

3
FEC

UNIVERSIDADE ESTADUAL DE CAMPINAS
FACULDADE DE ENGENHARIA DE CAMPINAS
DEPARTAMENTO DE ELETRÔNICA & COMUNICAÇÕES

TESE DE MESTRADO FREE

13

em base

Supl.
20/07/72

MAPEAMENTO MUNDIAL DE INTENSIDADE
DE CAMPO DE ONDAS DE VLF GERADAS
POR UM TRANSMISSOR TERRESTRE

R.F. SOUZA / R.R. SCARABUCCI

R. F. Souza

11/11/72
Zerion/10/12/72
Roge E.

04/72

Setembro - 1972
Caixa Postal 1170
13100 - Campinas
fone 2-1001, ramal 48.

BIBLIOTECA DA AREA DE ENGENHARIA
UNICAMP

UNICAMP
BIBLIOTECA CENTRAL



A meus pais

AGRADECIMENTOS

Desejo expressar meu agradecimento a todas as pessoas que direta ou indiretamente colaboraram na realização deste trabalho. Em particular sou grato a:

Dr. Rege R. Scarabucci, meu orientador, pela sua assistência, estímulo e inúmeras sugestões em todas as fases deste trabalho.

Dr. Manoel Sobral Jr., Diretor da Faculdade de Engenharia da UEC, por ter propiciado condições favoráveis à execução deste estudo.

Meus colegas Dalton Soares Arantes, Ricardo M. O. Galvão e Alberto Kin Kwei Yin pelo apoio e incentivo.

Dr. Fernando Walter pelo estímulo proporcionado no estudo de Radio-Propagação.

Sra. Sandra Silva e Srta. Ivone Aparecida Onisto pela paciência e boa vontade no trabalho de datilografia.

Setor de Matemática Aplicada (SEMA) do Instituto de Física da USP pelo processamento dos programas no computador IBM/360 modelo 44.

Í N D I C E

I.	Introdução	1
I.1	- Objetivo do trabalho	1
I.2	- Organização do Trabalho	3
I.3	- Conceitos Básicos	3
II.	Teorias e Modêlos Utilizados	6
II.1	- Distribuição Eletrônica e Frequência de Colisão na Ionosfera	6
II.1.1	- Baixa Ionosfera	6
II.1.2	- Perfil Eletrônico Equatorial na Alta Ionosfera	6
II.1.3	- Variação Latitudinal do Per- fil Eletrônico	11
II.2	- Campo Magnético Terrestre	15
II.3	- Teoria de Onda Completa	18
II.4	- Teoria de Traçado de Raios	21
III.	Trajeto da Onda de VLF na Alta Ionosfera	23
III.1	- Utilização do Programa de Traçado de Raios	23
III.2	- Resultados do Traçado de Raios	25
IV.	Propagação da Onda de VLF abaixo da Ionosfera e na Baixa Ionosfera	30
IV.1	- Percurso abaixo da Ionosfera	30
IV.1.1	- Distância menor que 1000 Km entre Transmissor e Ponto de Penetração	30
IV.1.2	- Atenuação no Guia Superfície Ter- restre-Baixa Ionosfera	32
IV.2	- Campo da Onda de VLF na Alta Ionosfera	38
IV.3	- Programa de Onda Completa	43
IV.3.1	- Dados Necessários	43
IV.3.2	- Resultados	44
V.	Mapeamento das Intensidades do Campo da Onda de VLF	49
V.1	- Processo Utilizado	49
V.2	- Comparação entre resultados teóricos e experimentais	55
V.3	- Conclusões	63

Apêndice A - Programa de Onda Completa	65
Apêndice B - Programa de Traçado de Raios	66
Apêndice C - Determinação da Distância entre Dois Pontos da Superfície Terres <u>tre</u> e do Ângulo Azimutal no Trans <u>missor</u> e Receptor	67
Apêndice D - Conversão de Coordenadas Geógrá <u>ficas</u> para Magnéticas	69
Referências	70

R E S U M O

Faz-se um estudo da intensidade do campo magnético de uma onda de VLF (17,8 KHz) proveniente da estação NAA localizada em Cutler (USA). Para isso utiliza-se um modelo de ionosfera constituída sômente de eletrons e apresentando uma variação latitudinal da densidade eletrônica. A ausência de ions no modelo utilizado não acarreta modificações apreciáveis nas conclusões obtidas devido à frequência da onda em estudo.

A onda proveniente do transmissor percorre três regiões distintas. Na primeira região, entre transmissor e ponto de penetração na baixa ionosfera, pode-se dividir o problema em duas partes; se a distância entre transmissor e ponto de penetração for maior que 1000 Km, calcula-se a atenuação total sofrida pela onda ao percorrer o guia de onda formado pela superfície terrestre e a borda inferior da baixa ionosfera; se a distância considerada for menor que 1000 Km, pode-se determinar a intensidade do campo magnético da onda admitindo atenuação nula no guia e utilizando-se considerações geométricas. Para a segunda região compreendida entre 50 e 120 Km (regiões D e E da ionosfera) utilizam-se perfis eletrônicos e frequência de colisão obtidos por Deeks (1966), sendo o campo magnético da Terra aproximado por um dipolo centrado. Para a determinação do coeficiente de transmissão nesta região, utiliza-se um programa de onda completa desenvolvido por R.R. Scarabucci (1969). Após atravessar a camada E (acima de 120 Km), a onda proveniente do transmissor segue uma trajetória que pode ser prevista utilizando-se a aproximação WKB, pois o meio nesta região varia lentamente com relação ao compri-

mento de onda nesta região; usa-se para esta previsão um programa de traçado de raios devido a F. Walter (1969). Fêz-se um mapeamento das intensidades de campo magnético da onda válido para o período noturno e supondo a estação NAA transmitindo à meia noite. Finalmente as previsões teóricas são comparadas com alguns dados registrados pelo satélite de órbita polar OGO-4.

I - INTRODUÇÃO

I.1 - Objetivo do Trabalho

A propagação de onda eletromagnética de frequência muito baixa (na faixa de 3 a 30 KHz) sofre pequena atenuação ao percorrer o guia de onda formado pela superfície terrestre e a borda inferior da baixa ionosfera. Além disso, estas ondas podem atravessar a baixa ionosfera e serem guiadas via magnetosfera ao hemisfério terrestre conjugado. Devido a estas características, é possível manter uma comunicação praticamente ininterrupta entre um transmissor de VLF (Very Low Frequency) e qualquer ponto da superfície da Terra. O estudo deste tipo de onda é importante na pesquisa da distribuição de partículas carregadas na ionosfera, sincronização remota de relógios padrões, comunicação com submarinos, etc.

As ondas de VLF que penetram na alta ionosfera podem ser medidas por satélites artificiais. Na verdade, grande quantidade de dados de VLF é obtida por meio de satélites. Neste trabalho iremos utilizar alguns dados registrados pelo satélite OGO-4 (Orbital Geophysical Observatory) na comparação entre resultados teóricos e experimentais. O problema a ser estudado pode ser colocado na seguinte forma: dado um transmissor de VLF localizado em um ponto determinado sobre a superfície terrestre e irradiando uma potência conhecida, queremos determinar a intensidade do campo magnético da onda no ponto em que se encontra o satélite. O problema poderia ser colocado em uma forma mais geral: dado um transmissor T irradiando certo tipo de sinal e um receptor R onde registramos o sinal recebido, queremos

determinar as propriedades do meio para que sejam satisfeitas as condições de contorno no transmissor e no receptor (Fig. 1).



Fig. 1 - Fluxo do Sinal

No caso a ser estudado conhecemos as características do transmissor e do receptor:

Transmissor (T):

- estação NAA localizada em Cutler, Maine (USA)
- frequência: 17,8 KHz
- potência transmitida: 1,0 Mwatt
- polarização vertical da onda irradiada
- localização: latitude geográfica: $44,7^{\circ}$ N
longitude geográfica: $67,3^{\circ}$ W

Receptor (R):

- satélite OGO-4 sintonizado na estação NAA
- período de revolução de ~100 minutos
- altitude entre 400 e 900 Km
- inclinação da órbita: 86° (polar)

Como conhecemos o sinal recebido pelo satélite poderíamos pesquisar quais as características que o meio deveria possuir para que acarretasse a mudança observada no sinal. Este problema, entretanto, não apresenta necessariamente, uma única solução. No presente estudo, iremos fixar certas propriedades do

meio e prever teoricamente a intensidade do sinal na região do satélite; em seguida compararemos os resultados teóricos com os experimentais.

1.2 - Organização do Trabalho

O restante do capítulo é dedicado à introdução de conceitos básicos que serão utilizados posteriormente. No capítulo II apresentaremos os modelos de campo magnético terrestre, distribuição eletrônica e frequência de colisão, juntamente com as características principais das duas teorias que irão fazer uso destes modelos: onda completa e traçado de raios. Os resultados do traçado de raios na magnetosfera são apresentados no capítulo III. No capítulo IV é usado extensivamente o programa de onda completa na obtenção dos coeficientes de transmissão e reflexão na baixa ionosfera; introduz-se também neste capítulo o conceito de onda guiada na região entre a Terra e baixa ionosfera. As conclusões e comparações com dados experimentais são apresentadas no capítulo V. Nos apêndices estão as listagens dos principais programas de computador utilizados e, em seguida, as referências bibliográficas.

1.3 - Conceitos Básicos

A ionosfera pela qual se propaga a radiação eletromagnética em estudo pode ser dividida em três regiões com características específicas:

a - região compreendida entre a superfície terrestre e a

altura de 50 Km; características - número de partículas carregadas muito pequeno e que para efeito de radiopropagação pode ser considerada como espaço livre.

b - região compreendida entre 50 e 120 Km (baixa ionosfera); características - apresenta grandes gradientes de densidade de partículas carregadas; corresponde a proximadamente, às camadas D e E da ionosfera; a frequência de colisão dos eletrons com as partículas neutras é importante e será considerada no estudo a ser feito.

c - região acima de 120 Km (alta ionosfera); características - os gradientes da densidade eletrônica são menores que os das regiões D e E, porém a densidade de eletrons não é desprezível; a frequência de colisão entre eletrons e partículas neutras pode ser desprezada.

A ionosfera (acima de 50 Km) é um meio magneto-iônico pois além de conter eletrons e diversos tipos de ions, apresenta superposto o campo magnético terrestre. Devemos notar que durante o período noturno, devido à ausência de radiação ionizante proveniente do sol, há o desaparecimento da camada D da ionosfera e a região b mencionada acima começa a partir de aproximadamente 70 Km. A distribuição iônica (H^+ , O^+ , H_e^+ , etc) também afeta a propagação de ondas eletromagnéticas através da ionosfera, porém o seu efeito é bem menor que o efeito causado pelos eletrons no caso de VLF; isto está ligado ao fato de os ions pos

suiem uma massa muito maior que a do eletron e portanto, apresentarem uma maior dificuldade para se deslocarem sob a influencia do campo elétrico da onda. Isto ocorre porque a frequência da onda em estudo está acima da mínima frequência híbrida de ressonancia para os ions (LHR). Iremos, portanto, considerar apenas eletrons no estudo a seguir.

No estudo da propagação de ondas eletromagnéticas através da ionosfera, duas propriedades deste meio são fundamentais:

- a - distribuição eletrônica
- b - campo magnético terrestre

Além disso, a frequência de colisão entre eletrons e partículas neutras é importante na baixa ionosfera. A presença do campo magnético confere ao meio uma anisotropia que acarreta uma bi-refringência do mesmo, caracterizada pela existência de dois índices de refração para uma mesma direção do vetor de propagação.

II - TEORIAS E MODELOS UTILIZADOS

II.1 - Distribuição Eletrônica e Frequência de Colisão na Ionosfera

II.1.1 - Baixa Ionosfera

Iremos, a seguir, considerar a Terra como sendo uma esfera com raio de 6372 Km. Para a densidade eletrônica na baixa ionosfera iremos utilizar os valores deduzidos por Deeks(1966a). O perfil A é apropriado para o período diurno e o perfil B ao noturno (Fig. 2).

A frequência de colisão entre elétrons e partículas neutras na atmosfera (nitrogênio, oxigênio, etc.) é diretamente proporcional à energia do elétron. Deeks (1966b) mostrou que o uso desta frequência de colisão dá resultados equivalentes aos obtidos pelo uso de uma frequência de colisão efetiva(Fig.3) baseada em resultados experimentais. Esta será a frequência de colisão utilizada na baixa ionosfera e é válida apenas para ondas de VLF.

Estes três perfis serão necessários como dados de entrada no programa de onda completa desenvolvido por Scarabucci(1969a) que permite a determinação do coeficiente de transmissão e reflexão na baixa ionosfera.

II.1.2 - Perfil Eletrônico Equatorial na Alta Ionosfera

Para esta região adotamos um modelo matemático para a densidade eletrônica baseado no equilíbrio difusivo entre ions de hidrogênio, hélio e oxigênio. Para uma temperatura constante ao longo da linha de força de campo magnético terrestre a densida-

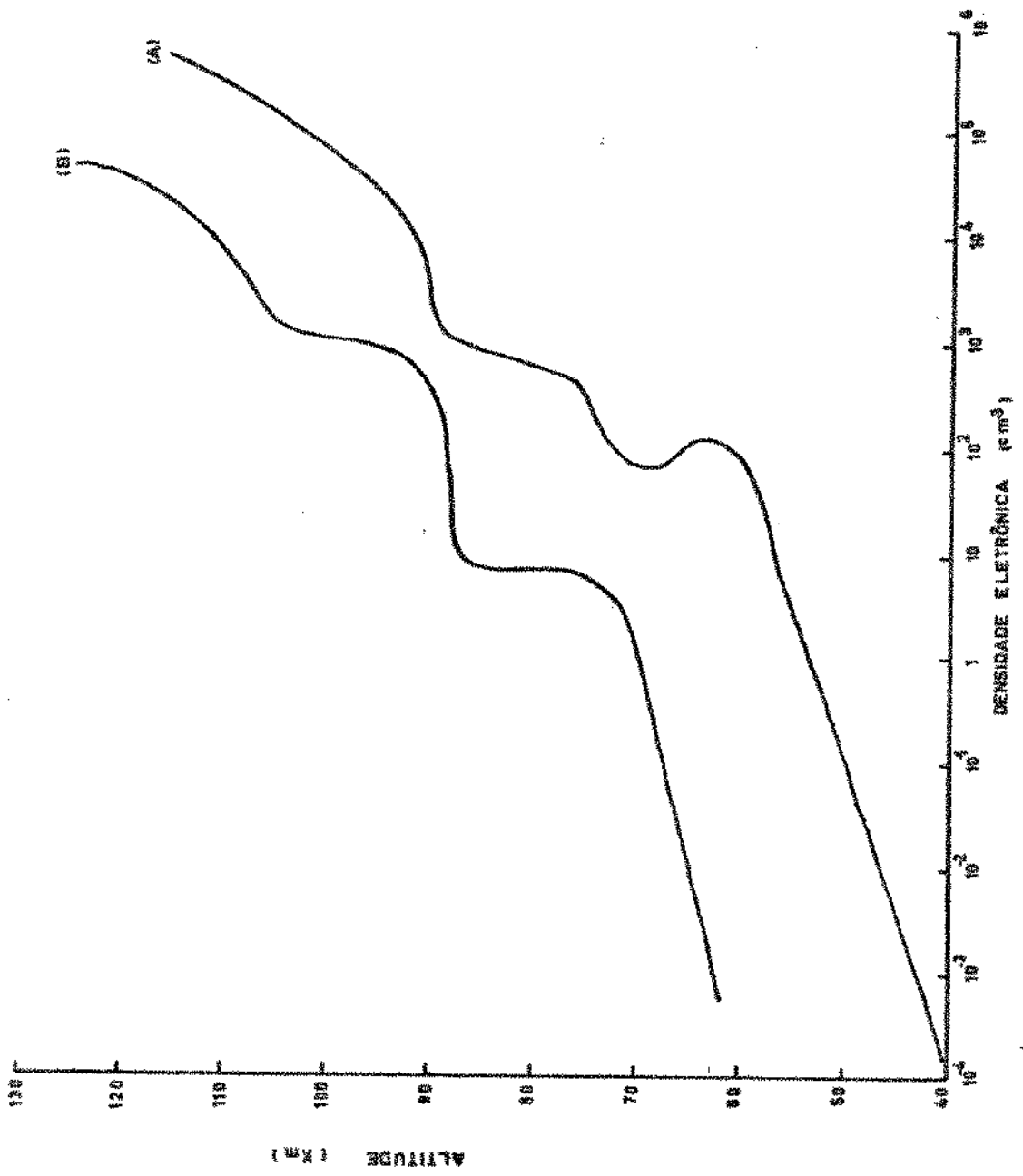


FIG. 2 -- PERFIS DA DENSIDADE ELETRÔNICA PARA DIA (A) E NOITE (B)

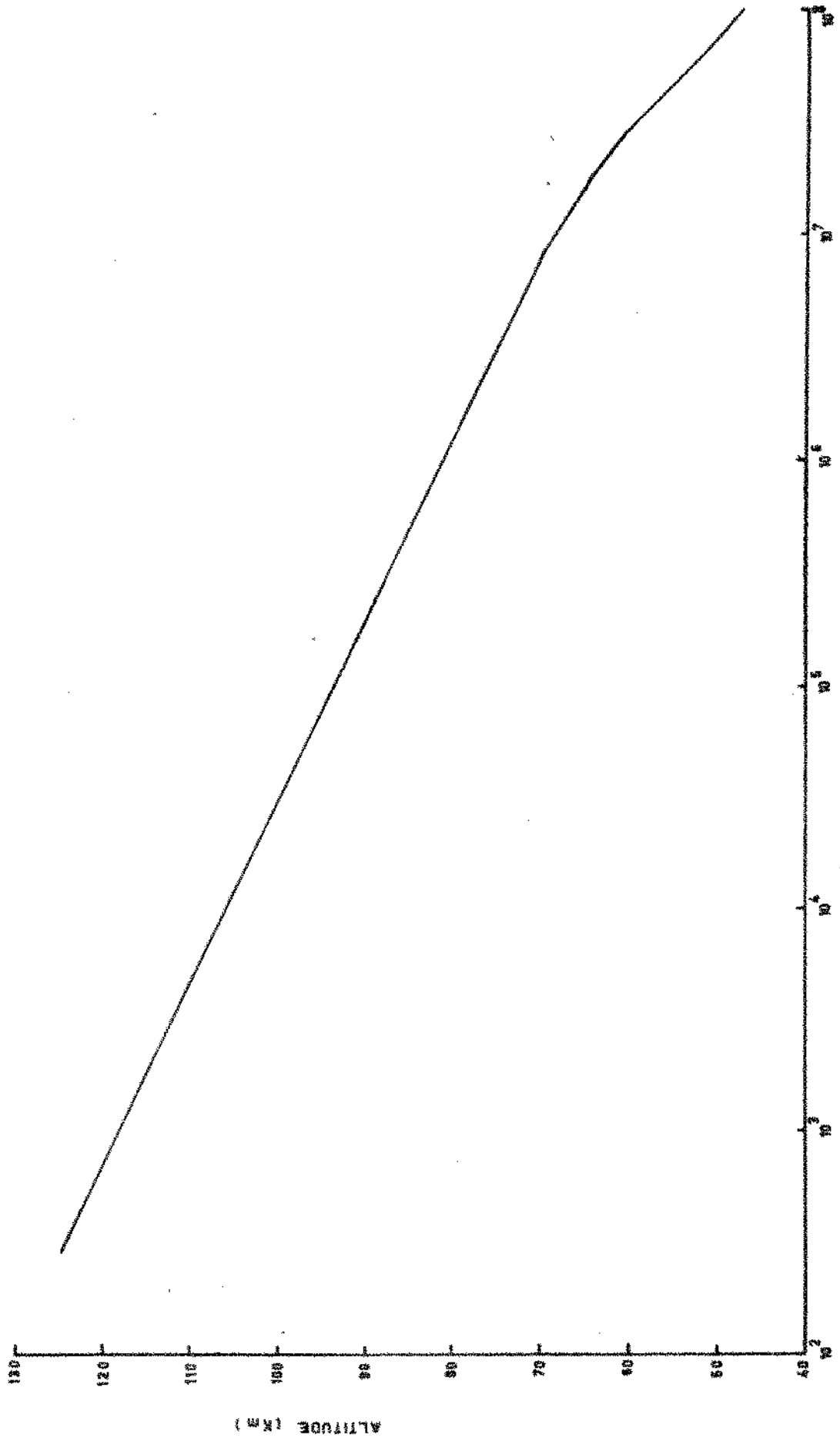


FIG. 3 -- VARIACÃO DA FREQUÊNCIA DE COLISÃO COM A ALTITUDE

de eletrônica no equador N_e é dada por (Angerami e Tomas, 1964)

$$N_e(R) = N_B \sqrt{\xi_{O^+.e}^{-z/H_{O^+}} + \xi_{He^+.e}^{-z/H_{He^+}} + \xi_{H^+.e}^{-z/H_{H^+}}} \quad (2.1)$$

onde

$$\xi_i \text{ é a porcentagem do íon } i$$

$$z = R_B \left[1 - \frac{R_B}{R} \right] \quad (2.2)$$

R = distância geocêntrica

R_B = distância geocêntrica tomada como referência (6772 Km)

$H_i = \frac{k \cdot T_i}{m_i \cdot g}$ - escala de altura para o i -ésimo constituinte

$k = 1,372 \times 10^{-16}$ erg/°K - constante de Boltzmann

T_i = temperatura absoluta do i -ésimo constituinte

m_i = massa molecular média do i -ésimo constituinte

g = aceleração local da gravidade

Na altura escolhida como referência ($h_B = 400$ Km), supondo todos os íons com a mesma temperatura, foram utilizados os seguintes valores para as escalas de altura, composição iônica e densidade eletrônica

$$\begin{aligned} H_{O^+} &= 50 \text{ Km} & H_{He^+} &= 200 \text{ Km} & H_{H^+} &= 300 \text{ Km} \\ \xi_{O^+} &= 0,95 & \xi_{He^+} &= 0,015 & \xi_{H^+} &= 0,035 \\ N_B &= 10^5 \text{ eletrons/cm}^3 \end{aligned}$$

O perfil dado pela expressão (2.1) é suporte válido acima de uma certa altitude h_T (menor que h_B) abaixo da qual impomos uma variação gaussiana da concentração eletrônica (Fig. 4) da forma

$$N_G(R) = N_p \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{R-R_p}{\sigma} \right)^2} \quad (2.3)$$

Para obter a concordância entre estes dois perfis (equilíbrio difusivo e gaussiana) devemos impor

$$\left. \begin{array}{l} \text{(i)} \quad N_G = N_e \\ \text{(ii)} \quad \frac{dN_G}{dR} = \frac{dN_e}{dR} \end{array} \right\} \text{ para } h = h_T$$

Para fixar a gaussiana (2.3) impomos um valor para a densidade eletrônica em uma certa altitude. No nosso caso escolhemos esta altitude igual a 120 Km, correspondendo aproximadamente à borda superior da camada E; a densidade de eletrons correspondente designamos por N_{120} (vide Fig. 4).

De (2.2) obtemos:

$$\frac{dz}{dR} = \left(\frac{R_B}{R} \right)^2 \quad (2.4)$$

Derivando (2.1) e utilizando (2.4) resulta:

$$\frac{dN_e}{dR} = -N_B \frac{\left\{ \xi_{O^+} \cdot e^{-z/H_{O^+}} \cdot \frac{1}{H_{O^+}} + \xi_{He^+} \cdot e^{-z/H_{He^+}} \cdot \frac{1}{H_{He^+}} + \xi_{H^+} \cdot e^{-z/H_{H^+}} \cdot \frac{1}{H_{H^+}} \right\}}{\sqrt{\xi_{O^+} \cdot e^{-z/H_{O^+}} + \xi_{He^+} \cdot e^{-z/H_{He^+}} + \xi_{H^+} \cdot e^{-z/H_{H^+}}}} \cdot \left(\frac{R_B}{R} \right)^2 \quad (2.5)$$

Usando a notação

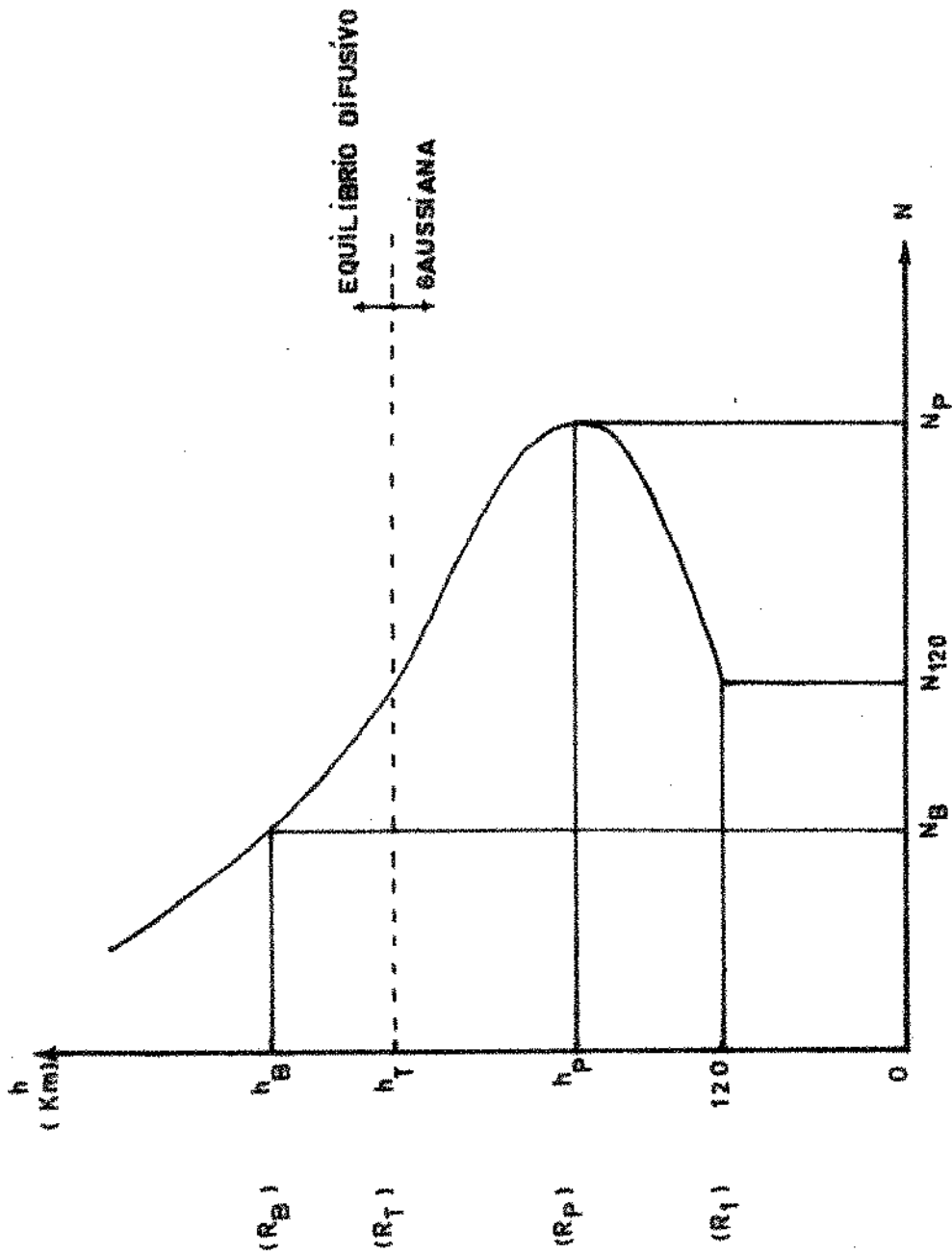


FIG. 4 -- VARIAÇÃO DA DENSIDADE DE ELETRONS (N) COM A ALTITUDE (h); R = ALTITUDE GEOCÊNTRICA.

$$S = \frac{1}{H_{O^+}} \left\{ \xi_{O^+} \cdot e^{-z/H_{O^+}} + \xi_{He^+} \cdot \frac{e^{-z/H_{He^+}}}{4} + \xi_{H^+} \cdot \frac{e^{-z/H_{H^+}}}{16} \right\} \quad (2.6)$$

podemos reescrever (2.5) na forma

$$\frac{dN_e}{dR} = - \frac{N_B^2 \cdot S}{2 \cdot N_e} \left(\frac{R_B}{R} \right)^2 \quad (2.7)$$

ou

$$\frac{1}{N_e} \cdot \frac{dN_e}{dR} = - \frac{S}{2} \cdot \left[\frac{N_B \cdot R_B}{N_e \cdot R} \right]^2 \quad (2.8)$$

De (2.3) obtemos

$$\frac{dN_G}{dR} = - \frac{[R - R_P]}{\sigma^2} \cdot N_P \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{R - R_P}{\sigma} \right)^2} \quad (2.9)$$

ou

$$\frac{1}{N_G} \cdot \frac{dN_G}{dR} = - \frac{(R - R_P)}{\sigma^2} \quad (2.10)$$

Podemos agora reescrever as condições (i) e (ii) na forma

$$N_P \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{R_T - R_P}{\sigma} \right)^2} = N_e (R_T) \quad (2.11)$$

$$\frac{R_T - R_P}{\sigma^2} = \frac{S}{2} \cdot \left[\frac{N_B \cdot R_B}{N_e (R_T) \cdot R_T} \right]^2 \quad (2.12)$$

e ainda

$$N_{120} = N_P \cdot e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{R_1 - R_P}{\sigma} \right)^2} \quad (2.13)$$

Para obter a concordância entre os dois perfis devemos a

gora resolver o sistema formado pelas equações (2.11), (2.12) e (2.13). Para isso iremos fixar a altura em que ocorre a concor_dância (R_T) e a densidade de eletrons a 120 Km de altura do so_lo (N_{120}), restando como incôgnitas σ , R_p , N_p . Resolvendo o sis_tema obtemos:

$$\sigma = \frac{\Delta R}{\sqrt{2 \ln \left[\frac{N_e(R_T)}{N_{120}} \right] + S(R_T) \cdot \Delta R \cdot \left[\frac{N_B \cdot R_B}{N_e(R_T) \cdot R_T} \right]^2}} \quad (2.14)$$

$$R_p = R_T - \sigma^2 \cdot \frac{S(R_T)}{2} \cdot \left[\frac{N_B \cdot R_B}{N_e(R_T) \cdot R_T} \right]^2 \quad (2.15)$$

$$N_p = N_e(R_T) \cdot \exp\left\{ + \frac{1}{2} \cdot \left[\frac{R_T - R_p}{\sigma} \right]^2 \right\} \quad (2.16)$$

onde

$$\Delta R = R_T - R_1$$

Nos cálculos foi feito

$$R_T = 6372 + 300 = 6672 \text{ Km}, N_{120} = 10^4 \text{ eletrons/cm}^3$$

Obtemos desta forma

$$\sigma = 56 \text{ Km}, h_p = 268 \text{ Km}, N_p = 3,19 \cdot 10^5 \text{ eletrons/cm}^3$$

e portanto

$$N_G = 3,19 \cdot 10^5 \cdot \exp\left\{ - \frac{1}{2} \left(\frac{h-268}{56} \right)^2 \right\} \text{ eletrons/cm}^3 \quad (2.17)$$

Observar que na expressão acima devemos ter $h > 120$ Km pois abaixo desta altitude a densidade eletrônica utilizada é dada pela Fig. 2. Além disto, h deve ser menor que h_T , pois acima deste valor vale a densidade obtida pela expressão (2.1).

II.1.3 - Variação Latitudinal do Perfil Eletrônico

Se deslocarmos sobre um meridiano magnético conservando a altitude fixa, iremos observar que a densidade de eletrons varia sensivelmente com a latitude. Isto faz com que o perfil apresentado na seção II.1.2 (obtido com valores típicos encontrados no equador) deva ser modulado para latitudes diferentes de zero. Observando as medidas feitas com o uso de satélites artificiais (Reddy e outros, 1967), verificamos que durante o período diurno a densidade eletrônica apresenta um máximo próximo do equador magnético, diminuindo gradativamente até latitudes próximas de 60° (norte ou sul); o mínimo que ocorre nestas latitudes é devido à localização da plasmapausa nesta região; acima destas latitudes (em direção aos polos) a densidade eletrônica aumenta de uma forma bastante irregular. No período noturno o pico da densidade eletrônica ocorre a aproximadamente 30° do equador e o mínimo conserva-se próximo de 60° .

Para pontos localizados fora do equador magnético iremos calcular a densidade eletrônica pela expressão

$$N(R) = N_1(R) \cdot F_N(\phi_0) \cdot F_H(\phi_0, R) \quad (2.18)$$

onde $N_1(R)$ é a densidade eletrônica equatorial acima de 120 Km

já obtida na seção II.1.2. F_N e F_H são fatores de modulação da "densidade eletrônica" e da "escala de altura" respectivamente. Designamos por ϕ_0 a latitude invariante que caracteriza as linhas de força do campo magnético terrestre. Estas linhas de força podem também serem caracterizadas pelo parâmetro L de McIlwain, valendo a relação (vide Fig. 5)

$$L = \frac{R}{R_E} \cdot \frac{1}{\cos^2 \phi} = \frac{1}{\cos^2 \phi_0} \quad (2.19)$$

Temos ainda:

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial R} = \frac{1}{2R \tan \phi_0} = \frac{1}{2R\sqrt{L-1}} \quad (2.20)$$

$$\frac{\partial \phi_0}{\partial \phi} = \frac{\tan \phi}{\tan \phi_0} = \frac{\tan \phi}{\sqrt{L-1}} \quad (2.21)$$

Foi utilizado para o fator modulante F_H a seguinte expressão (Scarabucci, 1969b)

$$F_H = \exp \left\{ \frac{R_1}{2H_0} \left(1 - \frac{R_1}{R} \right) \right\} \cdot \exp \left\{ - \frac{R_1}{2H_0 F} \left(1 - \frac{R_1}{R} \right) \right\} \quad (2.22)$$

Onde foi adotado $R_1 = 6492$ Km, correspondendo à altitude de 120 Km e $H_0 = 850$ Km, representando a escala de altura do hidrogênio no equador e na altitude de 400 Km. Pode-se verificar que F_H não irá influir de maneira apreciável no valor de $N(R)$ para altitudes menores que 1000 Km. O fator F na expressão (2.22) foi feito igual ao fator de modulação F_N . Para a obtenção da expressão analítica para F_N foram aproximadas as variações latitudinais do perfil eletrônico registradas pelos satélites

λ_0 = LATITUDE INVARIANTE
 λ = LATITUDE MAGNÉTICA
 Θ = COLATITUDE MAGNÉTICA
 R_E = RAIO DA TERRA (6372 Km)
 L = PARÂMETRO DE MCILWAIN
 N, S = POLOS MAGNÉTICOS

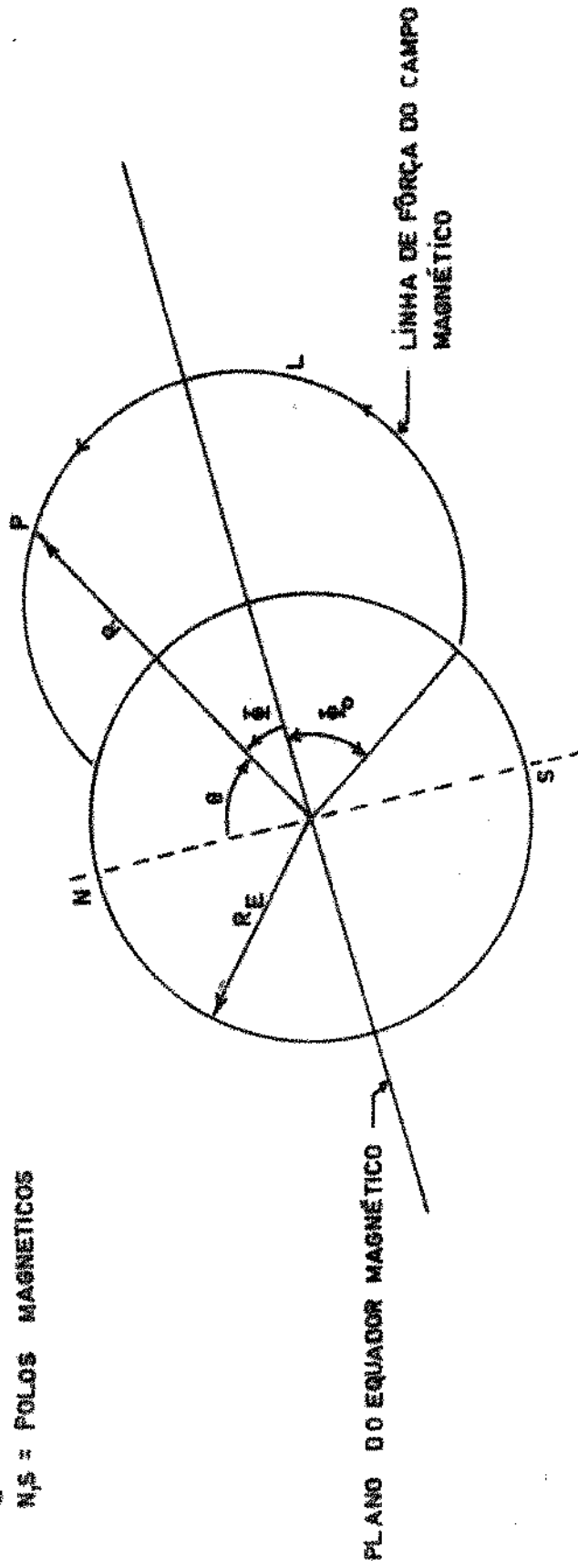


FIG 5 - PARÂMETROS DO CAMPO MAGNÉTICO USADOS NA LOCALIZAÇÃO DE UM PONTO P.

tes TIROS 7 e EXPLORER 22 (Reddy e outros, 1967). Tomando por base estes dados adotamos as seguintes expressões para F_N (Figs 6 e 7)

$$\text{Dia: } F_N = DD1 + D1 \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\phi_0}{\sigma}\right)^2} \quad (2.23)$$

$$\text{Noite: } F_N = DD1 + D1 \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\phi_0 - \phi_1}{\sigma_1}\right)^2}, \quad \phi_0 < \phi_1 \quad (2.24)$$

$$F_N = DD1 + D1 \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\phi_0 - \phi_1}{\sigma_2}\right)^2}, \quad \phi_1 < \phi_0 < \phi_{e1} \quad (2.25)$$

$$F_N = \alpha - \beta\phi_0, \quad \phi_{e1} < \phi_0 < \phi_{e2} \quad (2.26)$$

$$F_N = DD2 - D2 \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\phi_0 - \phi_2}{\sigma_3}\right)^2}, \quad \phi_{e2} < \phi_0 < \phi_2 \quad (2.27)$$

$$F_N = DD2 - D2 \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\phi_0 - \phi_2}{\sigma_4}\right)^2}, \quad \phi_0 > \phi_2 \quad (2.28)$$

Foram utilizados os seguintes valores numéricos para os parâmetros que aparecem na expressão de F_N :

$$\text{Dia: } DD1 = 0,3 \quad D1 = 0,7 \quad \sigma = 30^\circ$$

$$\text{Noite: } DD1 = 1,0 \quad DD2 = 0,8 \quad \alpha = 2,90 \quad \beta = 2,29$$

$$\sigma_1 = 8^\circ \quad \sigma_2 = 8^\circ \quad \sigma_3 = 2^\circ \quad \sigma_4 = 2^\circ$$

$$\phi_1 = 30^\circ \quad \phi_2 = 60^\circ$$

Com estes valores o perfil diurno de F_N fica completamente definido. Porém, para o período noturno (Fig. 7) restam ainda as incógnitas ϕ_{e1} , ϕ_{e2} , $D1$ e $D2$. Estes valores são determina

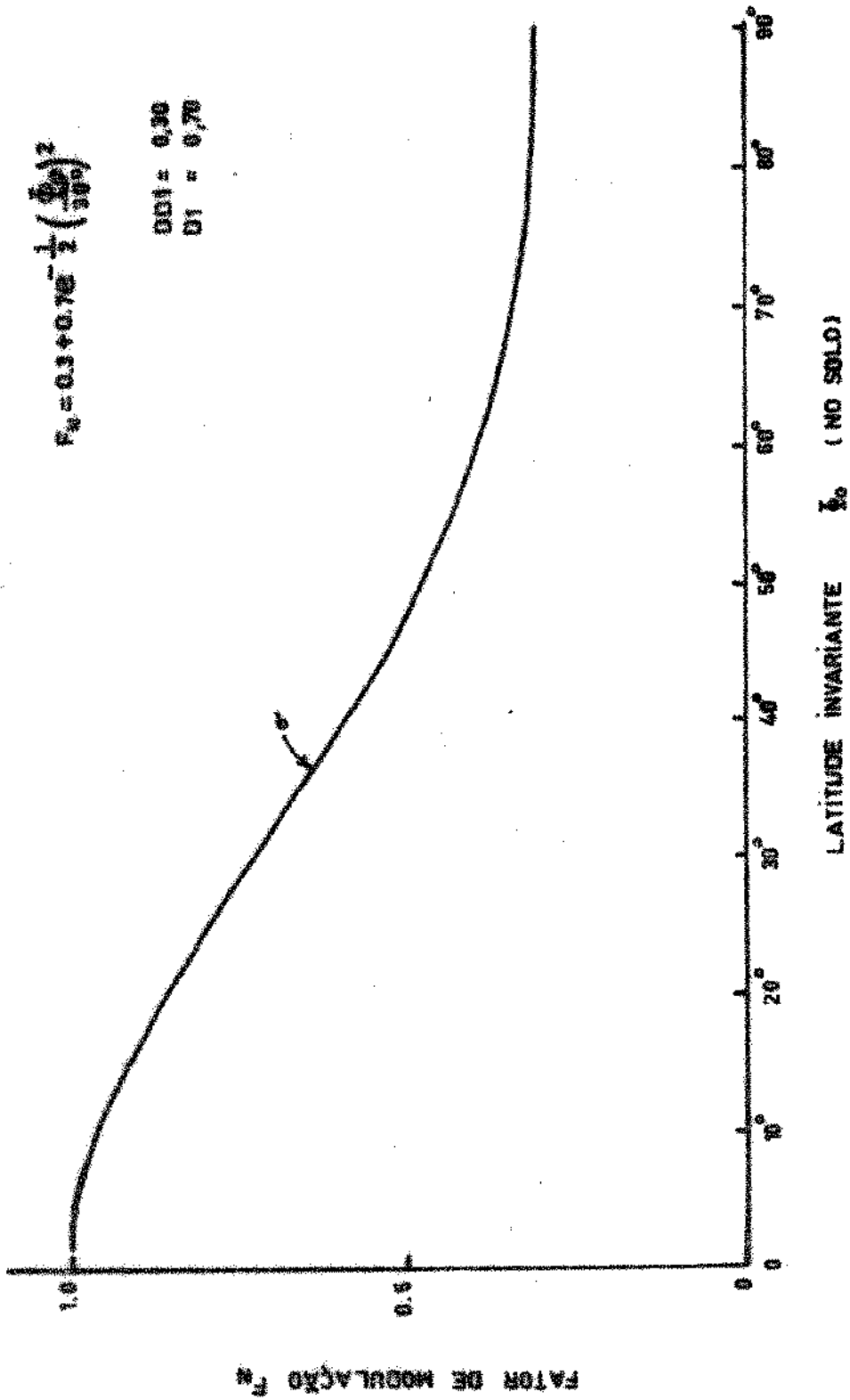


FIG. 6 - VARIACÃO DIURNA DE F_N

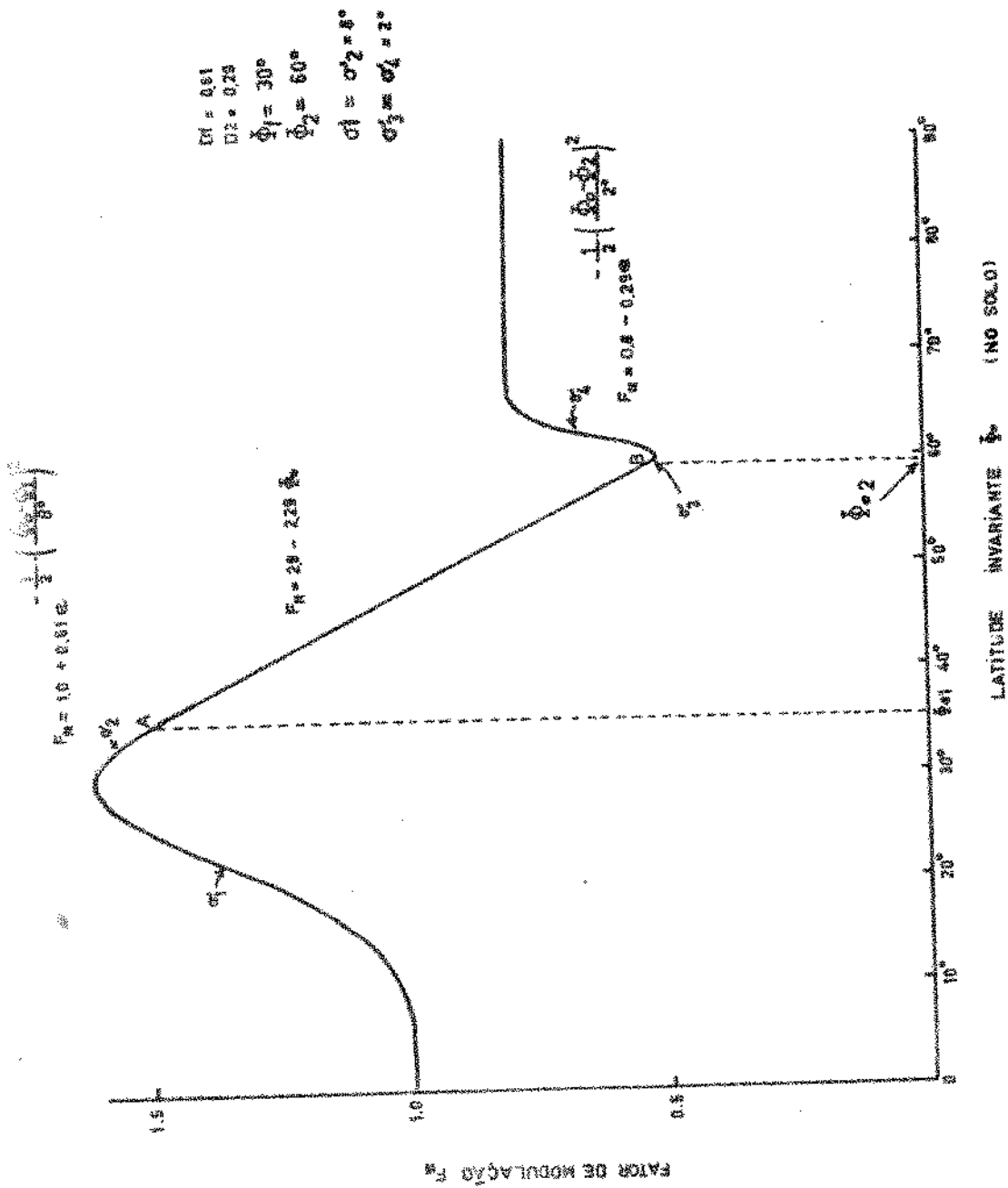


FIG. 7 VARIÇÃO NOTURNA DE F_M

dos impondo a concordância das duas curvas gaussianas (σ_2 e σ_3) com a reta. No ponto A, em que $\phi_0 = \phi_{e1}$, supondo conhecidos ϕ_1 , α , β , σ_2 e DD1, impomos a igualdade das expressões (2.25) e (2.26) e de suas derivadas primeiras. Obtemos deste modo

$$DD1 + D1 \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\phi_{e1} - \phi_1}{\sigma_2}\right)^2} = \alpha - \beta\phi_{e1} \quad (2.29)$$

$$e^{-D1 \cdot e^{-\frac{1}{2}\left(\frac{\phi_{e1} - \phi_1}{\sigma_2}\right)^2}} \cdot \frac{(\phi_{e1} - \phi_1)}{\sigma_2^2} = -\beta \quad (2.30)$$

Fazendo a mudança de variável $x = \frac{\phi_{e1} - \phi_1}{\sigma_2}$, podemos reescrever o sistema acima na forma

$$\beta\sigma_2 x^2 - (\alpha - \beta\phi_1 - DD1)x + \beta\sigma_2 = 0 \quad (2.31)$$

Com o valor de x determinado resolvendo-se a equação (2.31), podemos calcular ϕ_{e1} e D1

$$\phi_{e1} = x \cdot \sigma_2 + \phi_1 \quad (2.32)$$

$$D1 = \frac{\beta\sigma_2}{x} \cdot e^{x^2/2} \quad (2.33)$$

De modo análogo, para concordar as curvas representadas por (2.26) e (2.27) no ponto B ($\phi_0 = \phi_{e2}$), supomos conhecidos ϕ_2 , α , β , σ_3 e DD2; devemos, neste caso, satisfazer a equação

$$\beta\sigma_3 x^2 - (\alpha - \beta\phi_2 - DD2)x + \beta\sigma_3 = 0 \quad (2.34)$$

onde $x = \frac{\phi_{e2} - \phi_2}{\sigma_3}$. Obtido x , calculamos ϕ_{e2} e D_2 :

$$\phi_{e2} = x \cdot \sigma_3 + \phi_2 \quad (2.35)$$

$$D_2 = - \frac{\beta \sigma_3}{x} \cdot e^{x^2/2} \quad (2.36)$$

Utilizando as expressões (2.18) e (2.22) podemos deduzir como varia a densidade eletrônica com a altura geocêntrica (R) e com a colatitude magnética (θ). Obtemos:

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{\partial N}{\partial R} = \frac{1}{N_1} \cdot \frac{\partial N_1}{\partial R} + \frac{1}{2R\sqrt{L-1}} \left\{ \frac{1}{F_N} \cdot \frac{\partial F_N}{\partial \phi_0} + \frac{R_1}{2H_0} \left(1 - \frac{R_1}{R}\right) \frac{1}{F^2} \frac{\partial F}{\partial \phi_0} \right\} + \frac{R_1^2}{2R^2 H_0} \left(1 - \frac{1}{F}\right) \quad (2.37)$$

$$\frac{1}{N} \cdot \frac{\partial N}{\partial \theta} = - \frac{\tan \phi}{\sqrt{L-1}} \left\{ \frac{1}{F_N} \frac{\partial F_N}{\partial \phi_0} + \frac{R_1}{2H_0} \left(1 - \frac{R_1}{R}\right) \frac{1}{F^2} \cdot \frac{\partial F}{\partial \phi_0} \right\} \quad (2.38)$$

Nas figuras 6 e 7 indicamos os valores de σ correspondentes às várias curvas gaussianas que são usadas no perfil de F_N , além dos valores numéricos utilizados. Devemos observar que estas curvas para F_N impõem uma distribuição de densidade eletrônica simétrica com relação ao equador magnético. Este modelo utilizado aproxima-se do valor correto principalmente quando o Sol encontra-se no plano do equador magnético.

II.2 - Campo Magnético Terrestre

Em uma primeira aproximação, o campo magnético da Terra é

dado por um dipolo que passa pelo seu centro e cujo eixo corta a superfície terrestre em dois pontos chamados polos magnéticos. O polo magnético S situado no hemisfério sul geográfico (Fig.8) possui coordenadas geográficas $78,3^{\circ}\text{S}$, 111°E e será referido como polo sul do dipolo; o polo norte magnético N possui coordenadas $78,3^{\circ}\text{N}$, 69°W . O plano que passa pelo centro da Terra e é perpendicular ao eixo do dipolo é chamado plano equatorial do dipolo e o círculo formado pela intersecção deste plano com a esfera terrestre é chamado equador magnético devido ao dipolo. Os semicírculos unindo N e S são chamados meridianos magnéticos; o meridiano magnético que passa pelo polo sul geográfico é escolhido como longitude magnética zero. Para obter as coordenadas de um ponto relativas ao dipolo (latitude ϕ e longitude Λ) a partir das coordenadas geográficas correspondentes (latitude ϕ e longitude λ) usamos as relações (K.Davies, 1965)

$$\text{sen}\phi = \text{sen}\phi_0 \cdot \text{sen}\phi_0 + \cos\phi_0 \cdot \cos\phi_0 \cdot \cos(\lambda - \lambda_0) \quad (2.39)$$

$$\text{sen}\Lambda = \frac{\cos\phi_0 \cdot \text{sen}(\lambda - \lambda_0)}{\cos\phi} \quad (2.40)$$

onde ϕ_0 e λ_0 são a latitude e longitude geográficas do polo norte magnético respectivamente ($\phi_0 = -78,3^{\circ}$, $\lambda_0 = -69^{\circ}$). Se desejarmos transformar as coordenadas magnéticas para geográficas usamos

$$\text{sen}\phi = \text{sen}\phi_0 \cdot \text{sen}\phi_0 + \cos\phi_0 \cdot \cos\phi_0 \cdot \cos(\Lambda - \Lambda_0) \quad (2.41)$$

juntamente com (2.40), que pode ser escrita na forma

$$\text{sen}(\lambda - \lambda_0) = \frac{\text{sen}\Lambda \cdot \text{cos}\phi}{\text{cos}\phi} \quad (2.42)$$

onde $\phi_0 = 78,3^\circ$, $\Lambda_0 = 180^\circ$ são as coordenadas magnéticas do polo norte geográfico.

Na Fig. 8 indicamos os meridianos e paralelos correspondentes a longitudes e latitudes iguais a zero. Os pontos NG e SG representam o polo norte e sul geográficos respectivamente.

Supondo a aproximação do dipolo, existe uma relação simples entre o ângulo de inclinação magnética (DIP) e a latitude magnética

$$\tan(\text{DIP}) = 2 \cdot \tan\phi \quad (2.43)$$

A girofrequência f_H em um ponto genérico da ionosfera pode ser expressa na forma

$$f_H = f_{H_0} \cdot \left(\frac{R_E}{R}\right)^3 \cdot \sqrt{1 + 3 \cdot \text{sen}^2\phi} \quad (2.44)$$

onde f_{H_0} = girofrequência na superfície da Terra e no equador magnético

R_E = raio da Terra (= 6372 km)

R = distância geocêntrica do ponto em questão

ϕ = latitude magnético do ponto

Valores típicos de f_H a 100 km de altitude (K.Davies, 1965) variam entre 700 KHz e 1,7 MHz para latitudes magnéticas entre equador e polos.

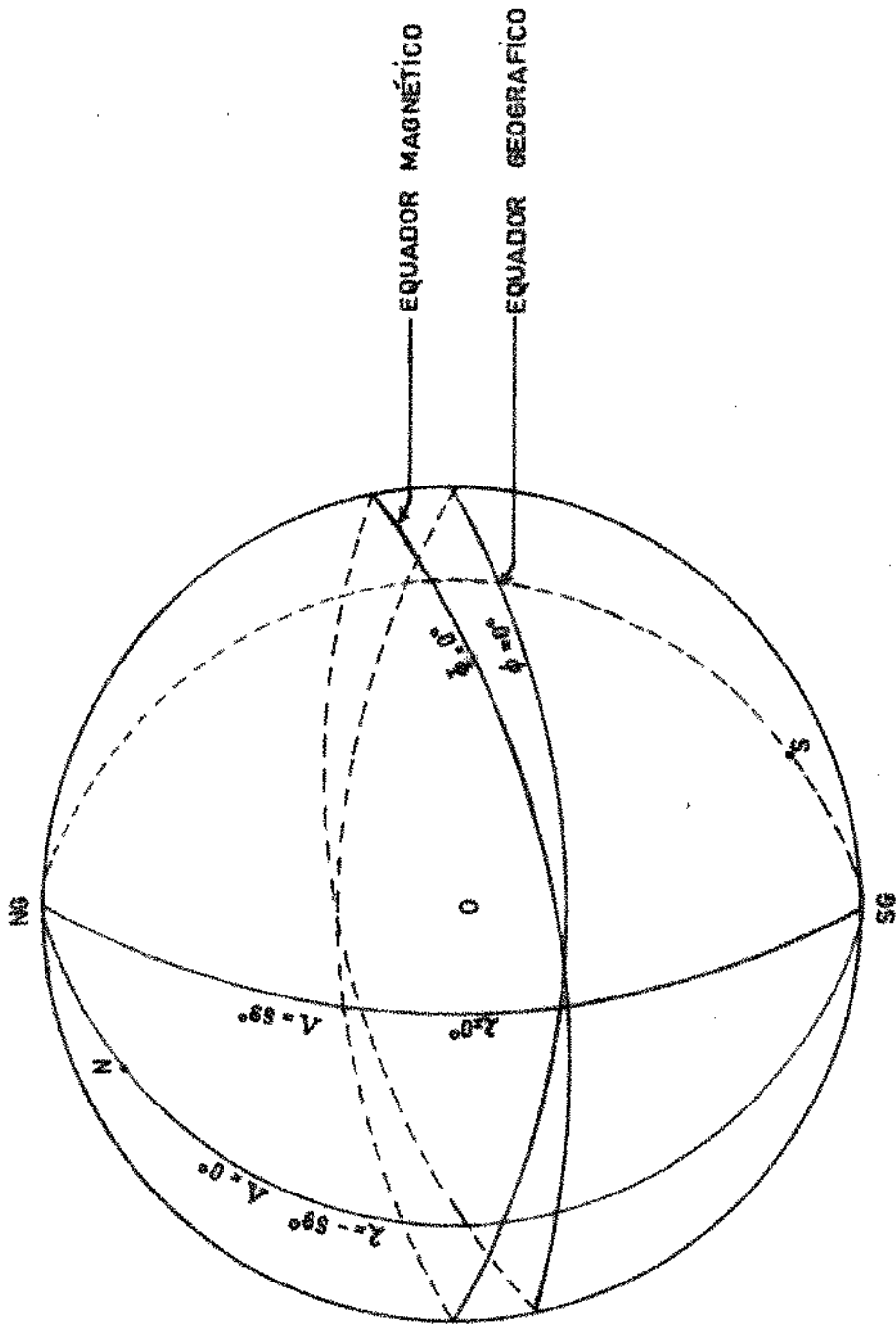


FIG. 8 - COORDENADAS GEOGRAFICAS E MAGNÉTICAS (APROXIMAÇÃO DO DÍPOLO CENTRADO)

II.3 - Teoria de Onda Completa

Na baixa ionosfera o meio (densidade eletrônica e frequência de colisão) varia consideravelmente em distâncias comparáveis ao comprimento de onda local da radiação de VLF. Devido a este fato certas aproximações (tal como WKB) não podem ser usadas e torna-se necessário a construção dos campos eletromagnéticos ponto a ponto na ionosfera. A derivação das equações de onda para este caso foi feita por Scarabucci (1969a), levando aos resultados expostos abaixo.

Para a obtenção da equação da onda foi utilizado o sistema de referência indicado na Fig.9, onde: as estratificações do meio são paralelas ao plano xy, o eixo z está na direção vertical, o eixo y aponta para o norte, I é o ângulo de incidência (entre o vetor de propagação \vec{k} e a vertical), o campo magnético terrestre B_0 está no plano yz formando um ângulo de inclinação magnética DIP com o eixo y. A projeção do vetor de propagação no plano xy (OA na Fig. 9) forma um ângulo azimutal χ com o eixo x. O sentido positivo dos ângulos está indicado na figura. O plano kz é chamado plano de incidência.

Usando o sistema descrito acima, obtém-se o seguinte sistema de equações diferenciais que governa a propagação da onda

$$\frac{d\vec{e}}{dz} = -jk\vec{T} \cdot \vec{e} \quad (2.45)$$

onde \vec{e} é o vetor coluna

$$\vec{e} = \begin{bmatrix} E_x \\ -E_y \\ Z_0 H_x \\ Z_0 H_y \end{bmatrix} \quad (2.46)$$

Z_0 é a impedância característica do espaço livre ($= 120 \pi \Omega$), k é a constante de propagação no espaço livre ($k = \frac{\omega}{c}$) e \vec{T} é uma matriz 4 x 4 que depende do meio e da direção de propagação da onda. Para o caso considerado em que o meio contém apenas elétrons como partícula ionizada, temos para os elementos desta matriz as expressões:

$T_{11} = j\ell XU\gamma Y/b$	$T_{21} = -jmXU\gamma Y/b$
$T_{12} = \ell X\gamma\xi Y^2/b$	$T_{22} = -mX\gamma\xi Y^2/b$
$T_{13} = \ell mU(U^2 - Y^2)/b$	$T_{23} = 1 - m^2 U(U^2 - Y^2)/b$
$T_{14} = 1 - \ell^2 U(U^2 - Y^2)/b$	$T_{24} = T_{13}$
$T_{31} = -m\ell - jX\xi Y(U - X)/b$	$T_{41} = 1 - m^2 - XU(U - X)/b$
$T_{32} = 1 - \ell^2 - [XU(U - X) - X\gamma^2 Y^2]/b$	$T_{42} = -\ell m + jX\xi Y(U - X)/b$
$T_{33} = T_{22}$	$T_{43} = -T_{21}$
$T_{34} = T_{12}$	$T_{44} = -T_{11}$

(2.47)

onde

$$b = U(U^2 - Y^2) - X(U^2 - \xi^2 Y^2) \quad (2.48)$$

$(0, \gamma, \xi) =$ cossenos diretores de \vec{B}_0

$(\ell, m, q_i) =$ cossenos diretores de \vec{k}

$$U = 1 - j \frac{v}{\omega}$$

$$Y = \frac{eB_0}{m_0 \omega} = \frac{\omega_H}{\omega}$$

$$X = \frac{N \cdot e^2}{\epsilon_0 m_0 \omega^2} = \frac{\omega_M^2}{\omega^2}$$

- ν = frequência de colisão eletron-partícula neutra
- e = módulo da carga do eletron
- m_0 = massa de repouso do eletron
- N = densidade eletrônica
- ϵ_0 = permitividade elétrica do espaço livre
- ω_H = girofrequência angular
- ω_N = frequência angular de plasma
- ω = frequência angular da onda

A resolução do sistema (2.45) para o caso de incidência de ondas de baixo para cima na ionosfera é feita em termos de ondas tipo "penetrante" e "não penetrante". O modo penetrante é definido como sendo aquele que maximiza a potência transmitida através da baixa ionosfera e no modo não penetrante a potência transmitida é nula no topo da baixa ionosfera. Portanto, o modo penetrante é o responsável pela geração de ondas tipo "whistler" na alta ionosfera. Uma onda genérica terá sempre uma parte penetrante e outra não penetrante e sua transmissão será tanto maior quanto mais próxima estiver sua polarização da polarização do modo penetrante. Conhecendo-se os campos (resolvendo o sistema (2.45)) podemos calcular os coeficientes de transmissão e reflexão para os diversos tipos de polarização da onda (penetrante, não penetrante, horizontal, vertical, paralela ou normal ao plano de incidência).

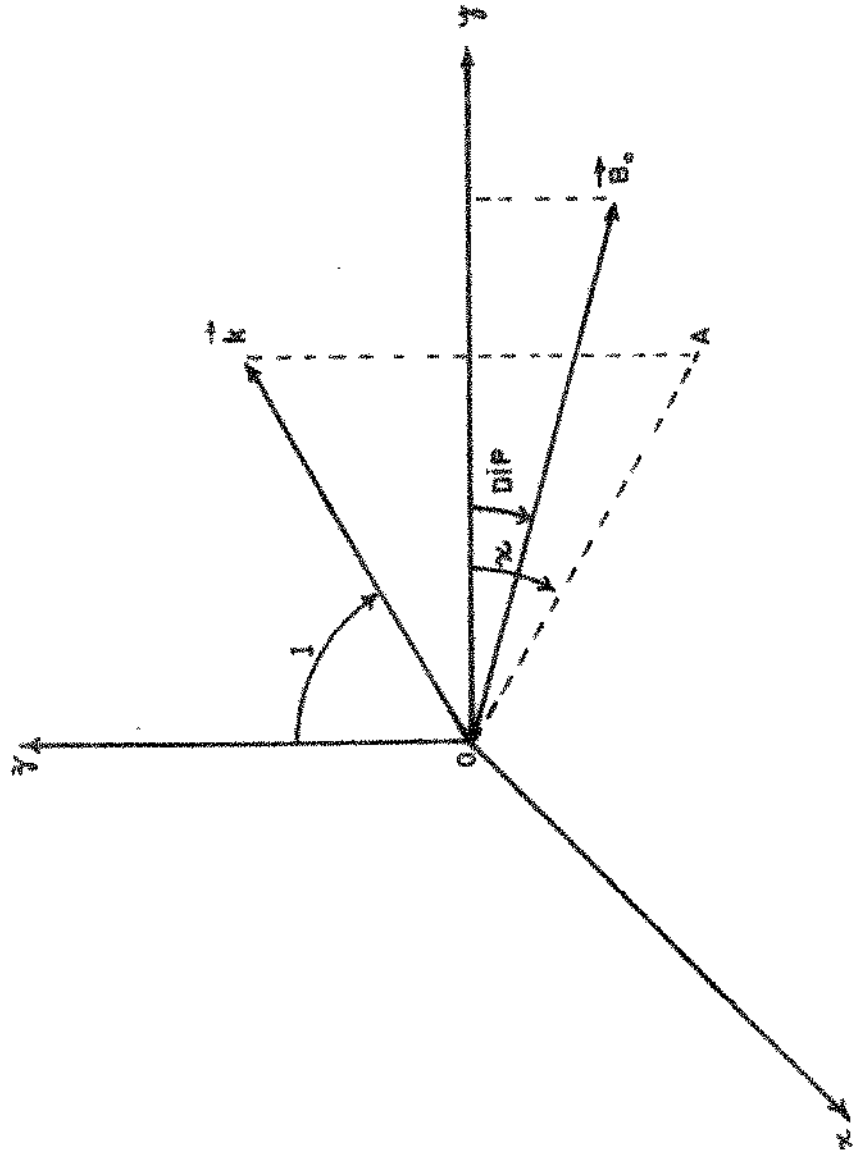


FIG. 9 - GEOMETRIA UTILIZADA PARA ONDA COMPLETA

II.4 - Teoria de Traçado de Raios

Acima de aproximadamente 120 Km podemos considerar que o meio varia lentamente com relação ao comprimento de onda da radiação eletromagnética em estudo (VLF). Devido a este fato podemos calcular como se propagam os campos da onda usando a aproximação WKB. Baseando-se no conceito de velocidade de grupo e de fase, F.Walter (1969) deduziu as variações temporais da distância geocêntrica (R), colatitude (θ) e do ângulo δ entre o vetor de propagação e o versor da direção radial (\hat{e}_R) para o ponto em que se encontra a onda. A geometria usada é bi-dimensional (Fig. 10) e iremos supor que a propagação da onda ocorre no meridiano magnético. Na figura 10 a direção indicada por RAIO é a direção de propagação da energia.

As equações do traçado de raios em coordenadas polares são (F.Walter, 1969):

$$\begin{aligned} \frac{dR}{dt} &= \frac{c}{\mu} (\cos\delta - \tan\alpha \cdot \sin\delta) \\ \frac{d\theta}{dt} &= \frac{c}{R\mu} (\sin\delta + \tan\alpha \cdot \cos\delta) \\ \frac{d\delta}{dt} &= -\frac{c}{\mu^2} \left(\frac{\partial \mu}{\partial R} \cdot \sin\delta - \frac{1}{R} \cdot \frac{\partial \mu}{\partial \theta} \cdot \cos\delta \right) - \frac{c}{R\mu} \sin\delta \end{aligned} \quad (2.52)$$

onde os ângulos e seus sentidos positivos estão indicados na Fig. 10, c representa a velocidade da luz no vácuo e o índice de refração de fase μ é calculado pela expressão (Stix, 1962)

$$A\mu^4 - B\mu^2 + C = 0 \quad (2.53)$$

onde

$$A = S \cdot \text{sen}^2 \psi + P \cdot \text{cos}^2 \psi$$

$$B = R \cdot L \cdot \text{sen}^2 \psi + P \cdot S \cdot (1 + \text{cos}^2 \psi)$$

$$C = PRL$$

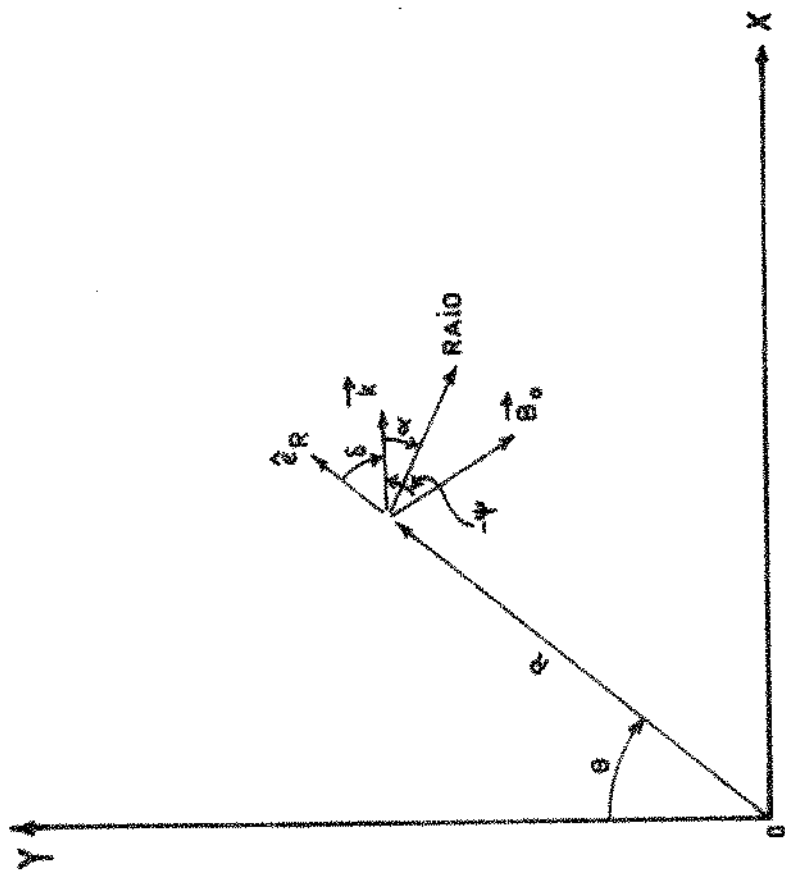
(2.54)

$$S = \frac{1}{2} (R+L)$$

$$D = \frac{1}{2} (R-L)$$

$$R = 1 - \frac{X}{1+Y}$$

$$L = 1 - \frac{X}{1-Y}$$



FÍG. 10 - GEOMETRIA UTILIZADA NO TRAÇADO DE RAÍDS

III - TRAJETO DA ONDA DE VLF NA ALTA IONOSFERA

III.1 - Utilização do Programa de Traçado de Raios

Kimura (1966) foi o primeiro a incluir ions no traçado de raios. Para resolver o sistema formado pelas expressões (2.52) (2.53) e (2.54), Walter (1969) desenvolveu um programa de computador bastante geral e que permite a inclusão de até três tipos de ions na composição da ionosfera. Neste estudo particularizamos o número de constituintes da ionosfera (apenas eletrons) e introduzimos os fatores modulantes da densidade eletrônica expostos na seção II.1.3. Desta forma, o programa de traçado de raios (Apêndice B) requer como dados de entrada os seguintes parâmetros:

- a - frequência da onda: foi utilizada a frequência de 17,8 KHz (VLF), correspondendo à estação transmissora NAA (Cf. I.1).
- b - girofrequência equatorial na superfície terrestre: fixada em 870 KHz; esta quantidade fixa os valores da girofrequência dos eletrons em qualquer ponto da ionosfera, supondo válida a aproximação do dipolo para o campo magnético da Terra (Cf. II.2).
- c - altitude onde começa o traçado do raio: foi fixada em 120 Km e corresponde aproximadamente à borda superior da camada E da ionosfera. Acima desta região a aproximação WKB (variação lenta do meio com relação ao comprimento de onda local) é satisfatória (Cf. II.4).

d - latitude magnética de entrada na alta ionosfera (a 120 Km): foi variada entre 0° e $+90^{\circ}$ correspondendo , portanto, ao hemisfério norte magnético. Esta escolha prende-se à localização da estação transmissora neste hemisfério.

e - ângulo entre a vertical local (a 120 Km) e o vetor de propagação: em todos os cálculos este ângulo foi suposto igual a zero; este procedimento é justificado pela aplicação da lei de Snell à onda durante sua propagação através da baixa ionosfera; verifica-se, desta maneira, que a normal à onda irá aproximar-se da vertical devido ao aumento gradativo da concentração de eletrons com o aumento da altitude.

f - dados para a fixação do perfil eletrônico na região do equador magnético (Cf. II.1.2):

$$h_B = 400 \text{ Km}, h_T = 300 \text{ Km}, H_{O^+} = 50 \text{ Km}$$

$$N_B = 10^5 \text{ eletrons/cm}^3, \xi_{O^+} = 0,95, \xi_{H^+} = 0,015, \xi_{H^+} = 0,035$$

g - dados para o cálculo da modulação do perfil eletrônico (F_N) com a latitude magnética (Cf. II.1.3): baseado em resultados experimentais (Reddy e outros, 1967) utilizamos para o período noturno os seguintes valores: $DD1 = 1,0$, $DD2 = 0,8$, $\alpha = 2,90$, $\beta = 2,29$, $\sigma_1 = 8,0$, $\sigma_2 = 8,0$, $\sigma_3 = 2,0$, $\sigma_4 = 2,0$, $\phi_1 = 30^{\circ}$, $\phi_2 = 60^{\circ}$, $R_1 = 6492 \text{ Km}$, $H_0 = 850 \text{ Km}$. Com estes dados obtemos pe

la imposição de concordância das curvas acima os valores: $D1 = 0,61$, $\phi_{e1} = 35,2^\circ$, $D2 = 0,29$, $\phi_{e2} = 59,4^\circ$. Estes valores numéricos foram utilizados no traçado da Fig. 7.

Para o período diurno fornecemos: $DD1 = 0,3$, $D1 = 0,7$, $\sigma = 30^\circ$, $R_1 = 6\ 492$ Km, $H_0 = 850$ Km, utilizados na Fig. 6. Com os valores acima o programa de computador (subrotina PLASM -apêndice B) fornece três fatores:

$$F_1 = F_N \cdot F_H$$

$$F_2 = \frac{1}{N} \cdot \frac{\partial N}{\partial R} - \frac{1}{N_1} \cdot \frac{\partial N_1}{\partial R} \quad [\text{vide (2.37)}]$$

$$F_3 = \frac{1}{N} \cdot \frac{\partial N}{\partial \theta} \quad [\text{vide (2.38)}]$$

que são re-utilizados pelo programa.

Com todas as quantidades acima conhecidas, o programa fornece o percurso da onda na alta ionosfera (altitude e latitude magnética dipolar) além dos ângulos α , δ , ψ (vide Fig. 10), tempo de atraso da onda, valor do parâmetro L (cf. II.1.3), f_H , densidade eletrônica e índice de refração μ em cada ponto especificado da trajetória.

III.2 - Resultados do Traçado de Raios

Utilizando o programa de traçado de raios podemos deter

minar como a energia da onda se propaga na alta ionosfera. Algumas trajetórias para o período noturno estão indicadas na Fig. 11. Analisando esta figura observamos que ocorre um grande "espalhamento" dos raios que iniciam entre 8° e 10° de latitude (a 120 Km de altitude) e uma grande concentração de raios próximos de -20° (a 500 Km de altitude) quando os mesmos iniciam entre 10° e 12° no hemisfério norte. A altitude de 500 Km foi escolhida nesta análise por ser um valor na faixa de altitudes do satélite polar OGO-4. Para o período diurno temos trajetórias semelhantes às da Fig. 11 com a máxima concentração de raios ocorrendo em uma latitude mais distante do equador (-28°). Para colocar em uma forma quantitativa este espalhamento e concentração dos raios podemos definir um ganho de focalização (Scarabucci, 1969b) da seguinte forma

$$G_F = \left(\frac{R_i}{R_S}\right)^2 \cdot \frac{\Delta\phi_i \cdot \cos\phi_i \cdot \cos\beta_i}{\Delta\phi_S \cdot \cos\phi_S \cdot \cos\beta_S} \quad (3.1)$$

onde o índice i refere-se à posição de entrada na alta ionosfera (120 Km) e o índice S à posição do satélite (500 Km). A Fig. 12 mostra os parâmetros envolvidos na expressão (3.1), onde

$$R \text{ é a altitude geocêntrica } \begin{cases} R_i = 6\,492 \text{ Km} \\ R_S = 6\,872 \text{ Km} \end{cases}$$

ϕ é a latitude magnética

β é o ângulo entre o raio (direção de propagação da energia) e a vertical local

Na expressão do ganho de focalização (3.1) é suposto que a propagação da onda se processa em um plano paralelo ao meri

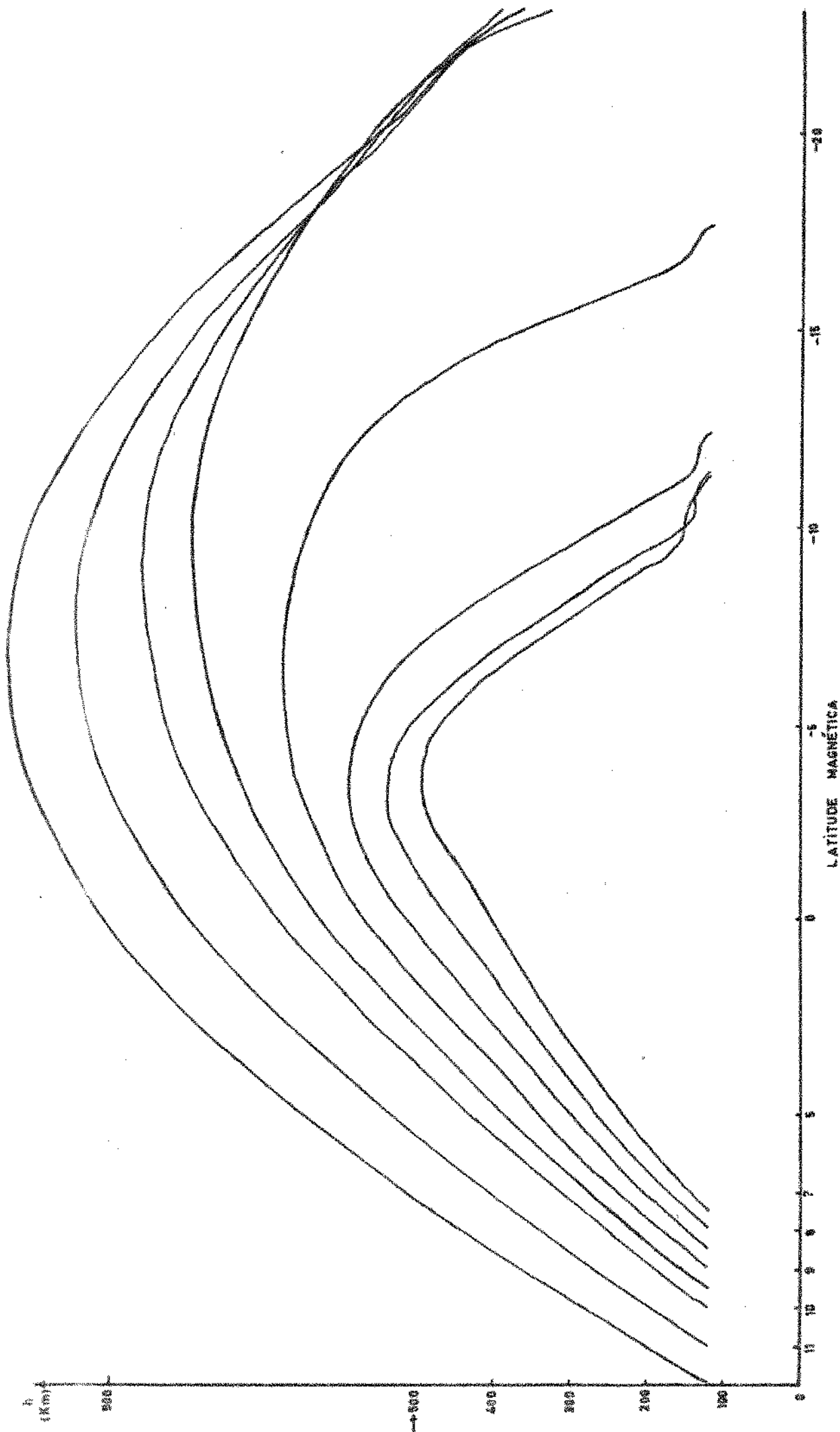


FIG. 11 - TRAJETÓRIAS DE ONDAS DE VLF PARTINDO DE DIVERSAS LATITUDES MAGNÉTICAS NO HEMISFÉRIO NORTE (PERÍODO NOTURNO)

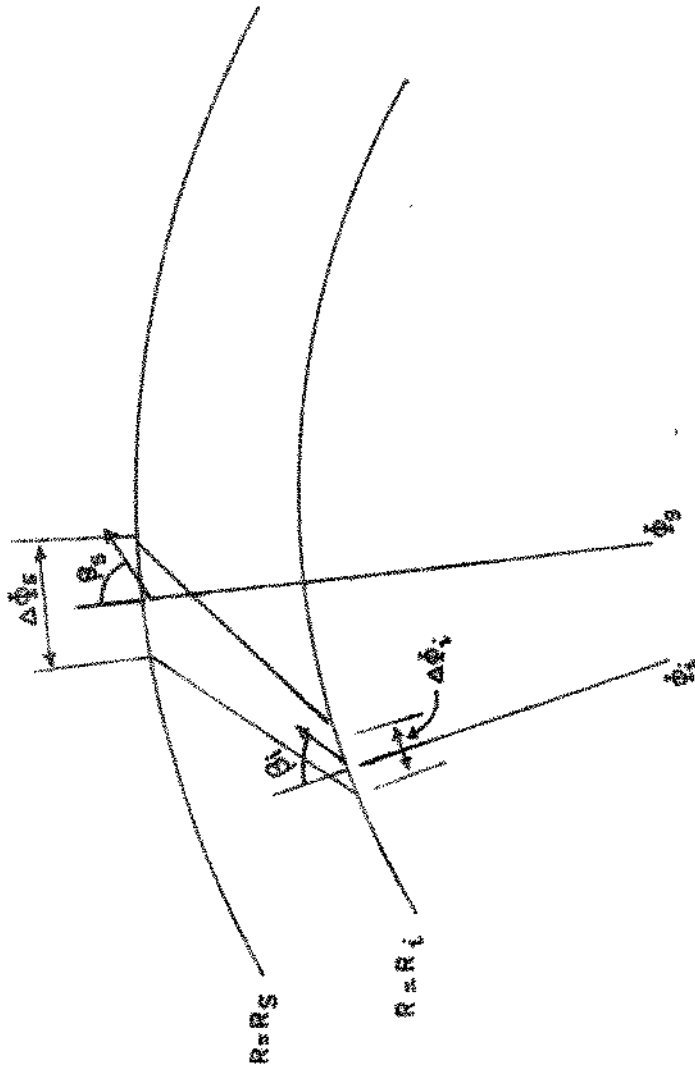


FIG. 12 — TUBO DE RAIOS ÍNDICANDO OS PARÂMETROS
NO CÁLCULO DE σ_F

diano magnético. Esta hipótese será admitida válida nos desenvol-
volvimentos subsequentes e corresponde à não existência de va
riações longitudinais do perfil eletrônico (e iônico). Isto é
certamente incorreto nas regiões de transição entre dia e noite
onde sabemos que ocorrem gradientes longitudinais da concentra
ção de partículas ionizadas. Este fato é o responsável pela di
visão entre período diurno e noturno neste estudo, não incluin
do, desta forma, a região de transição.

Todos os elementos da expressão (3.1) podem ser determina
dos pelo programa de traçado de raios; ao calcularmos os valo
res numéricos de G_F verificamos que os mesmos podem ser maiores
ou menores que a unidade, correspondendo, portanto, à convergên
cia e divergência dos raios respectivamente.

Exprimindo o ganho de focalização em decibéis obtemos os
gráficos das figuras 13 e 14 que correspondem ao período notur
no e diurno respectivamente. Em ambos os gráficos observamos um
aumento da desfocalização dos raios provenientes do hemisfério
norte quando caminhamos do hemisfério norte para o sul. A me
nos de uma pequena focalização em torno de -5° de latitude, esta
tendência continua até atingirmos -14° (ponto de máxima desfoca
lização). A partir desta latitude o ganho de focalização começa
a aumentar atingindo um máximo em torno de -21° para o período
noturno e -29° para o período diurno. Após estas latitudes o ga
nho de focalização é normalmente maior que a unidade, correspon
dendo à focalização dos raios. Observar os picos de focalização
que ocorrem para latitudes abaixo de -30° (principalmente no pe

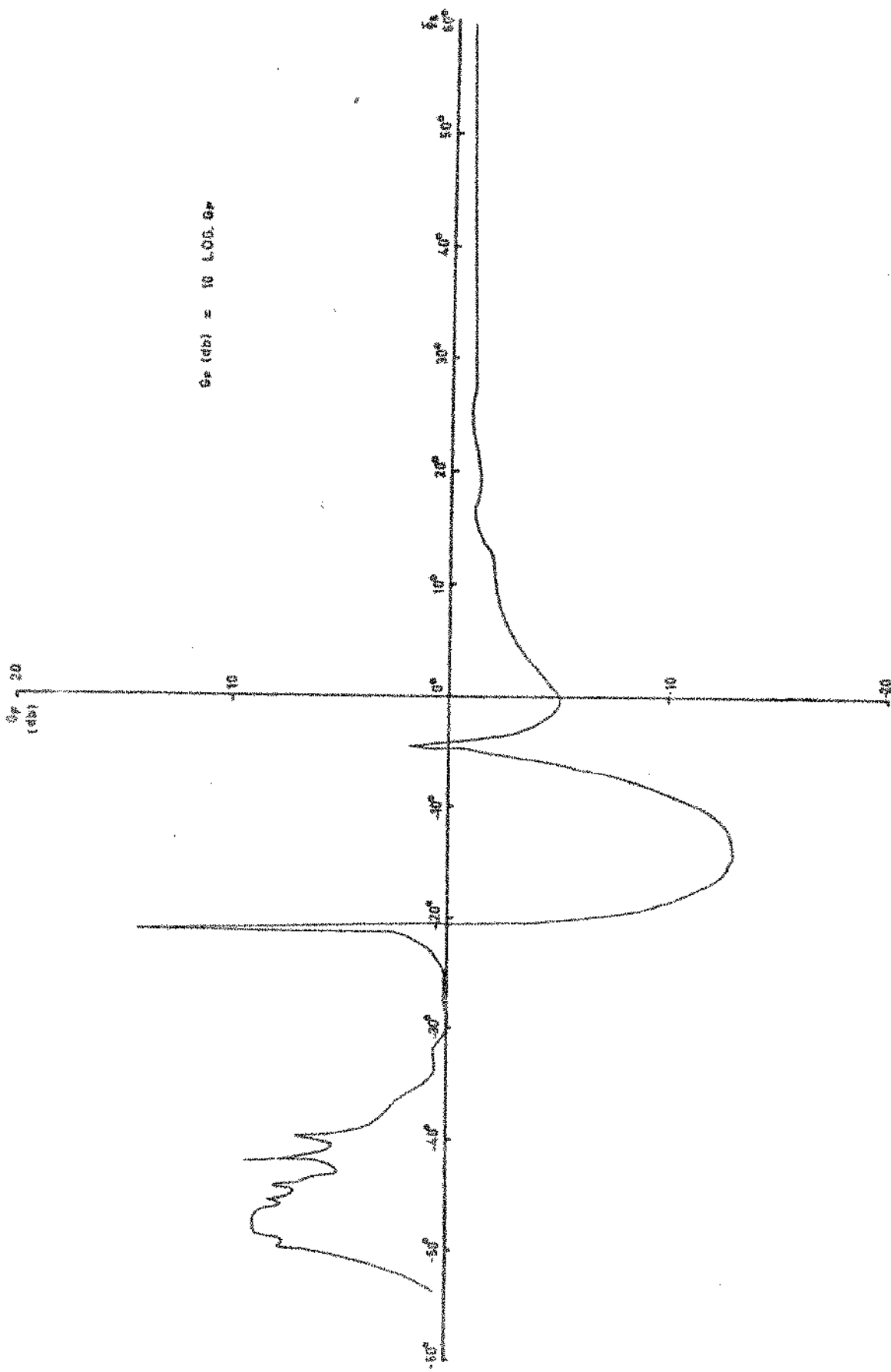


FIG. 13 GANHO DE FOCALIZAÇÃO PARA O PERÍODO NOTURNO

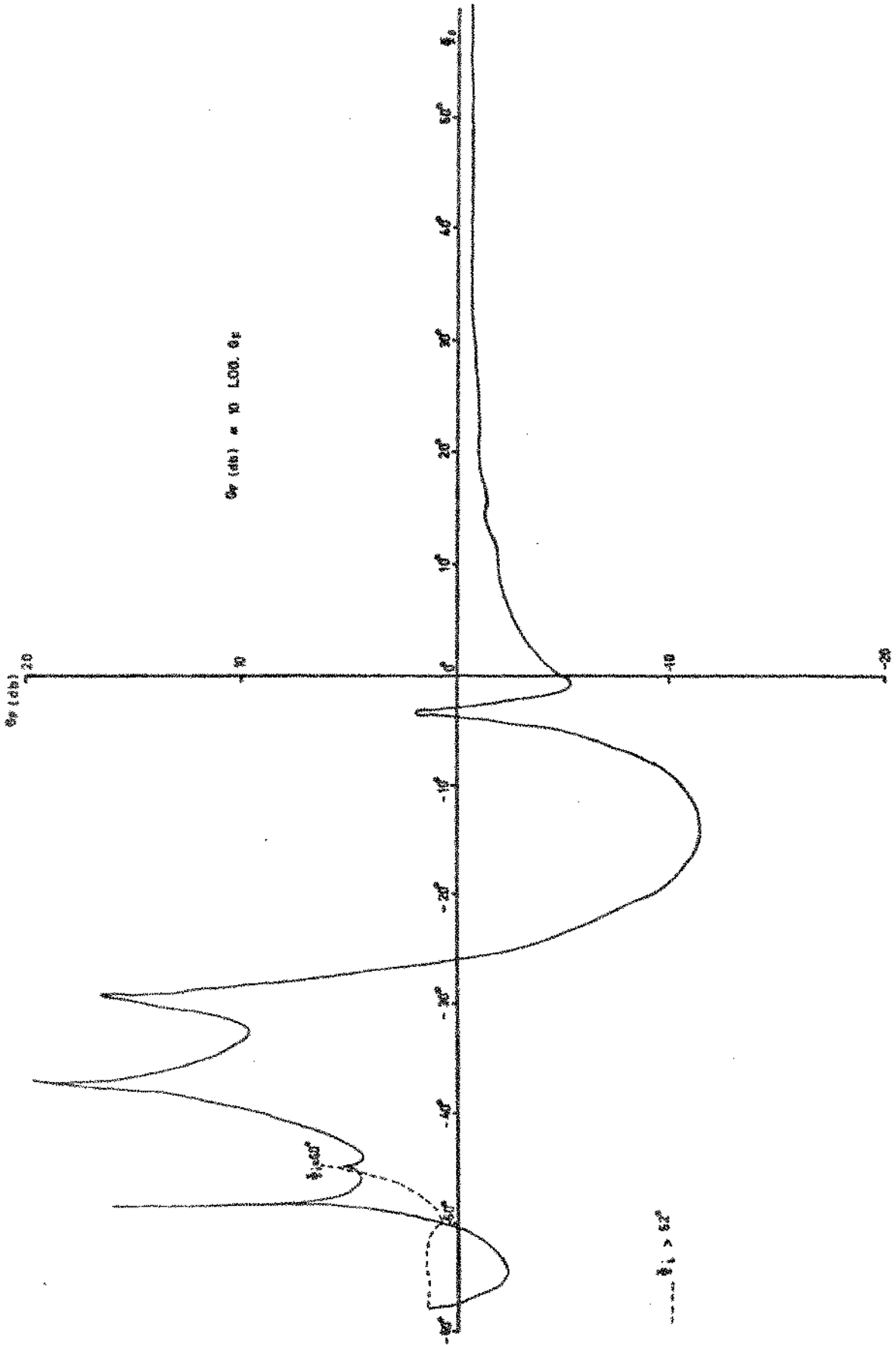


FIG. 14 GAINHO DE FOCALIZAÇÃO PARA O PERÍODO DIURNO

ríodo noturno) que podem acarretar "fading" na recepção feita pelo satélite. Para latitudes superiores a $+60^\circ$ o ganho de focalização é praticamente igual à unidade; a ausência das curvas de G_F para latitudes magnéticas abaixo de -60° é devida ao fato de não conseguirmos obter raios provenientes do hemisfério norte que atinjam esta região usando os modelos de densidade eletrônica expostos; este comportamento das ondas fora da faixa ($+60^\circ$, -60°) é explicado pela presença da plasmapausa em torno de $\pm 60^\circ$ de latitude, caracterizada por uma densidade de elétrons bastante pequena que acarreta gradientes latitudinais bastante elevados; no traçado de raios para ondas acima de $+60^\circ$ obtemos trajetórias que apresentam muito pouca curvatura em direção ao equador acarretando um grande percurso para a onda, o que concorre para a sua absorção pelo meio.

Outro resultado que podemos obter pelo traçado de raios é a correspondência entre a latitude de entrada do raio na alta ionosfera (ϕ_i) e a latitude de chegada a uma altitude determinada (ϕ_S). Convém observar que a cada valor de ϕ_i haverá normalmente dois valores de ϕ_S que irão satisfazer a condição acima: um deles corresponderá à onda durante sua trajetória ascendente e o outro correspondente à trajetória descendente; obtemos, desta forma, os gráficos da Fig. 15 e 16 correspondentes ao período noturno e diurno respectivamente. Em ambos os casos verificamos que ϕ_i e ϕ_S para a onda possuem valores próximos entre si quando estamos no hemisfério norte magnético ($\phi_S > 0$) correspondendo a um pequeno desvio da energia em direção ao equador ($\phi_S \lesssim \phi_i$) e a um ganho de focalização próximo da unidade. No hemisfério

sul ($\phi_S < 0$) a onda sofre desfocalização acentuada nas regiões em que ϕ_i é aproximadamente constante para variações sensíveis de ϕ_S e focalização em regiões de ϕ_S praticamente constante.

Como veremos no capítulo seguinte, para a previsão do campo magnético da onda a 500 Km de altitude precisamos ainda conhecer o índice de refração (μ), o ângulo (ψ) entre o vetor de propagação e o campo magnético terrestre, a girofrequência (f_H) e o ângulo (β_i) formado pela direção da energia com a vertical. Todos estes valores são fornecidos pelo programa de traçado de raios. Os valores de μ , ψ e f_H são para a altitude de 500 Km e β_i para 120 Km de altitude. Verificamos que o ângulo β_i varia entre -5° e -18° para todas as latitudes de entrada ϕ_i no hemisfério norte; como iremos necessitar do cosseno deste ângulo no capítulo seguinte, podemos usar

$$\cos \beta_i \approx 1 \quad (3.2)$$

sem cometer erro apreciável na previsão do campo magnético da onda.

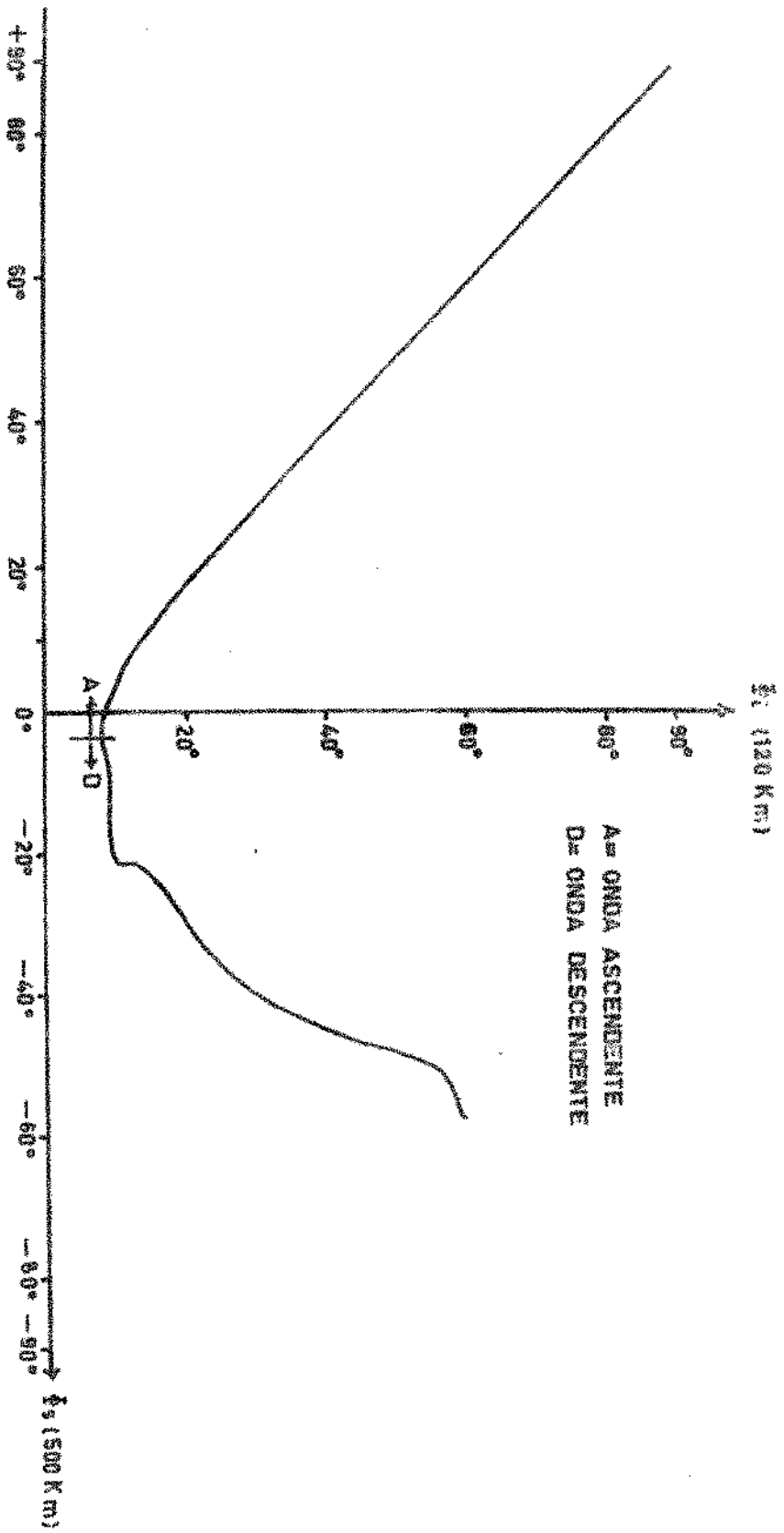


FIG. 15 CORRESPONDENCIA ENTRE LATITUDE DE ENTRADA NA ALTA IONOSFERA (ϕ_i) E LATITUDE NA REGIÃO DO SATELITE (ϕ_s) PARA ALTITUDE DE 500 Km E PERIODO NOTURNO.

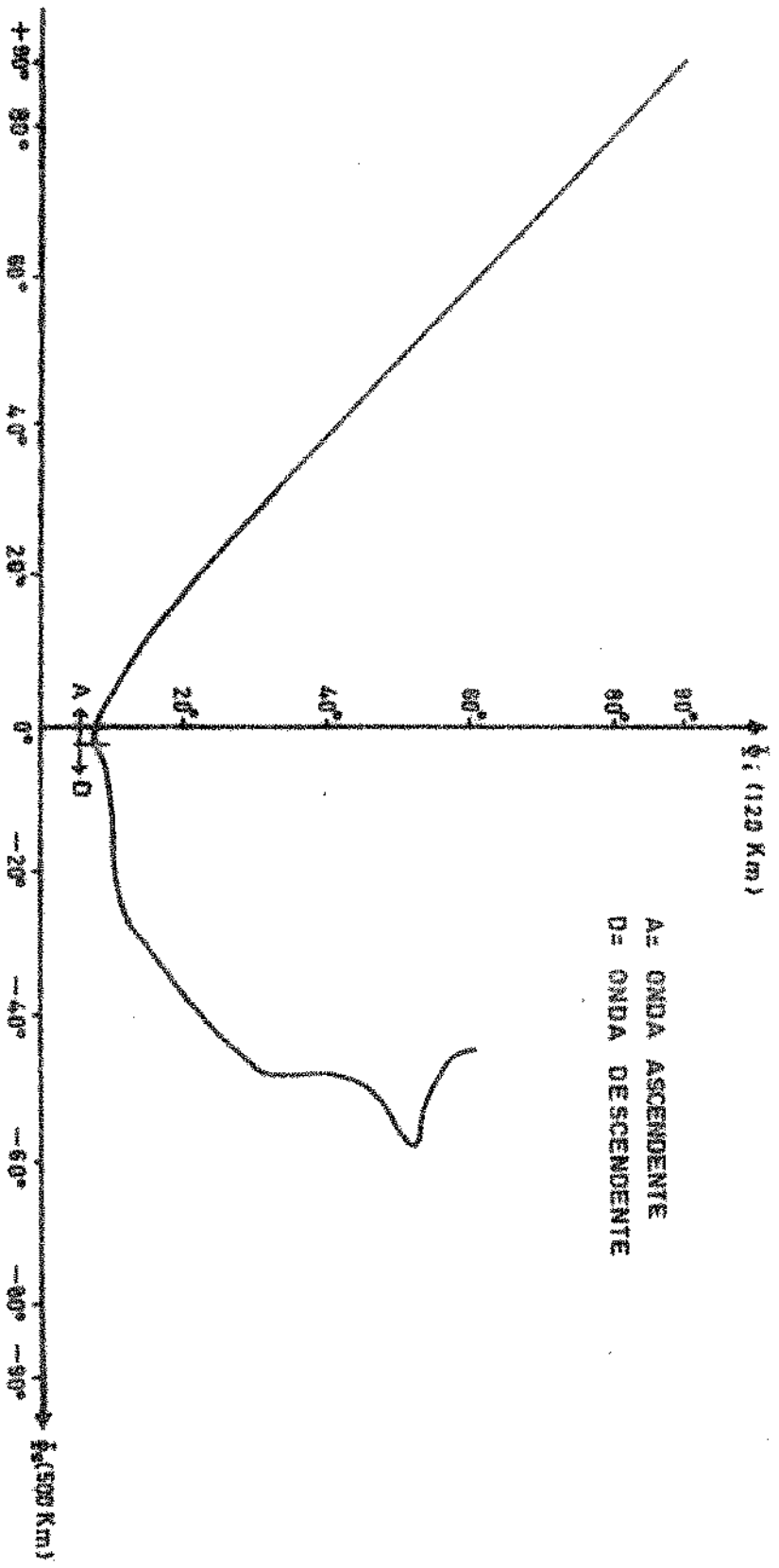


FIG. 16 CORRESPONDENCIA ENTRE LATITUDE DE ENTRADA NA ALTA IONOSFERA (h') E LATITUDE NA REGIÃO DO SATELITE(h'_p) PARA ALTITUDE DE 500 Km E PERIODO DIURNO.

A = ONDA ASCENDENTE
 D = ONDA DESCENDENTE

IV - PROPAGAÇÃO DA ONDA DE VLF ABAIXO DA IONOSFERA
E NA BAIXA IONOSFERA

IV.1 - Percurso Abaixo da Ionosfera

Nesta região, limitada pela superfície terrestre e pela borda inferior da camada D da ionosfera, podemos supor que a onda se propaga como no espaço livre com exceção das eventuais reflexões nas duas superfícies que delimitam este guia de onda. Supondo que o raio da Terra seja igual a 6 372 Km e que a borda inferior da ionosfera (h) está a 70 Km de altitude, verificamos que o ponto da borda inferior da ionosfera mais distante do transmissor que podemos atingir por visada direta encontra-se a aproximadamente 1000 Km. Esta situação corresponde à onda saindo do transmissor tangente à superfície terrestre. Podemos dividir o problema da previsão da intensidade do campo magnético da onda na alta ionosfera em duas partes, conforme a distância entre transmissor e ponto de penetração da ionosfera seja menor ou maior que 1000 Km.

IV.1.1 - Distância menor que 1000Km entre Transmissor e Ponto de Penetração

Neste caso o problema foi estudado detalhadamente por Scarabucci (1969b), obtendo-se para o campo magnético da onda na região do satélite a expressão

$$H = \left(\frac{\mu_S \cdot G_F \cdot P \cdot \cos I}{\cos \beta_i} \right)^{1/2} \cdot \frac{T_v \cdot \text{senn}}{s} \quad (4.1)$$

onde P é a potência do transmissor dada em Kw, s é a distância entre transmissor e ponto de penetração em Km e H é o campo magnético da onda expresso em gamas. Na expressão acima i é o ângulo de incidência na ionosfera (ângulo entre a normal à onda e a vertical), T_v o coeficiente de transmissão na baixa ionosfera para polarização vertical da onda (obtido pelo programa de onda completa) e η é o ângulo entre a vertical e a direção da onda no transmissor. A geometria adotada está indicada na Fig. 17 onde mostramos a trajetória de um raio (direção da energia) entre o transmissor terrestre T e o satélite S localizado na alta ionosfera.

Na expressão (4.1) já conhecemos μ_s , G_F e $\cos\beta_i$ pelo programa de traçado de raios, T_v pode ser calculado pelo programa de onda completa, P é conhecido pela escolha da estação transmissora e os demais parâmetros são determinados por considerações geométricas (Scarabucci, 1969b):

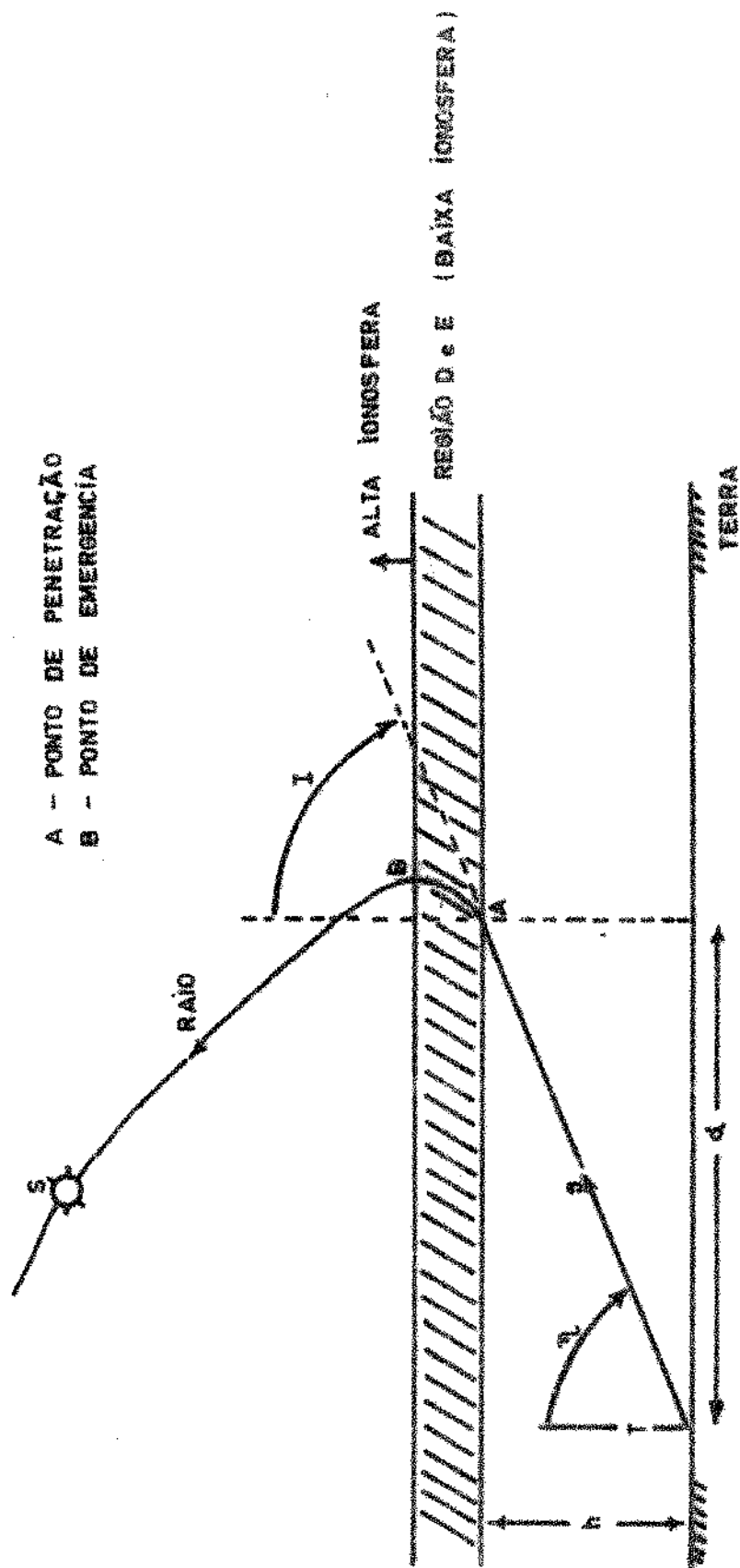
$$s = \{h^2 + 2R_E(R_E + h) [1 - \cos(d/R_E)]\}^{1/2} \quad (4.2)$$

$$\operatorname{tg} I = \frac{\operatorname{sen}(d/R_E)}{(h/R_E) + 1 - \cos(d/R_E)} \quad (4.3)$$

$$\eta = I + \frac{d}{R_E} \quad (4.4)$$

onde R_E é o raio da Terra e η , I , d e h estão indicados na Fig. 18.

Os valores numéricos do campo magnético da onda obtidos por esta teoria praticamente coincidem com os dados registrados pelo satélite OGO-4 (vide Scarabucci, 1969b).



A - PONTO DE PENETRAÇÃO
 B - PONTO DE EMERGÊNCIA

FIG. 17 - TRAJETÓRIA DE UM RAIO ENTRE TRANSMISSOR γ E SATELITE S. A CURVATURA DA TERRA NÃO ESTÁ INDICADA.

IV.1.2 - Atenuação no Guia de Onda Superfície Terrestre - Baixa Ionosfera.

Quando a onda de VLF percorre distância maior que 1000 Km no guia de onda formado pela superfície da Terra e a baixa ionosfera, deve ocorrer pelo menos uma reflexão da onda dentro deste guia. Há, desta forma, o aparecimento de modos de propagação que podem ser especificados através de números inteiros positivos (n). O modo que sofre menor atenuação no guia é caracterizado por $n=1$ e corresponde ao número mínimo de reflexões nas bordas do guia. Na análise desenvolvida a seguir iremos supor que a potência irradiada pelo transmissor irá se propagar segundo este modo. O cálculo teórico da atenuação sofrida pelos diversos modos ao se propagarem neste guia é bastante complexo. Adotamos neste trabalho duas maneiras distintas para o cálculo da atenuação total sofrida pela onda ao percorrer o referido guia:

- a - utilizando a teoria modal (Wait, 1964);
- b - utilizando a atenuação causada pelas reflexões intermediárias e espalhamento dos raios no guia.

Para conhecermos o coeficiente de atenuação pela teoria modal devemos especificar vários parâmetros tais como frequência da onda, modo de propagação, altura da ionosfera, condutividade da superfície terrestre ($\sigma_{\text{mar}} \approx 4500 \text{ mmho/m}$ e $\sigma_{\text{solo}} \approx 5 \text{ mmho/m}$), além da direção de propagação. Utilizando para todas estas variáveis valores razoáveis podemos obter valores médios para o coefi

ciente de atenuação (α) válidos para o período diurno e noturno:

$$\alpha_{\text{dia}} \approx -3,0 \text{ db/1000 Km} \quad (4.5)$$

$$\alpha_{\text{noite}} \approx -2,4 \text{ db/1000 Km}$$

Verifica-se, desta forma, que a atenuação total (Γ) sofrida pela onda entre dois pontos do guia distanciados de mais de 1000 Km é maior durante o período diurno. Para distâncias menores que 1000 Km entre transmissor e ponto de penetração na baixa ionosfera consideramos atenuação total nula.

Outra forma de calcular a atenuação total do fluxo de potência quando se distancia do transmissor é verificar o que ocorre em cada ponto de reflexão no guia e o efeito do espalhamento dos raios neste guia. Para obter a atenuação (Γ_R) devida apenas às reflexões adotamos o seguinte procedimento:

- a - conhecendo-se a distância (d) entre transmissor e ponto de penetração, determina-se o número mínimo de reflexões nas bordas do guia antes da onda atingir o ponto de penetração;
- b - como a onda irradiada pelo transmissor possui polarização vertical, os coeficientes de reflexão de Budden indicam que a maior parte do fluxo de potência após a reflexão mantém-se ainda no plano de incidência (vide seção IV.3.2); nos cálculos abaixo consideramos que a polarização da onda é sempre vertical;

c - para o cálculo do coeficiente de reflexão no solo utilizamos o coeficiente de Budden $||R||$ pois foi suposto polarização vertical antes e após a reflexão. A expressão analítica desta coeficiente é (Budden, 1966).

$$||R|| = \frac{n_2 \cdot \cos \theta_i - n_1 (n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}}{n_2 \cdot \cos \theta_i + n_1 (n_2^2 - n_1^2 \sin^2 \theta_i)^{1/2}} \quad (4.6)$$

onde θ_i é o ângulo formado pelo vetor de propagação e a vertical no solo, n_1 é o índice de refração do ar (igual a um) e n_2 é o índice de refração do solo que pode ser calculado pela expressão

$$n_2^2 = \frac{\epsilon_s}{\epsilon_0} - j \cdot \frac{\sigma}{\omega \epsilon_0} \quad (4.7)$$

onde ϵ_s é a permitividade do solo, ϵ_0 a permitividade do espaço livre e ω a frequência angular da onda. Utilizando-se para σ os valores indicados anteriormente e ângulos θ_i maiores que 80° , conclui-se que o módulo do coeficiente $||R||$ é praticamente igual à unidade. Nos cálculos feitos foi suposta reflexão perfeita no solo.

d - utilizando o programa de onda completa verificamos que o coeficiente de reflexão $||R||$ nos pontos de reflexão na ionosfera varia entre 0,30 e 0,70 para latitudes magnéticas entre 90° e 25° . Nos cálculos foi adotado um coeficiente de reflexão médio de 0,50.

e - para cada reflexão na ionosfera há uma atenuação de

$||R||^2$ no fluxo de potência da onda. Obtemos, desta forma, as atenuações apresentadas na tabela abaixo, onde N_{\min} é o número mínimo de reflexões na ionosfera.

d(Km)	N_{\min}	Γ_R (db)
0 a 1000	0	0
1000 a 3000	1	- 6
3000 a 5000	2	- 12
5000 a 7000	3	- 18
7000 a 9000	4	- 24
9000 a 11000	5	- 30

Para se conhecer a atenuação total deve-se determinar a parcela correspondente ao espalhamento dos raios ao se afastarem do transmissor. Para isso considera-se dois raios partindo do transmissor e formando um ângulo $\Delta\xi$ entre si. A uma certa distância d_1 do transmissor estes raios estarão distanciados de x (sobre a superfície esférica) e a uma distância d_2 (maior que d_1) a distância é de y entre os mesmos. Estaremos interessados em situações em que $y > x$ para propagação dentro do guia. Chamando de a o raio da Terra, temos:

$$\cos\left(\frac{x}{a}\right) = \cos^2\left(\frac{d_1}{a}\right) + \sin^2\left(\frac{d_1}{a}\right) \cdot \cos(\Delta\xi) \quad (4.8)$$

$$\therefore \cos\left(\frac{x}{a}\right) = 1 + \operatorname{sen}^2\left(\frac{d_1}{a}\right) \cdot [\cos(\Delta\xi) - 1] \quad (4.9)$$

$$\text{e } \cos\left(\frac{y}{a}\right) = 1 + \operatorname{sen}^2\left(\frac{d_2}{a}\right) \cdot [\cos(\Delta\xi) - 1] \quad (4.10)$$

$$\text{Logo: } \frac{\cos\left(\frac{x}{a}\right) - 1}{\cos\left(\frac{y}{a}\right) - 1} = \left[\frac{\operatorname{sen}\left(\frac{d_1}{a}\right)}{\operatorname{sen}\left(\frac{d_2}{a}\right)} \right]^2 \quad (4.11)$$

Expandindo os cossenos que aparecem na expressão acima em série de potências e tomando apenas os dois primeiros termos do desenvolvimento, obtemos

$$\frac{x}{y} \cong \frac{\operatorname{sen}\left(\frac{d_1}{a}\right)}{\operatorname{sen}\left(\frac{d_2}{a}\right)} \quad (4.12)$$

Como iremos estar interessado no fluxo de potência da onda, podemos calcular esta quantidade conhecendo-se a potência irradiada no setor considerado (P_s) e a área de interesse. Chamando de p_1 o fluxo de potência à distância d_1 do transmissor, p_2 o fluxo de potência à distância d_2 do transmissor e h a altura da ionosfera, obtemos

$$\frac{p_1}{p_2} = \frac{\frac{P_s}{A_1}}{\frac{P_s}{A_2}} = \frac{A_2}{A_1} = \frac{y \cdot h}{x \cdot h} = \frac{y}{x}$$

$$p_2 = p_1 \cdot \frac{x}{y} \quad (4.13)$$

Logo, a atenuação (E) causada pelo espalhamento dos raios é dada por

$$E = 10 \log_{10} \left(\frac{x}{y} \right) \quad (\text{db}) \quad (4.14)$$

Considerando as atenuações devidas às reflexões intermediárias e ao espalhamento dos raios obtemos uma atenuação total (Γ) dada por

$$\Gamma = \Gamma_R + E \quad (\text{db}) \quad (4.15)$$

Nos cálculos, p_1 foi feito igual ao fluxo de potência antes da primeira reflexão e p_2 igual ao fluxo de potência no ponto de penetração. Para distâncias menores que 1000 Km Γ foi suposto nulo.

Resumindo esta seção: foram apresentados dois métodos para calcular a atenuação total sofrida por uma onda ao percorrer uma distância d entre transmissor e ponto de penetração. No primeiro método (teoria dos modos) a atenuação total Γ é dada por

$$\Gamma = \Gamma_w = \alpha \left(\frac{d-1000}{1000} \right) \quad (\text{db}) \quad (4.16)$$

e no segundo método a atenuação é obtida pela expressão (4.15).

IV.2 - Campo da Onda de VLF na Alta Ionosfera

Nos cálculos feitos a seguir iremos utilizar como incôgnita o campo magnético H da onda. O campo elétrico pode ser obtido conhecendo-se o campo magnético da onda e as propriedades do meio. No caso em que a distância entre transmissor e ponto de penetração na baixa ionosfera é menor que 1000 Km, a previsão do campo magnético da onda na alta ionosfera é dada pela expressão (4.1). Para distâncias superiores a 1000 Km podemos avaliar a intensidade do campo magnético fazendo as considerações abaixo.

O fluxo de potência (p) irradiado por um dipolo vertical de comprimento bem menor que o comprimento de onda da radiação pode ser considerado como sendo puramente radial e com valor dado por (Scarabucci, 1969b).

$$p = \frac{3P \cdot \text{sen}^2 \eta}{4\pi s^2} \quad (4.17)$$

Para a estação transmissora NAA que iremos considerar nos cálculos, as hipóteses acima são verdadeiras e temos para potência irradiada o valor $P = 1\text{Mw} = 10^6\text{w}$. Chamando de p_i o fluxo de potência incidente antes da primeira reflexão na ionosfera, podemos utilizar as atenuações (Γ) obtidas na seção IV.1.2 para o cálculo do fluxo de potência no local de penetração na baixa ionosfera (p_ϕ). Teremos desta forma

$$\Gamma = 10 \log_{10} \left(\frac{p_\phi}{p_i} \right) \quad (4.18)$$

$$P_{\phi} = P_i \cdot 10^{-|\Gamma|/10} \quad (4.19)$$

As componentes verticais dos fluxos incidente e emergente na baixa ionosfera podem ser relacionadas através do coeficiente de transmissão desta região. Admitindo que a polarização da onda que penetra na baixa ionosfera seja próxima da polarização vertical podemos escrever (justificação na seção IV.3.2).

$$T_v^2 = \frac{P_z'}{P_{\phi} \cdot \cos I} \quad (4.20)$$

onde T_v é o coeficiente de transmissão para polarização vertical da onda, P_z' é a componente vertical do fluxo de potência emergente da baixa ionosfera e I é o ângulo de incidência no ponto de penetração abaixo da ionosfera.

O fluxo de potência de um ponto genérico da alta ionosfera (P'') está relacionado com o fluxo emergente da baixa ionosfera (P') pelo ganho de focalização G_F , isto é

$$G_F = \frac{P''}{P'} = \frac{P''}{P_z' / \cos \beta_i} \quad (4.21)$$

Admitindo válida esta relação, estamos desprezando a atenuação sofrida pela onda acima de 120 Km que, para valores normais de frequência de colisão, não ultrapassa 3 db (Scarabucci, 1969b).

A relação entre o fluxo de potência médio na alta ionosfera (P'') e o campo magnético na frente de onda (H_w) foi obtida por Brice (1964) utilizando a aproximação Q.L. (quase longitudinal).

Esta aproximação é boa na prática a não ser que o vetor de propagação forme um ângulo com o campo magnético terrestre próximo do cone de ressonância. Chamando de H_w a amplitude da componente do campo magnético na frente de onda (caso análogo para E_w), Brice mostrou que

$$H_w = \frac{\mu}{Z_o} E_w = \frac{\mu}{Z_o} A \cdot \frac{Z_o^{1/2}}{X^{1/4}} \cdot (Y_L - 1)^{3/4} \quad (4.22)$$

$$\text{onde } A = \frac{(p'')^2}{[(Y_L - 1)^2 + \frac{1}{4} Y_T^2]^{1/4}} \quad (4.23)$$

Substituindo o valor de A na expressão (4.22) e usando o fato de que $\mu^2 \approx \frac{X}{Y_L - 1}$ chegamos à expressão

$$H_w^2 = \frac{p'' \cdot \mu_s}{Z_o} \quad (4.24)$$

$$\text{onde } \mu_s = \mu \cdot \frac{Y_L - 1}{[\frac{Y_T^2}{4} + (Y_L - 1)^2]^{1/2}} \quad (4.25)$$

Nas expressões acima temos:

$$Y = \frac{f_H}{f}$$

$$Y_L = Y \cdot \cos\psi \quad (4.26)$$

$$Y_T = Y \cdot \text{sen}\psi$$

onde f é a frequência da onda ($= 17800$ Hz) e μ , f_H e ψ são obtidos pelo programa de traçado de raios. Na figura 18 está indicada a variação do índice de refração μ e de μ_s com a latitude magnética do satélite (ϕ_s) a 500 Km de altitude.

Como a ionosfera é considerada um meio não magnético (com permeabilidade magnética igual a do vácuo), o campo magnético da onda não possui componente na direção de propagação e portanto, $H = H_w$. Como estamos considerando que a onda se propaga em um plano que coincide com o meridiano magnético e a antena do satélite é um "loop" paralelo a este plano, iremos medir no satélite o campo magnético total da onda. Podemos reescrever (4.24) na forma

$$p'' = \frac{Z_o \cdot H^2}{\mu_s} \quad (4.27)$$

Utilizando (4.20), (4.21) e (4.27) obtemos para o campo magnético da onda na região do satélite a seguinte expressão

$$H = T_v \left(\frac{\mu_s \cdot G_F \cdot \cos I}{Z_o \cdot \cos \beta_i} \cdot p_\phi \right)^{1/2} \quad \left(\frac{A}{m} \right) \quad (4.28)$$

onde T_v é determinado pelo programa de onda completa, $Z_o \approx 377 \Omega$, $\cos I \approx \cos 80^\circ = 0,17$, p_ϕ é expresso em watts/m² e os demais parâmetros já foram especificados anteriormente. Para exprimir o campo magnético em gamas (γ) devemos multiplicar o resultado obtido em (4.28) por $4\pi \cdot 10^2$; substituindo os valores numéricos das grandezas supostas constantes na expressão (4.28) obtemos

$$H \approx 27 \cdot T_v \cdot (\mu_s \cdot G_F \cdot p_\phi)^{1/2} \quad (\gamma) \quad (4.29)$$

Para exprimir H em decibéis relativos a 1 gama (dbγ) basta calcular

$$H(\text{db}\gamma) = 20 \log_{10} H(\gamma) \quad (4.30)$$

ou

$$H(\text{db}\gamma) = 20 \log 27.T_v + 10 \log \mu_s + 10 \log G_F + \\ + 10 \log p_i + \Gamma \quad (4.31)$$

onde a atenuação Γ é uma quantidade sempre negativa, definida pela equação (4.15) ou (4.16).

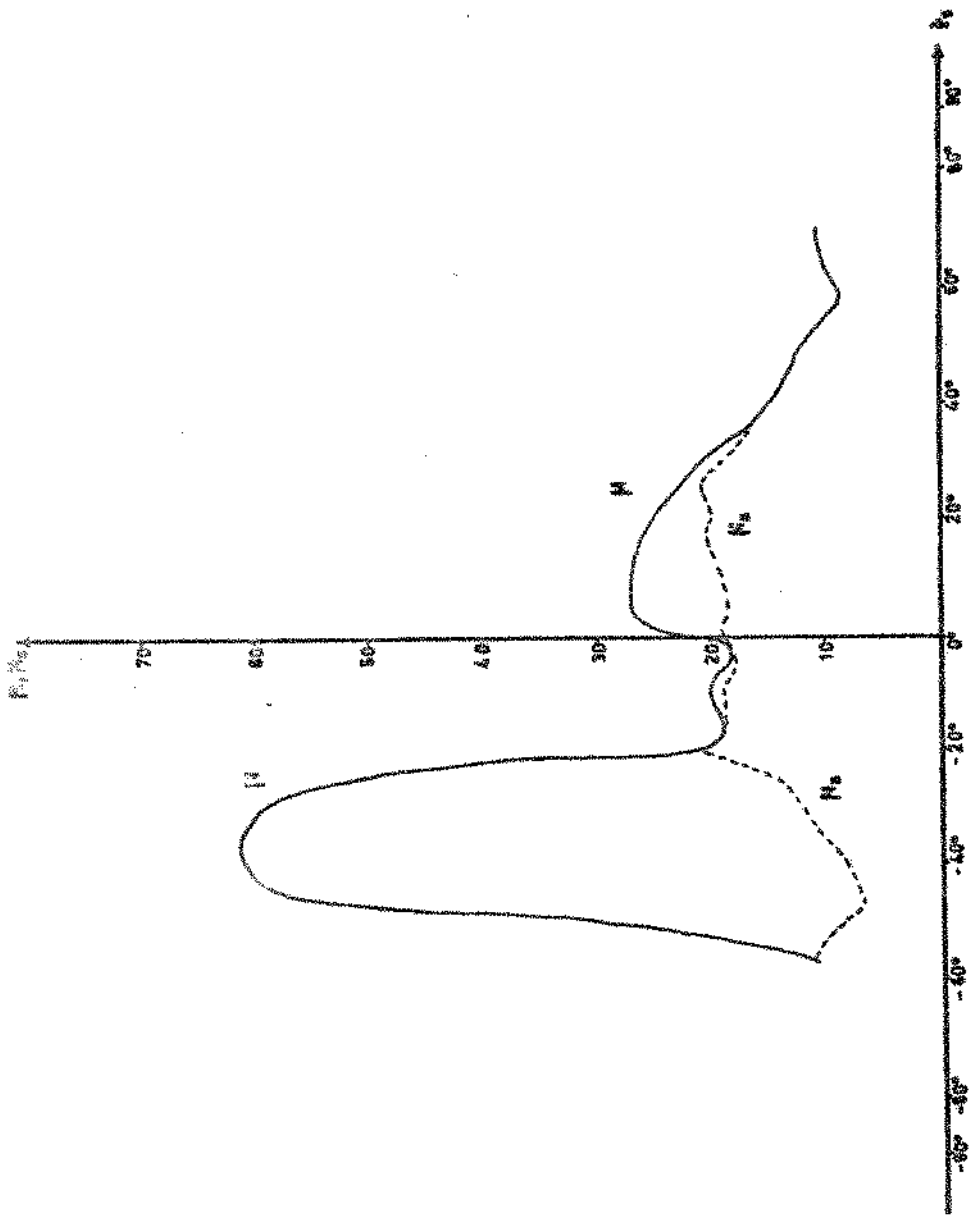


FIG. 16 -- VARIACÃO DE H E B COM A LATITUDE MAGNETICA A 100 km DE ALTITUDE (PERCO NOTURNO)

IV.3 - Programa de Onda Completa

IV.3.1 - Dados Necessários

Este programa de computador (Apêndice A) integra a equação diferencial (2.45) obtendo os campos elétrico e magnético da onda implícitos no vetor coluna \vec{E} (vide (2.46)). O programa (Scarabucci, 1969a) requer como dados de entrada as seguintes informações:

- a - frequência da onda considerada (no caso $17,8 \cdot 10^3$ Hz);
- b - girofrequência (f_H) e ângulos de inclinação magnética (DIP), azimuth magnético (χ_R) e incidência (I) no local de propagação da onda (baixa ionosfera); a girofrequência e o ângulo DIP são obtidos utilizando-se a aproximação do dipolo centrado (seção II.2) com $f_{H_0} = 870$ KHz;
- c - densidade de eletrons e frequência de colisão entre eletrons e partículas neutras: foram utilizados os perfis deduzidos por Deeks (seção II.1.1);
- d - dados relativos ao método de integração da equação (2.45) tais como: intervalo de integração, altitude de início e fim da integração, altura abaixo da qual a frequência de plasma é feita igual a zero (isto é, onde a densidade eletrônica é suposta nula);

Com estas informações o programa de onda completa fornece os campos E e H da onda ponto a ponto na baixa ionosfera, os coeficientes de transmissão e reflexão para os diversos modos de polarização da onda incidente (penetrante, não penetrante, horizontal, vertical) e os coeficientes de reflexão de Budden (1966).

IV.3.2 - Resultados

Quando o ponto de penetração da onda na baixa ionosfera encontra-se a uma distância maior que 1000 Km do transmissor, o vetor de propagação da onda forma um ângulo de incidência próximo de 80° em cada ponto de reflexão da onda na borda inferior da ionosfera. Para determinar o fluxo de potência refletido (p_r) na primeira incidência na ionosfera deve-se conhecer o coeficiente de reflexão para polarização vertical da onda (R_v), pois a onda é transmitida com este tipo de polarização. Podemos calcular este coeficiente conhecendo os coeficientes de Budden; como sabemos que a onda incidente possui o campo elétrico no plano de incidência e que a onda refletida pode ter a direção do campo elétrico em uma direção genérica, podemos escrever

$$|R_v|^2 = |||R_{||}|^2 + |||R_{\perp}|^2 \quad (4.32)$$

onde, no 2º membro, foram utilizados dois dos quatro coeficientes de reflexão de Budden. Nestes coeficientes o índice que precede R indica a situação do campo elétrico da onda com relação ao plano de incidência (paralelo ou normal ao mesmo) antes da reflexão e o segundo índice dá a situação após a reflexão. Os

valores de todos os coeficientes de reflexão de Budden podem ser determinados pelo programa de onda completa. Para este cálculo, devemos conhecer, entre outras coisas, o valor do ângulo de incidência I na ionosfera ($= 80^\circ$) e o ângulo de inclinação magnética (DIP na Fig. 9); o valor do DIP local (entre 350 e 1000 Km do transmissor) foi suposto igual ao valor do mesmo no local do transmissor NAA, isto é, 72° (aproximação do dipolo para o campo magnético da Terra); verificamos que o erro máximo que se comete no DIP é aproximadamente 5° , o que não influi de maneira apreciável no cálculo do coeficiente de reflexão nestas latitudes. O coeficiente de reflexão R_v irá variar conforme a direção seguida pela onda ao deixar o transmissor. A caracterização desta direção pode ser feita através do azimute magnético no transmissor. Utilizando $I = 80^\circ$ e $DIP = 72^\circ$ obtemos o gráfico da Fig. 19 ao se variar o ângulo de azimute magnético no transmissor (χ_{NAA}). Analisando esta figura, verificamos que a propagação da onda de oeste para leste ($\chi_{NAA} = +90^\circ$) é melhor que a de leste para oeste ($\chi_{NAA} = -90^\circ$) com respeito ao guia formado pela Terra e baixa ionosfera. Este resultado está de acordo com as conclusões fornecidas por Wait (1964) para propagação no referido guia, apesar de terem sido obtidas por método diverso. Observar que R_v possui um valor relativamente elevado (entre 0,5 e 0,6) devido ao ângulo de incidência da onda na baixa ionosfera ter valor bastante elevado ($I = 80^\circ$). Verificamos também que as direções menos convenientes para propagação da onda dentro do guia ocorrem para ângulos azimutais de -40° e -170° no transmissor.

Outro parâmetro que devemos conhecer para obter o campo magnético da onda na alta ionosfera é o coeficiente de transmis-

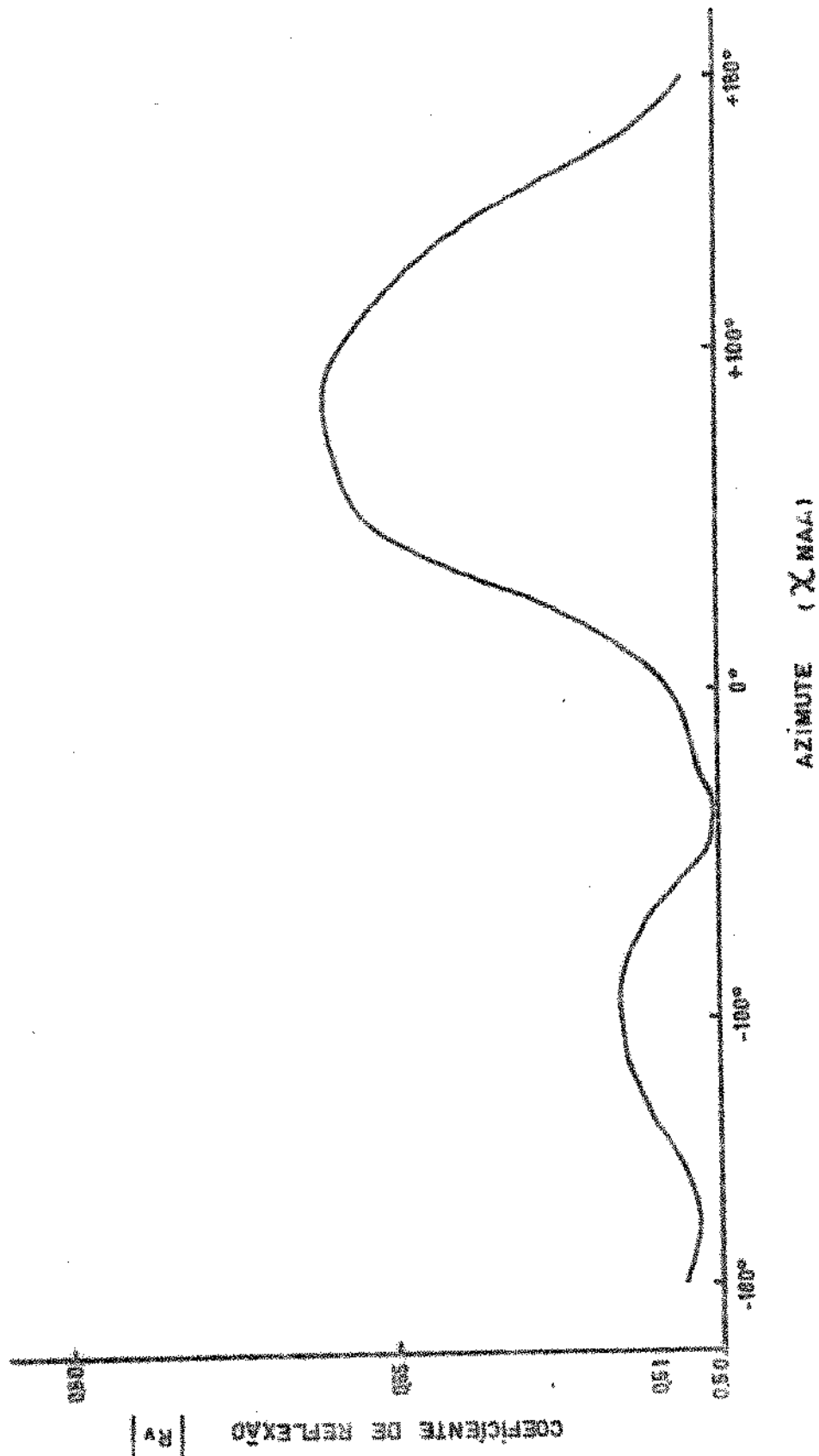


Fig. 16 - VARIACÃO DO COEFICIENTE DE REFLEXÃO PARA POLARIZAÇÃO VERTICAL DA ONDA (R_v) COM RELAÇÃO AO AZÍMUTE MAGNÉTICO NO TRANSMISSOR (χ_{MAA}) FIXADOS $\theta_p = 72^\circ$, $I = 90^\circ$

são da onda na baixa ionosfera (vide (4.20)). Para o cálculo deste coeficiente devemos especificar a polarização da onda incidente e o valor do ângulo de inclinação magnética (DIP) e de azimute (χ_R) no ponto de penetração. Para decidir sobre o tipo de polarização da onda incidente no ponto de penetração especificamos na figura 20 a variação dos coeficientes de reflexão de Budden $||R||$ e $||R_{\perp}||$ com o azimute na primeira reflexão na ionosfera. Sabemos que o campo elétrico da onda antes da reflexão é paralelo ao plano de incidência e observando a Fig. 20 notamos que o campo elétrico após a reflexão deverá ainda permanecer praticamente neste plano pois $||R||$ é no mínimo duas vezes maior que $||R_{\perp}||$. Devido a este fato iremos simplificar o problema supondo polarização vertical no ponto de penetração. No capítulo seguinte iremos comentar sobre esta simplificação. Para o cálculo do coeficiente de transmissão para polarização vertical (T_v) é necessário ainda especificar os ângulos de DIP e χ_R . Fixando o DIP e variando o azimute χ_R entre -180° e $+180^{\circ}$ obtemos os gráficos da Fig. 21. Este procedimento equivale a fixar um ponto na borda inferior da baixa ionosfera e verificar como varia o coeficiente de transmissão T_v para ondas vindas de todas as direções.

Devemos observar os seguintes fatos ao analisar a Fig. 21:

a - todos os coeficientes de transmissão T_v foram obtidos para o ângulo de incidência fixo de 80° . Isto significa que as curvas obtidas não valem para regiões de penetração na baixa ionosfera próximas do transmissor;

b - para $DIP = 90^{\circ}$, isto é, para a situação em que o campo

magnético é vertical (polo norte e sul magnéticos) e existe uma simetria perfeita para ondas provenientes de qualquer direção. Isto faz com que o coeficiente de transmissão permaneça constante (no caso $T_v \approx 0,18$) com respeito a variações do ângulo azimutal;

- c - para ângulos de DIP pequenos (entre 0° e 8°), isto é, em regiões próximas do equador magnético, o coeficiente de transmissão é praticamente nulo devido ao vetor de propagação ser aproximadamente normal ao campo magnético terrestre, acarretando grande absorção da onda ao percorrer a baixa ionosfera. Concluimos, portanto, que o campo magnético da onda na alta ionosfera para estas latitudes magnéticas será devido a ondas vindas pela alta ionosfera e não pelo guia de onda;
- d - as curvas para os demais ângulos de DIP apresentam comportamento semelhantes, tendo um ponto de máximo próximo de $+180^\circ$ quando, então, o vetor de propagação \vec{k} forma um ângulo mínimo com a direção do campo magnético terrestre;
- e - como podemos observar, as curvas não são simétricas com relação ao ângulo de azimute igual a zero, com exceção dos casos particulares em que $DIP = 90^\circ$ e DIP entre 0° e 8° . O ponto de mínimo das curvas ocorre para ângulos azimutais positivos, correspondendo a regiões localizadas a leste do transmissor;

f - o valor do ângulo de DIP que acarreta transmissão máxima através da baixa ionosfera é aproximadamente 28° . Nestas condições o azimute vale aproximadamente 180° . Esta conclusão também é válida para polarização horizontal e modo penetrante.

Convem lembrar que os gráficos das figuras 19, 20 e 21 foram obtidos utilizando-se o perfil noturno para a densidade eletrônica (Fig. 2), a frequência de colisão indicada na Fig. 3 e a aproximação do dipolo centrado para o campo magnético terrestre. Esta última imposição influi no valor de inclinação magnética (DIP) e na girofrequência (f_H) a uma certa altitude; no caso fixamos a altitude em 100 Km.

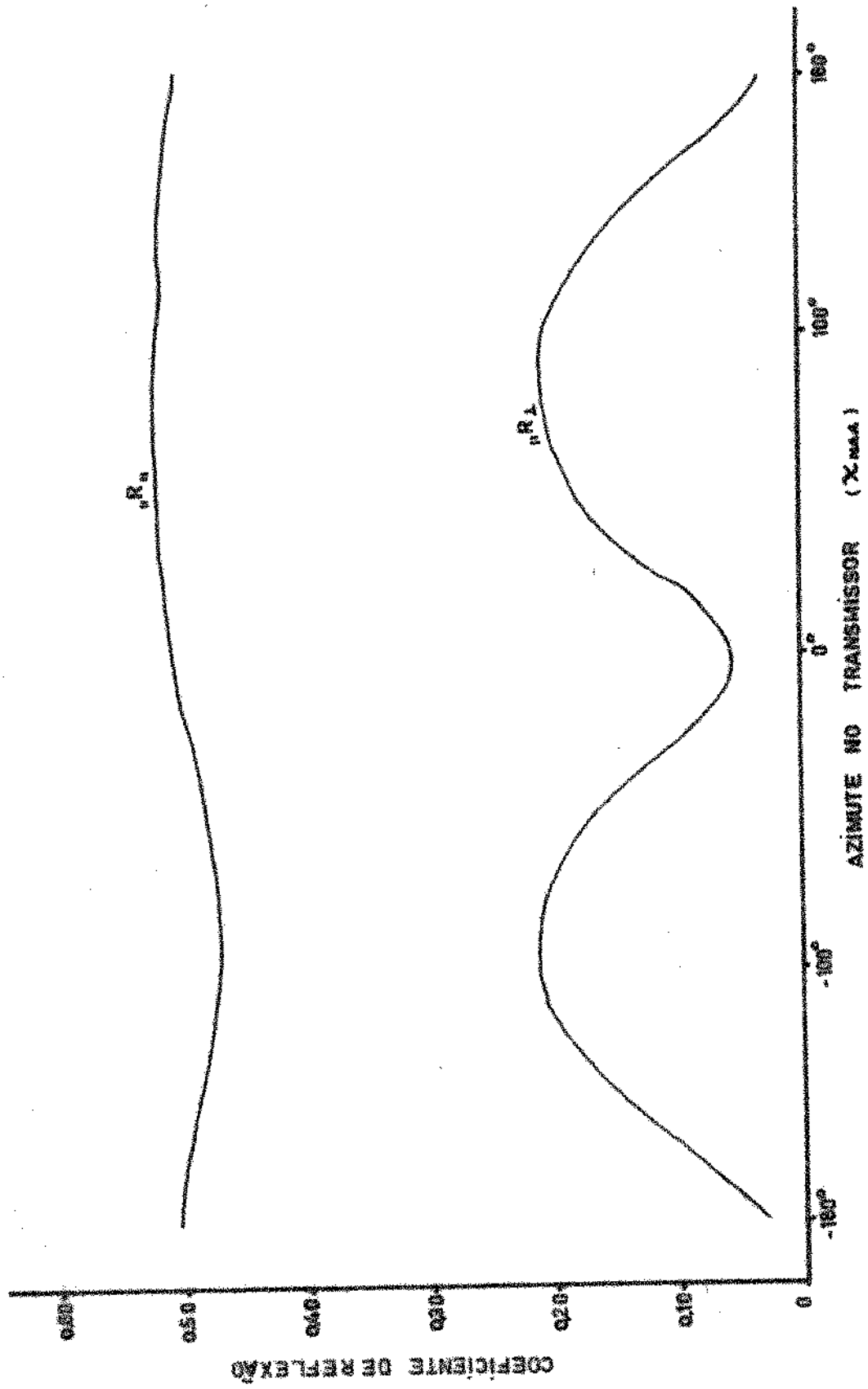


FIG. 20 VARIÇÃO DOS COEFICIENTES DE REFLEXÃO R_n E R_1 COM O AZIMUTE A - 1000 Km DO TRANSMISSOR

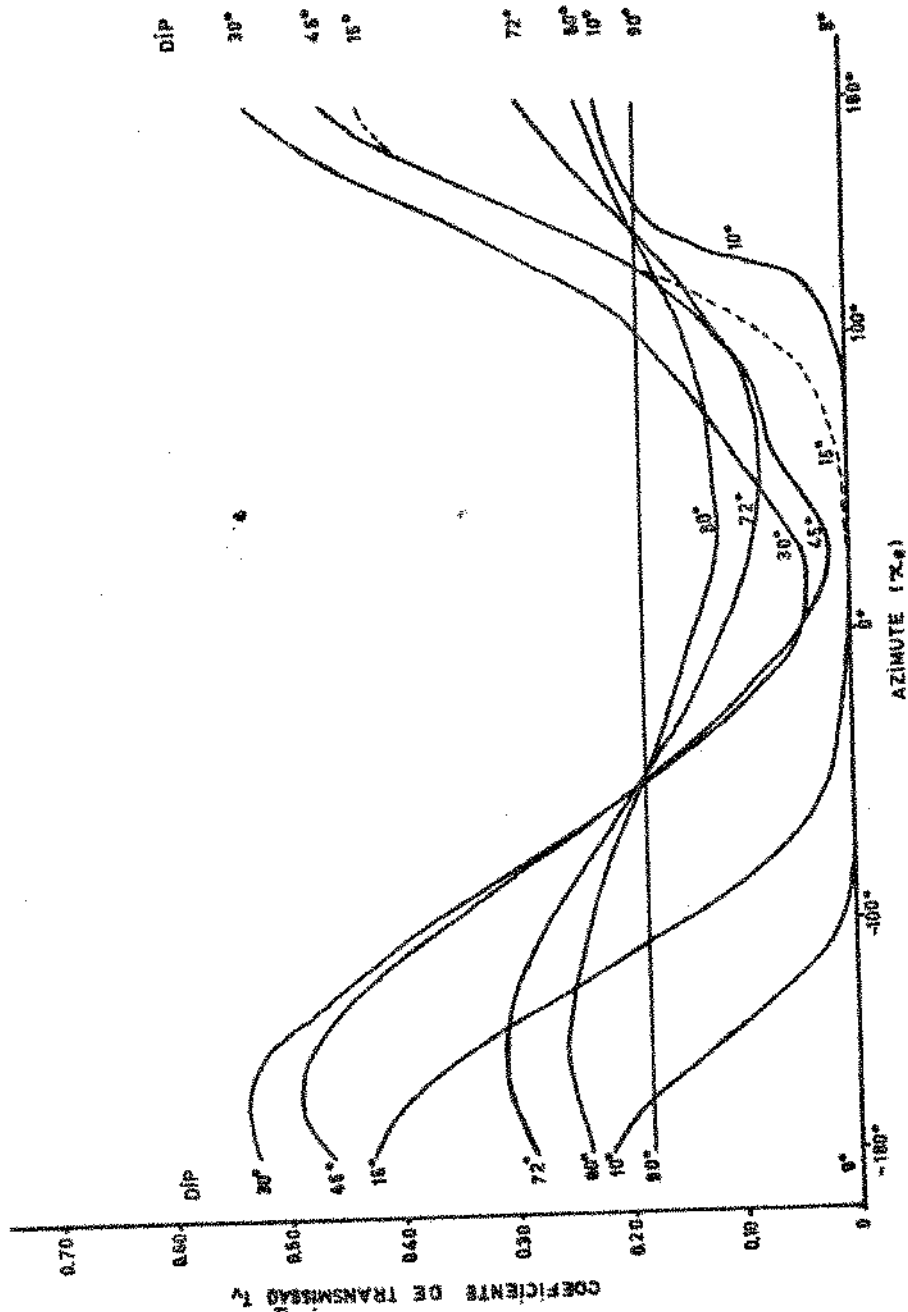


FIG. 21 - VARIACÃO DO COEFICIENTE DE TRANSMISSÃO PARA POLARIZAÇÃO VERTICAL (T_v) COM RELAÇÃO AO AZIMUTE MAGNÉTICO NO PONTO DE PENETRAÇÃO (α_m) PARA VÁRIOS ÂNGULOS DE INCLINAÇÃO MAGNÉTICA (DIP), PERÍODO NOTURNO. ÂNGULO DE INCIDÊNCIA $i = 90^\circ$

V. Mapeamento das intensidades do Campo da Onda de VLF

V.1 - Processo Utilizado

Iremos fazer a previsão das intensidades do campo magnético da onda na alta ionosfera apenas para o período noturno. Para o período diurno o procedimento utilizado é o mesmo que o indicado abaixo, variando apenas a quantidade numérica associada a cada um dos parâmetros.

Procedimento:

- i - fixa-se um ponto de emergência da baixa ionosfera no hemisfério norte geográfico. Conhece-se, desta forma, as coordenadas geográficas deste ponto e sua altitude (120 Km). Nos cálculos variamos a latitude entre 0° e 70° em intervalos de 10° e a longitude em uma faixa de 180° , centrada na estação NAA com intervalos de 20° .
- ii - Como conhecemos as coordenadas geográficas da estação NAA e do polo norte magnético, determinamos (Apêndice C) a distância (d) entre transmissor e ponto de penetração (suposto com as mesmas coordenadas do ponto de emergência), ângulo de azimute magnético no transmissor (χ_{NAA}) e no ponto de penetração (χ_R), além da atenuação total (F) no percurso considerado.
- iii - Conhecendo-se as coordenadas geográficas do ponto de

emergência, pode-se ainda calcular as coordenadas magnéticas (Φ_i, Λ_i) e o ângulo de inclinação magnética (DIP) neste ponto (Apêndice D).

iv - Fixada a latitude magnética Φ_i , obtemos as duas latitudes magnéticas (Φ_s) na região do satélite (correspondendo à onda ascendente e descendente) utilizando o gráfico da Fig. 15. O conhecimento da longitude magnética de todos estes pontos é dispensável por considerarmos propagação ao longo do meridiano magnético na alta ionosfera.

v - Com o valor da latitude magnética no satélite Φ_s (altitude de 500 Km) obtemos o ganho de focalização G_F (Fig. 13) e o valor de μ_s (Fig. 18).

Conforme a distância d (item ii) seja maior ou menor que 1000 Km temos dois caminhos a seguir para determinarmos a intensidade do campo magnético da onda na alta ionosfera.

$d < 1000$ Km

vi - O campo magnético da onda é calculado utilizando a expressão (4.1) onde μ_s e G_F já foram determinados anteriormente, $P = 10^3$ (pois a potência deve ser especificada em Kw nesta expressão), T_v é determinado pelo programa de onda completa (Apêndice A) conhecendo-se os ângulos de DIP e χ_R , β_i é obtido pelo programa de

traçado de raios (Apêndice B) e os demais parâmetros (I , η , s) são obtidos pelas expressões (4.2), (4.3) e (4.4).

$d > 1000$ Km

- vi - O coeficiente de transmissão para polarização vertical da onda (T_v) é obtido por interpolação na Fig.21 conhecendo-se o ângulo DIP e o azimute χ_R .
- vii - Conhecendo-se d (Ítem ii) determinamos a distância s entre transmissor e ponto de primeira reflexão; conhecendo-se s podemos calcular o fluxo de potência antes da primeira reflexão (p_i) e a atenuação total (T) no guia (com um dos dois métodos expostos na seção IV.1.2).
- viii - com todos os parâmetros acima conhecidos, calculamos a intensidade do campo magnético da onda na alta ionosfera (expresso em db γ) pela expressão (4.31).

A título de exemplo vamos indicar um cálculo da intensidade do campo magnético da onda na alta ionosfera para distância maior que 1000 Km entre transmissor e ponto de penetração na ionosfera.

Cálculo típico.

Dado o ponto de penetração (R):

Latitude geográfica: 30°

Longitude geográfica: -100°

1) obtemos a latitude magnética de entrada na baixa ionosfera $\phi_i = 40^\circ$ e o ângulo de inclinação magnética DIP = 59° (Apêndice D).

2) com $\phi_i = 40^\circ$ obtemos a latitude magnética no satélite (Fig.15)

$$\phi_s (500 \text{ Km}) = \begin{cases} 39^\circ & \text{(onda ascendente)} \\ -45^\circ & \text{(onda descendente)} \end{cases}$$

3) conhecendo-se ϕ_s obtemos

$$a - \mu_s \text{ no satélite (Fig. 18)} \begin{cases} 14,3 & \text{(onda ascendente)} \\ 4,4 & \text{(onda descendente)} \end{cases}$$

b - ganho de focalização G_F no satélite

$$\text{(Fig.13)} \begin{cases} 0,8 & \text{(onda ascendente)} \\ 4,4 & \text{(onda descendente)} \end{cases}$$

4) conhecendo-se as coordenadas geográficas do transmissor T

($\phi_{NAA} = 44,7^\circ$, $\lambda_{NAA} = -67,3^\circ$) determina-se (Apêndice C)

a - distância entre T e R $d \approx 3300 \text{ Km}$

b - atenuação total Γ entre T e R

b.1 - pela teoria modal : (vide seção IV.1.2)

$$\Gamma = \alpha_{\text{noite}} \left(\frac{d-1000}{1000} \right) = -2,4 \times 2,3 = -5,5 \text{ db}$$

b.2 - por reflexões intermediárias e espalhamento

(vide seção IV.1.2)

$$\Gamma_R = -12 \text{ db} \quad s = \frac{d}{5} = 660 \text{ Km}$$

$$E = 10 \log_{10} \frac{\text{sen}(\frac{d}{a})}{\text{sen}(\frac{s}{a})} = -6,8 \text{ db}$$

$$\Gamma = \Gamma_R + E = -18,8 \text{ db}$$

c - azimute magnético em T e em R

$$\chi_{NAA} = -108^{\circ} \qquad \chi_R = -137^{\circ}$$

5) conhecendo-se s podemos calcular (por (4.17))

$$P_I = 10 \log P_i = -62,7 \text{ db}$$

6) Da figura 21, utilizando $\chi_R = -137^{\circ}$ e $DIP = 59^{\circ}$ obtemos

$$T_v = 0,37$$

7) calculamos o campo magnético em dbγ pela expressão

$$\begin{aligned} H(\text{db}\gamma) &= 20 \log_{10} 27T_v + 10 \log \mu_s + 10 \log G_F + P_I + \Gamma \\ &= 20 - 62,7 + 10 \log \mu_s + 10 \log G_F + \Gamma \\ &= -42,7 + 10 \log \mu_s + 10 \log G_F + \Gamma \end{aligned}$$

a - onda ascendente

a.1 - atenuação dada por espalhamento + reflexões

$$H = -42,7 + 11,5 - 1 - 18,8 = -51,0 \text{ db}\gamma$$

a.2 - atenuação dada pela teoria modal:

$$H = -51,0 + 13,3 = -37,7 \text{ db}\gamma$$

b - onda descendente

b.1 - atenuação dada por espalhamento + reflexões

$$H = -42,7 + 6,4 + 7,6 - 18,8 = -47,5 \text{ dbY}$$

b.2 - atenuação dada pela teoria modal

$$H = -47,5 + 13,3 = -34,2 \text{ dbY}$$

Logo a 500 Km de altitude temos:

$$\text{Para } \phi_s = 39^\circ \begin{cases} H = -51,0 \text{ dbY} & \text{se } \Gamma = \Gamma_R + E \\ H = -37,7 \text{ dbY} & \text{se } \Gamma = \Gamma_w \end{cases}$$

$$\text{Para } \phi_s = -45^\circ \begin{cases} H = -47,5 \text{ dbY} & \text{se } \Gamma = \Gamma_R + E \\ H = -34,2 \text{ dbY} & \text{se } \Gamma = \Gamma_w \end{cases}$$

Em todos os cálculos feitos sempre o campo magnético da onda calculado com o uso da atenuação dada pela teoria modal deu valor maior que o calculado com a atenuação devida às reflexões intermediárias e espalhamento. Como veremos na seção seguinte (V.2) o uso da atenuação da teoria modal resulta, geralmente, em uma previsão teórica do campo magnético bem superior ao campo magnético medido.

V.2 - Comparação entre Resultados Teóricos e Experimentais

Utilizando o processo de cálculo que foi indicado na seção anterior (com $\Gamma = \Gamma_R + E$) calculamos a intensidade do campo magnético da onda a 500 Km de altitude em mais de 100 pontos para o período noturno, supondo a estação NAA transmitindo à meia noite. Esta última condição (transmissão à meia noite) não é necessária e foi adotada para que o mapeamento obtido fosse simétrico com relação ao transmissor. Interpolando os valores obtidos levantamos o mapeamento indicado na Fig. 22. Nesta figura a região noturna está compreendida entre as longitudes geográficas de $+20^\circ$ e -160° aproximadamente (linhas verticais tracejadas); nela indicamos várias curvas de mesma intensidade de campo magnético da onda (em db γ) a 500 Km de altitude juntamente com as intensidades em alguns pontos isolados; para facilitar a visualização nas análises a serem feitas mais adiante, indicamos os paralelos correspondente a 0° , -20° e -60° de latitude magnética. A linha AB corresponde aproximadamente a duas passagens do satélite OGO-4 (de A para B), que serão utilizadas na comparação entre resultados teóricos e experimentais.

Analisando a Fig. 22 verificamos que no hemisfério norte as intensidades de campo magnético diminuem sistematicamente ao se afastar do transmissor sobre um plano geocêntrico, com exceção da região situada a nordeste da estação NAA onde as linhas do campo magnético da onda se apresentam bastante sinuosas. Logo abaixo do equador magnético (na faixa de 0° a 20° de latitude magnética) existe uma região onde a intensidade do campo magnético é muito pequena (abaixo de -70 db γ). Na Fig. 22 indica-

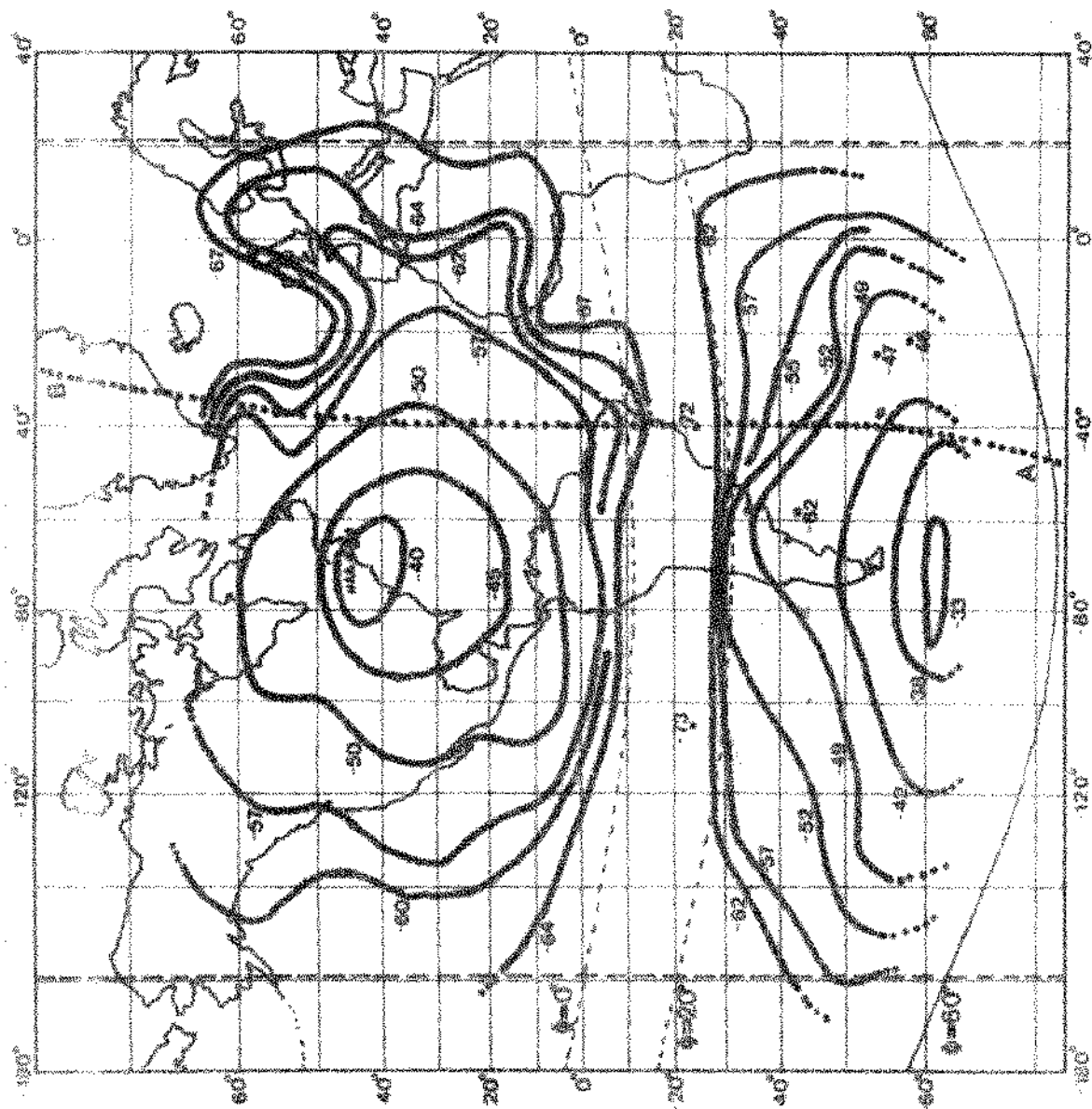


FIG. 22 - MAPEAMENTO DAS INTENSIDADES DE CAMPO MAGNÉTICO EM DBP PARA ESTAÇÃO NAA E SATÉLITE A 500 KM DE ALTURA.

nos apenas dois pontos isolados nesta região (-72 dbγ e -73 dbγ); este comportamento é devido à grande desfocalização dos raios nesta área; analisando o comportamento do ganho de focalização (Fig. 13) verificamos que a região de mínima intensidade do campo magnético da onda deve ocorrer em aproximadamente -14° de latitude magnética pois os demais fatores que influem na intensidade do campo (T_v , μ_s , Γ e p_i) não variam de maneira apreciável nesta região. No hemisfério sul existe uma região conjugada magneticamente ao transmissor em que a intensidade do campo magnético da onda é muito alto (vide curva de -33 dbγ, por exemplo). O aumento do campo (quase simétrico com relação ao hemisfério norte) ao se afastar do equador magnético na direção sul reflete o fato de os raios se propagarem na alta ionosfera próximos das linhas de força do campo magnético terrestre. Todas as linhas de mesma intensidade de campo magnético indicadas no hemisfério sul não deverão cruzar o paralelo de latitude magnética igual a -60° devido à localização da plasmapausa nesta região (vide seção III.2).

Na Fig. 23 mostramos as medidas feitas pelo satélite OGO-4 nos dias 17 de janeiro (revolução 2543) e 19 de fevereiro (revolução 3028) de 1968, correspondendo às curvas 1 e 2 respectivamente; na escala vertical indicamos a intensidade do campo magnético da onda em decibéis abaixo de 1 gama (dbγ) e na escala horizontal indicamos a posição do satélite através da latitude e longitude geográficas e da latitude magnética. Ambas as passagens ocorrem para o período noturno e sobre a linha AB indicada na Fig. 22, correspondendo a um período de aproximadamente 45 minutos de registro. Na região em torno do equador onde ocorre o mínimo na intensidade de campo a hora universal era 03.55 UT (~ zero hora local

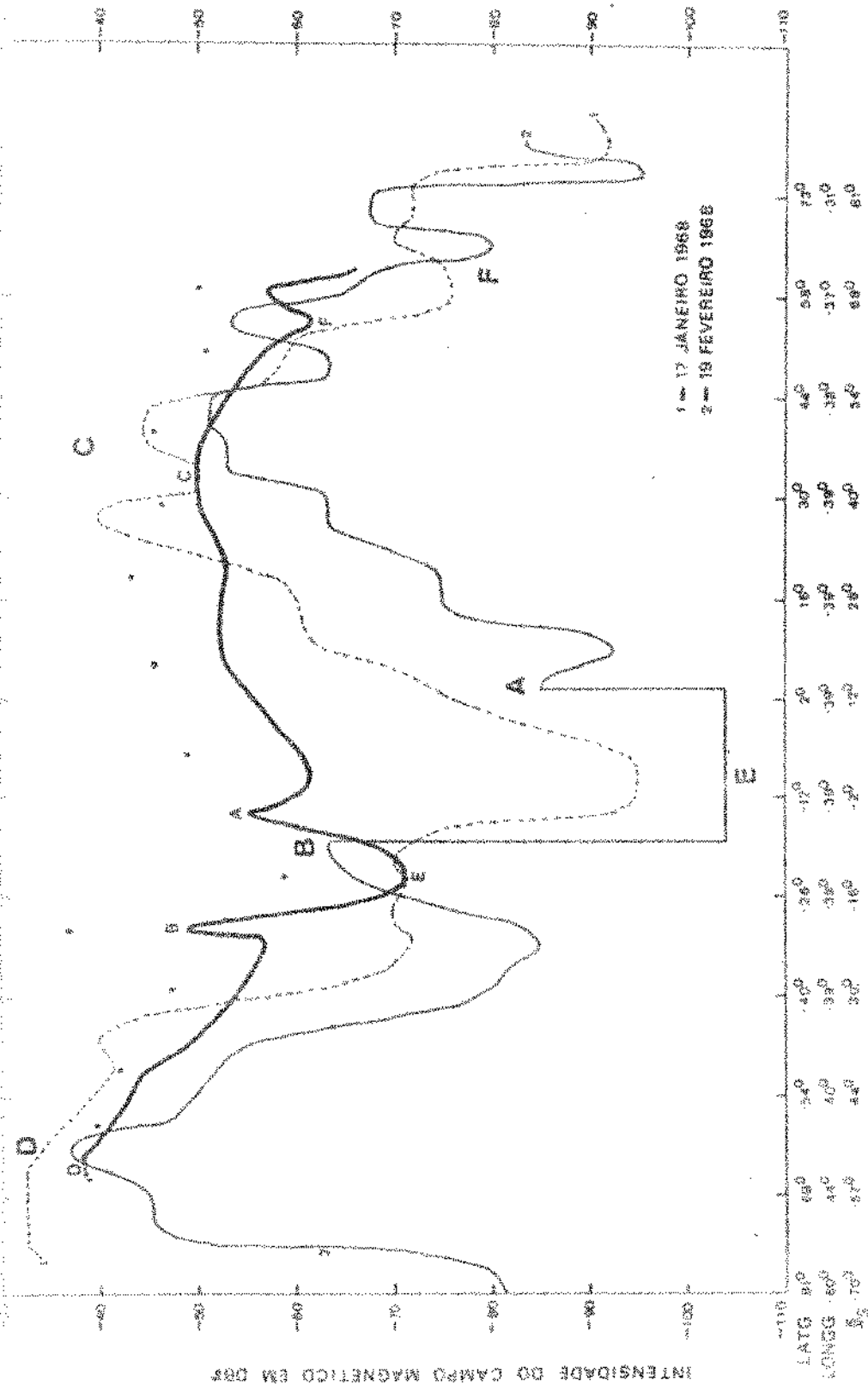


FIG. 28 - COMPARAÇÃO ENTRE OS VALORES CALCULADOS DO CAMPO MAGNÉTICO DA ONDA (CURVA A) E OS VALORES MEDIDOS PELO SATÉLITE OGO-4.

na estação transmissora NAA) para a revolução 2543 (17 jan 1968) e 00.52 UT (~21 horas na NAA) para a revolução 3028 (19 fev 1968). A curva cheia é teórica e foi obtida lendo-se as intensidades de campo sobre a linha AB; na região de grande desfocalização, no entanto, não há possibilidade de observarmos diretamente sobre a linha AB as variações mostradas na curva teórica da Fig. 23.

Os pontos isolados acima da curva teórica são obtidos utilizando-se a atenuação dada pela teoria modal (Wait, 1964). Verifica-se que a atenuação proporcionada por esta teoria é insuficiente na maioria das vezes e será abandonada nas análises seguintes.

Ambas as curvas experimentais apresentam uma grande queda na intensidade do campo em latitudes próximas do equador magnético (região E da Fig. 23); na curva 2 esta queda é tão acentuada que leva o receptor à borda do satélite abaixo do seu limiar de detecção (de -104 dbγ). Ao se distanciar desta região de grande desfocalização em direção norte ou sul ocorrem picos na intensidade de campo (regiões A e B) que estão bastante visíveis na curva 2. Nas regiões mais próximas do transmissor e em sua região conjugada no hemisfério sul (região C e D respectivamente) a intensidade do campo magnético da onda é elevada. É interessante notar que em ambas as curvas a intensidade do campo é maior no hemisfério conjugado do que nas proximidades do transmissor. Na curva 1 esta intensidade é tão elevada que leva o receptor à saturação (-32 dbγ). Observar, contudo, que o satélite em seu deslocamento de A para B (Fig. 22) não passa apenas por curvas conjugadas magneticamente.

Todo o comportamento visto no parágrafo acima é reproduzido pela curva teórica. As regiões de equivalência estão indicadas com letras menores na curva teórica do que na curva experimental. As variações observadas nas regiões A, E e B são devidas em grande parte ao ganho de focalização dos raios. Os picos A e B são também devidos ao coeficiente de transmissão elevado na região A e que implica magneticamente na região B.

A região C possui intensidade elevada devido à baixa atenuação na região compreendida entre a superfície terrestre e a borda inferior da baixa ionosfera antes da penetração na ionosfera; o valor de μ_s e T_v possuem também contribuição apreciável nesta região.

A região D possui intensidade mais elevada que C por ser o mapeamento da região C no hemisfério sul mais um ganho alto de focalização dos raios.

O vale que ocorre na região F é devido ao baixo coeficiente de transmissão na baixa ionosfera para esta direção; este fato pode ser claramente observado na região compreendida entre os paralelos $+50^\circ$ e $+60^\circ$ e os meridianos -20° e -50° geográficos na Fig. 22. A aproximação das curvas em direção ao transmissor indica diminuição da intensidade de campo. Este fenômeno já havia sido notado anteriormente (Scarabucci, correspondência particular); esta é, porém, a primeira vez que se dá uma justificativa teórica para o fato.

Para regiões mais ao norte de F o campo decresce devido principalmente ao aumento da atenuação no guia de onda e ao baixo coeficiente de transmissão.

Observar que nas regiões C e D a concordância numérica entre os resultados teóricos e os dados experimentais é excelente. Na Fig. 24 reproduzimos a Fig. 23 com a curva teórica deslocada de 14° geográficos em direção ao norte para se verificar a analogia de comportamento entre teoria e dados experimentais; as setas indicam a região F das três curvas.

Os dois fatos discrepantes entre as curvas experimentais e a teórica são:

- a - alta intensidade de campo prevista pela curva teórica em regiões próximas do equador.
- b - a região de alta desfocalização na curva teórica ocorre aproximadamente 14° ao sul da região equivalente da curva experimental.

Para verificar a razão destas duas discrepâncias devemos analisar certas hipóteses feitas para se obter a curva teórica:

- 19) Scarabucci (1969b) mostra que a intensidade e localização da região de desfocalização podem ser ajustadas variando-se a escala de altura do hidrogênio e a região em que ocorre a transição entre O^+ e H^+ na ionosfera. Como o estudo feito não é restrito a esta região de desfocalização, não foi tentado este ajuste.

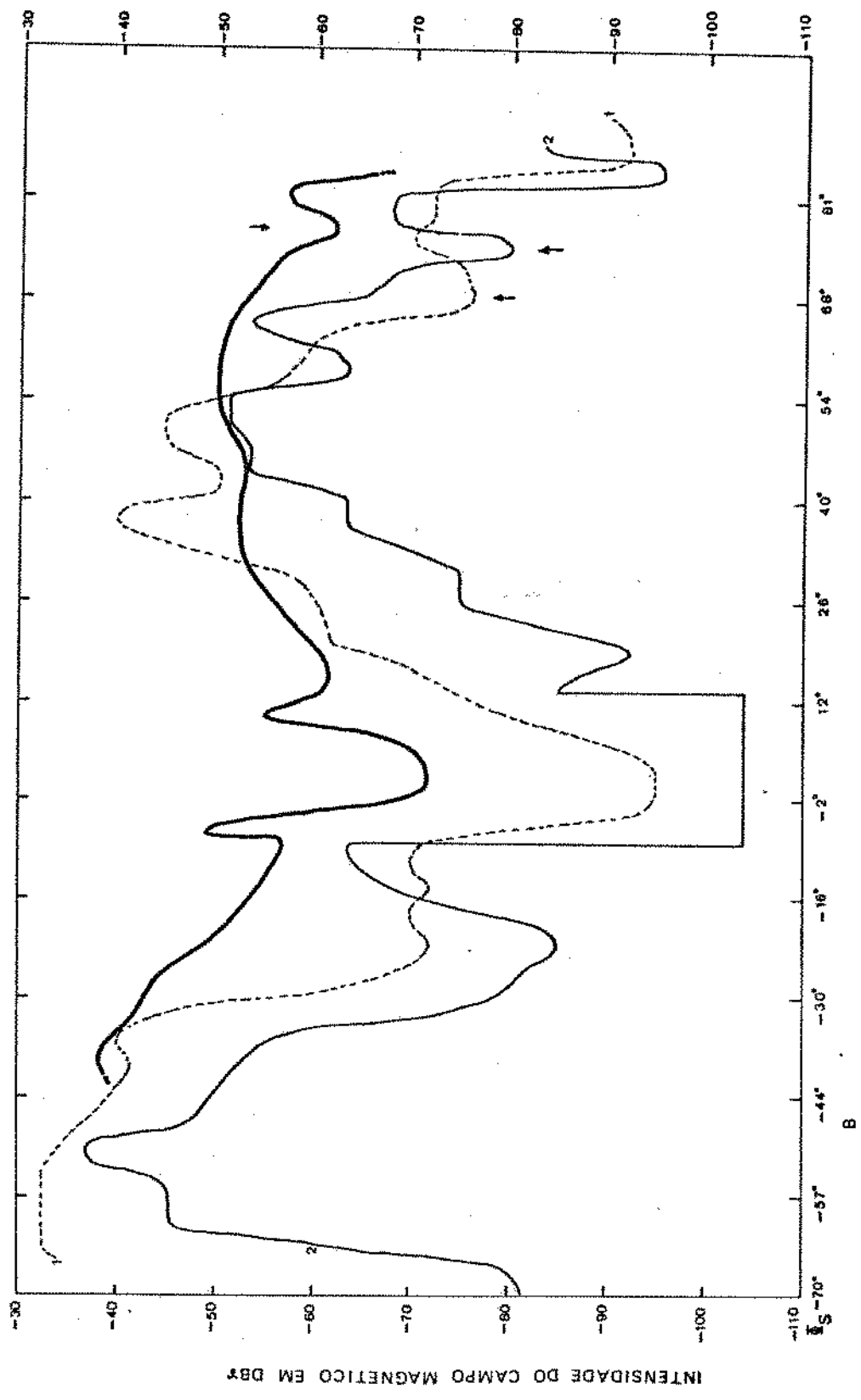


FIG. 24 - REPETIÇÃO DA FIGURA 23 COM A CURVA CALCULADA DESLOCADA A FIM DE COINCIDIR A REGIÃO DE DESFOCALIZAÇÃO EQUATORIAL.

29) - Os dados experimentais são obtidos para altitudes que variam entre 400 e 900 Km, enquanto que os resultados teóricos são válidos apenas para a altitude de 500 Km; ao analisarmos as curvas 1 e 2, verificamos que na curva 2 o satélite encontrava-se a ~870 Km de altitude na região E (da Fig.23) e na curva 1 o satélite encontrava-se a ~600 Km de altitude na mesma região. Estas informações adicionais parecem sugerir os seguintes fatos

- a - ao diminuir a altitude na região de desfocalização o campo magnético aumenta; desta forma é lícito esperar que para a altura de 500 Km a intensidade do campo aumenta.
- b - ao diminuir a altitude o centro da região de desfocalização desloca-se para o sul; este fato justificaria um certo deslocamento da curva teórica a 500 Km para o sul (não todo o deslocamento obtido).

Um outro fato que parece indicar as curvas 1 e 2 é a diminuição da largura da região de desfocalização com a diminuição da altura.

39) - A atenuação calculada utilizando-se as reflexões intermediárias entre transmissor e ponto de penetração supõe sempre polarização vertical da onda incidente na ionosfera. Esta aproximação é bas -

tante razoável próximo do transmissor (vide Fig. 20). Porém, após várias reflexões (pontos afastados do transmissor) ocorrem situações em que $|R_{\perp}|$ é maior que $|R_{\parallel}|$ e a aproximação usada não é mais válida. Quando este fato ocorre mais que uma vez no percurso considerado, podemos esperar uma inversão na polarização da onda (de polarização vertical para horizontal) e para o cálculo do campo magnético da onda neste caso, a aproximação mais razoável é utilizar-se o coeficiente de transmissão para polarização horizontal; com este procedimento verifica-se que a curva teórica na região de desfocalização cai de aproximadamente 5 db.

Para verificar a faixa de valores possíveis para o campo magnético da onda, podemos utilizar o módulo dos quatro coeficientes de reflexão de Budden e calcular em cada ponto de reflexão na ionosfera os fluxos de potência paralelos e normais ao plano de incidência (antes e após cada reflexão). O valor máximo do campo é obtido somando-se sempre as componentes de fluxo de potência situadas em um mesmo plano (interferência construtiva) e o valor mínimo é obtido subtraindo-se sempre as referidas componentes (interferência destrutiva). Este cálculo é bastante trabalhoso por necessitar do valor de DIP e azimute em cada ponto de reflexão. Para o cálculo do fluxo de potência transmitido pela baixa ionosfera utiliza-se o coeficiente de transmissão vertical para a componente do fluxo segun-

do esta direção e caso análogo para a componente horizontal. Alguns cálculos feitos mostram que a faixa de valores possíveis do campo magnético da onda na alta ionosfera aumenta ao aumentar a distância percorrida no guia de onda. Não foi notada melhora sensível na previsão do campo magnético da onda utilizando este processo.

49) - O perfil eletrônico utilizado certamente não está ajustado criteriosamente aos perfis existentes nos dois dias considerados nas curvas experimentais. Em particular, a modulação adotada para o perfil eletrônico é simétrica com relação ao equador magnético; esta aproximação deverá ser razoável durante o equinócio, quando, então, o sol encontra-se no plano do equador geográfico da Terra. Como em ambas as curvas experimentais estamos no inverno no hemisfério norte, a densidade, eletrônica deve ser menor neste hemisfério, desfazendo a simetria suposta no modelo utilizado.

V.3 - Conclusões

Analisando a teoria exposta e comparando os resultados obtidos com dados experimentais verificamos que:

- 19) as variações da intensidade de campo magnético da onda na alta ionosfera podem ser previstas com razoável precisão pelo método exposto neste trabalho. Os principais fatores que influem na determinação dos campos na alta ionosfera são o coeficiente de transmissão, o ganho de focalização e as perdas que ocorrem no espaço Terra - baixa ionosfera, i.é., perdas por reflexos e espalhamento;

- 29) o ganho de focalização prevê os picos de intensidade de campo magnético da onda que ocorrem na saída da região de desfocalização em torno do equador (regiões A e B da Fig. 23);

- 39) em uma faixa de aproximadamente 30° próxima da latitude do transmissor e em sua região conjugada (faixa de aproximadamente 20° de latitude na Fig. 23) a previsão teórica da intensidade de campo magnético da onda e os resultados experimentais estão em excelente concordância;

- 49) é dada uma justificativa teórica ao fenômeno de mínimo relativo na intensidade de campo magnético da onda que é observado a leste do transmissor;
- 59) para pontos de penetração afastados do transmissor, o modelo teórico prevê uma intensidade de campo magnético maior que o medido; são feitas algumas sugestões para melhorar o ajuste entre o modelo teórico e os resultados experimentais nesta região (seção V.2).


```

63 CONTINUE
64 DELTA = -2.000*XY2*CD*SD*CWAM
65 CONTINUE
66 EPSY = XASIXA*UMI + YYY*WC1 - XY2*(C*CD*ANI)**2
C
BETA = BETA/ALPHA
GAMA = GAMA/ALPHA
DELTA = DELTA/ALPHA
EPSY = EPSY/ALPHA
65 CONTINUE
ALPHA = 0.7500*BETA*BETA + 2.000*GAMA
C
IF (CDABS(BETA).EQ.0. .AND. CDABS(DELTA).EQ.0.) GO TO 20
C
C THE RESOLVENT CUBIC
E
P = -GAMA
QD = BETA*DELTA + 4.000*EPSY
R = -BETA*BETA*EPSY + 4.000*GAMA*EPSY - DELTA*DELTA
C
AA = QD - 3.3333333333333330-01*P*P
BB = (P*P*P/1.50001) - 3.3333333333333330-01*P*QD + R
C
SQ = CSQR1(0.2500*B*BB + (AA*AA*AA/2.78001))
A1 = 0.500*BB + SQ
A2 = 0.500*BB - SQ
A3 = 3.3333333333333330-01*DELTA/ALPHA
A4 = CDABS(1.0)
X1 = CBEXP(I*Y)
X2 = A1 - 3.3333333333333330-01*(AA/R) + P)
C
C THE SOLUTION FOR Q
C
RR = 0.2500*BETA*BETA - GAMA + X1
IF (CDABS(RR).GT.1.00E-70) GO TO 21
RR = CSQR1(RR)
ABC = (RRTANGARA - 2.000*DELTA - 0.2500*BETA*BETA*BETA)/RA
DD = CSQR1(1.0)
EE = CSQR1(ALPHA - RR*RR + ABC)
GO TO 22
20 RR = 0.000 + A1*0.000
X1 = GAMA
21 ABC = CSQR1(X1*X1 - 4.000*EPSY)*2.000
DD = CSQR1(ALPHA + ABC)
EE = CSQR1(ALPHA - ABC)
22 IF (CDABS(DD).GT.1.00E-70) DD = 0.000 + A1*0.000
IF (CDABS(EE).GT.1.00E-70) EE = 0.000 + A1*0.000
A1 = -0.2500*BETA + 0.500*RR
A2 = -0.2500*BETA - 0.500*RR
C
C THE FOUR ROOTS
C
Q(1) = A1 + 0.500*DD
Q(2) = A1 - 0.500*DD
Q(3) = A2 + 0.500*EE
Q(4) = A2 - 0.500*EE
C
DO 23 I=1,4
A1 = CDABS(Q(1))
OR(1) = 0.500*(Q(1) + A1)
23 Q(1) = -A1*0.500*(Q(1) - A1)
C

```

```

C
PRINT 600, Q(1), Q(2), Q(3), Q(4), OR(1), OR(2), OR(3), OR(4), Q(1)^4
C
C CHOOSING EIGENVALUES FOR UPGOING WAVES AT THE TOP
C
J = 0
DO 24 I=1,4
IF (Q(I).GT.0) GO TO 24
J = J + 1
OR(J) = OR(I)
Q(J) = Q(I)
24 CONTINUE
C
QD = Q(1) - Q(2)
IF (QD.GT.25.25)
25 Q(1) = OR(1) + A1*Q(1)
Q(2) = OR(2) + A1*Q(1)
GO TO 27
26 Q(1) = OR(2) + A1*Q(1)
Q(2) = OR(1) + A1*Q(1)
C
Q(1) CORRESPONDS TO THE EVANESCENT WAVE EIGENVECTOR AT THE TOP
Q(2) CORRESPONDS TO THE TRAVELLING WAVE EIGENVECTOR AT THE TOP
C
C COMPUTATION OF THE EIGENVECTORS AT THE TO
27 ALPHA = UR(UUU - YYY) - XX*(UUU - YAZ*YAZ)
B1 = XX*URX/ALPHA
B2 = XX*Y*YAZ/ALPHA
B3 = (X*(UUU - YYY)/ALPHA
B4 = XX*YAZ*URX/ALPHA
B5 = XX*URX*URX/ALPHA
T11 = -A1*A1*B1
T12 = A1*B2
T13 = A1*B3*B1
T14 = 1.000 - B3*A1*A1
T21 = A1*Y*Y*B1
T22 = -A1*B2
T23 = 1.000 - B3*A1*A1
T41 = 1.000 - B3*A1*A1
T42 = -A1*Y*Y - A1*B4
DO 35 I=1,2
A6 = Q(1) + T11
A1 = Q(1) - Y11*B6 - Y14*T41
A2 = Q(1) - T22*B6 - T13*T42
A3 = T21*B6 + Y14*T42
A4 = T21*B6 + T13*T41
A5 = T23*B6 - T13*T21
A6 = T13*B6 - Y14*T21
C
STARTING EIGENVECTORS
C
YZ(1) = 1.000
YZ(5) = 0.000

```



```

DENOM = A1*A2 + A2*A6
FAC = (A1*A2 - A3*A4)/DENOM
Y2(1) = 0.5DENOM*(FAC + DCOSJG(FAC))
Y2(2) = -0.5DENOM*(FAC - DCOSJG(FAC))
FAC = (A1*A5 + A4*A6)/DENOM
Y2(2) = 0.5DENOM*(FAC + DCOSJG(FAC))
Y2(1) = -0.5DENOM*(FAC - DCOSJG(FAC))
IF (M.EQ.0) GO TO 30
FAC = (Y1(1)*Y2(1) + A1*Y2(1)) -
1 (A1/A2)*Y2(1) + A1*Y2(1)
Y2(1) = 0.5DENOM*(FAC + DCOSJG(FAC))
Y2(2) = -0.5DENOM*(FAC - DCOSJG(FAC))
GO TO 31
30 FAC = ALPHA * UBA(A1,1) * B - Y1*Y1
FAC = (A1*PHI*G(1) + A1*A2*XX*BY*Y - A1*XX*BY*Y)/FAC
Y2(1) = 0.5DENOM*(FAC + DCOSJG(FAC))
Y2(2) = -0.5DENOM*(FAC - DCOSJG(FAC))
31 IF (I.EQ.2) GO TO 35
32 DO 32 J=1,8
33 Y1(J) = Y2(J)+1.0D0
35 CONTINUE
C
C EIGENVECTOR CORRESPONDING TO TRAVELLING WAVE STORED AT Y2(I)
C
C *****
C
C PREPARING PARAMETERS FOR STARTING INTEGRATION PROCEDURE
C
JZ = 0
M = 0
MMAT = MPOINT
CALL HAMING
GO TO 10
RETURN
55 END

```

SUBROUTINE HAMING

```

REAL*8 MS1,MS2,N,X1,X2,ZD
REAL*8 DEFP1,LCG,PCOS,OSIN,DSORT,OMAXI,AMINI,ODARS,CDABS
COMPLX*16 CPM,CP,CG,CCOL,CC,CCOS,CCS,CCMPLX,DCRNG
REAL*8 Y1(8),Y2(8),DY1(8),DY2(8),AUXZ(15),AUXZ(15),A1,PHI,GRH(20),
1 HSTART,PHEND,STEP,DELT,DELT2
2 COMPOYUSA/Y1,Y2,PHI,DELT,AGAT,ADZ,PHI(IGIT,HSTART,PHEND,STEP,DELT,
3 ,DELT2
REAL*8 V(64),FAT,FATL,HLASTX
COMMON/FRANCE/Y,FAT,FATL,HLASTX
COMMON/FRANCE/PH,ANGI,FZJM,DIP,VZ,N,MMAT,KFORM,KSTOP
C
C 600 FORMAT (1,3,*) IMPOSSIBLE START INTEGRATING. HSTART=HFNU*1
C 700 FORMAT (1,3,*) IMPOSSIBLE START INTEGRATING. STEP HAS WRONG SIGN
C
C 1 STEP = 1
C GO TO 10
C
C 1 CALL MATRIX
C IF (KSTOP.EQ.1) GO TO 500
DO 3 M=1,8
LL = M-R
MS1 = 0.0D0
MS2 = 0.0D0
DO 2 L=1,8
LL = LL+8
MS1 = MS1 + V(LL)*Y1(L)
MS2 = MS2 + V(LL)*Y2(L)
2 DY1(M) = MS1
3 DY2(M) = MS2
GO TO (35,210,220,230,55,75,90,110,335), ISW2
C 10 N = 1
2 S = HSTART
M = STEP
KSTOP = 0
DO 15 I=1,8
AUXZ(I,1) = Y1(I)
AUXZ(I,2) = Y2(I)
AUXZ(I,3) = 0.0D0
AUXZ(I,4) = 0.0D0
15 IF (PHEND - Z) 25,20,30
20 PRINT 500
GO TO 500
25 PRINT 700
GO TO 500
30 ISW2 = 1
GO TO 1
35 DO 40 I=1,8
AUXZ(I,1) = DY1(I)
40 AUXZ(I,2) = DY2(I)
C

```



```

C
1 3.030905186989310D0*AUXZ16,I1+3.832864760467831020E+K2
2 N = ND + M
1SW2 = 4
GO TO 1
273 DO 235 I=1,6
1 Y1(I) = AUX1(4,I) + 1.74607626266904D-01*AUX1(5,I) -
2 5.51480628787329D-01*AUX1(6,I) + 1.2055555993965230D0*AUX1(7,I)
3 I.71184812195190D-01*H*DY2(I)
295 Y2(I) = AUX2(4,I) + 1.74607626266904D-01*AUX2(5,I) -
1 5.51480628787329D-01*AUX2(6,I) + 1.2055555993965230D0*AUX2(7,I)
2 I.71184812195190D-01*H*DY2(I)
Z = ZD
GO TO (45,65,85), ISW1
C
C
C
C
C
295 NORT = 1
300 IF (N - B) 315,305,315
C
C
C
N = B CAUSES THE ROWS OF AUX TO CHANGE THEIR STORAGE LOCATIONS
C
305 DO 310 I=1,6
DO 310 J=1,6
AUX1(N-1,I) = AUX1(N,I)
AUX2(N-1,I) = AUX2(N,I)
AUX1(N+6,I) = AUX1(N+7,I)
AUX2(N+6,I) = AUX2(N+7,I)
310 N = N - 7
315 N = N + 1
C
C
C
COMPUTATION OF NEXT VECTOR Y
DO 320 I=1,8
AUX1(N-1,I) = Y1(I)
AUX2(N-1,I) = Y2(I)
AUX1(N+6,I) = DY1(I)
AUX2(N+6,I) = DY2(I)
320 Z = Z + H
DO 330 I=1,6
X1 = AUX1(N-4,I) + 1.3333333333333333D00*(AUX1(N+6,I)-AUX1(N+5,I) -
1 AUX1(N+5,I) + AUX1(N+4,I) + AUX1(N+4,I))
X2 = AUX2(N-6,I) + 1.3333333333333333D00*(AUX2(N+6,I)-AUX2(N+5,I) -
1 AUX2(N+5,I) + AUX2(N+4,I) + AUX2(N+4,I))
Y1(I) = X1 - 9.256198347107438D-01*AUX1(15,I)
Y2(I) = X2 - 9.256198347107438D-01*AUX2(15,I)
AUX1(15,I) = X1
AUX2(15,I) = X2
330
C
C
C
PREDICTOR IS NOW GENERATED IN ROW 15 OF AUX. MODIFIED PREDICTOR
IS GENERATED IN Y. X1 AND X2 ARE AUXILIARY STORAGE.
1SW2 = 9
GO TO 1
C
C
C
DERIVATIVE OF MODIFIED PREDICTOR IS GENERATED IN DY
335 DO 340 I=1,6

```

```

1 X1 = 0.125D0*(0.000*AUX1(N-1,I) - AUX1(N-3,I)) + 3.000*(DY1(I) +
1 AUX1(N+6,I) + AUX1(N+6,I) - AUX1(N+5,I))
2 0.125D0*(0.000*AUX2(N-1,I) - AUX2(N-3,I)) + 3.000*(DY2(I) +
1 AUX2(N+6,I) + AUX2(N+6,I) - AUX2(N+5,I))
2 AUX1(15,I) = AUX1(15,I) - X1
2 AUX2(15,I) = AUX2(15,I) - X2
Y1(I) = X1 + 7.438016528925670D-02*AUX1(15,I)
Y2(I) = X2 + 7.438016528925670D-02*AUX2(15,I)
DEL11 = 0.000
DEL12 = 0.000
DO 345 I=1,8
DEL1 = DEL11 + 0.125D0*DABS(AUX1(15,I))
DEL2 = DEL12 + 0.125D0*DABS(AUX2(15,I))
DO 350 M=1,8
LL = M - 8
MS1 = 0.000
MS2 = 0.000
DO 349 L = 1,8
LL = LL + 8
MS1 = MS1 + V(LL)*Y1(L)
MS2 = MS2 + V(LL)*Y2(L)
DY1(M) = MS1
DY2(M) = MS2
NORT = NORT + 1
IF (NORT.NE.4) GO TO 360
CALL BRAIN
NORT = 0
360 IF (DABS(X1) - 1.0D-06) 365,365,300
C
C
M WILL BE DOUBLED
365 Z = HEIGHT(I)STEP
N = K + H
DO 370 I=1,8
AUX1(7,I) = AUX1(6,I)
AUX2(7,I) = AUX2(6,I)
AUX1(8,I) = AUX1(7,I)
AUX2(8,I) = AUX2(7,I)
AUX1(9,I) = AUX1(8,I)
AUX2(9,I) = AUX2(8,I)
AUX1(10,I) = AUX1(9,I)
AUX2(10,I) = AUX2(9,I)
AUX1(11,I) = AUX1(10,I)
AUX2(11,I) = AUX2(10,I)
AUX1(12,I) = AUX1(11,I)
AUX2(12,I) = AUX2(11,I)
AUX1(13,I) = AUX1(12,I)
AUX2(13,I) = AUX2(12,I)
XZ = XZ + X2 + XZ
XZ = XZ + X2 + XZ
AUX1(15,I) = 9.96796296229630D0*(Y1(I) - AUX1(5,I)) -
1 3.361111111111100*(DY1(I) + X1 + AUX1(12,I))
370 AUX2(15,I) = 9.96796296229630D0*(Y2(I) - AUX2(5,I)) -
1 3.361111111111100*(DY2(I) + X2 + AUX2(12,I))
1STEP = 1STEP * 1
GO TO 300
END
300 RETURN
END

```

```

C 30
SUBROUTINE MATRIX
REAL*8 DEFP,DCUG,DCUS,DSIN,DCOST,DMAXI,DMINI,DABS,CDABS
COMPLEX*16 DCFP,DCUG,DCUSM,DCOMPLX,DCOMJG
REAL*8 YI(8),YZI(8),DYI(8),DYZI(8),AUXI(15,8),AUXZ(15,8),HEIGHT(20),
1 HSTART,HEMEND,STEP,Z,DELT,Z,DELTA
COMMON/USU/YI,YZ,DIYI,DYZ,AUXI,AUXZ,HEIGHT,HSTART,HEMEND,STEP,Z,DELT
1 ,DELTA
REAL*8 YY,YAY,YAZ,AL,AM,C,CA,CD,S,SA,SD,FREQ
COMMON/RAZIL/YY,YAY,YAZ,AL,AM,CA,CD,S,SA,SD,FREQ
COMPLEX*16 AI
COMMON/IMAGZAI
REAL*8 ZAXIS(100),DENSI(60),COLFRE(100)
COMMON/ITALY/ZAYI,ZAYZ,DENSI,COLFRE
REAL*8 VIB4I,FAT,FATZ,MLASTX
COMMON/FRANCE/Y,FAT,FATZ,MLASTX
REAL*8 FH,ANGI,AZIM,DIPI
COMMON/CANADA/FH,ANGI,AZIM,DIPI,ZINA,MMAT,KFORM,KSTOP
COMPLEX*16 T(16)
REAL*8 ELBENS,FCOL,XA,MA,ZA
COMPLEX*16 UA,ALPHA,R1,R2,R3,B0,B5

T(1) = -AI*AL*BI
T(2) = AI*AM*BI
T(3) = -AL*AM + AI*B4
T(4) = 1.000 - I*AM*BI - B5
T(5) = AI*B2
T(6) = -AM*B2
T(7) = 1.000 - AL*AI - BI*B4
T(8) = -AL*AM - AI*B4
T(9) = AI*AM*B3
T(10) = 1.000 - B3*AM*AM
T(11) = -AM*B3
T(12) = -AI*AM*B1
T(13) = 1.000 - B3*AL*AL
T(14) = AI*AM*B3
T(15) = AL*B2
T(16) = AI*AL*BI
DO 35 J=1,16
DO 40 J=1,4
DO 40 J=1,4
K = J + A*(J-1)
KK = J + A*(J-1)
MM = J + A + B*(J-1)
LL = J + 32 + B*(J-1)
L = J + 36 + B*(J-1)
BI = DCONJG(T(K))
VIB4I = 0.5000*(T(K) + BI)
VIM4I = -0.5000*(T(K) - BI)
VILLI = 0.5000*(T(K) - BI)
VILLJ = 0.5000*(T(K) + BI)
RETURN
END
35
40

```

```

C
SUBROUTINE MATRIX
REAL*8 DEFP,DCUG,DCUS,DSIN,DCOST,DMAXI,DMINI,DABS,CDABS
COMPLEX*16 DCFP,DCUG,DCUSM,DCOMPLX,DCOMJG
REAL*8 YI(8),YZI(8),DYI(8),DYZI(8),AUXI(15,8),AUXZ(15,8),HEIGHT(20),
1 HSTART,HEMEND,STEP,Z,DELT,Z,DELTA
COMMON/USU/YI,YZ,DIYI,DYZ,AUXI,AUXZ,HEIGHT,HSTART,HEMEND,STEP,Z,DELT
1 ,DELTA
REAL*8 YY,YAY,YAZ,AL,AM,C,CA,CD,S,SA,SD,FREQ
COMMON/RAZIL/YY,YAY,YAZ,AL,AM,CA,CD,S,SA,SD,FREQ
COMPLEX*16 AI
COMMON/IMAGZAI
REAL*8 ZAXIS(100),DENSI(60),COLFRE(100)
COMMON/ITALY/ZAYI,ZAYZ,DENSI,COLFRE
REAL*8 VIB4I,FAT,FATZ,MLASTX
COMMON/FRANCE/Y,FAT,FATZ,MLASTX
REAL*8 FH,ANGI,AZIM,DIPI
COMMON/CANADA/FH,ANGI,AZIM,DIPI,ZINA,MMAT,KFORM,KSTOP
COMPLEX*16 T(16)
REAL*8 ELBENS,FCOL,XA,MA,ZA
COMPLEX*16 UA,ALPHA,R1,R2,R3,B0,B5

IF (LGT.MLASTX) GO TO 1
B1 = 0.000 + AI*0.000
B2 = 0.000 + AI*0.000
B4 = 0.000 + AI*0.000
B5 = 0.000 + AI*0.000
R3 = 1.000 + AI*0.000
ALPHA = 1.000 + AI*0.000
IF (Z.GT.HEMEND) GO TO 30
CALL OUTPOT
KSTOP = 1
RETURN
1 IF (Z - ZAXIS(MMAT)) 5,10,15
5 GO TO 1
MMAT = MMAT - 1
10 ELBENS = DEXP(DENSI*MMAT)
FCOL = DEXP(COLFRE*MMAT)
GO TO 20

15 AA = ZAXIS(MMAT) - ZI/ZAXIS(5) - ZAXIS(4)
ELBENS = DENSI*MMAT + AA*(DENSI*MMAT-1) - DENSI*MMAT
FCOL = COLFRE*MMAT + AA*(COLFRE*MMAT-1) - COLFRE*MMAT
ELBENS = DENSI*ELBENS
FCOL = DEXP(FCOL)

20 XA = FATI*ELBENS
ZA = FCOL/FAT
UA = 1.000 - AI*ZA
ALPHA = UA*(UA**2 - YY**2) - XA*(UA**2 - YAZ**2)
B1 = XAUAYAY/ALPHA
B2 = XAUAYAZ/ALPHA
B3 = UAYUA**2 - YY**2/ALPHA
B4 = XAUAYAZUA - XAI/ALPHA
B5 = XAUAYUA - XAI/ALPHA

```

```
      ADDR(JZ) = ORT  
C  
C  
      DO 15 I=1,4  
      HELP=F2(I)*ORIT*PI(I)  
      HELPC = DCD(JC(HELP)  
      YZ(I+4) = -0.500*AI*(HELP + HELPC)  
      S2(I,JZ) = HELP  
      HELP=DF2(I)+ORT*DF1(I)  
      DEZ(I,JZ) = HELP  
      DEZ(I) = DCD(JC(HELP)  
      DYZ(I+4) = -0.500*AI*(HELP + HELPC)  
      15  
C  
C  
C  
      15  
C  
C  
C  
      25  
C  
C  
      END
```

```
      SUBROUTINE BMAIN  
C  
C  
      REAL*8 DEXP,DLGC,DCOS,OSIN,DSORT,DMAXI,DMINI,DABS,CDABS  
      COMPLEX*16 CUFXP,COLOG,CSORT,DCMPLX,DCONJC  
C  
      REAL*8 YY,YAY,VAL,AL,AM,AN,C,CA,CD,S,SA,SD,FREQ  
      COMMON/ARRZ/YY,YAY,VAL,AL,AM,AN,C,CA,CD,S,SA,SD,FREQ  
      COMMON/IMAG/AI  
      COMMON/IMAG/AI  
      REAL*8 Y1(8),Y2(8),DY2(8),AUX1(15),AUX2(15),HEIGHT(20),  
      HSTART,HEND,STEP,Z,DELTI,DELIZ  
      COMMON/OSZ/Y1,Y2,DY2,AUX1,AUX2,HEIGHT,HSTART,HEND,STEP,Z,DELTI  
      DELIZ  
      COMPLEX*8 E1(4),Z1,Z2,Z3,DEZ(4),ADRT1(2)  
      COMMON/BUSS/ET,E2,E3,DEZ,ADRT  
      REAL*8 FRA,AGI,AGI*,DIP  
      COMMON/CAVAD/FA,ANGI,AZIM,DIP,JZ,QA,WMAT,KFORM,KSTOP  
      DIMENSION ERRORZ(12),ERRORZ1(2),MSCALE(50),ALTIZ1  
      REAL*8 TEST1,TEST2,UPDOWN  
      COMPLEX*16 ANUM*E1C,HELP,HELPC,FI(*),F2(4),DF2(4),ORT  
      COMMON/GOITP/MSCALE,ERRDR1,ERRDR2,ALT
```

```
      TEST1 = 0.500*OSORT*(Y1(I)**2 + Y1(5)**2 + Y1(8)**2 + Y1(7)**2)  
      IF (TEST1-1.1-0.003) GO TO 5  
      DO 1 I=1,8  
      Y1(I) = Y1(I)*0.05-03  
      DY1(I) = DY1(I)*1-00-03  
      DO 1 J=1,15  
      AUX1(J) = AUX1(J,1)*0.00-03  
      NA = NA + 1  
      MSCALE(FNA) = Z  
C  
C  
C  
      JZ = JZ + 1  
      IF (JZ.GT.1) JZ=2  
      ALY(JZ) = 7  
      IF (IFORM*NF-4) CR IO 7  
      PSINI = 100, YZ(1),YZ(5),YZ(7),YZ(7),DELTI,DELIZ,TEST1,TEST2  
      100  
      ERRDR1(1) = DELTI/TEST1  
      ERRDR2(1) = DELIZ/TEST2  
      ANUM = 0.000 + AI*0.000  
      7  
      COMMON = 0.000  
      DO 10 I=1,4  
      E1(I) = Y1(I) + AI*Y1(I+4)  
      E2(I) = DY1(I) + AI*DY1(I+4)  
      F1(I) = Y2(I) + AI*Y2(I+4)  
      F2(I) = DY2(I) + AI*DY2(I+4)  
      E1(I)*Z1 = DF1(I)  
      E2(I)*Z2 = DF2(I)  
      Z1C = Y1(I) - AI*Y1(I+4)  
      ANUM = ANUM + F1C*F2(I)  
      DENOM = DENOM + Y1(I)*Y1(I) + Y1(I+4)*Y1(I+4)  
      10  
      ORT = - ANUM/DENOM
```

15 FIELDS ARE URTHOSONORMALIZED AND STORED


```

C TV = TP* SORT(I*P)
C FIRST SET OF OUTPUTS - REFLECTION COEFFICIENTS
C TRANSMISSION COEFFICIENTS
C POLARIZATIONS
PRINT 100, TP, TH, TV
PRINT 200, MP, RN
PRINT 300, MP, RH, RPE, RI
C COMPUTATION OF GURDEN'S REFLECTION COEFFICIENTS
C
DELTA = UPXZ*UPYI - UPXI*UPYZ
A11 = CC*HPY2 + SS*OPX2
A12 = CC*OPY1 + SS*OPX1
A21 = CC*OPY2 - SS*OPY1
A22 = CC*OPX1 - SS*OPY1
R11 = CC*OPY1 + SS*OPY1
R12 = CC*OPY1 + SS*OPX1
R21 = CC*OPY2 + SS*OPY2
R22 = CC*OPY2 + SS*OPX2
C
TRI = (A12*W21 - A11*W11)/DELTA
TRP = (A12*W22 - A11*W12)/DELTA*OMI
PRI = UM*(A22*W21 - A21*W11)/DELTA
PPR = (A22*W22 - A21*W12)/DELTA
C
TRIR=REAL(TRI)
TRII=AIMAG(TRI)
TRPR=REAL(TRP)
TRPI=AIMAG(TRP)
RPIR=REAL(PRI)
RPII=AIMAG(PRI)
PPRI=REAL(PPR)
PPPI=AIMAG(PPR)
ABSTR1 = ABS(TRI)
ABSTRP = ABS(TRP)
ABSPT1 = ABS(PRI)
ABSPP = ABS(PPR)
PRINT 400, TRI, TRII, SBSTR1, TRPR, TRPI, ABSTRP, PTRR, PRTR, ABSPT1,
ABSPP, PPPI, ABSPPR
I
RETURN
END

```

```

C *****C
C 70 IF (.NOT.FIRST) H=H*0.25
C   SET UP INITIAL VALUES.
C *****C
DO 80 I=1,N
  PI(I)=XO(I)
80 CONTINUE
  T = LIMIT
  IF (.NOT.FIRST) GO TO 140
  *** WRITE THE HEADING ***
  CALL FUNCT(F,P,F,I,EL400)
  CALL ESC(I)
140 IF (.NOT.SKIP) GO TO 180
  IA=2
  IB=4
  GO TO 300
180 RELTES =14.2*RELA
  ABSTES =14.2*ABS8
  FACTOR=REL/ABS8
  DR=RELTES /400.0
  H=2.0*H
  GO TO 270
240 T=TS
  H=0.5*H
  GO TO 300
270 IA=2
  IB=2
  IS=I
  RUNGE-KUTTA STARTING METHOD.
300 DO 510 J=IA,IB
  DO 350 I=1,N
    AK(I,1)=MF(I,1)
    PI(I,1)=J-1+R2.5*AK(I,1)
350 CONTINUE
  FTEMP=140.5*H
  CALL FUNCT(FTEMP,P,F,J,EL70)
  DO 410 I=1,N
    AK(I,2)=MF(I,1,J)
    PI(I,2)=PI(I,1)+0.5*AK(I,1,2)
410 CONTINUE
  FTEMP=140.5*H
  DO 450 I=1,N
    AK(I,3)=MF(I,1,J)
    PI(I,3)=PI(I,1)+AK(I,1,3)
450 CONTINUE
  F=FH
  CALL FUNCT(F,P,F,J,EL70)
  DO 510 I=1,N
    AK(I,5)=MF(I,1,J)
    PI(I,5)=PI(I,1)+2.0*AK(I,1,2)
    I=2.0*AK(I,3)+AK(I,4)
510 CONTINUE
  COMMON RO,MASS,RADGRA,GRAD,NUM,FAC,MODE,FIRST,STOP,PLOT,RF0
  REAL MASS
  LOGICAL FIRST,SKIP,STOP,PLOT
  FORST (EL1,2,FLD,2)
  FORST (EL1,2,FLD,2)
  1  FORST (EL1,2,FLD,2)
  2  DEGREEZ, 1  INPUT,LAITUDE =FLD,2//
  MASS=1850.0
  RADGRA=37.26578
  GRAD=1.745329E-02
  MODE = 2
  SKIP = .FALSE.
  KOUNT = 1
  N = 6
  4  READ (5,1,END=500) FAC,GR0,ABS8,REL,H,HEIGHT,XO(2),DELTA,HM
  WRITE (6,5) FAC,DELTA,GR0,ABS8,REL,H,XO(2)
  STOP=.FALSE.
  XO(3) = 0.0
  XO(4) = 0.0
  XO(5)=0.0
  XO(6) = 0.0
  TGENR(1) = 500.
  TGENR(2) = 180.
  TGENR(5) = 30.0
  TGENR(1)=TGENR(1)+RO
  DELTA=DELTA*GRAD
  TRN=0.0
  H=HM/SRT(FAC)
  CALL ADAMS (N,INIT,TGENR,H,KOUNT,REL,B,ABS8,SKIP,XO)
  GO TO 4
500 CALL EXIT
C *****C
C   END OF MAIN PROGRAM.
C *****C
END
SUBROUTINE ADAMS (N,INIT,TGENR,H,KOUNT,REL,B,ABS8,SKIP,XO)
C *****C
C   ADAMS PREDICTOR-CORRECTOR SUBROUTINE.
C *****C
C   DIMENSION XO(10),XP(8,5),F(8,5),AK(8,5),E(8),TGENR(5)
COMMON RO,MASS,RADGRA,GRAD,NUM,FAC,MODE,FIRST,STOP,PLOT,RF0
REAL MASS
LOGICAL FIRST,SKIP,STOP,PLOT

```

```

C *****C
C   APPENDICE  B
C *****C
PROGRAMA_BF_TRACADO_DE_RAIDS
C *****C
C   MAIN PROGRAM.
C *****C
C *****C
C *****C
DIMENSION XO(10),TGENR(5)
COMMON RO,MASS,RADGRA,GRAD,NUM,FAC,MODE,FIRST,STOP,PLOT,RF0
REAL MASS
LOGICAL FIRST,SKIP,STOP,PLOT
1  FORST (EL1,2,FLD,2)
2  DEGREEZ, 1  INPUT,LAITUDE =FLD,2//
MASS=1850.0
RADGRA=37.26578
GRAD=1.745329E-02
MODE = 2
SKIP = .FALSE.
KOUNT = 1
N = 6
4  READ (5,1,END=500) FAC,GR0,ABS8,REL,H,HEIGHT,XO(2),DELTA,HM
WRITE (6,5) FAC,DELTA,GR0,ABS8,REL,H,XO(2)
STOP=.FALSE.
XO(3) = 0.0
XO(4) = 0.0
XO(5)=0.0
XO(6) = 0.0
TGENR(1) = 500.
TGENR(2) = 180.
TGENR(5) = 30.0
TGENR(1)=TGENR(1)+RO
DELTA=DELTA*GRAD
TRN=0.0
H=HM/SRT(FAC)
CALL ADAMS (N,INIT,TGENR,H,KOUNT,REL,B,ABS8,SKIP,XO)
GO TO 4
500 CALL EXIT
C *****C
C   END OF MAIN PROGRAM.
C *****C
END
SUBROUTINE ADAMS (N,INIT,TGENR,H,KOUNT,REL,B,ABS8,SKIP,XO)
C *****C
C   ADAMS PREDICTOR-CORRECTOR SUBROUTINE.
C *****C
C   DIMENSION XO(10),XP(8,5),F(8,5),AK(8,5),E(8),TGENR(5)
COMMON RO,MASS,RADGRA,GRAD,NUM,FAC,MODE,FIRST,STOP,PLOT,RF0
REAL MASS
LOGICAL FIRST,SKIP,STOP,PLOT

```



```

981 CONTINUE
TINIT=I
910 IF (KTEMP-KOUNT) 921,970,970
921 CONTINUE
*****
930 CALL FUNCT(I,P,F,4,ELI,C)
*****
C BEGIN ADAMS METHOD.
C TEST WHETHER COMPUTED VALUES SHOULD BE PRINTED OUT.
C *****
KTEMP=KTEMP+1
GO TO 1200
1160 J=4
CALL ESC(J)
IF (P(5),J).GT.TGEND(5).OR.(P(1),J).GT.TGEND(1).AND.P(2),J).GT.TGEND
X 121,OR.P(1),J).LT.6664.0) GO TO 1350
IF (ISTOP) GO TO 1350
1190 KTEMP=0
DO 1201 I=1,N
X(I)=P(I),J
X(I)=P(I),J
1201 CONTINUE
Y(I)=I
1200 IF (KTEMP-KOUNT) 940,1160,1160
*****
C XP IS PREDICTOR VALUE.
C *****
940 DO 960 I=1,N
XP(I,5)=P(I,4)+0.0416666667*H*(9.0*DEF(I,2)-9.0*DEF(I,1))-
159.0*DEF(I,3)+37.0*DEF(I,1)
960 CONTINUE
T=T+H
CALL FUNCT(I,XP,F,5,670)
*****
C P IS THE CORRECTOR VALUE.
C *****
DO 1010 I=1,N
P(I,5)=P(I,4)+0.0416666667*H*(9.0*DEF(I,5)+19.0*DEF(I,4)
-5.0*DEF(I,3)+5*DEF(I,2))
1010 CONTINUE
IF (SKIP) GO TO 1090
1030 J=5
1060 GO TO 660
1060 DO 1120 I=1,N
P(I,4)=P(I,5)
DO 1120 J=2,5
P(I,J)=P(I,J)
1120 CONTINUE
IF (SKIP) GO TO 930
*****
C TEST WHETHER THE INTERVAL CAN BE DOUBLED.
C *****
1220 DO 1240 I=3,4
IF (ELI-DB) 1240,1240,930
1240 CONTINUE
DO 1270 I=1,N
P(I,1)=P(I,4)
1270 CONTINUE
WRITE (6,1291) H
1291 FORMAT(' ',1300, ' 2H*',ELI,4)

```

```

IF (118-2) 660,630,640
530 DO 550 I=1,N
XP(I,5)=P(I,2)
550 CONTINUE
*****
C XP(I) ARE THE VALUES OF DOUBLE INTERVAL TO BE
C USED IN ERROR ANALYSIS.
C *****
T=T-H
H=0.5*H
WRITE (6,581) H
581 FORMAT(' ',1100, ' H',ELI,4)
IF (ABS(H).GT.1.E-7) GO TO 620
WRITE (6,601) ' *** EQUATIONS CAN NOT BE SOLVED FURTHER WITHIN ',
601 FORMAT(' ', ' ', GIVEN ERROR BOUND *',J)
X
RETURN
620 I=3
GO TO 300
640 IF (118-3) 810,650,810
650 J=3
KKK=0
*****
C IS ACCURACY CRITERION MET
C *****
660 DO 760 I=3,6
IF (KKK) 670,670,720
670 ELI=ABS(P(I,5)-P(I,4))
IF (ELI-ABS(P(I,3))>RELTOL) 681,700,690
681 ELI=(F(I)/ABS (P(I),J))
GO TO 760
690 IF (ELI-ARSTES) 691,700,700
691 ELI=(F(I)/FACDR
GO TO 760
700 T=T-H
IF (J-5)530,720,630
720 DO 740 I=1,N
P(I,1)=P(I,4)
740 CONTINUE
760 GO TO 270
760 CONTINUE
780 I=4
18=4
GO TO 300
*****
C SHOULD ANY OF THE STARTING VALUES BE PRINTED OUT
C *****
810 T=T-3.0*H
DO 921 J=2,3
T=T+H
KTEMP=KTEMP+1
GO TO 910
870 CALL ESC(J)
IF (P(5),J).GT.TGEND(5).OR.(P(1),J).GT.TGEND(1).AND.P(2),J).GT.TGEND
X 121,OR.P(1),J).LT.6664.0) GO TO 1350
IF (ISTOP) GO TO 1350
900 KTEMP=0
DO 901 I=1,N
X(I)=P(I),J

```

```

GO TO 270
1310 WRITE (6,1311)
1311 FORMAT (' V',)
1320 KKK=1
1330 KKK=1
1340 KKK=1
1350 STOP*.TRUE.
CALL ESC(J)
1400 RETURN
C*****
C END OF THE DEAMS SUBROUTINE.
C*****
SUBROUTINE FUNCT (I,P,QZDT,J,J*)
C*****
DIMENSION Z(4),PIR(5),PQDT(8),Y(1),Y(4),ALPHA(4),
X
DLNDR(4),DLNDR(4),ND(4),X(4),DROZ(3),DROZ(3),
DROZ(3),DROZ(3),DROZ(3),DROZ(3),DROZ(3),DROZ(3),
COMMON RO,MASS,ABSORB,CHARAD,NUM,FKE,MODE,FKST,STOP,PLOT,QFO
COMMON ZASC,F,ALPHA(5),BETA(5),WCHAR(3),MPSI(5),MPSIRE(5),
X
MALE(4),HDF(5),PHAL(5),NAP(5),NDRI(5),
X
MODE(5),HDF(5)
LOGICAL FIRST,STOP,PLOT
REAL ND,MASS,NUM,ND2,MU1,MU12,MU13,MU14,RUG
DO 100 I=1,5
100 CONTINUE
COSZ2=COS(Z(2))
SINZ2=SIN(Z(2))
SINZ22=SINZ2*SINZ2
COSZ22=COSZ2*COSZ2
AA=1.0/11.0+3.0*COSZ22
BB=SQRT(AA)
GF=GFGRD(Z(1))*S3/BB
Y(1)=2.0*GF*OSZ2*H8
Y(2)=SQRT(1.0-Y(1)**2)
DROZ(1)=3.0*Z(1)
DROZ(2)=-1.0*SINZ22*COSZ22*AA
Y(1)=GF*FKE
Y(2)=Y(1)/MASS
Y(3)=0.25*Y(2)
Y(4)=0.25*Y(2)
FO=SQRT(1.0-Y(1)**2)
X(1)=FO/FKE**2
COSM=X(1)/MASS
X(2)=COSM*ALPHA(2)
X(3)=0.25*COSM*ALPHA(3)
X(4)=0.25*COSM*ALPHA(4)
IF (MOD(FIRST),GO TO 6
GO TO (1,2),3),MODE
1 YP (1,0),Y(2),GO TO 60
2000 FORMAT (' ***** THIS FREQUENCY DOES NOT PROPAGATE IN THIS MODE *****
X
GF=123*FKE
WRITE (6,2001) GF,GF,FOE
2001 FORMAT (' GF=,E9.2, KHZ FOE=,E9.2, KHZ FOE=,E9.2,
X
KHZ,/)
RETURN 1
2 FCZ=GF*(1.0-0.625*ALPHA(2)*ALPHA(4))/MASS
IF (FCZ) GF,AND,FKE,GT,FEZ GO TO 60
WRITE (6,2002) GF,FCZ,FOE
2002 FORMAT (' GF=,E9.2, KHZ FCZ=,E9.2, KHZ FOE=,E9.2,
X
KHZ,/)
RETURN 1
60 COSD=COS(DELTA)
SIND=SIN(DELTA)
GO TO 7
6 MU1=SQRT(Z(3)**2+Z(4)**2)

```

```

1310 WRITE (6,1311)
1311 FORMAT (' V',)
1320 KKK=1
1330 KKK=1
1340 KKK=1
1350 STOP*.TRUE.
CALL ESC(J)
1400 RETURN
C*****
C END OF THE DEAMS SUBROUTINE.
C*****

```

```

36      Z(I)=R0*STND
        P(I,J)=Z(I)
        P(I,3)=Z(I)
        MULE=0
        PSI=AN2(SPS1*CPST1)
        RATIO=UPMU1
        SNPS1=SIG(I)*GIPST1
        APS1=4031*PS1
        IF (FKCAL*GF*MASS*AND*MODE.EQ.21.OR*MODE.GT.21) GO TO 37
        IF (MDE*EQ.1.OR*MODE.EQ.21) GO TO 43
        IF (FKCLT*FDE*DR*FKG*LT*GF) GO TO 37
        IF (ARG)=87*AS
        IF (ARG)=71*39*38
        PSIR5=1*707963*SPST1
        GO TO 39
        PSIRF5=71*39*38
        PSIRFS=YARHSQRT(ARCI)
        IF (APSI=1*707963) 40,41,41
        PSIRFS=5*SPST1*PSIRFS
        GO TO 39
        PSIRFS=SNPS1*13.1415962-PSIRFS1
        C*****
        C*** CORRECTION IN THE VECTOR RHO ***
        C*****
        39 IF (ANSI*PSIRFS-PSIR3*17.8726645E-02) GO TO 70
        IF (APSI*APSI-1*707963*1.51*8.726645E-02) GO TO 81
        TO MU12=MU11*MU11
        MU12=MU12*MU12
        TR512=-(8*MU11*2.0*AS*MU12*CI/4*3*MU11)-(ARL*AS)*MU12*CI
        IF (TR512.EQ.0) GO TO 62
        DO 43 I=3,4
        Z(I)=Z(I)*RATIO
        P(I)=Z(I)
        GO TO 64
        63 CONTINUE
        62 IF (ANSIRATIO*1*87.1E-10*DE-07) GO TO 64
        PSI=AN2(YARHSQRT(PSI12))
        IF (APSI=GE.1.5707963) GO TO 63
        PS11=SNPS1*PS11
        GO TO 66
        65 PS11=SNPS1*(1.1415962-PSI11)
        DELPS1=PS11-PSI
        DELMU2=MU-MU11
        XI=MU1*DELPS1
        YARHSQRT(DELPS1)
        COVA21(0711,0)=YARHSQRT(2)
        SIN2=COS2*YARHSQRT(2)
        X2=XCOS2
        XZ=XELCOS2/SIN2
        OMS1=XZ/MU1
        DMU2=XZ/DELPS1
        IF (DMU2*11*DMU2*11.0-0.5) GO TO 67
        WRITE (6,68)
        68 FORMAT (1,'*') *** CORRECTION VECTOR IS BIG *** ,7//
        RETURN 1
        67 MU1=DMU1*44
        PSI=PS1*DPST13
        CPS1=COS(PS1)
        SPS1=SIN(PS1)
        SPS12=SPS1*SPS1

```

```

COSE= 1/(3)*MU1
37      SIND= 2/(4)*MU1
        CPS1=COS(YR(Y1)+S(MODE)*YD(12))
        CPS12=CPS1*CPS1
        SPS12=SIN(YR(Y1)+S(MODE)*YD(12))*COSD
        SPS12=SPS1*SPS1
        AR=1.0
        AP=1.0
        AL=1.0
        ARX=AR*(1)/(1.0+Y1)
        AL=AL*(1)/(1.0+Y1)
        AP=AP*(1)/(1.0+Y1)
        2      CONTINUE
        AS=0.3*(AP+AL)
        AD=0.5*(AR-AL)
        ARL=AR+AL
        APS=AP*AS
        APL=AL*AS
        APAD=AP*AR
        AS=5*SPS12+AP*CPST2
        R=ARL*SPST2*AP*11.0+CPST2
        C=AP*ARL
        AC=ASC
        FZ=RB*AS*O*AC
        HMDBE(I)=1
        GO TO 11
        FZ=(ARL-APST)*SPST2**2+*.0*(AP*AD)**2*CPST2
        HMDBE(I)=2
        11      GO TO 1001(1002),MODE
        1001     IF (AC*17.0) GO TO 23
        IF (FKCGT*GF*MASS*16.0) GO TO 14
        GO TO 17
        1002     IF (AC*17.0) GO TO 19
        FZ=0.5*GF*SORT(FC*2*0.25*FDE**2)
        IF (FKCGT*FZ) GO TO 13
        IF (FC*17.0) GO TO 31
        GO TO 17
        13     IF (R) 14,14,15
        MU2=(R-SORT(FC21)/FC*0*4)
        GO TO 31
        14     MU2=(R-SORT(FC21)/FC*0*4)
        MU2=(R+SORT(FC21)/FC*0*4)
        GO TO 30
        15     MU2=(R+SORT(FC21)/FC*0*4)
        MU2=(R+SORT(FC21)/FC*0*4)
        GO TO 30
        17     GO TO 30
        19     FC(3)=28.20-23
        20     IF (R) 17,17,18
        21     IF (R) 14,14,18
        22     IF (R) 14,14,18
        23     IF (R) 14,14,18
        24     IF (MU2) 34,34,32
        25     WRITE (6,33)
        33     FORMAT (1,'*') *** PSI OUTSIDE RESONANCE CONE *** ,//
        RETURN 1
        34     RETURN 1
        35     FORMAT (1,'*') *** MU2 IS NEGATIVE *** ,//
        RETURN 1
        32     IF (NOT.FIRST) GO TO 36
        IF (NOT.MUCOSD

```



```

11 = 20
405 DO 410 I = 3, 11
    R = RG + ALI
    CALL DENR (R, COLAT, ND, ALPHA, DLNDR, DLNDR)
    PRINT 420, ALI, R, L, ND(1)
    IF (11 - NE, 70) GO TO 449
    I1 = 40
    A = 500.0
    GO TO 405
449 PRINT 600
600 FORMAT (1, 'ELECTRON DISTRIBUTION AT 1000 KM', 13, 'LATITUDE',
        GRADTHETA, 7)
    K = 7372.0
    R = 7372.0
    GO 430 J = 1, 41
    GR = 2.0 * (1 - I)
    LAT = GR * RAD2GR
    COLAT = 1.5707963 - LAT
    CALL DENSR, COLAT, ND, ALPHA, DLNDR, DLNDR)
    PRINT 630, GR, ND(1), DLNDR(1), DLNDR(1)
430 RETURN
630 *****
END

```

```

SUBROUTINE ESC(L)
*****
COMMON RO, MASS, NADGR, GRAD, NUM, IFC, MOEF, FIRST, STDP, PLOT, GFO
COMMON /ESCA/ P(6, 5)
COMMON /ESCF/ WALPHA(5), WBETA(5), WGDMA(5), WPSI(5), WPSIRE(5),
    WALFA(5), WBFDE(5), WMD(5), WML(5), WAP(5), WAK(5),
    WAKRE(5), WBF(5)
X
DIMENSION ALPHA(4), DLNDR(4), DLNDR(4), ND(4)
420 FORMAT (F15.2, 3E15.3)
650 COMMON /PLA/ L, LAT, C, EREMS, MDEN
REAL L, ND, LAT
REAL MASS
LOGICAL FIRST, STDP, PLOT
122 FORMAT (1, 14, 'HEIGHT', 13, 'LATITUDE', 12, 'ALPHA', 13, 'DELTA', 14,
    'PSI', 14, 'DELAY', 105, 'L VALUE', 175, '4PH', 180, 'PSI RES.', 176,
    'DENSITY', 179, 'REF. INDEX', 17)
135 FORMAT (1, 1, 74, 'HEIGHT', 13, 'LATITUDE', 12, 'ALPHA', 13, 'DELTA', 14,
    'PSI', 14, 'DELAY', 105, 'L VALUE', 175, '4PH', 180, 'PSI RES.', 176,
    'DENSITY', 179, 'REF. INDEX', 17)
122 FORMAT (1, 1, 3, 3, 2, 2, 2, 2, 2, 2, 2, 2, 2, 2, 2, 2, 2, 2, 2, 2, 2, 2)
131 P(1, 1) = 60.
132 P(2, 1) = P(2, 1) * RAD2GR
DELTA = 2 * PI * P(2, 1) * RAD2GR
PSI = WPSI(1) * WADGR
ALFA = WALFA(1) * ATAN(WALFA(1))
ALFA = WMD(1) * WADGR
ALFA = ALFA * WADGR
PSI = WPSI(1) * WADGR
IF (1 - ND(1) * PSI) GO TO 202
FIRST = .FALSE.
HOLD = 0.0
HELP = 0.0
MAXL = 3.0 * DEB2 / FKC
KR = 5
102 WRITE (6, 112)
KR = KR + 1
WA = WGF(1)
MC = WFE(1)
DIF = P(6, 3) - HOLD
EDIST = HELP + (DIF * FAC / MAXL)
HOLD = P(6, 3)
HELP = EDIST
PRINT 122, 11, 12, ALFA, DELTA, PSI, P(5, 1), L, WA, PSIRS, EDENS, WMD(J)
1 IF 1KK - 76.407 GO TO 123
WRITE (6, 115)
KR = 0
123 IF (1STOP) GO TO 100
IF (1L - 67.15000) STOP = .TRUE.
RETURN
300 WRITE (6, 303)
303 FORMAT (1, 1, 'END OF PATH. ***', 1 /)
IF (INDEX(4, EQ, 0)) GO TO 430
PRINT 400
400 FORMAT (1, 1, 'ELECTRON DISTRIBUTION AT THE EQUATOR', 17, 'HEIGHT',
    'RADIUS', 1, 'L VALUE', 'DENSITY', 'CR-3', 1 /)
COLAT = 1.5707963
A = 50.0

```

50 RETURN
END

```
CC SUBROUTINE UPVSTR,COLAT,ND,ALPHA,DLNDM,UCMDT)
COMMON /P/MS,RADGRA,GRAD,MUM,KC,MODE,FIRST,STOP,PLOT,SFC
COMMON /PL/ I,LAT,C,EBENS,NDER
DIMENSION ALPHA(1),DLNDRI(1),DLNDTI(1),NDI(4)
REAL MR,NIZO,MD,MP,MSS,L,LAT
LOGICAL FIRST,STOP,PLOT
IF (.NOT. FIRST) GO TO 10
NUM = 1
READ 100, MR,MT,MRX,MB,NIZO,POX,PHE,PHYD,MGEN,MLAT
FORMAT (F10.2,5E9.2,2I2)
PR = MR + RO
RT = RT + RO
B = RR/RT
1 A1 = -RB*(1-D - 01/MOX)
A2 = 0.25*A1
A3 = 0.25*A2
A1 = POX*EXP(A1)
A2 = PHE*EXP(A2)
A3 = PHYD*EXP(A3)
S = (A1 + 0.25*A2 + 0.0625*A3)/MOX
A = A1 + A2 + A3
NG(1) = NR*SQRT(A)
AA = 10.565/AA*RR
IF (.NOT. FIRST) GO TO 40
FAC = ND(1)/NIZO
FAC = ALDGFAC1
GR = RT - 120.0
SIS = 0.707107*DR/SORT(FAC + AA*DR)
DIF = 64*SIS
RD * RT - DIF*SIS
FAC = 0.5*DI*DI*F
DO 5 I=1,4
NDRI(I) = 0.0
DLNDRI(I) = 0.0
DLNDTI(I) = 0.0
ALPHA(I) = 1.0
ALPHA(1) = 1.0
5
C 10 LAT = 1.5707963 - COLAT
C = COS(LAT)
L = R/1600000
IF (R-RT) 15,15,30
15 A = (R-RT)/SIS
NDTI = (R-RT)*SIS
DLNDRI(1) = -A/SIS
GO TO 32
CC 30 B = RE/R
GO TO 1
40 DLNDRI(1) = -AA
IF (MLAT.EQ.0) GO TO 50
CALL PLASMR,COLAT,FI,PZ,F3)
NDTI = FI*NDTI
DLNDRI(1) = DLNDRI(1) + F2
DLNDTI(1) = F3
EBENS = ND(1)
```

```

SUBROUTINE PLASMR(CDLAT,F1,F2,F3)
REAL L,LAT
COMMON RG,MASS,RDGR,GRD,NUM,EKC,MODE,FIRST,STOP,PLOT,GPQ
LOGICAL FIRST
IF(.NOT.FIRST) GO TO 10
READ(5,100) DD1,DI,SIG,RB,MO
WRITE(6,200) DD1,DI,SIG,RB,MO,R
SIG = SIG*GMHD
LAT = 1.5707963-CDLAT
C = COS(LAT)
S = SIN(LAT)
L = R/(RDGR*C)
T = L*O/SORT(L)
COSF = T
SINF = SORT(1-O-COSF*COSF)
A = F1/SIG
AA = -O.5*AA
FM = DD1*DI*EXP(AA)
DFNDF = -(F2-DD1)*F1/(SIG*SIG)
X = DFNDF/FM
Z = O.5*EXP(11.0-Y1/MO)
Z1 = -Z/FM
FM = EXP(Z1)
U = 1.0/SORT(1-1.0)
U1 = O.5*U/K
Z2 = U1*Z
U2 = U1*Z1
U3 = U2*Z
U4 = F3*U2*U3
Z2 = 1.0-11.0/FM1
U4 = O.5*Z2*U1*U4
Z2 = Z2*U1*U3*U4
C
FORMATDS
100 FORMAT(5E,0)
200 FORMAT(11,/,/, LATITUDINAL VARIATION GIVEN BY -1/, DD1 =,F7.2,
* O1 =,F7.2, SIGMA =,F7.2, RB =,F7.2, MO =,F7.2,
* R =,F7.2,/,/,)
RETURN
END

```

APÊNDICE C - Determinação da Distância entre Dois Pontos da Superfície Terrestre e do Ângulo Azimutal no Transmissor e Receptor.

A Terra é suposta uma esfera de raio $R_E = 6372$ Km. Para a determinação de distâncias e ângulos sobre esta esfera basta conhecer duas propriedades dos triângulos esféricos

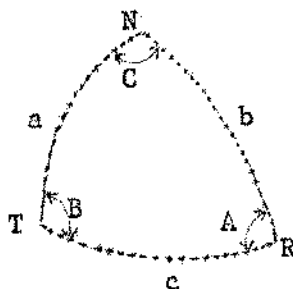
i) $\frac{\text{sen } A}{\text{sen } a} = \frac{\text{sen } B}{\text{sen } b} = \frac{\text{sen } C}{\text{sen } c}$ (lei dos senos)

ii) $\cos a = \cos b \cdot \cos c + \text{sen } b \cdot \text{sen } c \cdot \cos A$

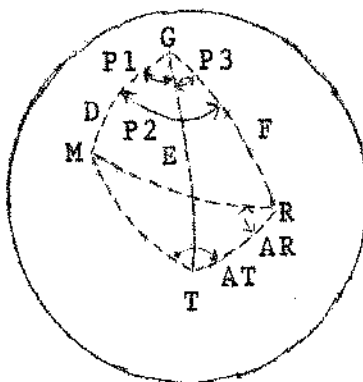
e análogamente para $\cos b$ e $\cos c$.

(lei dos cossenos)

onde os ângulos A, B, C e os lados a, b, c estão indicados no triângulo esférico NTR abaixo



Como estamos interessados na determinação da distância entre transmissor e receptor (no caso, ponto de penetração na baixa ionosfera) e do azimute magnético nestes pontos devemos usar a geometria da figura abaixo



onde T \equiv transmissor, R \equiv receptor, G \equiv polo norte geográfico, M \equiv polo norte magnético ($\phi_0 = 78,3^\circ$, $\lambda_0 = -69^\circ$).

Inicialmente conhecemos as latitudes e longitudes geográficas deste 4 pontos; os ângulos P1, P2 e P3 são determinados fazendo-se a diferença entre as longitudes correspondentes; os lados D, E e F (expressos em unidades de ângulo) são obtidos como complemento das latitudes dos pontos M, T e R respectivamente, pois estamos interessados em pontos T e R situados no hemisfério norte. Conhecendo-se P1, P2, P3, D, E, F podemos calcular os lados do triângulo MTD pela lei dos cossenos e, em seguida, obter os ângulos A_T e A_R . O ângulo correspondente ao lado TR (expresso em radianos) deve ser multiplicado pelo raio da Terra para se obter a distância entre transmissor e receptor. Os ângulos azimutais no transmissor (χ_T) e no receptor (χ_R) são iguais a A_T e A_R ou seus suplementos conforme a posição relativa destes dois pontos. Para verificar se estes ângulos são positivos ou negativos usamos a referência adotada na Fig. 9. O programa abaixo calcula a distância TR (em quilômetros) os ângulos A_T e A_R , a atenuação $\Gamma (= \Gamma_w)$ em decibéis e a posição relativa entre T e R (parâmetro ONDE).


```
32 COSL = COS(R-F)
   ONR = 0.
   GO TO 34.
33 COSC = COS(R+F)
   ONSE = 0.
   GO TO 34.
40 A = 0.
   ONDE = 3.
   GO TO 20.
42 B = 0.
   ONDF = 3.
   GO TO 20.
48 C = C * 1000.
   AT = DO*ALP*Z1000.
   GO TO 50.
5 STOP
END
```

```

15  NLAT99,
    GO TO 6
21  Z=99,
    GO TO 10
30  LAMC=-180.-LAM
    GO TO 51
40  LAMC=180.
    GO TO 51
50  LAMC=-180.-LAM
    GO TO 51
C
C   FORMATOS
100  FORMAT('Y',LATG, LONGG, LATM, LONGM, DIP, //)
200  FORMAT('Z',L0,S)
300  FORMAT('F',F6.1,ZX,F6.1,ZX,F6.1,ZX,F6.1,ZX,F6.1)
500  STOP
    END

```

APLNDICE D
 CONVERSÃO DE COORDENADAS GEOGRÁFICAS PARA MAGNÉTICAS E
 VICE-VERSA. CÁLCULO DO ÂNGULO DIP. APROXIMAÇÃO DO DIPOLO
 CENTRADO PARA O CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE. (VIDE CAP. II)

```

REAL LAM0,MFI,MLA,LAM,LAMC
PI=3.14159
RND=PI/180.
ROG=PI/100.
WRITE(1,100)
READ(1,200) F1,LA
IF(F1-99.) 60,5,60
PI=78.73
PI0=PI+ERR0
LAMO=-69.
LAMO=LAMO+CRD
PI=PI+CRD
LAM=CRD
LMLA=CRD
SINFI=SIN(FI)*SIN(PI0)+COS(FI)*COS(PI0)*COS(LA-LAMO)*COS(PI0)
COSFI=SORF(1.0-SINFI*SINFI)
IF(COSFI) 12,2,12
MFI=ATAN(SINFI/COSFI)
FIMSMFI=ROG
XTM=2.*SIN(MFI)/COS(MFI)
DIP = ATAN(XTM+ROG)
IF(COSMFI) 16,17,16
SINMLA=COS(FI)*SIN(LA-LAMO)/COSMFI
COSMLA=SORF(1.-SINMLA*SINMLA)
IF(COSMLA) 14,4,14
MLA=SIN(XLM)/COSMLA)
LAM=MLA+ROG
IF(SINMLA) 30,40,30
MFI = FIMSGR
MLA = LAMSGR
WRITE(3,300) MFI,MLA,FIM,LAM,DIP,LAMC
SINFI=SIN(MFI)*SIN(PI0)+COS(MFI)*COS(PI0)*COS(SINLA-PI)
COSFI=SORF(1.-SINFI*SINFI)
IF(COSFI) 17,17
MFI=PI-SIN(PI0)/COS(PI0)
IF(COSFI) 20,21,20
SINMLA=SIN(MFI)*SIN(LA-PI)
COSMLA=SORF(1.-SINMLA*SINMLA)
X = X+LAMB
MFI = X+LAMB
MFI = RLAMSGR
WRITE(5,500) MFI,MLA
GO TO 1
MFI=PI/2.
GO TO 3
MLA=PI/2.
GO TO 6
RFI=PI/2.
GO TO 8
X=PI/2.
GO TO 10

```

- C
- C
- C
- C
- C
- C
- C
- C
- C
- 1
- 60
- 12
- 3
- 16
- 14
- 30
- 17
- 8
- 20
- 19
- 10
- 2
- 6
- 7
- 9

R E F E R Ê N C I A S

- BRICE, N.M., Discrete VLF emissions from the upper atmosphere, SEL-64-088. Radioscience Lab., Stanford Electronics Labs., Stanford Univ., 1964.
- BUDDEN, K.G., Radio waves in the ionosphere. Cambridge University Press, London, 1966.
- DEEKS, D.G., D - region electron distributions in middle latitudes deduced from the reflection of long radio waves. Proc. Roy. Soc. A, 291, 413, 1966a.
- DEEKS, D.G., Generalized full wave theory for energy-dependent collision frequencies. J. Atmos. Terr. Phys., 28, 839, 1966b.
- REDDY, B.M., BRACE, L.H. and FINDLAY, J.A., The ionosphere at 640 kilometers on quiet and disturbed days. J. Geophys. Res., 72, 2709, June 1967.
- SCARABUCCI, R.R., Analytical and numerical treatment of wave propagation in the lower ionosphere, SEL-69-046. Radioscience Lab., Stanford Electronics Labs., Stanford Univ., August 1969a.
- SCARABUCCI, R.R., Interpretation of VLF signals observed on the OGO-4 satellite, SEL-69-065. Radioscience Lab., Stanford Electronics Labs., Stanford University, October 1969b.

STIX, T.H., The theory of plasma waves. McGraw Hill Book Company, New York, 1962.

WAIT, J.R., Electromagnetic waves in stratified media. Pergamon Press, New York, 1964.

WAIT, J.R. and SPIES, K.P., Characteristics of the earth-ionosphere waveguide for VLF radio waves, Technical note n° 300. National Bureau of Standards, U.S. Department of Commerce, 1964.

WALTER, F., Nonducted VLF propagation in the magnetosphere, SEL-69-061. Radioscience Lab., Stanford Electronics Labs., Stanford University, Stanford, California, 1969.

YAMURA, T., Effects of ions on whistler-mode ray tracing. Radio Science, March 1966.

DAVIES, K., Ionospheric radio propagation, National Bureau of Standards, Monograph 80, 1965.