

Oscilações Eletrônicas em um Plasma Quente Devido a Distribuições de Velocidade Não Maxwellianas

L. A. VIEIRA DIAS e Y. NAKAMURA

Instituto de Pesquisas Espaciais, Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), São José dos Campos SP*

Recebido em 14 de Agosto de 1977

In a completely ionized hot plasma, with a non-Maxwellian electron velocity distribution, it is shown that, depending on the electron temperature, oscillations may occur at the electron plasma and gyro frequencies. For three different electron velocity distributions, it is shown the oscillations dependency on the temperature. This situation occurs in the ionospheric plasma when artificially heated by HF radio waves. If the distribution is Maxwellian, the oscillations only occur near the electron plasma frequency.

Em um plasma quente, completamente ionizado e com distribuição de velocidades não Maxwelliana, é teoricamente possível, dependendo da temperatura dos elétrons, haver oscilações nas frequências eletrônicas e de girofrequência do plasma. Para três tipos de funções de distribuição de velocidades é mostrada a influência da temperatura nas frequências de oscilação. Essa situação ocorre no plasma ionosférico quando aquecido artificialmente por meio de ondas de rádio de alta frequência. Quando a distribuição é Maxwelliana, as oscilações se limitam à frequência eletrônica do plasma.

* Postal Address: C.P. 515, 12200 - São José dos Campos SP.

1. INTRODUÇÃO

Um plasma, ao ser mantido artificialmente aquecido pela incidência de uma onda intensa de alta frequência (HF), deixa de estar em equilíbrio. Como resultado, a temperatura dos elétrons fica diferente da temperatura dos íons e a distribuição de velocidades dos elétrons não permanece Maxwelliana (Krahl and Trivelpiece, 1973).

O cálculo exato da nova distribuição \vec{e} é bastante complexo e, para ser feito, depende do perfeito conhecimento do processo de aquecimento do plasma, o que nem sempre é possível do ponto de vista experimental. Se o plasma em questão é o plasma ionosférico, cujos parâmetros macroscópicos estão constantemente variando, o problema é bem difícil.

Vamos imaginar inicialmente um plasma em equilíbrio, com uma distribuição Maxwelliana de velocidades dos elétrons dada por:

$$f_0(\vec{v}) = (2\pi\mu_{\perp}^2)^{-3/2} \exp\left(-\frac{v^2}{2\mu_{\perp}^2}\right), \quad (1)$$

onde v é o módulo de \vec{v} e $\mu_{\perp}^2 = \frac{kT}{m}$, sendo k a constante de Boltzmann, T a temperatura dos elétrons, e m a massa dos mesmos. A Figura 1 apresenta a forma desta distribuição para $T = 800^{\circ}\text{K}$.

Se queremos determinar que ondas se propagam no plasma ionosférico em equilíbrio, devemos usar a relação de distribuição de Harris, para um plasma quente (Harris, 1960; Harris, 1961):

$$\epsilon_L = 1 + \frac{\omega_p^2}{k^2} \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \int_0^{\infty} \int_{-\infty}^{+\infty} \int_0^{2\pi} v_{\perp} dv_{\perp} dv_{\parallel} d\phi \cdot \frac{J_n^2\left(\frac{k_{\perp} v_{\perp}}{\omega_c}\right)}{(\omega - k_{\parallel} v_{\parallel} - n\omega_c)} \times$$

$$\times \left[k_{\parallel} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\parallel}} + n \frac{\omega_c}{v_{\perp}} \frac{\partial f_0}{\partial v_{\perp}} \right], \quad (2)$$

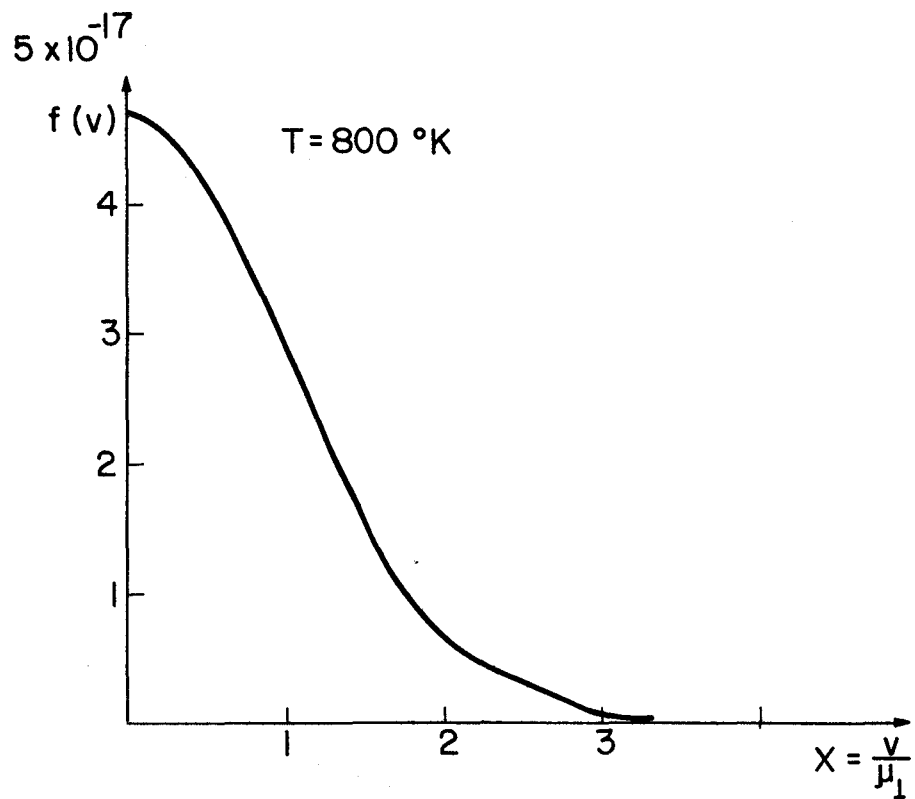


Fig.1 - Função de distribuição de velocidades Maxwelliana, para $T=800^{\circ}\text{K}$,
 $\omega_p = 34,09 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$ e $\omega_c = 6,66 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$.

onde

ϵ_L = permissividade elétrica para ondas longitudinais,

$$\vec{v} = \vec{v}_{\parallel} + \vec{v}_{\perp}; v = |\vec{v}|; v_{\parallel} = |\vec{v}_{\parallel}|; v_{\perp} = |\vec{v}_{\perp}|; k = |\vec{k}|,$$

\vec{k} = vetor de propagação,

ω_p = frequência angular do plasma,

ω_c = frequência angular ciclotrônica dos elétrons (girofrequência),

J_n = função de Bessel de 1ª. espécie, ordem n ,

ω = frequência angular de oscilação.

Na dedução da Eq. (2), foram desprezados os movimentos dos íons, as flutuações do campo magnético, e as colisões entre partículas. Todas essas hipóteses são válidas para a região F da ionosfera (alturas de aproximadamente 180 a 500 km).

Introduzindo-se a distribuição Maxwelliana, a Eq.(2) pode ser rearranjada para dar

$$\epsilon_L = 1 + \frac{\omega_p^2}{k^2 \mu_{\perp}^2} \left[1 + \sum_{n=-\infty}^{n=+\infty} \alpha_n Z(\alpha_n) I_n(\lambda) \exp(-\lambda) \right], \quad (3)$$

onde

$$\alpha_n = \frac{\omega - n\omega_c}{\sqrt{2} k_{\parallel} \mu_{\perp}},$$

$I_n(\lambda)$ = função de Bessel de 2ª. espécie modificada, ordem n,

$$\lambda = \left(\frac{k_{\perp} \mu_{\perp}}{\omega_c} \right)^2,$$

$$Z(\alpha_n) = \frac{1}{\sqrt{\pi}} \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{\exp(-x^2)}{x - \alpha_n} dx, \text{ sendo } Z(\alpha_n) \text{ a função de dispersão do plasma, tabelada em Fried and Conte (1961).}$$

Como $Z(\alpha_n)$ é uma grandeza complexa, ϵ_L é também complexa. Chamando-se de A a expressão $\omega_p^2 / (k^2 \mu_L^2)$, temos para as partes real e imaginária de $\epsilon_L = \epsilon_R + i\epsilon_I$:-

$$\epsilon_R = \text{Re}(\epsilon_L) = 1 + A \left\{ 1 + \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \alpha_0 \text{Re}[Z(\alpha_0 - nk)] I_n(\lambda) \exp(-\lambda) \right\}, \quad (4)$$

$$\epsilon_I = \text{Im}(\epsilon_L) = A \left\{ \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \alpha_0 \text{Im}[Z(\alpha_0 - nk)] I_n(\lambda) \exp(-\lambda) \right\}. \quad (5)$$

Supondo ω e k reais, podemos calcular numericamente as expressões 4 e 5, por meio de um computador (Medeiros, 1975), e obter as curvas para a parte real e imaginária de ϵ_L , para as condições típicas da região F da ionosfera. Na Figura 2, temos essas curvas e notamos que em apenas um ponto as partes real e imaginária aproximam-se simultaneamente de zero. Para os cálculos usaram-se valores de n , no somatório, de -10 a +10.

No caso de não haver campo magnético, $\vec{B} = 0$, e de termos $T = 0$, a frequência angular de ressonância, ω_r , seria exatamente igual à frequência angular do plasma, ω_p (Budden, 1966). Com $\vec{B} \neq 0$ e $T \neq 0$, ω_r fica (Perkins and Salpeter, 1965):

$$\omega_r^2 = \omega_p^2 + 3\omega_p^2 k^2 D^2 + \omega_c^2 \sin^2 \theta, \quad (6)$$

onde o segundo termo no lado direito é devido à temperatura não nula dos elétrons e o terceiro devido à presença do campo magnético \vec{B} . Na Eq. 6, k é o módulo do vetor de propagação, D a distância de Debye ($D=69\sqrt{T/N_e}$; N_e = densidade eletrônica do plasma), θ o ângulo entre \vec{B} e \vec{k} .

As oscilações ocorrem onde $\epsilon_R = 0$ e $\epsilon_I \approx 0$. Se ϵ_I for grande, a onda será fortemente atenuada. Para as seguintes condições típicas da regi-

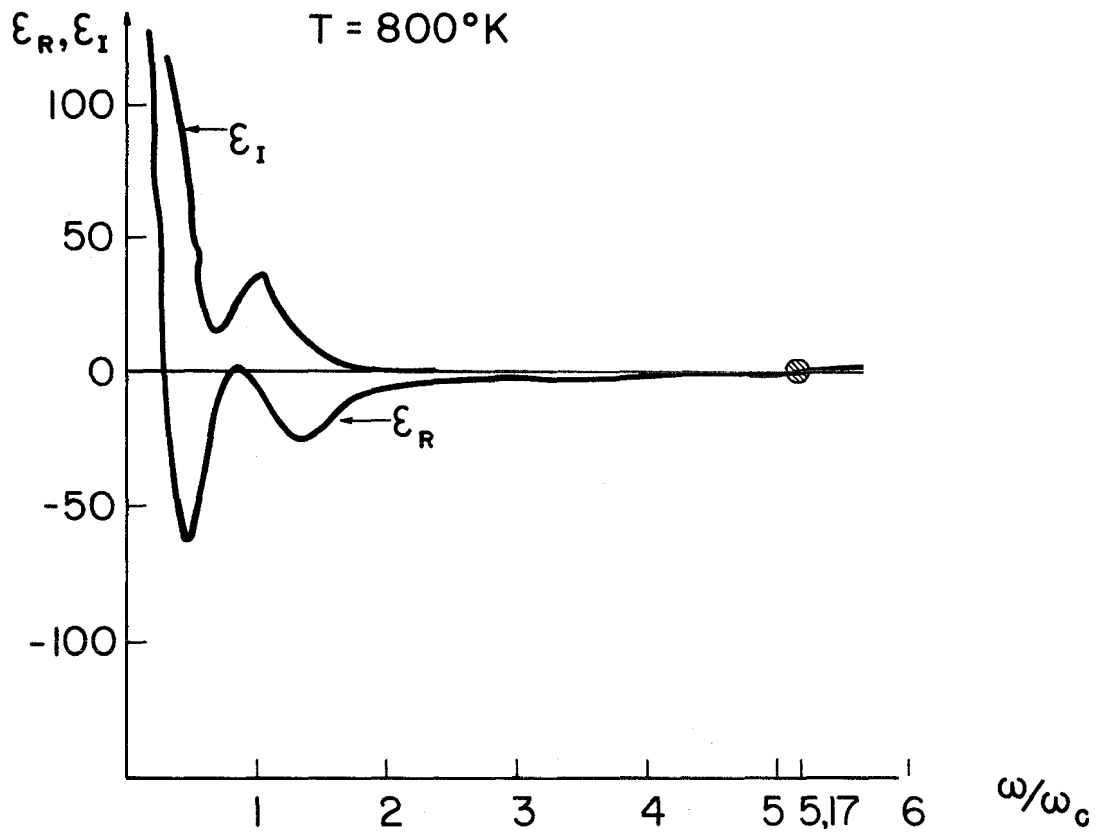


Fig.2 - Partes real e imaginária da constante dielétrica (ϵ_L), para a função Maxwelliana de velocidades, em função da frequência.

ãõ F da ionosfera, durante o nascer do sol, acima de Arecibo, Puerto Rico, temos

$$\omega_c = 2\pi f_c = 6,66 \times 10^6 \text{s}^{-1} ,$$

$$\omega_p = 2\pi f_p = 34,09 \times 10^6 \text{s}^{-1} ,$$

$$T = 800^0 \text{K} ,$$

$$D = 69 \frac{\sqrt{800}}{5 \times 10^5} = 6 \times 10^{-3} \text{m},$$

$k = 18 \text{ m}^{-1}$ (para o radar de espalhamento incoerente de Arecibo, Puerto Rico), e

$$\theta = 44^0 .$$

Com esses dados **obtivemos**, numericamente, a soluçõõ vista na Figura 2, onde a Única regiõõ de ressonãncia ã $\omega/\omega_c = 5,17$ (jã que para os outros zeros de ϵ_R , ϵ , ã grande e as ondas seriam fortemente amortecidas). Devido ã temperatura relativamente baixa (800^0K), o termo $3\omega_p^2 k^2 D^2$ tem pouca **influênciã** em ω_r , neste caso.

Portanto, as oscilaçõõs de frequênciãs **prõximas ã girofrequênciã**, observadas na regiõõ F da ionosfera por Dias e Gordon (1973) durante o aquecimento artificial, nãõ podem ser explicadas se a funçõõ de distribuiçõõ de velocidades dos elêtrons permanecer **Maxwelliana**. Nossa soluçõõ apresentou apenas um zero para a parte real de ϵ_L , quando a parte **imaginãria** era desprezível (vide Figura 2), na posiçõõ $\omega/\omega_c = 5,17$, o que, para as condiçõõs tÍpicas de Arecibo, representa as **linhas de plasma** ("plasma lines") realmente observadas na frequênciã de ressonãncia:

$$\omega_r = [\omega_p^2 - \omega_c^2 \text{sen}^2(44^0)]^{1/2} = 34,40 \times 10^6 \text{s}^{-1} ;$$

entãõ, em concordãncia com o calculado, $\omega_r/\omega_c = 5,17$.

2. DISTRIBUIÇÕES NÃO MAXWELLIANAS

Para tentar explicar as oscilações próximas à girofrequência, vamos escolher duas outras distribuições: a) uma onde os elétrons têm apenas velocidades $\pm\sqrt{2}\mu_{\perp}$, ao longo das linhas de campo de \vec{B} , e velocidades Maxwellianas perpendicularmente a \vec{B} ; e b) outra onde as velocidades são bi-Maxwellianas, centradas em $\pm\sqrt{2}\mu_{\perp}$, ao longo de \vec{B} , e de novo Maxwellianas perpendicularmente a \vec{B} . A razão física da escolha dessas distribuições é devida ao fato da condutividade ser maior ao longo das linhas de campo e também ao fato de que, durante o aquecimento artificial da ionosfera, por meio de ondas de rádio de HF, o campo elétrico dessas ondas é paralelo a \vec{B} na altura de reflexão (Gordon et al., 1971), dando maiores velocidades a maior número de elétrons, na direção paralela ao campo \vec{B} , sendo maior o número de elétrons com velocidades $\pm\sqrt{2}\mu_{\perp}$ do que em outras velocidades.

Se usarmos a relação da dispersão de Harris, Eq.2, com distribuições não-Maxwellianas de velocidades, veremos que outras oscilações são possíveis em um plasma semelhante ao da região F da ionosfera.

Inicialmente, vamos supor que um aquecimento artificial produziu a seguinte distribuição de velocidades, a que chamaremos distribuição "A" :

$$f_0(\vec{v}) = \frac{1}{2\pi\mu_{\perp}^2} \exp\left(-\frac{v_{\perp}^2}{2\mu_{\perp}^2}\right) \frac{1}{2} [\delta(v_{\parallel} + \langle v \rangle) + \delta(v_{\parallel} - \langle v \rangle)] . \quad (7)$$

Aqui, $\langle v \rangle = \sqrt{2}\mu_{\perp}$ é a velocidade média quadrática dos elétrons, devida à temperatura, perpendicular ao campo magnético \vec{B} . Essa distribuição é Maxwelliana perpendicularmente a \vec{B} , mas na direção de \vec{B} tem apenas velocidades $v_{\parallel} = \pm\sqrt{2}\mu_{\perp}$. Após alguma álgebra, chegamos à expressão seguinte, já preparada para a solução numérica:

$$\epsilon_L = 1 - A \sum_{n=-\infty}^{+\infty} \frac{I_n(\lambda) \exp(-\lambda)}{2} \left\{ e \left[\frac{1}{(r+d-n)^2} + \frac{1}{(r-d-n)^2} \right] + n \left[\frac{1}{(r+d-n)} + \frac{1}{(r-d-n)} \right] \right\} , \quad (8)$$

onde $r = \omega/\omega_c$ e $d = k_{\parallel} v_{\parallel} / \omega_c$.

A vantagem desta distribuição é que ela produz um ϵ_L real, e a desvantagem é a idealização excessiva (todas as partículas têm que ter velocidade igual a $(\pm\sqrt{2} \mu_{\perp})$ na direção de \vec{v}).

Na Figura 3, temos a distribuição "A"; na figura 4, o resultado do cálculo de ϵ_L em função de ω/ω_c , onde, no somatório, foram usados para n os valores de -10 a +10. Foi usada a temperatura $T = 900^{\circ}\text{K}$ e, para os outros parâmetros, os mesmos valores do exemplo Maxwelliano. Resulta que, além da solução $\omega/\omega_c = 5,18$ (correspondendo à frequência angular de ressonância para $\omega_p = 34,09 \times 10^6 \text{s}^{-1}$), temos outras duas raízes próximas a ω_c , ou seja, $\omega/\omega_c = 1,186$ e $\omega/\omega_c = 1,250$.

A outra distribuição, que chamaremos de "B", não idealiza tanto quanto "A", pois os elétrons têm velocidades Maxwellianas em direções perpendiculares a \vec{B} e bi-Maxwellianas com máximos iguais a $v_{\parallel} = \pm\sqrt{2} \mu_{\perp}$ na direção de \vec{B} :

$$f_0(\vec{v}) = [2\pi\mu_{\perp}^2]^{-\frac{3}{2}} \exp\left[-\frac{v^2}{2\mu_{\perp}^2}\right] \frac{v_{\parallel}^2}{\mu_{\perp}^2} \quad (9)$$

A velocidade média $\langle v \rangle$ desta distribuição é nula e ela é normalizada para $\int_{-\infty}^{+\infty} f(\vec{v}) d^3v = 1$. Na Figura 5, temos o gráfico de $f(v_{\parallel})$ versus v_{\parallel} .

Após algumas mudanças de variáveis e bastante álgebra, chega-se a uma expressão para ϵ_L tratável por computador, a saber,

$$\epsilon_L = 1 - A \left\{ 1 - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n(\lambda) \exp(-\lambda) 2\alpha_n [\alpha_0 + Z(\alpha_n) (\alpha_0 \alpha_n - 1)] \right\}, \quad (10)$$

cujas partes real e imaginária são:

$$\epsilon_R = 1 - A \left\{ 1 - \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n(\lambda) \exp(-\lambda) 2\alpha_n [\alpha_0 + \text{Re}\{Z(\alpha_n)\} \cdot (\alpha_0 \alpha_n - 1)] \right\}, \quad (11)$$

$$\epsilon_I = A \sum_{n=-\infty}^{+\infty} I_n(\lambda) \exp(-\lambda) 2\alpha_n \text{Im}\{Z(\alpha_n)\} \cdot (\alpha_0 \alpha_n - 1). \quad (12)$$

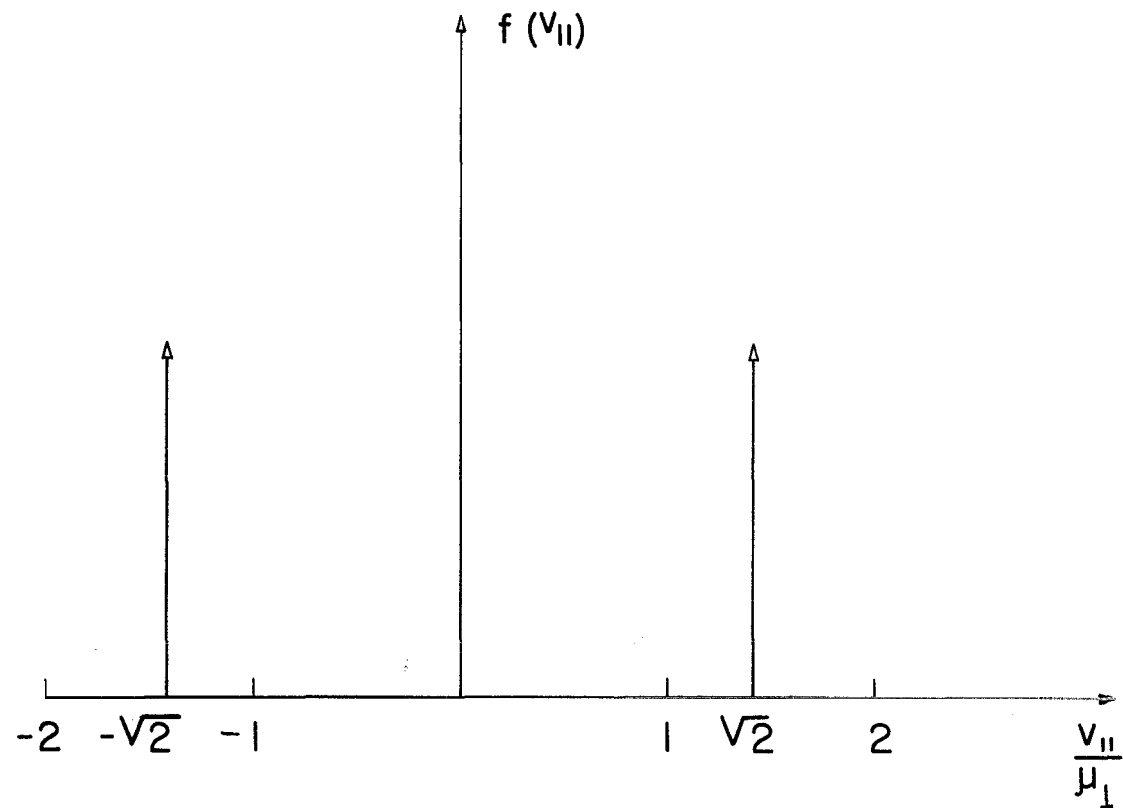


Fig.3 - Função de distribuição de velocidades "A", $T = 900$ K, $\omega_p = 34,09 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$, e $\omega_c = 6,66 \times 10^6 \text{ s}^{-1}$.

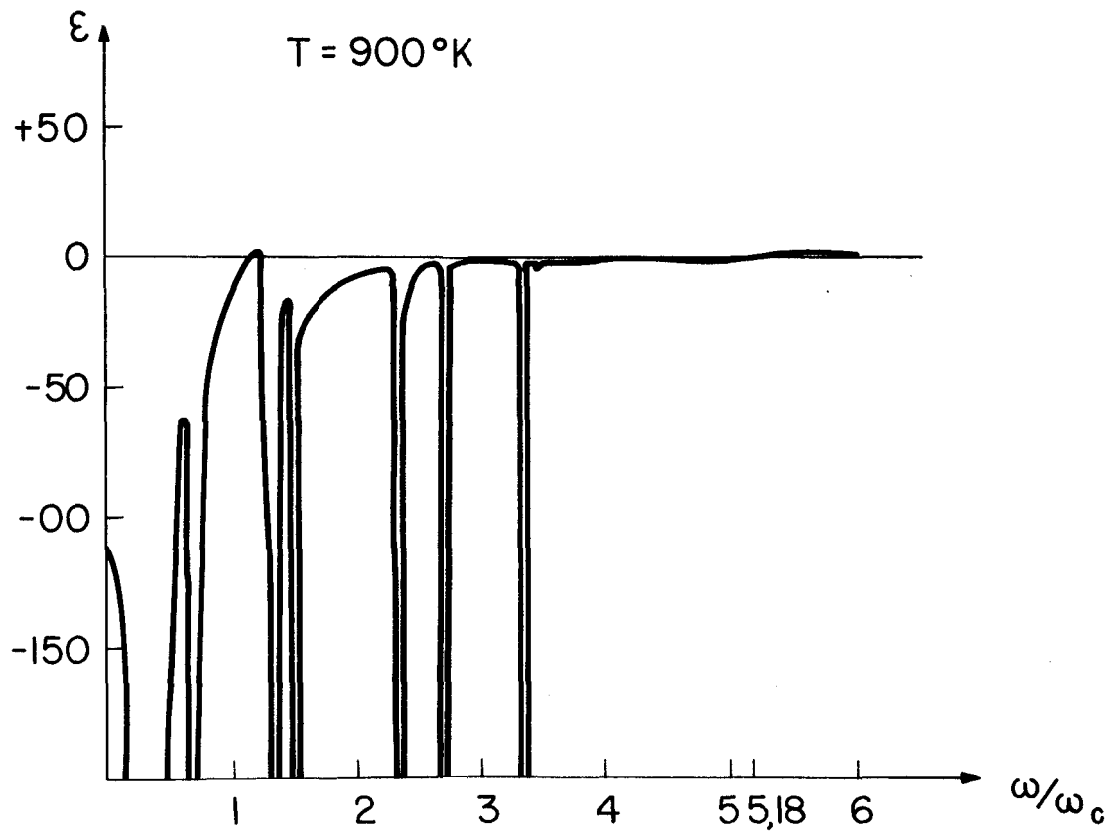


Fig.4 - Gráfico da constante dielétrica (ϵ_L) para a distribuição "A", em função de frequência; $T = 900^\circ\text{K}$.

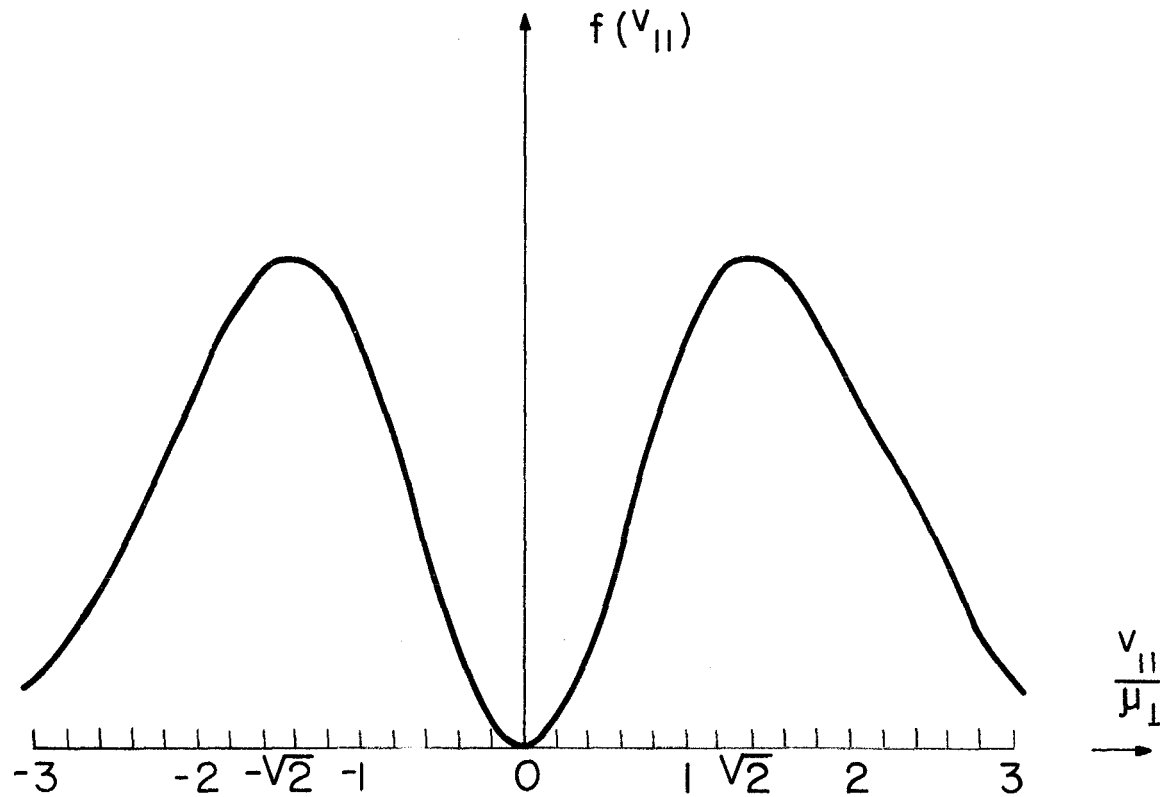


Fig. 5 - Função de distribuição de velocidades "B"; $T = 900^{\circ}\text{K}$

No cálculo do somatório, n variou de -10 a $+10$. A Figura 6 dá ϵ_R e ϵ_I em função de ω/ω_c e vemos que, além da raiz $\omega/\omega_c = 5,20$, onde $\epsilon_R = 0$ e ϵ_I fica desprezível, temos outros pontos em que ϵ_R se anula. Vamos olhar em detalhe a região $1,00 < \omega/\omega_c < 1,30$, para diferentes valores da temperatura dos elétrons, para as mesmas condições dos exemplos anteriores, isto é $\omega_p = 34,09 \times 10^6 \text{s}^{-1}$ e $\omega_c = 6,66 \times 10^6 \text{s}^{-1}$, que são condições típicas da ionosfera acima de Arecibo, Puerto Rico, em torno da hora do nascer do sol. As Figuras 7 a 9 ilustram esse comportamento. Vemos que, para essa região, a parte imaginária de ϵ_L tende a diminuir para temperaturas em volta de 840°K , aumentando bastante para temperaturas inferiores a 800°K e superiores a 900°K .

O gráfico na Figura 10 mostra o menor E , para $\epsilon_R = 0$, e o valor correspondente de ω/ω_c que anula ϵ_R . Nessas condições, a onda pode se propagar, atenuando-se tanto mais quanto maior ϵ_I . A atenuação é menor para temperaturas em volta de 840°K , como visto na Figura 8. Desta maneira, os resultados de Dias e Gordon (1973) podem ser entendidos. Para temperaturas maiores que 900°K , a atenuação é maior, como visto na Figura 10, o que pode explicar a não detecção das oscilações durante o dia.

3. COMPARAÇÃO COM RESULTADOS EXPERIMENTAIS

Embora a função "B" não seja a função de distribuição de velocidades reais, o que não era o objetivo deste trabalho, pode-se ver que, para uma função deste tipo, os resultados experimentais, colhidos no Observatório de Arecibo durante uma experiência de aquecimento artificial da ionosfera, em 15 de março de 1972, se ajustam bem, para parâmetros semelhantes aos aqui usados teoricamente.

A Figura 11 apresenta uma estatística das oscilações observadas em Arecibo, próximas à girofrequência dos elétrons, em vários meses. É interessante notar que a maioria das detecções foi feita em volta de 7 - 8 horas da manhã, que é a hora em que a temperatura da região F da ionosfera está variando de seu valor noturno (600° a 700°K) para o diurno (1100° a 1400°K). Portanto, na hora dessas observações, a temperatura passaria por 800° a 900°K . Na figura 12, temos a variação da amplitude

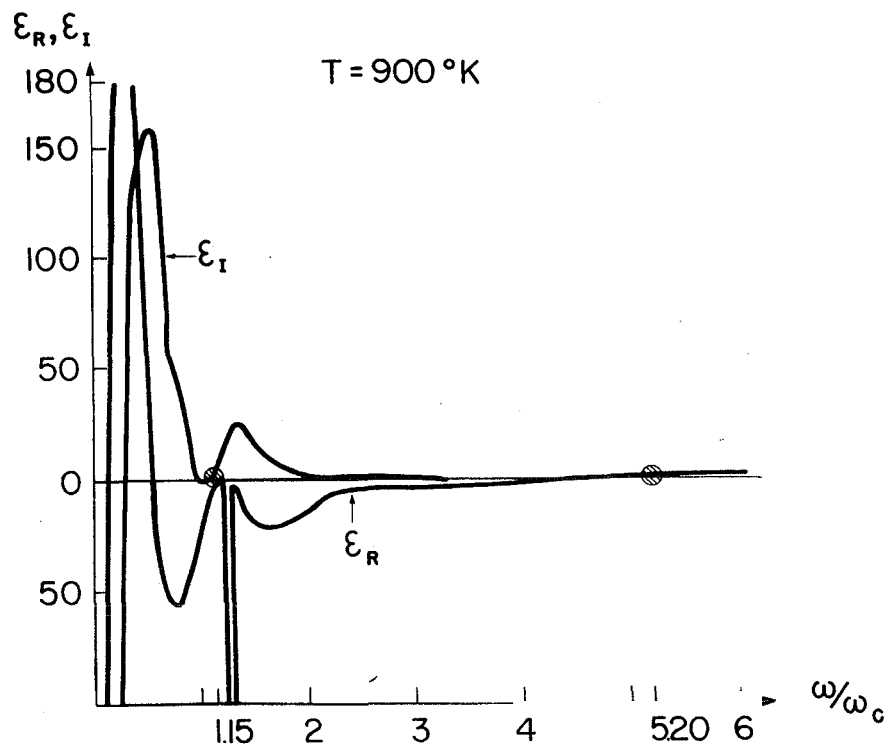


Fig.6 - Gráfico da constante dielétrica (ϵ_L) para a distribuição "B", em função da frequência; $T = 900^{\circ}\text{K}$.

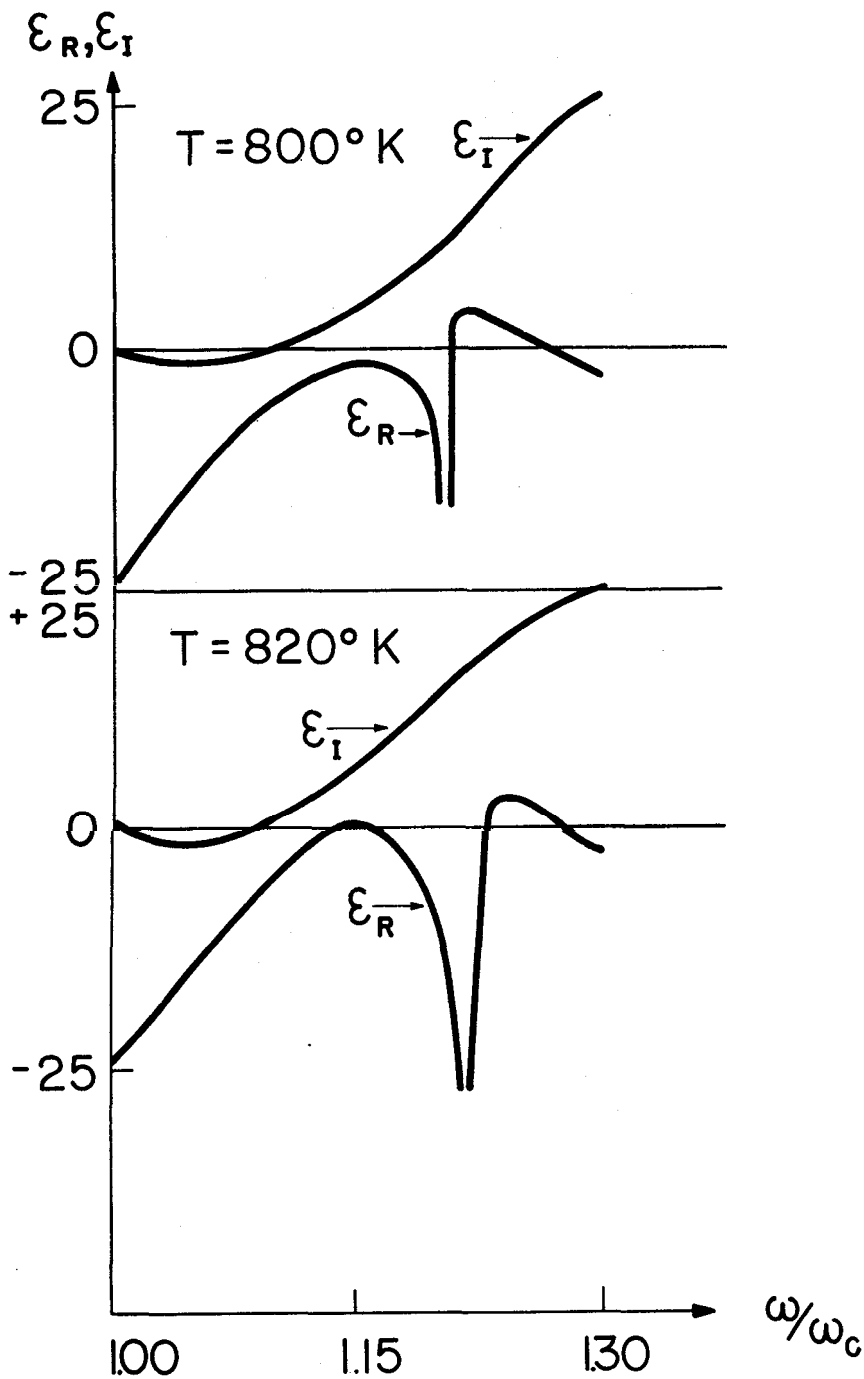


Fig.7 - ϵ_L no intervalo $1,00 < \omega/\omega_c < 1,30$, $T = 800$ e $T = 820^\circ\text{K}$.

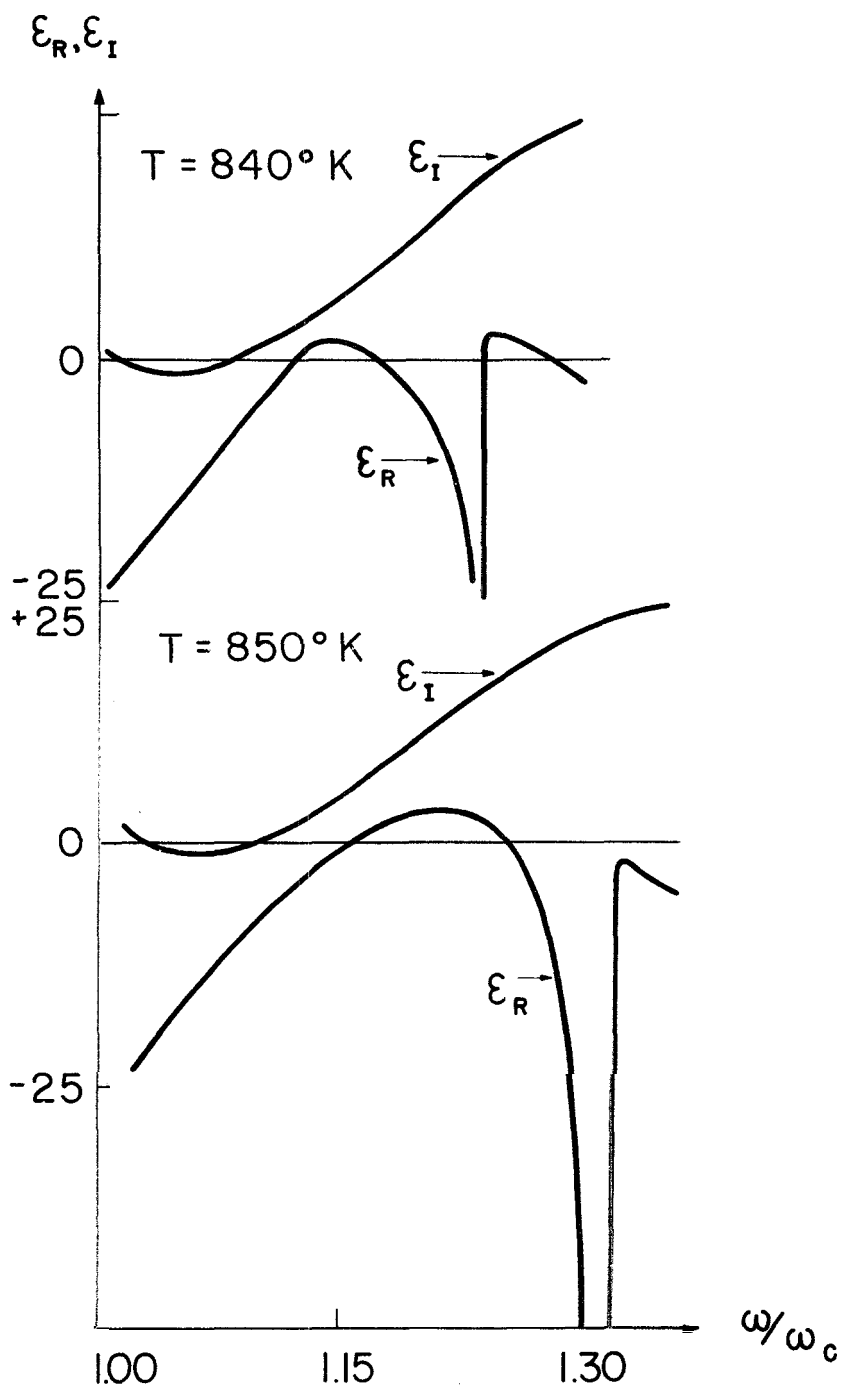


Fig.8 - ϵ_L no intervalo $1,00 < \omega/\omega_c < 1,30$, $T = 840$ e $T = 850^\circ \text{K}$.

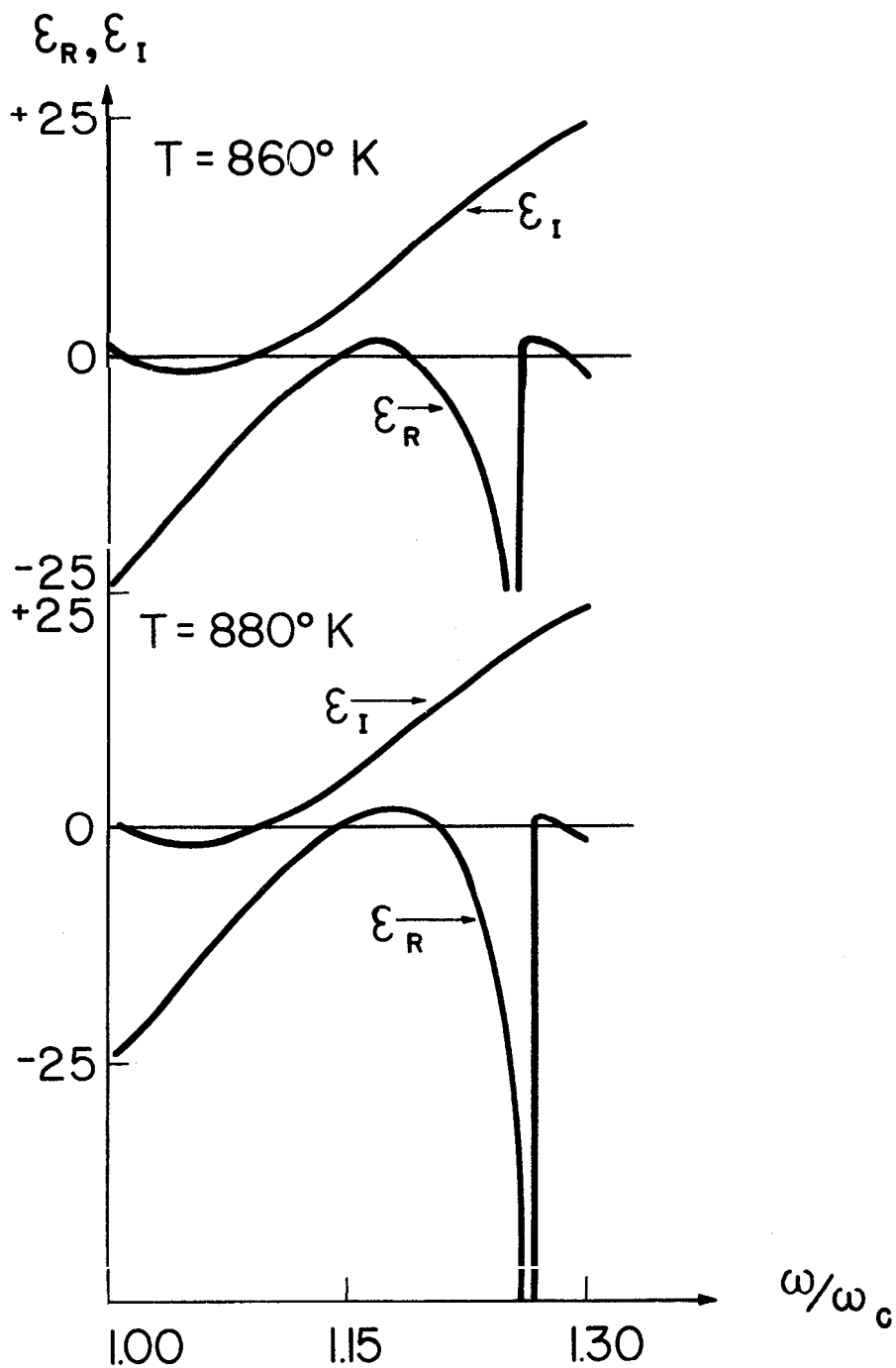


Fig.9 - ϵ_L no intervalo $1,00 < \omega/\omega_c < 1,30$, $T = 860$ e $T = 880^\circ \text{K}$.

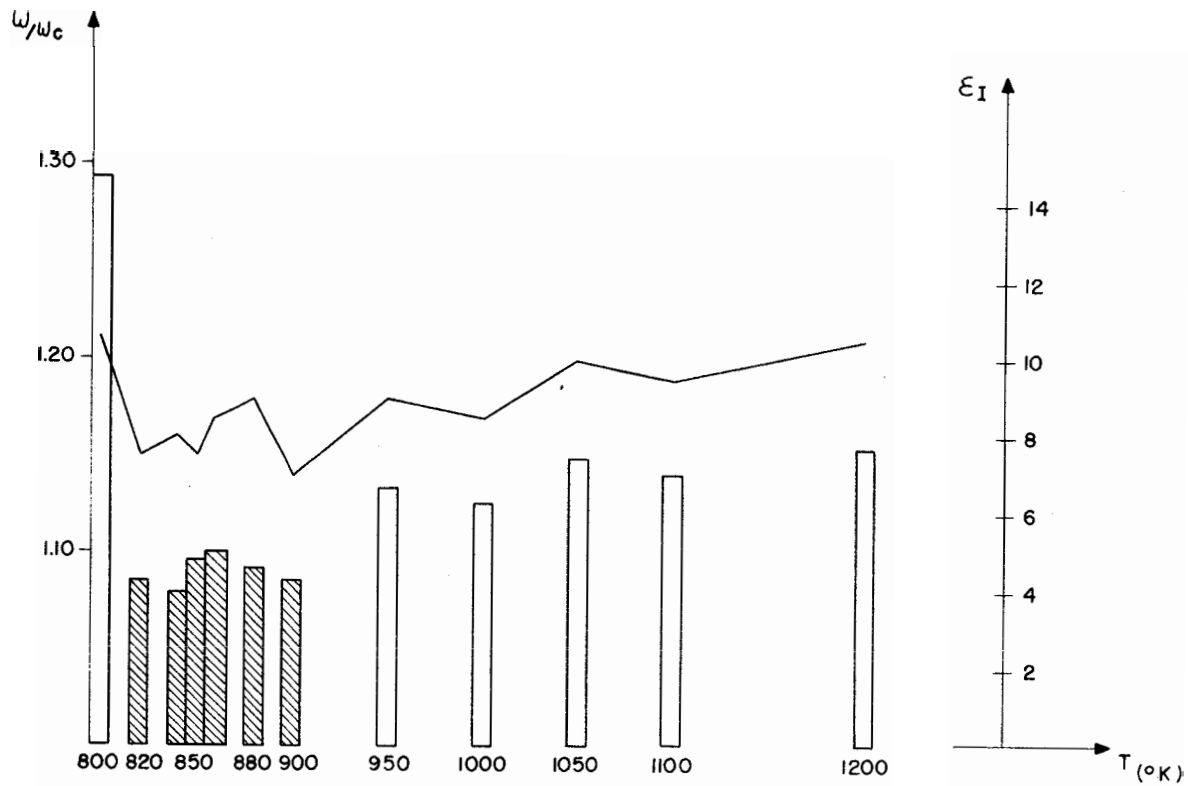


Fig.10 - ω/ω_c e a correspondente menor parte imaginária de ϵ_L para temperaturas entre 800°K e 1200°K , quando a parte real de ϵ_L se anula, no intervalo $1,0 < \omega/\omega_c < 1,3$.

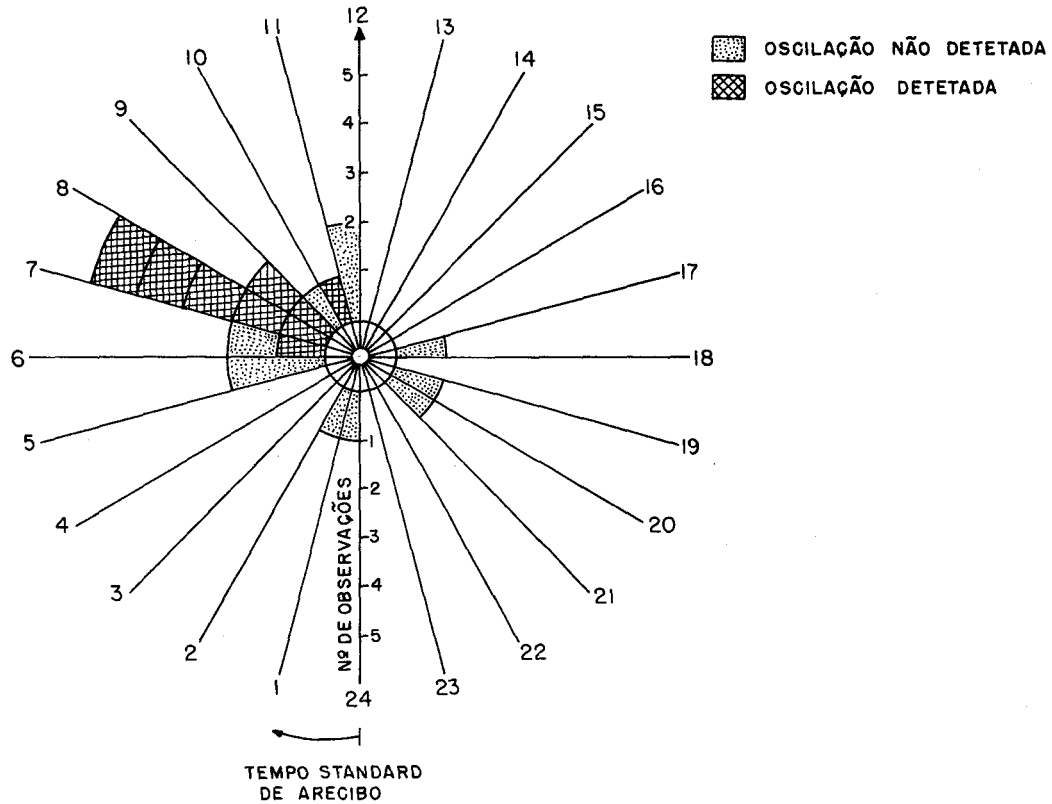


Fig.11 - Ocorrência de oscilações em frequência próximas à girofrequência, em função da hora do dia.

e frequência das oscilações com o tempo (Dias, 1975). A observação de oscilações para $\omega/\omega_c = 1,10$, quando $\omega_p = 34,09 \times 10^6 \text{s}^{-1}$, está em concordância com o valor calculado de $\omega/\omega_c \approx 1,18$ a $1,14$, uma diferença da ordem de 5%. A amplitude dessas oscilações flutua bastante com o tempo. A linha de plasma foi observada em $\omega/\omega_c = 5,12$ e, de acordo com o calculado, temos $\omega/\omega_c \approx 5,20$, sendo a diferença de cerca de 2%.

A função de distribuição "A" também apresentou resultados na região de $\omega/\omega_c \approx 1,0$ a $1,30$. O resultado teórico foi de $\omega/\omega_c = 1,18$ e $\omega/\omega_c = 1,25$, além da oscilação da linha de plasma em $\omega/\omega_c = 5,18$. Comparando com os dados experimentais ($\omega/\omega_c = 1,10$), vemos que já há uma indicação da possibilidade de ocorrência de oscilações nessa região. Devido à grande idealização da distribuição "A", maior discussão não se justifica.

4. CONCLUSÕES

Se considerarmos o plasma ionosférico como um plasma quente com campo magnético, com parâmetros típicos para a ionosfera acima de Arecibo e aplicarmos a relação de dispersão de Harris, Equação 1 (Harris, 1960 ; 1961), vemos que para uma distribuição Maxwelliana somente vão aparecer oscilações na região da linha de plasma $\omega \approx \omega_p$. Entretanto, se usarmos a distribuição "A" ou "B", irão aparecer também, além disso, oscilações na região $1,0 < \omega/\omega_c < 1,3$.

No caso de aquecimento artificial da ionosfera por meio de ondas intensas de rádio de HF, a distribuição se torna não-Maxwelliana. A observação experimental de oscilações em $1,0 < \omega/\omega_c < 1,3$ mostrou que a distribuição não permanece Maxwelliana durante o experimento em questão.

Outro fato experimental é o não aparecimento de oscilações durante a maior parte do dia e durante a noite.

Considerando a função da distribuição de velocidades "A", vemos que, se $T > 1100^\circ\text{K}$, não haverá oscilações na região $\omega \approx \omega_c$ (Medeiros, 1975), as quais, entretanto, aparecerão para temperaturas mais baixas. Para a distribuição "B", todavia, vemos que somente existirão oscilações pouco

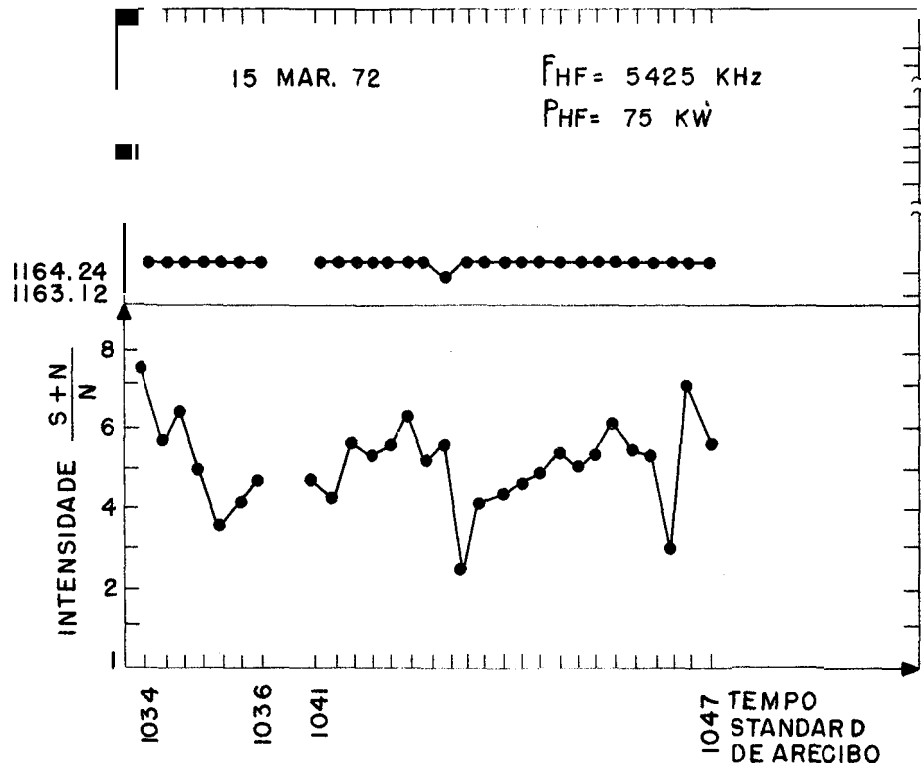


Fig.12 - Observações da intensidade e frequência da oscilação próximo à frequência de giro em função do tempo. As observações foram feitas no Observatório de Arecibo, Porto Rico, USA.

atenuadas para o intervalo de temperaturas $800^{\circ}\text{K} < T < 900^{\circ}\text{K}$. Isso explica o fato de não serem detectadas oscilações à noite ($T < 800^{\circ}\text{K}$) ou durante o dia ($T > 1100^{\circ}\text{K}$), para as condições em que foram feitas as observações experimentais. As detecções, até o presente, foram feitas durante o período logo após o nascer do sol.

Muito trabalho ainda precisa ser feito, tanto teórico como experimental. Na parte teórica, deve ser feito um estudo mais detalhado de outras distribuições e da variação da relação de dispersão com os parâmetros do plasma. Na parte experimental, há necessidade de mais dados em diferentes condições ionosféricas.

REFERÊNCIAS

- Budden, K.G. - *Radio Wave in the Ionosphere*, Cambridge University Press, Cambridge, England, 1966.
- Dias, L.A.V. - *Evidências de Instabilidades no Plasma Ionosférico devido ao Aquecimento Artificial na Ionosfera*; XXVII Reunião Anual da Sociedade Brasileira para o Progresso da Ciência - SBPC, Belo Horizonte . Minas Gerais, julho de 1975.
- Dias, L.A.V. and Gordon, W.E. - *Observations of Electronic Cyclotron Lines Enhanced by HF Radio Waves*; J. Geophys. Res., 78, 1730 (1973).
- Fried, B.D. and Conte, S.D. - *The Plasma Dispersion Function*; Academic Press, New York, 1961.
- Gordon, W.E., Showen, R.L. and Carson, H.C. - *Ionospheric Heating at Arecibo: First Tests*; J. Geophys. Res., 76, 7808 (1971).
- Harris, E.G. - *Unstable Plasma Oscillations in a Magnetic Field*; Phys. Rev. Letters, 2, 34 (1960).
- Harris, E.G. - *Plasma Instabilities Associated with Anisotropic Velocity Distributions*; J. Nuclear Energy, Part C, 2, 138 (1961).
- Krall, N.A. and Trivelpiece, AW. - *Principles of Plasma Physics*; McGraw-Hill Book Company, New York, N.Y., 1973.
- Medeiros F?, F.C. - *Propagação de Ondas Longitudinais Próximo à aio-freqüência em um Magnetoplasma Quente*; São José dos Campos, INPE, Nov. 1975 (INPE-781-NTE/040).
- Perkins, F.W. and Salpeter, E.E. - *Enhancement of Plasma Density Fluctuations by Non-Thermal Riectrons*; Phys.Rev., 139A, 59 (1965).