona, emissão de radiação ótica;

f) Há muita falta de informação, em especial colhida de forma constante, no interior da Anomalia do Atlântico Sul^(*).

Com respeito, a última conclusão, pode-se dizer, que a

* Com respeito a esta seção veja (20).

instalação da ionossonda vertical de alta frequência em 1979, com início das operações no segundo semestre do mesmo ano na localidade de Gaspar - SC, inicialmente em fase de testes, e depois de forma definitiva, praticamente durante as vinte e quatro horas do dia, até a presente data, objetiva justamente a obtenção de informações de forma constante a cerca do efeito da Anomalia Geomagnética do Atlântico Sul, em especial da Anomalia Geomagnética Brasileira, em particular sobre a ionosfera, no que diz respeito sobre a precipitação de partículas carregadas em seu interior. Esta precipitação de partículas, conforme conclusões acima citadas, em particular no que se refere aos elétrons, provavelmente representa uma fonte significativa de ionização da ionosfera mais baixa. Por outro lado, a ionização da ionosfera é de particular importância nas comunicações via ionosfera nos enlaces de telecomunicações, visto que, a energia radiante interage com o meio ionizado, de tal maneira que ela fica sujeita a reflexões, absorções ou transmissões para fora da ionosfera.

CAPÍTULO 2

A ATMOSFERA

2.1 - INTRODUÇÃO

Nas proximidades da superfície da Terra encontra-se a seguinte composição atmosférica²¹:

Tabela 2.1.a

Constituinte	Porcentagem conforme o volume ou conforme o número de moléculas de ar seco.
Nitrogênio (N ₂)	78,084
Oxigênio (O ₂)	20,946
Argônio (A)	0,934
Gás carbônico (CO ₂)	0,031
Neônio (Ne)	1,82 x 10 ⁻³
Hélio (He)	5,24 x 10 ⁻⁴
Metano (CH ₄)	1,5 x 10 ⁻⁴
Criptônio (Kr)	1,14 x 10 ⁻⁴
Hidrogênio (H ₂)	5 x 10 ⁻⁵
Óxido Nitroso (N ₂ O)	3 x 10 ⁻⁵
Xenônio (Xe)	8,7 x 10 ⁻⁶
Monóxido de carbono (CO)	10 ⁻⁵
Ozônio (O ₃)	até 10 ⁻⁵
[Água (média)]	até 1]

Por outro lado, é comum classificar-se a atmosfera neutra quanto a composição química, em duas partes:

- 1) Homosfera
- 2) Heterosfera.

A homosfera é uma parte da atmosfera que estende-se a-

té os 85 a 90 km de altitude, e apresenta a mesma composição química, isto é, os constituintes da atmosfera se apresentam com as mesmas proporções em todos os pontos abaixo deste nível. Nesta região é mais predominante o nitrogênio e o oxigênio moleculares, também ocorrem outros constituintes (tais como, vapor de água, dióxido de carbono e o ozônio), que não são homoganeamente distribuídos (veja figura 2.1.a) na homosfera, a mesma composição química é explicada pelo processo da mistura causada pelos ventos e por processos meteorológicos.

Acima da homosfera, até aproximadamente os 350 km, temos a heterosfera. Nesta região o processo de mistura praticamente não mais ocorre e os seus constituintes ficam distribuídos segundo seu peso molecular (veja fig. 2.1.a). Assim, nesta região, os constituintes mais pesados apresentam uma diminuição mais rápida na densidade com a altitude. Portanto, nesta região é dominante o processo da difusão.

Em alturas acima de 500 - 600 km, os gases constituintes da atmosfera são tão raros que não podemos aplicar o formalismo da dinâmica dos fluídos, ao contrário do que acontece na homosfera e heterosfera. Esta região, que podemos considerar como a transição entre a atmosfera terrestre e o espaço interplanetário é chamada de exosfera.

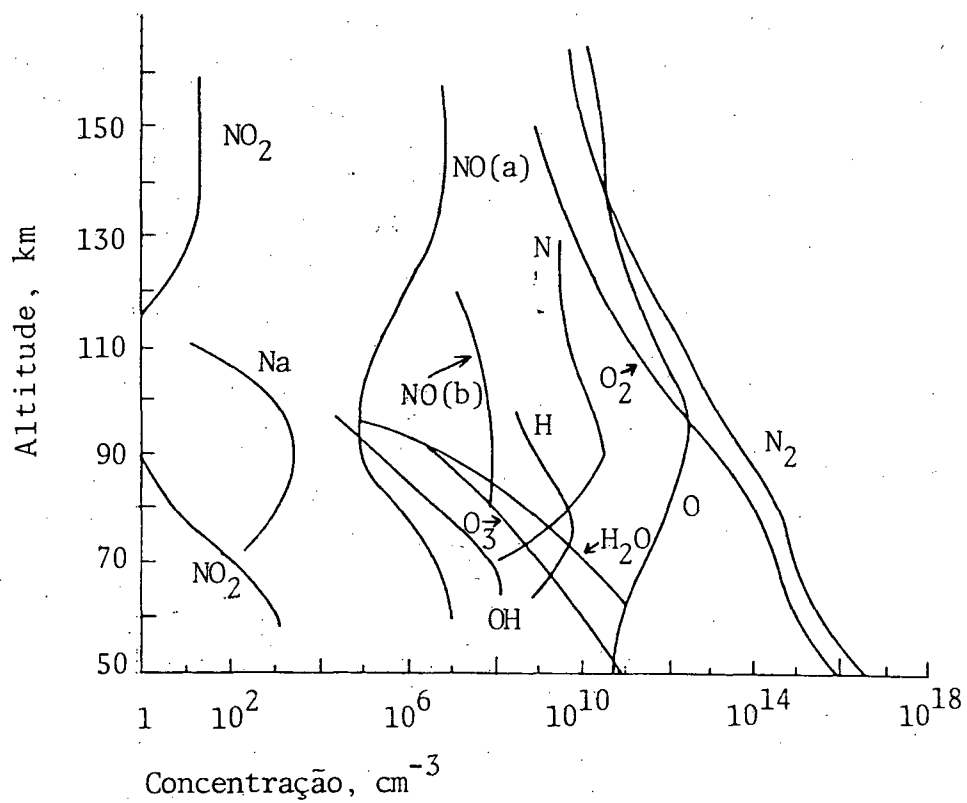


FIG. 2.1.a - A concentração de partículas em função da altitude para a atmosfera terrestre²².

Na figura acima temos,

N_2]	Abaixo de 100 km ²³
O_2		Acima de 100 km ²⁴
O		
NO (a)]	Handbook of Geophysics ²³
NO ₂		
N		
O ₃		
OH]	Kuiper ²⁵
H		
H ₂ O		
Na		Bullock and Hunten ²⁶
NO (b)		Barth ^{27, 28}

Na figura 2.1.b apresentamos o modelo atmosférico conhecido como "U. S. Standard Atmosphere Model"²⁹. Este modelo é baseado em medidas experimentais obtidas de satélites e foguetes, para a densidade, no período de 1947 a 1962 (veja Champion and Minzner²⁹ para referências originais). Admitindo-se que a atmosfera está em equilíbrio hidrostático, podemos obter a pressão (p) através da seguinte expressão:

$$dp = g(h)\rho(h)dh$$

onde,

g = aceleração da gravidade

ρ = densidade.

A temperatura cinética (T) é relacionada com a pressão e a densidade pela lei do gás perfeito

$$p = \frac{\rho}{\bar{M}} N_0 kT$$

Onde N_0 é o número de Avogadro, k é a constante de Boltzmann e \bar{M} é a massa molecular média. Pode-se também expressar a equação da pressão, acima, em termos da escala molecular de temperatura T_M e a massa molecular ao nível do mar M_0 , podendo-se escrever $T_M/T = M_0/\bar{M}^2$.

Assim pode-se escrever,

$$p = \frac{\rho}{M_0} N_0 kT_M$$

Como a pressão e a densidade são obtidas experimentalmente, a escala molecular de temperatura, pode, ser calculada diretamente da última equação.

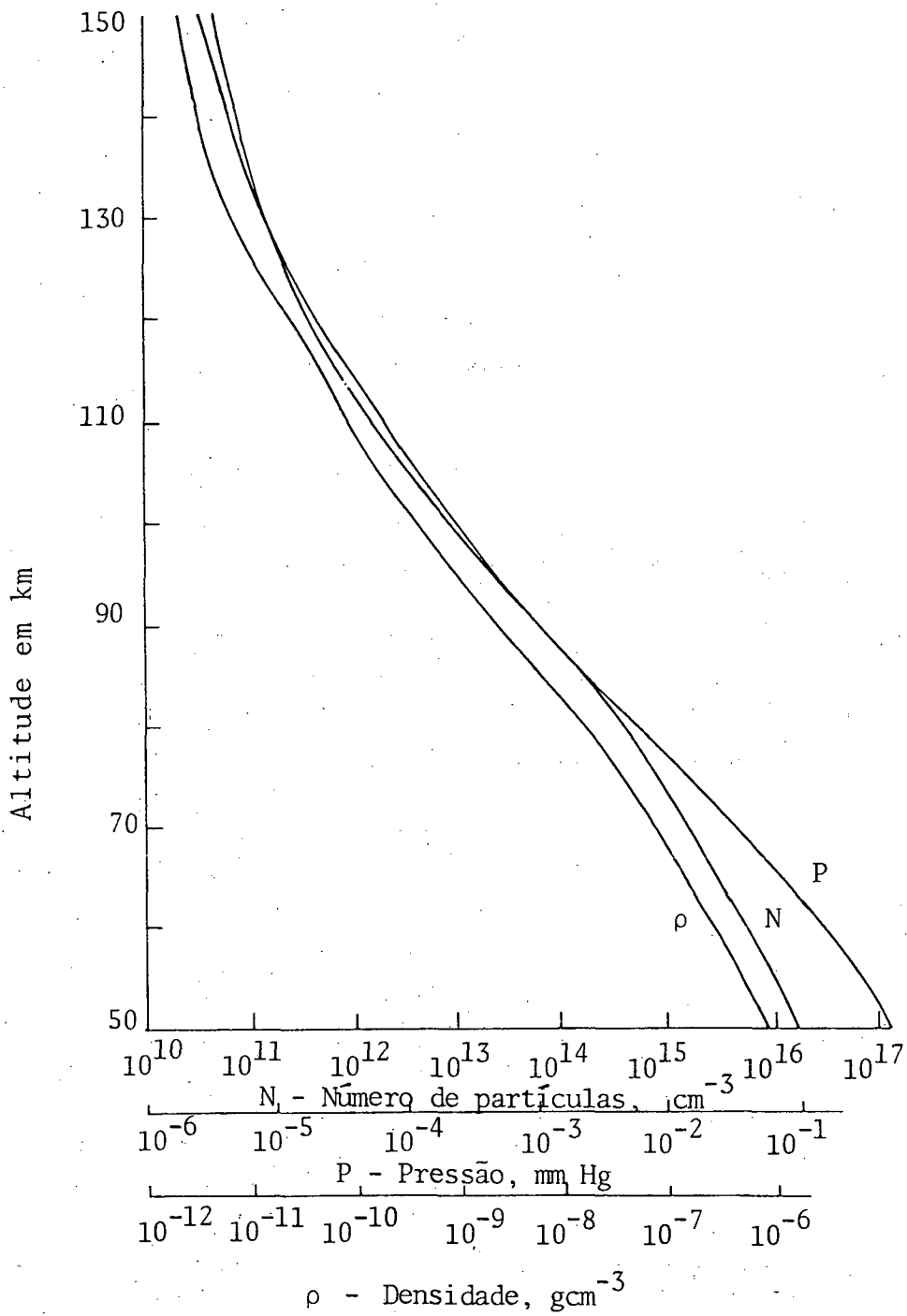
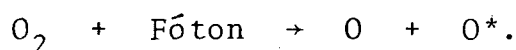


FIG. 2.1.b - U. S. Standard Atmosphere²⁹.

2.2 - INTERAÇÃO DA RADIAÇÃO SOLAR COM A ATMOSFERA

A atmosfera terrestre interage com a radiação eletromagnética proveniente do Sol. A radiação eletromagnética pode ser vista como um fluxo de fótons. Quando um fóton com energia suficiente é absorvido por uma molécula poderá ocorrer uma partição desta molécula. Este efeito de partição chama-se fotodissociação. Assim, inicialmente, tomemos como exemplo a fotodissociação do oxigênio molecular, na qual temos a produção de dois átomos de oxigênio atômico,



Na figura 2.1.a (Whitten and Poppoff, 1965) observamos as curvas de concentração para o oxigênio molecular e oxigênio atômico referentes a atmosfera terrestre. A taxa de fotodissociação é determinada por três fatores:

- a) Número de fótons disponíveis.
- b) Número de moléculas de oxigênio, sujeitas a radiação que produz a dissociação.
- c) Eficiência dos fótons em produzir a dissociação. Por exemplo, a eficiência será maior na dissociação do oxigênio molecular nos comprimentos de onda próximos de 1450 Å. Para comprimentos de ondas maiores ou menores a fotodissociação diminuirá em eficiência, para o caso do oxigênio molecular.

Os dois primeiros fatores dependem da altitude, enquanto que o último é independente.

Com o decréscimo da altitude o fluxo de fótons diminui, devido a absorção dos mesmos pela atmosfera. No entanto, a absorção não é a mesma para todos os fótons, assim os fótons visíveis quase não são absorvidos pela atmosfera. Por outro lado, os fótons de comprimentos de onda menores que 3000 Å são intensamente absorvidos, de tal forma que praticamente não atingem o solo. Na figura 2.2.c entre 2000 - 3000 Å a absorção é relativamente fraca e praticamente só ocorre a fotodissociação do ozônio (O₃). Para comprimentos de ondas menores que 2400 Å a radiação é absorvida pelo oxigênio

molecular (O_2) o qual então é fotodissociado, contudo, a absorção entre 2000 - 2400 Å é fraca permitindo que a radiação se aprofunde na atmosfera.

Até onde é conhecido o nitrogênio molecular (N_2) não apresenta um contínuo importante de fotodissociação no ultravioleta³⁰. Contudo, a fotodissociação ocorre para discretas absorções na região de comprimento de onda $\lambda < 1270$ Å, a qual inclui os comprimentos de onda da Lyman α . Como a Lyman α penetra mais profundamente na atmosfera, ela produz numa altitude aproximada de 85 km, devido a fotodissociação, nitrogênio atômico.

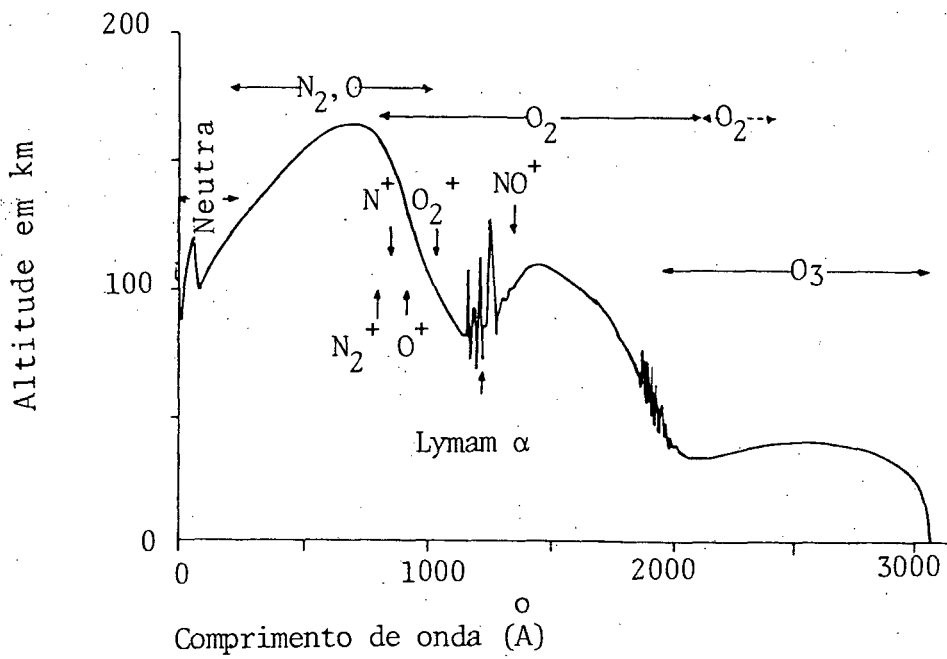
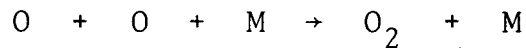


FIG. 2.2.c - Absorção da radiação solar para uma incidência vertical na atmosfera terrestre³¹.

Na atmosfera não há somente o processo de fotodissociação molecular, pois se assim fosse, esperaríamos que com o passar do tempo todo o oxigênio molecular estaria convertido em oxigênio atômico. Isto não ocorre devido a recombinação do oxigênio atômico na formação de novas moléculas de oxigênio molecular.

A recombinação entre os oxigênios atômicos, poderá ocorrer por diversas maneiras. Por enquanto consideraremos a recombinação com três corpos,



Onde M representa uma outra molécula qualquer da atmosfera que fica com a energia excedente desta reação, permitindo assim, a estabilização da molécula de oxigênio.

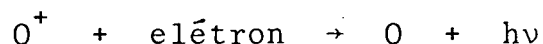
Por outro lado, além da fotodissociação ocorre na atmosfera um outro fenômeno, chamado fotoionização. A fotoionização ocorre quando uma molécula ou um átomo absorvem um fóton com energia suficiente para retirar elétrons de suas estruturas. Assim, temos a formação de íons positivos. A absorção de comprimentos de onda menores do que 1000 \AA , de uma maneira geral, resulta na fotoionização dos seguintes constituintes dominantes da atmosfera:

Oxigênio molecular	(O_2)	para $\lambda \leq 1026 \text{ \AA}$
Oxigênio atômico	(O)	para $\lambda \leq 910 \text{ \AA}$
Nitrogênio atômico	(N)	para $\lambda \leq 852 \text{ \AA}$
Nitrogênio molecular	(N_2)	para $\lambda \leq 796 \text{ \AA}$

Na faixa $1000 - 1500 \text{ \AA}$ existe um número de "janelas" estreitas através das quais a radiação pode chegar até, talvez os 70 km de altitude aproximadamente. Uma destas janelas coincide com a linha de emissão solar Lyman α ($\lambda = 1215,7 \text{ \AA}$). Esta radiação (Lyman α) é importante nesta faixa de altitude, visto que, ela é capaz de ionizar raros constituintes da atmosfera, especialmente o óxido nítrico (NO)³⁰.

Analogamente a recombinação dos produtos da fotodis-

sociação também ocorre na atmosfera a recombinação dos produtos da fotoionização, como exemplo pode-se citar,



2.2.1 - A Ionosfera

A ionosfera terrestre é uma região da atmosfera. Tal região estende-se aproximadamente a partir dos 50 km de altitude para cima. Nesta região estão presentes íons e elétrons em quantidades suficientes para afetar a propagação de ondas de rádio. A ionosfera é um espelho gratuito para a reflexão de ondas de rádio, muito importante para transmissões a distâncias mais longas.

A grande parte dos íons e elétrons são produzidos pela fotoionização. Na figura 2.2.1.a temos uma curva indicativa da variação da densidade eletrônica com a altitude.

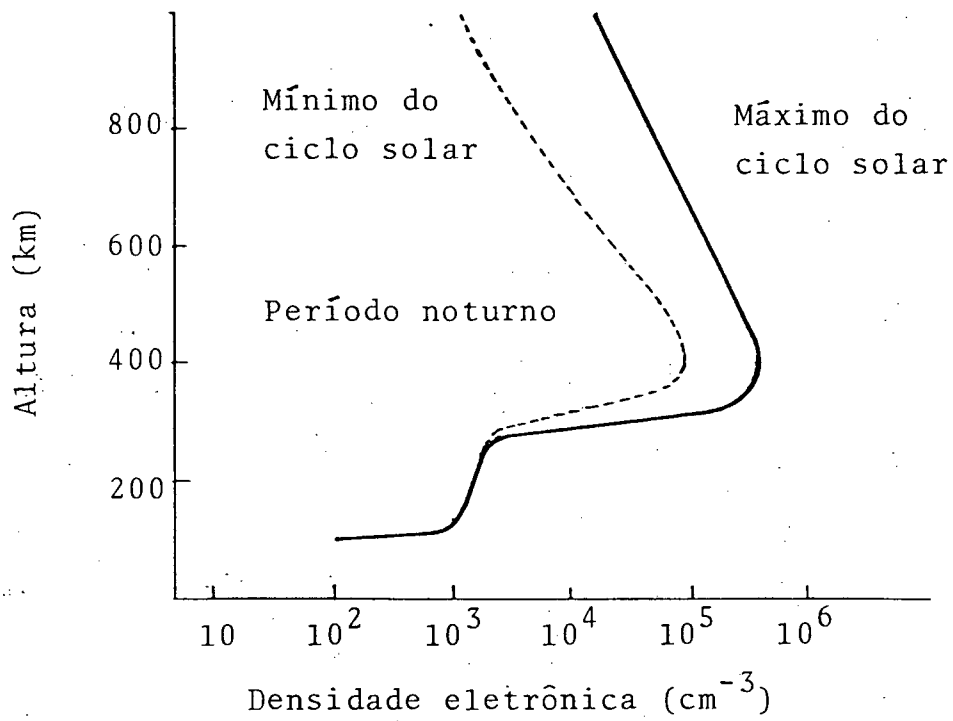
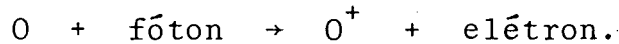
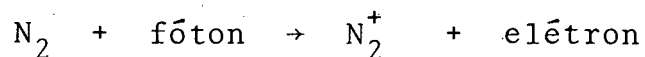
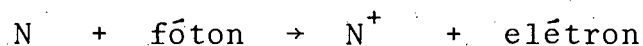
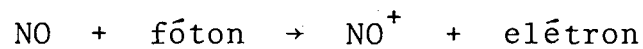
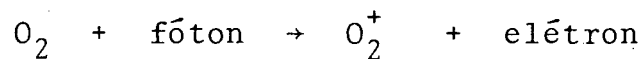


FIG. 2.2.1.a - Densidade eletrônica em função da altitude.

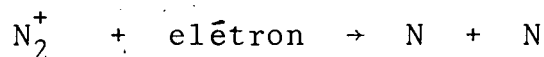
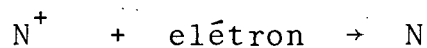
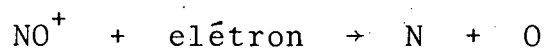
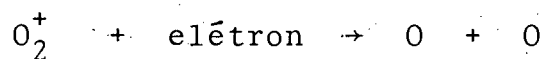
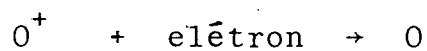
Na região superior aos 200 km de altitude o constituinte mais abundante na atmosfera terrestre é o oxigênio atômico, possibilitando assim, que nesta região a grande parte dos íons produzidos sejam de oxigênio atômico, O^+ ,



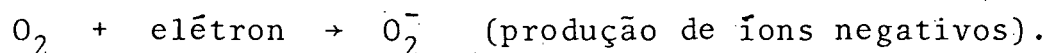
Contudo, na ionosfera, ocorrem outras reações de fotoionização, além da anterior, tais como, (veja figura 2.1.a e figura 2.2.c).



Nas reações anteriores há uma produção de íons positivos e elétrons. Simultaneamente, ocorre o processo inverso,



e ainda a perda de elétrons livres pode ser pelo processo de união com o oxigênio molecular,



Ao amanhecer, durante as primeiras horas do dia, a taxa de produção de elétrons vai aumentando e é superior a sua taxa de

perda. Com o passar do tempo estas duas taxas tendem a se igualar. Teoricamente estas taxas são iguais em torno do meio-dia. Após este horário ocorre o inverso, isto é, a taxa de perda é maior que a taxa de produção. Ao anoitecer teoricamente somente há desaparecimento de elétrons, pois, não temos a presença da radiação solar.

A ionosfera é dividida em regiões. Tais regiões são chamadas de (D), (E) e (F). A região (D) está abaixo da (E) enquanto a (F) está acima da (E). Estas regiões são subdivididas em camadas, conforme tabela 2.2.1.a, onde $F_{0.5}$ significa uma camada abaixo da camada F_1 , e assim analogamente para os demais casos.

Tabela 2.2.1.a

Altitude	Regiões	Camadas
Acima de 150 km	F	$(F_{0.5})$, F_1 , $(F_{1.5})$, F_2
Entre 90 - 150 km	E	E_1 , (E_2) , E_s
Entre 55 - 90 km	D	D

Na tabela acima, E_s , refere-se a camadas esporádicas, isto é, a camadas que variam repentinamente a sua concentração eletrônica. A seguir, faremos uma breve descrição a cerca de cada uma das regiões³².

REGIÃO D

Não é bem definido o máximo de concentração eletrônica e a frequência do plasma* é bem menor que as tradicionais frequências de varredura das ionossondas**. O baixo nível de ionização faz com que a obtenção de dados experimentais através da utilização de foguetes seja muito difícil.

* A frequência do plasma é a frequência de reflexão de uma dada radiação ao encontrar o plasma ionosférico (ionosfera).

** Ionossondas são equipamentos que emitem pulsos de radiação eletromagnética.

As observações indicam que durante o dia a concentração varia no intervalo de 10 elétrons / cm^3 a 60 km até $10^3 - 10^4$ elétrons / cm^3 a 90 km de altitude. No período da noite a concentração "cai" sensivelmente e no meio da noite a ionização não é conhecida. No entanto, a ionização é aumentada por influência do "Flare Solar"* através dos súbitos distúrbios ionosféricos (SID**) (maiores detalhes no próximo capítulo).

REGIÃO E

Na região E, a densidade eletrônica aproximadamente ao meio-dia pode variar entre cerca de 8×10^4 a 9×10^4 elétrons / cm^3 a 100 km até em torno de 1×10^5 a 2×10^5 elétrons / cm^3 a 150 km de altitude. Contudo a curva da densidade eletrônica X altitude de uma estação particular varia com o passar do tempo, com a estação do ano e com o próprio ano, enquanto existe grande diferença entre estas curvas para estações que situam-se geograficamente umas próximas das outras (figura 2.2.1.b (a) e (b)). Estas curvas são construídas com dados obtidos de ionossondas. Assim, não é possível descrever-se a região E através de um único e simples sumário.

A região E tem uma grande flutuação na ionização durante o período noturno. À noite a ionização é incerta, visto que, a frequência do plasma situa-se abaixo do intervalo de frequências dos sondadores ionosféricos. Contudo, investigações com baixa frequência mostram que à noite a frequência crítica*** varia muito de uma hora para outra. Os picos de frequência correspondem a concentrações eletrônicas da ordem de $1 - 3 \times 10^3$ elétrons / cm^3 .

Um aspecto particularmente interessante na região E é a ocorrência repentina de finas camadas horizontais com quilômetros de espessura e de alta concentração eletrônica, situadas aproximadamente a 100 km de altitude, chamadas de camadas esporádicas e representadas por E_s . Contudo, a interpretação das camadas esporádicas E_s , como camadas horizontais de alta concentração eletrônica, não é

* Explosões que de vez em quando ocorrem no Sol repentinamente.

** SID = Sudden Ionospheric Disturbances.

*** A frequência crítica é a frequência a partir da qual a radiação atravessa a região considerada.

universalmente aceita.

As camadas esporádicas E_s variam sensivelmente com a latitude. Próximo ao Equador elas ocorrem durante o período diurno enquanto nas regiões aurorais são fenômenos noturnos. Em latitudes médias a ocorrência é muito irregular e a ionização das E_s é pequena.

REGIÃO F

A região F durante o período diurno se apresenta em duas partes. A parte mais baixa é a chamada F_1 e a superior de F_2 . À noite tem-se somente a região F. A região F_1 estende-se até cerca de 200 km, enquanto F_2 apresenta sua máxima densidade eletrônica aproximadamente em 300 a 400 km de altitude.

A inflexão F_1 na curva apresentada na figura 2.2.1.b (a)³² na altitude de aproximadamente 180 km corresponde a presença da região F_1 . A densidade eletrônica correspondente varia de $1,0 \times 10^5$ a 4×10^5 elétrons /cm³. A forma de F_1 depende da estação do ano bem como da época do ciclo solar. Durante o verão e no mínimo do ciclo solar a inflexão é pronunciada enquanto no inverno e em período de máxima atividade solar a inflexão desaparece.

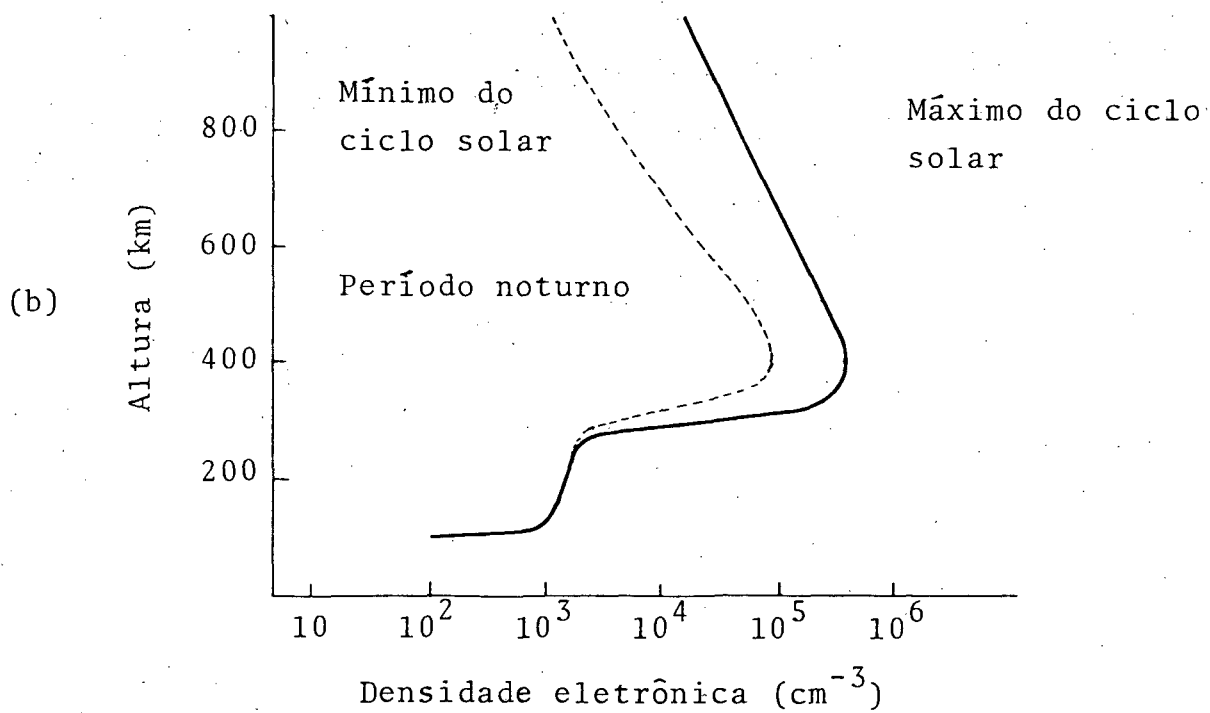
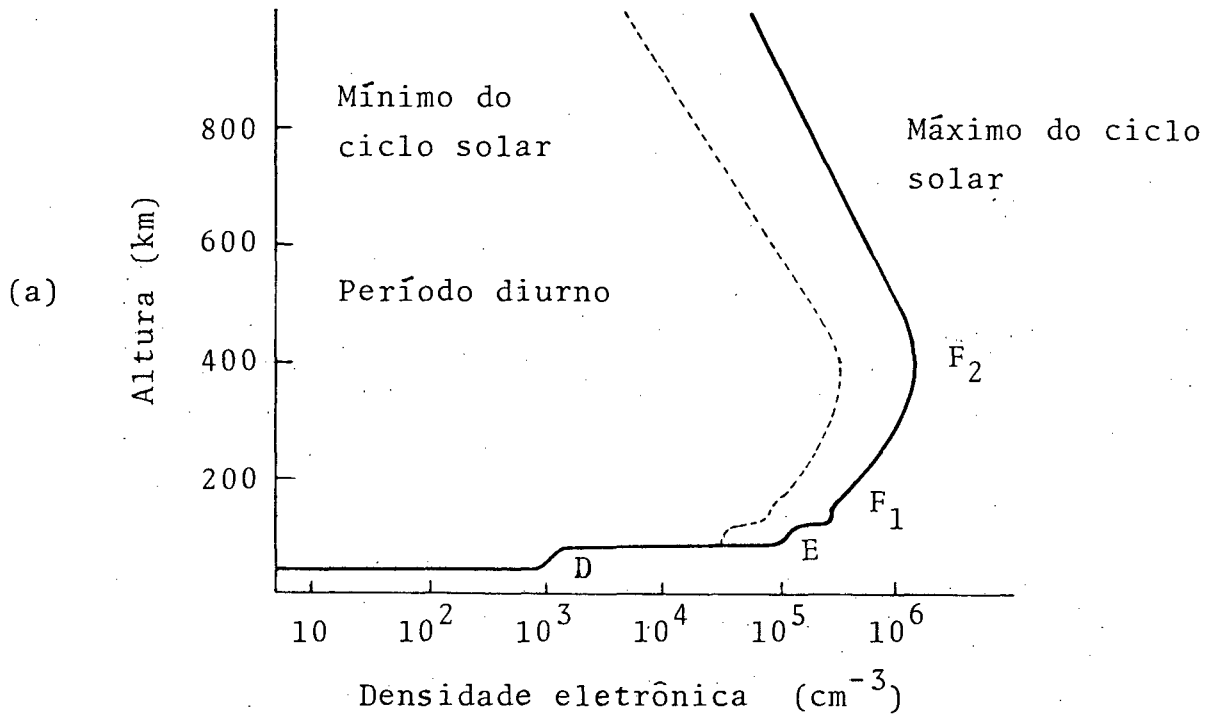


FIG. 2.2.1.b - Densidade eletrônica média para latitudes médias.

A região F_2 apresenta flutuações tanto espacial como temporal. Esta região apresenta o seu máximo na densidade eletrônica dentro de um vasto intervalo de altitude (de 100 a 200 km). Este máximo corresponde a uma concentração em torno de 2×10^5 a 3×10^6 elétrons / cm^3 . À noite a densidade eletrônica "cai" acentuadamente.

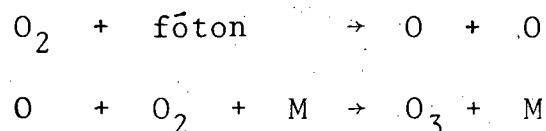
A densidade eletrônica acima da região F_2 tem sido investigada através de medidas realizadas por foguetes e outros estudos. A densidade eletrônica a partir do máximo da F_2 para cima "cai" suavemente. Em uma distância de alguns milhares de quilômetros a concentração é da ordem de $10^3 - 10^4$ elétrons / cm^3 .

2.2.2 - O Ozônio

O ozônio é um gás presente na atmosfera terrestre, de grande importância para os organismos terrestres, visto que, é a cortina de ozônio que absorve a Radiação Ultravioleta (Radiação na faixa de 2000 a 3000 Å, veja figura 2.2.c) proveniente do Sol, e que é letal para os organismos terrestres.

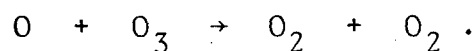
A absorção de radiação ultravioleta pelo ozônio é máxima aproximadamente aos 45 - 50 km.

A formação do ozônio ocorre da seguinte maneira,

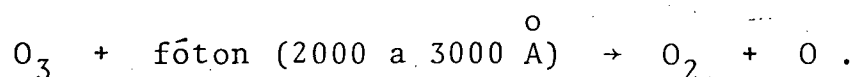


onde M é uma molécula qualquer da atmosfera.

Há muitas reações de remoção do ozônio. Nas altitudes elevadas,



Em todas as altitudes tem-se também que,



Finalmente, nas baixas altitudes o ozônio é removido pelas reações com as partículas de pó ou com o solo.

O ozônio tem baixa densidade tanto nas altas altitudes como nas baixas. No primeiro caso, deve-se a baixa densidade de oxigênio molecular, bem como, a baixa densidade atmosférica. No segundo caso, deve-se a baixa densidade de oxigênio atômico. Assim, a densidade máxima de ozônio deve ocorrer entre estes extremos. A teoria detalhada, bem como, as observações confirmam, em média, que a densidade máxima do ozônio ocorre na altitude aproximada de 25 km.

A despeito da importante função do ozônio em absorver a radiação ultravioleta solar, a quantidade de ozônio na atmosfera é pequena. Se toda a quantidade de ozônio fosse concentrada em uma só camada, sujeita a pressão de uma atmosfera, deveríamos ter uma camada com menos de meio centímetro. As medições demonstram que a quantidade de ozônio na atmosfera varia de um dia para o outro de uma maneira significativa, mas há variações regulares com as estações e com a latitude.

O ozônio, por outro lado, influi significativamente sobre o balanço termal da atmosfera²¹. A energia solar absorvida pelo ozônio, faz com que a temperatura atmosférica se eleve até atingir um máximo nas altitudes próximas a 45 km.

2.2.3 - A Temperatura Atmosférica

A energia solar não só provoca modificações químicas na atmosfera, mas também influencia na temperatura atmosférica.

Na figura 2.2.3.a²¹ tem-se a variação da temperatura com a altitude, para as zonas de latitudes médias.

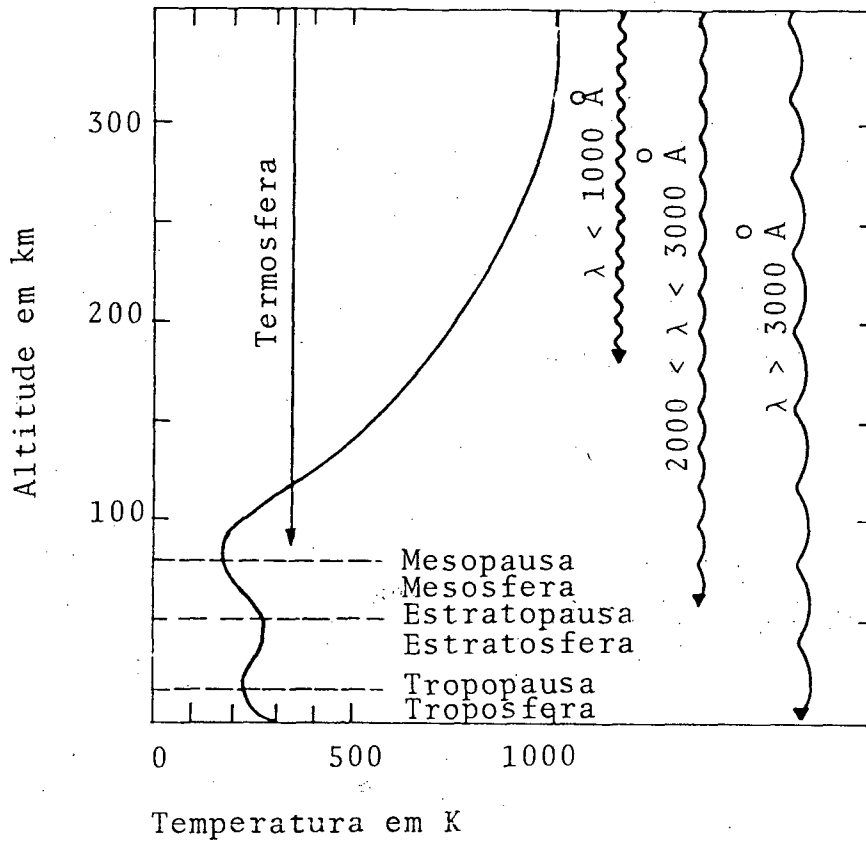


FIG. 2.2.3.a - A temperatura em função da altitude terrestre. No lado direito da figura indica-se as regiões de absorção na atmosfera terrestre das radiações emitidas pelo Sol.

Observa-se da figura 2.2.3.a três máximos, o primeiro ao nível do solo com temperatura aproximada de 290 K; o segundo ao nível chamado de estratopausa, com a temperatura em torno de 280 K; o terceiro máximo localiza-se em altitudes superiores a 200 km, na camada da atmosfera chamada de termosfera, onde podem ocorrer temperaturas de 1000 K, ou mais.

Na termosfera, as altas temperaturas são devidas a absorção da radiação ultravioleta extrema.

Ao nível da estratopausa o aquecimento da atmosfera resulta da absorção pelo ozônio da radiação solar ultravioleta.

Na troposfera, onde vivemos, o aquecimento da atmosfera, é devido à absorção da radiação solar nos comprimentos de onda do visível e do infravermelho.

Verifica-se da figura 2.2.3.a que as temperaturas na ionosfera acima dos 100 km aumentam desde os 500 K até os 1000 K ou mais.

Na termosfera, nas altitudes superiores a 100 km (veja figura 2.2.3.a), há grandes oscilações diárias de temperatura. A densidade do gás nesta região é muito baixa. Na altitude de 120 km há um pouco mais que 10^{12} moléculas por centímetro cúbico e na altitude de 1000 km há aproximadamente 10^6 moléculas por centímetro cúbico (na superfície há mais de 10^{19} moléculas por centímetro cúbico). Na termosfera, devido a baixa densidade de gás, não há possibilidade de armazenamento de muito calor; sua temperatura é muito sensível a uma variação na quantidade de radiação solar absorvida neste nível. O resultado é que verifica-se acentuadas variações na temperatura no transcorrer do dia, com temperaturas da tarde superando as da madrugada em 300 K ou mais. Medições realizadas por satélites ao longo de um período de vários anos revelaram grandes flutuações na temperatura da termosfera, chegando a acusar temperaturas da ordem de 900 a 1800 K. Estas oscilações na temperatura são decorrências das mudanças no fluxo de radiação ultravioleta proveniente do Sol.

A temperatura média do gás neutro na termosfera eleva-se de 350 K, a 120 km, para aproximadamente 1000 K na altitude de 250 km. Acima dos 250 km, as temperaturas conservam-se aproximadamente constantes.

Na termosfera devido as altas temperaturas as partículas constituintes da atmosfera possuem velocidades elevadas, bem como, elevada energia translacional.

Medições realizadas por satélites durante vários anos, mostram grandes variações na temperatura da termosfera. Durante a parte do dia, ocorrem temperaturas tão elevadas como 1800 K, ou então variam para valores bem menores, cerca de 900 K. Tais oscilações na temperatura são decorrentes da mudança no fluxo de radiação ultravioleta oriundo do Sol.

CAPÍTULO 3

CLASSIFICAÇÃO DOS PERÍODOS GEOMAGNÉTICOS

3.1 - ÍNDICES GEOMAGNÉTICOS

Visto que o campo magnético da Terra varia com o fluir do tempo e que isto tem grande importância prática não só no geomagnetismo mas particularmente nos estudos das interações Sol - Terra, surgiram muitos índices com a finalidade de medir a atividade geomagnética³³. Geralmente a medição da variação do campo magnético é feita através dos três componentes perpendiculares, sendo que, normalmente um tem a direção do componente horizontal (H) do campo principal*. A unidade utilizada na medição usualmente é o gama, γ , que vale 10^{-5} G.

Desde 1884 os observatórios magnéticos utilizam o índice C** nos seus registros diários. Este índice recebe três valores: C = 0, 1, 2 correspondendo a variações diárias do campo magnético, que são classificadas como quietas, moderadas ou perturbadas. Calcula-se a média entre os valores de C obtidos de cerca de cinquenta (50) observatórios magnéticos obtendo-se o que se chama "Índice Magnético Característico Internacional", Ci, para aquele dia. Os índices Ci não tem muita precisão; em 1940 foi introduzido o índice K (descrito a seguir) para intervalos de três em três horas, o qual originou um novo índice magnético planetário internacional, Cp: Os valores de Cp, como os valores de Ci, variavam entre 0 e 2.

Uma escala quase-logarítmica variando com inteiros desde K = 0 até K = 9 é usada em cada estação magnética. Os valores de K incluem efeitos locais. Obtém-se um índice planetário (Kp) a partir dos índices padrões (Ks) que por sua vez forma obtidos a partir dos índices K de uma dada estação.

Os índices Ks são livres de efeitos locais. Os índices Kp são obtidos de doze (12) estações magnéticas localizadas na zona norte auroral e nas suas proximidades, a partir dos índices Ks de cada uma das estações, através de uma média. Os índices Kp também

* O campo principal é aquele intrínseco da Terra, é por natureza próprio da Terra.

** O índice C é subjetivo, visto que, depende do operador.

possuem valores de 0 a 9, mas são tratados em termos de "terços" da unidade. Assim os valores que Kp pode tomar são: 0, 1/3, 2/3, 1, 4/3 , os quais usualmente são escritos com a notação: 0, 0⁺, 1⁻, 1, 1⁺, a não linearidade de Kp o torna inconveniente para certos estudos. Por isto surgiu o índice linear a_p obtido a partir de Kp, e ele fornece a variação do campo de cada três horas em unidades de aproximadamente 2γ . Índices diários podem ser obtidos somando-se os oito valores de Kp, ou calculando-se a média dos oito valores de a_p . Esta média é chamada índice A_p^* .

O ÍNDICE K

Este índice é tomado de cada três horas a partir das variações irregulares do campo magnético em comparação com o magnetograma** padrão. Cada estação tem seu próprio magnetograma padrão. Considera-se o índice K como sendo uma medida da radiação corpuscular proveniente do Sol³³; esta medida é realizada baseando-se na atividade geomagnética causada por correntes elétricas produzidas na ionosfera por tal radiação.

Cada observatório associa um inteiro de 0 a 9 para cada intervalo de três horas do dia iniciando-se as 00:00, 03:00, 06:00, 09:00, 12:00, 15:00, 18:00, 21:00 h Tempo Universal (UT). Uma escala permanente é adotada por cada um dos observatórios. Esta escala define os índices K, os quais, recebem valores de acordo com a variação do campo, comparada com uma dada amplitude, R, medida em unidades gama^{34, 35}. Para cada elemento magnético***, tem-se que a diferença entre o mais alto e o mais baixo desvio do campo em relação a variação diária regular dentro do intervalo das três horas de-

* Estes índices eram publicados anualmente pela International Union of Geodesy and Geophysics (IUGG); os boletins anteriores eram da IATME (International Association of Terrestrial Magnetism and Electricity), mas desde 1955 os boletins são da IAGA (International Association of Geomagnetism and Aeronomy).

** Magnetograma é o registro obtido do magnetômetro. Este magnetômetro registra as variações do campo magnético da Terra.

*** São elementos magnéticos: a declinação (D), a componente horizontal (H) e a componente vertical do campo (Z) ou as componentes do campo magnético, X, Y, Z, segundo os eixos coordenados (veja figura 3.1.a).

fine o intervalo de R . Esta variação diária regular é representada por uma curva suave que é determinada considerando-se a estação do ano, o ciclo solar e a fase da Lua.

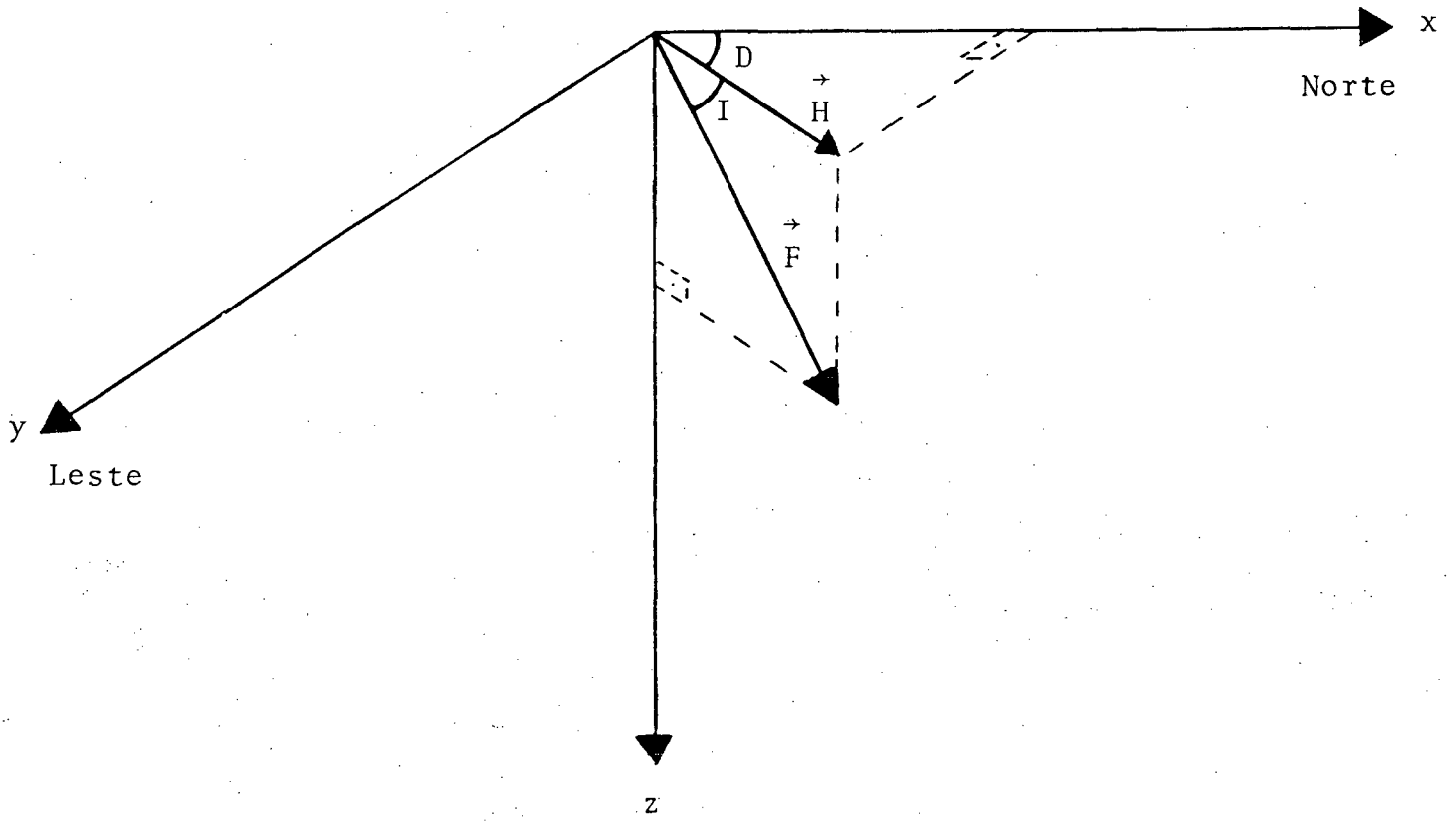


FIG. 3.1.a - Neste figura temos: \vec{F} = campo magnético, H = Componente horizontal do campo, \vec{D} = Declinação, I = Inclinação.

Considera-se, como recomendado pela IAGA, como base para o cálculo de Kp o maior ou mais perturbado dos três elementos magnéticos (declinação (D), componente horizontal do campo (H) ou componente vertical do campo (Z) ou então entre as componentes X, Y, Z).

Na determinação do valor de R são eliminados os efeitos da variação diária do campo magnético da Terra produzidos pelo Sol (Sq), os produzidos pela variação diária da Lua (L), os produzidos pelas explosões solares, e os produzidos após uma perturbação do campo. Desta maneira o valor de R representa uma variação do campo propriamente dita.

PERÍODO Sq

Cada estação geomagnética possui seu magnetograma padrão com respeito ao tempo solar local. Quando um dado magnetograma se apresenta sem variações bruscas em comparação com o padrão, classifica-se o período correspondente como geomagneticamente quieto, e indica-se por Sq. No entanto, sobre aparentemente quietas variações, é possível a existência de pequenas variações produzidas pelas partículas presas na magnetosfera^{36, 37, 38}. Este fato e mais a interação do vento solar com a magnetosfera indicam que é quase impossível observar-se sobre a Terra variações geomagnéticas absolutamente quietas, isto é, devidas exclusivamente ao Sol propriamente dito. Contudo, existem estudos como de Chapman and Bartels³⁹, que tentam eliminar os efeitos da perturbação acima referidos. Também, os efeitos causados pela Lua sobre o campo magnético da Terra (que discutiremos a seguir) são eliminados dos estudos de Sq.

A VARIAÇÃO DIÁRIA LUNAR (L)

A variação diária lunar (L), ou seja, a influência da Lua sobre as variações geomagnéticas, é conhecida há mais de um século. Kreil⁴⁰, usando dados da declinação obtidos em Prague descobriu a influência lunar sobre as variações geomagnéticas.

Tanto L, como Sq, são causados por movimentos de marés da atmosfera terrestre.

O COMPONENTE Dst

Quando há flutuações e variações irregulares em um magnetograma em relação aquele magnetograma correspondente as variações solares quietas e as variações lunares, então tem-se o que chamamos de perturbação magnética. Estas perturbações magnéticas podem originar as tormentas magnéticas. Chapman^{4,1} e Chapman and Bartels^{3,9} investigaram o comportamento médio das tormentas e mostraram que uma tormenta típica tem a fase inicial, a principal e a de recuperação e esta tormenta está ligada com o Tempo Universal, bem como o Tempo Local. A relação com o Tempo Universal indica-se por Dst e com o Tempo Local por DS.

Uma tormenta geomagnética pode ter um início gradual ou então súbito. No segundo caso tem-se o Princípio Súbito (S.C.).

Convencionalmente diz-se que a fase principal de uma tormenta geomagnética inicia-se quando a componente horizontal do campo do componente Dst, Dst (H), decresce para um valor menor do que o nível pré-S.C. ou do que o nível Sq (H) e termina quando o Dst (H) alcança um valor mínimo. A fase inicial e a fase de recuperação são simplesmente as fases anteriores e posteriores, respectivamente, em relação a fase Principal.

Quase todos os fenômenos magnéticos acima citados, exceto a perturbação do campo decorrente de explosões solares e de flutuações produzidas por movimentos irregulares na atmosfera superior^{4,2,4,3}, são causados originalmente por distúrbios no plasma solar. Estas distúrbâncias e tormentas magnéticas causadas pelo plasma solar duram desde alguns minutos até cerca de cem (100) horas.

CAPÍTULO 4

PROCEDIMIENTO EXPERIMENTAL

4.1 - DESCRIÇÃO DO EQUIPAMENTO

O equipamento utilizado nesta pesquisa constitui-se de uma ionossonda vertical, operando na cidade de Gaspar - SC (Lat.: $26,91^{\circ}$ S; Long.: $311,07$ E), próxima da cidade de Blumenau - SC.

Esta ionossonda, figura 4.1.a, pode emitir um espectro de frequências variando desde um (1,0) até trinta (30) MHz. Comumente utilizou-se o espectro de um (1,0) até dezesseis (16) MHz. Normalmente este espectro foi transmitido para os céus de meia em meia hora. Estes pulsos de energia eletromagnética, que são emitidos através de uma antena, ao encontrarem na ionosfera condições próprias de reflexão, retornam à superfície da Terra e são registrados num papel próprio contido no interior da ionossonda formando curvas que nos fornecem informações sobre a ionosfera, tais como concentrações eletrônicas, etc. Estes registros acima referidos, formam os ionogramas, figura 4.1.b. No eixo das abcissas, os ionogramas obtidos da ionossonda instalada em Gaspar - SC, apresentam uma escala de frequências em MHz que inicia-se com um (1,0) MHz no traço vertical mais intenso à esquerda do ionograma e a graduação é de um (1,0) MHz em um (1,0) MHz. No eixo das ordenadas o ionograma possui uma escala de alturas virtuais (h') que inicia-se na origem (parte inferior) com zero (0) km e que é dividida de cem (100) em cem (100) km. Estas alturas são chamadas de virtuais porque a ionossonda em sua concepção registra os sinais de recepção como se a reflexão fosse especular, na realidade, porém, o sinal durante um lapso de tempo interage com o meio ionizado diminuindo sua velocidade em relação ao ar e portanto as alturas que lemos no ionograma não são verdadeiras, mas sim maiores do que as reais.

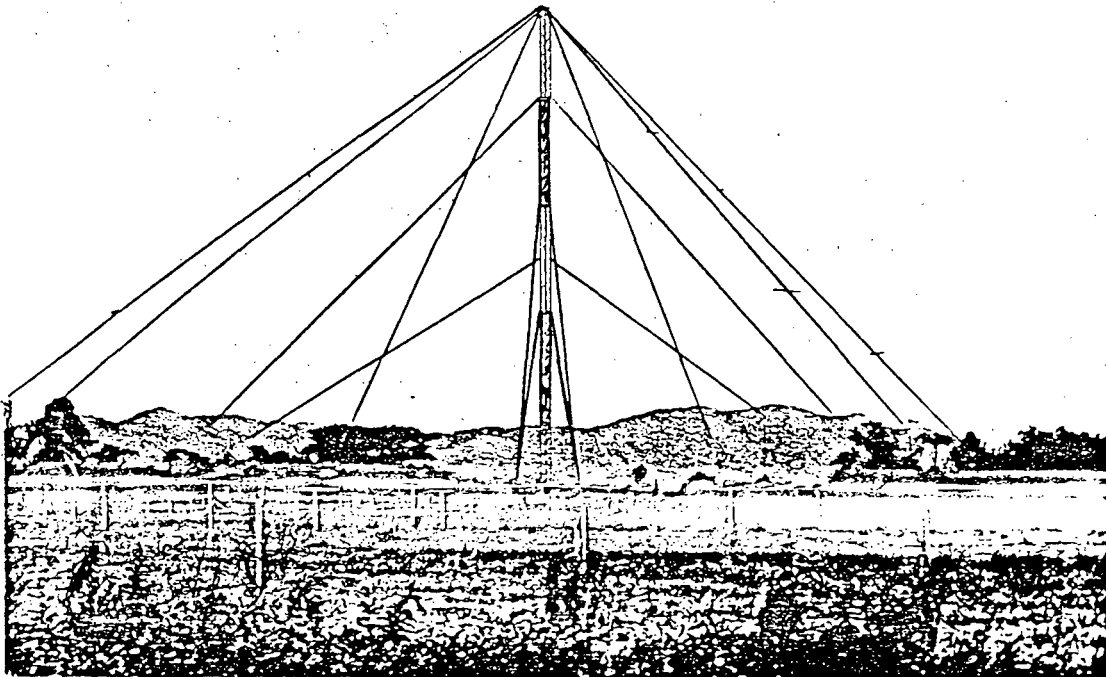
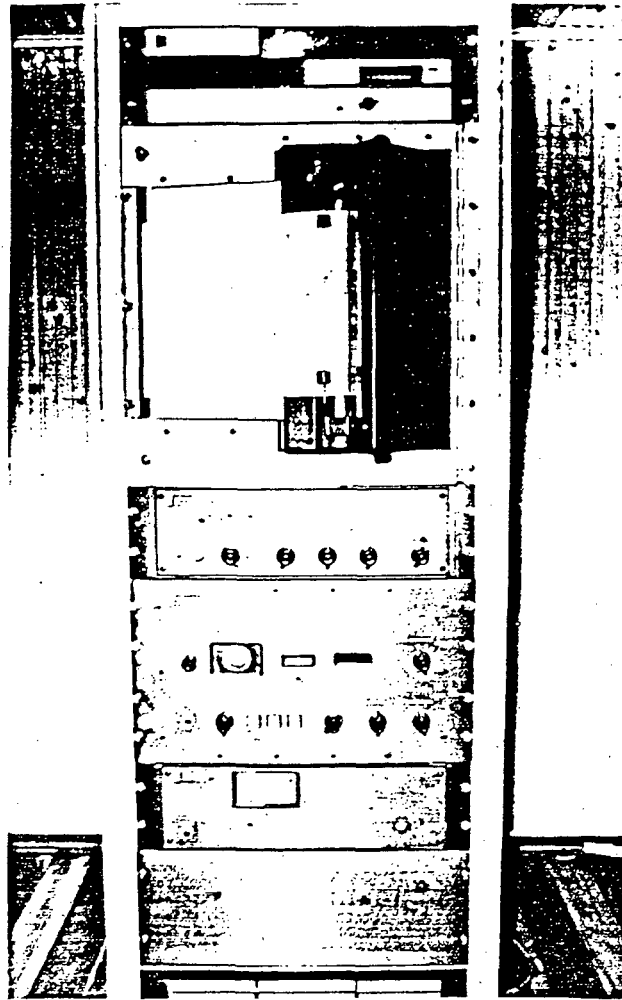


FIG. 4.1.a - Fotografia da ionossonda. Abaixo sua antena.

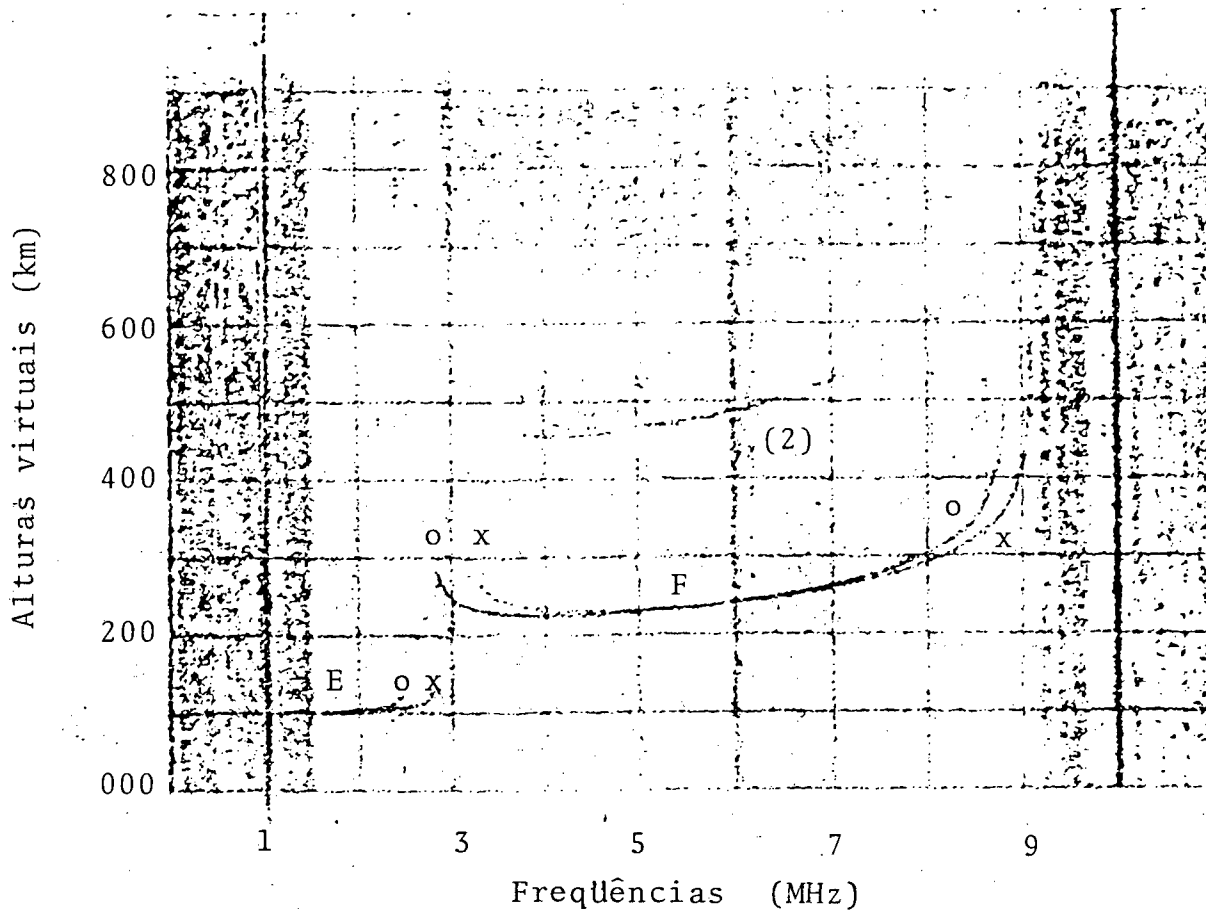


FIG. 4.1.b - Fotocópia de um ionograma obtido da ionossonda localizada na região pesquisada em questão. Acrescentamos sobre o mesmo as seguintes indicações:

o = raio ordinário

x = raio extraordinário

(2) = segundo eco

E e F são as camadas da ionosfera localizadas às sete horas aproximadamente a cem (100) km e 240 km, respectivamente, em termos de alturas virtuais.

Contudo para altitudes menores, onde o espectro de menor frequência é refletido, podemos considerar a reflexão praticamente especular. Na parte superior do ionograma e à esquerda temos a identificação do ionograma com a hora local, dia do ano, ano e o dígito da estação, assim, por exemplo, com respeito a figura 4.1.b, temos:

hora local: 07:00
 dia do ano: 273
 ano : 80
 Dígito da estação: 1

4.2 - INTERPRETAÇÃO DOS IONOGRAMAS

Identifica-se no ionograma (figura 4.1.b) a presença de dois traços característicos; um deles corresponde à recepção da onda ordinária e o outro da onda extraordinária, tendo em vista que, a onda normal enviada ao encontrar o plasma ionosférico origina o surgimento de tais ondas, a onda extraordinária é decorrente da presença do campo magnético terrestre⁴⁴. A onda normal ao encontrar o plasma ionosférico é sujeita ao fenômeno da refração, que provoca por conseguinte a sua reflexão. Esta refração é caracterizada pelo seguinte índice geral⁴⁴:

$$n^2 = 1 - \frac{X \cdot (1 - X - iZ)}{(1 - iZ) \cdot (1 - X - iZ) - \frac{1}{2}Y_T^2 + \left[\frac{1}{4}Y_T^4 + Y_L^2 \cdot (1 - X - iZ)^2 \right]^{1/2}} \quad (4.2.1)$$

onde:

$$X = \frac{\omega_N^2}{\omega^2} \quad (4.2.2)$$

e

$$\omega_N^2 = 4\pi e^2 / \epsilon_0 m, \quad (4.2.3)$$

ω_N é a frequência angular natural do plasma, ω é a da onda emitida pela ionossonda. A massa m é a massa de um elétron.

$$Z = \frac{\nu}{\omega}, \quad (4.2.4)$$

ν é a frequência de colisões entre elétrons e partículas pesadas do plasma ionosférico.

$$Y_T = \frac{\omega_T}{\omega} \quad (4.2.5)$$

na qual

$$\omega_T = (\mu_0 H_0 e/m) \operatorname{sen} \theta \quad (4.2.6)$$

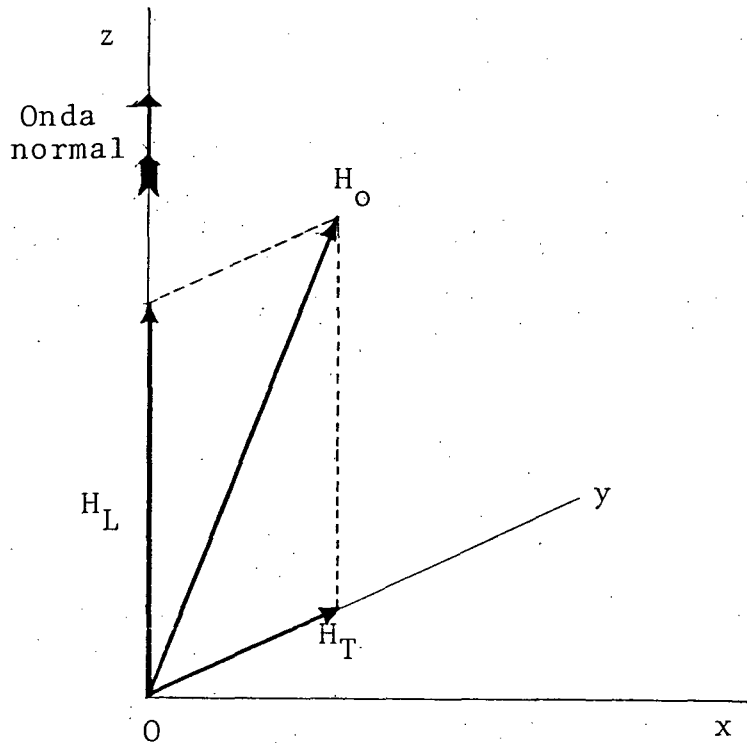
é finalmente,

$$Y_L = \frac{\omega_L}{\omega} \quad (4.2.7)$$

na qual

$$\omega_L = (\mu_0 H_0 e/m) \operatorname{cos} \theta. \quad (4.2.8)$$

Nas equações (4.2.6) e (4.2.8) acima apresentadas, H_0 é o campo magnético da Terra e (θ) é o ângulo formado entre o vetor H_0 e a direção Oz (figura 4.1.c), enquanto ϵ_0 e μ_0 são respectivamente a permissividade elétrica e a permissividade magnética do espaço livre.

FIG. 4.1.c - Eixos coordenados⁴⁴.

Os sinais na frente da raiz quadrada (positivo e negativo), na equação (4.2.1), referem-se as ondas ordinária e extraordinária. A onda ordinária é representada pelo sinal superior quando $x < 1$ ou quando $x > 1$ e $|\omega_c|v|^* > 1$ e é representada pelo sinal inferior quando $x > 1$ e $|\omega_c|v| < 1$. Estas são as aplicações das regras de Booker^{4 5}.

Façamos uma breve análise na equação do índice geral de refração, acima apresentada. Consideremos alguns casos com respeito a propagação de ondas eletromagnéticas:

1º caso: consideremos que não há colisões entre as partículas do plasma ionosférico, bem como, não há campo magnético. Dessa forma,

$$n^2 = 1 - x,$$

o que implica para $n = 0$, ou seja para que haja reflexão que $x = 1$, ou, de $X = \frac{\omega_N^2}{\omega^2}$, $\omega_N = \omega$, logo $F_N = f$. Na figura 4.1.d, apresentamos a respectiva representação gráfica.

* Onde,

$$\omega_c = (\mu_0 H_0 e/m) \left(\frac{1}{2} \frac{\sin^2 \theta}{\cos \theta} \right)$$

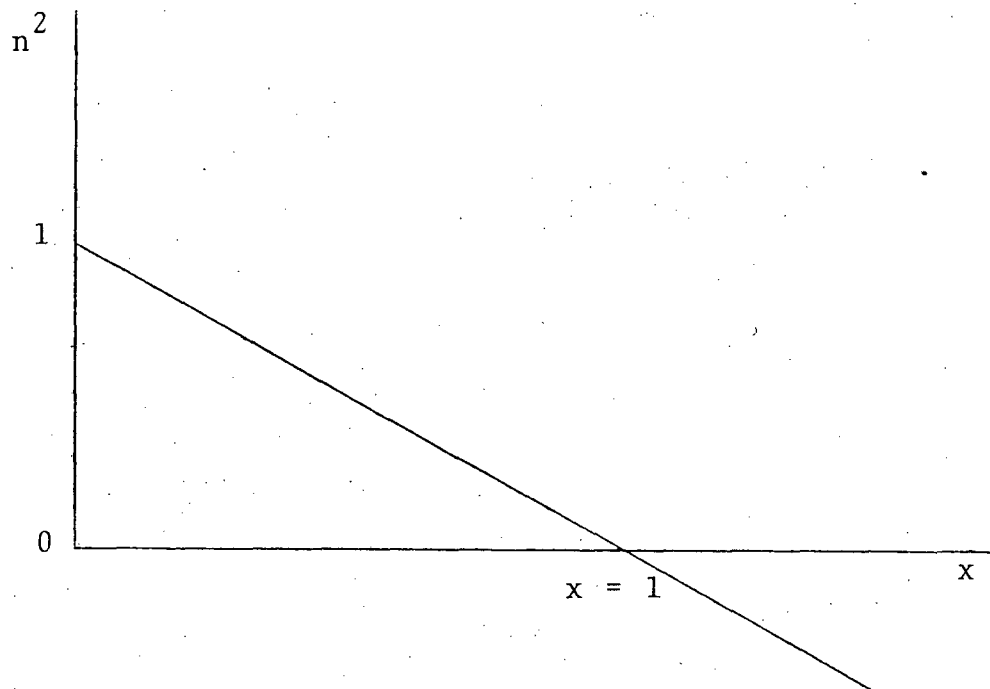


FIG. 4.1.d - Propagação na ausência de campo magnético e de colisões.

$$n^2 = 1 - x \Rightarrow x = 1 \text{ (Reflexão)}$$

$$x = \frac{\omega_N^2}{\omega^2} \Rightarrow f_N = f \text{ (Na reflexão)}$$

f_N = Frequência natural do plasma

f = Frequência da onda enviada

2º Caso: como antes, consideremos que não há colisões entre as partículas do plasma ionosférico, porém, agora há campo magnético. Neste caso, para a onda ordinária (sinal positivo), tem-se a solução $X = 1$ e para a onda extraordinária (sinal negativo), temos duas soluções, $X = 1 - Y^*$ e $X = 1 + Y$. Notamos, que novamente com respeito a onda ordinária, tem-se que, $f_N = f_0^{**}$. Na figura 4.1.e, apresentamos a correspondente representação gráfica.

$$* Y = (Y_T^2 + Y_L^2)^{1/2}$$

** f_0 é a frequência da onda ordinária.

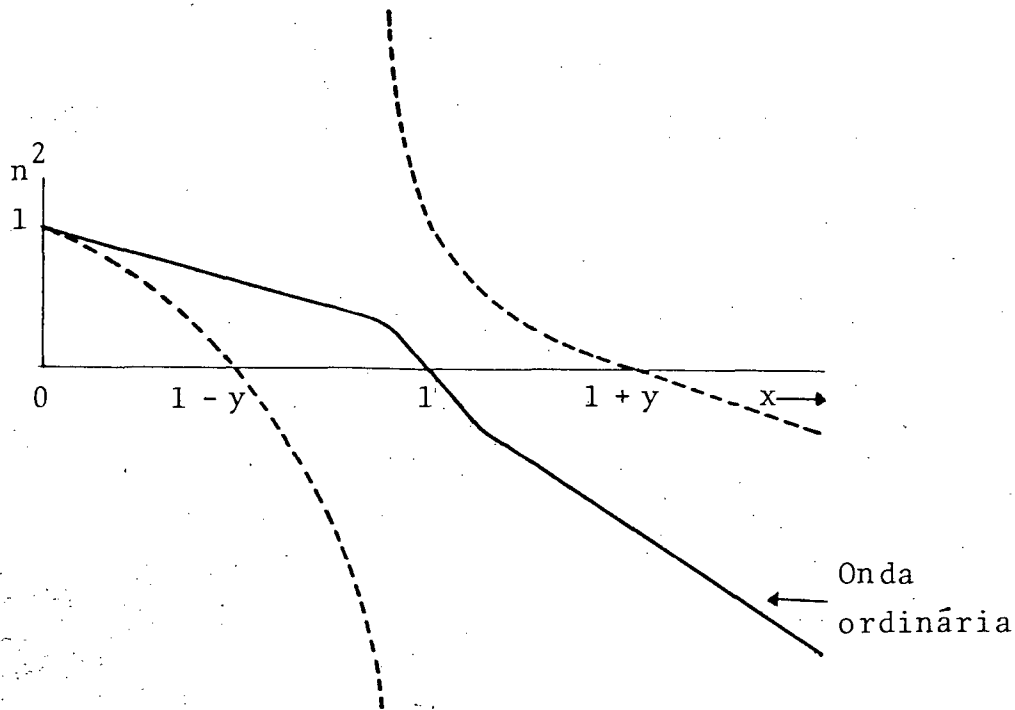


FIG. 4.1.e - Propagação na presença de campo magnético e na ausência de colisões para $y < 1$.

Para a onda ordinária $x = 1 \Rightarrow \omega_N = \omega_0$ e $f_N = f_0$, visto que, $x = \frac{\omega^2 N}{\omega_0^2}$

Para a onda extraordinária $\begin{cases} x = 1 - y \\ x = 1 + y \end{cases}$

$$y = \left\{ \left[\frac{(\mu_0 \cdot H_0 \cdot e/m) \cos \theta}{\omega} \right]^2 + \left[\frac{(\mu_0 \cdot H_0 \cdot e/m) \sin \theta}{\omega} \right]^2 \right\}^{1/2}$$

$\hat{\theta}$ entre \vec{H}_0 e a direção de propagação

Por outro lado, no plasma ionosférico, temos as colisões entre as partículas do mesmo, e a presença do campo magnético da Terra, acarretando com isto, a impossibilidade de uma reflexão total⁴⁴.

Podemos, ainda, acrescentar que as ondas ordinária e extraordinária se polarizam no plasma ionosférico. Estas polarizações são dadas em termos da quantidade

$$R = (-i/Y_L) \left\{ \frac{1}{2} Y_T^2 / (1-X-iZ) + \left[\frac{1}{4} Y_T^4 / (1-X-iZ)^2 + Y_L^2 \right]^{1/2} \right\}.$$

Em geral R é complexo, de maneira que a extremidade do vetor campo magnético \vec{H} descreve uma elipse, inclinada em relação aos eixos ox e oy (figura 4.1.f). Estes eixos indicam as direções principais de polarização.

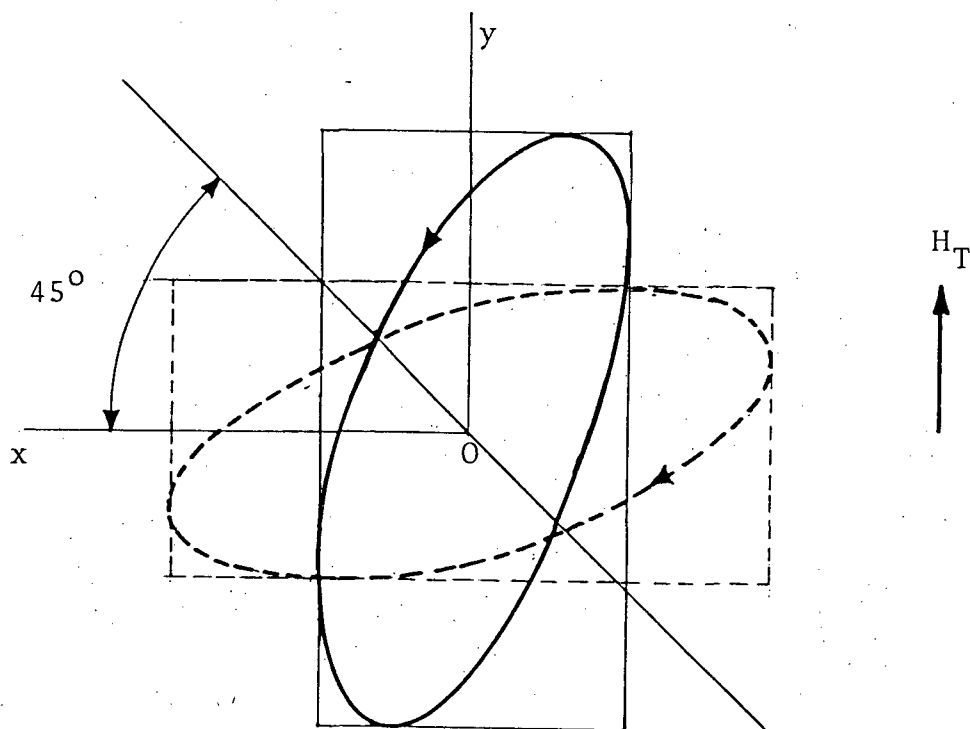


FIG. 4.1.f - Polarizações das ondas ordinária e extraordinária no plano da frente de onda. A projeção do campo magnético terrestre ao longo do eixo oy , representamos por H_T (veja figura 4.1.c). A onda é dirigida para dentro da página, na direção oz . A elipse da onda ordinária (linha contínua) e da extraordinária (linha tracejada) estão relacionadas entre si, conforme mostrado na figura.

Quando uma onda eletromagnética interage com o plasma ionosférico, ela poderá ser, absorvida, refletida ou transmitida. Na figura 4.1.g, apresentamos o comportamento do coeficiente de reflexão (R) em função da frequência para camadas espessas, finas e muito finas. Notamos desta figura que uma camada

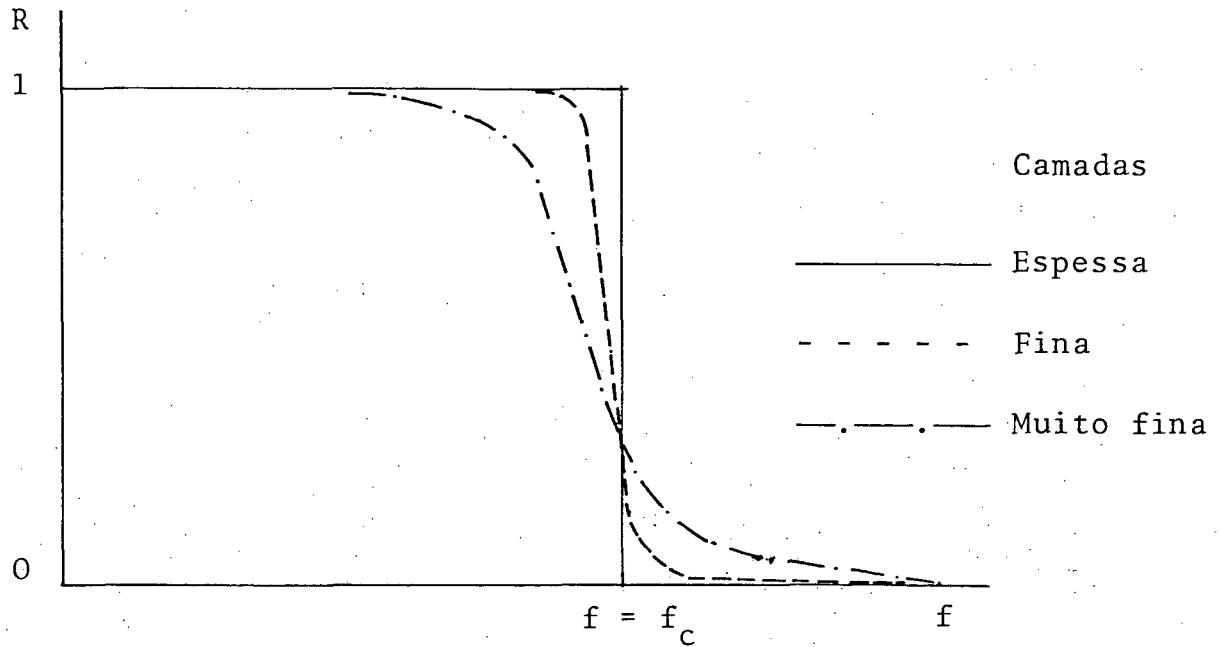


FIG. 4.1.g - Comportamento do coeficiente de reflexão em camadas espessas, finas e muito finas (f_c = frequência crítica).

espessa, reflete totalmente a energia eletromagnética ($R = 1$), até uma dada frequência, chamada frequência crítica (f_c), quando de imediato, deixa totalmente de refletir ($R = 0$).

Como já vimos no capítulo quatro, a energia eletromagnética refletida pela ionosfera, é registrada pela ionossonda, formando os ionogramas.

Na figura 4.1.h, desenhamos um ionograma, sobre o qual identificamos as camadas ionosféricas E, F_1 e F_2 , bem como, os seguintes parâmetros referentes respectivamente as mesmas camadas:

- a) Frequências críticas da onda ordinária (f_oE , f_oF_1 , f_oF_2);
- b) Frequências críticas da onda extraordinária (f_xE , f_xF_1 , f_xF_2);
- c) alturas virtuais ($h'E$, $h'F_1$, $h'F_2$)

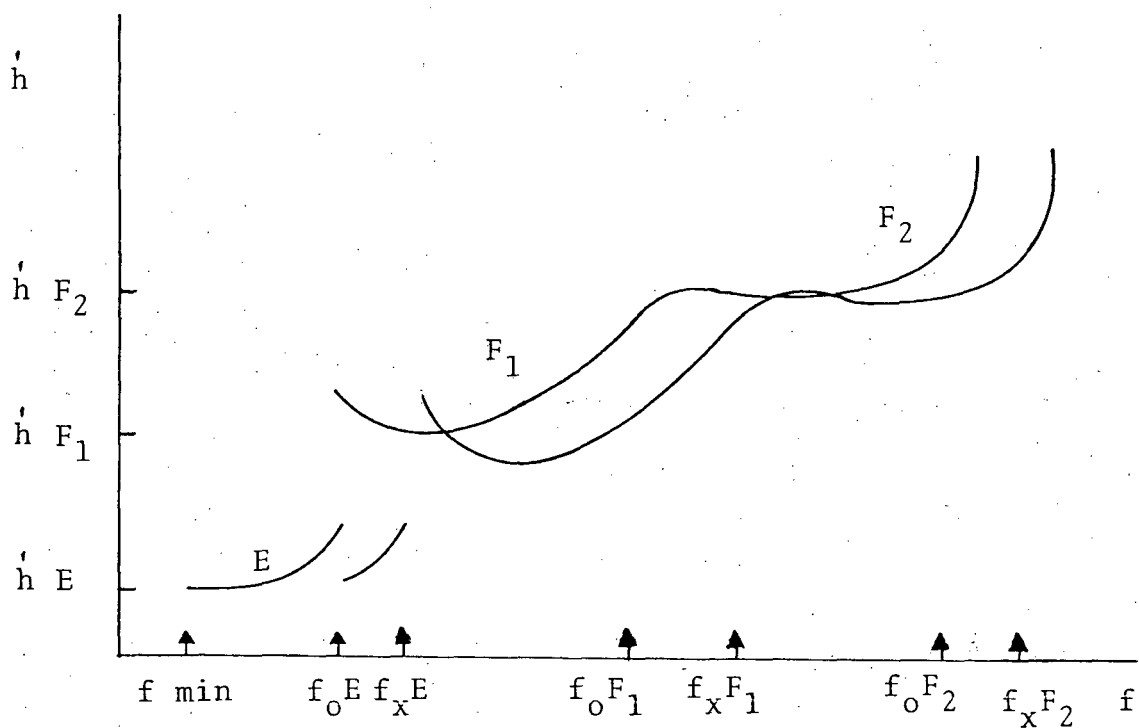


FIG. 4.1.h - Alturas virtuais e frequências críticas.

a menor frequência que é refletida pela ionosfera é representada por f_{\min} .

Recordemo-nos que a frequência crítica é aquela que indica a interface de duas camadas. Nesta região as ondas sofrem uma redução na sua velocidade, devido a mudança de meio e por isso levam um tempo maior para retornarem à ionosonda, há uma retardação e isto explica as curvaturas verificadas nos ionogramas nas regiões de transição de uma camada para outra.

Além das camadas E, F₁, etc, existem as camadas esporádicas E_s, já referidas. Na figura 4.1.i, desenhamos as camadas esporádicas do tipo: (r), (f), (d).

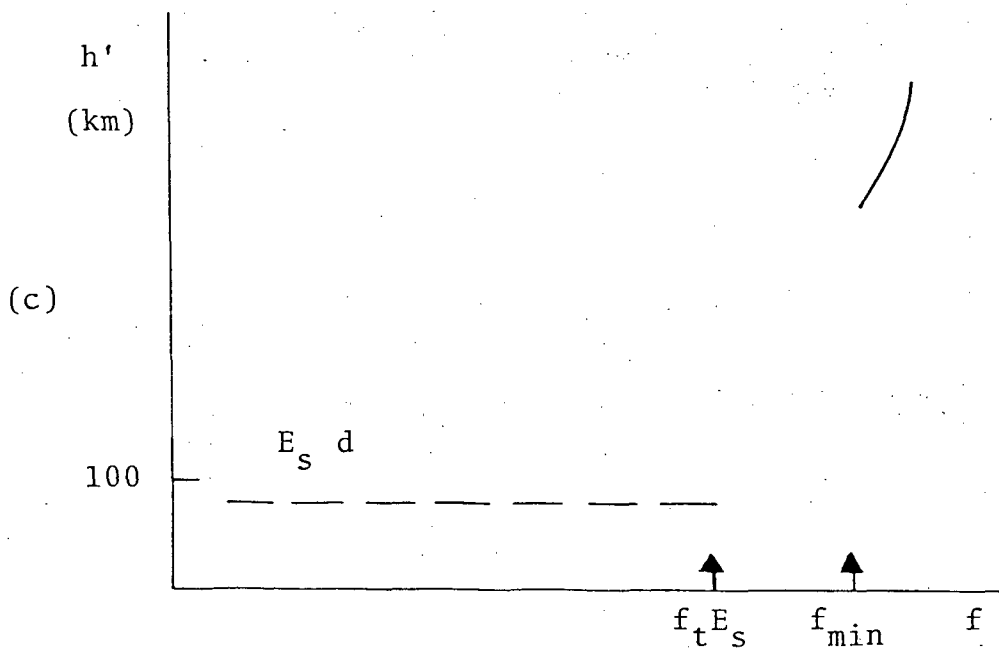
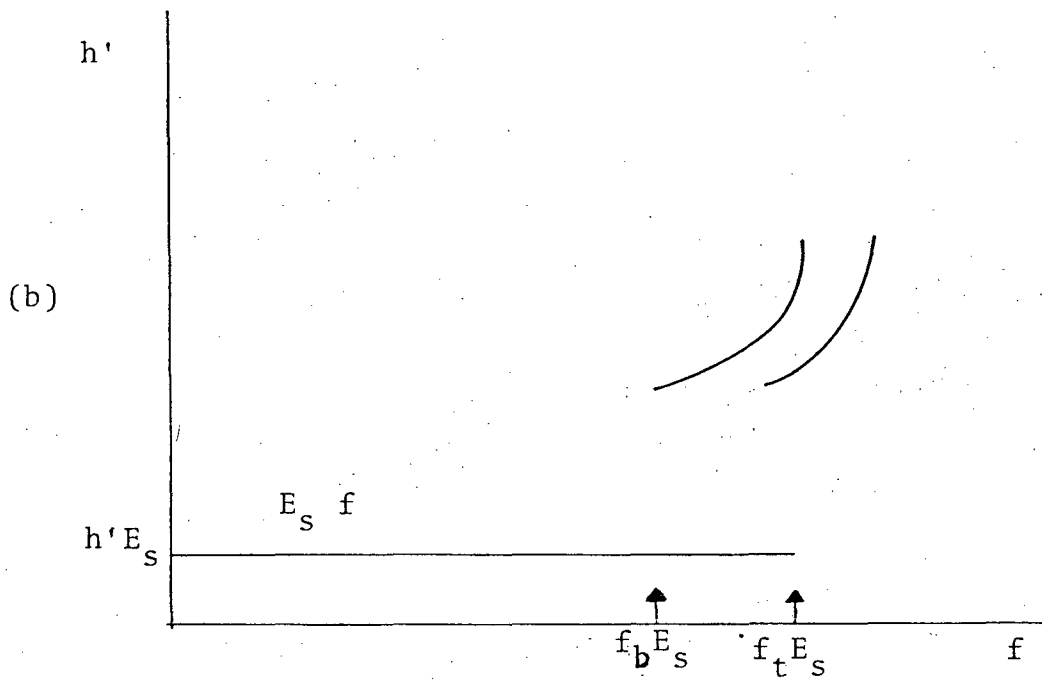
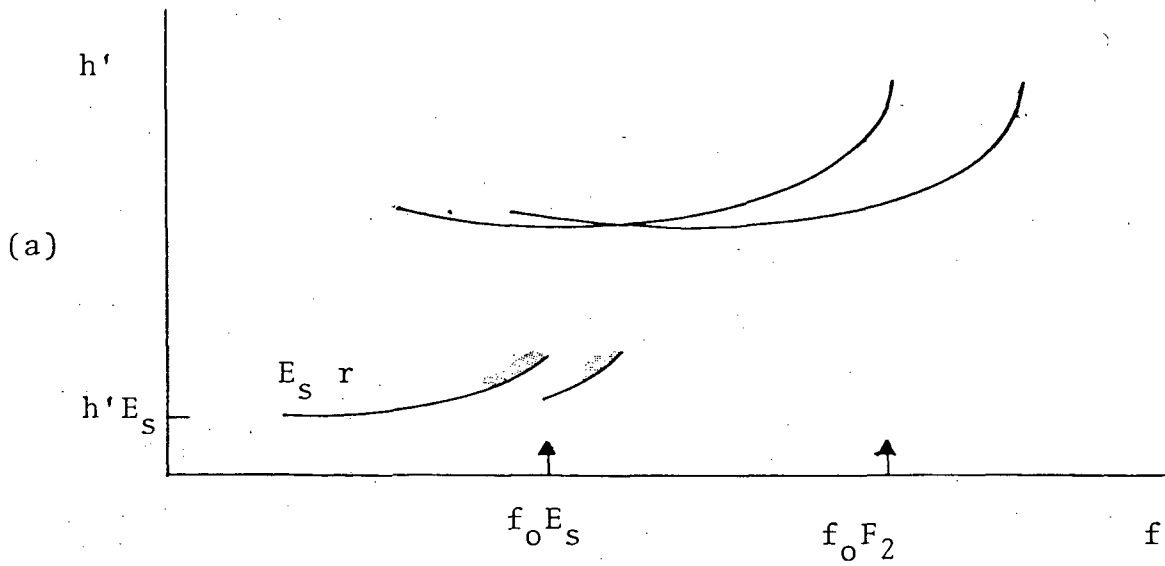


FIG. 4.1.i - Esporádicas do tipo (r), (f), (d).

Na figura 4.1.i (b) assinalamos a frequência de transparência da camada esporádica do tipo f ($f_b E_s$), bem como, sua máxima frequência de reflexão ($f_t E_s$), veja figura 4.1.k.

As esporádicas do tipo (r), representam um nível de concentração eletrônica considerável, bem como, uma significativa espessura. As esporádicas do tipo (f) são menos espessas que as do tipo (r). As esporádicas do tipo (d) apresentam grande absorção e localizam-se abaixo de 90 km, na região D. As esporádicas do tipo (r) e (f) localizam-se a aproximadamente cem (100) km de altitude.

É de particular importância para este trabalho, as frequentes aparições nos ionogramas da região pesquisada em questão, as chamadas, E noturna, que como o próprio nome indica são camadas espessas da ionosfera que aparecem à noite numa altitude aproximada de 90 - 130 km, semelhante à camada E diurna, figura 4.1.j.

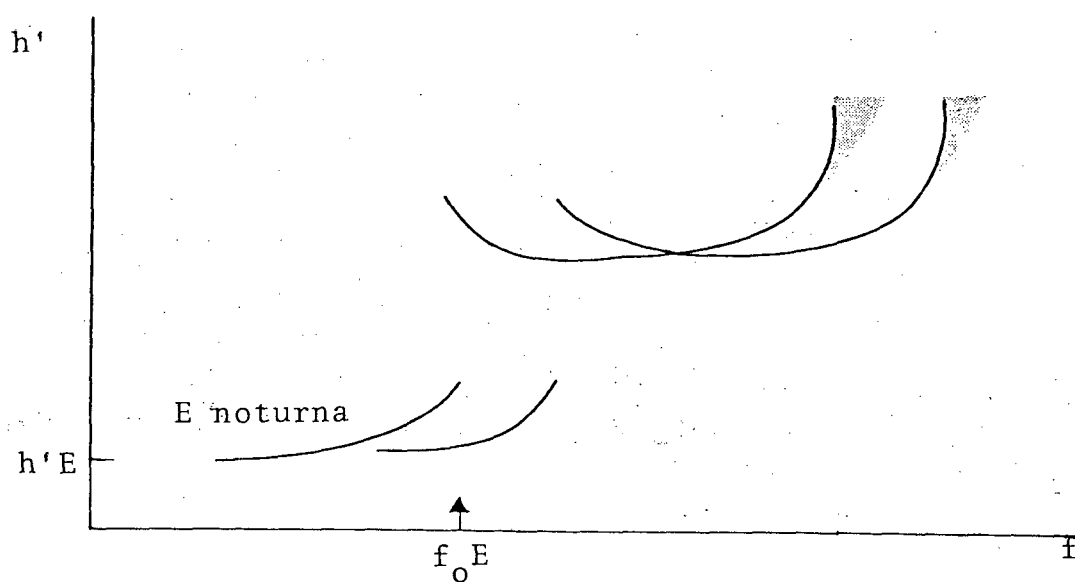


FIG. 4.1.j - Presença da camada E noturna.

Em seguida, nas figuras 4.1.k, 4.1.l, 4.1.m, 4.1.n, apresentamos respectivamente as fotocópias dos ionogramas noturnos obtidos na região pesquisada em questão onde aparecem as esporádicas do tipo (r), (f), (d), bem como, a E noturna. Na figura 4.1.o temos uma fotocópia de um ionograma que não apresenta nem esporádicas, nem E noturna.

0430252801

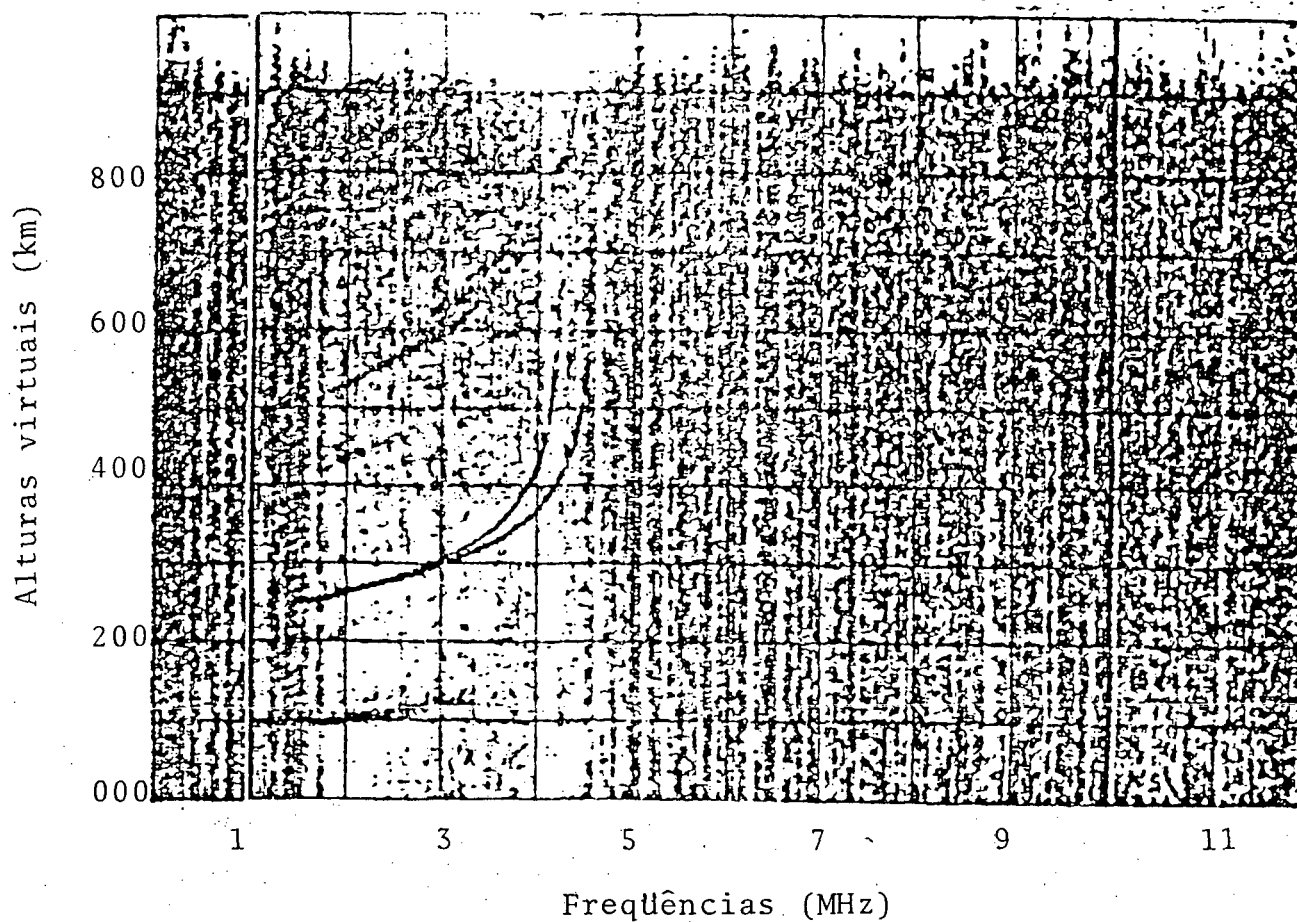


FIG. 4.1.k - Camada esporádica do tipo (r) com:

$f_oE_s = 3,1$ MHz, $h'E_s = 93$ km. Acima da camada esporádica do tipo (r) observa-se o primeiro eco e o segundo eco, referentes a camada (F).

2000254801

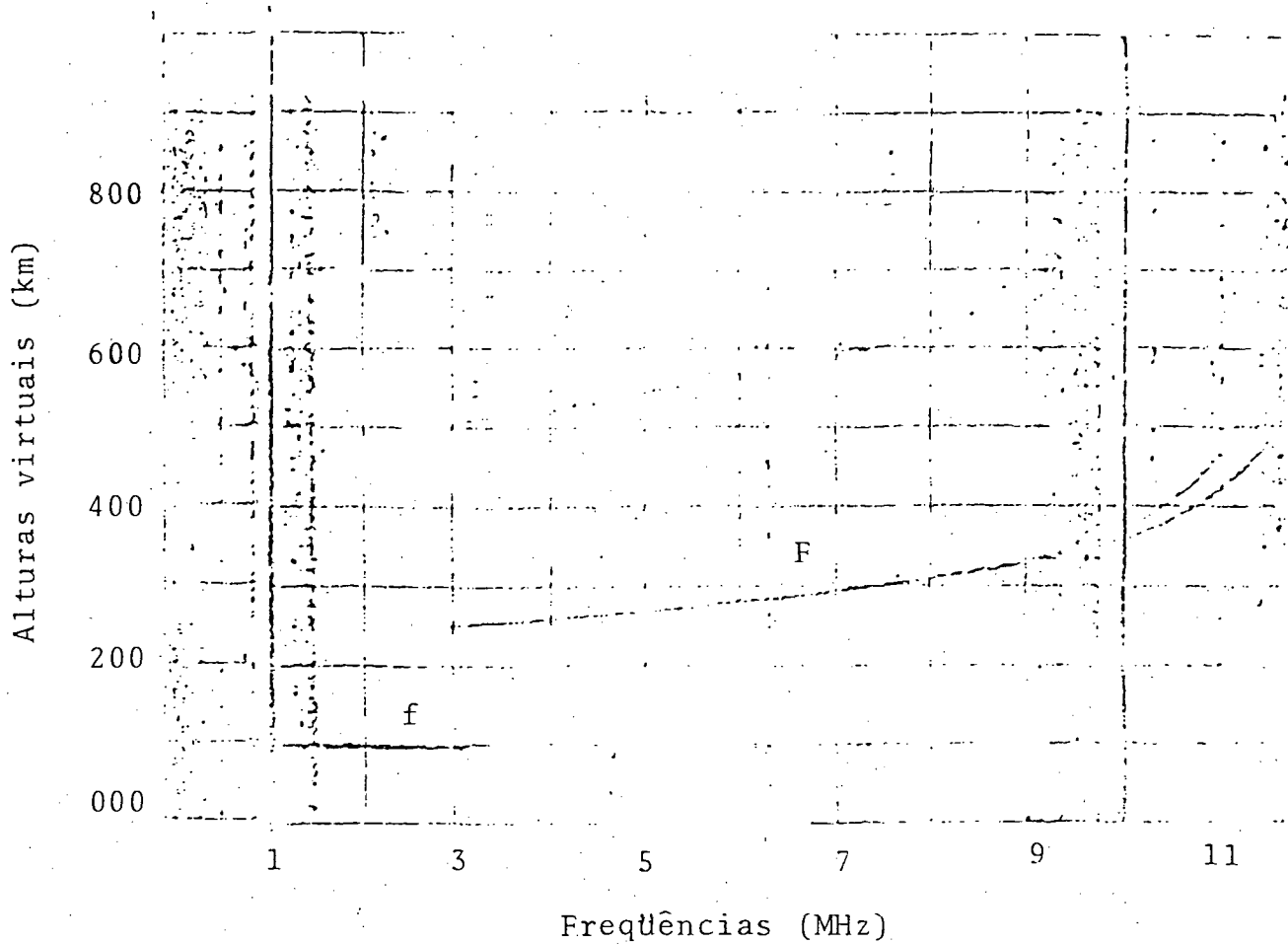


FIG. 4.1.1 - Camada esporádica do tipo (f) com:

$f_b E_s = 2,9$ MHz, $h' E_s = 95$ km. Acima da camada esporádica do tipo (f), à direita, vemos o registro referente a camada (F).

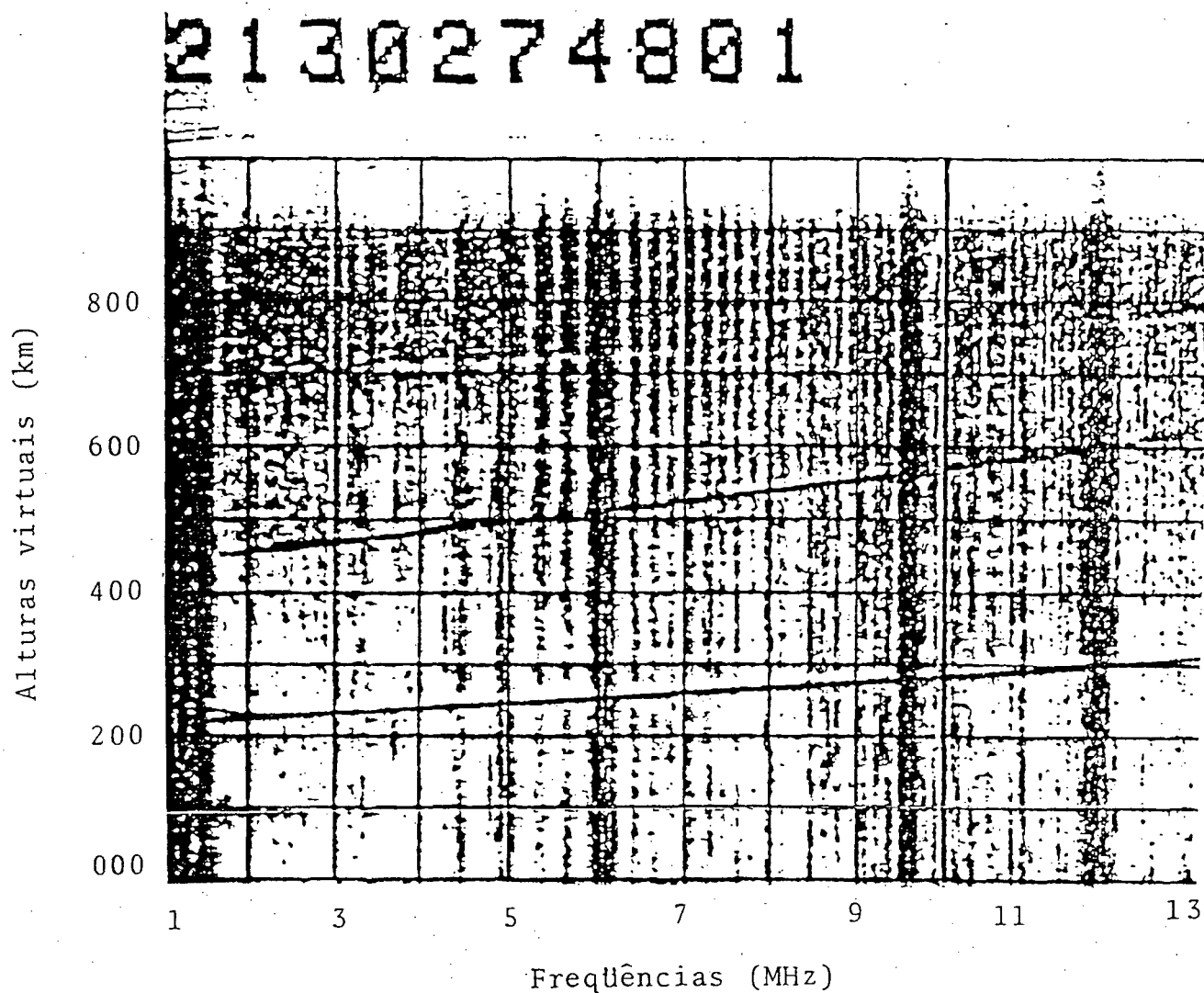


FIG. 4.1.m - Camada esporádica do tipo (d) com:

$f_t E_s = 2,7$ MHz, $h' E_s = 90$ km. Acima da camada esporádica do tipo (d) observa-se o primeiro eco e o segundo eco, referentes a camada (F).

2130154801

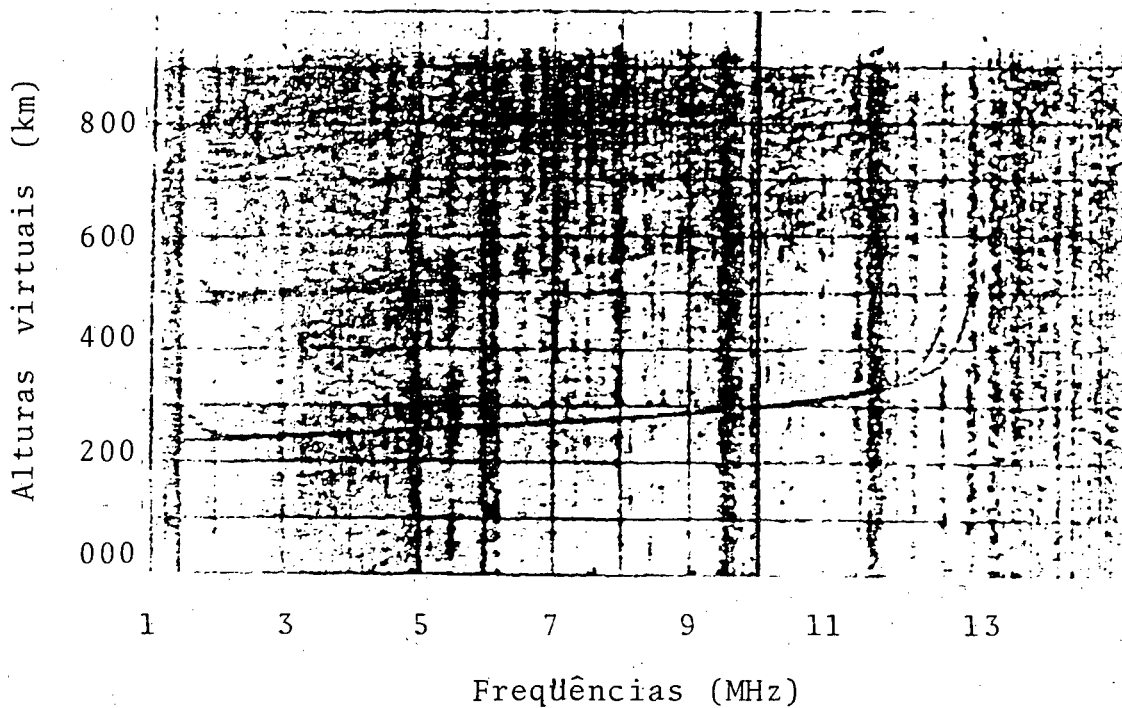


FIG. 4.1.n - Camada E noturna com: $f_x E = 1,6$ MHz. Esta camada é reconhecida pela forma das curvas (retardação observada no lado esquerdo da figura tanto no primeiro eco (registro inferior), como no segundo eco (registro superior)).

0000256801

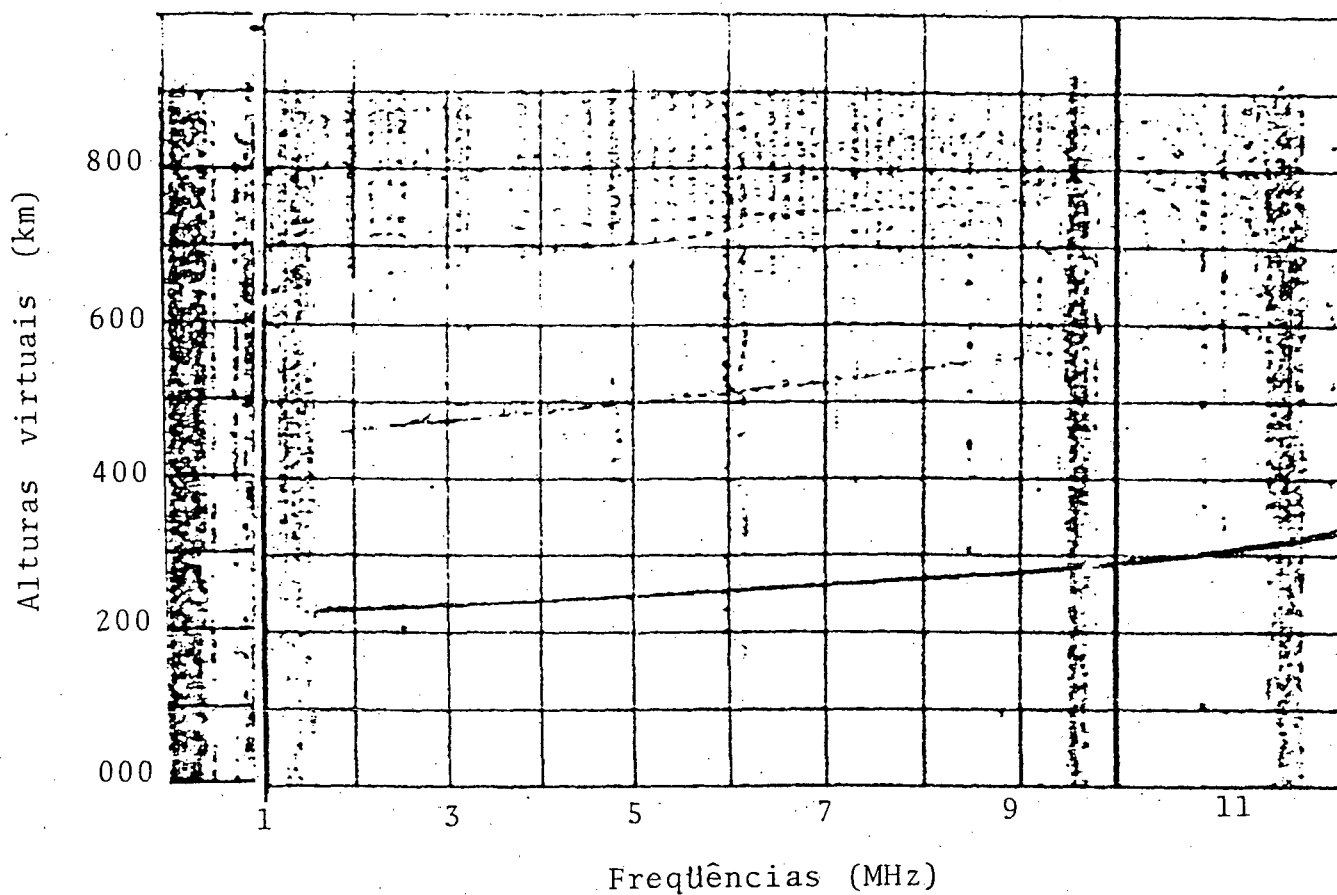


FIG. 4.1.o - Este ionograma não apresenta esporádicas e nem E noturna. Observa-se apenas o primeiro eco (curva inferior) e o segundo eco (curva superior, fracamente registrada).

O cálculo de concentração eletrônica foi feito mediante o seguinte procedimento:

1) Determinação de f_oE ou F_bE_s a partir do ionograma, respectivamente, se for o caso da E noturna ou esporádica.

2) Cálculo da concentração eletrônica, através da seguinte equação da Teoria Magneto-Eletrônica⁴⁴.

$$N = 1,24 \times 10^4 \times f_o^2 \text{ elétrons / cm}^3,$$

onde, f_o (em MHz) é a frequência da onda enviada, que é igual a frequência natural do plasma.

Exemplos:

1) Na figura 4.1.b a camada E tem uma concentração eletrônica aproximada de:

$$f_oE = 2,5 \text{ MHz}$$

$$N = 1,24 \times 10^4 \times (2,5)^2 \text{ elétrons/cm}^3$$

$$N = 7,8 \times 10^4 \text{ elétrons/cm}^3$$

2) Analogamente na figura 4.1.n, teremos para a concentração eletrônica da E noturna:

Neste caso, não podemos determinar diretamente f_oE devido a interferência (ruídos), provocados por emissoras de rádios, etc, que impossibilita a visão do traço ordinário completo que forneceria f_oE . Além da interferência ainda podemos ter a própria absorção para impossibilitar a determinação direta no ionograma de f_oE . Porém, podemos determiná-lo através da determinação de f_xE . Tendo-se f_xE podemos determinar f_oE através da seguinte expressão da Teoria Magneto-Eletrônica,

$$f_oE = \left[f_xE (f_xE - f_B) \right]^{1/2}$$

onde $f_B = 2,7993B$, sendo B dado em gauss e f_B em MHz. A quantidade f_B representa a girofrequência* do plasma ionosférico e para Gaspar

* A girofrequência f_B é a frequência natural de ressonância de um elétron, quando este executa seu movimento em torno de uma linha de campo.

(região da pesquisa) nas alturas da camada E, supomos que, $f_B \cong 0,672$ MHz (veja figura 1.1.a). Assim, voltando a figura 4.1.n, teremos para f_oE ,

$$f_oE \cong 1,2 \text{ MHz}$$

e a concentração eletrônica será então aproximadamente:

$$N = 1,8 \times 10^4 \text{ elétrons/cm}^3$$

e assim analogamente para a esporádica do tipo (r). Para o caso das esporádicas do tipo (f) utilizou-se a frequência de transparência (f_bE_s) ao invés da frequência crítica (f_oE) do raio ordinário.

4.3 - CLASSIFICAÇÃO DOS PERÍODOS*

Quando do cálculo das concentrações eletrônicas subdividimos os períodos em quatro categorias:

- 1) Períodos quietos (PQ)
- 2) Períodos de princípio súbito (P.S.C.)
- 3) Períodos perturbados (PP)
- 4) Períodos de recuperação (P REC Dst)

Estes períodos, com exceção dos períodos de princípio súbito, foram classificados pela soma dos índices Geomagnéticos Planetários Kp (Fornecidos pela Association of Geomagnetism and Aeronomy (IUGG) através do International Service of Geomagnetic Índices) correspondentes a cada período, bem como, pela análise dos índices Kp localizados antes e depois de um dado período classificado. Os períodos de princípio súbito, foram assim classificados, quando da ocorrência

* Convencionamos chamar de período o intervalo de tempo compreendido entre o após anoitecer de um dado dia até o antes do amanhecer do dia seguinte para a região E.

de tal princípio, detectado, através destes índices Kp. Na tabela 4.1.a (apêndice B), apresentamos todos os períodos classificados referentes ao segundo semestre de 1980. Foi com dados obtidos durante estes períodos que desenvolvemos o presente trabalho. É importante frisar que este trabalho refere-se apenas ao horário noturno para a região E da ionosfera. No apêndice D apresentamos o horário do nascer e do por do Sol para esta região (115 km de altitude), obtido com a utilização do ângulo zenital e da declinação do Sol. Os valores desta declinação estão contidos no "Efemérides Astronômicas 1980", editado pelo Observatório Nacional.

CAPÍTULO 5

RESULTADOS

5.1 - INTRODUÇÃO

A figura 5.1.a⁴⁶ refere-se a Wallops Island (lat.: 38°N, long.: 75°0) que é uma região de intensa precipitação de elétrons^{47,48,49,50,51,52}. Esta figura nos apresenta para três instantes diferentes três perfis eletrônicos diferentes correspondentes a três valores diferentes de Kp. Notamos para a região E (região pesquisada no presente estudo) variações diferentes da densidade eletrônica com a altitude conforme os valores de Kp. Assim, para Kp = 3+ a densidade eletrônica é da ordem de 10² a 10³ elétrons/cm³, para Kp = 5+ idem e para Kp = 8 de 10³ a 10⁴ elétrons/cm³. Observa-se nesta mesma figura, que em torno de 100 km de altitude, a variação da densidade eletrônica com a altitude é pequena, para diferentes valores de Kp, porém, abaixo desta altitude e especialmente acima o mesmo não ocorre.

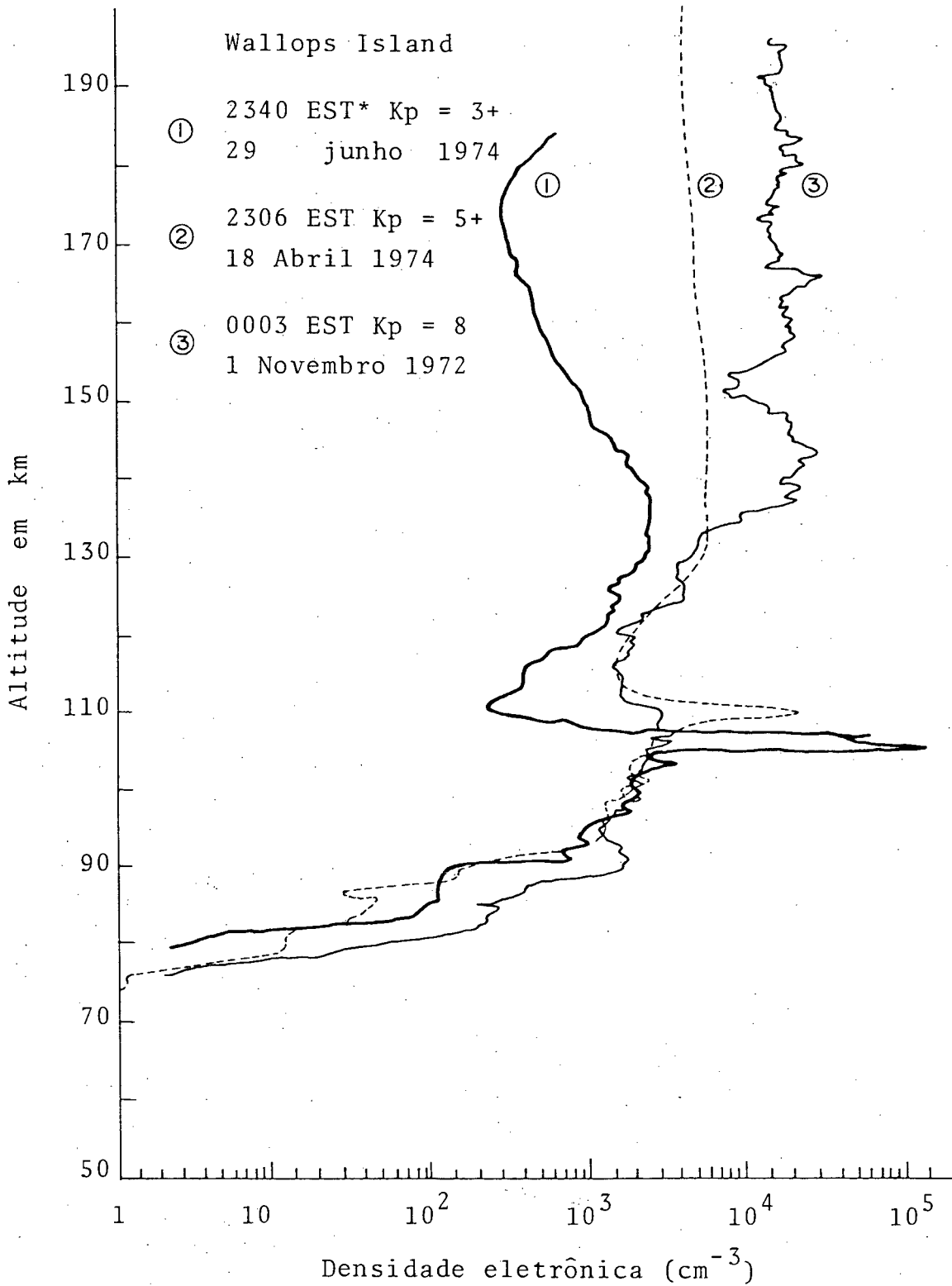


FIG. 5.1.a - Densidade eletrônica para três diferentes valores de Kp com respeito a Wallops Island.

* EST (Eastern Standard Time) é o tempo local de Wallops Island.

Comparando-se as ordens de magnitude acima citadas, para a densidade eletrônica, com aquelas obtidas em Gaspar - SC (presente estudo) verifica-se que as últimas se apresentam de uma forma muito mais intensa. Observando-se, por exemplo, o quadro 1, dos períodos quietos, encontramos densidades da ordem de 10^4 elétrons/cm³, portanto de dez a cem vezes superior a ordem da densidade correspondente as duas "curvas mais quietas" entre as três apresentadas na figura 5.1.a, enquanto vê-se que em relação a curva mais perturbada ($K_p = 8$) tem-se a densidade superior de uma a dez vezes. Ao observarmos o quadro 5 (apêndice C) das esporádicas do tipo (r), encontramos densidades eletrônicas da ordem de até 10^5 elétrons/cm³.

Na determinação das concentrações eletrônicas (N) consideramos no presente estudo apenas aqueles casos em que $N \geq 0,4 \times 10^4$ elétrons/cm³, tendo-se em vista que são os mais significativos.

Nos quadros 1, 2, 3 e 4 (apêndice C), apresentamos a concentração média (\bar{N}) e a porcentagem de ocorrência da camada E noturna em períodos quietos, de princípios súbitos, perturbados e de recuperação do Dst.

Na figura 5.1.b, apresentamos os gráficos correspondentes dos quadros 1, 2, 3 e 4.

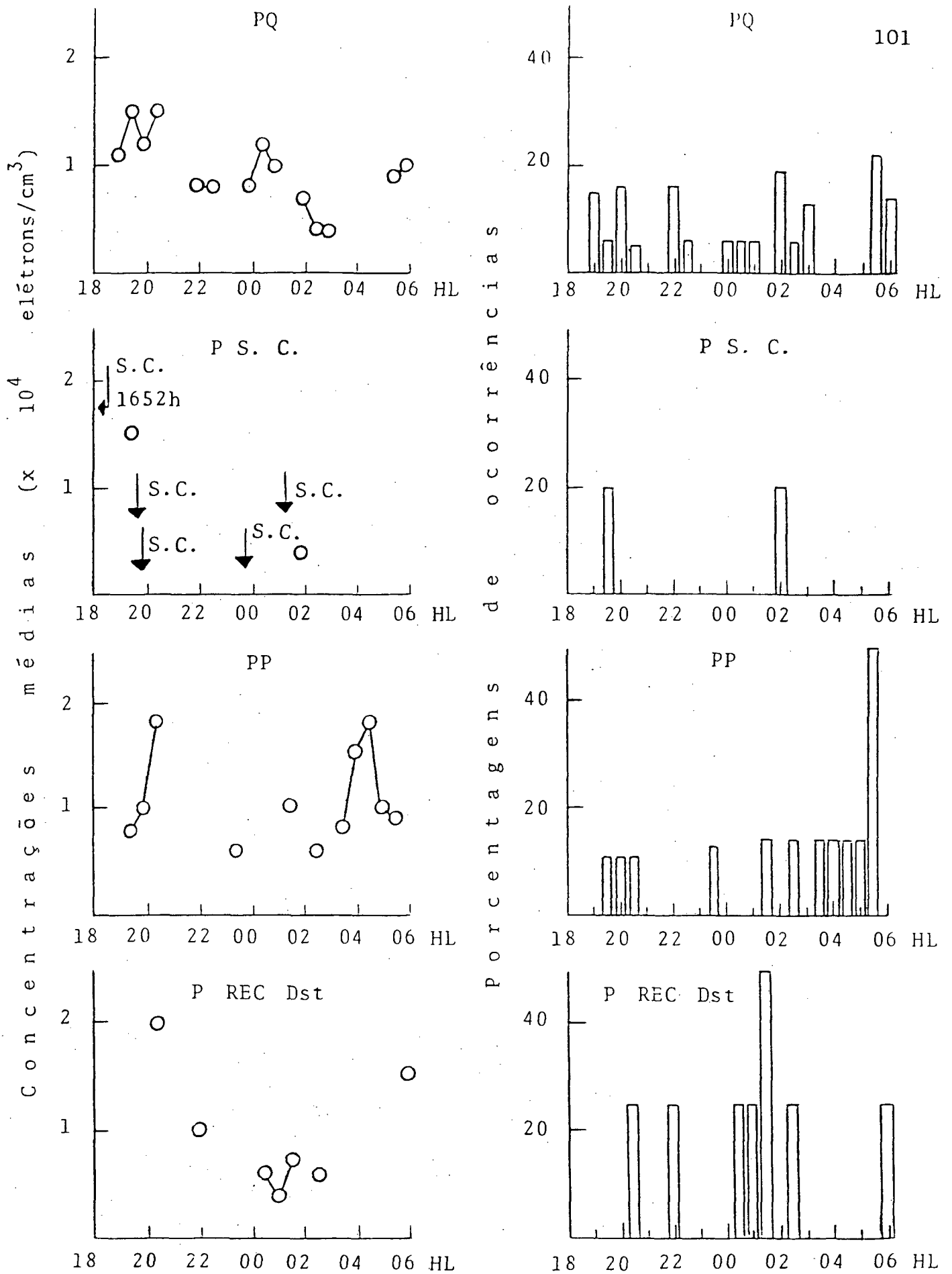


FIG. 5.1.b - Concentrações médias (\bar{N}) e porcentagens de ocorrências com respeito a camada E noturna em períodos quietos (PQ), de princípios súbitos (P S. C.), perturbados (PP) e de recuperação do Dst (P REC Dst). (HL = Hora Local).

Nos quadros 5 e 6 (apêndice C) apresentamos as concentrações de esporádicas do tipo (r), classificadas em períodos quietos e perturbados.

Na figura 5.1.c, apresenta-se o gráfico das porcentagens de ocorrência* da esporádica do tipo (r).

* Quando nos referirmos a ocorrências, com relação a esporádicas (no caso do tipo (r), (f) ou (d)), estaremos considerando que durante um dado período, ocorreram pelo menos uma vez.

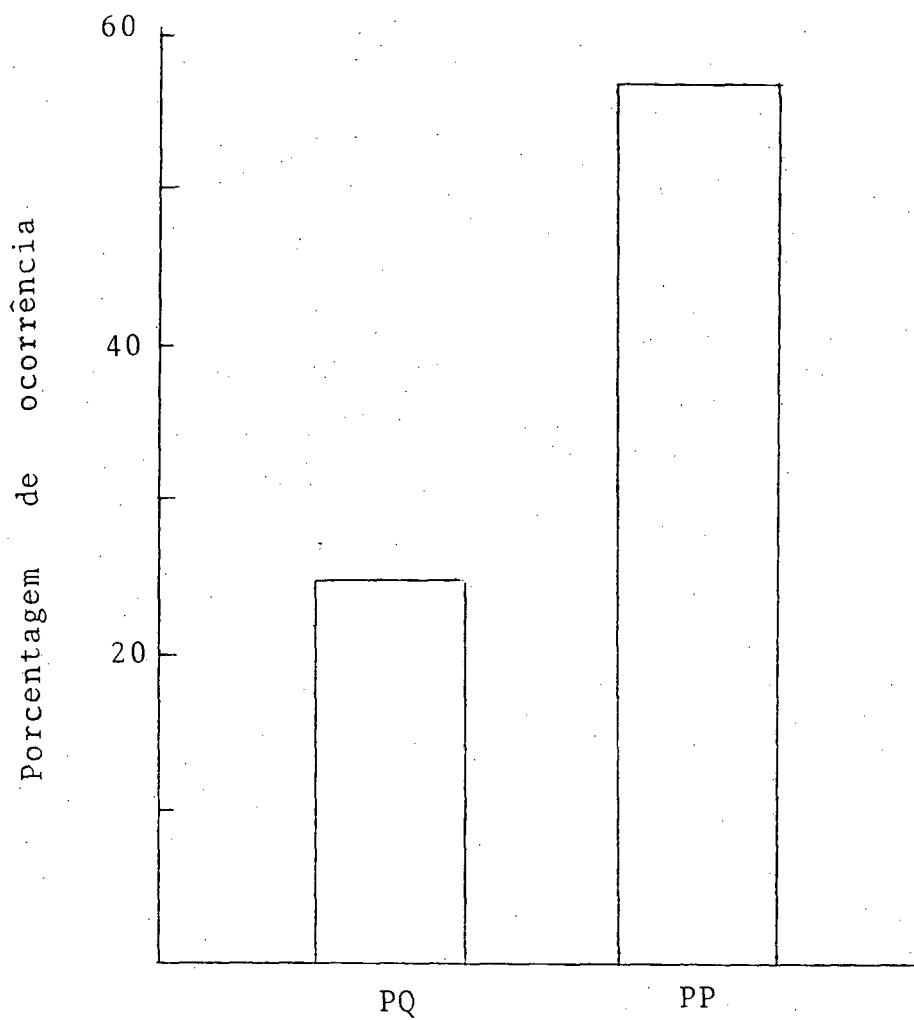


FIG. 5.1.c - Porcentagens de ocorrência da esporádica do tipo (r) em períodos quietos (PQ) e perturbados (PP).

Ainda apresentamos na figura 5.1.d, a porcentagem de ocorrência da esporádica do tipo (d) e na figura 5.1.e, a porcentagem de ocorrência de grandes variações na concentração, $\Delta N \geq 9,0 \times 10^4$ elétrons/cm³, durante um intervalo de trinta minutos, com respeito a esporádica do tipo (f).

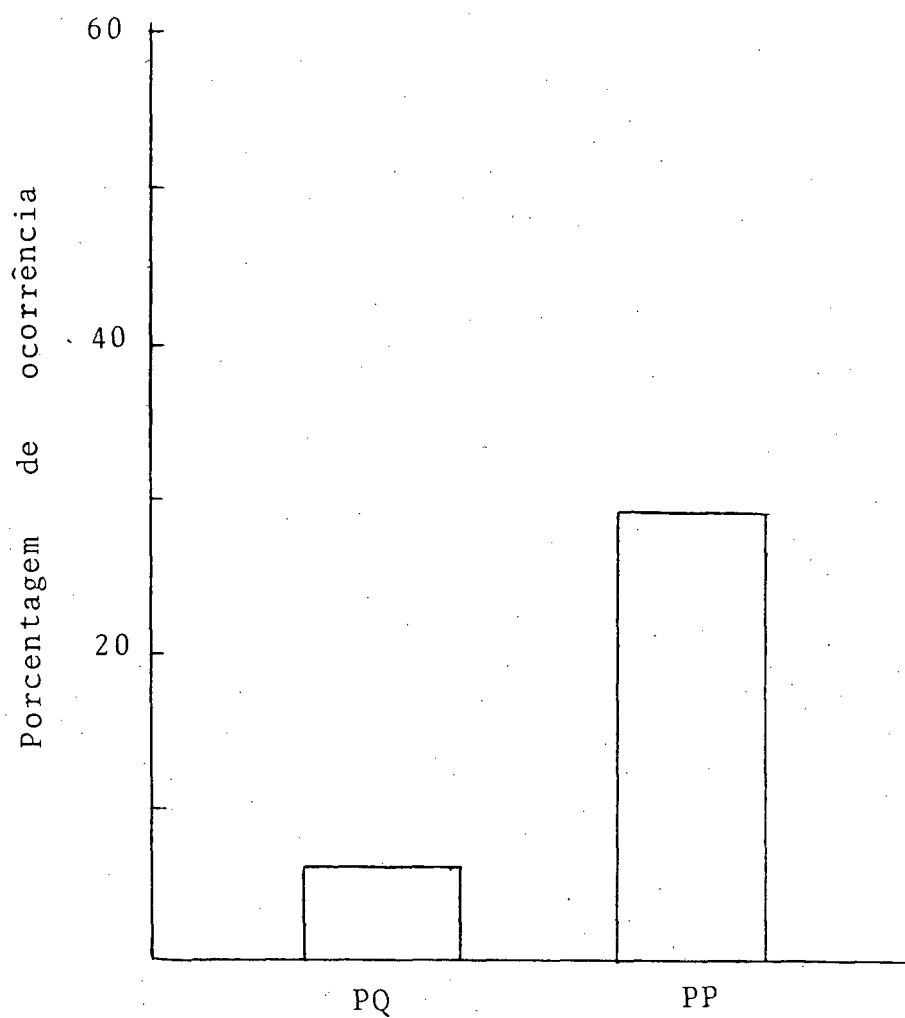


FIG. 5.1.d - Porcentagens de ocorrência da esporádica do tipo (d) em períodos quietos (PQ) e perturbados (PP).

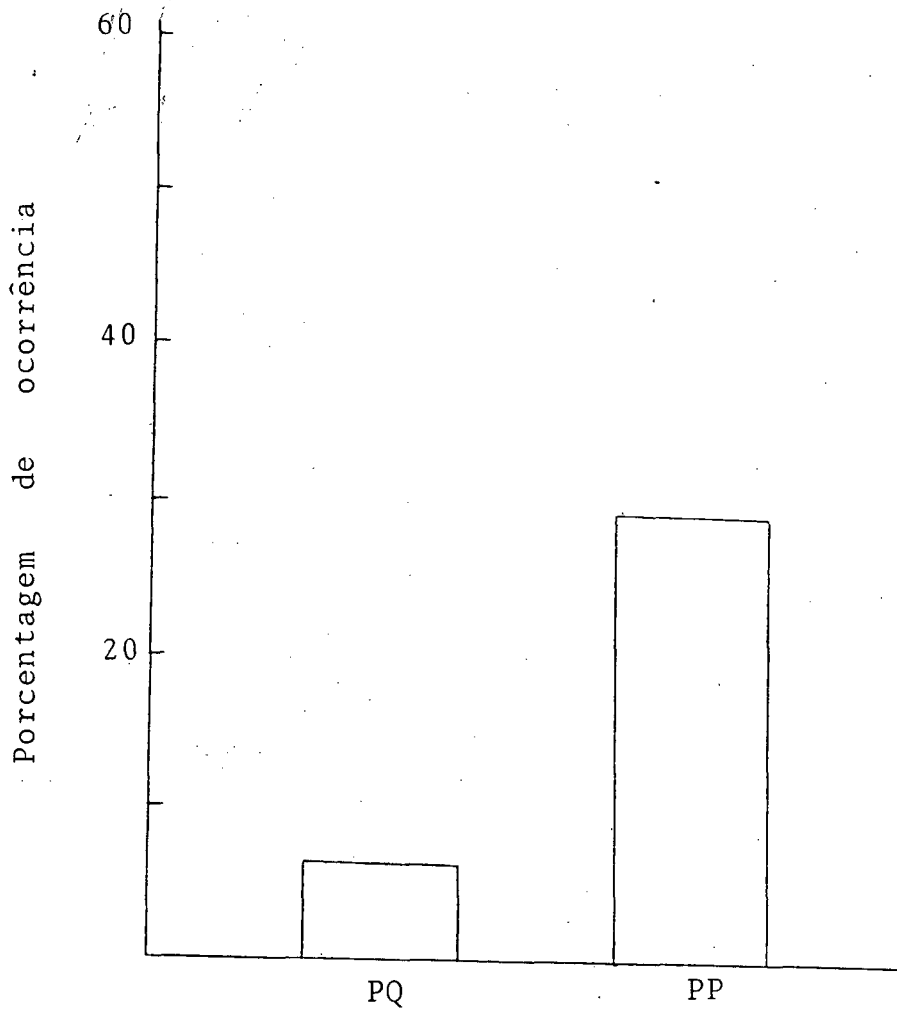


FIG. 5.1.e - Porcentagens de ocorrência de grandes variações, $\Delta N \geq 9,0 \times 10^4$ elétrons/cm³, num intervalo de trinta minutos com respeito a esporádica do tipo (f) em períodos quietos (PQ) e perturbados (PP).

5.2 - ERROS

No caso da camada E noturna, através dos presentes ionogramas, não podemos ver sempre os seus traços e por isto deduzimos a sua frequência crítica (f_oE) através dos traços da camada F. Por outro lado, estes traços (da camada F), não aparecem completamente no ionograma devido a presença de ruídos e/ou absorção (veja capítulo 4). Por isto, de conseqüente extrapolação, podemos cometer erros que avaliamos serem de até 0,3 MHz, o que conseqüentemente produz na densidade eletrônica um erro de até $0,45 \times 10^4$ elétrons/cm³, tendo-se em vista que:

$$N = 1,24 \times 10^4 \times f_o^2 \text{ elétrons/cm}^3 \quad (f_o \text{ em MHz})$$

$$dN = 2,48 \times 10^4 \times f_o df_o \text{ elétrons/cm}^3$$

O menor valor considerado foi de 1,0 MHz para f_xE o que acarreta 0,6 MHz para f_oE conforme a fórmula,

$$f_oE = \left[f_xE (f_xE - f_B) \right]^{1/2}$$

Então, para $f_oE = 0,6$ MHz e como dito $df_o = 0,3$ MHz teremos para dN que:

$$dN = 0,45 \times 10^4 \text{ elétrons/cm}^3$$

5.3 - DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

Analisamos apenas os ionogramas referentes ao período noturno (na região E) tendo-se em vista que, em virtude da sua relativa simplicidade, podemos através de uma interpretação chegar a conclusões, mais seguras, no que diz respeito à precipitação de par-

tículas carregadas na Anomalia Geomagnética Brasileira.

Através do registro de camadas esporádicas e de principalmente E noturna, podemos determinar os níveis de concentração eletrônica e por conseguinte chegar a questões, tais como: se houve ou não precipitação de partículas carregadas (veja seção 1.3).

Inicialmente nossa discussão se restringirá ao estudo da E noturna: enquanto nos períodos quietos, após o por do Sol, os níveis de concentração diminuem gradativamente com o passar do tempo, nos períodos perturbados, tem-se dois picos na concentração, um logo após o anoitecer e o outro por volta das cinco horas da manhã. Nos períodos de recuperação do Dst, ao anoitecer há uma diminuição gradativa na concentração, até por volta de uma hora da madrugada local, quando então ocorre o processo inverso.

A ocorrência de princípio súbito (S.C.), aparentemente inibe o aparecimento da Camada E Noturna (figura 5.1.b). Nos casos em que ocorre E Noturna, durante o período (após ocorrência de um princípio súbito), são comparáveis aqueles que ocorrem em outros períodos, como por exemplo, em períodos quietos. Por outro lado, segundo Abdu, Ananthakrishnan, Coutinho, Krishnan e Reis⁵³, quando ocorre um princípio súbito (S.C.) no mesmo instante, há uma precipitação de partículas carregadas, na Anomalia Geomagnética do Atlântico Sul, na qual a região pesquisada (Gaspar - SC) faz parte. Nota-se da figura 5.1.b, que em relação a camada E noturna, em média os horários perturbados apresentam níveis de concentrações eletrônicas mais elevados do que em períodos quietos ou de recuperação do Dst⁵⁴. De outra forma, nos quadros 5 e 6, das esporádicas do tipo (r), vê-se que, o número de ocorrências dessas esporádicas é maior nos períodos perturbados do que nos períodos quietos, embora o número de períodos perturbados (sete) seja menor do que o número de períodos quietos (dezesesseis).

É importante frisar, como vimos na introdução deste capítulo, que os níveis de concentração eletrônica obtidos na região do presente estudo (Anomalia Geomagnética Brasileira) através da camada E noturna, são muito significativos, tendo-se em vista que são bem mais elevados que aqueles obtidos em Wallops Island (figura 5.1.a) que é uma região própria de precipitação.

Passemos agora a uma breve discussão a respeito das es-

porádicas do tipo (r), (f) e (d):

as esporádicas do tipo (r) se apresentam com grandes concentrações eletrônicas até da ordem de 10^5 elétrons/cm³ (quadros 5 e 6, apêndice C). As esporádicas do tipo (r) são mais comuns nos períodos perturbados com quase 60% de ocorrência (figura 5.1.c).

Com respeito as esporádicas do tipo (f) apenas consideramos as grandes variações rápidas na concentração eletrônica, tendo-se em vista que isto poderia ser uma indicação de precipitação de partículas carregadas, num dado instante, através da ionização de moléculas e átomos da atmosfera (veja seção 1.3). Estas grandes variações rápidas (ΔN), assumimos como sendo $\Delta N \geq 9,0 \times 10^4$ elétrons/cm³, e num intervalo de trinta minutos. Observa-se que a maior porcentagem de ocorrência destas variações se deu em períodos perturbados (figura 5.1.e).

Finalmente é de se notar que a maior porcentagem de ocorrência de esporádicas do tipo (d), foi nos períodos perturbados⁵⁵, com aproximadamente 30% (figura 5.1.d).

CAPÍTULO 6

CONCLUSÕES E DISCUSSÕES

O presente estudo teve por finalidade confirmar a precipitação de partículas carregadas no interior da Anomalia Geomagnética Brasileira, bem como, obter informações sobre a estrutura da ionosfera especialmente da sua região E na ausência da radiação solar.

Inicialmente apresentaremos as:

CONCLUSÕES GERAIS

a) Houve precipitação de partículas carregadas na Anomalia Geomagnética Brasileira, tendo-se em vista as altas densidades eletrônicas na região E, especialmente da camada E noturna.

b) Registramos também, como indício de precipitação, camadas esporádicas do tipo (r) e do tipo (d), bem como, grandes variações na densidade de esporádicas do tipo (f) ($\Delta N \geq 9 \times 10^4$ elétrons/cm³).

c) Os níveis de concentração eletrônica* para a camada E noturna, assim como, as frequências de ocorrência da camada E noturna, de esporádicas do tipo (r) e do tipo (d) e ainda a frequência de ocorrência de grandes variações na densidade eletrônica de esporádicas do tipo (f), foram maiores em períodos perturbados do que em períodos quietos.

d) Futuramente poderemos:

1) Estender esta pesquisa, com esta mesma metodologia, desde o segundo semestre de 1979 até o final de 1982.

2) Realizar uma análise estatística, quando da extensão deste trabalho, acima referida, tendo-se em vista, a maior quantidade de dados.

3) Procurar indícios de precipitação durante o dia através das grandes variações na "frequência de transparência" (f_b) para camadas esporádicas.

4) Estudar as ocorrências de camadas intermediárias, tais como: E₂, F_{0.5}, etc.

* $N \geq 0,4 \times 10^4$ elétrons/cm³

Em seguida relacionamos as conclusões* por períodos (quietos, princípio súbito, perturbados, de recuperação do Dst) com respeito apenas a camada E noturna:

a) Comportamento da camada E noturna em períodos quietos:

a.1) Ocorreu em 63% dos mesmos.

a.2) Os níveis médios de concentração eletrônica diminuem gradativamente com o passar do tempo, a partir do por do Sol, levando aproximadamente de sete a nove horas para ficarem com $\bar{N} < 0,4 \times 10^4$ elétrons/cm³.

a.3) Os maiores níveis de concentração ocorrem ao entardecer.

b) Comportamento da camada E noturna em períodos de princípio súbito:

b.1) A ocorrência de um princípio súbito inibe o aparecimento da camada E noturna na região do presente estudo. Nos casos em que ocorrem a camada E noturna, durante o período (após ocorrência de um princípio súbito), estes casos são comparáveis aqueles que ocorrem em outros períodos, como por exemplo em períodos quietos (veja seção 5.3).

c) Comportamento da camada E noturna em períodos perturbados:

c.1) Ocorreu em 71% dos mesmos.

c.2) Há mais ocorrência da camada E noturna logo após ao anoitecer e pouco antes do amanhecer.

d) Comportamento da camada E noturna em períodos de recuperação do Dst:

d.1) A partir do anoitecer os níveis médios de concentração diminuem gradativamente até aproximadamente a uma hora da madrugada, quando então temos o processo inverso.

* Voltamos a lembrar que estamos considerando apenas os casos em que $N \geq 0,4 \times 10^4$ elétrons/cm³, onde N é a densidade eletrônica.

d.2) Há maior incidência da camada E noturna em torno de uma hora da madrugada.

Pelo que vimos até aqui, podemos afirmar que logo após ao anoitecer e pouco antes do amanhecer, são horários onde ocorrem em média as maiores concentrações eletrônicas para a camada E noturna, sejam em períodos perturbados ou de recuperação do Dst. Tem-se também, que a porcentagem de ocorrência da camada E noturna por período é elevada, sejam em períodos quietos (63%) ou perturbados (71%). Tendo-se em vista estes aspectos apesar da inibição da camada E noturna, quando da ocorrência de um princípio súbito, nos demais períodos a Anomalia Geomagnética Brasileira seria, um "poço", uma entrada de partículas carregadas oriundas dos Cinturões de Van Allen, especialmente do cinturão interior, que precipitariam a partir da sua casca magnética, localizada por $L = 1,19$ (coordenada de McIlwain) que passa pela anomalia em questão (veja figura 1.2.1.d).

Passemos agora as conclusões com respeito a esporádica do tipo (r):

Apresentamos a seguir os índices de ocorrência obtidos para este tipo de esporádicas, figura 5.1.c.

a) Em períodos quietos: 25% (vinte e cinco por cento).

b) Em períodos perturbados: 57% (cinquenta e sete por cento).

Com os dados do segundo semestre de 1980 podemos afirmar o seguinte com respeito as esporádicas do tipo (r) (veja quadros 5 e 6, apêndice C):

a) Em períodos quietos

1) Nos meses de novembro e dezembro tivemos concentrações mais elevadas do que nos meses de junho e julho.

b) Em períodos perturbados

1) Em dezembro tivemos concentrações mais elevadas do que em junho e julho.

Com respeito as esporádicas do tipo (d), obtivemos os seguintes índices de ocorrência, figura 5.1.d:

a) Em períodos quietos: 6% (seis por cento).

b) Em períodos perturbados: 29% (vinte e nove por cento).

Como no caso anterior, a ocorrência de um princípio súbito não implica no surgimento de esporádicas do tipo (d), no período.

Com relação as esporádicas do tipo (f), selecionamos os casos em que houve um grande aumento na concentração eletrônica, obtidos, de duas leituras consecutivas em ionogramas fornecidos a cada trinta minutos. Consideraremos apenas aqueles casos, onde, $\Delta N \geq 9,0 \times 10^4$ elétrons/cm³. Assim tivemos os seguintes índices de ocorrência, figura 5.1.e:

a) Em períodos quietos: 6% (seis por cento).

b) Em períodos perturbados: 29% (vinte e nove por cento).

Nestas condições, após a ocorrência de princípio súbito, a porcentagem de ocorrência desses aumentos foi de 0% (zero por cento).

Verifica-se, também, que em períodos perturbados, tem-se as maiores porcentagens de ocorrência no que diz respeito as esporádicas do tipo (r), (d) ou (f) (figuras 5.1.c, 5.1.d, 5.1.e). No caso das esporádicas do tipo (f) estamos nos referindo as variações (ΔN) acima referidas. Contudo, no caso da camada E noturna, houve uma presença (pelo menos uma vez durante um dado período) em 71% dos mesmos.

APÊNDICE A

COORDENADAS B E L OU COORDENADAS DE MCILWAIN^{5 6}

Tendo-se em vista que a representação do campo magnético da Terra, como de dipolo, tem se mostrado insuficiente para o estudo de partículas presas magneticamente, McIlwain, elaborou um sistema de coordenadas, que tem se mostrado adequado, constituído pela magnitude do campo magnético (B) e por um parâmetro $L = (B, I)$, onde a quantidade (I) é uma integral invariante originária do invariante adiabático longitudinal (J)^{1 2}, dado por,

$$J = \oint P_{\parallel} ds = \text{constante} \quad (1)$$

onde P_{\parallel} é o momentum da partícula ao longo da linha de campo e ds é um elemento de comprimento ao longo da mesma linha. A integral refere-se a uma oscilação completa da partícula entre os pontos espelhos (veja seção 1.2.1). Por sua vez, a quantidade (I) é definida então por,

$$I = P^{-1} \oint P_{\parallel} ds, \quad (2)$$

na ausência de campo elétrico. A grandeza (P) é o momentum total de uma partícula presa (veja seção 1.2.1). Nesta equação (2), (P_{\parallel}) e (ds), são como no caso da equação (1).

Se nós admitimos que os invariantes adiabáticos são conservados para uma dada partícula^{1 2}, então os valores de (I) são os mesmos para cada ponto do espaço no qual a partícula tem a sua trajetória.

Os pontos no espaço que tem os mesmos valores de B e I formam um anel em cada hemisfério. A superfície que liga estes dois anéis chama-se Casca Magnética. É sobre esta Casca Magnética que a partícula se desloca.

As partículas que passam através de uma dada linha de

força, continuam aproximadamente sobre a Casca Magnética que passa através da linha de força acima referida. Assim é interessante encontrar um parâmetro de identificação de cascas magnéticas, pois desta forma teremos uma identificação espacial da distribuição de partículas presas. Tal parâmetro chama-se L.

Como cada B e I constantes identificam uma dada casca magnética, pode-se achar uma função de somente B e I, para localizar-se cascas magnéticas. Tal função $f(B, I)$, que tem uma correta dependência longitudinal e que é constante ao longo de linhas de força, foi escolhida para identificar os valores de L, que por sua vez, portanto, identificaram as cascas magnéticas. O problema, portanto, é achar a $f(B, I)$, para que possamos identificar as cascas magnéticas.

Tal função $f(B, I)$ poderá ser achada empiricamente através da análise de funções $I_i = g_i(B)$ ao longo de linhas de força, calculadas com a representação do Campo Magnético da Terra. No entanto, não precisamos fazer isto, visto que a média das funções $g_i(B)$ ao redor da casca magnética é bem representada por uma função obtida de um campo dipolar⁵⁶.

Sabemos que a integral invariante (I) para uma dada latitude magnética λ em um campo dipolar e para uma linha de campo localizada por uma distância radial equatorial igual a R_0 é dada por:

$$I = 2R_0 \int_0^Y \left\{ 1 - \left[\left(\frac{1+3Y_a^2}{1+3Y^2} \right)^{1/2} \left(\frac{1-Y^2}{1-Y_a^2} \right)^3 \right]^{1/2} \right\} (1+3Y_a^2)^{1/2} dY_a \quad (3)$$

ou

$$I = R_0 h_1(\lambda) \quad (4)$$

onde $Y = \text{sen} \lambda$. Por outro lado, o campo de um dipolo é

$$B = \frac{M}{R_0^3 \cos^6 \lambda} (1 + 3\text{sen}^2 \lambda)^{1/2} \quad (5)$$

e M = Momento magnético do dipolo. De (5) vê-se que

$$R_o^3 B/M = h_2 (\lambda) . \quad (6)$$

Das equações (4) e (6) fica-se com:

$$I^3_{B/M} = R_o^3 B/M h_1^3 (\lambda)$$

$$I^3_{B/M} = R_o^3 B/M h_3 (R_o^3 B/M)$$

$$I^3_{B/M} = h_4 (R_o^3 B/M)$$

e assim,

$$R_o^3 B/M = F(I^3_{B/M}) . \quad (7)$$

Dessa forma, utilizando-se esta equação (7) definiu-se o parâmetro L para uma dada casca magnética para um ponto do campo magnético da Terra pela equação

$$L^3 B/M = F(I^3_{B/M}) \quad (8)$$

onde (I) e (B) são calculados mediante a representação do campo da Terra e (F) é a função da equação (7) calculada com a representação dipolar.

Para um campo dipolar perfeito, a coordenada L e portanto a f (B, I), tem um valor análogo a uma distância física. O valor de L indicará a distância equatorial radial geomagnética de uma dada casca magnética, figura A.1.

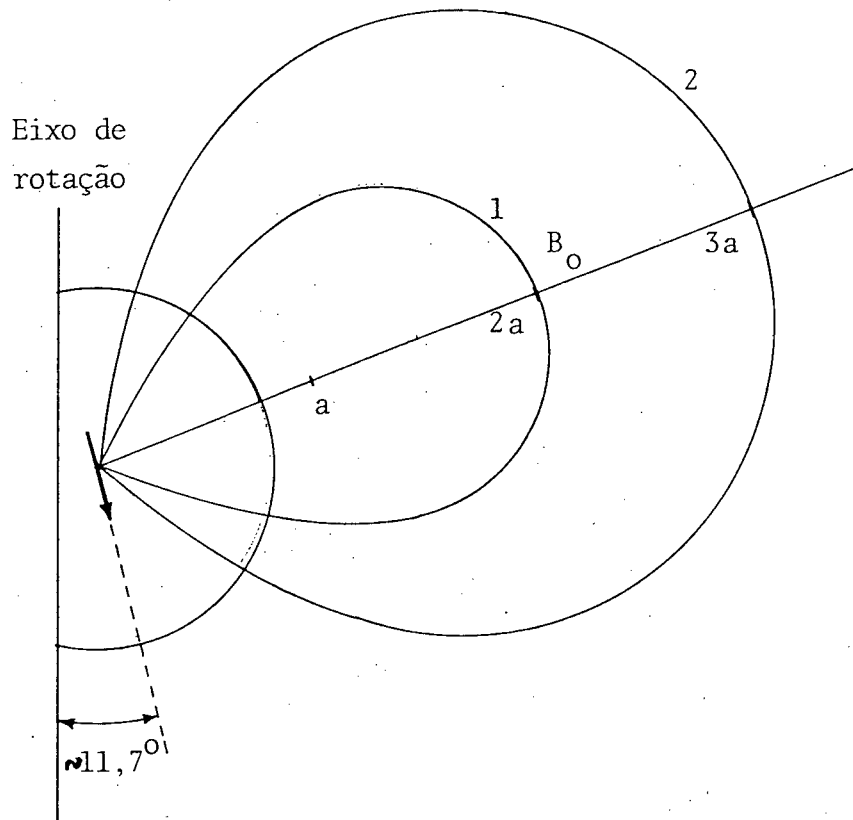


FIG. A.1 - Valores da coordenada L para um campo magnético dipolar. Para a casca magnética (1), teríamos $L = 2a$ e $B = B_0$.

Continuação da Tabela 4.1.a

A G O S T O - 1 9 8 0													
IPQ	DDA	ΣKp	IP S.C.	DDA	HL	ΣKp	IPP	DDA	ΣKp	IP REC Dst	DDA	ΣKp	
1	214	3-	5	218	21:10	10+	-	-	-	-	-	-	
15	228	40	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
24	237	2-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
S E T E M B R O - 1 9 8 0													
IPQ	DDA	ΣKp	IP S.C.	DDA	HL	ΣKp	IPP	DDA	ΣKp	IP REC Dst	DDA	ΣKp	
2 FI	246	30	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
23	267	3+	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
25	269	5-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
26	270	4-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	
30	274	0+	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	

O U T U B R O - 1 9 8 0													
IPQ	DDA	ΣKp	IP S.C.	DDA	HL	ΣKp	IPP	DDA	ΣKp	IP REC Dst	DDA	ΣKp	
2 FI	276	1-	14	288	16:52	14-	10	284	22+	-	-	-	-
27	301	10	17 FI	291	22:13	160	25	299	15+	-	-	-	-
28	302	20	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

N O V E M B R O - 1 9 8 0													
IPQ	DDA	ΣKp	IP S.C.	DDA	HL	ΣKp	IPP	DDA	ΣKp	IP REC Dst	DDA	ΣKp	
2	307	50	24	329	19:59	130	27	332	15+	-	-	-	-
4	309	6-	25	330	01:21*	15+	30	335	180	-	-	-	-
5	310	4+	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
8	313	6-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

* Note que refere-se ao dia 26/11/80.

Continuação da Tabela 4.1.a

D E Z E M B R O - 1 9 8 0												
IPQ	DDA	ΣKp	IP S.C.	DDA	HL	ΣKp	IPP	DDA	ΣKp	IP REC Dst	DDA	ΣKp
5	340	3+	18	353	01:56*	16-	11	346	15+	-	-	-
6 FI	341	5o	29	364	04:38**	13-	19	354	16+	-	-	-
23	358	2+	-	-	-	-	20	355	16+	-	-	-
24	359	5+	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Onde,

IPQ = Início dos períodos quietos (dia do mês)

DDA = Dia do ano

ΣKp = Somatório dos quatro índices geomagnéticos planetários correspondentes a cada período.

Para fins deste somatório, consideramos o início dos períodos as 18:00 h (local) e seu término as 06:00 h (local) da manhã seguinte.

IP S.C. = Início dos períodos de princípio súbito (dia do mês)

HL = Hora local

IPP = Início dos períodos perturbados (dia do mês)

IP REC Dst = Início dos períodos de Recuperação devido a ocorrência de um Dst (dia do mês)

FI = Falta ionogramas

* Note que refere-se ao dia 19/12/80.

** Note que refere-se ao dia 30/12/80.

QUADRO 2 - Concentrações eletrônicas médias (\bar{N}) e porcentagens de ocorrências, com respeito a camada E noturna, em períodos de princípio súbito (S. C.)

OBS: O quadro abaixo está subdividido de meia em meia hora: 18:00; 18:30 h; etc. Este quadro refere-se aos ionogramas interpretados.

HL	18	19	20	21	22	23	00	01	02	03	04	05	06
NO	02	02	03	05	05	05	05	05	05	05	05	05	02
NE	00	00	01	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
%0	00	00	20	00	00	00	00	00	00	00	00	00	00
CM	-	-	1,5	-	-	-	-	-	0,4	-	-	-	-

Onde,

HL = Idem, quadro 1

NO = Idem, quadro 1

NE = Idem, quadro 1

%0 = Idem, quadro 1

CM = Idem, quadro 1

QUADRO 3 - Concentrações eletrônicas médias (\bar{N}) e porcentagens de ocorrências, com respeito a camada E noturna, em períodos perturbados.

OBS: O quadro abaixo está subdividido de meia em meia hora: 18:00 h; 18:30 h; etc. O quadro refere-se aos ionogramas interpretados.

HL	18	19	20	21	22	23	00	01	02	03	04	05	06
NO	05	07	09	09	09	09	08	07	07	07	07	07	04
NE	00	00	01	01	00	00	01	00	01	00	01	01	02
%0	00	00	11	11	00	00	13	00	14	00	14	14	50
CM	-	-	0,8	1,0	1,8	-	0,6	-	1,0	0,6	0,8	1,5	1,0
													0,9
													-

Onde,

HL = Idem, quadro 1

NO = Idem, quadro 1

NE = Idem, quadro 1

%0 = Idem, quadro 1

CM = Idem, quadro 1

QUADRO 4 - Concentrações eletrônicas médias (\bar{N}) e porcentagens de ocorrências, com respeito a camada E noturna, em períodos de recuperação do Dst.

OBS.: O quadro abaixo está subdividido de meia em meia hora: 18:00 h; 18:30 h; etc. O quadro refere-se aos ionogramas interpretados.

HL	18	19	20	21	22	23	00	01	02	03	04	05	06
NO	04	04	04	04	04	04	04	04	04	04	04	04	04
NE	00	00	00	01	00	00	00	01	02	00	00	00	00
%0	00	00	00	25	00	00	00	25	50	00	00	00	25
CM	-	-	-	2,0	-	1,0	-	0,6	0,7	-	0,6	-	1,5

Onde,

HL = Idem, quadro 1

NO = Idem, quadro 1

NE = Idem, quadro 1

%0 = Idem, quadro 1

CM = Idem, quadro 1

QUADRO 5 - Concentrações eletrônicas obtidas de esporádicas do tipo (r), em períodos quietos ($\times 10^4 \frac{\text{elétrons}}{\text{cm}^3}$).

OBS: O quadro abaixo está subdividido de meia em meia hora: 18:00 h; 18:30 h; etc. Este quadro refere-se aos inogramas interpretados.

		H O R A L O C A L												
DDM	DDA	18	19	20	21	22	23	00	01	02	03	04	05	06
05/06	157	-	-	-	5,5	-	-	-	-	-	-	-	-	-
01/07	183	-	-	-	-	5,5	-	-	-	-	-	-	-	-
05/11	310	-	-	-	25,1	-	-	10,4	-	-	-	-	-	-
23/12	358	-	-	-	07,1	-	-	-	-	-	-	-	-	-
24/12	359	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-

Onde,

DDM = dia do mês

DDA = dia do ano

QUADRO 6 - Concentrações eletrônicas obtidas de esporádicas do tipo (r), em períodos perturbados ($\times 10^4 \frac{\text{elétrons}}{\text{cm}^3}$)

OBS: O quadro abaixo está subdivido de meia em meia hora: 18:00 h; 18:30 h; etc. Este quadro refere-se aos ionogramas interpretados.

		H O R A L O C A L												
DDM	DDA	18	19	20	21	22	23	00	01	02	03	04	05	06
11/06	162	-	-	-	-	-	-	-	7,1	-	-	-	-	-
25/07	207	-	4,5	-	-	5,5	-	-	-	-	-	-	-	-
26/07	208	-	-	-	-	-	-	-	3,6	-	4,0	-	-	-
25/10	299	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-	-
11/12	346	-	-	-	-	5,5	-	-	-	-	-	-	-	-
12/12	347	-	-	-	-	-	-	-	10,4	12,7	7,8	7,1	3,6	-

Onde,

DDM = dia do mês

DDA = dia do ano

APÊNDICE D

NASCER E POR DO SOL EM GASPAR - SC, NUMA ALTITUDE DE 115 km.

Hora Local

- 1980 -

<u>JUNHO</u>			<u>JULHO</u>		
DDM*	Nascer	Por do Sol	DDM	Nascer	Por do Sol
01	06:12 h	18:24 h	01	06:18 h	18:24 h
15	06:18	18:24	15	06:18	18:30
<u>AGOSTO</u>			<u>SETEMBRO</u>		
01	06:12	18:36	01	05:48	18:54
15	06:06	18:42	15	05:30	18:54
<u>OUTUBRO</u>			<u>NOVEMBRO</u>		
01	05:12	19:06	01	04:42	19:24
15	05:00	19:12	15	04:30	19:36
<u>DEZEMBRO</u>					
01	04:30	19:54			
15	04:30	20:00			

* DDM = dia do mês

REFERÊNCIAS

1. JENSEN, D. C.; CAIN, J. C. J. Geophys. Res. 67, 3568, 1962.
2. PARKINSON, W. D.; CLEARY, J. The eccentric geomagnetic dipole. Geophys. J. Roy. Astron. Soc. 1: 346, 1958.
3. FINCH, H. F.; LEATON, B. R. The Earth's main magnetic field epoch 1955. O. Monthly Notices Roy. Astron. Soc. Geophys Suppl. 7: 314 - 317, 1957.
4. RATCLIFFE, J. A. An introduction to the ionosphere and magnetosphere. Cambridge University Press, 1972.
5. VAN ALLEN, J. A. Paper presented at joint meeting of National Academy of Sciences and American Physical Society on May 1. 1958.
6. VAN ALLEN, J. A.; FRANK, L. A. Nature 183. 430, 1959.
7. LIEMOHN, H. Radiation belt particle orbits. Editado pelo Boeing Scientific Research Laboratories D1 - 82-0116, June, 1961.
8. STRATTON, J. A. Eletromagnetic Theory. Mcgraw-Hill, New York, 235, 1941.
9. O'BRIEN, B. J. J. Geophys. Res. 67, 1227, 1962.
10. NORTHROP, T. G. The adiabatic Motion of Charged Particles. Interscience Publishers. John Wiley & Sons, 1963.
11. KERN, J. W. Magnetosphere and Radiação Belts. Physics of geomagnetic phenomena. Edited by Matsushita S. e Campbell W. H. V. II, Academic Press, 1967.
12. NORTHROP, T. G.; TELLER, E. Stability of the adiabatic motion of charged particles in the Earth's field. Phys. Rev. 117 : 215 - 225, 1960.

13. DESSLER, A. J. J. Geophys. Res. 64: 713, 1959.
14. WELCH, I. A.; WHITAKER, W. A. Theory of geomagnetically trapped electrons from an artificial source. Journal of Geophysical Research. 64: 909, 1959.
15. CHRISTOFILOS, N. C. The argus experiment. Journal of Geophysical Research. 64: 869, 1959.
16. YOSHIDA, S. G.; LUDWING, H.; VAN ALLEN, J. A. Distribution of Trapped Radiation in the geomagnetic field. Journal of Geophysical Research. 65: 807, 1960.
17. VERNOV, S. N.; CHUDAKOV, A. E.; VAKULOV, P. V.; Logachev, Yu. I. Soviet Physics Doklady. 5: 95, 1960.
18. PAULIKAS, G. A. Precipitation of particles at low and middle latitudes. Reviews of Geophysics and Space Physics. 13: 5, 709, 1975.
19. GLEDHILL, J. A. Aeronomic effects of the south atlantic anomaly. Reviews of Geophysical and Space Physics. 14: 2, 173, 1976.
20. RAMIREZ, P. M. Pesquisas ionosféricas no interior da região da Anomalia magnética do Atlântico Sul (I). Revista de divulgação cultural da Fundação Educacional da região de Blumenau - FURB. 10: 1, 1980.
21. GOODY, R. M.; Walker, J. C. G. Atmosferas planetárias. Editora Edgard Blucher Ltda. Trad. de Antonio Christofolletti. 1975.
22. WHITTEN, R. C.; POPPOFF, I. G. Physics of the lower ionosphere. Prentice - Hall, INC. Englewood Cliffs, N. J. 1965.
23. Handbook of Geophysics. Geophysics Research Directorate. Air Force Research Division. ARDC. Macmillan, New York. 1960.
24. NORTON, R. B.; VAN ZANDT, T. E.; DENISON, J. S. A model of the atmosphere and ionosphere in the E - and F - regions. In proceedings of the International Conference on the Ionosphere. London, 1962. The Institute of Physics and The Physical Society, London, 1963.

25. KUIPER, G. P. The Earth as a planet. University of Chicago Press, Chicago. 1954.
26. BULLOCK, W. R.; HUNTEN, D. M. Vertical Distribution of Sodium in the upper atmosphere, Canad. J. Phys. 39: 976, 1961.
27. BARTH, C. A. Rocket Measurement of Nitric Oxide in the upper atmosphere. Presented at the fifth space science symposium, Florence, Italy, May, 1964b.
28. BARTH, C. A. Rocket measurement of Nitric Oxide daiglow. J. Geophys. Res. 69: 3301, 1964a.
29. CHAMPION, K. S. W.; MINZNER, R. A. Revision of U. S. Standard Atmosphere 90 to 700 km. Revs. of Geophys. 1: 57, 1963. Also see U. S. standard atmosphere, U. S. Government printing office, Washington, 1962.
30. HERZBERG, L. Solar Optical Radiation and its Role in Upper Atmospheric Processes. Physics of the Earth's Upper Atmosphere. Prentice - Hall, INC. Englewood Cliffs, N. J. 1965.
31. NAWROCKI, P. J.; WATANABE, K.; SMITH, L. G. The upper atmosphere. Geophysics Corp. of America. GCA Technical Report 61 - 13 - A. 1961.
32. MACDONALD, G. J. F. Geophysics the Earth's Environment, Gordon e Breach, Science Publishers. 1963.
33. LINCOLN, J. V. Physics of geomagnetic phenomena. Edited by Matsushita S. e Campbell W. H., V. I, Academic Press, 1967.
34. BARTELS, J.; HECK, N. H.; JOHNSTON, H. F. The three - hour range index measuring geomagnetic activity. J. Geophys. Res. 44: 411 - 454, 1939.
35. BARTELS, J.; HECK, N. H.; JOHNSTON, H. F. IGY Instruction Manual Geomagnetism. Part. I. Ann. IGY, 4: 228, 1957.
36. MATSUSHITA, S. Physics of Geomagnetic Phenomena. Edited by Matsushita S. e Campbell W. H., V. II, Academic Press, 1967.
37. DUNGEY, J. W. Physics of Geomagnetic Phenomena. Edited by Matsushita S. e Campbell W. H., V. II, Academic Press, 1967.

38. AKASOFU, - I.; CHAPMAN, S. Physics of geomagnetic phenomena. Edited by Matsushita S. e Campbell W. H., V. II, Academic Press, 1967.
39. CHAPMAN, S.; BARTELS, J. Geomagnetism. Oxford Univ. Press (Clarendon). London e New York. 1940.
40. KREIL, K.; Denkschr, Akad, Wiss, Wien. Einfluss des mondes auf die magnetische deklination, Math. - Naturw. KL. 3: 1 - 47, 1850.
41. CHAPMAN, S. The Electric Current - systems of magnetic storms. Terrest. magn. atmosph. elec. 40 : 349 - 370, 1935.
42. HINES, C. O. Wind-induced magnetic fluctuations. J. Geophys. Res. 70, 1758 - 1761, 1965.
43. MATSUSHITA, S. Ionospheric perturbation. J. Res. NBS. 69D, 1149 - 1159, 1965.
44. RATCLIFFE, J. A. The magneto - ionic theory & its applications to the ionosphere. 2 ed., Cambridge University Press, 1962.
45. BOOKER, H. G. Some general properties of the formula of the Magneto-Ionic Theory. Proc. Roy. Soc. A. 147, 352, 1934. (Introduces QL and QT approximations and the importance of the quantity ω_c).
46. VOSS, H. D.; SMITH, L. G. Aeronomy Report no 78. Energetic particles and ionization in the nighttime middle and low latitude ionosphere. Library of Congress ISSN 0560 - 0381. 1977.
47. SMITH, L. G.; GELLER, M. A.; VOSS, H. D. Energetic electrons in the midlatitude nighttime E region. J. Atmos. Terr. Phys. 36: 1601 - 1612, 1974.
48. SEWARD, F. D. The geographical distribution of kev electrons above the Earth's atmosphere, University of California. Lawrence Livermore Laboratory. Livermore, UCRL - 51456, 1 - 10, 1973.
49. LARSEN, T. R.; IMHOF, W. L.; REAGAN, J. B. L - dependent ener-

- getic electron precipitation and midlatitude D region ion pair production profiles. J. Geophys. Res. 81: 3444 - 3446, 1976b.
50. PAULIKAS, G. A.; BLAKE, J. B.; FREDEN, S. G. Precipitation of energetic electrons at middle latitudes. J. Geophys. Res. 71: 3165 - 3172, 1966.
51. WILLIAMS, D. J.; KOHL, J. W. Loss and replenishment of electrons at middle latitudes and high B values. J. Geophys. Res. 70: 4139 - 4150, 1965.
52. IMHOF, W. L. Electron precipitation in the Radiation Belts. J. Geophys. Res. 73: 4167 - 4184, 1968.
53. ABDU, M. A.; ANANTHAKRISHNAN, S.; COUTINHO, E. F.; KRISHNAN, B. A.; REIS, E. M. da S. Journal of Geophysical Research. 78: September 1, 1973.
54. BATISTA, I. S.; ABDU, M. A. Journal of Geophysical Research. 82: No 29, October 1, 1977.
55. GOUGH, M. P. Particle precipitation in the South Atlantic Anomaly deduced from VLF propagation path measurements. Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics. 37: 1379, 1975.
56. MCILWAIN, Carl E. Coordinates for mapping the distribution of magnetically trapped particle. J. Geophys. Res. 66: 3681, 1961.