

INPE-117-LAFE

SONDAGEM SUPERIOR EM SÃO JOSÉ DOS CAMPOS

Carlos José Zamlutti

Julho de 1969



PRESIDÊNCIA DA REPÚBLICA
CONSELHO NACIONAL DE PESQUISAS
INSTITUTO DE PESQUISAS ESPACIAIS
São José dos Campos - Estado de S. Paulo - Brasil

SONDAGEM SUPERIOR EM SÃO JOSÉ DOS CAMPOS

Este trabalho foi apresentado como parte dos requisitos necessários à obtenção do título de Mestre em Ciências, pelo Eng. Carlos José Zamlutti deste Instituto e a presente publicação foi autorizada pelo abaixo assinado.

F. de Mendonça
Fernando de Mendonça
Diretor Geral

SUMÁRIO

Este trabalho foi desenvolvido baseado na adaptação de uma estação APT à recepção de sinais do satélite sondador Alouette-B.

O desenvolvimento adotado visa colocar o leitor a par do método de sondagem superior, do problema da recepção de sinais em São José dos Campos, do conveniente exame dos ionogramas obtidos para deles extrair os dados desejados e finalmente dos primeiros resultados que se podem obter desses dados.

A análise dos dados permitiu concluir da grande utilidade da sondagem superior, bem como da diversidade de resultados que dela podem ser obtidos.

Como o leitor poderá observar este trabalho é um trabalho estrutural ao programa de estudos da parte superior da ionosfera, por meio de ionogramas obtidos em satélites, a que se propõe a parte de sondagem superior do projeto SONDA da Comissão Nacional de Atividades Espaciais.

INDICE

I - Introdução.	1
II - Histórico	10
III - Fenômenos Observados	15
IV - Explicação do Fenômeno de Propagação.	20
V - Explicação dos Fenômenos de Ressonância	26
VI - Recepção de Sinais em São José dos Campos	33
VII - Determinação da Direção e Intensidade do Campo Magnético Terrestre	40
VIII - Redução de Ionogramas	44
IX - Resultados Obtidos.	54
X - Análise dos Resultados.	67
XI - Conclusões.	77
Apêndice.	79
Bibliografia.	89

A G R A D E C I M E N T O S

Agradeço a orientação do Dr. B. R. Clemesha, cujas críticas produtivas e valiosas permitiram um aperfeiçoamento que se fazia necessário para a melhor compreensão deste trabalho.

Da mesma forma agradeço ao Dr. Fernando de Mendonça pelas sugestões que muito contrinuíram para os tópicos aqui abordados.

Agradeço, também; em particular aos Srs. Arry Carlos Buss Filho e Fernando Acedo del Olmo Imossi, da seção de computação, pela valiosa colaboração.

E aos demais colegas o meu sincero reconhecimento.

I - INTRODUÇÃO

SONDAGEM IONOSFÉRICA

Uma das técnicas mais usadas na pesquisa ionosférica é a do emprêgo de sondadores ionosféricos ou ionosondas.

Essencialmente uma ionosonda é um radar pulso do que opera na banda de HF.

Basicamente o processo é muito simples. Um pulso enviado verticalmente partindo da superfície da terra propaga-se até atingir uma determinada altura em que existe suficiente densidade eletrônica para que a portadora do pulso seja refletida (tal densidade eletrônica é calculada com base na teoria magnetoionica). A figura (1-1)-a esquematiza o processo.

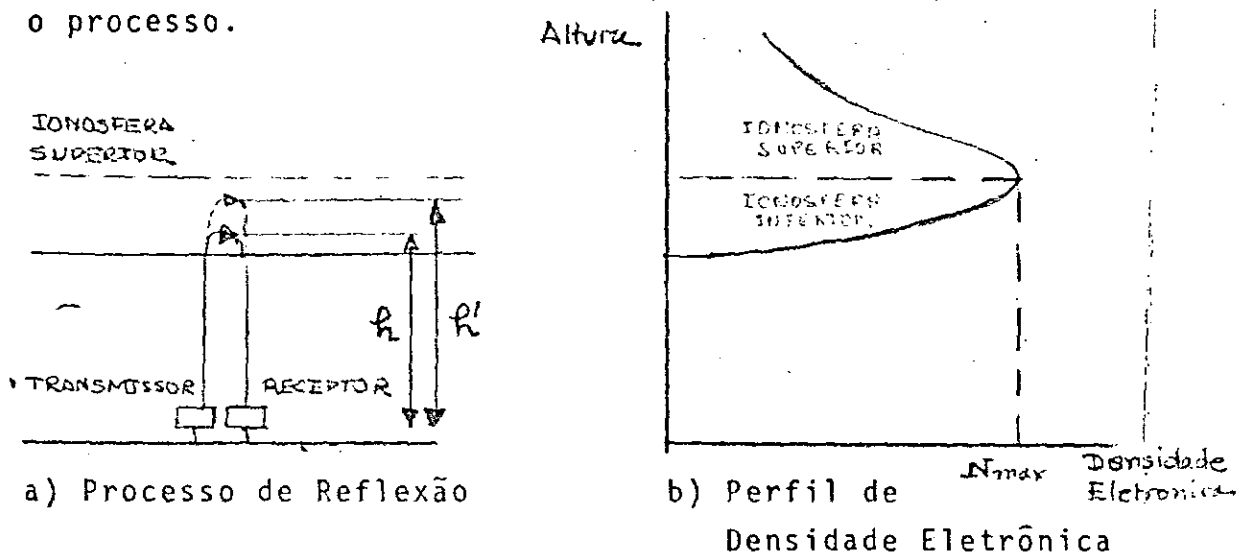


Fig. (1-1) - Método de Sondagem Ionosférica

Quando consideramos como velocidade de propagação a velocidade da luz podemos calcular a distância percorrida pelo pulso se o meio fôsse o espaço livre. Chamaremos essa distância de altura virtual e designa-la-emos por h' . Teremos então:

$$h' = \frac{1}{2} ct \quad (1-1)$$

onde t é o tempo decorrido entre a partida do pulso e o seu retôrno ao mesmo ponto.

Quando o meio não é o espaço livre, e esse é o nosso caso pois a ionosfera é um meio refrativo, o pulso não se propaga com a velocidade da luz mas sim com uma outra velocidade que chamaremos de velocidade de grupo definida por:

$$v_g = \frac{dh}{dt} \quad (1-2)$$

h : altura percorrida pelo pulso

Conhecendo a altura virtual interessa-nos saber qual a altura real correspondente o que nos é permitido pelo conhecimento das equações (1-1) e (1-2). Assim:

$$t = 2 \int_0^h \frac{dh}{v_g}$$

$$h' = \int_0^h \frac{c}{v_g} dh \quad (1-3)$$

A relação c/v_g é chamada índice refrativo de grupo e designada por μ' . Assim a equação (1-3) torna-se:

$$h' = \int_0^h \mu' dh \quad (1-4)$$

Para encontrar a altura real devemos inverter essa equação integral, o que no caso da ionosfera superior pode ser facilmente feito, como será mostrado em um dos próximos capítulos.

Podemos entender agora que um estudo baseado no conhecimento das alturas virtuais como função da frequência pode ser feito, em vista da relação que une as alturas virtuais às reais. Gráficos de altura virtual como função da frequência são chamados ionogramas.

Como será visto mais tarde a relação entre frequência e densidade eletrônica necessária para refleti-la é de proporcionalidade direta. Assim as frequências podem ser convertidas em densidade eletrônica e as alturas virtuais podem ser convertidas em alturas reais. Gráficos da densidade eletrônica como função da altura podem então ser traçados. Tais gráficos são chamados perfis de densidade eletrônica. A figura (1-1)-b mostra um exemplo deles.

Podemos ver que existe um pico de densidade eletrônica e portanto haverá uma frequência limite a partir da qual a ionosfera não possui densidade eletrônica suficiente para que a reflexão seja possível. Nesse caso o pulso transmitido não encontra obstáculo algum e propaga-se indefinidamente para cima. A frequência em que isso ocorre é chamada frequência de penetração da camada ionosférica.

Do que foi dito podemos concluir que o conhecimento da densidade eletrônica somente é possível até o valor N_{max} mostrado na figura (1-1), se somente dispusermos de um sondador colocado na superfície da terra. Para o conhecimento da densidade eletrônica acima do pico usamos o processo de sondagem por meio de satélites que será descrito a seguir.

SONDAGEM COM SATÉLITES

A sondagem por meio de satélites apareceu como uma continuação lógica da sondagem de terra quando o primeiro satélite lançado obteve êxito.

Antes de 1958 pouco se conhecia com respeito a ionosfera superior. Sinais de radar refletidos pela lua mostraram que o conteúdo eletrônico total da ionosfera superior era cerca de tres vezes maior que o da ionosfera inferior. Os métodos de estudo da parte superior da ionosfera

começaram a ser desenvolvidos ainda em 1958 e assim quando o primeiro satélite de sondagem foi lançado era conhecida a forma da curva de densidade eletrônica como função da altura.

Existem dois tipos distintos de sondagem ionosférica: de frequência fixa e de varredura em frequência. Esses dois tipos são complementares e tem sido usados conjuntamente em sondagem superior. O primeiro permite o estudo das irregularidades ionosféricas baseado na variação da altura de reflexão para a frequência usada. O segundo fornece dados relativos ao comportamento da ionosfera dentro de uma determinada faixa de frequências.

Nosso estudo baseia-se em dados obtidos pelo método de varredura em frequência. Observando a figura (1-2) podemos notar que a execução simultânea de um ionograma inferior relativos ao mesmo local pode ser de grande utilidade pois permite o traçado de um perfil completo em torno do máximo de densidade eletrônica.

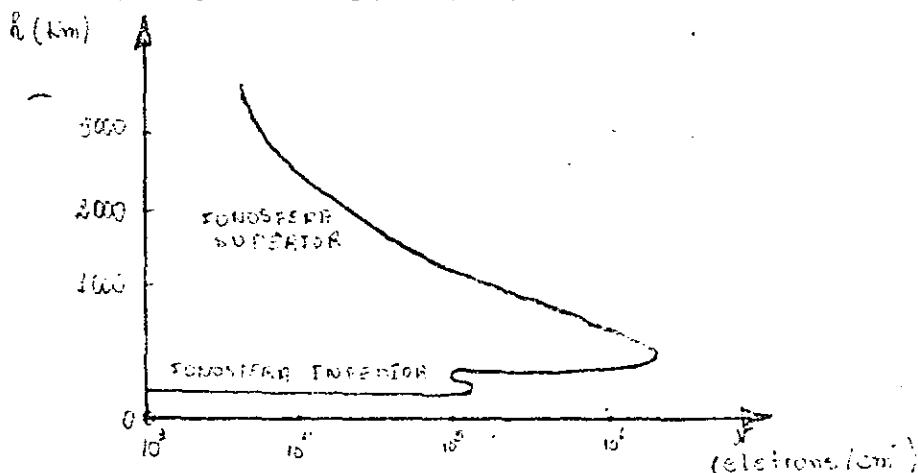


Fig. (1-2) - Perfil de Densidade Eletrônica

As razões acima justificaram o estudo da ionosfera superior por meio de satélites sondadores.

Os ionogramas provenientes de sondagem superior tem a forma na figura (1-3). A particular nomenclatura usada para distinguir determinadas frequências poderá ser entendida no decorrer do desenvolvimento do Capítulo IV.

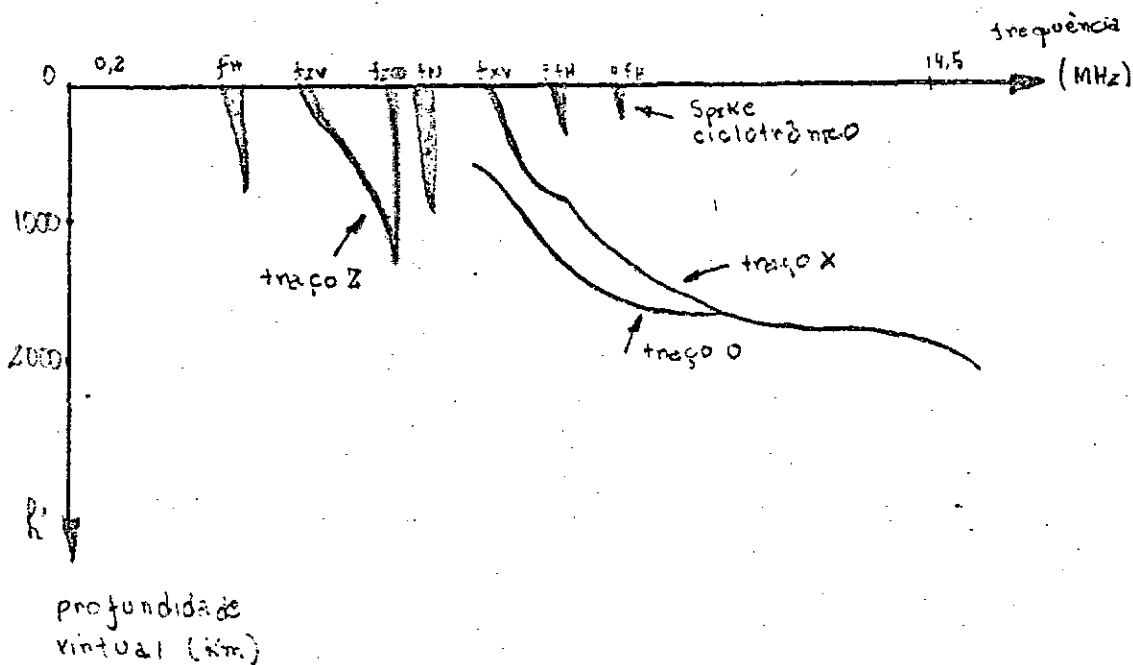


Fig. (1-3) - Ionograma Superior

Podemos notar nesse ionograma não sã a presença de traços contínuos com a variação de frequências mas tam

bem a presença de traços que aparecem apenas nas vizinhanças de determinadas frequências com a forma de pontas acentuadas conhecidos pelo nome de "spikes". Este último tipo de traços tem sido objeto de pesquisa de muitos estudiosos no mundo inteiro e fornecido uma grande quantidade de informação com respeito a ressonâncias na ionosfera superior.

NOMENCLATURA

Quando nada for dito em contrário deverá ser subentendido o uso de unidades do sistema MKS não racionalizado.

Os seguintes símbolos serão frequentemente usados:

c - velocidade de propagação das ondas eletromagnéticas no espaço livre

e - carga do eletron

k - número de onda angular = $2\pi/\lambda$

m = massa do eletron

n = índice refrativo complexo

N = densidade numérica de eletrons

w = frequência angular da onda

μ = índice refrativo - parte real de n

χ = índice de absorção - parte imaginária de n

θ = ângulo formado pela direção de propagação da onda eletromagnética com a direção do campo magnético

μ_0 = permeabilidade magnética do espaço livre

ϵ_0 = permissividade do espaço livre

ν = frequência de colisão de elétrons com partículas pesadas

Os seguintes símbolos especiais serão usados para simplificar as expressões encontradas na teoria magneto-iônica:

$$\omega_N^2 = \frac{4\pi N e^2}{\epsilon_0 m}$$

$$\omega_H = \frac{|e|B}{m}$$

$$X = \frac{\omega_N^2}{\omega^2}$$

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

$$Y_L = Y \cos\theta$$

$$Y_T = Y \sin\theta$$

$$Z = v/w$$

II - HISTÓRICO

PRELIMINAR

Em 1958 apareceram simultaneamente no Canadá EE.UU. e Europa os primeiros grupos que propuseram o estudo da ionosfera superior por meio da sondagem superior. Uma proposta do Canadian Defense Research Telecommunication Establishment (DRTE) chegou à NASA em fins de 1958. Tal proposta foi aceita e os preparativos para o lançamento do primeiro satélite de sondagem foram iniciados.

Como um satélite é um equipamento dispendioso a preparação foi longa e o estudo das condições que os dispositivos encontrariam bem detalhado. Para o conhecimento dessas condições alguns experimentos preliminares foram executados. Relataremos aqui os principais:

a) Em 22 de junho de 1960 um receptor de 3.4 MHz foi colocado a bordo do satélite TRANSIT 2A. Destinava-se esse receptor à observação das condições de propagação e níveis de ruído. Os dados obtidos foram de grande utilidade e permitiram o projeto de um sondador de alta confiabilidade para ser colocado a bordo de um satélite;

b) Em 14 de junho de 1961 foi lançado um foguete para verificação da possibilidade do emprego de longas antenas necessárias para radiação eficiente em baixas frequên

cias;

c) Dois foguetes lançados das ilhas Wallops em 24 de junho de 1961 e em 13 de outubro do mesmo ano permitiram o estudo das possibilidades de sondagem superior em dias de condições ionosféricas perturbadas moderadas e em dias quietos. Essa experiência obteve sucesso e as frequências de operação usadas foram de 4 MHz e de 6 MHz.

Os experimentos acima relacionados e alguns outros complementares permitiram ao DRTE o projeto de um sondador conveniente às necessidades da sondagem superior.

O PRIMEIRO SATÉLITE SONDADOR - ALOUETTE 1

O primeiro satélite sondador foi canadense : Alouette 1. Lançado em uma órbita aproximadamente circular em 29 de setembro de 1962. Sua altura foi de 1000 ± 60 km com uma inclinação de 80.5 graus e um período de 105.4 minutos.

As características orbitais foram escolhidas de forma que durante o decorrer de uma semana pelo menos em uma das passagens sobre qualquer estação receptora o satélite estivesse bem próximo da vertical que por ela passa. O ângulo zenital máximo formado com essa vertical seria nesse caso de 2 graus.

A razão da escolha da inclinação usada foi a de se desejar obter uma grande quantidade de informação com respeito as altas latitudes incluindo-se o polo Norte Magnético.

A faixa de frequências escolhida foi projetada de tal forma que a mínima frequência de sondagem fôsse inferior à mínima frequência que pudesse propagar na altura de 1000 km durante as condições de dia quieto, e a máxima frequência de sondagem deveria ser superior à máxima frequência que pudesse ser refletida no pico da camada F2 durante dias de condições ionosféricas perturbadas pelo menos na maioria dos casos. Assim escolheu-se a faixa de 0.5 MHz a 11.5 MHz.

O satélite Alouette 1 obteve êxito completo e os dados com ele obtidos permitiram o aperfeiçoamento do sistema para os outros satélites de sondagem que o sucederam.

O SEGUNDO SATÉLITE SONDADOR - EXPLORER XX

O segundo satélite sondador era americano. Foi lançado em 25 de agosto de 1964 em uma órbita nominalmente circular a 1000 km de altura. Sua inclinação era de 79.9 graus e seu período de 103.9 minutos

O sondador ionosférico operava sob comando

em seis frequências fixas locadas em: 1.5, 2.0, 2.85, 3.72, 5.47 e 7.22 MHz. Chamando essas frequências respectivamente de f_1 , f_2 , f_3 , f_4 , f_5 e f_6 mostramos esquematicamente na figura (2-1) as reflexões esperadas.

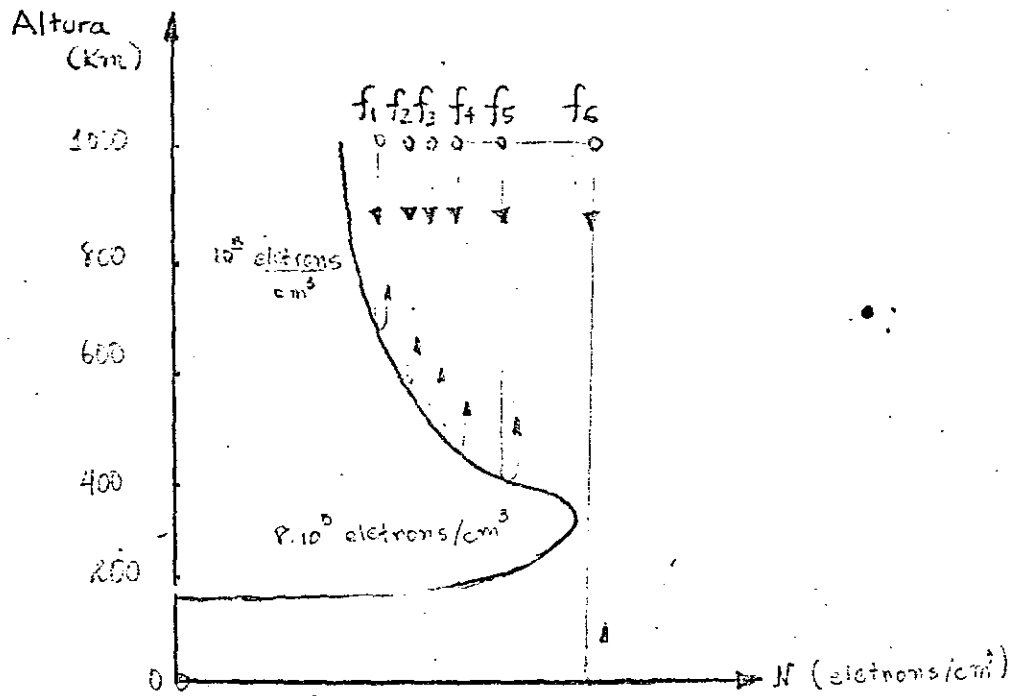


Fig. (2-1) - Esquema de Reflexões das Frequências Fixas do Explorer XX

Este satélite obteve êxito e operou durante cerca de um ano.

O TERCEIRO SATÉLITE - ALOUETTE II

O terceiro satélite sondador foi canadense: Alouette II. Lançado a 29 de novembro de 1965 em uma órbita elíptica com perigeu em 502 km e apogeu em 2982 km. Sua inclinação é de 79.8 graus e o período de 121.4 minutos.

Este satélite apresentou as seguintes modificações com respeito ao Alouette I:

a) A faixa de frequências: foi aumentada indo agora de 0.12 a 14.5 MHz. Por outro lado para melhorar o estudo dos fenômenos de ressonância a velocidade de varredura para as frequências baixas foi reduzida para 0.15 MHz/seg abaixo de 2 MHz. Acima dessa frequência foi conservada a velocidade de varredura de 1 MHz/seg já usada no Alouette I;

b) A grande excentricidade do Alouette II foi escolhida para permitir um estudo pormenorizado da ionosfera em faixa de altitudes consideravelmente grande.

Outras modificações foram feitas mas não tem grande significação para este trabalho não sendo portanto aqui mencionadas.

Este satélite obteve êxito e os resultados por ele obtidos deram tão grande desenvolvimento ao estudo da ionosfera superior que justificaram o aparecimento de um novo programa na NASA para lançamento de satélites de sondagem: International Satellites for Ionospheric Sounding (ISIS). O primeiro satélite desse novo programa foi lançado em 30 de janeiro de 1969 com o nome de ISIS-1.

FENÔMENOS DE RESSONÂNCIA

Existem muitas ressonâncias com possibilidades de ocorrer na ionosfera superior sugeridas pelo estudo da ionosfera como um plasma. Relataremos aqui as principais ressonâncias já estudadas teoricamente.

Colocaremos em duas tabelas as frequências de ressonância de acordo com a maior ou menor aceitação por parte dos estudiosos do assunto. Na primeira tabela estão as frequências de ressonância mais aceitas e na segunda aquelas em que existem divergências ou dúvidas de sua existência. Cada tabela possui o nome dado à ressonância, a frequência em que ocorre, a condição de plasma associada e o tipo. O tipo refere-se ao comportamento do meio com relação à excitação, sendo portanto imediata uma ressonância quando a resposta do meio vier logo em seguida à excitação e retardada quando a resposta do meio à excitação considerada vier somente após decorrido algum tempo da partida do pulso excitante.

TABELA I

<u>NOME</u>	<u>FREQUÊNCIA</u>	<u>CONDIÇÃO DE PLASMA</u>	<u>TIPO</u>
Girofrequência eletrônica	f_H	$Y = 1$	Imediato
Harmônicos de f_H	nf_H	$nY = 1$	Imediato

Frequência de Plasma	f_N	$X = 1$	Imediato
Frequência híbrida	$f_M = f_H^2 + f_N^2$	$X = 1 - Y^2$	Imediato
Ressonância Remota	$2f_H$	$2Y = 1$	Retardado

TABELA II

Cortes das ondas extraordinárias	f_{ZV}, f_{XV}	$X = 1 \pm Y$	Imediato
Harmônico da frequência de Plasma	$2f_N$	$X = 1/4$	Imediato
Harmônico de frequência híbrida	$2f_M$	$X = (1/4) - Y^2$	Imediato
Ressonância difusa	f_D	$Y = 2/3$	Imediato
Ressonância de Bernstein	f_{QN}	$nY = 1 - (0,464X/n^2Y)$	Imediato
Trens de ecos de Muldrew Hagg	f_N	$X = 1$	Retardado
Girofrequência Protônica	$\frac{mf_H}{M}$	$Y = \frac{M}{m}$	Retardado

FENÔMENOS DE PROPAGAÇÃO

Podemos notar que existem tres traços principais contínuos em frequência denotados por z, o e x. Em condições especiais aparece um outro traço denotado por z'. Os tres traços principais são preditos pela teoria magnetoionica e explicados em um dos capítulos que seguem. As principais características desses traços são:

a) traço z - Característico das menores frequências, em que a propagação é possível ocupa uma pequena faixa de frequência terminando por um comportamento assintótico com relação à frequência denotada por $f'_{z_{\infty}}$.

b) traço o - É o segundo traço que aparece quando se aumenta a frequência de propagação. A sua parte inicial não é muito nítida nos ionogramas, embora seja um traço bastante nítido a partir de alguma frequência pouco maior que a frequência em que inicia sua propagação.

c) traço x - É o último traço que aparece quando aumentamos a frequência de propagação, é bem nítido em toda a faixa de frequências que ocupa e porisso mesmo o preferido para redução de ionogramas a perfis de densidade eletrônica.

d) traço z' - Não é constantemente observado nos ionogramas aparecendo apenas em condições especiais. Parece ini

ciar-se na mesma frequência que o traço o e terminar por um comportamento assintótico na mesma frequência que termina o traço z .

IV - EXPLICAÇÃO DO FENÔMENO DE PROPAGAÇÃO

Neste capítulo serão esclarecidos alguns pontos básicos ao desenvolvimento deste trabalho. Usaremos aqui resultados conhecidos da teoria magneto-iônica da qual damos no Apêndice I a dedução da equação de Appleton-Hartree.

Nosso ponto de partida será a fórmula para o índice refrativo de fase (ver Apêndice I):

$$n^2 = 1 - \frac{X(1-X)}{(1-X) - \frac{Y_T^2}{2} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{4} + Y_L^2(1-X)^2}}$$

Aqui não serão levados em conta os efeitos de colisões pois como pode ser visto no referido Apêndice tal efeito pode ser desprezado para a ionosfera superior.

Vamos usar para maior clareza a representação gráfica dessa fórmula. Teremos pois:

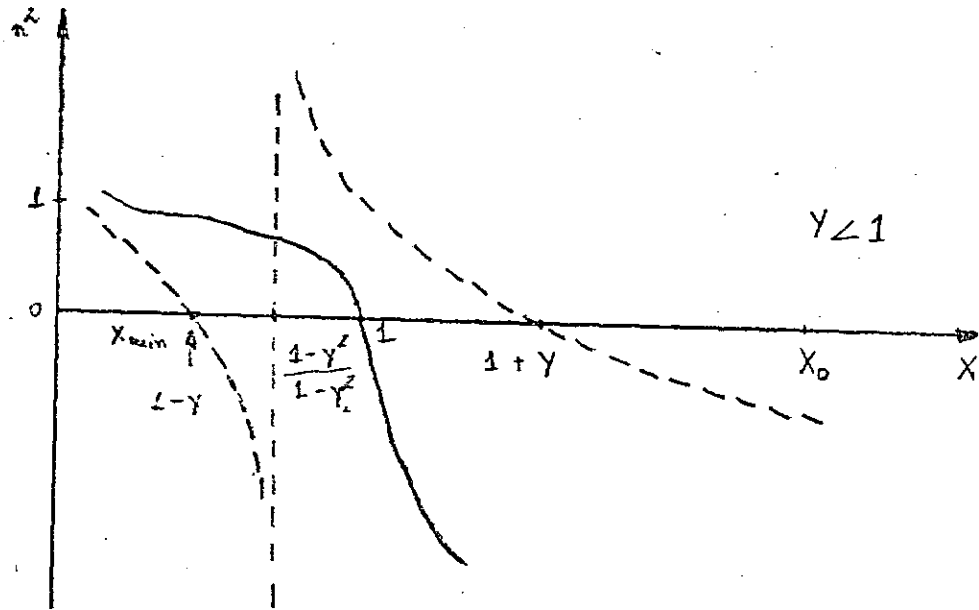


Fig. (4-1) - Representação Gráfica do Índice Refrativo de Fase

As linhas tracejadas correspondem ao traço , ou onda, extraordinário (sinal inferior na fórmula de Appleton-Hartree) e a linha contínua corresponde ao traço ordinário (sinal inferior na fórmula acima).

A condição a que deve satisfazer uma onda para que possa propagar é que seu índice refrativo de fase seja real e finito. Assim teremos possibilidade de propagação para $n^2 > 0$.

Suponhamos que em um determinado instante comecemos a nossa varredura em frequência partindo de uma frequência inicial f_{min} . Como o satélite encontra-se imerso no

plasma haverá no local em que se encontrar o satélite uma frequência de plasma f_N . Com essas frequências determinamos o nosso ponto inicial X_0 (ver figura (4-1)). Para esse ponto o índice refrativo de fase é imaginário ($n^2 < 0$) e portanto não haverá propagação. Aumentando nossa frequência vamos ter uma diminuição de X . Como X diminui vamos atingir o ponto onde $X = 1 + Y$. Nesse ponto teremos o início de propagação do primeiro traço possível. Tal traço é do tipo extraordinário, é conhecido como traço z nos ionogramas e seu início de propagação dá-se numa frequência tal que:

$$X = 1 + Y$$

Continuando o aumento de frequência a onda z poderá penetrar no meio que circunda o satélite pois $n^2 > 0$. Teremos assim a propagação de uma onda na ionosfera. Aumentando mais a frequência vamos atingir o ponto em que $X = 1$. Nesse ponto aparece condição para propagação de mais uma onda na ionosfera pois a curva do traço ordinário atinge o limite da região de propagação possível. A partir desse ponto se aumentarmos a frequência de propagação vamos ter duas ondas propagando-se no meio e essa situação permanecerá até atingir o ponto em que

$$X = \frac{1 - Y^2}{1 - Y_L^2}$$

Para esse ponto temos uma tendência da curva do traço z para o infinito e essa tendência é responsável pelo comportamento assintótico na vizinhança de $f_{z\infty}$. A partir dessa frequência a onda z cessa sua propagação e somente continua a se propagar a onda ordinária até ser atingido o ponto em que

$$X = 1 - Y$$

Nesse ponto aparece condição de propagação para uma nova onda extraordinária que é conhecida como traço x nos ionogramas. A partir da frequência em que isso se dá teremos novamente a propagação de duas ondas no meio. Essa situação permanece até a frequência de propagação ser igual a máxima frequência que pode ser refletida pela camada F2. A partir desse ponto a ionosfera não mais estará habilitada a refletir a onda transmitida pelo satélite e então teremos o que se chama penetração da camada F2 sendo esta atravessada pela onda que se propaga em direção à terra. (Ponto $X = X_{\min}$ na figura (4-1)). O ponto

Xmin limita a validade da fórmula de Appleton-Hartree.

Damos na tabela 4-1 abaixo um resumo dos principais valores de X.

TABELA 4-1

X	Frequência da Onda	Características
$1 + Y$	$f_{zv} = \frac{f_H^2 + 4f_N^2 - f_H}{2}$	Início de propagação da onda z
1	$f_{ov} = f_N$	Início de propagação da onda o
$\frac{1 + y^2}{1 - Y_L^2}$	$f_{z\infty} = \frac{\sqrt{(f_H^2 + f_N^2) + \sqrt{f_H^2 + f_N^2 - 2f_N^2 f_H^2 \cos^2 \theta}}}{2}$	Infinito da onda z
$1 - Y$	$f_{xv} = \frac{\sqrt{f_H^2 + 4f_N^2} + f_H}{2}$	Início de propagação da onda x

Restaria para finalizar esta parte dizer alguma coisa com respeito ao aparecimento do traço z'. O aparecimento desse traço foi explicado por Calvert (1966). Tal explicação baseia-se no fato de que o índice refrativo para a onda z depende muito do ângulo formado pela normal à onda e a direção do campo magnético, conduzindo a uma acentuada

anisotropia do meio. Como resultado disto duas direções iniciais de partida existem para as quais a onda retorna ao seu ponto de origem. Para o traço z a trajetória de ida é muito próxima da de retorno, característica essa de sonda gem vertical, enquanto para o traço z' os caminhos de ida e volta são bastante separados conduzindo isto a diferentes retardações de grupo e condições de reflexão.

V - EXPLICAÇÃO DOS FENÔMENOS DE

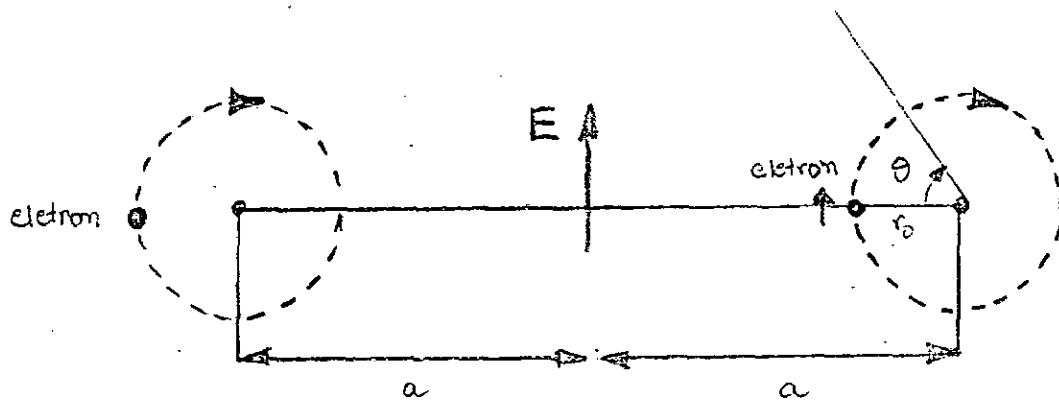
RESSONÂNCIA

Neste capítulo mostrar-se-a, dando maior relevo à interpretação física, a justificativa do aparecimento de algumas frequências de ressonância em ionogramas superiores. Ao leitor interessado em um tratamento matemático rigoroso recomenda-se o excelente trabalho de J.P. Doughert e J.J. Managhan (1966) - ver bibliografia. Neste ponto é interessante recordar que o elemento excitador (transmissor) está imerso no meio plasmático (ionosfera), sujeito à ação de um campo magnético (campo magnético terrestre). Vamos dividir em duas partes o nosso estudo: ressonâncias devidas à presença do campo magnético e ressonâncias do plasma.

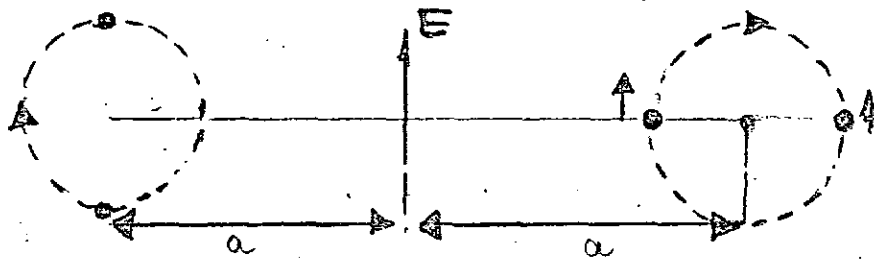
a) Oscilações em Múltiplos da Girofrequência -

Para que se tenha oscilação na girofrequência (e seus múltiplos) é necessário que os eletrons livres recebendo energia da onda eletromagnética excitante venha regenerá-la na mesma frequência em que foi fornecida.

Adotaremos para facilidade de raciocínio o modelo simples abaixo (figura 5-1 a e b):



a - Ressonância em f_H



b - Ressonância em $2f_H$

Fig. 5-1 - Ressonâncias devidas ao Campo Magnético

Para esse modelo estamos considerando a excitação dada por um dipolo vertical que gera o campo E . Os pontos pretos indicam os eletrons que giram em torno de uma linha de força do campo magnético da terra em uma órbita circular de raio r_0 a uma distância a do centro do dipolo.

Na ausência de campo elétrico os eletrons girariam em uma órbita circular em torno de uma linha de for

ça do campo magnético com fases aleatórias umas em relação às outras.

Suponhamos agora que se aplique um campo oscilante com frequência igual à girofrequência. Quando este campo tiver um máximo para cima todos os eletrons com fases compreendidas no semi-circulo esquerdo (relativo à nossa figura) serão acelerados por esse potencial (força elétrica na direção do movimento dos eletrons implicando em aceleração). Por outro lado os eletrons do lado direito serão retardados havendo assim um acúmulo de eletrons no circulo superior e uma rarefação no semi-circulo inferior. Isto explica que haja um emfeixamento de eletrons devido à aplicação do campo oscilante na girofrequência. O feixe formado que continuará girando em fase explica a razão de haver um ganho líquido de energia por parte dos eletrons. Retirando-se agora o campo oscilante os eletrons emfeixados girando em fase em torno das linhas de força do campo magnético darão origem a um campo eletromagnético, nas vizinhanças do dipolo, oscilando na girofrequência. Isto explica o "spike" que aparece na girofrequência.

Para os múltiplos de f_H o mesmo raciocínio se aplica havendo para $2f_H$ dois feixes de eletrons e assim para nf_H , n feixes de eletrons.

O ganho de energia será dado por:

$$\Delta W = e \int_c \vec{E} \cdot d\vec{s}$$

Para o enésimo múltiplo teremos:

$$\Delta W = e \int_0^{2\pi} \frac{\cos n\theta \cos\theta r_0 d\theta}{\sqrt{a^2 + r_0^2 - 2ar_0 \cos\theta}} \quad (5-1)$$

Analisando a fórmula (5-1) podemos concluir que:

1) Para valores não inteiros de n essa integral é nula, desde que a integração seja feita em um grande número de ciclos, o que explica o aparecimento de ressonâncias somente em múltiplos inteiros de f_H .

2) A energia ΔW diminui com o aumento de n pois a integral pode ser entendida como o elemento a_n de uma série de Founier da função:

$$f(\theta) = \frac{r_0 \cos\theta}{\sqrt{a^2 + r_0^2 - 2ar_0 \cos\theta}}$$

Estas duas conclusões justificam o comportamento dos "spikes" observados nos ionogramas superiores em múltiplos da girofrequência.

b) Ressonância de Plasma

Considere-se uma secção de plasma conforme mostrado na figura 5-2 onde é dado um deslocamento x nos eletrons. Será suposto que os ions permanecem fixos (o que é razoável dada a diferença de massas existentes). Esse deslocamento x causará o aparecimento de cargas espaciais. O campo dessas cargas formará a força restauradora para que a oscilação se mantenha. A equação do movimento de um eletr_{on} nesse campo será:

$$M \frac{d^2x}{dt^2} = e E \quad (5-2)$$

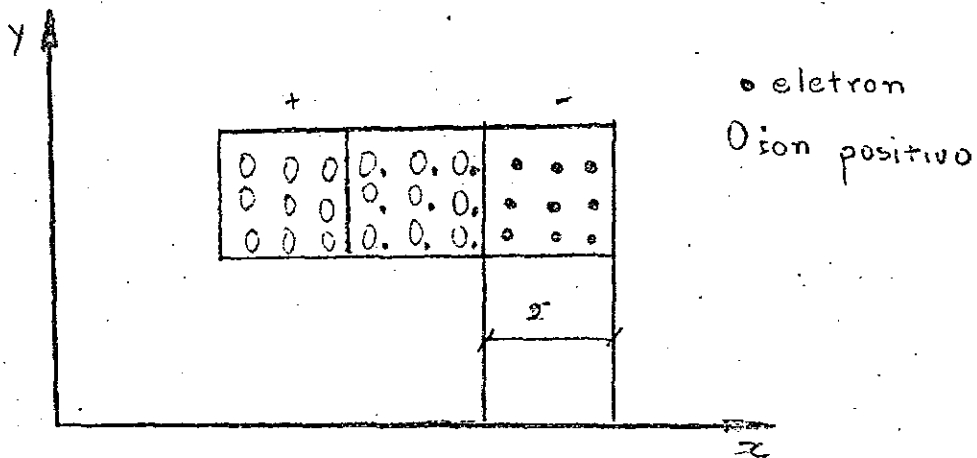


Fig. 5-2 - Geometria das Oscilações de Plasma

Considerando-se agora o vetor polarização na direção do campo pois o vetor deslocamento é nulo teremos:

$$4\pi P = 4\pi N e x = - \epsilon_0 E \quad (5-3)$$

Substituindo o valor de E de (5-3) em (5-2) teremos:

$$\frac{d^2x}{dt^2} = - \frac{4\pi \cdot Ne^2}{\epsilon_0 M} x \quad (5-4)$$

Mas (5-4) nada mais é que a equação diferencial de um movimento harmônico simples de frequência:

$$f_{\text{ressonância}} = f_N = \sqrt{\frac{Ne^2}{\pi \epsilon_0 M}}$$

Que corresponde em nossa simbologia ao ponto $X = 1$ ($f=f_N$).

A energia inicial é fornecida pelo transmissor do sondador no pulso de sondagem.

Considerando-se agora a presença de um campo magnético orientado perpendicularmente para fora do plano da figura 5-2, conservando inalterada a direção do campo elétrico vamos ter as seguintes equações do movimento:

$$m \frac{d^2x}{dt^2} = eE + eB \frac{dy}{dt} \quad (5-5)$$

$$m \frac{d^2y}{dt^2} = - eE \frac{dx}{dt} \quad (5-6)$$

Integrando uma vez a equação (5-6) com relação ao tempo, desprezando-se a constante que aparece na in

tegração e substituindo-se em (5-5) vamos ter:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = eE - \frac{e^2 B^2}{m} x$$

Usando o valor de E da equação 5-3 vamos finalmente obter a equação diferencial:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = - \left(\frac{4\pi N e^2}{\epsilon_0 m} + \frac{e^2 B^2}{m^2} \right) x \quad (5-7)$$

Podemos novamente reconhecer em (5-7) a equação diferencial de um movimento harmônico simples com frequência de ressonância:

$$f_{\text{ressonância}} = f_M = \sqrt{\frac{N e^2}{\epsilon_0 m} + \frac{e^2 B^2}{4\pi m^2}} = \sqrt{f_N^2 + f_H^2}$$

Esta frequência corresponde em nossa simbologia ao valor $X = 1 - Y^2$.

Estes são os valores mais comuns de frequência de ressonância de plasma observadas nos ionogramas superiores.

VI - RECEPÇÃO DE SINAIS EM S.J. DOS CAMPOS

As transmissões dos satélites sondadores não são feitas continuamente, mas somente sob comando para algumas estações de telemetria. A razão de não se transmitir continuamente é a do gasto muito grande de energia necessário para a execução dos ionogramas e transmissão confiável dos mesmos.

Os sinais recebidos em S.J. dos Campos provêm de transmissões do satélite Alouette II para a estação de telemetria do Chile. Em razão disso as condições de recepção não são muito favoráveis aqui. Isso entretanto não invalida a possibilidade de alguma coisa poder ser feita com os dados assim recebidos sendo esse o objetivo deste trabalho.

A transmissão dos sinais de satélites se faz por visão direta entre as antenas receptora e transmissora. Assim para que seja possível a recepção o satélite deve estar acima do horizonte visual da estação receptora. Levando-se em conta isso e o fato do satélite transmitir para a estação do Chile verifica-se que somente quando a altura do satélite for superior a 1000 Km teremos possibilidade de recepção em S.J. dos Campos. Isso limita em muito o número de passagens, do satélite, de recepção possível em nossa estação e assim somente poucas passagens foram possíveis para utiliza

ção neste trabalho.

Os sinais do Alouette II são transmitidos em frequência modulada com a portadora centrada em 136.08 Mhz. Os sinais recebidos são demodulados em um gravador de audio frequências. Isso limita em muito a faixa de gravação e da das as características do gravador disponível somente si nais na faixa 30 Hz - 25 KHz podem ser gravados.

Os sinais referentes aos ionogramas propria mente ditos ocupam uma faixa de 15 Hz - 10 KHz e assim po dem ser gravados com algumas deficiências nas frequências mais baixas. Teremos assim a possibilidade de gravação dos sinais de sincronismo horizontal, do pulso enviado para a ionosfera e do eco recebido pelo sondador.

Outros sinais são ainda necessários para per mitir a análise dos ionogramas. Tais sinais são os marcado res de frequência. Esses marcadores para o satélite Alouette II são transmitidos em uma sub portadora em 30 KHz.

Como já foi mencionado acima a faixa de gra vação não permite que sinais de 30 KHz sejam gravados. Ten tou-se porisso a decodificação desses marcadores, mas devi do ao não adequamento do equipamento às precisões de folha gem exigidas para a decodificação dos canais IRIG e a baixa relação sinal/ruído (proveniente da grande distância percor rida pelo sinal) características em nossas recepções não foi

possível a identificação dos marcadores de frequência. A falta desses marcadores foi entretanto superada, pelo menos em primeira aproximação e algumas conclusões puderam ser tiradas conforme se verá a seguir.

O processo para transformação de sinais gravados em fita magnética para fotografia é o de filmagem da tela do osciloscópio na qual temos apenas na linha do eixo x variações de intensidade luminosa correspondente às variações de tensão (do sinal modulador) aplicadas no eixo z. A figura 6-1 esquematiza o processo.

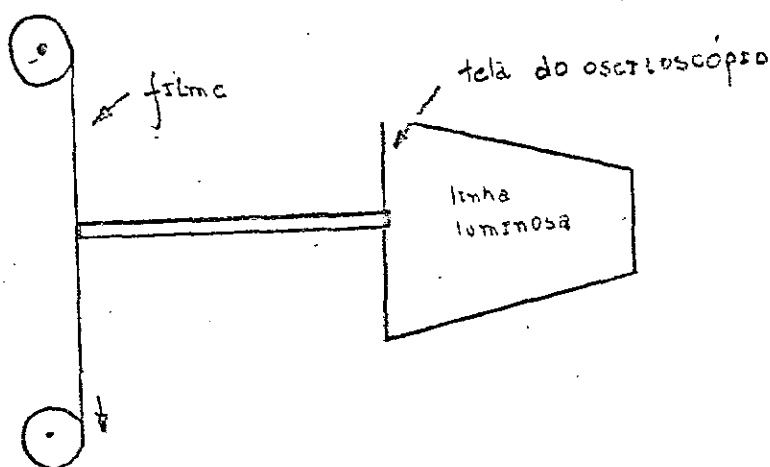


Fig. 6-1 - Processo de Filmagem

O filme deslocando-se para baixo grava linha após linha o ionograma. A figura 6-2 mostra uma linha de ionograma e o correspondente resultado após modulação do eixo z.

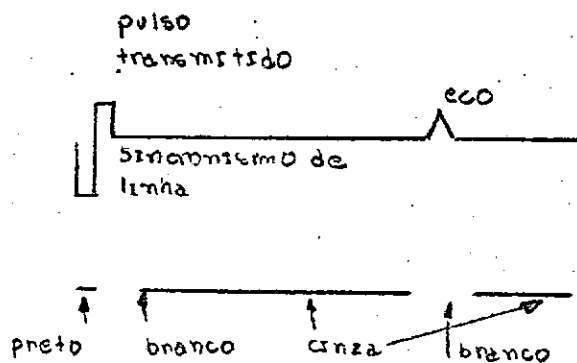


Fig. (6-2) - Sinal Modulando o eixo Z.

Como foi mostrado o processo é contínuo e são utilizados apenas os pulsos de sincronismo horizontal (sincronismo de linha). Dessa forma os nossos ionogramas estarão colocados um após o outro sequencialmente.

Veremos agora como é possível conhecer, pelo menos em primeira aproximação, a frequência correspondente, a cada ponto de nossos ionogramas. Para isso é necessário recordar que a varredura de frequências muda de velocidade na frequência de 2 MHz passando de 0.15 MHz/seg abaixo de 2 MHz para 1 MHz/seg acima dessa frequência. Isto aparece nos ionogramas como um ponto de descontinuidade mostrado na esquematização abaixo, figura 6-3.

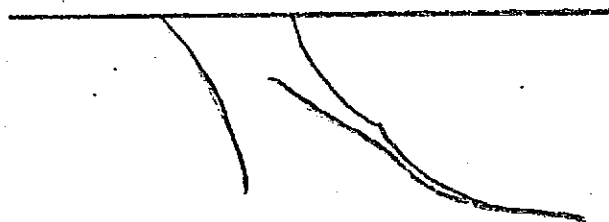


Fig. (6-3) - Ionograma recebido em S.J. dos Campos

Somente com esse ponto bem determinado ainda não é possível o conhecimento de todas frequências. Entretanto lembremos que conforme já foi dito nossos ionogramas, são dispostos continuamente um após o outro tendo o conjunto o aspecto mostrado na figura 6-4.

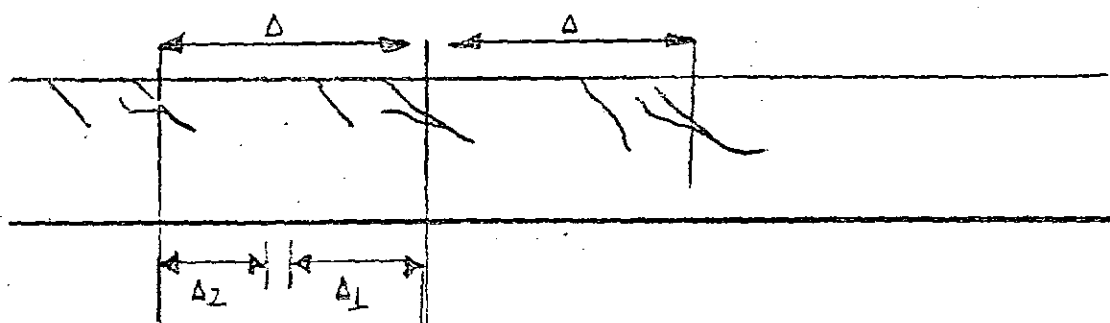


Fig. (6-4) -- Conjunto Sequencial de Ionogramas

Atendendo para o que é mostrado na figura 6-4 vemos que o conhecimento da relação que une a distância Δ e o intervalo de tempo entre dois ionogramas consecutivos permitir-nos-a definir o limite e o fim dos ionogramas e assim colocar uma escala de frequência nos mesmos.

Nesse ponto é interessante saber que cada 32 segundos inicia-se novo ionograma sendo portanto este o tempo correspondente à distância Δ mostrada na figura 6-4.

Lembrando que a varredura em frequências inicia-se em 0.12 MHz e sabendo-se que a velocidade de varredura para as frequências inferiores a 2 MHz é de 0.15 MHz/seg

podemos determinar o tempo correspondente ao intervalo Δ_1 que será:

$$t(\Delta_1) = \frac{2 - 0,12}{0,15} = 12,53 \text{ seg}$$

Da mesma forma podemos determinar o intervalo de tempo correspondente à distância Δ_2 pelo conhecimento da máxima frequência de sondagem usada que é 14.5 MHz e da velocidade de varredura usada acima de 2 MHz, 1 MHz/seg. Assim teremos:

$$t(\Delta_2) = \frac{14,5 - 2}{1} = 12,5 \text{ seg}$$

Encontramos por diferença o intervalo entre dois ionogramas consecutivos e temos completamente determinados todos os pontos necessários para o relacionamento das distâncias em nossos ionogramas com as frequências correspondentes. Usando esse processo construímos nossa escala de frequências que baseia-se unicamente na fixação de um ponto conhecido ou seja o ponto correspondente à frequência 2 MHz. A figura 6-5 mostra os pontos importantes determinados e suas correspondências em tempo e em frequência.

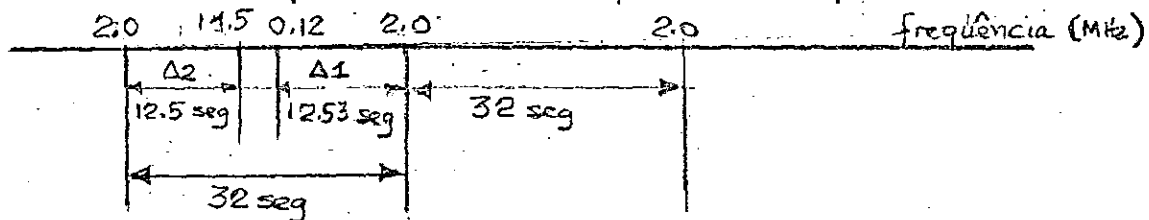


Fig. (6-5) - Escala de Frequências

A escala de alturas é feita pelo conhecimento do tempo de duração de uma linha usando-se a relação:

$$h' = \frac{1}{2} ct$$

Dessa forma teremos uma correspondência conforme mostrada na figura 6-6.

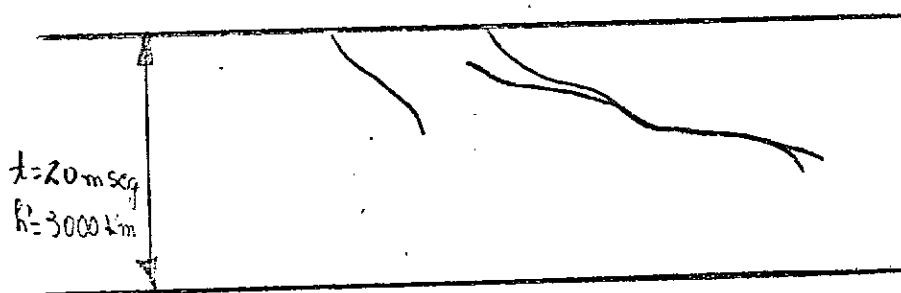


Fig. (6-6) - Escala de alturas

VII - DETERMINAÇÃO DA DIREÇÃO E INTENSIDADE
DO CAMPO MAGNÉTICO TERRESTRE

Nosso objetivo neste capítulo é mostrar a utilização de alguns pontos importantes observados nos ionogramas superiores para a determinação do campo magnético terrestre na altura e posição em que se encontra o satêlite.

Vamos caracterizar nosso problema em duas partes:

- a) determinação da intensidade do campo magnético;
- b) determinação da direção do campo magnético.

Para resolver a primeira parte do problema basta lembrar a relação que existe entre a intensidade do campo magnético e a girofrequência eletrônica:

$$B = \frac{2\pi m}{e} f_H$$

Com isso nosso problema transforma-se apenas no problema de determinação da girofrequência eletrônica em ionogramas superiores. Tal determinação pode ser feita por duas maneiras:

- 1) Pela determinação da frequência em que ocorrem os "spikes" em harmônicos da girofrequência. O intervalo entre

dois "spikes" consecutivos dā o valor da girofrequência.

2) Utilizando a relação que vamos deduzir agora considerando as frequências em que aparecem os traços extraordinários z e x. Essas duas frequências são determinadas por:

$$X_{zV} = 1 + Y_{zV}$$

$$X_{xV} = 1 - Y_{xV}$$

$$f_N^2 = f_{zV}^2 + f_{zV} f_H \quad (7-1)$$

$$f_N^2 = f_{xV}^2 - f_{xV} f_H \quad (7-2)$$

Assim subtraindo (7-2) de (7-1) vamos obter:

$$(f_{zV}^2 - f_{xV}^2) + f_H(f_{zV} + f_{xV}) = 0$$

$$f_{zV} - f_{xV} + f_H = 0$$

$$f_H = f_{xV} - f_{zV}$$

Os dois processos em princípio devem fornecer o mesmo resultado. Cumpre entretanto lembrar que este segundo processo envolve a hipótese de que a frequência de plasma seja a mesma para os dois pontos considerados (aparecimento do traço z e aparecimento do traço x) o que acar

reta um primeiro erro na determinação por esse processo pois sabemos que o satélite possui excentricidade grande e como consequência existe uma variação de altura entre os dois pontos considerados o que necessariamente implicará numa variação de f_N . Embora tal variação seja pequena sempre será um erro adicional. Nos dois processos aparece ainda mais um erro devido ao fato de o satélite não estar parado e como consequência dois harmônios consecutivos de girofrequência não referem-se exatamente à mesma região. Para aumentar a precisão pode-se usar o processo de, em primeira aproximação, de terminar-se a girofrequência pela diferença entre dois "spikes" consecutivos, em seguida determina-se o grau de multiplicidade de um determinado harmônico e a posição do satélite para o instante em que tal harmônico ocorreu. Sendo o grau de multiplicidade um número inteiro sempre podemos determinar com precisão o valor da girofrequência e conhecendo-se o instante em que ocorreu o "spike" podemos determinar a posição do satélite para esse instante e assim aumentar um pouco mais a precisão em nossa determinação do campo magnético da terra.

Para a determinação da direção do campo magnético faremos uso da frequência f_{z_∞} correspondente a relação de plasma seguinte:

$$X = \frac{1 - Y^2}{1 - Y^2 \cos^2 \theta}$$

Vemos pois que conhecendo o X e o Y correspondentes a essa frequência $f_{z\infty}$ podemos determinar o ângulo θ formado pela diferença de propagação (vertical) e a direção do campo magnético. Teremos assim:

$$\frac{f_N^2}{f_{z\infty}^2} = \frac{1 - (f_H/f_{z\infty})^2}{1 - (f_H/f_{z\infty})^2 \cos^2 \theta} \quad (7-3)$$

$$\cos \theta = \pm \frac{f_{z\infty}}{f_H f_N} \sqrt{f_N^2 + f_H^2 - f_{z\infty}^2}$$

Determina-se assim o ângulo θ a menos do sinal para o $\cos \theta$, o que é equivalente a uma determinação com uma diferença possível de 180 graus (uma vez que não nos interessam os múltiplos de 180 graus pois a rigor essa diferença seria de n vezes 180 graus com n número inteiro).

Cabe a este processo uma crítica e é a de que o infinito do traço z não ocorre na altura em que se encontra o satélite mas sim numa região um pouco abaixo após a onda ter penetrado uma determinada distância do meio. Isso não prejudica em nada o nosso processo uma vez que aparece um "spike" na frequência em que se dá o infinito do traço z o que caracteriza bem essa frequência para a altura em que se encontra o satélite.

VIII - REDUÇÃO DE IONOGRAMAS

a) Generalidades

Os ionogramas superiores fornecem uma grande quantidade de informações quando reduzidos a perfis de densidade eletrônica. Assim para utilizar, de maneira mais proveitosa, nossos ionogramas um programa de computador foi feito para a execução da transformação ionograma-perfis de densidade eletrônica.

Algumas considerações iniciais devem ser feitas para uma melhor compreensão do que será explicado a seguir.

Em princípio todos os tres traços devidos à propagação vertical podem ser utilizados para redução dos ionogramas à perfis de densidade eletrônica. A análise mais simples é baseada na redução do traço ordinário que para a parte inferior da ionosfera é praticamente o único que pode ser usado em vista do efeito das colisões se fazer sentir de forma mais severa para o traço extraordinário. Para os ionogramas superiores ocorre o oposto uma vez que o traço extraordinário x é o mais nítido. Isto é explicado baseado no fato de que a influência das colisões é desprezível para a ionosfera superior e que os traços de frequências mais baixas são mais influenciados pelo tamanho reduzido que as antenas colocadas em satélites devem ter.

Os fatores que devem ser levados em conta para a redução de ionogramas superiores são:

1) O traço z é o de mais complicada redução devido ao fato de ocupar as frequências mais baixas. Por outro lado nem sempre é consistentemente visível.

2) O traço ordinário se bem que seja o de mais simples redução apresenta o problema de não ser muito nítido nas frequências mais baixas.

Como, consequência dessa redução de ionogramas será em sua maior parte baseada no traço extraordinário se bem que o programa para a redução de ionogramas feito seja bastante geral e permita a utilização de qualquer dos traços.

O método usado para redução foi o de laminação linear por ser o mais simples e fornecer resultados bastante satisfatórios comparados com as precisões das medidas. As idéias fundamentais para o desenvolvimento do programa são delineadas a seguir:

b) Problema Básico

O tempo t decorrido entre a emissão de um pulso de radar e a sua recepção após refletido pode ser convertido em distância pela fórmula:

$$h' = \frac{1}{2} ct \quad (8-1)$$

onde c é a velocidade da luz.

Quando o meio em que se propaga a portadora do pulso não é o vácuo, mas sim um meio refrativo a velocidade real do pulso não é a velocidade da luz mas sim uma ou tra velocidade chamada velocidade de grupo definida pela relação:

$$v_g = \frac{dh}{dt} \quad (8-2)$$

onde h é a distância real percorrida pelo pulso. Em consequência a distância calculada considerando-se como velocidade de propagação a velocidade da luz é chamada distância virtual. No caso de sondagem vertical a distância será a altura a que chegou o pulso até ser refletido.

Das equações (8-1) e (8-2) tiramos que:

$$t = 2 \int_0^h \frac{dh}{v_g}$$
$$h' = \int_0^h \frac{c}{v_g} dh$$

A relação c/v_g é chamada índice refrativo de grupo e denotada por μ' , assim:

$$h' = \int_0^h \mu' dh \quad (8-3)$$

Para resolver a equação (8-3) é necessário o conhecimento do índice refrativo de grupo o que é possível partindo-se do índice refrativo de fase dado pela fórmula de Appleton-Hartree:

$$\mu^2 = 1 - \frac{X(1-X)}{(1-X) - \frac{Y_T^2}{2} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{4} + Y_L^2(1-X)^2}}$$

A relação que une o índice refrativo de fase ao índice refrativo de grupo é:

$$\mu' = \frac{d}{df} (\mu f) = \mu'(f, f_N, \theta, f_H)$$

Isto permite-nos determinar o índice refrativo de grupo para todos os pontos desejados desde que sejam conhecidos f, f_N, θ, f_H , como veremos na discussão que segue.

c) Método da Laminação Linear

Considere-se a equação (8-3). Se mudarmos a variável de integração de h para f_N vamos obter que:

$$h' = \int_{f_0}^{f_R} \mu' \left(\frac{dh}{df_N} \right) df_N \quad (8-4)$$

f_0 frequência em que $h = 0$

f_R frequência em que ocorre a reflexão

Vemos que para a ionosfera superior é possível inverter-se a equação integral (8-4) pois a condição que dh/df_N seja contínuo é sempre satisfeita.

O método da laminação linear consiste em se considerar a derivada dh/df_N constante dentro de uma pequena faixa de alturas. Com isso a equação (8-4) tornar-se:

$$h'_i = \sum_{j=1}^i \left(\frac{dh}{df_N} \right)_j \int_{f_{j-1}}^{f_j} \mu' df_N$$

Se chamarmos $\int_{f_{j-1}}^{f_j} \mu' df_N = S_{ij}$ teremos um

sistema triangular de equações como mostrado abaixo:

$$h'_1 = S_{11} \left(\frac{dh}{df_N} \right)_1$$

$$h'_2 = S_{21} \left(\frac{dh}{df_N} \right)_1 + S_{22} \left(\frac{dh}{df_N} \right)_2$$

$$h'_n = S_{n1} \left(\frac{dh}{df_N} \right)_1 + S_{n2} \left(\frac{dh}{df_N} \right)_2 + \dots + S_{nn} \left(\frac{dh}{df_N} \right)_n$$

Ora o sistema triangular de equações pode

ser facilmente resolvido e resolvendo-o vamos encontrar as derivadas $\left(\frac{dh}{df_N}\right)_i$. Podemos então ter o valor das alturas reais por:

$$h_i = \sum_{j=1}^i \left(\frac{dh}{df_N}\right)_j (f_{Nj} - f_{Nj-i}) \quad (8-5)$$

Dessa forma nosso problema reduz-se à determinação dos coeficientes S_{ij} dados pela integração:

$$S_{ij} = \int_{f_{j-i}}^{f_i} \mu' df_N$$

Como conhecemos f (frequência da onda transmitida), θ (ângulo entre a direção de propagação e o campo magnético da terra), f_H (girofrequência eletrônica) e suas variações com a altura, podemos resolver facilmente o problema do cálculo da integral, e encontrar os coeficientes S_{ij} .

Resta agora lembrar que a frequência de reflexão (frequência de plasma em que ocorre a reflexão da onda eletromagnética de frequência f) vale:

$$f_R^2 = f^2 + ff_H$$

para o traço - z

$$f_R = f$$

para o traço - o

$$f_R^2 = f^2 - ff_H$$

para o traço - x

onde f , que \bar{e} a frequência da onda que está se propagando, \bar{e} lida nos ionogramas.

O limite inferior de integração f_0 nada mais \bar{e} do que o valor de f_N para a altura em que se encontra o sa télite e assim resolvemos completamente o problema proposto.

Por outro lado se não \bar{e} requerida muita preci ção na redução dos ionogramas a variação de f_{oom} a altura po de ser obtida pela lei do inverso do cubo das distâncias:

$$\frac{f_H(h)}{f_H(h_s)} = \left(\frac{a + h_s}{a + h} \right)^3$$

onde: a = raio da terra

h_s = altura do satélite

h = altura considerada

d) Determinação de Perfis de Densidade Eletrônica

Considerando-se a equação (8-5) vemos que \bar{e}

conhecida a curva de altura real como função da frequência, de plasma após a redução dos ionogramas. Dessa forma para determinar os perfis de densidade eletrônica (gráficos N-h) basta que relacionemos a frequência de plasma com a densidade eletrônica o que é conseguido pela relação:

$$f_N^2 = \frac{4\pi N e^2}{\epsilon_0 m}$$

Para f_N dado em MHz essa fórmula torna-se:

$$N = 12388 f_N^2 \text{ (eletrons/cm}^3\text{)}$$

Dessa forma completamos a transformação de ionogramas a perfis de densidade eletrônica.

e) Aproximação Exponencial

A teoria de Chapman permite estabelecer uma fórmula para descrever a distribuição dos eletrons na parte superior da ionosfera de tipo:

$$N = N_m \exp A [1 - z - (\sec X) (\exp - Z)]$$

N_m - máximo de densidade eletrônica

h_m - altura em que se dá o máximo de densidade eletrônica

A - constante

x - ângulo zenital solar

$$Z = \frac{h - h_m}{H_0}$$

h - altura considerada

H_0 - escala de altura

Esta fórmula é deduzida baseando-nos em quatro hipóteses fundamentais para a atmosfera:

- a) Existência de apenas um tipo de gás;
- b) Estratificação plana;
- c) A ionização se dá devida a feixes paralelos da radiação monocromática ionizante proveniente do sol;
- d) A atmosfera é isotérmica.

A expressão pode reduzir-se bastante se estivermos tratando com $h \gg h_m$, então virá:

$$Z \approx \frac{h}{H_0}$$

Outra simplificação pode advir do fato de se ter $\sec X \exp(-z)$ muito menor do que $(1-Z)$. Supondo válida também esta aproximação a fórmula de Chapman torna-se:

$$N = N_m \exp A(1-Z)$$

ou ainda de forma mais compacta

$$N = N_0 \exp \left(- \frac{h}{H_0} \right) \quad (8-6)$$

Observe-se que esta aproximação, se válida, implica em dizer-se que, dentro da região de validade dela, a ionosfera superior é constituída por apenas um constituinte dominante.

IX - RESULTADOS OBTIDOS

Este capítulo será dividido em duas partes uma vez que temos dois tipos distintos de resultados neste trabalho:

a) determinação da intensidade e direção do campo magnético;

b) redução de ionogramas.

a) Determinação da Intensidade e Direção do Campo Magnético da Terra

Foram recebidos em S.J. dos Campos cerca de 40 ionogramas do satélite Alouette II e foram selecionados aqueles que apresentavam mais nítidos os pontos característicos necessários para o desenvolvimento desta parte.

Os resultados obtidos estão mostrados na tabela 9-1, juntamente, para comparação, com os obtidos pelo uso da subrotina MFIELD que calcula o campo magnético baseado-se no desenvolvimento harmônico, em coordenadas esféricas, do potencial escalar magnético e empregando os coeficientes de GAUSS obtidos de dados de estações terrestres.

TABELA 9-1

Resultado de ionogramas Superiores				Resultado de subrutina METEID	
B	DIP	LATIT.	LONG.	B	DIP
GAUSS	GRAUS	GRAUS	GRAUS	GAUSS	GRAUS
0.171	66.05	-31.2	-64.7	0.166	-29.73
0.168	47.66	-29.5	-64.5	0.162	-27.45
0.164	72.53	-27.7	-64.2	0.158	-24.68
0.161	47.19	-24.2	-63.9	0.151	-19.26
0.157	42.28	-22.7	-63.5	0.149	-16.66
0.154	36.59	-20.3	-63.2	0.186	-12.65
0.141	00.00	-18.8	-68.2	0.145	-10.00
0.136	21.54	-17.2	-68.1	0.143	- 7.02
0.136	46.08	-15.6	-67.0	0.142	- 4.03
0.136	70.16	- 9.7	-67.3	0.139	7.27
0.143	50.77	- 8.1	-67.1	0.140	10.15

Colocando em um gráfico os resultados obtidos para o cálculo do DIP teremos o que é mostrado nas figuras 9-1 e 9-2.

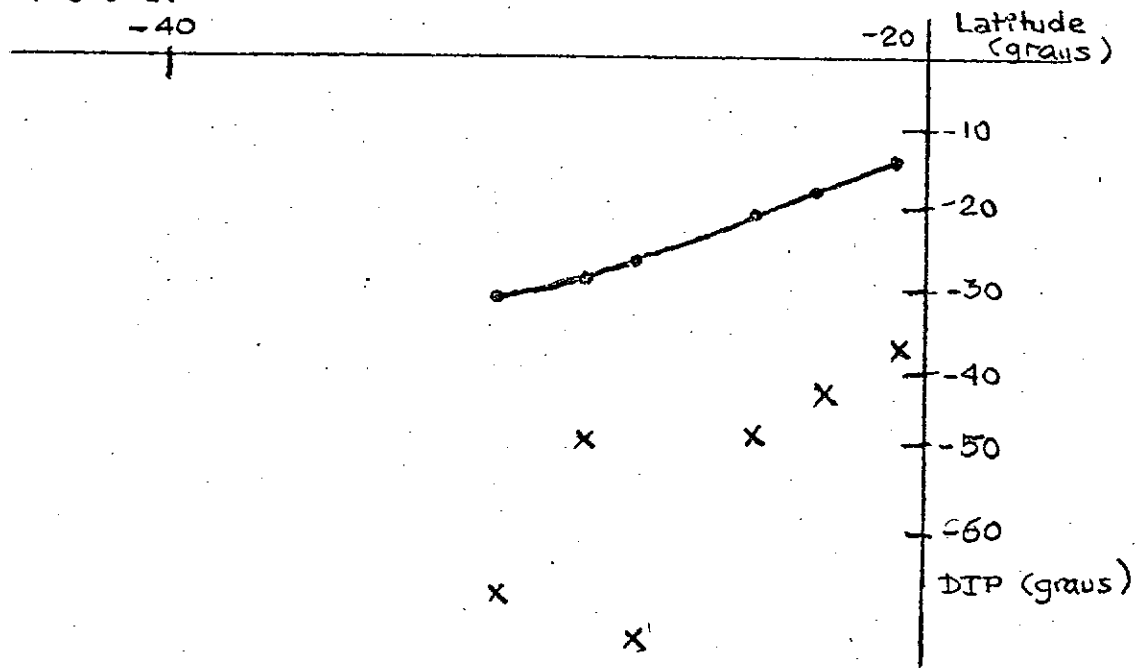


Fig.9-1 - Gráfico dos resultados de cálculo do DIP (21/2/69)
· subrotina MFIELD
x resultados experimentais

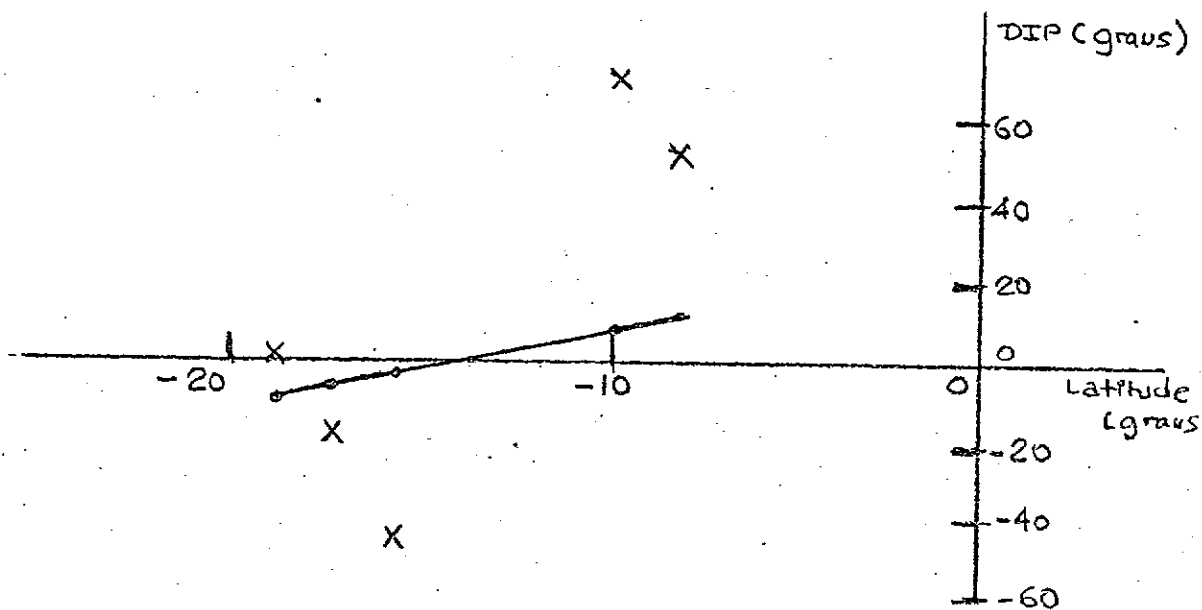


Fig.9-2 - Gráfico dos resultados de cálculo do DIP (22/2/69)
· subrotina MFIELD
x resultados experimentais

b. Redução de Ionogramas

b.1. Conversão de Altura Virtual em Altura Real

O primeiro resultado que se obtém da redução de ionogramas é o valor da altura real correspondente à altura virtual lida.

Fazendo um gráfico de altura em função da frequência de plasma e nele colocando os valores para as duas alturas obtemos, para o traço analisado (z, o ou x) um resultado como o mostrado na fig. 9-3.

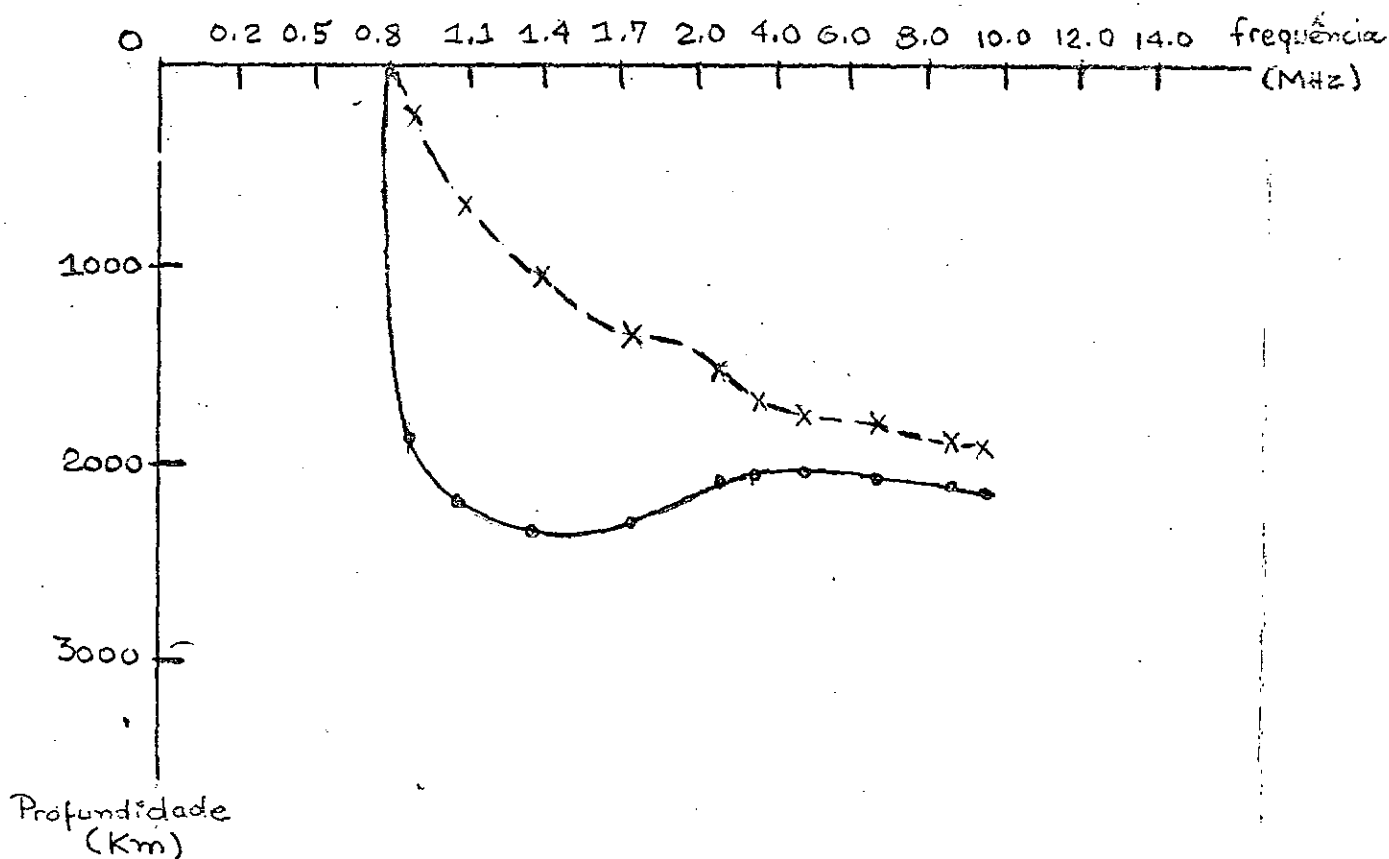


Fig.9-3 - Gráfico da altura como função da frequência
---- altura real
— altura virtual

b.2. Perfís de Densidade Eletrônica

Os perfís de densidade eletrônica são apenas uma conversão de gráficos do tipo mostrado na figura 9-3, para gráficos densidade eletrônica como função da altura utilizando-se a fórmula:

$$N = 12388 f_N^2$$

Um perfil obtido em S.J. dos Campos é mostra

do na figura 9-4.

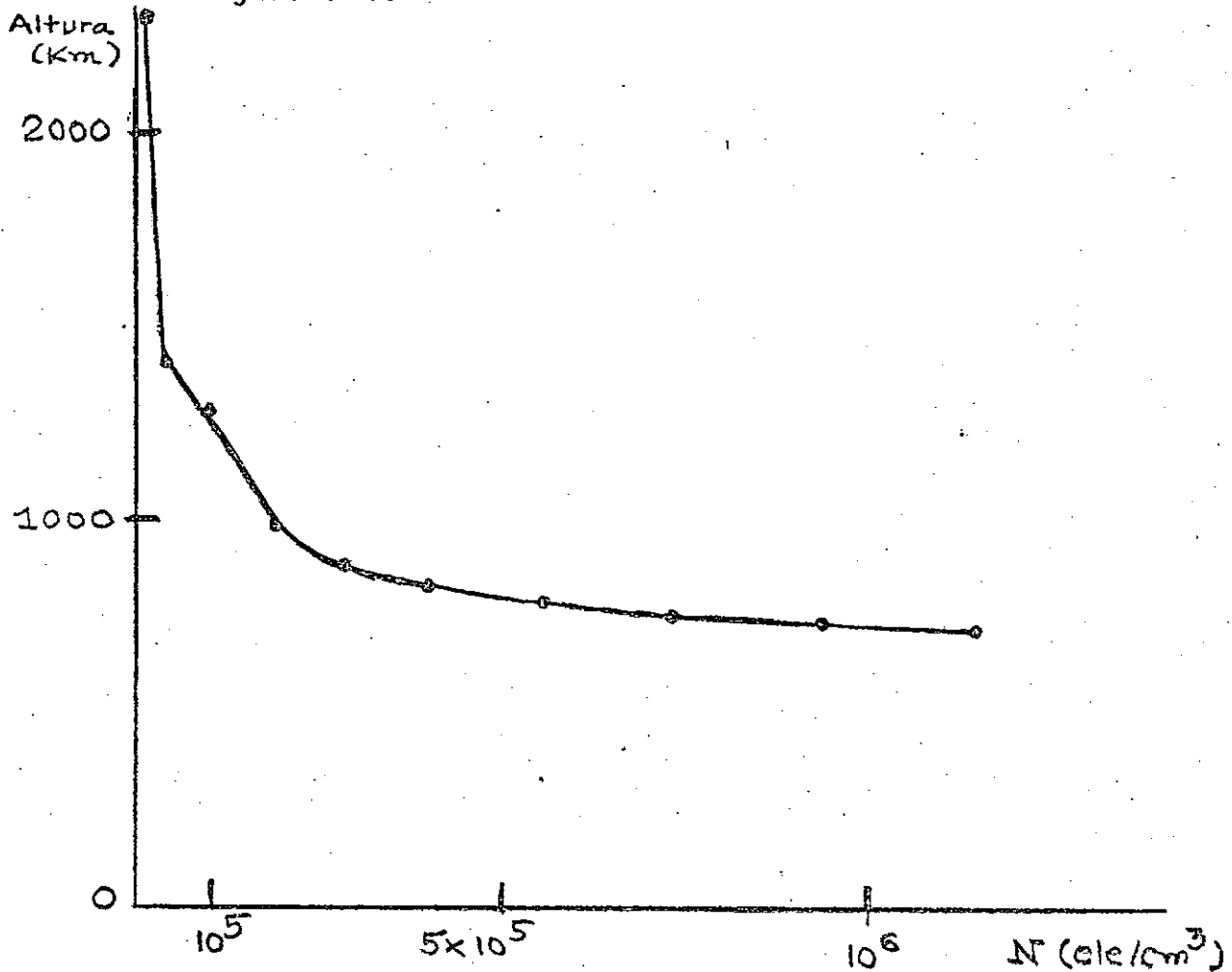


Fig.9-4 - Perfil de Densidade eletrônica obtido em São José dos Campos

Podemos ver que o perfil obtido apresenta um comportamento monotonicamente decrescente. Para esses perfis testaremos a aproximação exponencial de Chapman usando - se a definição de escala vertical de altura de plasma (ou de ionização):

$$H = - \frac{N}{\left(\frac{dN}{dh} \right)}$$

O método aqui adotado para o cálculo de H será o de se tomar a média dos valores obtidos calculando-se H para determinado ponto pelo uso desse ponto e do seu anterior e pelo uso desse ponto e seu seguinte. Matematicamente esse processo é representado pela fórmula:

$$H_i = - \frac{N_i}{2} \left[\frac{h_i - h_{i-1}}{N_i - N_{i-1}} + \frac{h_{i+1} - h_i}{N_{i+1} - N_i} \right]$$

Os resultados obtidos pelo emprego dessa fórmula são mostrados nas tabelas 9-2 e 9-3 e as figuras a elas correspondentes 9-5 e 9-6.

b.3 - Variação da Densidade Eletrônica com a Latitude

Outro resultado que pode ser tirado dos ionogramas superiores é a variação da densidade eletrônica com a latitude. Nesta parte desprezaremos a variação de dois graus em longitude supondo os dados de uma passagem referente ao

mesmo meridiano. Por outro lado duas alturas foram escolhidas: 1000 Km e 2000 Km. A tabela 9-4 fornece os resultados dados pela redução de ionogramas recebidos em 19/3/69 por volta das 10 horas e 15 minutos GMT (hora local igual a aproximação 10 horas). A curva correspondente aos valores da tabela 9-4 é mostrada na figura 9-8. Nela podemos observar um vale correspondente ao zero de DIP magnético. Outros conjuntos de valores para estudo do gradiente horizontal de densidade eletrônica são fornecidos na tabela 9-5 e correspondente figura 9-9. Para esses dois casos entre tanto temos poucos pontos para uma análise mais pormenorizada.

$h_s = 2640$

$h_s = 1945,5$

TABELA 9-2

TABELA 9-3

Profundidade abaixo do Sa télite (Km)	Altura de es cala de ioni zação (Km)	Profundidade abaixo do Sa télite (Km)	Altura de es cala de ioni zação (Km)
56.020	1678.508	29.500	1035.455
94.590	1933.493	47.630	906.865
130.720	1658.870	64.230	824.451
192.950	1524.604	80.020	773.777
252.410	1447.225	111.760	777.759
333.250	1421.699	142.160	774.179
381.610	1375.855	186.890	779.306
457.590	1167.385	213.540	743.844
604.200	999.197	253.920	711.704
766.010	894.352	291.180	686.157
897.450	799.319	338.680	614.691
1007.960	698.292	442.810	606.618
1097.620	606.494	492.990	523.476
1172.030	544.474	600.750	498.267
1236.730	499.246	662.020	386.505
1293.010	459.174	802.730	207.502
1342.280	239.793	998.800	181.102
1577.760	213.290	1104.160	155.414
1699.500	159.812	1174.900	144.255
1767.690	135.365	1229.430	159.841
1817.720	123.047	1286.170	198.356
1855.860	117.901	1347.030	258.782
1888.480	111.963		
1914.800	109.837		

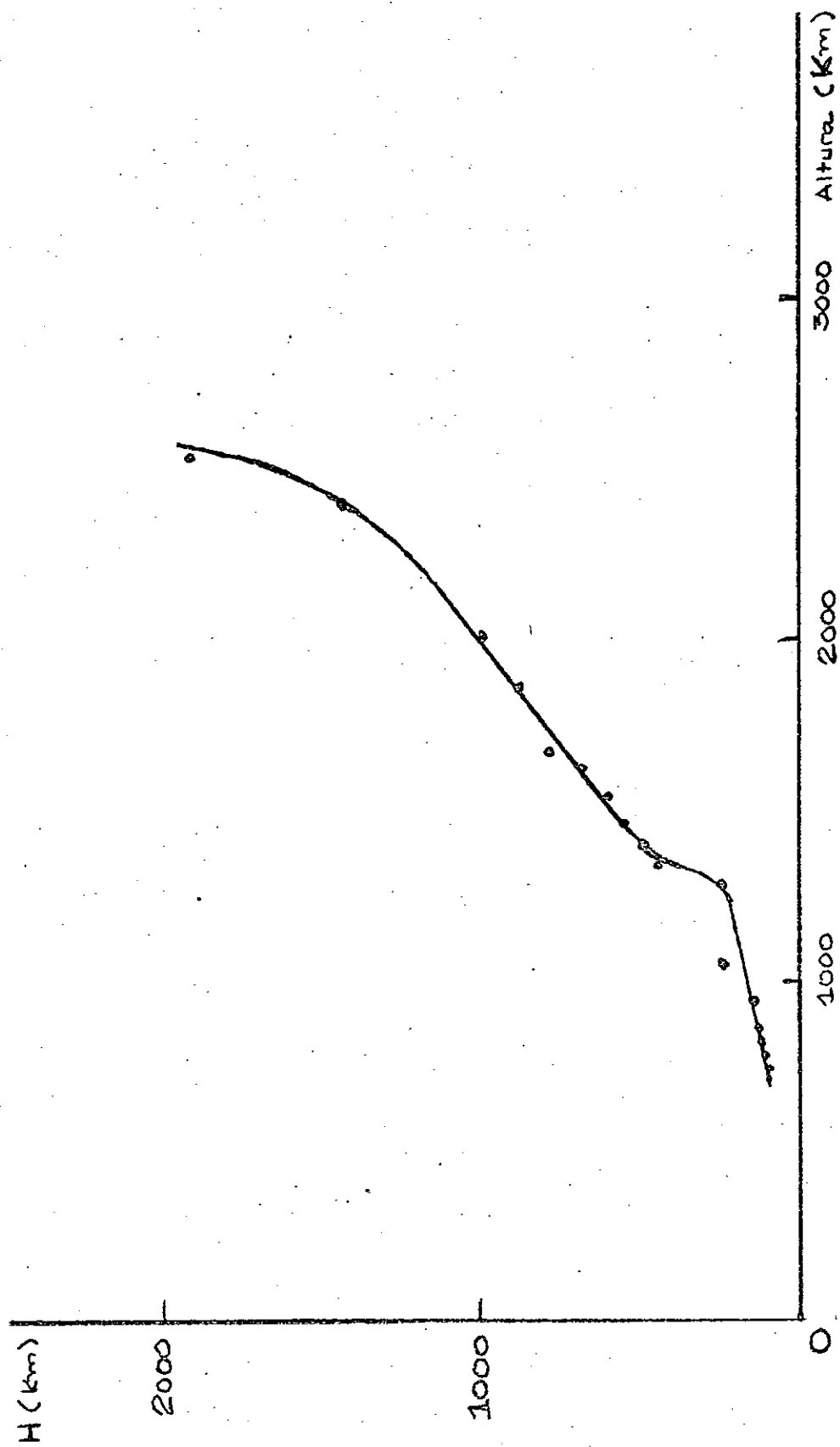


Fig.9-5 - Gráfico da escala de altura com função da altura correspondente à tabela 9-2

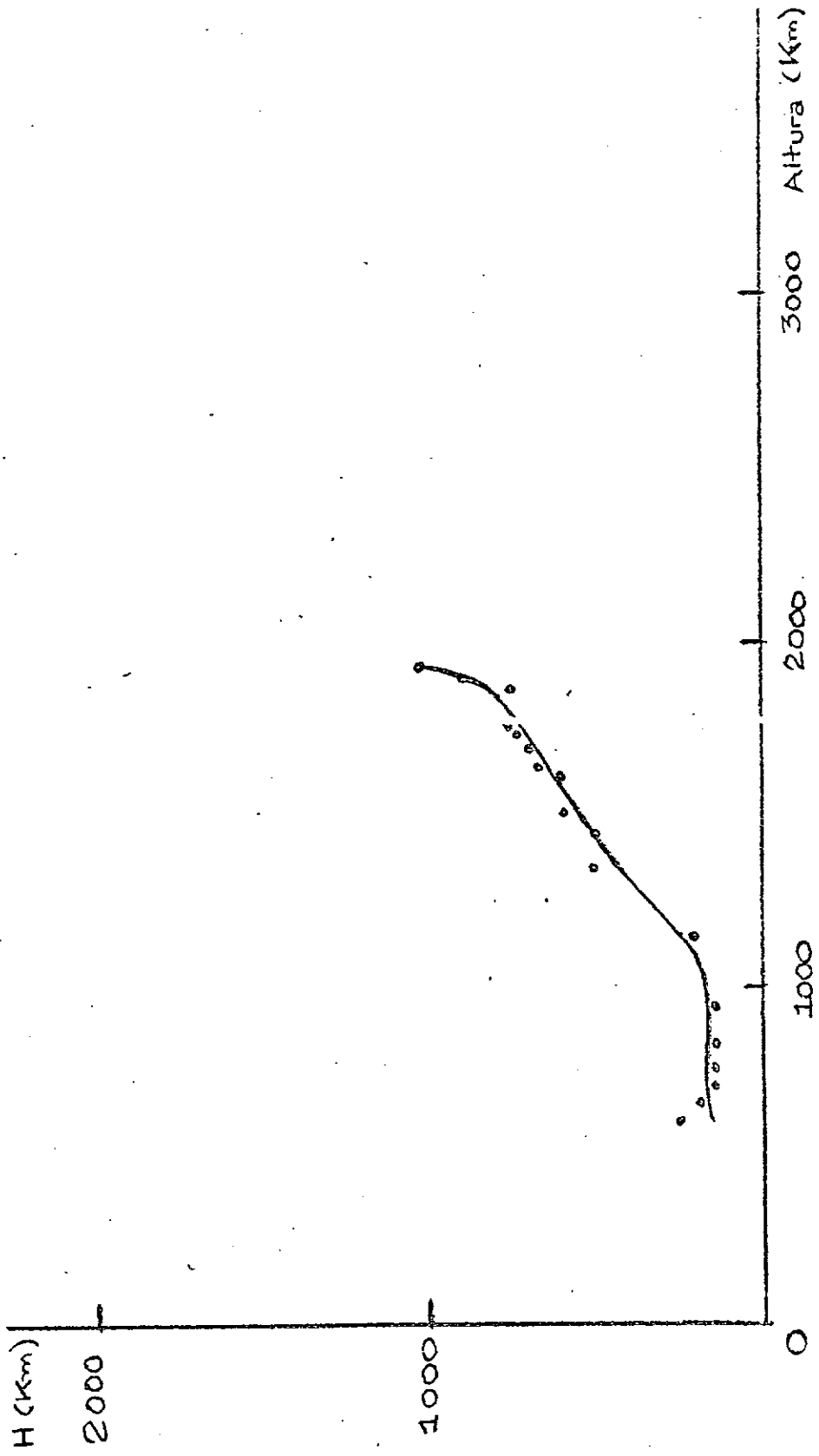


Fig.9-6 - Gráfico da escla de altura de altura como função da altura correspondente à tabela 9-3

TABELA 9-4

LATITUDE	LONGITUDE	DENSIDADE ELETRÔNICA (ele/cm ³)	
GRAUS	GRAUS	1000 Km	2000 Km
-21	-78	95.236	11.583
-18	-77	115.247	12.154
-17	-77	104.522	11.578
-16	-77	94.164	11.300
-14	-76	109.845	11.856
-12	-76	134.376	13.458
-11	-76	161.249	13.964
- 9	-76	207.892	17.513
- 8	-76	200.806	16.527
- 6	-76	-	16.898

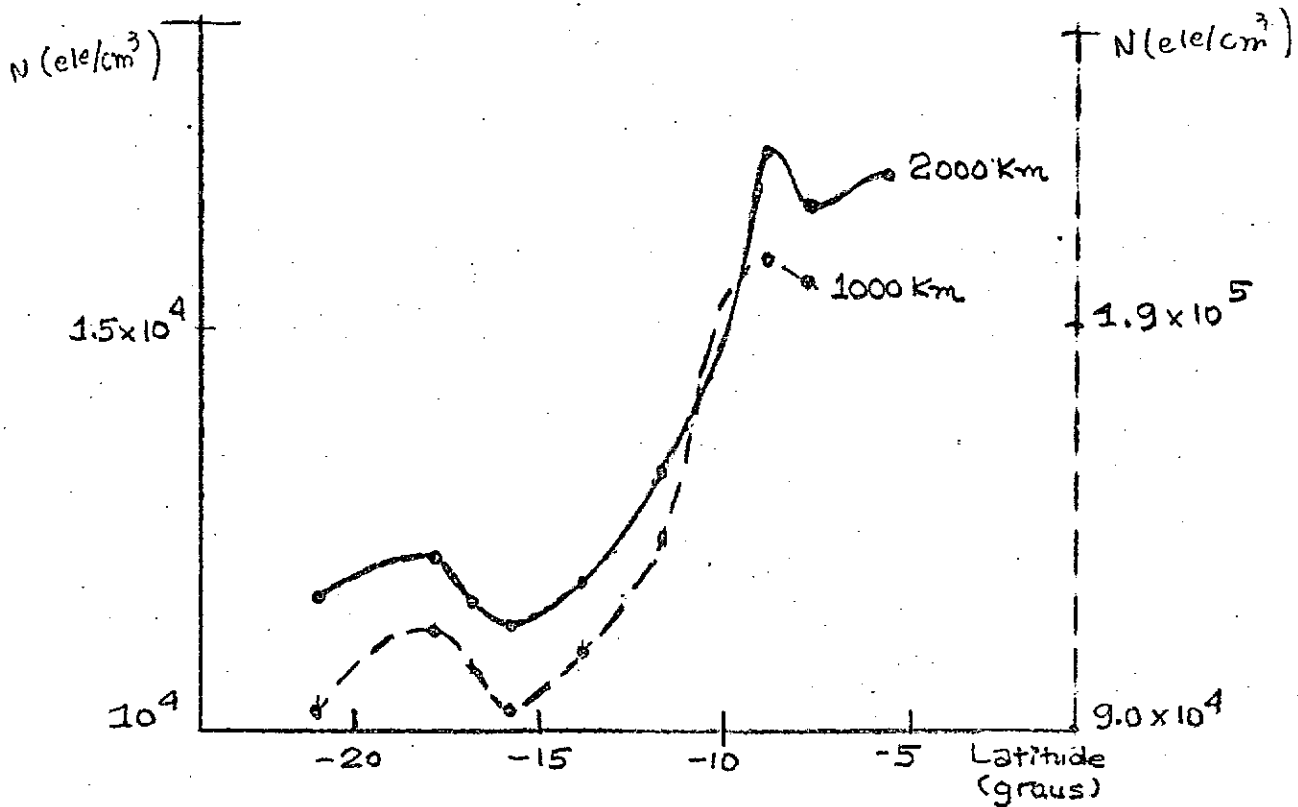


Fig.9-8 - Variação da densidade eletrônica com a latitude geográfica

TABELA 9-5

Dia 22/02/1969			Dia 21/03/1969		
LAT (GRAUS)	LON (GRAUS)	N (ele/cm ³)	LAT (GRAUS)	LON (GRAUS)	N (ele/cm ³)
-18.8	-68	237.091	-31.2	-65	68.528
-17.2	-68	236.404	-29.5	-64	69.710
-15.6	-68	245.669	-27.7	-64	79.815
-14	-68	306.484	-24.2	-64	92.002
			-22.7	-63	99.817
			-10°dip -20.3	-63	131.029

22/02/1969

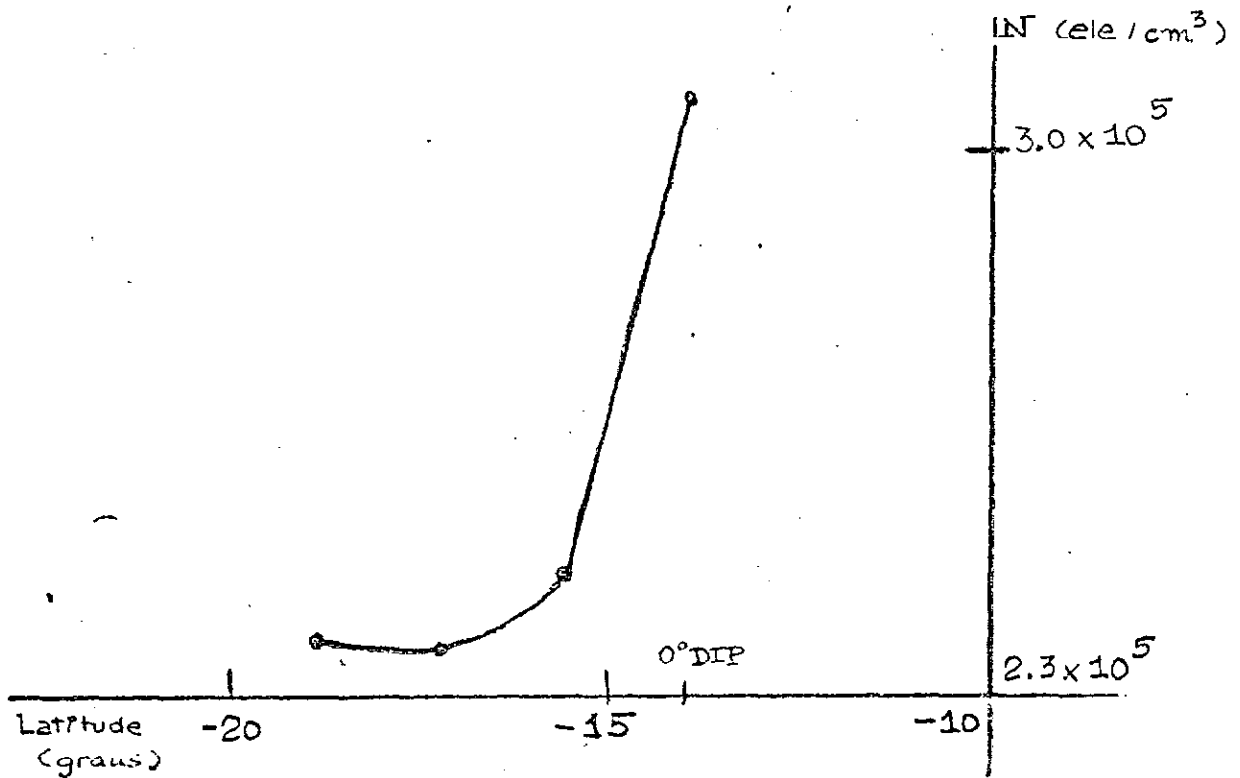


Fig.9-9a - Variação da densidade eletrônica com a latitude geográfica

21/02/1969

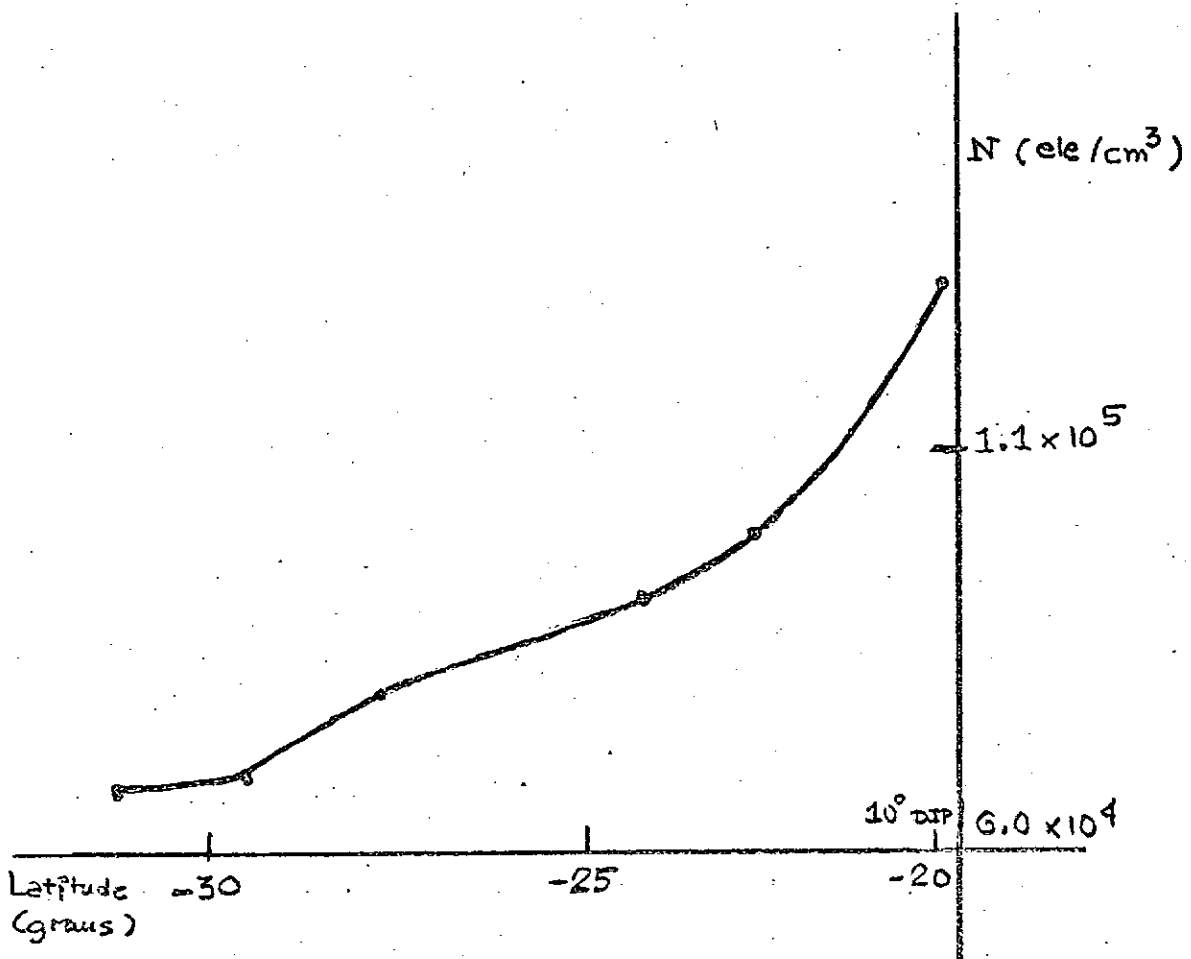


Fig.9-9b - Variação da densidade eletrônica com a latitude geográfica

X - ANÁLISE DOS RESULTADOS

Este capítulo será dividido em quatro partes nas quais serão discutidos os aspectos mais importantes concernentes aos resultados obtidos, mostrados na seção precedente para os cálculos de:

- a) Intensidade de Campo Magnético
- b) Direção do Campo Magnético
- c) Escala vertical de altura de plasma (ou ionização)
- d) Gradientes horizontais de densidade eletrônica.

a) Intensidade de Campo Magnético

O maior erro entre os valores da tabela 9-1 no que diz respeito à intensidade de campo magnético da terra provém do quarto ponto e vale:

$$\text{erro} = \frac{0.161 - 0.151}{0.151} = 0.066$$

$$\text{erro percentual} = 0.066 \times 100 = 6,6\%$$

Note-se que admitimos como certos os valores calculados por meio da subrotina usada para o cálculo do campo magnético e o erro calculado é portanto relativo ao valor que se obtém por meio dessa subrotina.

O erro calculado acima pode provir de tres fontes:

- a) Erro por deficiência dos marcadores de frequência
- b) Erro na localização da posição do satélite no instante em que foi feito o ionograma
- c) Erro de leitura no ionograma.

É interessante calcular-se qual seria o mínimo erro se a influência dos erros a e b fosse desprezível comparados com os erros de leitura no ionograma.

Para calcular o mínimo erro de leitura precisamos saber antes se o erro calculado terá sentido dada a resolução em frequência dos ionogramas do satélite Alouette II.

Como todas as frequências usadas estavam a baixo de 2 MHz a velocidade de varredura é de 0.15 MHz/seg. Como o tempo de duração de uma linha é de 33 mseg vamos ter uma resolução em frequência de:

$$\text{Resolução} = 0.15 \frac{\text{MHz}}{\text{seg}} \cdot 33 \text{ mseg} = 5 \text{ KHz}$$

É possível avaliar-se até 0.01 MHz que é compatível com a resolução em frequência nos ionogramas superiores e portanto vamos ter uma variação possível em valor

absoluto, no cálculo de B dada por:

$$\Delta B = \frac{2\pi m}{e} \cdot \Delta f_H = 0.35722 \cdot 0.01 = 0.00357 \text{ gauss}$$

Tomando-se um valor de campo B médio entre os valores que temos, essa diferença de B em valor absoluto equivaleria a uma diferença em valor relativo da ordem de:

$$\text{erro relativo} = \frac{0.0036}{0.15} = 0.024 \text{ ou } 2,4\%$$

Vemos pois que os resultados obtidos para esta parte são satisfatórios uma vez que o erro devido a deficiência de marcadores de frequência em nosso caso é basante acentuado (estimado estar na ordem de 3 a 4 por cento).

Restaria dizer agora que o erro que pode advir do cálculo por meio da subrotina MFIELD é estimado ser, por comparações de resultados obtidos pelo satélite Vanguard III com os provenientes da expansão em Harmônicos esfêricos, inferior a 0,2% devidos ao processo de cálculo e para latitudes baixas como é o nosso caso de 2% máximo devido a têmpestades magnéticas violentas.

Consultando dados dos magnetômetros para os dias 21/02/69 e 22/02/69 quando foram colhidos os dados da tabela 9-1 verificamos que não houve tempestade magnética de onde o erro devido a influências externas no campo magnético ser bem inferior a 2%.

b) Direção do Campo Magnético

Examinando as figuras 9-1 e 9-2 podemos notar que existe uma discrepância muito grande entre os valores calculados e os valores dados pela subrotina MFIELD. Entretanto o comportamento decrescente em módulo pode ser observado nos resultados experimentais e no calculado pela subrotina usada. A discrepância entre os valores esperados e experimentais pode ser explicada baseando-nos na expressão (7-3) que serviu de para os cálculos referentes a esta parte. Nessa expressão vamos supor que o maior erro está na atribuição do valor para a frequência $f_{z\infty}$ e isto deve ao fato de essa frequência ser caracterizada por um "spike" que é um sinal de longa duração e como tal de baixa frequência, tendo por isso mesmo sua nitidez prejudicada pela resposta em frequência do gravador. Na falta desse "spike" teve de se atribuir um valor a $f_{z\infty}$ baseado na tendência assintótica do traço z o que nos permite atribuir a maior parte do erro como devida a esse fato. Assim:

$$\cos \theta = \frac{f_{z\infty}}{f_H f_N} \sqrt{f_N^2 + f_H^2 - f_{z\infty}^2}$$

vamos chamar de:

θ = ângulo exato formado entre a direção de propagação e a direção do campo magnético da terra.

θ_c = ângulo θ calculado pela fórmula 7-3 com valores tirados dos ionogramas superiores.

$$C_1 = f_H f_N$$

$$C_2 = f_N^2 + f_H^2$$

Δf = desvio em frequência na leitura de $f_{z\infty}$

No que segue será sempre desprezado o fator que contiver potência superior a primeira de f . Com isso teremos:

$$\cos \theta_c = \frac{f_{z\infty} + \Delta f}{C_1} \sqrt{C_2 - (f_{z\infty} + \Delta f)^2}$$

$$\cos \theta_c = \frac{f_{z\infty} + \Delta f}{C_1} \sqrt{C_2 - f_{z\infty}^2 - 2f_{z\infty} \Delta f}$$

Desenvolvendo em série teremos utilizados somente o primeiro termo do desenvolvimento:

$$\cos \theta_c = \frac{f_{z\infty} + \Delta f}{C_1} \left[\sqrt{C_2 - f_{z\infty}^2} - \frac{f_{z\infty} \Delta f}{\sqrt{C_2 - f_{z\infty}^2}} \right]$$

$$\cos \theta_c = \cos \theta - \frac{f_{z\infty}^2 \Delta f}{C_1 \sqrt{C_2 - f_{z\infty}^2}} \quad (9-1)$$

Olhando para a expressão 9-1 acima vê-se que

ramente que se Δf for positivo teremos um deslocamento sistemático para menos do valor do cosseno calculado e que acarretará um erro sistemático para menos no ângulo θ . Ora o DIP vale $(\pi/2) - \theta$ e portanto o DIP, seria deslocado para um valor superior sistematicamente. Isso explicaria a diferença em módulo, por nós encontrada.

c) Escala Vertical de Altura de Ionização

Para analisar convenientemente os resultados do cálculo da escala de altura em função da altura \bar{h} necessária a introdução de algumas noções adicionais sobre o comportamento físico da parte superior da ionosfera, que são sucintamente expostas a seguir.

Para a ionosfera superior o processo físico dominante é o de equilíbrio difuso. Dessa forma com o aumento da altura, os constituintes irão aparecendo em ordem de crescente de peso.

Acima do pico de densidade eletrônica existem tres constituintes ionizados predominantes em ordem decrescente de peso: oxigênio, hélio e hidrogênio.

Somente de posse dessas noções é de se esperar, pela aproximação exponencial de Chapman, o aparecimento de tres patamares na curva de escala de altura como função da altura correspondentes às regiões de predominância des

ses tres constituintes principais.

Observando entretanto as figuras 9-5 e 9-6 chegamos à conclusão de que uma melhor expressão para representar o comportamento da parte superior da ionosfera é dada por:

$$N = N_0 \exp \left(- \frac{h}{H} \right) \quad (10-1)$$

onde:

$$H = H_0 + \alpha h \quad (10-2)$$

O comportamento razoavelmente linear apresentado pela escala de altura, dentro de uma região consideravelmente grande de alturas, em lugar do aparecimento do patamar esperado, correspondente à região de domínio de cada um dos constituintes pode ser entendida se lembrarmos que a aproximação de Chapman não leva em conta a presença de outros ions além dos do constituinte dominante, bem como a possibilidade de existência de mecanismos de transporte responsável pelo aparecimento, em pequena escala, do processo de mistura juntamente com o de difusão. Esses dois fatores permitem que se explique o estreitamento do patamar esperado e aumento das regiões de transição entre dois constituintes dominantes até o ponto de melhor validade das fórmulas (10-1) e (10-2) mostradas acima.

Sabendo-se que os constituintes dominantes são o oxigênio, hêlio e hidrogênio podemos delimitar as suas regiões na ionosfera superior, de uma forma aproximada, pela variação de inclinação da curva H (-h) e assim teremos:

oxigênio - de 500 a 1200 Km

hêlio - de 1200 a 2200 Km

hidrogênio - acima de 2200 Km

A maior ou menor extensão de predominância de cada um dos constituintes liga-se ao aspecto dos ionogramas e para uma comparação é mostrado abaixo figura 10-1 o aspecto dos ionogramas, correspondentes às figuras 9-5 e 9-6.

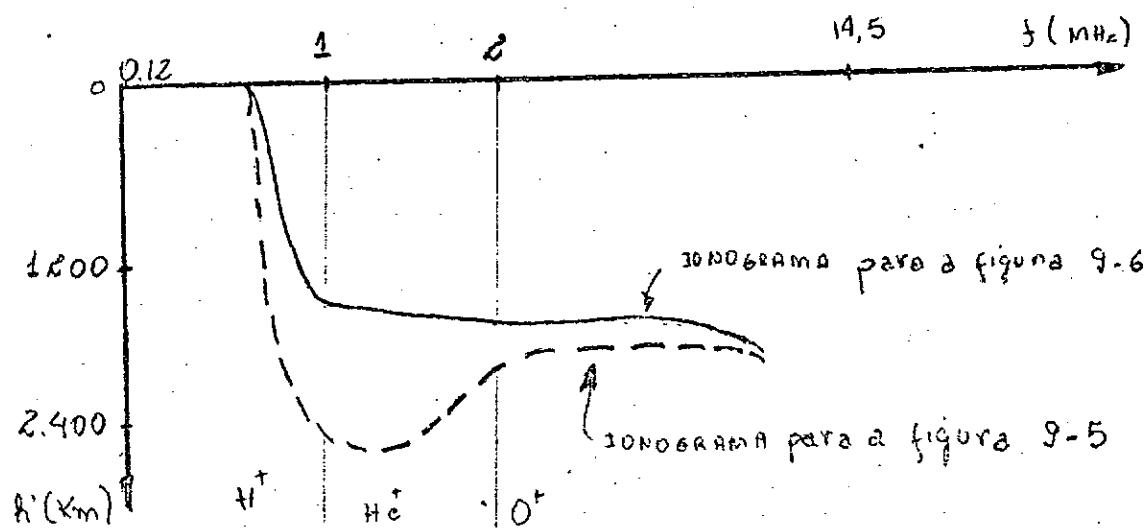


Fig. 10-1 - Aspectos dos ionogramas superiores e das regiões aproximadas de domínio dos principais constituintes ionizados da ionosfera superior.

Resta para encerrar esta parte comparar as ordens de grandeza das escalas de alturas para essas tres regiões supostas constituídas apenas de um elemento ionizado (seu elemento predominante). Para isso usaremos a fórmula: do livro de Kenneth Davies (ver bibliografia).

$$H = 0,848 \left(1 + \frac{h}{H} \right)^2 \frac{T}{M} \quad (10-3)$$

onde:

h = altura onde domina o constituinte considerado

a = raio da terra

T = temperatura absoluta em graus Kelvin para a altura considerada

M = massa molecular do constituinte dominante

assim:

Para o O^+ na altura de 900 Km teremos:

$$H = 105 \text{ Km}$$

Para o He^+ na altura de 1700 Km:

$$H = 515 \text{ Km}$$

Para o H^+ na altura de 2400 Km:

$$H = 2400 \text{ Km}$$

Estes resultados mostram que a nossa delimitação das regiões de domínio desses tres constituintes está razoável. A ordem de grandeza das escalas de altura encontradas mostra que é possível dizer-se que esses tres constituintes sejam os dominantes na ionosfera superior.

d) Gradientes Horizontais de Densidade Eletrônica

As figuras 9-8, 9-9a e 9-9b mostram que existe uma tendência de aumento da densidade eletrônica quando nos aproximamos do equador o que já é fato conhecido por todos. Podemos ver também na figura 9-8 a existência de um vale na região do equador magnético, entretanto a deficiência de maiores informações (devido à pequena quantidade de dados recebidos) não permite uma análise melhor desse fenômeno.

XI - CONCLUSÕES

Do que foi analisado no capítulo anterior po demos concluir da validade do método para o cálculo da intensidade total de campo magnético se a precisão requerida esteja, compatível com a resolução de frequência de ionograma analisado. O emprêgo de harmônicos de girofrequência permite o aumento da precisão nesse cálculo desde que a resolução para $n.f_H$ seja a mesma que para f_H pois nesse caso o erro devido a esse fator é dividido por n (grau de multiplicidade de f_H do "spike" lido nos ionogramas).

Referente ao cálculo da direção do campo magnético podemos observar que devido ao fato de $\cos\theta$ ser dado pela diferença de valores próximos o erro percentual em um dos valores irá afetar grandemente o resultado final de onde conclue-se não ser este método prático e os resultados por ele fornecidos não terem grande confiabilidade.

Na parte de resultados de ionogramas superiores reduzidos foi verificada a validade de uma aproximação exponencial com a escala de altura variando linearmente com a altura.

Essa constatação sugere para a continuação deste trabalho uma pesquisa detalhada dos fatores mais influentes desse comportamento e a observação das variações do coeficiente do termo linear com esses fatores. Uma separação

desses fatores poderá ser obtida usando-se dados de outros processos de medida simultâneos à execução dos ionogramas superiores.

Uma última conclusão diz respeito aos gradientes horizontais de densidade eletrônica. Nesse sentido a utilização dos ionogramas superiores permite apenas uma análise global não sendo possível a determinação de pequenas irregularidades que ocorram entre a execução de dois ionogramas consecutivos. Para o estudo dessa irregularidades o processo usado é o de sondagem de frequência fixa.

O exposto dá uma idéia da versatilidade de pesquisa da ionosfera superior por meio de satélites sondadores e sugere uma sistematização e ampliação do processo usado para que resultados concenentes às variações temporais possam ser obtidos e estudos correlacionados permitam que sejam esclarecidos aspectos que aqui foram apenas tangenciados. Também será útil o relacionamento dos ionogramas superiores com ionogramas inferiores obtidos simultaneamente, para análise conjunta do comportamento das partes superior e inferior da ionosfera e dos elementos nele atuantes.

APÊNDICE

DEDUÇÃO DA FÓRMULA DE APPLETON-HARTREE

Vamos considerar as forças que atuam sobre um elétron imerso em um meio magneto-iônico. Tais forças serão de tres tipos:

1 - Força elétrica dada por $\vec{F}_e = e \vec{E}$

2 - Força magnética dada por $\vec{F}_m = e v \times \vec{B} = e \mu_0 \frac{\partial x}{\partial t} \times \vec{H}$

3 - Força de atrito viscoso dada por: $\vec{F}_v = m v \frac{\partial x}{\partial t}$

Escrevendo as equações para o equilíbrio de forças teremos:

$$m \frac{\partial^2 x}{\partial t^2} = e E^\alpha + e \mu_0 \cdot H^{|\beta} \partial_{(\mu)} x^\gamma - m v \partial_\mu x^\alpha \quad (a-I-1)$$

onde:

w = frequência da onda eletromagnética

x^α pode representar x , y ou z

x^β pode representar x , y ou z

x^γ pode representar x , y ou z

x^μ representa t

∂_μ representa $\frac{\partial}{\partial x^\mu}$

Os colchetes indicam antissimetriação com respeito a todos os índices por eles englobados excepto os que estiverem entre parênteses.

Usando agora a relação existente entre as distâncias e a polarização podemos escrever:

$$x^\alpha = \frac{p^\alpha}{Ne}$$

Considerando-se a variação temporal de \vec{p} descrita por $\exp(i\omega t)$ teremos:

$$\partial_\mu x^\alpha = \frac{i\omega}{Ne} p^\alpha \quad (\text{A-I-2})$$

$$\partial_\mu^2 x^\alpha = -\frac{\omega^2}{Ne} p^\alpha \quad (\text{A-I-3})$$

Usando as relações (A-I-2) e (A-I-3) em (A-I-1), teremos:

$$-\frac{m\omega^2}{Ne} p = eE + \frac{i\omega e\mu_0}{Ne} H^{[\beta} p^{\gamma]} - \frac{i\omega v\omega}{Ne} p^\alpha$$

Colocando-se E^α no primeiro membro e multiplicando-se todos os termos por $\frac{\epsilon_0}{4\pi e} E^\alpha$ virá:

$$\frac{\epsilon_0}{4\pi} E^\alpha = - \frac{m\omega^2 \epsilon_0}{4\pi N e^2} p^\alpha - \frac{i\omega \epsilon_0 \mu_0}{4\pi N e^2} H^{[\beta p\gamma]} + \frac{i m \nu \omega \epsilon_0}{4\pi N e^2} p^\alpha$$

Vamos definir um fator direcional para o campo magnético de modo que as componentes H^β sejam dadas pelo valor da intensidade do campo H multiplicada pelo fator direcional F^β . Assim:

$$H^\beta = H F^\beta$$

Com isso e recordando a nomenclatura usada teremos:

$$\frac{\epsilon_0}{4\pi} E^\alpha = - \frac{1 - iZ}{X} p^\alpha - \frac{iY}{X} F^{[\beta p\gamma]}$$

logo:

$$\frac{\epsilon_0}{4\pi} X E^\alpha = -(1 - iZ) p^\alpha - iY F^{[\beta p\gamma]} \quad (A-I-4)$$

O índice refrativo de fase \bar{n} é definido por:

$$\bar{n}^2 = 1 + \frac{4\pi}{\epsilon_0} \frac{P^X}{E^X}$$

Vamos encontrar agora o valor da relação P^X/E^X em um sistema conveniente de coordenadas de forma que a direção de propagação coincida com o eixo z e a direção do

campo magnético esteja no plano yz como mostrado na figura (A-I-1).

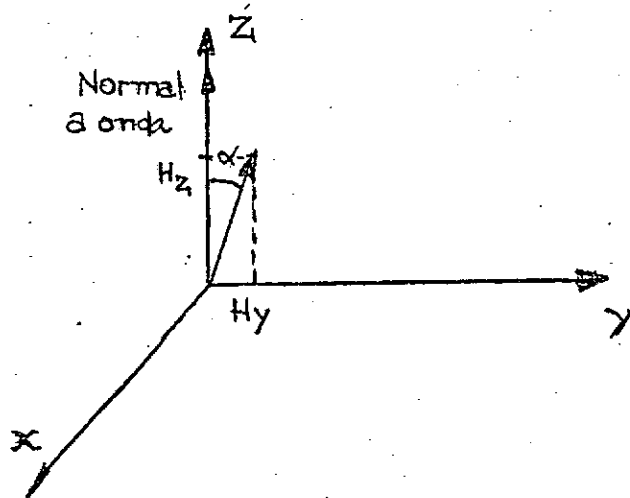


Fig. (A-I-1)

Nessas condições vamos escrever as equações derivadas de (A-I-4) para as tres componentes cartesianas x, y e z.

$$X \frac{\epsilon_0}{4\pi} E^X = -(1-iZ)P^X - i(Y_L P^Y - Y_T P^Z) \quad (A-I-5)$$

$$X \frac{\epsilon_0}{4\pi} E^Y = -(1-iZ)P^Y + iY_L P^X \quad (A-I-6)$$

$$X \frac{\epsilon_0}{4\pi} E^Z = -(1-iZ)P^Z - iY_T P^X \quad (A-I-7)$$

Agora considerando somente a componente se gundo o eixo z, da equação de Maxwell $\text{rot } \vec{H} = \epsilon_0 \partial_\mu \vec{E} + 4\pi \partial_\mu \vec{P}$,

teremos considerando a propagação segundo o eixo z e as va
riações temporais proporcionais a $\exp(i\omega t)$:

$$-\epsilon_0 E^z = 4\pi P^z$$

Aplicando essa relação à equação (A-I-7) te
mos:

$$P^z = - \frac{i Y_T}{(1-X-iZ)} P^x$$

Neste ponto é interessante introduzir-se ou
tra relação proveniente das equações de Maxwell e que deve
ser satisfeita para que a onda propague-se segundo o eixo z
sem mudança de polarização. Essa relação é:

$$\frac{P^y}{E^y} = \frac{P^x}{E^x} \quad (A-I-9)$$

Podemos agora encontrar a relação E^x/E^y usan
do as relações (A-I-6) e (A-I-5). De (A-I-6) chamando A
 $= E^x/P^x$ temos:

$$X \frac{\epsilon_0}{4\pi} E^y = -(1-iZ) \frac{E^y}{A} + iY_L P^x$$

então:

$$E^y = \frac{iY_L}{\frac{X\epsilon_0}{4\pi} + \frac{(1-iZ)}{A}} p^x \quad (A-I-10)$$

Usando (A-I-10), (A-I-9) e (A-I-8) em (A-I-5)

virã:

$$X \frac{\epsilon_0}{4\pi} A = -(1-iZ) - \frac{iY_L (iY_L/A)}{\frac{X\epsilon_0}{4\pi} + \frac{(1-iZ)}{A}} + \frac{iY_T (-iY_T)}{(1-X-iZ)}$$

$$X \frac{\epsilon_0}{4\pi} A + (1-iZ) = \frac{Y_L^2}{\frac{X\epsilon_0}{4\pi} A + (1-iZ)} + \frac{Y_T^2}{(1-X-iZ)}$$

chamando:

$$\frac{X\epsilon_0}{4\pi} = \psi \quad (1-iZ) = \phi \quad \frac{Y_T^2}{(1-X-iZ)} = \lambda$$

teremos:

$$\psi A + \phi = \frac{Y_L^2}{\psi A + \phi} + \lambda$$

Temos assim uma equação do segundo grau em A

$$\psi^2 A^2 - (\psi\lambda - 2\psi\phi)A - (Y_L^2 + \phi\lambda - \phi^2) = 0$$

$$A = \frac{\Psi\Lambda - 2\Psi\phi \pm \sqrt{(\Lambda\Psi - 2\Psi\phi)^2 + 4\Psi^2(Y_L^2 + \phi\Lambda - \phi^2)}}{2\Psi^2}$$

Reduzindo esta expressão teremos:

$$A = \frac{\Lambda - 2\phi \pm \sqrt{\Lambda^2 + 4Y_L^2}}{2\Psi}$$

Substituindo as letras gregas por seus valores vamos encontrar:

$$A = \frac{\frac{Y_T^2}{(1-X-iZ)} - 2(1-iZ) \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{(1-X-iZ)^2} + 4Y_L^2}}{2X \frac{\epsilon_0}{4\pi}}$$

e o índice refrativo de fase torna-se:

$$n^2 = 1 + \frac{2X}{\frac{Y_T^2}{(1-X-iZ)} - 2(1-iZ) \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{(1-X-iZ)^2} + 4Y_L^2}}$$

ou

$$n^2 = 1 - \frac{2X}{2(1-iZ) - \frac{Y_T^2}{(1-X-iZ)} \pm \sqrt{\frac{Y_T^4}{(1-X-iZ)^2} + 4Y_L^2}}$$

Como essa forma a onda que se obtém para o sinal positivo é dita ordinária e a que se obtém para o sinal negativo é dita extraordinária.

Essa equação é simplificada quando o efeito das colisões pode ser desprezado, o que é representado por $Z = 0$. Teremos assim:

$$n^2 = 1 - \frac{X}{1 - \frac{Y_T^2}{2(1-X)} \pm \frac{Y_T^4}{4(1-X)^2} + Y_L^2}$$

A representação gráfica de n como função de X é mostrada na figura (A-I-2)

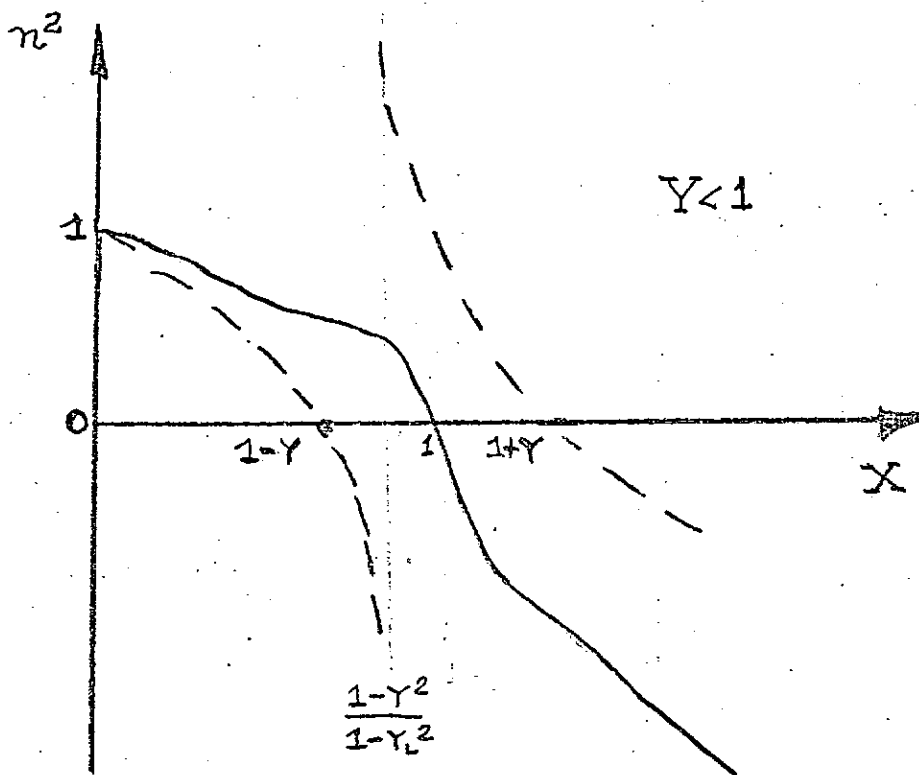


Fig. (A-I-2)

Vejamos agora o motivo pelo qual o efeito das colisões entre eletrons e partículas pesadas pode ser desprezado para a ionosfera superior. Para isso vamos considerar o efeito médio das colisões sobre o movimento de um eletron. Esse efeito atua na velocidade média dos eletrons segundo a fórmula deduzida por Ratcliffe (Capítulo 4 Secção 4-3)

$$v = \frac{Ee}{m(iw+v)} \exp(iwt)$$

onde E é a intensidade de campo.

Devido a essa expressão vemos que só há necessidade de se considerar o efeito de colisões no caso em que v não for muito menor que w .

Para a ionosfera superior a maior frequência de colisões dá-se para 300 Km e é da ordem de 1seg^{-1} . Comparando essa frequência de colisões com a frequência que é refletida nessa altura (da ordem de 10 MHz o que conduz a w da ordem de 62,8 MHz) vemos que existe uma diferença de 10^7 o que permite desprezar-se o efeito das colisões sem maiores considerações. Cumpre lembrar que para a menor frequência usada em sondagem superior (0.12 MHz) a diferença entre essa máxima frequência de colisões é consideravelmente grande (da ordem de 10^6) e se atentarmos para o fato de que a frequência de colisões decresce com a altura vamos verificar que na altura em que essa mínima frequência de sondagem poderia

ser refletida a frequência de colisões é bem menor do que 1 seg^{-1} . Como conclusão comparando-se o decréscimo de frequência de colisões com a altura vemos que ele é bem maior do que o decréscimo da frequência possível de ser refletida na altura considerada o que justifica mais fortemente o que foi exemplificado acima.

BIBLIOGRAFIA

FITZENREITER, T.J. & BLUMLE, L.J. - Analysis of topside sounder records. *Journal of Geophysical Research*, 69 (407) 1964.

JOHNSTON, T.W. & NUTTALL, J. - Cyclotron Harmonic signals received by the Alouette topside sounder. *Journal of Geophysical Research*, 69 (2305) 1964.

CALVERT, W. & GOE, G.B. - Plasma resonances in the upper ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 68 (6113) 1963.

MULDREW, D.B. - Radio propagation along magnetic field-aligned sheets of ionization observed by the Alouette topside sounder. *Journal of Geophysical Research*, 68 (5355) 1963.

WALLIS, G. - On the harmonics of the gyrofrequency observed on topside ionograms. *Journal of Geophysical Research*, 70 (1113) 1965.

CALVERT, W. - Oblique Z-mode echoes in the topside ionosphere. *Journal of Geophysical Research*, 71 (5579) 1966.

CRAWFORD, F. W. ; HARP, R.S. & MANTEI, T.D. - On the interpretation of ionospheric resonances stimulated by Alouette I. *Journal of Geophysical Research*, 72 (57) 1967.

LOCKWOOD, G.E.K. - Plasma and cyclotron spike phenomena observed in topside ionograms. *Canadian Journal of Physics*, 41 (190) 1963.

NELMS, G.L. ; BARRINGTON, R.E. ; BELROSE, J.S. & HARTZ, T.R. - The Alouette II satellite. *Canadian Journal of Physics*, 44 (1419) 1966.

MULDREW, D.B. & HAGG, E.L. - A novel ionospheric cyclotron resonance phenomenon observed on Alouette I data. *Canadian Journal of Physics*, 44 (925) 1966.

BARRINGTON, R.E. & HERZBERG, L. - Frequency variation in ionospheric cyclotron harmonic series obtained by the Alouette I satellite. *Canadian Journal of Physics*, 44 (987) 1966.

DOUGHERTY, J.P. & MONAGHAN, J.J. - Theory of resonances observed in ionograms taken by sounders above the ionosphere. *Proceedings of The Royal Society of London (A)*, 289 (214) 1966.

CHAPMAN, J.H. & WARREN, E.S. - Topside Sounding of the earth's ionosphere. *Space Science Review*, 8 (516) 1968,.

RATCLIFFE, J.A. - *The magneto-ionic theory and its applications to the ionosphere*. Cambridge, The University Press, 1962.

DAVIES, Keneth - *Ionospheric radio propagation*. Washington N.B.S., 1965.

BLUMLE, L.J. ; FITZENREITER, R.J. & JACKSON, J.E. - *The National Aeronautics and Space Administration topside sounder program*. Washington, NASA, 1963. NASA Technical note D-1913.

THOMAS, J.D. ; RYCROFT, M.J. ; COLIN L. & CHAN, K.L. - "The topside ionosphere: the analysis of ALOUETTE I topside ionograms". In: *Proceedings of the NATO Advanced Study Institute - Electron density profiles in ionosphere and exosphere*. 1965.

NICOLET, M. - Effects of the atmospheric scale height gradient on the variation of ionization and short wave absorption. *Journal of Atmospheric and Terrestrial Physics*, 1-2, (141), 1951-62.

ZAMLUTTI, Carlos José - *Previsão de passagem para satélites em órbitas elípticas ou circulares sem perturbações*. São José dos Campos, CNAE, 1969. LAFE nº 89.