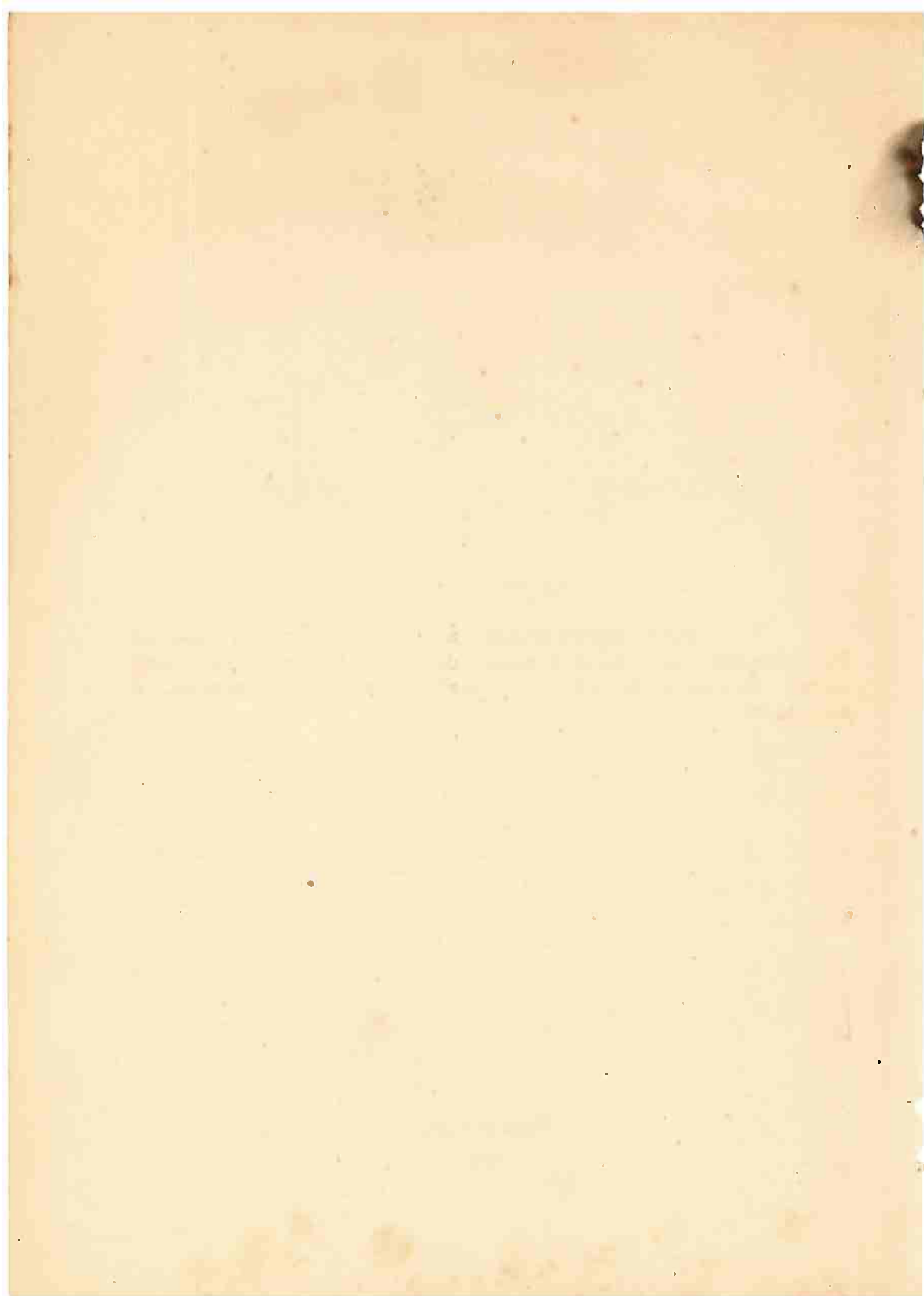


LUIZ DE QUEIROZ ORSINI

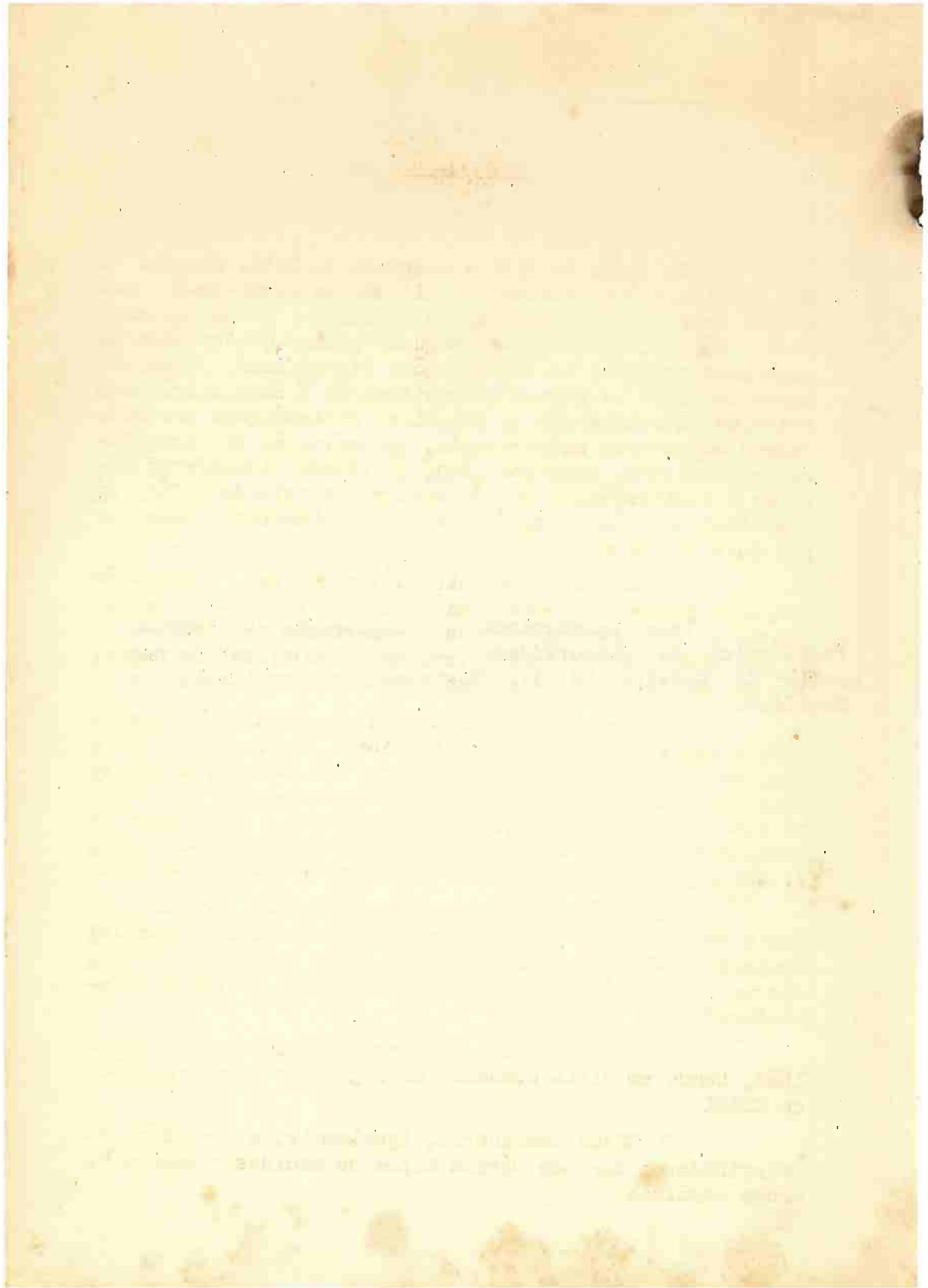
A MEDIDA DA ABSORÇÃO
IONOSFÉRICA



São Paulo
1957



Tese apresentada à Congregação da Escola
Politécnica da Universidade de São Paulo, para o con
curso da Cadeira nº 37, "Eletrotécnica Fundamental e
Medidas".



Introdução.

De julho de 1957 a dezembro de 1958, durante o Ano Geofísico Internacional (AGI), desenvolver-se-á uma grande campanha de pesquisas de Geofísica, de âmbito mundial. Sobre toda a Terra e segundo planos concertados em numerosas reuniões de instituições científicas, pesquisadores de todos os países intensificarão e coordenarão seus esforços na realização de pesquisas sistemáticas nos onze campos seguintes: meteorologia, determinação de longitudes e latitudes, geomagnetismo, gravidade, ionosfera, auroras e luminescência do céu noturno, atividade solar, raios cósmicos, glaciologia e estudo da atmosfera superior por meio de foguetes.

O Ano Geofísico Internacional é uma ampliação dos Anos Polares Internacionais (1882-3 e 1932-3), em extensão — pois abrangerá toda a superfície do globo — e em profundidade, pois utilizará meios poderosos de pesquisa, em escala até hoje não atingida.

A proposta inicial da realização do AGI, 25 anos após o segundo Ano Polar Internacional, deve-se a L. Berkner, em 1950. A proposta de Berkner foi endossada por várias entidades científicas, tendo sido nomeado, em 1952, um Comité Especial (CSAGI), para orientar e coordenar os trabalhos. A data fixada para a realização do AGI coincide com a prevista para um forte máximo de atividade solar.

Em fins de 1954 tivemos a honra de receber, de parte do Dr. Lélío I. Gama, presidente do Comité Brasileiro para o AGI, um convite para integrar o dito Comité, co-operando no plano brasileiro de pesquisas, no setor "Ionosfera".

Em consequência, elaborámos um plano de trabalhos, tendo em vista obedecer às seguintes recomendações do CSAGI:

"O CSAGI considerou, igualmente, a questão das prioridades a dar aos vários tipos de medidas e sugere a ordem seguinte:

2.1 Registros (h'f) em incidência normal. Em geral as observações horárias serão adequadas; no entanto, elas deveriam ser efetuadas em intervalos de 15 minutos, quando dos Dias Mundiais regulares e especiais...

2.2 Incidência vertical.

As medidas de absorção ionosférica teriam a segunda prioridade e deveriam ser ligadas aos registros (h t)...

Recomenda-se efetuar as medidas de absorção ao menos diariamente, ao meio dia, e durante todo o dia, quando dos Dias Mundiais regulares e especiais." (U.R.S.I., Bulletin d'Information, Jan.-Fev. 1954, pg. 47).

Para essa época, os registros (h'f) em incidência vertical (ou ionogramas) já eram obtidos na estação de São Paulo, há mais de ano. A fim de aumentar a contribuição brasileira, decidimos incluir no plano de trabalho as medidas de absorção, atendendo assim ao segundo item das recomendações do CSAGI. Apresentamos, então, ao Comitê Brasileiro o seguinte plano de trabalhos:

"a) Registros em incidência normal (h'f):- As observações são feitas todas as horas, normalmente; registros poderiam ser feitos todos os quartos de hora durante os Dias Mundiais mediante acordo com estações emissoras locais. Espera-se transferir a instalação de sondagem para um local mais apropriado, antes de 1957.

"b) Medidas de absorção ionosférica:- Estas medidas podem ser realizadas durante os Dias Mundiais com o equipamento disponível. Espera-se efetuar medidas correntes todos os dias, durante o AGI.

"c) Tempestades ionosféricas:- Dispõe-se do equipamento necessário para o estudo das tempestades ionosféricas.

"d) Espera-se que outras pesquisas propostas nas resoluções do CSAGI possam ser incluídas no programa para o AGI desde que se possa dispor de material e pessoal. Em particular, parece que a construção dum registrador (H, t) automático seja realizável." (Transcrito de "URSI, Bulletin d'Information", Nov.-Dez. 1954, pg. 70).

A fim de atender ao primeiro item desse programa importava, de início, melhorar o padrão de nossas observações e comparar os métodos de interpretação dos ionogramas com os utilizados nos grandes centros mundiais. Para isso realizamos, em 1955-56 um estágio no "Central Radio Propagation Laboratory", do "National Bureau of Standards". Voltando desse estágio, os trabalhos preparatórios para o AGI foram iniciados com a mudança da estação de sondagem, que foi transferida dos locais na Escola Politécnica para o "campus" do Butantã (julho de 1956); a potência do transmissor foi aumentada, válvulas dificilmente obteníveis foram trocadas por outras mais comuns e uma série de ensaios rotineiros de operação foram introduzidos.

Estas medidas, associadas a certas modificações no circuito da ionosonda, permitiram reduzir o tempo de sondagem para 2,5 minutos, em lugar dos 7,5 originais. Será possível, assim, efetuar sondagens cada quarto de hora sem submeter o equipamento a um uso excessivo.

O problema da medida da absorção ionosférica foi atacado após a conclusão da mudança da estação de sondagem, tendo sido desenvolvidos métodos e equipamentos para fazer esta medida utilizando a ionosonda KRSDE-22. Sendo esta a parte mais original dos trabalhos de preparação para o Ano Geofísico Internacional, os métodos e equipamento acima referidos foram escolhidos como objeto da presente tese.

Iniciamos este trabalho apresentando, no Capítulo I, uma breve revisão da teoria da absorção não seletiva — componente da absorção ionosférica que importa medir — seguida da discussão de sua aplicabilidade à estação de São Paulo.

O segundo Capítulo compreende uma revisão dos métodos empregados atualmente para a medida da absorção ionosférica, bem como a apresentação do método da atenuação diferencial dos pulsos, ainda não descrito na literatura. Neste novo método tiramos partido da possibilidade de introduzir atenuações diferentes em ecos ionosféricos de várias ordens, provenientes de uma mesma camada ionosférica.

O equipamento desenvolvido para a medida de absorção, pelo método acima, é descrito no terceiro Capítulo. O núcleo desse equipamento é um amplificador comutado por meio de um multivibrador sincronizado, de desenho especial. A precisão das medidas depende de um sistema de a

tenuadores, que foram objeto de estudos cuidadosos.

A medida de absorção é seriamente complicada por uma série de fenômenos, sobretudo ionosféricos. Por causa das dificuldades assim introduzidas esta medida é realizada, atualmente, por um número relativamente pequeno de serviços ionosféricos. No Capítulo IV fazemos uma revisão dessas dificuldades, expondo os meios indicados para evitá-las, constantes da literatura. Tendo em vista o nível de ruídos relativamente elevado das regiões sub-tropicais discutimos também, no mesmo capítulo, a influência do fator sinal-ruído nas medidas.

No Capítulo V descrevemos, em primeiro lugar, os ensaios destinados a estabelecer as condições de funcionamento do equipamento, bem como a precisão das medidas com ele efetuadas. Em segundo lugar, tratamos do planejamento das medidas de rotina, estabelecido com vistas ao melhor aproveitamento do equipamento e das ocasiões disponíveis para a sua calibração. Alguns resultados de calibrações e medidas são também apresentados, com o fim de permitir a avaliação das condições de operação do equipamento e interpretação das medidas. Estes resultados devem ser entendidos como prévios, pois decorrem de uma experiência bastante limitada, uma vez que os dados correspondentes foram colhidos num período da ordem de um mês. Numerosas modificações introduzidas na aparelhagem durante esse período impossibilitaram a apresentação de ensaios comparativos mais demorados, bem como a realização de testes de consistência interna dos resultados. Da mesma forma, os aspectos estatísticos associados com esse tipo de observações não foram encarados no presente trabalho.

Finalmente, o trabalho é encerrado com a apresentação das conclusões que decorrem da experiência acima referida.

Agradecimentos:

Inicialmente, apresentamos os nossos agradecimentos ao Professor Dr. Luiz Cintra do Prado, a quem devemos os meios para a realização deste trabalho.

A equipe de observações ionosféricas do Departamento de Física da Escola Politécnica, constituída pelos Engenheiros Dr Antônio Hélio Guerra Vieira, Plínio Castucci e Licenciada Vera Prado Gama prestou-nos valioso

auxílio, cooperando em vários estágios do desenvolvimento do equipamento e da realização ou interpretação das medidas.

À Secção de Microscopia do citado Departamento e, em particular, à Licenciada Marina Ribeiro Vairo, temos a agradecer a substancial ajuda na execução da parte fotográfica deste trabalho.

A execução mecânica dos atenuadores ficou a cargo dos Srs. Francisco Branelli, chefe da Oficina do citado Departamento, e Gentil Mendes. Devemos ao Sr. Joel Barbosa a cuidadosa apresentação datilográfica.

O financiamento deste trabalho foi assumido pela Escola Politécnica da Universidade de São Paulo e pelo Conselho Nacional de Pesquisas.

São Paulo, fevereiro de 1957

L.Q. Orsini

ÍNDICE

CAPÍTULO I

A TEORIA DA ABSORÇÃO.

	Pag.
I.1 - A absorção na ionosfera	I.1
I.2 - A absorção não seletiva, na aproximação Q.L.	I.4
I.3 - A validade da aproximação Q.L. em São Paulo	I.8
Bibliografia do Capítulo I	I.10

CAPÍTULO II

MÉTODOS DE MEDIDA DA ABSORÇÃO IONOSFÉRICA.

II.1 - Introdução	II.1
II.2 - Medida da absorção pelo método dos pulsos ..	II.2
II.3 - Método da atenuação diferencial dos pulsos .	II.4
Bibliografia do Capítulo II	II.7

CAPÍTULO III

EQUIPAMENTO PARA A MEDIDA DE ABSORÇÃO.

III.1 - Equipamentos do SPIM e DSIR	III.1
III.2 - Equipamento para a medida da absorção por atenuação diferencial de pulsos	III.3
III.3 - Comutador eletrônico	III.5
III.4 - Amplificadores de 1,8 Mc/s	III.8
III.5 - Atenuadores	III.13
1 - Atenuadores descontínuos	III.13
2 - Atenuador contínuo	III.17
III.6 - Misturador e frequência intermediária ..	III.20
III.7 - Detetor	III.20
III.8 - Alimentação	III.23
Bibliografia do Capítulo III	III.25

CAPÍTULO IV

DIFICULDADES NA MEDIDA DE ABSORÇÃO IONOSFÉRICA.

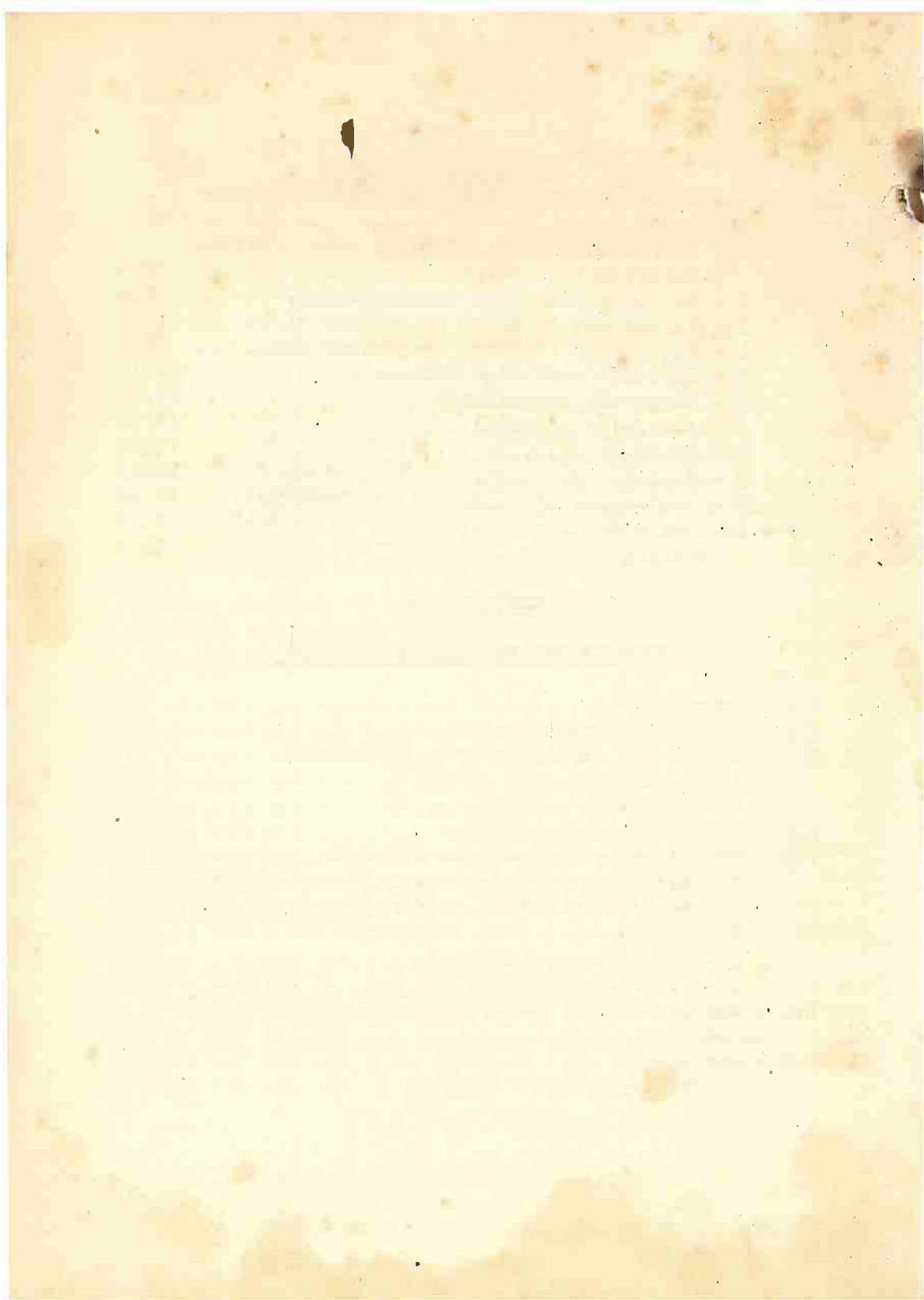
IV.1 - Introdução	IV.1
--------------------------	------

IV.2 - Causas de erro na medida do decremento de absorção	IV.2
1 - Coeficiente de reflexão do solo e irregularidade do terreno	IV.2
2 - Influência do raio extraordinário ..	IV.4
3 - Flutuações (fading) de período curto ...	IV.8
4 - Flutuações (fading) de período longo ...	IV.9
5 - Reflexão parcial e difusão	IV.10
6 - Dispersão ionosférica	IV.13
7 - Atenuação espacial	IV.13
8 - Absorção seletiva	IV.14
9 - Variação da constante do equipamento ...	IV.15
10 - Influência do ruído e interferências ...	IV.16
IV.3 - Determinação da característica de absorção .	IV.19
Bibliografia do Capítulo IV	IV.22

CAPÍTULO V

TÉCNICA DAS MEDIDAS DE ABSORÇÃO.

V.1 - Introdução	V.1
V.2 - Ensaio dos atenuadores	V.1
V.3 - Ensaio dos amplificadores comutados ..	V.5
1 - Equalização dos ganhos	V.6
2 - Medida da rejeição	V.7
V.4 - Estabilidade do receptor	V.11
V.5 - Planejamento das medidas de rotina ...	V.15
1 - Medida com 2 ecos, sem calibração prévia .	V.16
2 - Medida com 1 eco, calibração com 2 ecos ..	V.16
3 - Medida com 1 eco, calibração com 1 eco ...	V.17
4 - Operação de calibração	V.17
5 - Operação de medida	V.19
V.6 - Apresentação e interpretação de alguns resultados	V.19
V.7 - Conclusões	V.29
Bibliografia do Capítulo V	V.29



CAPÍTULO I

A TEORIA DA ABSORÇÃO

I.1 - A absorção na ionosfera:

As ondas radioelétricas, ao penetrarem as camadas ionizadas da alta atmosfera, sofrem dois efeitos principais: variação das velocidades de propagação e absorção de parte da energia. O primeiro efeito depende, essencialmente, da densidade de eletrons livres no meio ionizado, ao passo que a absorção está associada aos choques entre os eletrons e as partículas pesadas do meio.

Pela teoria magneto-iônica, de um ponto de vista ótico-geométrico, ambos os efeitos podem ser levados em conta pela consideração do índice de refração complexo do meio

$$(I.1) \quad M = \mu - j ck/\omega$$

onde μ é a parte real do índice de refração, c é a velocidade de propagação das ondas eletromagnéticas no vácuo, ω é a sua pulsação e, finalmente, k é o coeficiente de absorção do meio.

O significado do coeficiente de absorção se obtém simplesmente introduzindo a expressão do índice de refração na função de onda apropriada. De fato, o campo elétrico de uma onda plana, num ponto genérico, é dado pela parte real de

$$(I.2) \quad \vec{E} = \vec{E}_0 \exp \left[j \left(\omega t - \frac{\omega}{c} M \cdot \vec{n} \times \vec{r} \right) \right]$$

sendo $\vec{n}$ o versor normal às superfícies equifases e $\vec{r}$ o raio vector do ponto considerado. Substituindo M pelo seu valor, esta expressão fornece

I.2

$$(I.3) \quad \vec{E} = \vec{E}_0 \exp(-k \cdot \vec{n} \times \vec{r}) \exp \left[j\omega \left(t - \frac{\mu}{c} \vec{n} \times \vec{r} \right) \right]$$

Portanto, a parte real do índice de refração complexo está ligado à velocidade de propagação de fase da onda, v , por

$$(I.4) \quad \mu = v/c$$

ao passo que k governa a redução exponencial da amplitude da onda, donde o nome de coeficiente de absorção. Tomando o logaritmo do módulo do campo,

$$(I.5) \quad \ln(|\vec{E}|/|\vec{E}_0|) = -k \cdot \vec{n} \times \vec{r}$$

ou seja, k mede a atenuação em nepers, por unidade de comprimento.

O índice de refração, na teoria magneto-iônica, é dado pela fórmula de Appleton-Hartree(1):

$$(I.6) \quad M^2 = 1 - \frac{\omega_N^2}{\omega} \left\{ 1 - j\nu/\omega + \frac{\omega_H^2 \sin^2 \alpha}{2(\omega^2 - j\omega\nu - \omega_N^2)} \right. \\ \left. \cdot \left[\sqrt{1 - \left(\frac{\omega^2 - j\omega\nu - \omega_N^2}{\omega} \right)^2 / \frac{\omega_H^2 \sin^4 \alpha}{4 \cos^2 \alpha}} - 1 \right] \right\}$$

onde

$$\omega_N^2 = N e^2 / (\epsilon_0 m);$$

$$\omega_H = \mu_0 e H_0 / m = \text{giro-frequência dos eletrons};$$

α = ângulo entre a direção de propagação e o campo magnético terrestre;

ν = número médio de choques dos eletrons por segundo, ou seja, frequência colisional dos eletrons;

N = número de eletrons por m^3 , ao nível consi-

derado;

H_0 = intensidade total do campo magnético terrestre, em A/m;

$\epsilon_0 = 8,85 \times 10^{-12}$ F/m, permissividade do espaço vazio;

$\mu_0 = 4\pi \times 10^{-7}$ H/m, permeabilidade do espaço vazio;

$e = 1,609 \times 10^{-14}$ C, carga do elétron, em módulo;

$m = 9,12 \times 10^{-31}$ kg, massa do elétron.

A comparação de (I.1) e (I.6) permite o cálculo do coeficiente de absorção. A expressão obtida, no entanto, é demasiado complexa para a aplicação à interpretação de resultados experimentais. Utilizaremos, praticamente, as aproximações indicadas por Booker(2), válidas em amplo domínio de condições experimentais, em que as relações correspondentes são bastante simplificadas. Tais aproximações, que já discutimos em trabalho anterior(3), são chamadas quasi-transversal (Q.T.) e quasi-longitudinal (Q.L.).

O estudo da absorção na ionosfera se decompõe em dois casos distintos:

a) absorção seletiva, quando a frequência da onda incidente for próxima da frequência crítica da camada ionosférica considerada, isto é, $\omega^2 \approx (\omega_p^2)_{\max}$ e $\mu \approx 0$;

b) absorção não seletiva, quando a frequência da onda incidente for muito maior que a frequência crítica da camada, isto é, $\omega^2 \gg (\omega_p^2)_{\max}$ e $\mu \approx 1$.

Neste trabalho trataremos apenas da absorção de ondas que incidem verticalmente na ionosfera, refletindo-se nas camadas E ou F. Está sobejamente demonstrado (4) que, neste caso, para frequências não muito vizinhas das frequências críticas dessas camadas, a maior parte da absorção é não seletiva e se faz abaixo da camada E, a menos de 100 km de altura. Esta camada absorvente, que se estende de 70 a 100 km de altura, é designada por camada D. As concentrações eletrônicas nesta camada são suficientemente pequenas para que a absorção seja não seletiva, ao menos em frequências superiores a cerca de 2 Mc/s e pa

ra regiões não muito vizinhas da linha de inclinação magnética nula. Interessar-nos-emos aqui sobretudo pela absorção não seletiva proveniente, portanto, da camada D. Como justificaremos oportunamente, será válida então a aproximação quasi-longitudinal. Passemos a expor a teoria correspondente.

I.2 - A absorção não seletiva, na aproximação Q.L.:

Como já foi mostrado em trabalho anterior⁽³⁾, na aproximação quasi-longitudinal o coeficiente de absorção num ponto de um meio ionizado pode ser posto sob a forma

$$(I.7) \quad k = \frac{\omega_N^2}{2c} \cdot \frac{\nu}{(\omega \pm |\omega_L|)^2 + \nu^2}$$

com $\omega_L = \omega_H \cos \alpha$ e os sinais positivo e negativo correspondendo, respectivamente, aos raios ordinário e extra ordinário.

Como Appleton e Piggot verificaram em longa série de experiências⁽⁴⁾, a absorção não seletiva se dá em regiões onde

$$\nu^2 \ll (\omega \pm |\omega_L|)^2,$$

de modo que o coeficiente de absorção se simplifica para

$$(I.8) \quad k = \frac{\omega_N^2}{2c} \frac{\nu}{(\omega \pm |\omega_L|)^2}$$

Se a onda eletromagnética atravessa verticalmente uma camada ionizada, cuja concentração eletrônica é função da altura, a amplitude do campo elétrico, ao sair da camada ionizada, será

$$(I.9) \quad |\vec{E}| = |\vec{E}_0| \exp\left(-\int k \cdot dh\right)$$

sendo a integração realizada sobre todo o trajeto no meio ionizado. Se a onda for refletida por uma camada ionizada superior, a camada absorvente será atravessada duas vezes, e a absorção total será dada por

$$(I.10) \quad k_T = 2 \int_{h_1}^{h_2} k \cdot dh ,$$

onde h_1 e h_2 correspondem às alturas da base e do topo da camada. Introduzindo nesta expressão o valor de k e substituindo ω_p^2 por Ne^2/ϵ_m , vem

$$(I.11) \quad k_T = \frac{e^2}{\epsilon_m c} \cdot \frac{1}{(\omega + |\omega_L|)^2} \int_{h_1}^{h_2} N \nu \cdot dh$$

A obtenção da absorção total exige, assim, a determinação da integral de $N\nu$ o que, por sua vez, depende do conhecimento da lei de variação da concentração eletrônica e da frequência colisional com a altura, na camada D. Appleton (ver ref. 4) calculou a absorção total numa camada ionizada, proveniente de um processo de foto-ionização e nas duas hipóteses seguintes:

a) o coeficiente de recombinação dos ions, α , in depende da pressão;

b) o coeficiente de recombinação é proporcional à pressão.

Os resultados obtidos, supondo ainda $\nu^2 \ll (\omega + |\omega_L|)^2$ são os seguintes:

caso a:

$$(I.12) \quad k_T = \frac{e^2}{\epsilon_m c} N_0 M \nu_0 \sqrt{2\pi\epsilon} \frac{\cos^{\frac{1}{2}} \chi}{(\omega + |\omega_L|)^2}$$

caso b:

$$(I.13) \quad k_r = \frac{e^2}{\epsilon_0 mc} N_0 H \nu_0 \sqrt{4e} \frac{\cos \chi}{(\omega \pm |\omega_L|)^2}$$

onde

- χ = distância zenital do Sol;
 N_0 = número de eletrons por m^3 , ao nível de máxima concentração eletrônica e para $\chi = 0$;
 ν_0 = frequência colisional à mesma altura;
 $H = kT/Mg$ = escala de altura da atmosfera, no nível considerado;
 e = base dos logaritmos neperianos.

Na dedução destas expressões foi também postulada uma variação exponencial da frequência colisional com a altura.

Duas características das expressões de Appleton podem ser verificadas diretamente pela experiência:

- a) a variação da absorção com a frequência, para um dado $\cos \chi$;
- b) a variação da absorção com $\cos^{3/2} \chi$ ou $\cos \chi$, para uma dada frequência.

A primeira característica é verificada satisfatoriamente, uma vez eliminados alguns efeitos perturbadores; no que diz respeito à segunda, a maioria dos dados experimentais parece indicar uma lei de variação com $\cos^{3/4} \chi$, não se verificando, portanto, nenhuma das alternativas propostas por Appleton.

Este desacôrdo com a experiência se deve, sem dúvida, às distribuições de concentrações eletrônicas, coeficiente de recombinação e frequências colisionais consideradas. Os dados experimentais correspondentes são ainda escassos; passemos em revista alguns resultados recentes.

Com a utilização de foguetes, a camada D pode ser atingida diretamente. A partir de resultados assim obtidos, Little e outros⁽⁵⁾ indicam a seguinte distribui-

ção de ν com a altura:

h (km)	(seg ⁻¹)
65	10^7
80	10^6
95	10^5

Estes valores foram determinados a partir da interpretação de dados sobre pressão e temperatura nas várias alturas; as frequências colisionais podem ser determinadas da relação

$$\nu = 9,36 \times 10^7 P$$

onde P é a pressão atmosférica em mm de Hg.

Quanto ao coeficiente de recombinação, Waynick(6), reexaminando os dados experimentais existentes, indica a curva experimental média reproduzida na fig. I.1.

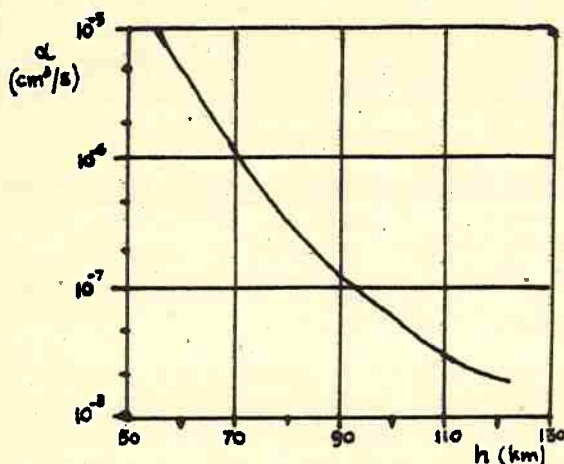


Fig. I.1

Esta distribuição é bastante diferente das consideradas por Appleton.

Finalmente, consideremos a distribuição de concentrações eletrônicas na camada D. Ao contrário do que sucede nas demais camadas ionosféricas, as concentrações

eletrônicas não podem ser determinadas diretamente; são obtidas indiretamente, através da interpretação, em geral complexa, de dados experimentais de várias naturezas. Daí a divergência entre os valores citados por vários autores, bem como a escassez de resultados. Assim é que só dificilmente se poderá fazer a integração de $N\nu$, a fim de determinar a priori a absorção esperada.

Recentemente, a teoria de Chapman e Appleton foi estendida por Nicolet⁽⁷⁾, levando em conta, principalmente, a possibilidade de variação do gradiente de escala de n e do coeficiente de recombinação. Conclui Nicolet que a absorção total na camada D é proporcional a $\cos^2 \chi$, onde n depende: (a) da lei de variação do coeficiente de recombinação com a altura; (b) do gradiente da escala de altura. Dentro das hipóteses adotadas, n poderá variar de 0,95 a 0,78.

Desta rápida exposição das teorias da absorção não seletiva verifica-se que o único resultado definitivamente estabelecido é a lei de variação da absorção com a frequência. Note-se que esta lei independe, entre largos limites, da integral de $N\nu$ devendo, portanto, ser verificada sob condições experimentais muito variadas. Nestas condições, procuraremos utilizar esta lei para verificação do método de medida de absorção que empregaremos.

I.4 - A validade da aproximação Q.L. em São Paulo:

Como se sabe, a aproximação Q.L. é válida quando

$$(I.14) \quad \left(\frac{1}{2} \omega_p \frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} \right)^2 \ll \left| \omega - j\nu - \frac{\omega_N^2}{\omega} \right|^2$$

com a mesma notação da fórmula (I.6).

Ora, no caso da absorção não seletiva na camada D, certamente teremos

$$\omega_H^2 \ll \omega^2,$$

para frequências superiores a 1 Mc/s. Basta, portanto, verificar em que condições

$$(I.15) \quad \left(\frac{1}{2} \omega_H \frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} \right)^2 \ll |\omega - j\nu|^2, \text{ ou}$$

$$(I.16) \quad \left(\frac{1}{2} \omega_H \frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} \right)^2 \ll (\omega^2 + \nu^2)$$

Como a inclinação do campo magnético terrestre varia muito pouco com a altura, sobretudo em latitudes baixas, poderemos tomar $\alpha = 69,5^\circ$, adotando $20,5^\circ$ para a inclinação magnética.

A intensidade do campo magnético terrestre em São Paulo, à superfície, vale $H_0 = 19,48$ A/m, a que corresponde uma giro-frequência de $0,687$ Mc/s. Supondo que o campo magnético varie na razão inversa do cubo da distância ao centro da Terra, obtemos para giro-frequência a 90 km

$$f_H = 0,622 \text{ Mc/s}$$

e, portanto,

$$\omega_H = 4,16 \times 10^6 \text{ rd/s.}$$

Introduzindo os valores acima segue-se que, a 90 km,

$$\frac{1}{2} \omega_H \frac{\sin^2 \alpha}{\cos \alpha} = 5,23 \times 10^6 \text{ rd/s}$$

A aproximação Q.L. será válida, então para fre

quências tais que

$$f \gg 0,82 \text{ Mc/s}$$

adotando-se ainda $\nu = 10^6$, para ficar a favor da segurança.

Portanto, a aproximação Q.L. provavelmente será válida para frequências da ordem de alguns Mc/s. Este ponto deverá ser sujeito a verificação experimental mais tarde.

BIBLIOGRAFIA DO CAPÍTULO I:

- 1 - E.V. APPLETON, Journ. I.E.E., 71, 642 (1932)
- 2 - H.G. BOOKER, Proc. Roy. Soc., A, 147, 352-382 (1934)
Proc. Roy. Soc., A, 150, 267-286 (1935)
- 3 - L.Q. ORSINI, "Contribuição ao Estudo da Ionosfera em São Paulo", Escola Politécnica, 1954
- 4 - E.V. APPLETON e W.R. FIGGOTT, Journ. Atmos. Terr. Phys., 5, 141-172, (1954)
- 5 - C.G. LITTLE, W.M. RAYTON e R.B. ROOF, Proc. I.R.E., 44, 992-1018 (1956)
- 6 - A.H. WAYNICK, "Proc. of the Cambridge Conference on the Physics of the Ionosphere", pg. 5 (Phys. Soc., Londres, 1955)
- 7 - M. NICOLET, Journ. Atmos. Terr. Phys., 1, 141-146 (1951)

CAPÍTULO II

MÉTODOS DE MEDIDA DE ABSORÇÃO IONOSFÉRICA

II.1 - Introdução:

A absorção ionosférica pode ser medida, diretamente, por três processos principais:

a) medindo-se a amplitude de pulsos de radio-frequência, refletidos da ionosfera, ou seja, pelo chamado método dos pulsos;

b) medindo-se o campo criado por um emissor, a distâncias tais que a onda superficial seja desprezível;

c) através da medida do nível de ruídos cósmicos.

O método dos pulsos, único de que nos ocuparemos em detalhe, foi proposto por Farmer e Ratcliffe⁽¹⁾, em 1934. Por esse método, pesquisadores ingleses iniciaram uma série de medidas em 1935⁽²⁾, série essa continuada até hoje. Devido à dificuldade da medida, ela não foi tentada por outros serviços de pesquisas até recentemente, quando o SPIM⁽³⁾, em 1950, e o PTT holandês (1955)⁽⁴⁾ iniciaram novas séries de observações. Este método será minuciosamente descrito em seguida.

Para se determinar a absorção ionosférica através da medida do campo de emissores distantes⁽⁵⁾, mede-se a intensidade do campo da onda contínua, gerada por um emissor, a uma distância tal que a onda de superfície seja suficientemente atenuada com relação à onda ionosférica. Sendo conhecida a potência irradiada pela antena emissora e suas características, pode-se determinar a atenuação devida à ionosfera. Como estas determinações diretas são difíceis, procura-se comparar a intensidade do campo nas horas em que a absorção ionosférica é praticamente nula, i. é, à noite, com a intensidade nas horas em que essa absorção é sensível. Naturalmente, várias correções devem ser feitas, levando-se em conta a variação de trajeto, ângulo de incidência, variação do modo de propagação, etc. Somente através de uma cuidadosa análise de todos os fatores que intervêm é possível reconhecer

II.2

a parcela da atenuação devida a ionosfera.

Finalmente, a absorção ionosférica pode ser avaliada medindo-se a variação diurna do nível de ruídos cósmicos, em frequências adequadas⁽⁶⁾. Esta técnica é relativamente nova, não estando ainda exploradas todas as suas possibilidades. A medida da absorção por esse processo exige, naturalmente, o conhecimento da distribuição do ruído cósmico não absorvido.

No que se segue, dedicaremos nossa atenção ao método dos pulsos, tratando, de início, dos métodos usados pelos ingleses e pelo SPIM e passando, em seguida, a expor as modificações que pretendemos introduzir.

II.2 - Medida da absorção pelo método dos pulsos:

Inicialmente, vamos definir o coeficiente de reflexão (aparente) da ionosfera, ρ , pela relação entre a intensidade de campo elétrico da onda refletida da ionosfera e a intensidade de campo da onda incidente.

Designando por E_0 a intensidade de campo a 1 km da antena emissora, na direção vertical, por E_1 o campo recebido na superfície da terra, após reflexão na ionosfera, e por H a altura virtual de reflexão teremos, uma vez que o campo varia com o inverso da distância,

$$(II.1) \quad E_1 = \rho E_0 / 2H ,$$

supondo a ionosfera e a terra como dois planos paralelos, o que se pode fazer no caso de incidência vertical.

Por outro lado, como a atenuação total da onda na ionosfera é dada por $\exp(-k_T)$, segue-se que

$$(II.2) \quad \ln \rho = -k_T$$

De (II.1) vem

$$20 \log(E_0/E_1) - 20 \log(2H) = - 20 \log \rho$$

ou, medindo os campos em decibels,

$$(II.3) \quad \delta_a = - 20 \log \rho = E_0(\text{db}) - E_1(\text{db}) - 20 \log(2H)$$

δ_a é o decremento de absorção ionosférica.

Portanto, a medida de E_0 , E_1 e da altura de reflexão permite a determinação de δ_a .

A determinação de E_0 é delicada, devendo ser evitada, se possível. Isto se consegue quando se obtém ecos de ordem superior à primeira. Assim, a intensidade do segundo eco será

$$(II.4) \quad E_2 = \frac{\rho^2 \rho_r}{4H} E_0$$

onde ρ_r é o coeficiente de reflexão do solo, e uma vez que temos agora um percurso total de $4H$, duas reflexões na ionosfera e uma na terra.

De (II.1) e de (II.4) seguem-se, então,

$$(II.5) \quad E_2/E_1 = \frac{1}{2} \rho \rho_r \quad e$$

$$(II.6) \quad E_0 = H \rho_r E_1^2/E_2$$

De (II.5), medindo os campos em decibels, vem

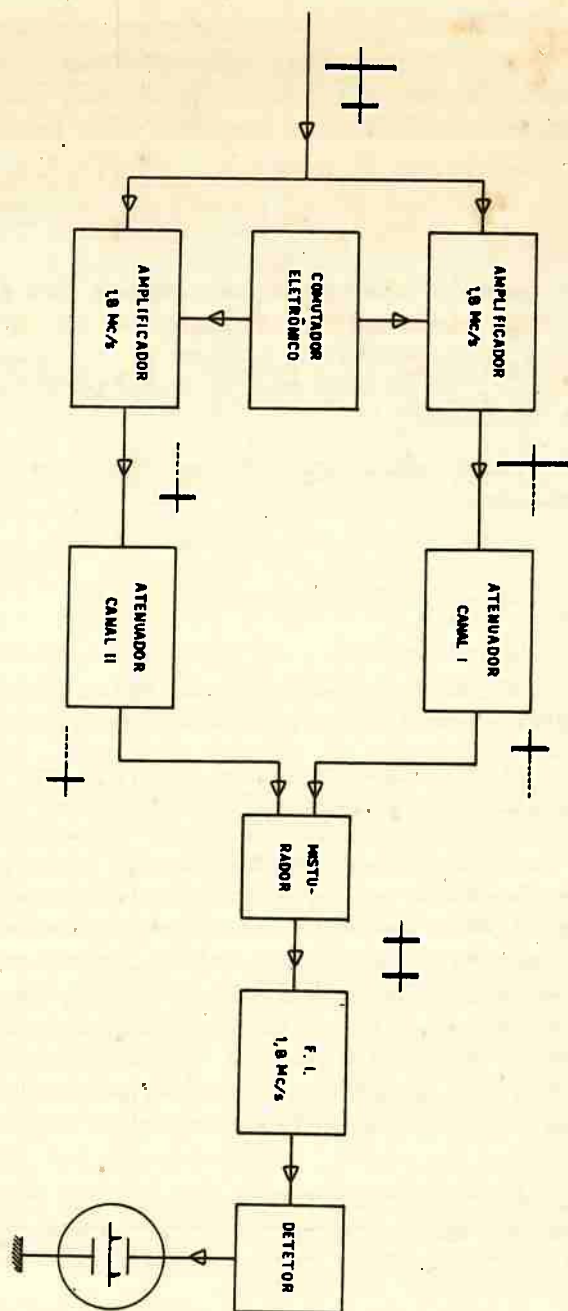


FIG. III.1

pelo canal II. O comutador eletrônico é constituído por um multivibrador especial, que controla o tempo de bloqueio ou condução dos dois amplificadores, permitindo assim enviar um determinado eco num dos dois canais.

Na saída destes dois canais há dois sistemas de atenuadores de impedância constante, que permitem uma atenuação máxima de 100 db.

Após atenuação, as saídas dos dois canais são reunidas num misturador, seguindo-se um amplificador de frequência intermediária, também em 1,8 Mc/s. Finalmente, após deteção, os sinais são apresentados num oscilógrafo de raios catódicos.

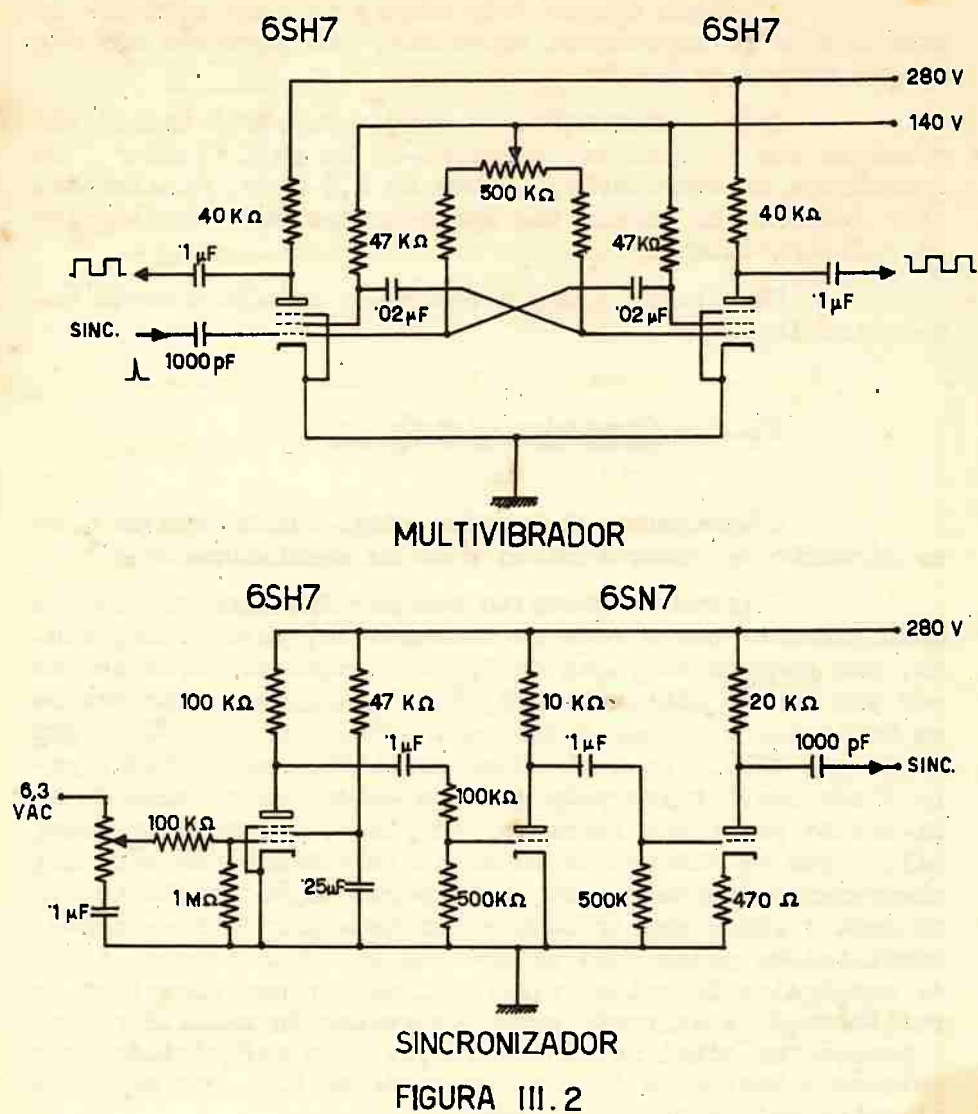
Passaremos agora a descrever detalhadamente estes circuitos.

III.3 - Comutador eletrônico:

O comutador eletrônico (fig. III.2) consta de um circuito de sincronização e de um multivibrador.

O primeiro circuito tem por fim sincronizar o multivibrador com a rede de alimentação, permitindo, ainda, uma pequena variação de fase. A sincronização se faz por uma tensão alternativa de 6,3 V, aplicada, através de um defasador e de uma resistência série de 100 k Ω , à grade de uma 6SH7. As semi-ondas positivas são cortadas pelo diodo constituído pela grade e catodo da válvula. Os semi-ciclos negativos fornecem, na placa, uma onda trapezoidal. Como as frentes de ondas assim obtidas não são suficientemente íngremes para uma sincronização eficiente, esta onda é ainda amplificada e limitada por dois estágios, constituídos pelas duas metades de um duplo triodo. A onda retangular de saída, diferenciada por um capacitor e resistência, é injetada numa das grades do multivibrador. A posição do sinal de sincronização pode ser variada, com relação à tensão de 60 c/s, em cerca de 45°, por meio do circuito defasador de entrada.

O multivibrador empregado tem período constante e igual a 1/60 de segundo. A duração dos dois estados quasi-estáveis, no entanto, pode ser modificada entre largos



limites, pelo artifício que expomos a seguir.

Como se sabe, a duração de um ciclo num multivibrador é dada por⁽³⁾

$$(III.1) \quad T = T_1 + T_2 = (R_1 C_1 + R_2 C_2) \ln \frac{E_u + E_1}{E_u + E_c}$$

onde

T_1, T_2 = duração dos estados quasi-estáveis;

R_1, R_2 = resistências de grade;

C_1, C_2 = capacidades de acoplamento grade-placa;

E_u = tensão de placa (grade de blindagem, neste circuito);

E_1 = queda de tensão através do resistor de placa (ou grade blindagem, neste caso);

E_c = tensão de corte das válvulas.

Fazendo $C_1 = C_2 = C$, vem:

$$T = (R_1 + R_2) C \ln \frac{E_u + E_1}{E_u + E_c}$$

e

$$T_1 = R_1 C \ln \frac{E_u + E_1}{E_u + E_c} \quad ; \quad T_2 = R_2 C \ln \frac{E_u + E_1}{E_u + E_c}$$

Portanto, variando R_1 e R_2 de maneira que sua soma se mantenha constante, podemos alterar, entre amplos

III.8

limites, a duração dos estados quasi-estáveis, sem modificar sensivelmente o período do multivibrador.

É fácil verificar que essas condições são satisfeitas no circuito da fig. III.2, por meio do potenciômetro intercalado entre as grades da válvula do multivibrador.

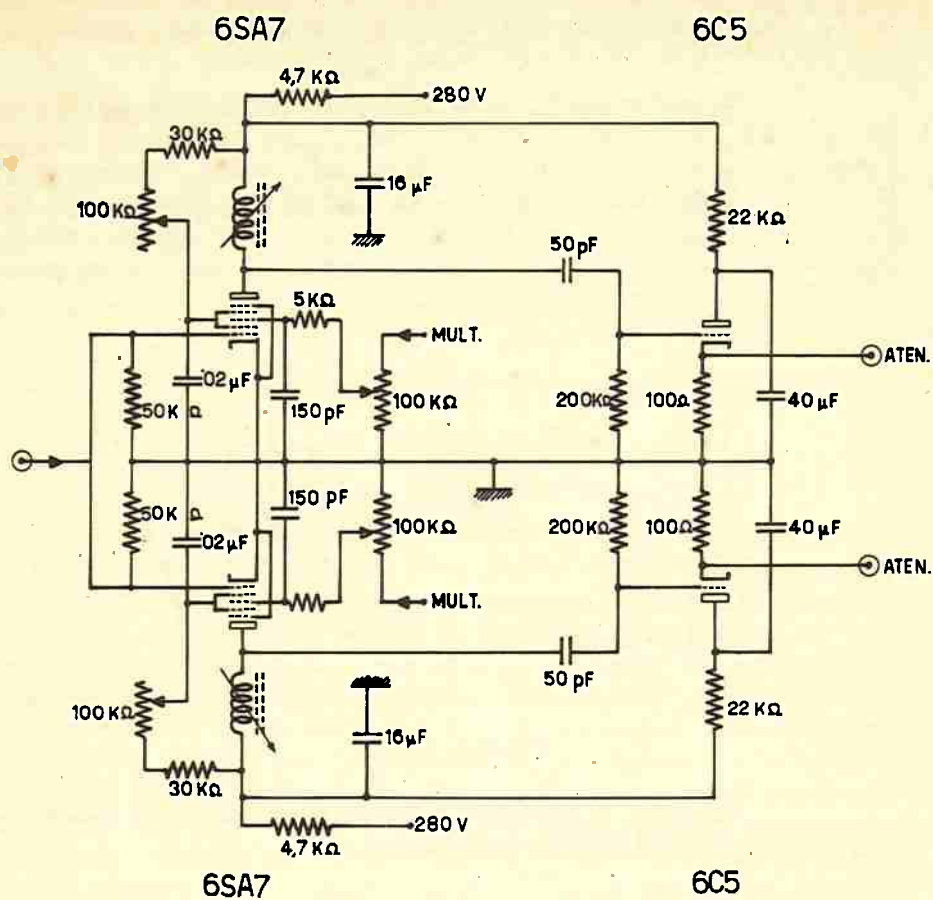
Para se obter maior estabilidade de funcionamento, a saída do multivibrador se faz por acoplamento eletrônico. De fato, as grades de blindagem das 6SH7 funcionam como placas do multivibrador propriamente dito, ao passo que as tensões de saída se retiram das placas destas válvulas. Obtem-se assim duas tensões retangulares, de fases opostas, que controlam a comutação dos dois canais amplificadores de 1,8 Mc/s.

III.4 - Amplificadores de 1,8 Mc/s:

Estes amplificadores (fig. III.3), controlados pelo comutador eletrônico, são constituídos por um estágio amplificador sintonizado, com heptodos, em cujas grades de controle é aplicada a tensão de sinal, vinda do misturador, e em cujas grades nº 3 aplicam-se as tensões de comutação, fornecidas pelo multivibrador. Ao estágio amplificador segue-se um estágio destinado a baixar a impedância e desacoplar os amplificadores; este estágio é constituído por um triodo com acoplamento catódico. Os circuitos ressonantes de placa são amortecidos, para se obter a banda passante conveniente. Os ganhos dos dois canais podem ser equalizados, variando-se a tensão de grade de blindagem dos heptodos.

Os dois canais são inteiramente independentes e cuidadosamente blindados, a fim de evitar acoplamentos parasitas entre ambos. Tais acoplamentos seriam particularmente danosos, uma vez que o eco mais forte poderá exigir, algumas vezes, atenuações de 60 db em relação ao outro.

O limite mínimo para o acoplamento parasita entre os dois canais é fixado pelas capacidades parasitas



AMPLIFICADOR COMUTADO, 1,8 Mc/s

FIGURA III.3

III.10

das válvulas empregadas nos amplificadores. De fato, o sinal é aplicado tanto à grade da válvula bloqueada como àquela que conduz. É claro que o canal bloqueado ficará, então, acoplado pelas capacitâncias parasitas daquela válvula. Tratando-se de uma limitação importante, procuraremos avaliar aqui o efeito desse acoplamento.

Consideremos, para isso, o circuito equivalente da fig. III.4. O cálculo pode ser feito apenas em regime permanente, uma vez que os pulsos utilizados contém mais de 200 períodos da frequência de 1,8 Mc/s. Para maior simplicidade, suporemos o circuito atacado por um gerador de impedância interna nula e desprezaremos a dessintonização causada ao bloquear-se a válvula.

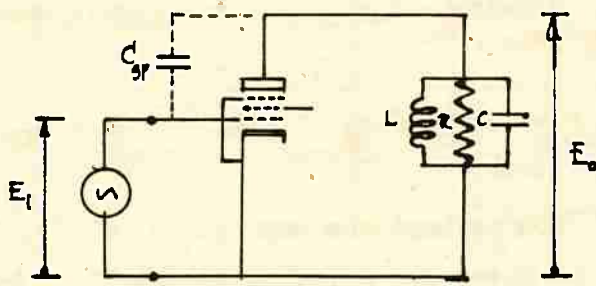


Figura III.4

Quando o estágio está conduzindo, seu ganho será, com as aproximações habituais,

$$G = g_m \omega_0 L Q_0 = E_1 / E_0$$

onde Q_0 é o índice de mérito do circuito, na frequência de ressonância, e g_m é a transcondutância da válvula empregada, de grade de controle à placa.

Com a válvula bloqueada, o acoplamento se faz pela capacitância parasita grade-placa, C_{gp} . O "ganho" do estágio será, agora

$$G' = E_0/E_1 = Z_L / (Z_L - j/\omega_0 C_{gp})$$

onde Z_L é a impedância de carga. Mas, na frequência de ressonância e com a aproximação indicada,

$$Z_L = \omega_0 L Q_0$$

Portanto, tomando o módulo do ganho,

$$|G'| = \omega_0 L Q_0 / [(\omega_0 L Q_0)^2 + (1/\omega_0 C_{gp})^2]^{1/2}$$

A relação dos ganhos nos canais condutor e bloqueado é, pois,

$$r = |G/G'| = g_m [(\omega_0 L Q_0)^2 + (1/\omega_0 C_{gp})^2]^{1/2}$$

Com os heptodos empregados (6SA7), C_{gp} é muito pequeno, ao passo que o índice de mérito é relativamente baixo, para se obter a banda passante desejada. Portanto,

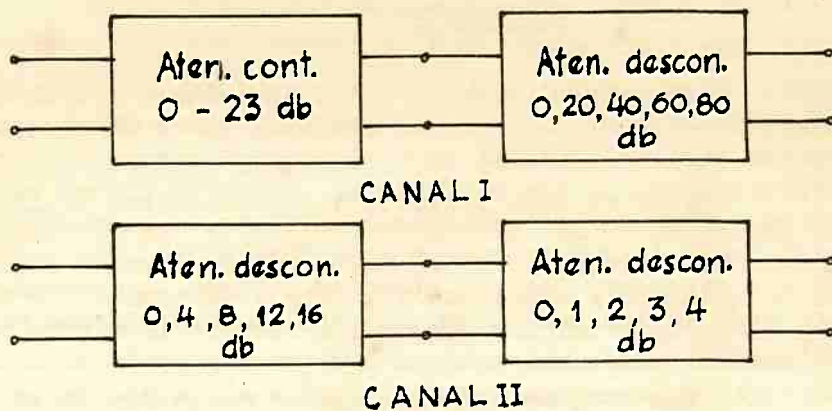
$$r \approx g_m / \omega_0 C_{gp}$$

Em nosso caso, $g_m = 1,3 \text{ mA/V}$, $C_{gp} = 1,06 \times 10^{-12} \text{ F}$ (incluindo 1 pF para capacidade parasita da fiação) e $\omega_0 = 2\pi \times 1,8 \times 10^6 \text{ rd/s}$. Portanto, segue-se

$$r \approx 100$$

ou

$$r(\text{db}) \approx 40 \text{ db}$$



CANAL II
Figura III.5

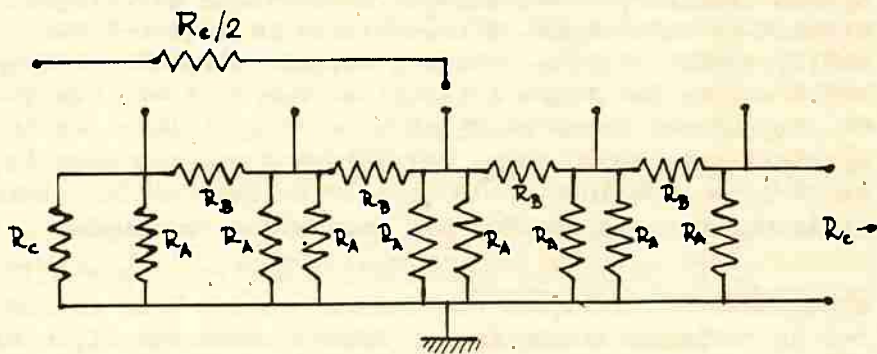


Figura III.6

Sendo e^θ a relação entre as tensões de entrada e saída de cada célula, as resistências se calculam pelas fórmulas⁽⁵⁾

$$(III.6) \quad R_A = R_C (e^{2\theta} - 1) / (2 e^\theta)$$

$$(III.7) \quad R_B = R_C (e^\theta + 1) / (e^\theta - 1)$$

A impedância entre os pontos comutados e a terra é igual a $R_C/2$, ou seja, 35 ohms; para tornar a impe-

dância de entrada igual a R_c , permitindo a associação em série, uma resistência de $R_c/2$ foi colocada em série na entrada do atenuador; introduz-se assim uma atenuação suplementar de 6 db, que é compensada no outro canal, não comparecendo nas medidas.

A construção mecânica dos atenuadores foi feita com grande cuidado. Em primeiro lugar, a fim de assegurar uma boa blindagem, as várias células do atenuador foram colocadas nos alveolos de um bloco em bronze fundido (fig. III.7), construído de modo a reduzir ao máximo os acoplamentos parasitas entre a entrada e a saída do atenuador. As resistências foram enroladas sobre plaquetas de mica de 10×15 mm, utilizando-se enrolamento bifilar ou Ayrton-Perry, conforme a quantidade de fio envolvida. Para os enrolamentos foi utilizado fio de níquel-cromo isolado com capa de seda, com 585 ohms/m. Ficando, assim, as resistências com pequeno número de espiras, de área mínima, reduzem-se bastante os parâmetros residuais. Todas as resistências foram feitas com uma tolerância máxima de 1% sobre o valor nominal. Sendo o coeficiente de temperatura do fio da ordem de 2×10^{-4} por °C, as variações de temperatura que se podem esperar não afetam sensivelmente a calibração dos atenuadores.

Também o efeito pelicular é desprezível, tendo-se em vista o pequeno diâmetro do fio. De fato, a relação da resistência em corrente alternativa para a resistência em contínuo é dada por

$$R_{CA}/R_{CC} = F(x)$$

com

$$x = 0,1585 \sqrt{f(Mc)/R_{CC}}$$

onde F é uma função tabelada⁽⁶⁾ e R_{CC} é a resistência, em corrente contínua, de 1 cm de fio (não magnético). No nosso caso, $f = 1,8$ Mc/s, $R_{CC} = 5,85$ ohms e, portanto,

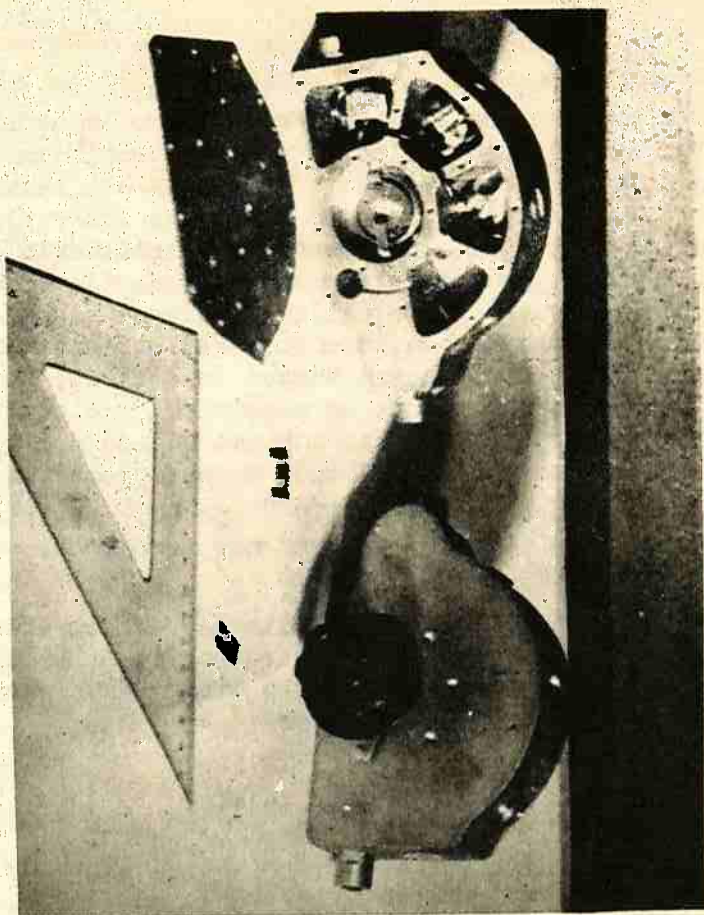


Figura III.7

$x \approx 0,088$. Segue-se

$$R_{CA}/R_{CC} < 1,0003$$

e o efeito pelicular é desprezível.

Oportunamente descreveremos os ensaios realizados para aquilatar o bom funcionamento dos atenuadores.

III.5.2 - Atenuador contínuo:

O atenuador contínuo é constituído por um quadripolo em π , realizado com elementos capacitivos (fig. III.8), com impedância de entrada constante.

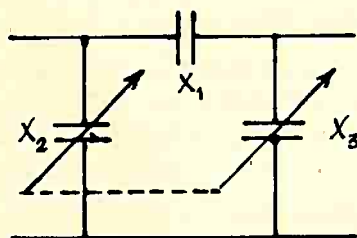


Figura III.8

Sendo X_1 , X_2 e X_3 as reatâncias dos capacitores, a impedância de entrada do atenuador será

$$(III.8) \quad Z_1 = jX_2(X_1 + X_3)/(X_1 + X_2 + X_3) = -jK$$

ou seja, o módulo da impedância de entrada é dado por

$$(III.9) \quad K = X_2(X_1 + X_3)/(X_1 + X_2 + X_3)$$

Indicando-se por X_{3M} e X_{3m} os valores máximo e mínimo da reatância X_3 , a atenuação máxima do atenuador calcula-se facilmente, resultando

$$(III.10) \quad \alpha = X_{3M}/X_{3m} (X_1 + X_{3m})/(X_1 + X_{3M})$$

Evidentemente, há um limite superior para a atenuação máxima, correspondente a $X_1 \rightarrow \infty$ (ou $C_1 \rightarrow 0$):

$$(III.11) \quad \alpha_m = X_{3M}/X_{3m}$$

O maior valor da atenuação máxima depende, pois, das capacitâncias máxima e mínima do capacitor variável u tilizado para realizar fisicamente X_3 .

Prefixadas a atenuação e a impedância de entrada, os elementos do atenuador se calculam facilmente, pelas fórmulas acima. Assim, fixado α (compatível com o variável utilizado), X_1 se obtém de (III.10); os valores de X_2 calculam-se, como função de X_3 e K , pela expressão que decorre de (III.9):

$$(III.12) \quad X_2 = K(X_1 + X_3)/(X_1 + X_3 - K)$$

Para realizar a impedância X_3 foi utilizado um capacitor variável de três seções, ligadas em paralelo e com os "trimmers" na posição de mínima capacitância; para X_2 foi utilizada uma associação em paralelo de capacitores de mica e um variável de 100 pF (máximo). O acoplamento mecânico entre X_2 e X_3 , que deve satisfazer a (III.12), foi obtido com um excêntrico com curvatura adequada. Na fig. III.9 apresenta-se uma fotografia do atenuador capacitivo, com a blindagem superior removida.

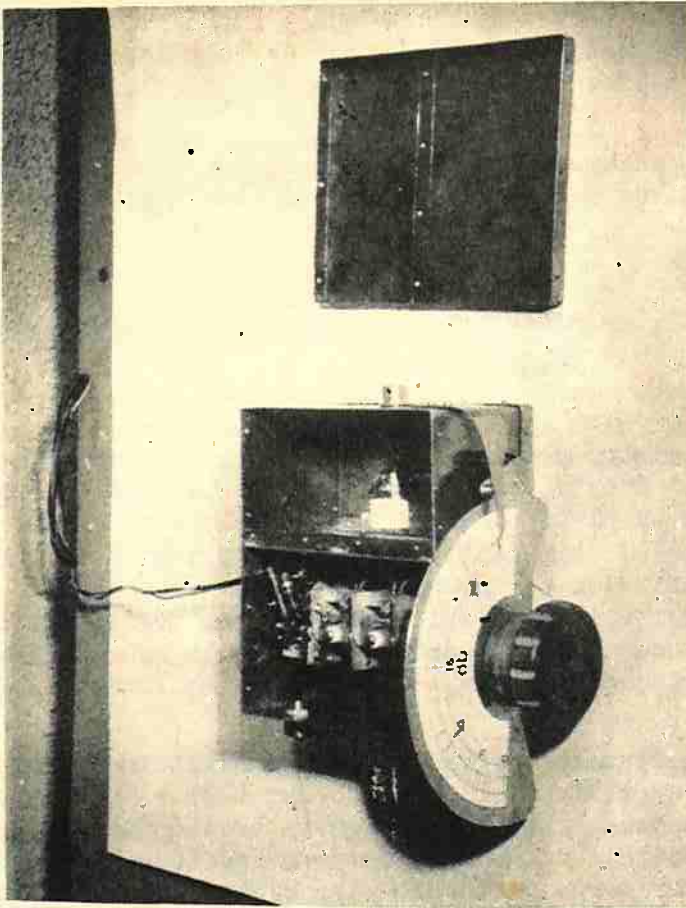


Figura III.9

Finalmente, a saída do atenuador deve enxergar uma impedância elevada. Essa impedância é constituída pela impedância de entrada de um amplificador com acoplamento catódico, montado diretamente sobre o capacitor variável. Com isso, a capacitância mínima correspondente a X_3 mantém-se muito baixa, ao passo que a impedância de saída do sistema atenuador + amplificador de acoplamento catódico também é baixa, permitindo a ligação de cabos coaxiais à saída.

A calibração e ensaio dos atenuadores capacitivos e resistivos serão descritos no último capítulo deste trabalho.

III.6 - Misturador e frequência intermediária (Figura III.10):

O misturador tem por fim reunir as saídas dos dois canais. Consta, simplesmente, de um duplo triodo (12AT7), com as placas ligadas em paralelo e as grades alimentadas pelos dois sistemas de atenuadores. A carga de placa é constituída por um transformador ressonante, em 1,8 Mc/s, amortecido convenientemente, para fornecer a banda passante adequada. No cátodo da válvula introduziu-se uma realimentação negativa, a fim de estabilizar o ganho do estágio.

A frequência intermediária, constituída por dois estágios de amplificação, com pentodos 6AG5 e transformadores ressonantes, obedece ao esquema tradicional. Foram empregadas bobinas com núcleo de pó magnético, eliminando, assim, condensadores variáveis para sintonia. Para melhorar a estabilidade do circuito as resistências de cátodo não foram desacopladas, introduzindo-se uma realimentação negativa. A banda passante necessária obtem-se amortecendo os circuitos ressonantes com resistores.

III.7 - Detetor:

Uma vez que o método de medida da absorção não

IV.2

b) na determinação de A, ou seja, na interpretação de resultados experimentais.

Começaremos a discussão pelo item (a).

IV.2 - Causas de erro na medida do decremento de absorção:

As principais causas de erro na medida do decremento de absorção são as seguintes:

- 1 - coeficiente de reflexão do solo e irregularidades do terreno;
- 2 - influência do rádio extraordinário;
- 3 - flutuações ("fading") de período curto;
- 4 - flutuações ("fading") de período longo;
- 5 - reflexões parciais e difusão;
- 6 - dispersão ionosférica;
- 7 - atenuação espacial;
- 8 - absorção seletiva;
- 9 - variações da "constante do equipamento";
- 10 - influência do ruído de fundo e interferências.

Estas causas de erro serão discutidas a seguir, procurando-se indicar os meios de reduzir seus efeitos ou as correções a serem introduzidas; em caso de impossibilidade de introduzir correções ou evitar os erros, procuraremos avaliar o máximo erro cometido, fixando, assim um limite para a precisão da medida.

IV.2.1 - Coeficiente de reflexão do solo e irregularidades do terreno:

No método que empregaremos, o cálculo do decremento de absorção se fará pelas fórmulas (II.9) ou (II.13).

Em ambos os casos, o cálculo exige o conhecimento de ϵ_r , coeficiente de reflexão do solo, seja diretamente, seja através da avaliação de E_0 .

O coeficiente de reflexão do solo, suposto plano e homogêneo, pode ser calculado, uma vez que se conheçam sua condutividade e constante dielétrica, nas frequências de operação. Não dispomos, presentemente, de tais dados. Além do mais, as constantes citadas variarão, sobretudo com o teor de umidade do solo. A fim de obter um limite superior para o erro introduzido por ϵ_r , seu valor foi determinado nas várias frequências, admitindo valores bastante desfavoráveis da condutividade e constante dielétrica do solo. Esta determinação foi feita por meio de gráficos publicados⁽¹⁾ e os resultados constam do quadro abaixo:

Coeficiente de Reflexão do Solo

f (Mc/s)	$\sigma = 4 \times 10^{-14} \text{ uem}$ $\epsilon_r = 4$	$\sigma = 2 \times 10^{-14} \text{ uem}$ $\epsilon_r = 10$	$\sigma = 4 \times 10^{-14} \text{ uem}$ $\epsilon_r = 10$
2	0,78	0,67	0,70
4	0,70	0,60	0,67
6	0,65	0,55	0,63
8	0,60	0,54	0,60
10	0,53	0,53	0,58

Este quadro mostra que podemos esperar, sempre, um coeficiente de reflexão do solo maior que 0,50, o que daria um erro inferior a 6 db. De fato, esta avaliação é por demais pessimista; durante a noite, quando a absorção ionosférica é pequena e há pouca difusão, é frequente observar-se, em São Paulo, 5, 6 ou mesmo 10 ecos, o que seria impossível com uma perda de 6 db em cada reflexão no solo. Rawer⁽²⁾, baseando-se em observações análogas, estima a perda por reflexão no solo em 1 ou 2 decibels. Provisoriamente, adotaremos este último valor como limite máximo do erro introduzido pelo coeficiente de reflexão do solo.

As considerações acima são suficientes para considerar a influência do solo nas medidas de absorção, se este for plano e homogêneo, dentro de um círculo de 10 km

IV.4

de rádio, pelo menos, em torno da estação emissora.

Se o solo for irregular, a reflexão será mais ou menos difusa; em casos extremos, o solo poderá funcionar como refletor côncavo ou convexo, contribuindo para falsear a medida da absorção. A estação ionosférica de São Paulo está situada em terreno bastante acidentado e irregular, de modo que não é possível avaliar-se uma correção devida à irregularidade do solo. Mas devemos observar que tais irregularidades contribuem para reduzir o coeficiente de reflexão aparente do solo; pelo que já foi dito acima, este coeficiente, na estação de São Paulo, é bastante elevado, de modo que poderemos adotar 2 db como erro máximo, mesmo levando em conta as irregularidades do solo.

Finalmente, notemos que, em princípio, o coeficiente de reflexão aparente do solo pode ser determinado experimentalmente, quando a absorção ionosférica for muito pequena. De fato, fazendo $\delta_s \approx 0$ em (II.9), obtemos

$$(IV.3) \quad -20 \log \rho_r = \Delta \text{ (db)} - 6$$

onde Δ é a atenuação para igualar as amplitudes dos primeiros ecos. Praticamente, no entanto, esta medida é difícil, pois o "fading", sempre presente à noite, pode dar variações de amplitude superiores a 10 db, valor certamente superior a Δ ; ao se observarem os ecos múltiplos em condições de baixa absorção verifica-se que, comumente, é cos de ordem superior com amplitudes maiores que os de ordem inferior, durante parte do tempo.

IV.2.2 - Influência do rádio extraordinário:

As medidas de observação ionosférica referem-se, sempre, à componente ordinária da onda eletromagnética. Como, habitualmente, recebem-se as duas componentes, introduz-se um erro devido à presença da onda extraordinária.

Nas estações de latitudes temperadas, usualmente este erro é desprezível, pois a componente ordinária é

mais atenuada que a extraordinária, como se verifica de (I.7). Além do mais, como as duas componentes estão sujeitas a variações de amplitudes não correlacionadas, a amplitude total é praticamente igual à amplitude do eco mais forte⁽³⁾.

Em São Paulo, a situação é mais desfavorável, pois a girofrequência e a inclinação magnética são pequenas, donde uma menor diferença entre as absorções dos raios ordinário e extraordinário. Vamos calcular, a seguir, as correções a serem efetuadas no decremento de absorção e em E_o , em função da relação ρ_x/ρ_o , coeficiente de reflexão do raio extraordinário sobre o do raio ordinário.

Consideremos o caso em que os dois primeiros ecos são observados, para determinar δ_a ou E_o .

Se a amplitude total do eco resulta da soma de duas componentes não correlacionadas, o valor médio quadrático da amplitude total é a soma dos valores médios quadráticos das componentes:

$$(IV.4) \quad \begin{cases} E_{1T}^2 = E_{1o}^2 + E_{1x}^2 \\ E_{2T}^2 = E_{2o}^2 + E_{2x}^2 \end{cases}$$

onde os índices T, o, e x indicam, respectivamente, as amplitudes: total, do raio ordinário e do raio extraordinário.

Tendo em vista (II.1) e (II.4) e admitindo $\rho_r \neq 1$, vêm:

$$(IV.5) \quad \begin{cases} E_{1T}^2 = \rho_o^2 E_o^2 / 4H^2 + \rho_x^2 E_o^2 / 4H^2 \\ E_{2T}^2 = \rho_o^4 E_o^2 / (4H)^2 + \rho_x^4 E_o^2 / (4H)^2 \end{cases}$$

Destas equações seguem-se:

IV.6

$$(IV.6) \quad \begin{cases} E_{1T}^2/E_{10}^2 = 1 + \rho_x^2/\rho_o^2 \\ E_{2T}^2/E_{20}^2 = 1 + \rho_x^4/\rho_o^4 \end{cases}$$

Substituindo, em (II.5) e (II.6), E_1 e E_2 pelos valores correspondentes aos raios ordinários, tirados das expressões acima, obtemos:

$$(IV.7) \quad E_{20}/E_{10} = \frac{E_{2T}}{E_{1T}} \sqrt{\frac{1 + \rho_x^2/\rho_o^2}{1 + \rho_x^4/\rho_o^4}}$$

$$(IV.8) \quad E_o = H \frac{E_{1T}^2}{E_{2T}} \frac{\sqrt{1 + \rho_x^4/\rho_o^4}}{1 + \rho_x^2/\rho_o^2}$$

Evidentemente, os fatores de correção serão:

a) para a determinação do coeficiente de reflexão:

$$(IV.9) \quad \eta = \sqrt{\frac{1 + \rho_x^2/\rho_o^2}{1 + \rho_x^4/\rho_o^4}}$$

b) para a determinação de E_o :

$$(IV.10) \quad \xi = \sqrt{1 + \rho_x^4/\rho_o^4} / (1 + \rho_x^2/\rho_o^2)$$

Na figura (IV.1) representamos as funções $\eta(\rho_x/\rho_o)$ e $\xi(\rho_x/\rho_o)$. Verifica-se que o erro no coeficiente de reflexão é sempre inferior a 10%, a que corresponde um erro inferior a 1 db em δ_a . Exceto em casos especiais, esta correção poderá ser desprezada.

A correção em E_o é mais importante, podendo atingir a quasi 30 %, ou seja, cerca de 2,3 db. Deve, portanto, ser efetuada. Para isso, se torna mais simples exprimir o coeficiente de correção em função da frequência. Isto se faz facilmente, observando que, por (I.7), a relação entre os coeficientes de absorção (não seletiva) dos raios ordinário e extraordinário é

$$(IV.11) \quad \rho_x/\rho_o = (f - f_L)^2 / (f + f_L)^2$$

Em São Paulo

$$f_L = f_H \cos \alpha = 0,662 \cdot \cos 69,5^\circ = 0,232 \text{ Mc/s.}$$

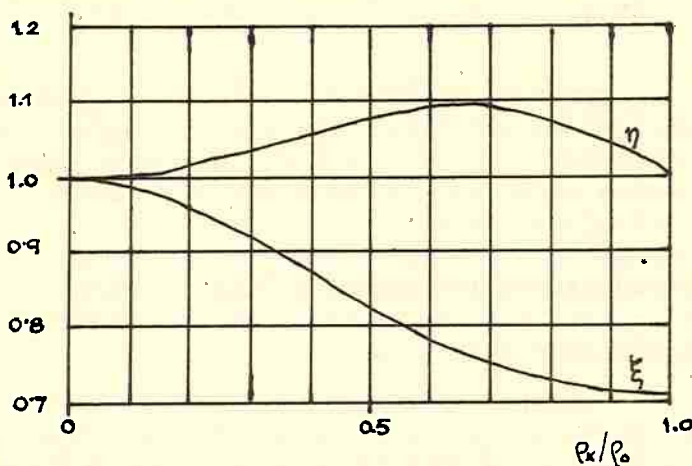


Figura IV.1

IV.8

Entrando com este valor em (IV.11) determina-se ρ_x/ρ_0 em função da frequência. Com o auxílio da curva da fig. IV.1 obtemos a função $\xi(f)$, que vem representada na fig. IV.2.

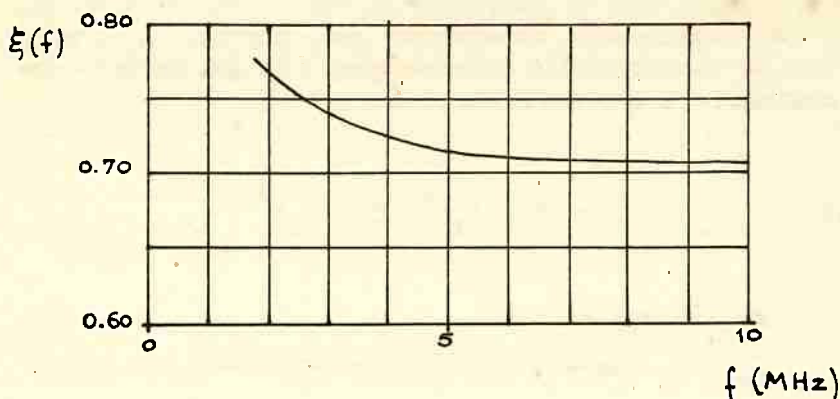


Figura IV.2

IV.2.3 - Flutuações de período curto:

Observando-se um eco recebido da ionosfera, verifica-se que sua amplitude apresenta variações que podem atingir mais de 10 db, num período de alguns segundos. Tais flutuações estão sempre presentes e se devem a várias causas: interferência das ondas ordinária e extraordinária, variação da polarização dos ecos recebidos, presença de inhomogeneidades na ionosfera, etc. A essa flutuação de curto período soma-se, ainda, outra de período longo, que será estudada mais tarde.

Estudos estatísticos das flutuações de curto período mostraram que as amplitudes podem ser representadas por uma componente constante, somada a uma componente ao

acaso. Resulta uma distribuição quasi normal de amplitudes (ver ref. 3, paragr. IV.4.2).

As características de flutuação do primeiro eco variam durante o dia e são distintas daquelas correspondentes aos demais ecos. Isto pode introduzir um erro de alguns decibels na medida do decremento de absorção, variável conforme a hora. Uma vez que a correção desse erro depende do estudo, a longo prazo, das características estatísticas das flutuações, não a faremos nas medidas prévias que constam deste trabalho.

A influência das flutuações a curto período será eliminada efetuando-se uma série de 15 a 20 observações durante um período de 2 a 3 minutos, em cada frequência. A mediana (ou a média) dos valores obtidos será adotada como valor representativo da sequência, seguindo-se, assim, a prática utilizada pelos demais serviços. Posteriormente, estudos serão realizados para precisar este ponto.

IV.2.4 - Flutuações de período longo:

Além das flutuações de período curto, há ainda flutuações de período longo, da ordem de alguns minutos. Tais flutuações são atribuídas^(3,4) a fenômenos de focalização ou desfocalização, devido à presença de ondulações nas camadas ionosféricas. Como tais ondulações se deslocam horizontalmente além de, provavelmente, modificarem sua forma, verifica-se que haverá modificações na amplitude de dos ecos recebidos. O estudo dessas flutuações pode fornecer indicações sobre estes tipos de irregularidades e movimentos da ionosfera.

Rawer e Argence⁽⁵⁾ estudaram o caso em que as ondulações ionosféricas são senoidais e cilíndricas. Só o raio de curvatura da superfície refletora é importante, e a amplitude de um eco de ordem p é dada por

$$(IV.12) \quad E_p = E_0 \frac{r_r}{2pH} \frac{1}{\sqrt{|1 - pH/r|}}$$

IV.10

onde H é a altura da camada ionizada e r é o seu raio de curvatura. O efeito de curvatura só é importante quando $r = pH$ (condição de focalização).

Pela expressão acima, o raio de curvatura pode ser determinado pela comparação da amplitude de três ecos sucessivos. Como ordem de grandeza, Rawer indica um valor mediano de 700 km para o raio de curvatura da camada F.

Infelizmente, como a curvatura das camadas ionosféricas só excepcionalmente é regular, o cálculo acima poderá ser feito apenas em situações muito particulares.

Para eliminar o efeito das flutuações de período longo, o único recurso será prolongar as observações durante alguns ciclos da flutuação, isto é, algumas dezenas de minutos. É evidente que essa observação demorada é inconveniente, pois a absorção poderá variar sensivelmente neste intervalo de tempo. Piggott⁽³⁾ indica uma correção possível, através da comparação das amplitudes máxima e mínima durante um ciclo de "fading", reduzindo, assim, à metade a duração das observações.

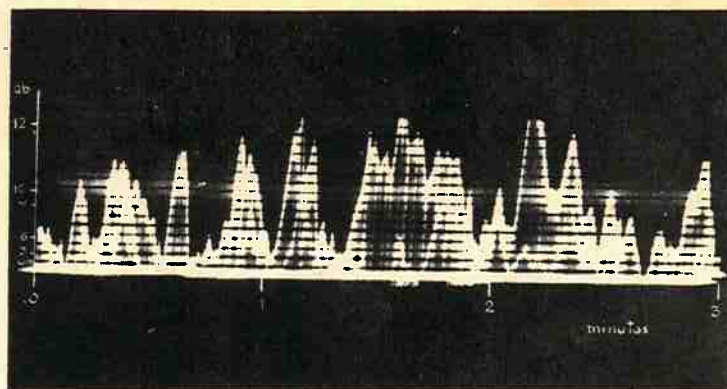
Nas medidas de rotina não é possível efetuar observações demoradas a fim de eliminar com certeza o efeito das flutuações de longo período. O que se faz, em geral, é repetir as observações em cada frequência, depois de 5 ou 10 minutos.

A fim de fornecer uma idéia sobre a influência dos "fadings" de período curto e longo apresentamos, na figura IV.3, exemplos de registro de amplitudes de ecos.

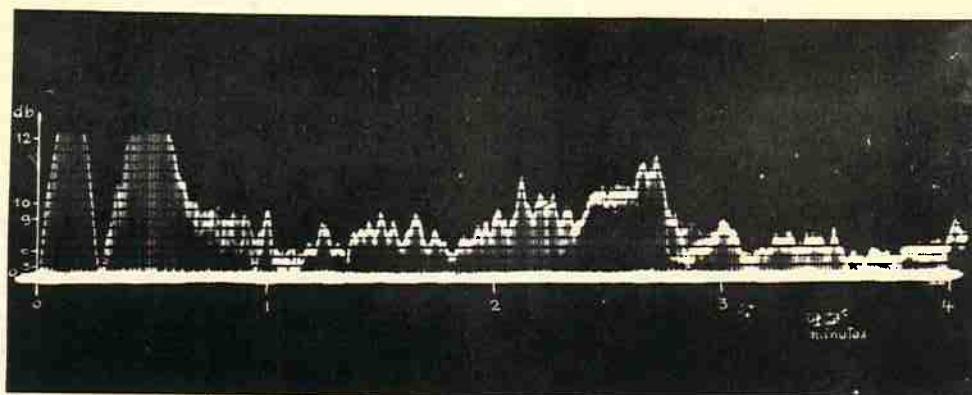
IV.2.5 - Reflexões parciais e difusão:

Quando uma onda eletromagnética incide sobre uma camada ionizada, de espessura comparável com o comprimento de onda, há uma reflexão parcial, em contraposição à reflexão total que se dá em camadas espessas com relação ao comprimento de onda⁽⁶⁾.

A energia que atravessa a camada delgada é, comumente, refletida por uma camada superior, resultando dois



Amplitude do éco 1xF
28/1/57, 07.30 H



Amplitude do éco 1xF
4/2/57, 06.30 H

Figura IV.3

IV.12

écos de alturas diversas. Em geral a camada delgada — camada E esporádica — se forma mais ou menos na altura da camada E.

Evidentemente, a presença dessa situação impede a medida do decremento de absorção. No entanto, se a absorção entre as duas camadas refletoras fôr pequena, pode-se determinar o coeficiente de reflexão parcial, ρ_p , da camada delgada⁽³⁾ através da medida das amplitudes dos dois écos e das alturas de reflexão. Tem-se, então,

$$(IV.13) \quad \rho_p = H_E E_E / (H_F E_F + H_E E_E)$$

onde os índices E e F se referem as camadas delgadas e espessa, respectivamente,

As amplitudes correspondentes ao modo dominante, se o outro não existisse, podem-se obter multiplicando as amplitudes correspondentes por $1/\rho_p$ ou $1/(1 - \rho_p)$, conforme o modo de reflexão inferior ou superior fôr dominante.

Esta correção é válida quando a camada delgada fôr homogênea, o que nem sempre acontece. Tudo indica que, habitualmente, a camada E esporádica é não homogênea e turbulenta. A presença das inhomogeneidades acarreta, além da reflexão parcial, uma reflexão difusa, em que a energia é distribuída em todas as direções. Em geral o diagrama de difusão é tal que a maioria da energia difundida prossegue dentro de um cône, de abertura relativamente estreita, com o eixo na direção da onda incidente. A energia difundida para trás é pequena, de modo que não se pode detetar, com as ionosondas habituais, écos dessa camada. A componente difundida, no entanto, reduz a energia disponível para as reflexões regulares, ocasionando um aumento aparente de absorção.

A influência da difusão na medida da absorção pode verificar-se quando há camada E esporádica visível em frequências baixas; mesmo em frequências elevadas, em que os écos de E não mais aparecem, verifica-se um aumento da absorção aparente.

Por medida de precaução, procuraremos evitar me

didadas de absorção quando houver camada E esporádica, por enquanto. Mais tarde, procuraremos verificar a influência dessa camada nas medidas de absorção.

IV.2.6 - Dispersão ionosférica:

Como se sabe, o espectro de frequências de um trem de onda relativamente curto, como os utilizados nos estudos de ionosfera, é quasi contínuo, isto é, comparece um grande número de frequências, centradas em torno da frequência portadora. Sendo a ionosfera um meio dispersivo, ou seja, cujo índice de refração é função da frequência, as várias componentes propagam-se com velocidades de fase diferentes de modo que, ao sair da ionosfera, após reflexão, não se encontram mais com as relações de fase convenientes para sintetizar um pulso análogo ao incidente. Praticamente, se um pulso estreito, com bordas bem definidas, incide na ionosfera calma, o pulso refletido tem maior duração e bordas mal definidas⁽⁷⁾.

Naturalmente, a presença da dispersão, falseando a medida da amplitude dos pulsos, introduz um erro na medida da absorção. O inconveniente pode ser contornado aumentando-se a duração dos pulsos emitidos, até que a amplitude dos pulsos refletidos atinja um valor constante. Segundo Piggott, é suficiente utilizar durações de 150 a 200 micro-segundos, para ecos que não sofrem demasiada retardação de grupo, e até 300 micro-segundos neste último caso.

Considerando que uma retardação de grupo importante está associada a absorção seletiva, parece-nos justificado utilizar uma duração de pulsos de 200 micro-segundos. Nessas condições, o sondador ionosférico foi adaptado para fornecer pulsos com essa duração, além dos pulsos de 100 micro-segundos, normalmente utilizados.

IV.2.7 - Atenuação espacial:

A amplitude do campo das ondas eletromagnéticas,

ao se propagarem no espaço, se reduz com o inverso da distância à fonte. Na ionosfera a velocidade de grupo se modifica e o caminho virtual é diferente da trajetória geométrica. É preciso saber, então, qual a correção para a atenuação espacial a ser empregada nas medidas de absorção. Pelo teorema de Breit e Tuve (ver Jouaust⁽⁸⁾), a correção deve ser feita considerando-se a altura virtual de reflexão e não a altura real. De fato há aí uma aproximação envolvida, pois o teorema citado não considera o efeito do campo magnético terrestre; a atenuação espacial depende, em segunda aproximação, da distribuição eletrônica na ionosfera. Segundo Piggott⁽³⁾, no entanto, o erro cometido considerando-se a altura virtual para o cálculo da absorção, é desprezível, exceto na vizinhança das frequências críticas, onde a retardação de grupo é grande. Ora, nessas frequências a absorção seletiva é grande, de modo que procuraremos evitá-las nas medidas. Justifica-se assim a utilização das alturas virtuais de reflexão como adequadas para descrever a atenuação espacial. Estas alturas serão obtidas de ionogramas feitos no início, durante ou no fim das medidas de absorção.

IV.2.8 - Absorção seletiva:

A absorção não seletiva é, em geral, muito maior que a seletiva. Excetuam-se apenas os casos em que: (a) a frequência utilizada for muito vizinha da frequência crítica de uma das camadas ionosféricas; (b) a absorção não seletiva for muito pequena, como durante a noite.

A possibilidade de absorção seletiva forte, em uma dada frequência, pode ser avaliada pelo exame do ionograma obtido próximo à hora da medida de absorção. De fato, a teoria magneto-iônica mostra que a absorção seletiva só é importante nas regiões em que a altura virtual varia rapidamente com a frequência⁽³⁾; o exame do ionograma mostra facilmente essa variação.

A correção devida à absorção seletiva na camada E foi calculada por Rawer e Bibl⁽⁹⁾. Não trataremos aqui dessa correção pois, ao menos nas medidas preliminares que constam deste trabalho, excluiremos os casos de absorção

seletiva considerável pelo exame dos ionogramas correspondentes. Só futuramente, quando tivermos acumulado número considerável de observações, trataremos de introduzir essa correção.

IV.2.9 - Variação da constante do equipamento, E_0 :

A constante do equipamento, E_0 , intervem apenas nas medidas com um só éco. Já discutimos atrás as causas inerentes à ionosfera que contribuem para sua variação. Nesta seção trataremos apenas das contribuições para variação de E_0 decorrentes do equipamento.

No método de medida que utilizamos, a constante do equipamento poderá variar por: (a) variação da potência irradiada; (b) variação do ganho do receptor.

A potência irradiada poderá modificar-se por uma série de razões: flutuação da tensão da rede de alimentação, variação do ganho nos vários estágios do transmissor, ligeiras modificações na sua sintonia, variação das características da antena (incluindo o solo, como refletor). No equipamento utilizado, as tensões de alimentação são estabilizadas por meio de "Stabilovolts", de modo que não variam sensivelmente; a potência fornecida à antena pode ser avaliada, ao menos relativamente, pela medida da corrente de antena. O controle dessa corrente mostra que a potência transmitida à antena não varia sensivelmente. Note-se que uma redução à metade da potência irradiada corresponderia a uma variação de 3 db em E_0 ; tais variações, em períodos de algumas semanas, não são observadas, não se introduzindo assim erro sensível.

Não podemos controlar atualmente a variação das características da antena que, aliás, influirão também no ganho total do receptor; só um estudo estatístico de longa série de observações poderá dar indicações a esse respeito, se fôr possível eliminar a variabilidade das características ionosféricas. Dado, porém, o valor elevado do coeficiente de reflexão do solo, podemos afirmar que sua variação não influirá sensivelmente sobre a potência irra

diada. Tais variações, se sensíveis, traduzir-se-iam por modificações na impedância de antena e, portanto, na sintonia do estágio de potência do sondador. Estas variações não foram ainda observadas, justificando-se, assim, a afirmação acima.

Todas as precauções foram tomadas para evitar flutuações sensíveis de ganho do receptor, através de construção cuidadosa e estabilização da alimentação. No entanto, a fim de precaver-nos contra variações de ganho inesperadas, diariamente é feita uma medida de ganho do receptor, empregando um gerador de sinais. Pelos resultados a serem descritos no último capítulo, verifica-se que essas flutuações não são importantes.

Resumindo, cremos poder afirmar que as causas internas ao equipamento contribuem de maneira desprezível para a variação da constante do equipamento, ao menos em face das variações decorrentes de fenômenos ionosféricos. De fato, é bem sabido que a constante do equipamento sofre uma variação diurna, devido a fenômenos ionosféricos(3,10). Estas variações se devem sobretudo às flutuações (fading) de período longo e curto.

IV.2.10 - Influência do ruído de fundo e interferências:

Ao observar, no oscilógrafo, a saída do receptor, verifica-se sempre que o sinal vem acompanhado de ruído; nas frequências utilizadas para a medida de absorção esse ruído provém, em sua quasi totalidade, da atmosfera (na ausência de ruídos produzidos pelo homem). A presença do ruído falseia a leitura da amplitude dos pulsos, o que é sobretudo importante ao se fazer a medida com um só eco. Quando se utilizam dois ecos sucessivos, muitas vezes a amplitude do segundo eco é comparável com a amplitude média dos ruídos. Torna-se necessário, então, verificar, quantitativamente, até que ponto a presença dos ruídos interfere com as medidas; resolvido esse problema, poderemos fixar um limite mínimo da relação sinal-ruído, compatível com a precisão desejada.

Para resolver o problema aproximadamente, faremos as seguintes hipóteses:

- a) o ruído é um ruído ao acaso;
- b) a detecção é linear;
- c) consideraremos dois regimes permanentes: durante a duração do pulso e fora dela.

A primeira hipótese é satisfatoriamente verificada pelos ruídos atmosféricos. Quanto à segunda, envolve uma aproximação pois, em condições de pequeno ruído, não estaremos na região linear da característica de detecção; como se trata apenas de avaliar uma correção, justifica-se a introdução dessa hipótese que, aliás, torna o cálculo possível. Finalmente, a terceira hipótese se justifica por ter o pulso um grande número (da ordem de centenas) de ciclos da portadora.

A componente contínua da corrente num detetor meia-onda, devida somente ao ruído, é dada por⁽¹¹⁾

$$(IV.14) \quad I_c = 0,4 \alpha \sqrt{e_N^2}$$

onde $\overline{e_N^2}$ é o valor médio quadrático da tensão de ruído e α é a constante de detecção. A amplitude média do ruído, observada ao oscilógrafo, será, aproximadamente, proporcional à corrente I_c .

Estando presentes a portadora e o ruído, a componente contínua da corrente no detetor será

$$(IV.15) \quad I_{cs} = \alpha \sqrt{\frac{e_N^2}{2\pi}} \left\{ \exp\left(-\frac{K^2}{2e_N^2}\right) \cdot \left[\left(1 + \frac{K^2}{2e_N^2}\right) I_0\left(\frac{K^2}{4e_N^2}\right) + \frac{K^2}{2e_N^2} I_1\left(\frac{K^2}{4e_N^2}\right) \right] \right\}$$

onde K é a amplitude da portadora, I_0 é a função de Bessel modificada de primeira espécie e ordem zero e I_1 a fun

ção de Bessel modificada de primeira espécie e ordem 1. A função entre colchetes (que indicaremos a seguir por $F(K/\sqrt{2\bar{\epsilon}_N^2})$) está representada gráficamente na obra citada de Goldman (pg. 247), em função de $K^2/2\bar{\epsilon}_N^2$ ou seja, o quadrado da relação sinal-ruído.

No mesmo detetor, a corrente devida só à portadora seria

$$(IV.16) \quad I_s = \alpha K/\pi$$

A relação das correntes, com ruído e sem ruído, será

$$r = I_{cs}/I_s = \frac{\sqrt{\pi}}{2} \cdot \frac{\sqrt{2\bar{\epsilon}_N^2}}{K} \cdot F(K/\sqrt{2\bar{\epsilon}_N^2}) \quad \therefore$$

$$(IV.17) \quad r \approx 0,89 \frac{\sqrt{2\bar{\epsilon}_N^2}}{K} \cdot F(K/\sqrt{2\bar{\epsilon}_N^2})$$

Extraíndo a função F do gráfico citado, calculam-se os seguintes valores de r :

$K/\sqrt{2\bar{\epsilon}_N^2}$	= 0,71	1,00	1,41	1,73	2,00	2,24
F	= 1,25	1,40	1,85	2,10	2,40	2,65
r	= 1,57	1,24	1,16	1,07	1,06	1,05

Portanto, para relações sinal-ruído maiores que 2 a correção na amplitude será inferior a 1 db. Adotaremos este valor como limite nas medidas. É claro que este cálculo envolve simplificações um tanto drásticas; adotando 2 como mínima relação sinal-ruído, introduzimos uma margem de segurança razoável.

Quanto às interferências, são sempre danosas, im possibilitando a medida, quando fortes. Neste caso é necessário mudar de frequência de operação. Muitas vezes uma das principais dificuldades da medida de absorção con-

siste em encontrarem-se os canais livres para operar.

IV.3 - Determinação da característica de absorção, A:

Como já dissemos, a absorção não seletiva se de fine pela característica de absorção, A. Na medida, no en tanto, determinamos uma série de valores de δ_a , em várias frequências, isto é, $\delta_a(f)$. Vamos supor, inicialmente, que os casos de absorção seletiva excessiva já foram excluídos pelo exame do ionograma ou corrigidos de maneira adequada. Tendo em vista o caráter estatístico das medidas de δ_a , torna-se necessário estabelecer um processo que forneça o valor mais provável de A.

O método mais simples é o processo gráfico indicado por Piggott⁽³⁾: os valores medidos de δ_a , devidamente corrigidos, são representados num reticulado cartesiano funcional em que a escala vertical é regular em δ_a ao passo que a horizontal é uma escala funcional em $(f + f_L)^{-2}$. Com a anamorfose assim realizada a equação (IV.2) é representada por uma reta, cujo coeficiente angular fornece a característica de absorção. O método apresenta a vantagem de dar maior peso às medidas em frequências baixas, pois a escala horizontal é mais dilatada nessa região.

Esta anamorfose tem, porém, uma desvantagem: a escala horizontal varia muito rapidamente. Para obviar a esse inconveniente, convém modificar um pouco o processo de Piggott, utilizando um reticulado funcional em $\sqrt{\delta_a}$ e $(f + f_L)^{-1}$. De fato, extraíndo a raiz quadrada de IV.2, vem

$$(IV.18) \quad \sqrt{\delta_a} = \sqrt{A} / (f + f_L)$$

de modo que os valores experimentais de δ_a , representados sobre o reticulado funcional indicado, definem uma re

ta passando pela origem, cujo coeficiente angular fornece a característica de absorção.

A determinação de A se pode fazer rapidamente, graduando uma reta vertical. De fato, a interseção da reta IV.18 com uma vertical

$$f + f_L = \text{cte.}$$

fornece, imediatamente,

$$\sqrt{A} = \sqrt{\delta_a} \cdot \text{cte.}$$

Fazendo $f + f_L = \sqrt{20}$, obtém-se

$$A = 20 \delta_a$$

e a própria escala de δ_a serve para a determinação de A.

Na figura IV.4 representa-se o reticulado a ser utilizado nas medidas de rotina; a reta muda que fornece A está representada em traço interpontilhado.

Com o auxílio deste reticulado a determinação da característica de absorção se faz, praticamente, da seguinte maneira:

- a) os valores medidos de δ_a são representados sobre o reticulado;
- b) ajusta-se uma reta média aos pontos acima, passando pela origem e abandonando, eventualmente, pontos discordantes (valores contaminados por absorção seletiva);
- c) lê-se o valor de δ_a correspondente à interseção da reta média com a linha interpontilhada;
- d) o valor acima, multiplicado por 20, fornece a característica de absorção, em $\text{db} \times \text{MHz}^2$.

Neste modo de operar conserva-se a vantagem do método de Piggott, isto é, dar maior peso às frequências baixas; o inconveniente das escalas funcionais é removido

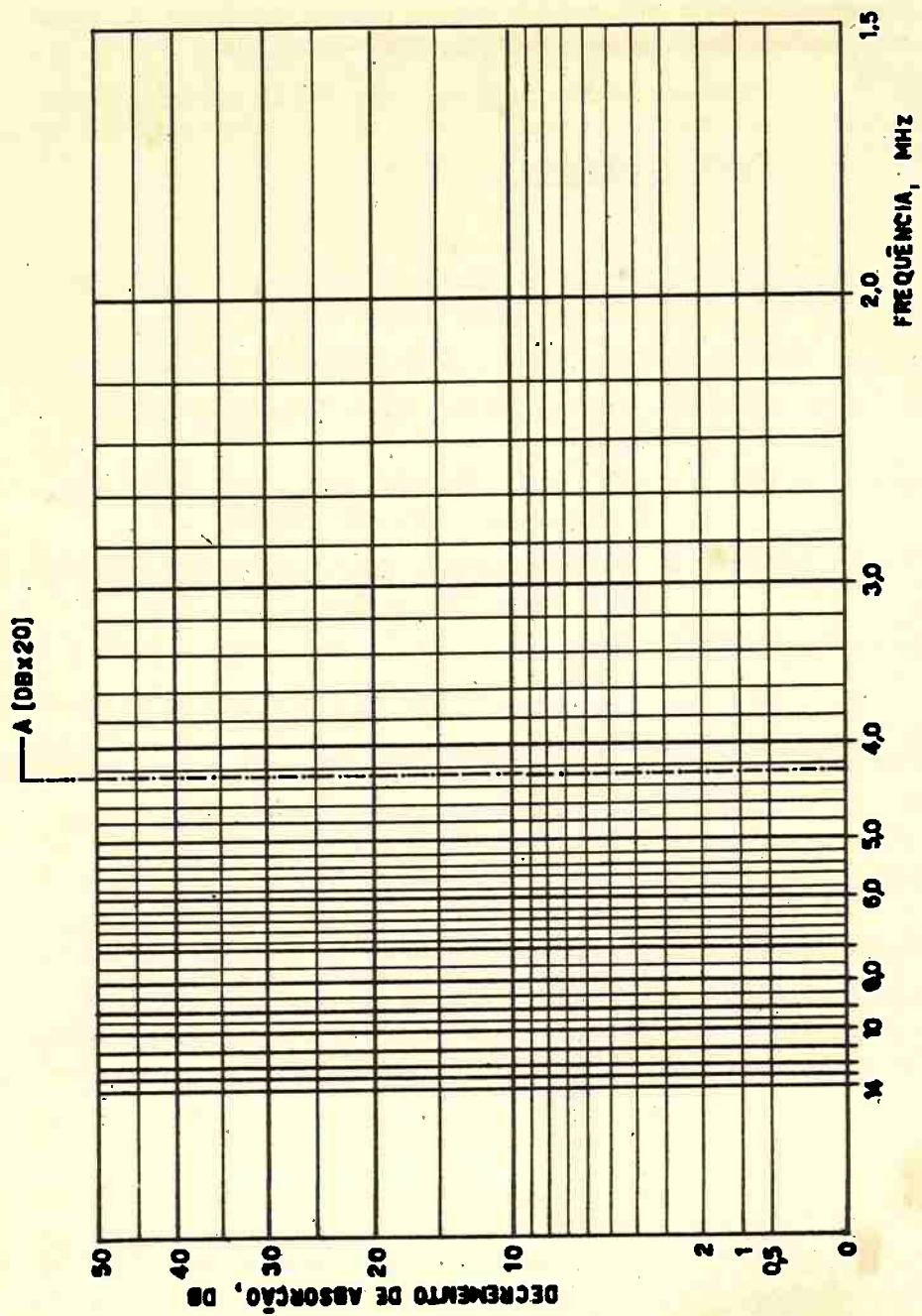


FIGURA IV.4

desenhando-se o reticulado com o número de sub-divisões suficiente para fornecer a precisão desejada.

BIBLIOGRAFIA DO CAPÍTULO IV:

- 1 - F.E. TERMAN, "Radio Engineer's Handbook", pgs. 700 ss. (McGraw, New York, 1943)
- 2 - K. RAWER, "Journ. Atmos. Terr. Phys.", 2, 38-50 (1951)
- 3 - W.R. PIGGOTT, Proc. I.E.E., part III, 100, 61-72 (1953)
- 4 - K. RAWER, K. BIBL e E. ARGENCE, Mem. Soc. Roy. Sci. (Liège), 12, 296-280 (1952)
- 5 - K. RAWER e E. ARGENCE, Comp. Rend. Acad. Sci. (Paris), 239, 1066-1067 (1954)
- 6 - D.R. HARTREE, Proc. Camb. Phil. Soc., 25, -120 (1929)
K. RAWER, Ann. der Phys., 35, 385 (1939)
- 7 - O.E.H. RYDBECK, Trans. Chalmers Uni. n° 3, pgs. 18 ss. (1942)
- 8 - R. JOUAUST, "L'Ionosphère", pg. 19 (Ed. de la Rev. d'Optique, Paris, 1946)
- 9 - K. BIBL e K. RAWER, Jour. Atmos. Terr. Phys., 2, 51-65 (1951)
- 10 - A. OCHS, Arch. Elektr. Übertr., 8, 535-544 (1954)
- 11 - S. GOLDMAN, "Frequency Analysis, Modulations and Noise", pgs. 245 ss. (McGraw, New York, 1948)

CAPÍTULO V

TÉCNICA DAS MEDIDAS DE ABSORÇÃO

V.1 - Introdução:

Neste capítulo apresentam-se os ensaios realizados para assegurar o bom funcionamento da aparelhagem para a medida da absorção, bem como alguns resultados de medidas realizadas.

O equipamento utilizado na medida compõe-se do sondador ionosférico KRSDE-22 e do sistema receptor descrito atrás. Não serão expostos aqui os numerosos ensaios realizados semanalmente no sondador ionosférico, a fim de assegurar a continuidade e comparabilidade das medidas ionosféricas realizadas, uma vez que não se referem especificamente ao sistema descrito neste trabalho. Apenas são discutidos aqui os ensaios do sistema receptor, dando-se ênfase especial àqueles destinados a avaliar o grau de precisão das medidas. Também serão discutidos os ensaios globais, cujo escopo é detetar ocasionais defeitos na aparelhagem.

Em seguida será exposta a técnica utilizada nas medidas; essa técnica, naturalmente, está sujeita a revisões que, eventualmente, se imponham após um período mais dilatado de observações.

Finalmente, a título de exemplo, serão apresentados alguns resultados de medidas, bem como sua interpretação em face da teoria exposta.

V.2 - Ensaio dos atenuadores:

Como já foi observado, a precisão das medidas depende, essencialmente, da qualidade dos atenuadores. Uma vez que não há, em São Paulo, atenuadores padrão que pudessem ser comparados com os descritos neste trabalho, foi realizada uma série de ensaios, tendentes a estabelecer

as condições de seu funcionamento.

Inicialmente, foram realizadas medidas cuidadosas da atenuação, com um potenciômetro, e da resistência de entrada, com uma ponte precisa, em corrente contínua. Em seguida, outras medidas foram realizadas em 1000 c/s e em rádio-frequência (estas menos precisas), a fim de verificar até que ponto a calibração em corrente contínua se mantém em frequências altas. Seria desejável, também, fazerem-se medidas de impedância dos atenuadores em rádio-frequência; estas medidas não foram feitas por falta de a parelha adequada.

As medidas de atenuação em corrente contínua foram feitas com um potenciômetro Leeds & Northrup, tipo K1; as resistências em corrente contínua e impedâncias em 1000 c/s foram determinadas com a ponte de impedâncias Cambridge, tipo universal, de alta precisão. Finalmente, as medidas de atenuação em rádio-frequência foram feitas com um medidor de campo Phillips, tipo G.M. 4010 (erro inferior a 5% nas medidas de tensões R.F., segundo a especificação do aparelho).

A título de exemplo, os resultados dos ensaios sobre o atenuador de 0-80 db, em etapas de 20 db, foram os seguintes:

a) Resistência de entrada em corrente contínua, com o atenuador terminado por 70,0 ohms, e sem a resistência $R_c/2$ em série:

Posição do atenuador	Resistências de entrada (ohms)	
0 db	35,13	35,12
20 "	35,17	35,25
40 "	35,30	35,54
60 "	35,10	35,23
80 "	35,01	35,06

Como se vê, há pequenas variações de resistência de entrada, que devem ser atribuídas a variações de resistências de contato. Estas variações são inferiores a 1,5% do valor nominal.

b) Medida da impedância de entrada a 1000 c/s, com o atenuador terminado por 70,0 ohms:

Posição do atenuador	Resistência de entrada (ohms)
0 db	35,22
20 "	35,17
40 "	35,57
60 "	34,42
80 "	35,27

Os maiores afastamentos com relação ao valor nominal são ainda da ordem de 1,5%; o efeito pelicular é insensível, pois não houve aumento sistemático da resistência. A componente reativa da impedância não pôde ser medida, pois é da ordem da reatância residual da ponte.

c) Medida da atenuação em corrente contínua, com o quadripolo terminado por 70,0 ohms:

Posição do atenuador	Tensão de saída (volts)	Atenuação medida
0 db	3,080	0 db
20 "	0,3112	19,9 "
40 "	0,03103	39,9 "
60 "	0,003182	59,7 "
80 "	0,000325	79,6 "

O máximo afastamento entre as atenuações nominais e medidas é, pois, inferior a 0,5%, em db.

d) Medida da atenuação a 1,8 Mc/s:

Para esta medida o atenuador foi alimentado por um gerador de rádio-frequência padrão (Ferisol, tipo 306), através de um cabo coaxial curto, e terminado por uma resistência de 70 ohms, não indutiva (idêntica às utilizadas nos atenuadores), montada num receptáculo adaptável ao terminal coaxial de saída do atenuador. Os terminais dessa resistência foram conectados, por um cabo tão curto quanto possível, à entrada do medidor de campo. Os resultados foram os seguintes:

Posição do atenuador	Tensão R.F. de saída	Atenuação medida
0 db	$7,2 \times 10^{+4} \mu V$	0 db
20 "	$6,8 \times 10^3 \mu V$	20,5 "
40 "	$6,8 \times 10^2 \mu V$	40,5 "
60 "	$6,9 \times 10 \mu V$	60,3 "
80 "	$7,45 \times 10 \mu V$	79,7 "

A medida da tensão mais baixa foi contaminada pelo ruído interno do medidor de campo. Não foi possível evitar esse inconveniente devido à tensão máxima fornecida pelo gerador de rádio-frequência.

Todos os demais atenuadores resistivos foram ensaiados de maneira análoga e forneceram resultados semelhantes.

Por meio de medidas comparativas foi possível verificar que os atenuadores construídos, a 1,8 Mc/s, são mais precisos que os aparelhos de que dispomos para a medida de tensões em rádio-frequência (medidor de campo, voltímetros R.F.).

Tendo em vista os resultados dos ensaios acima descritos, pode-se afirmar que o erro nas atenuações indicadas, nos atenuadores resistivos, não superam 0,5 db.

Uma vez assegurado o bom funcionamento dos atenuadores descontínuos, resistivos, o atenuador contínuo de 0-23 db foi calibrado facilmente, da seguinte maneira: este atenuador foi ligado em série com os atenuadores de 0-80, 0-16 e 0-4 db, e a associação foi intercalada num dos canais do sistema receptor, alimentado por um gerador de pulsos de 1,8 Mc/s, dotado de um atenuador de saída.

Para uma dada posição dos atenuadores, anotou-se a amplitude do pulso no oscilógrafo de saída. Em seguida, o sinal foi reduzido, pelos atenuadores resistivos, de um número conhecido de decibels. Diminuindo a atenuação introduzida pelo atenuador capacitivo, até obter a mesma

amplitude de pulso no oscilógrafo, obtem-se a atenuação introduzida pelo atenuador capacitivo.

Neste ensaio foi possível, também, verificar a comparabilidade dos atenuadores, obtendo-se a mesma atenuação total com parcelas diferentes, bem como a estabilidade global do sistema receptor. A verificação da comparabilidade confirmou a precisão de calibração dos atenuadores; quanto à estabilidade do receptor, verificaram-se apenas variações de saída bastante inferiores a 1 db, em algumas dezenas de minutos.

Embora os ensaios acima descritos sejam suficientes para assegurar o funcionamento do atenuador capacitivo é também interessante verificar-se a constância de sua capacitância de entrada. A medida se fez facilmente com a ponte de impedâncias General Radio, tipo 740-B, e os resultados foram os seguintes:

Ângulo de rotação graus	Capacitância de entrada pF
0	852
30	853
60	850
90	850
120	850
150	850
180	850

Desta forma, podemos assegurar que o erro nas medidas de atenuação é certamente inferior a 1 db. A precisão das medidas de absorção ionosférica será, então, limitada por fenômenos ionosféricos.

V.3 - Ensaio dos amplificadores comutados:

Estabelecida a precisão na atenuação, indicada pelos atenuadores, outros ensaios foram realizados a fim de assegurar que a indicação dos atenuadores é, de fato, a atenuação introduzida nos pulsos. A atenuação diferenci-

V.6

al, ou seja, a diferença das atenuações introduzidas em dois pulsos, é o valor que interessa medir. Para que esta atenuação diferencial coincida com a leitura do atenuador do canal I (ver seção III.5), as seguintes condições devem ser satisfeitas:

a) com os atenuadores do canal I indicando "0 db" os ganhos dos dois canais devem ser iguais (dentro de 0,5 db);

b) a relação dos ganhos dos canais condutor e bloqueado (ver seção III.4) deve ser muito maior que a atenuação máxima a ser medida.

V.3.1 - Equalização dos ganhos:

A condição (a) se satisfaz equalizando os ganhos dos dois canais. Esta operação se realiza simplesmente, aplicando ao receptor um sinal de R.F., em 1,8 Mc/s e 100% de modulação em áudio-frequência. A saída do detector é examinada ao oscilógrafo, com o atenuador do canal I na posição "0 db" e com o atenuador do canal II na posição conveniente. Agindo-se sobre os controles de ganho dos dois canais, consegue-se fazer com que ambas as saídas se apresentem com a mesma amplitude nos dois segmentos em que se decompõe a figura vista no oscilógrafo.

A modulação de 100% da portadora é necessária para eliminar a componente de corrente detetada que aparece como uma onda retangular, com período de 60 c/s e devida à diferença de atenuação da portadora dos dois canais.

A operação em onda contínua, acima descrita, é facilmente realizável; uma verificação, no entanto, pode ser feita em regime de impulsões, alimentando o sistema com o gerador de pulsos de rádio-frequência e agindo sobre o controle de comutação, de modo a fazer com que o pulso cáia ora num, ora noutro canal. No oscilógrafo apreciava-se, facilmente, qualquer variação de amplitude dos pulsos, ao passar de um a outro canal.

Finalmente, como terceira alternativa, um pulso de rádio-frequência, de duração bastante superior ao tempo morto de comutação (cerca de 50 micro-segundos), pode

ser lançado no sistema. O controle de comutação é ajustado de modo a fazer com que partes do pulso caíam nos dois canais. A equalização de ganho se traduz pela mesma amplitude nas duas partes do pulso detetado.

Como se vê, a equalização dos ganhos pode ser facilmente ajustada e verificada.

V.3.2 - Medida da rejeição:

A condição (b), acima citada, deve ser examinada quantitativamente. Para isso, introduziremos a rejeição do canal comutado, definida pela relação, em decibels, da amplitude de um pulso à saída do canal condutor para a amplitude do mesmo pulso à saída do canal bloqueado. Se os dois canais forem exatamente iguais, a rejeição coincide com a relação r, definida na seção III.4.

Vamos demonstrar agora que a máxima diferença de atenuações permissível, admitindo-se um erro máximo de 0,5 db, é dada por

$$\alpha_m = r - 9,2 \quad (\text{decibels})$$

ou, admitindo-se um erro máximo de 1 db,

$$\alpha_m = r - 5,8 \quad (\text{decibels})$$

Sejam A_i a amplitude de um pulso na entrada do amplificador comutado, G e G' os módulos dos ganhos, em decibels, dos canais condutor e bloqueado.

A amplitude de pulso, na saída do canal condutor, sem atenuação, é

$$A_{sc} = G + A_i \quad (\text{db})$$

e do bloqueado

$$A_{sb} = G' + A_i \quad (\text{db})$$

A relação

$$(V.1) \quad r = A_{sc} - A_{sb} = G - G' \quad (\text{db})$$

é a rejeição do amplificador comutado.

Sendo, ainda, α_c e α_b as atenuações introduzidas nos canais condutor e bloqueado, as amplitudes dos pulsos nas saídas dos atenuadores serão

$$(V.2) \quad \begin{cases} A_{oc} = G + A_1 - \alpha_c & (\text{db}) \\ A_{ob} = G' + A_1 - \alpha_b & (\text{db}) \end{cases}$$

Estas duas amplitudes somam-se, no misturador, donde o erro introduzido por A_{ob} . Se não houvesse esse erro, a amplitude do pulso de saída seria

$$A_o = G + A_1 - \alpha_c \quad (\text{db})$$

Porém, com a presença do acoplamento parasita, a saída é maior:

$$A'_o = G + A_1 - \alpha_c + \delta = A_{oc} + \delta \quad (\text{db})$$

A'_o sendo, em db, a soma das potências correspondentes a A_{oc} e A_{ob} .

Vamos impor, agora, que δ seja, no máximo, igual a 0,5 db. δ é, justamente, o acréscimo em A_{oc} decorrente de A_{ob} ; podemos determinar a diferença $A_{oc} - A_{ob}$ tal que $\delta = 0,5$ db. A resolução algébrica do problema é impossível, por depender da solução de uma equação transcendente. Recorrendo-se, no entanto, a gráficos publicados⁽¹⁾

obtem-se, imediatamente,

$$A_{oc} - A_{ob} = 9,16 \quad (\text{db})$$

Em consequência, a máxima atenuação diferencial permissível é

$$(V.3) \quad \alpha_m = r - 9,2 \quad (\text{db})$$

Fixando $\delta = 1$ db obtem-se, de maneira análoga,

$$(V.3') \quad \alpha_m = r - 5,8 \quad (\text{db})$$

Estas expressões indicam a importância da medida da rejeição ao se fixar o máximo valor utilizável de atenuação diferencial.

A medida da rejeição foi feita da seguinte forma:

À entrada do amplificador comutado foi aplicado um pulso de rádio-frequência, a 1,8 Mc/s, fornecido por um gerador de pulsos, com amplitude conveniente. Dispõe-se o controle de comutação de maneira que o canal de grande atenuação esteja conduzindo e liga-se à terra a saída deste canal. No oscilógrafo de saída, com ganho máximo, mede-se a amplitude do pulso que foi transmitido pelo canal bloqueado. Em seguida, o canal condutor é desligado de terra e ligado ao misturador, ao passo que o canal bloqueado é ligado em terra, na saída. O pulso, agora transmitido pelo canal condutor, é atenuado, até obter-se, no oscilógrafo, a mesma amplitude da operação anterior. Evidentemente, a atenuação então indicada é a rejeição procurada.

Uma vez que o pulso de entrada deve ser bastante grande, para continuar mensurável após a atenuação introduzida, todo o equipamento de medida deve ser bem blindado.

dado, inclusive no que diz respeito aos cabos de conexão.

Seguindo a técnica acima descrita foram feitas as medidas de rejeição. Verificou-se, inesperadamente, que o valor da rejeição depende da intensidade do sinal aplicado, variando de 36 a 50 db, com o menor valor correspondendo ao sinal de entrada mais forte.

Para explicar essa variação foram feitas duas hipóteses: a) não linearidade dos amplificadores comutados; b) acoplamentos parasitas por vias distintas dos canais comutados.

A fim de examinar a primeira hipótese, foi feita uma verificação da linearidade do sistema amplificador (excluído o detetor); para isso, foi medida a tensão de saída da frequência intermediária, com um oscilógrafo de R.F., para tensões de entrada variáveis (fornecidas pelo gerador de R.F. "Ferisol", não modulado). Os resultados vêm apresentados na figura V.1, com as tensões de saída medidas em unidades arbitrárias (divisões do oscilógrafo).

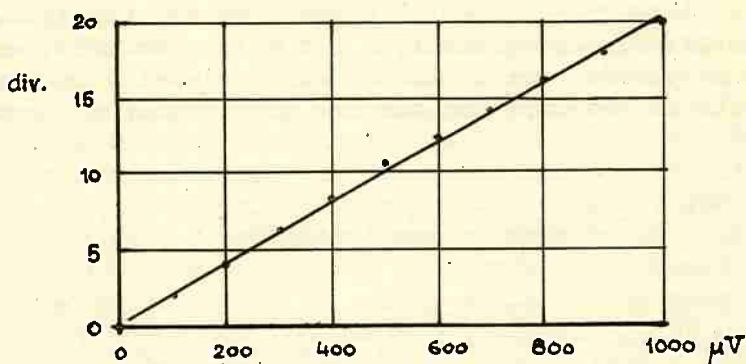


Figura V.1

Verifica-se que o sistema é linear, dentro dos limites da precisão do equipamento disponível para essa medida.

Restam, portanto, os acoplamentos parasitas para explicar a variação da rejeição. Como um acoplamento possível é aquele direto do gerador de pulsos ao canal bloqueado, procurou-se medir a rejeição utilizando ecos ionosféricos. Infelizmente, na época do ano em que estas medidas foram feitas (janeiro) não foi possível obter ecos suficientemente fortes, de modo a suportarem atenuações maiores que 35 db. Isto se deve à presença de ecos difusos⁽²⁾ à noite, nesta época do ano, que impossibilitam as medidas durante as horas de mínima absorção.

Foi verificado que o menor pulso com que se pôde medir a rejeição tem uma amplitude (na entrada) de 70 milivolts; a este sinal corresponde, pois, a rejeição de 50 db. Ora, nas medidas de absorção a tensão do pulso na entrada do sistema é, certamente, muito inferior a esse valor. Em consequência, podemos tomar 50 db como o limite mínimo da rejeição nas medidas de absorção. Adotando 1 db como limite de precisão, nas condições mais desfavoráveis, a máxima atenuação diferencial possível será de 44 db.

Na eventualidade de serem necessárias atenuações diferenciais maiores, poder-se-á avaliar o erro cometido ligando à terra a saída do canal bloqueado, antes do atenuador, e verificando qual a variação de amplitude de pulso decorrente dessa manobra. Esse recurso será, em geral, desnecessário pois, nas medidas que efetuamos até hoje, as atenuações diferenciais não ultrapassaram cerca de 35 db.

V.4 - Estabilidade do receptor:

Na medida de absorção com dois ou mais ecos não é necessário que o equipamento de medida seja estável, com exceção dos atenuadores. No entanto, a medida com dois ecos nem sempre é possível, sobretudo em frequências baixas e durante as horas centrais do dia. Nesse caso, é essencial que a calibração, realizada durante as horas de pequena absorção, se mantenha durante o dia. Daí a necessidade de avaliar a estabilidade do equipamento empregado nas medidas de absorção.

Para maior facilidade, os ensaios de estabilidade de do equipamento foram divididos em três partes:

a) ensaios do sistema por nós construído, adicionado ao oscilógrafo (Dumont, tipo 224A), utilizado para a comparação de amplitudes;

b) ensaio do misturador do receptor do sondador ionosférico KRSDE-22;

c) ensaio do transmissor do sondador KRSDE-22.

No sistema que construímos foi verificada a estabilidade de ganho, a curto e a longo prazo, e a estabilidade de frequência. Para estes ensaios o sistema foi alimentado por um gerador de rádio-frequência padrão (Feri sol), fornecendo uma portadora contínua, modulada a 100% em 400 c/s. A amplitude do sinal demodulado de saída foi medida pelo oscilógrafo supra-citado.

Numa primeira série de medidas foi examinada a variação de ganho do sistema durante o período de aquecimento, medindo-se a tensão R.F. necessária para fornecer uma amplitude de saída fixada (10 divisões do oscilógrafo). Os resultados estão representados na figura V.2.

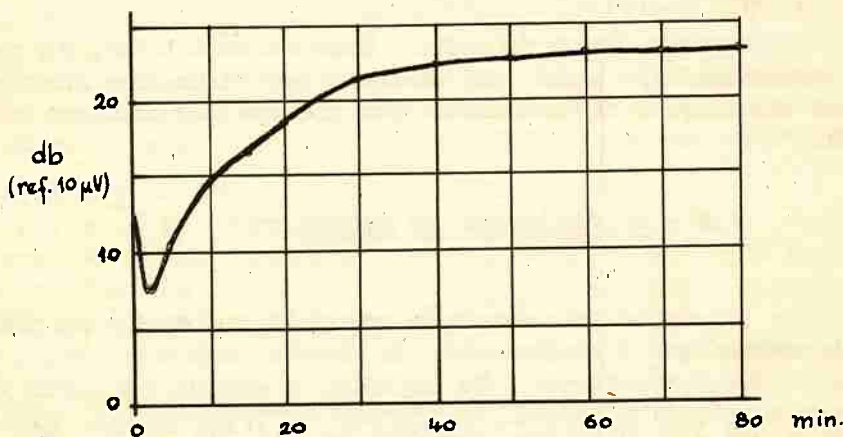


Figura V.2

Verifica-se que o ganho diminui à medida que o aparelho se aquece, estabilizando-se cerca de uma hora a-

pós a ligação do equipamento; meia hora após, o ganho já difere de menos de 2 db do valor final. Portanto, é necessário um pré-aquecimento mínimo de meia hora, antes de efetuar as medidas.

Durante o período de aquecimento verificou-se também uma variação da frequência de ressonância do receptor, da ordem de 1%, durante os primeiros 15 minutos. A variação de frequência subsequente não é importante, pois o sinal não sofrerá variações sensíveis de amplificação, uma vez que a banda passante do equipamento é bastante larga.

Na variação de ganho durante o aquecimento parece ter papel importante a modificação da tensão fornecida pelo "Stabilovolt", à medida que sua temperatura aumenta. A variação de tensão e seu valor final dependem da válvula utilizada. Cooperam também para as variações de ganho e frequência observadas, provavelmente, variações nos catodos e geometria das válvulas, bem como alterações nos elementos passivos do circuito. A variação relativamente menor da frequência de ressonância indica que os coeficientes de temperatura das indutâncias e capacitâncias são menores que os das resistências e válvulas. A eliminação desta variabilidade dependeria do emprego de componentes especiais, de que não dispomos.

A fim de verificar a estabilidade a longo prazo do equipamento, o ganho do receptor é medido diariamente, após uma hora de aquecimento. Na figura V.3 indicam-se os resultados das medidas realizadas durante duas semanas.

As variações obtidas estão dentro de ± 1 db, com relação à média, excluídos os pontos entre os dias 7 e 9, em que o primeiro "Stabilovolt" empregado mudou de característica. Note-se, ainda, que a precisão das medidas de tensões de rádio-frequência do gerador empregado (Férisol) é da ordem de $\pm 0,5$ db.

A medida de ganho do equipamento deve ser feita sempre que for possível, durante as medidas de rotina. Assim poder-se-á avaliar a influência do envelhecimento das válvulas, bem como detetar eventuais defeitos no equipamento.

O ensaio do misturador do receptor da ionosonda

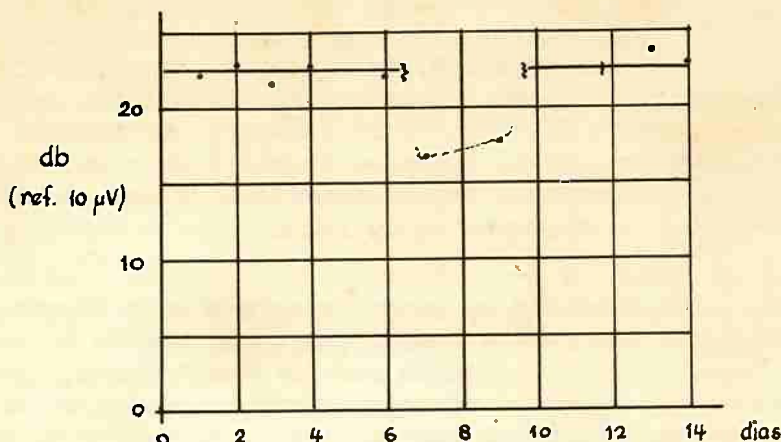


Figura V.3

KRSDE-22 não é feito em separado, pois semanalmente se me de o ganho desse receptor, dentro do plano de controle da operação do sondador ionosférico. Qualquer variação importante de ganho do misturador será indicada nessa medida.

A título de referência, indicamos abaixo a tensão a ser aplicada entre uma das grades de entrada do mis turador acima referido e a terra, para se obter uma saída de 10 divisões no oscilógrafo do sistema de medida de absorção:

Frequência (Mc/s): 2,10 3,00 4,20 5,80 8,60 12,60

Tensão de entr. (μV): 400 1100 238 1300 345 500

Finalmente, a potência global fornecida pelo transmissor à antena é controlada de duas maneiras: a) através de um medidor de corrente de antena; b) com um vol tômetro de pico (construído pelo Eng. P. Castrucci), liga do entre as saídas da antena e a terra. Variações sensíveis nas indicações desses aparelhos mostram a necessidade de revisão da ionosonda.

V.5 - Planejamento das medidas de rotina:

Na medida da absorção ionosférica encontra-se uma série de dificuldades práticas, sobretudo quando há a necessidade de uma calibração prévia. A primeira fonte de dificuldades decorre do equipamento, bastante complexo, que deve operar dentro de condições assáz restritivas; evidentemente, dificuldades dessa ordem podem sempre ser reduzidas ou eliminadas, mediante modificações ou aperfeiçoamentos introduzidos na aparelhagem.

Outra série de dificuldades práticas, porém, é externa ao equipamento e escapa ao contrôlo do observador. Tais dificuldades, sobretudo no que diz respeito à calibração, provêm da presença da camada E esporádica, interferência de estações emissoras, existência de écos difusos, alto nível de ruído causado por temporais próximos, etc. Evidentemente, o único recurso contra perturbações destes tipos é a escolha de ocasiões favoráveis para a meda. O conhecimento da ionosfera local pode dar indicações para essa escolha. Assim é que, em São Paulo, durante os meses de verão, devem-se evitar medidas e calibrações entre 22 e 05 horas da noite, pois a probabilidade de ocorrência de écos difusos é elevada (ver ref. 2). Uma vez que as operações de calibração devem ser feitas durante as horas de pequena absorção restam, como horas recomendadas, de 18 a 22 horas da noite e de 05 a 07 da manhã. As horas noturnas são melhores em frequências baixas, pois a camada E normal está desaparecendo; por outro lado, o nível de ruídos é elevado, bem como a probabilidade de aparição da camada E esporádica.

Resumindo, o número de ocasiões disponível para a calibração é bastante restrito, sobretudo nesta época do ano e do ciclo de atividade solar (próximo ao máximo). Em consequência, é importante que as medidas sejam cuidadosamente planejadas, de modo a se aproveitarem convenientemente as ocasiões favoráveis. Este planejamento foi muito facilitado pela versatilidade do equipamento descrito atrás. De fato, com essa aparelhagem a medida de absorção pode ser feita segundo um dos três processos abaixo:

a) medida com dois écos, sem calibração prévia;

- b) medida com um eco, calibração com dois ecos;
- c) medida com um eco, calibração com um eco.

Os processos (a) e (b) já foram descritos em detalhe no capítulo II. Apenas como referência expomos abaixo o modo de operação e resumimos as fórmulas correspondentes. O processo (c) será descrito em detalhe.

V.5.1 - Medida com dois ecos, sem calibração prévia:

Sendo Δ a atenuação para igualar os dois primeiros ecos de uma camada ionosférica, o decremento de absorção é dado por

$$(V.4) \quad \delta_a = \Delta - 6 \quad (\text{db}) \quad (\text{II.9})$$

Se se tiver em vista, ao mesmo tempo, efetuar uma operação de calibração, deve-se atenuar cada um dos ecos até trazê-los ao valor de referência. Sendo Δ_1 e Δ_2 as atenuações correspondentes ao 1º e 2º ecos,

$$(V.5) \quad \delta_a = \Delta_1 - \Delta_2 - 6 \quad (\text{db})$$

V.5.2 - Medida com um eco, calibração com dois ecos:

Durante a operação de calibração os dois primeiros ecos são atenuados até chegar-se à referência; sendo Δ_1 e Δ_2 as atenuações respectivas, H a altura virtual de reflexão em km, a constante instrumental E_0 é dada por

$$(V.6) \quad E_0 = 2 \Delta_1 - \Delta_2 + 20 \log H \quad (\text{db}) \quad (\text{II.12})$$

Efetuada a calibração, as medidas de decremento de absorção se fazem atenuando o primeiro eco até a refe-

rência. Sendo Δ' a atenuação correspondente e H' a altura virtual de reflexão, o decremento de absorção é dado por

$$(V.7) \quad \delta_a = E_0 - \Delta' - 20 \log 2H' = E_0 - \\ - (\Delta' + 20 \log H' + 6) \quad (db) \quad (II.13)$$

Naturalmente, em E_0 devem ser introduzidas as correções indicadas no capítulo IV.

V.5.3 - Medida com um eco, calibração com um eco:

Este processo é sobretudo interessante em frequências bastante baixas em que, mesmo durante a noite, nem sempre se obtém ecos duplos. Considerando que a absorção durante o dia, nessas frequências, é bastante elevada, podemos considerar $\delta_a \neq 0$, durante as horas de pequena absorção. Se assim for, resulta

$$\Delta_1 \approx \Delta_2 + 6 \quad (db)$$

Introduzindo em (V.6) o valor de Δ_2 da expressão acima, resulta

$$(V.8) \quad E_0 = \Delta_1 + 20 \log H + 6 \quad (db)$$

Feita a calibração, a medida do decremento de absorção é realizada como no processo anterior, e δ_a calcula-se pela fórmula (V.7).

V.5.4 - Operação de calibração:

Deve ser realizada, como dissemos, em horas de pequena absorção, empregando ecos regulares da camada F.

Eventualmente poderão ser utilizados, com a devida cautela, écos da camada E esporádica, desde que seu coeficiente de reflexão seja bastante elevado.

Presentemente, a calibração é feita em doze frequências fixas, a menos que fenômenos perturbadores intervenham em algumas delas. Assim obtém-se sempre resultados satisfatórios em um número considerável de frequências.

Em cada frequência, agindo sobre os atenuadores do canal I reduzem-se, sucessivamente, as amplitudes do primeiro e segundo écos até trazê-los à referência, lendo-se a atenuação correspondente. São feitas 15 leituras para cada eco, em intervalos de 10 segundos. A fim de reduzir os efeitos do "fading" de longo período, alternam-se 7 ou 8 leituras do primeiro eco com outras tantas do segundo.

A operação de calibração leva cerca de 50 minutos, podendo ser feita entre duas sondagens normais. As alturas virtuais de reflexão de cada frequência obtém-se por interpolação entre os ionogramas que precedem e sucedem a calibração.

Os valores de Δ_1 , Δ_2 e H assim obtidos são registrados numa "folha de calibração". Tiradas as médias de Δ_1 e Δ_2 , E_0 calcula-se pela fórmula (V.6), nas frequências em que houver dois écos, ou por (V.8), se houver apenas um eco. Em seguida introduzem-se as correções indicadas no capítulo IV.

Se houver interesse, o decremento de absorção pode ser calculado com os dados obtidos na operação de calibração, quando houver dois écos, aplicando a fórmula (V.5).

É importante que os ionogramas sejam examinados criteriosamente, a fim de eliminar erros devidos à presença de camada E esporádica ou absorção seletiva exagerada.

Todas as operações de calibração ou medida de absorção são feitas utilizando-se um pulso largo (cerca de 200 micro-segundos) e após um pre-aquecimento mínimo de 40 minutos.

V.5.5 - Operação de medida:

Opera-se nas mesmas frequências em que foi feita a calibração.

Havendo dois ecos da mesma camada, fazem-se 15 leituras espaçadas de 10 segundos, da atenuação Δ necessária para equalizá-los; se houver um só eco fazem-se, da mesma maneira, 15 leituras das atenuações Δ' necessárias para trazer o primeiro eco à referência. Para reduzir os efeitos do "fading" de longo período, 7 ou 8 leituras em cada frequência são feitas antes de uma sondagem ionosférica, ficando as demais 8 ou 7 para imediatamente após a sondagem. A operação leva cerca de meia hora, isto é, 15 minutos antes e 15 após a sondagem.

Os valores de Δ e Δ' são registrados numa "folha de medidas", determinando-se a sua mediana em cada frequência.

Havendo dois ecos, o decremento de absorção é calculado por (V.4); no caso de um só eco, o cálculo é feito por (V.7), empregando-se os valores de E_0 obtidos na operação de calibração e tirando-se os H' do ionograma correspondente.

Obtidos os $\delta_a(f)$, a característica de absorção se determina como foi indicado em IV.3; os pontos correspondentes a frequências em que haja absorção seletiva exagerada devem ser excluídos, ao se traçar a reta média. O exame do ionograma dá uma indicação sobre esses pontos (frequências em cuja vizinhança a altura virtual de reflexão aumenta rapidamente).

V.6 - Apresentação e interpretação de alguns resultados:

A seguir apresentamos alguns resultados de medidas e calibrações, acompanhados da respectiva interpretação. Estes resultados são apenas indicativos, pois ainda não foram colhidos dados suficientes para uma análise estatística.

a) Exemplo de medida de absorção com dois ecos:

Daremos como exemplo as medidas realizadas no dia 4 de fevereiro, entre 8:05 e 8:25 da manhã. Para dar uma idéia das flutuações de amplitude, reproduzimos na Tabela I os valores medidos das atenuações Δ , nas várias frequências.

TABELA I

Frequência	Valores de Δ						(Mc/s)
	4,72	5,36	6,24	7,44	8,12	8,70	
	25	20	9	19	18	18	(db)
	32	19	18	15	10	17	
	29	19	17	20	19	16,5	
	25	23	23	19	18	20	
	24	22	17	19	15	16	
	28	23	12	10	22	18	
	20	16	16	16	17,5	19	
	20	19,5	15	11	18	17	
	24	16	16	19	12	18	
	23	15	20	15	21	19	
	21	20	S	14	15	17	
	20	19	S	7	12	17	
	21	20	S	20	18	18	
	20	18	S	16	18	17,5	
	20	14	S	17	16	19	
Medianas	23	19	16,5	16	18	18	(db)
δ_a	17	13	10,5	10	12	12	(db)

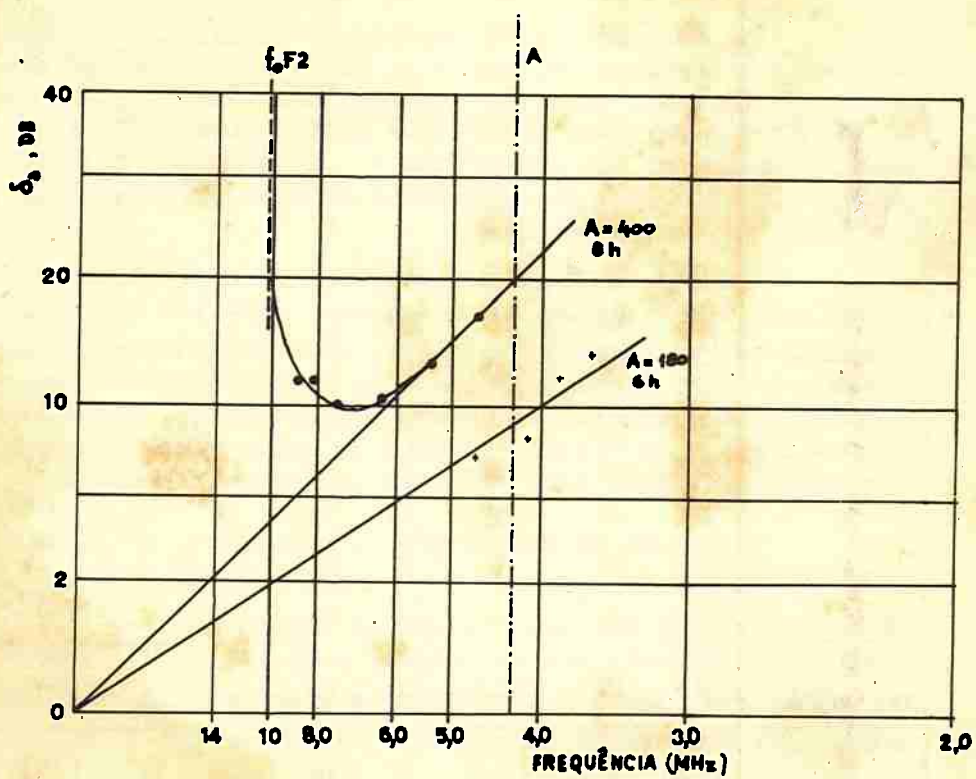
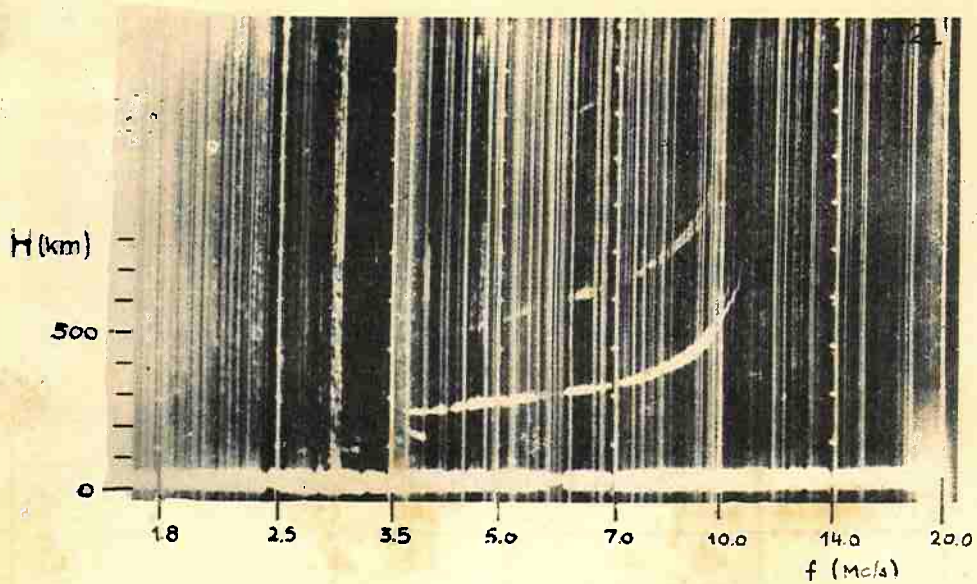


FIGURA V.4

Na figura V.4 mostram-se o ionograma correspondente a esta medida e o reticulado funcional com os pontos correspondentes aos valores de δ_2 . Pode-se verificar facilmente o aumento de absorção seletiva nas frequências vizinhas da frequência crítica de F2. A característica de absorção, $A = 400 \text{ db} \times \text{MHz}^2$, foi obtida da reta determinada pela origem e pelos pontos correspondentes às frequências mais baixas, onde a absorção seletiva é pequena.

A título de comparação, no mesmo gráfico mostramos, ainda, pontos correspondentes a medidas efetuadas às 6 horas da manhã do mesmo dia, ainda com dois ecos. Nesta hora, $A = 180 \text{ db} \times \text{MHz}^2$.

b) Exemplo de calibração:

Na Tabela II apresentamos os resultados de duas calibrações efetuadas na noite de 18-2-57, de acordo com a técnica indicada em V.5.4, entre 21:15-22:05 e 22:30-23:15 horas. Omitimos os valores individuais de Δ_1 e Δ_2 , citando apenas os valores medianos. Na segunda calibração não foi possível fazer medidas em duas frequências, por causa de interferências.

Se não houvesse perturbações, os dois valores de E_o obtidos nas calibrações sucessivas deveriam coincidir. Verifica-se que esses dois valores são bem próximos na maioria das frequências empregadas. As discrepâncias notadas nas demais frequências se devem, provavelmente, a efeitos de focalização ou "fading" lento; um maior número de medidas será necessário para eliminar essas discrepâncias.

A título de comparação apresentamos, na Tabela III, os valores de E_o obtidos em noites não perturbadas. A rigor os valores das duas primeiras linhas não são estritamente comparáveis com os demais, pois entre as séries de calibrações foram introduzidas certas modificações no sondador ionosférico. Além disso, a calibração de 6/2 foi feita com um só eco.

TABELA II

1) 21:15 - 22:05 horas

f(Mc/s)	2.30	2.78	3.20	3.80	4.20	5.52	6.36	6.60	8.60	8.76
$\bar{A}_1$ (db)	11	11,5	19	20,5	28	24	23,5	28	30	28
$\bar{A}_2$ (db)	0,5	2	9,5	10,5	16,5	12	13	15	16	14
H (km)	230	235	240	245	247	255	260	265	285	292
E_0 (db)	68,7	68,4	76,1	78,3	87,4	84,1	82,3	89,5	93,1	91,3
δ_a (db)	4,5	3,5	3,5	4	5,5	6	4,7	7	8	8

2) 22:30 - 23:15 horas

f(Mc/s)	2.78	3.20	3.80	4.20	5.52	6.36	6.60	8.76
$\bar{A}_1$ (db)	12,5	27	21,5	28,5	22	28	26	21,5
$\bar{A}_2$ (db)	2,5	14	11	15,5	12	13,5	11,5	8,5
H (km)	245	245	250	255	270	280	285	340
E_0 (db)	70,3	87,8	80,0	89,6	80,6	91,5	89,6	85,1
δ_a (db)	4	7	4,5	7	4	8,5	8,5	7

TABELA III

Valores de E_0

f(Mc/s)	3,80	4,20	5,52	6,60	8,76
noite de 6/2	77,8	76,9	-	73,5	-
" " 7/2	80,4	77,4	85,0	74,7	86,5
" " 18/2 (a)	78,3	87,4	84,1	89,5	91,3
" " 18/2 (b)	80,0	89,6	80,6	89,6	85,1

Aproveitando a calibração de 18/2, foram calculados os decrementos de absorção. Os resultados estão apresentados na figura V.5, juntamente com o ionograma obtido às 22 horas. Como quasi não há absorção não seletiva a essa hora, pode-se verificar a absorção seletiva da camada F, que cresce com a frequência. Extrapolando-se a curva média para a região das frequências baixas, nota-se um decremento de absorção residual de cerca de 3,5 db; esta absorção residual deve-se em parte ao coeficiente de reflexão do solo e em parte à difusão observada no segundo eco.

c) Exemplos de medidas de absorção com um só eco:

Para melhor ilustração, apresentamos aqui dois exemplos de medidas com um só eco, em condições bastante diversas de absorção.

Na Tabela IV apresentam-se as medianas dos Δ' , obtidos em torno do meio-dia de 20 de fevereiro. As leituras nas duas frequências mais baixas correspondem a ecos de camada E esporádica, que se apresentou com ótimo coeficiente de reflexão. Nas demais linhas da tabela vêm os elementos para o cálculo dos δ_a : alturas virtuais, obtidas do ionograma correspondente (fig. V.6), e valores de E_0 , determinados pela média dos resultados correspondentes à calibração de 18/2. Com esses elementos foram calculados, por (V.7), os decrementos de absorção constantes da última linha da tabela. Estes valores estão representados no reticulado da fig. V.6. Não foram introduzidas correções no cálculo do decremento, pois tais correções

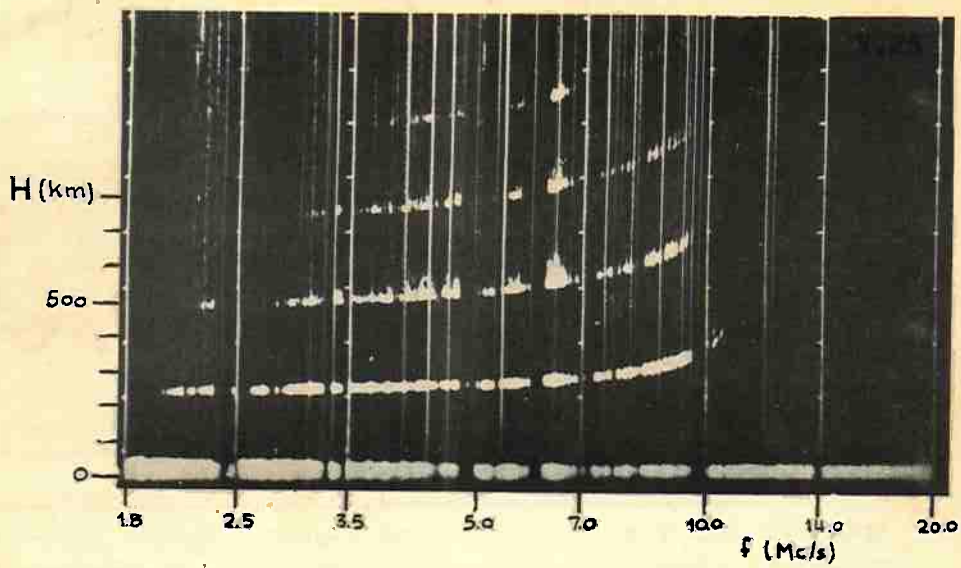


FIGURA V.5

seriam da ordem de grandeza do erro provável nas medidas.

Para determinar a característica de absorção utilizamos apenas os dois pontos de frequência mais baixa, pois os demais estão contaminados por absorção seletiva. De fato, o ionograma mostra que há, nessas frequências, uma variação mais ou menos rápida da altura virtual com a frequência, o que indica a presença de absorção seletiva⁽³⁾.

TABELA IV

Dia 20-2, 12 horas

f(Mc/s)	4,20	5,52	6,36	6,60	8,60	8,76
$\bar{A}'$ (db)	6,2	15	5	9,5	20,5	19
H (km)	125	110	290	300	380	385
E_o (db)	88,5	82,4	86,9	89,5	93,1	88,2
δ_a (db)	34,4	20,6	26,7	24,5	15,0	11,5

Na Tabela V, análoga à anterior, apresentamos os resultados das medidas efetuadas no dia 19 de fevereiro, em torno de 17 horas, como segundo exemplo. A figura V.7 mostra o ionograma e o reticulado correspondentes a essa medida. Como se pode verificar, aparentemente as medidas nas frequências mais elevadas estão contaminadas por absorção seletiva. Como, porém, a absorção é bastante baixa nessas frequências, o erro provável de alguns db em δ_a impede que se faça qualquer afirmação positiva.

TABELA V

Dia 17-2, 17 horas

f(Mc/s)	3,20	3,80	5,52	8,76
A' (db)	9	8,5	21,5	28
H(km)	100	240	290	340
E_o (db)	82,0	79,0	82,4	88,2
δ_a (db)	27,0	16,9	12,5	11,0

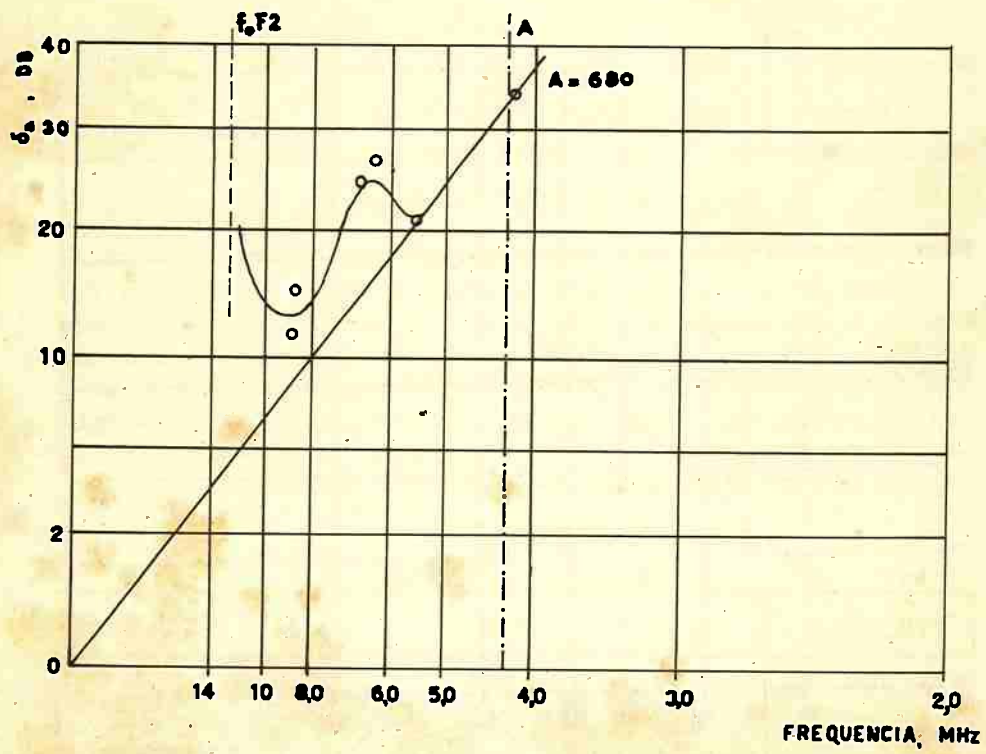
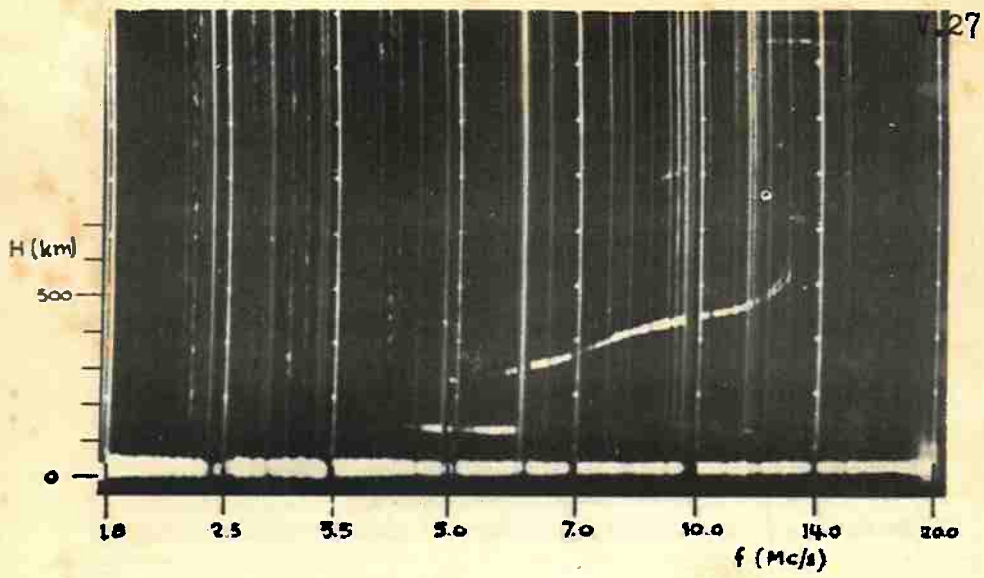


FIGURA V.6

V.28

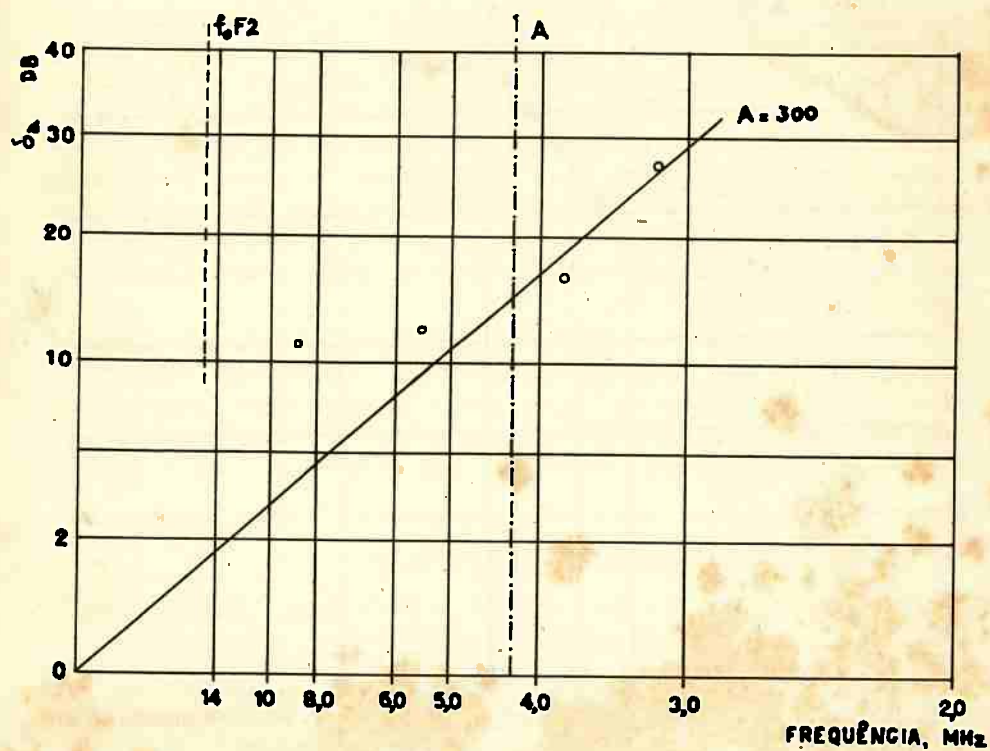
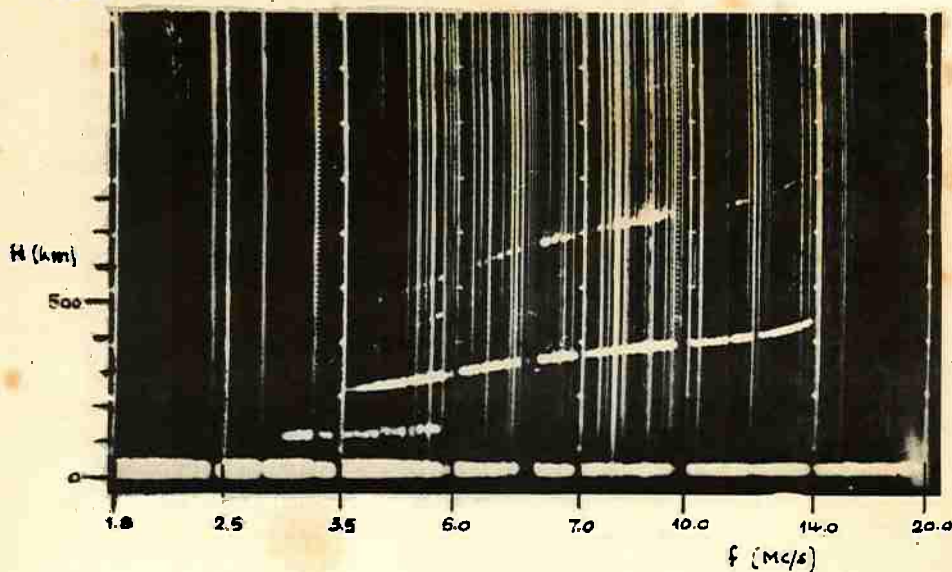


FIGURA V.7

Dêstes dois exemplos verifica-se a necessidade de fazer medidas em frequências tão baixas quanto possível, a fim de evitar excessiva absorção seletiva. Esta precaução é sobretudo importante nas medidas feitas pela manhã e até o meio-dia, pois observa-se frequentemente uma camada F assáz espessa e estratificada.

V.7 - Conclusões:

Tendo em vista o exposto neste trabalho e a experiência já obtida nas medidas de absorção, concluimos que:

1º - Com os métodos e aparelhagem descritos neste trabalho pode-se fazer, convenientemente, a medida da absorção ionosférica. O método da atenuação diferencial dos pulsos é sobretudo interessante em condições de pequena absorção, ao passo que os demais métodos indicados são úteis em condições de grande absorção.

2º - A fim de aumentar a precisão da medida, é interessante utilizar frequências tão baixas quanto possível, desde que sejam satisfeitas as condições de propagação Q.L. na camada D. Frequências entre 2,0 e 3,0 Mc/s satisfarão a essas condições, refletindo-se na camada E durante a maior parte do dia. Atualmente, a potência do transmissor é insuficiente para obterem-se ecos nessas frequências, durante as horas centrais do dia. É necessário, portanto, aumentar a potência irradiada pelo transmissor, nessas frequências.

3º - É necessário estudar em detalhe os aspectos estatísticos das medidas de absorção, sobretudo com respeito às flutuações de amplitude dos ecos. Tais estudos podem ser feitos utilizando-se registros do tipo apresentado neste trabalho.

Bibliografia do Capítulo V:

- 1 - E. DIETZE e W.D. GOODALE JR., Bell Syst. Techn. Journ., 18, 605-623 (1939)
- 2 - L.Q. ORSINI, "Contribuição ao Estudo da Ionosfera em São Paulo", pgs. IV. ss. (Escola Politécnica, 1954)
- 3 - W.R. PIGGOTT, Proc. I.E.E., part III, 100, 61-72 (1953)

ULTIMA