

## **Variações no Fluxo de Elétrons Induzidos nas Experiências de Modificações da Ionosfera por Meio de Ondas de Alta Frequência**

**J. H. A. SOBRAL**

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

Recebido em 8 de Agosto de 1979

0 1 6300 **8** airglow enhancements caused by nigh powered HF waves are presented. These results were obtained at Arecibo, Puerto Rico (geographic coordinates 18.35°N, 66.75°W) and are compared with equivalent measurements performed at Boulder, Colorado. The observations of systematically smaller artificial nightglow (6300 **a**) enhancements at Arecibo, as compared to those at Boulder, is briefly discussed.

São apresentados aumentos de luminescência 0 1 (63008) decorrentes do aquecimento da ionosfera, o qual é alcançado por ondas de alta frequência, em Arecibo, Porto Rico. Tais aumentos são comparados com aumentos análogos obtidos em Boulder, E.U.A. Discute-se os aumentos de luminescência de Arecibo, sistematicamente menores do que os de Boulder.

### **1. INTRODUÇÃO**

As condições ambientes da ionosfera podem ser consideravelmente alteradas pela passagem de uma onda de rádio de alta frequência de intensidade muito elevada<sup>1,2,3</sup>. Elétrons são aquecidos<sup>4,5,6</sup> e criam-se condições para o estabelecimento de instabilidades paramétricas no plasma ionosférico<sup>7</sup> as quais já se evidenciaram em medidas de radar de espalhamento incoerente, durante a execução de experiências de modificação da ionosfera por meio de ondas de alta frequência<sup>8,9</sup>. Seguem-se outras experiências de modificação e estudos teóricos mais específicos sobre ondas de plasma geradas pelo campo elétrico excitador das ondas de

alta frequência como a teoria não linear do amortecimento de Landau (Refs. 10 a 14), teoria de órbitas de elétrons perturbadas<sup>15,16</sup>, observações de linhas ciclotrônicas dos elétrons<sup>17</sup> e previsões do fluxo de elétrons decorrente do aquecimento<sup>18</sup>.

Paralelamente às experiências do radar de espalhamento incoerente, foram feitas medidas das linhas de emissão 6300 Å e 5577 Å do oxigênio atômico<sup>19-21</sup>. Esperava-se uma supressão na emissão no comprimento de onda de 6300 Å pois, o aumento de temperatura ambiente reduziria a razão de produção de uma das duas reações químicas diretamente responsáveis pela produção de átomos metaestáveis de oxigênio. Apareceu, ao contrário, um aumento de emissão que foi justificado como decorrente do aumento de produção de átomos metaestáveis de oxigênio, gerados por colisão de elétrons estocasticamente acelerados com átomos de oxigênio neutro locais<sup>1\*</sup> (Biondi, comunicação pessoal). Medidas de luminescência em 6300 Å (daqui por diante chamado simplesmente de L6300) também foram utilizadas no cálculo do coeficiente de desexcitação dos átomos metaestáveis de oxigênio por colisões com o nitrogênio molecular e com elétrons não termalizados<sup>22,23</sup>.

No presente trabalho, apresentamos o aumento de intensidade da L6300 obtido em Arecibo, Porto Rico, utilizando uma potência de alta frequência (5.425 MHz) de 101 Kw. Este resultado é comparado com o de Boulder, Colorado<sup>18</sup> e são comentadas as possíveis razões das diferenças de emissão no comprimento de onda de 6300 Å.

## 2. FLUXO DE ELETRONS

Numa tentativa de calcular o fluxo  $J$ , de elétrons, decorrentes das ondas de Langmuir instáveis com elétrons do meio ambiente, Weinstock<sup>18</sup> chegou ao seguinte resultado:

$$J = (2\pi)^{-1/2} n_0 v_e \left[ P^{1/2} + \frac{N\omega_d}{k v_e} - 1 \right] \cdot \exp \left[ -\frac{1}{2} \left[ \frac{\omega}{k v_e} - \frac{N\omega_d}{k v_e} \right]^2 \right] \quad (1)$$

onde,

$n_0$  = densidade eletrônica

$\underline{k}, \omega$  = vetor e frequência da onda de plasma, respectivamente

$v_e$  = velocidade térmica do elétron

$$P = \left[ \frac{E(h)}{E_e(H)} \right]^2 \quad \begin{array}{l} E(h) = \text{campo elétrico excitador na altura } h. \\ E_e(h) = \text{campo elétrico limite para a instabilidade na} \\ \text{altura } h. \end{array}$$

$$k_m = \frac{.2}{\lambda_D} = .2 \left( \frac{q^2 n_0}{\epsilon_0 k T} \right)^{1/2}$$

$$\omega_d = k_m v_e (3/2)^{1/4} \left( \frac{I(z/0)}{4\pi n T_e} \right)^{1/4}$$

$\omega_d/k_m$  = velocidade de aprisionamento dos elétrons.

$T_e$  = energia cinética média dos elétrons.

$I(\underline{r}/k)$  = densidade espectral de energia da onda  $\underline{k}$  na posição  $\underline{z}$ .

$I(z/0) = I(\underline{z}/\underline{k})$  em coordenadas polares com  $\underline{z} \cdot \underline{k} = 0$

$$N = 2^{1/2} \left\{ \ln \left[ \pi^{1/2} \frac{L \omega_e v_e^2 k_m}{u_1^2 \omega_d} \left( \frac{I(z/0)}{4\pi n T_e} \right) \right] \right\}^{1/2}$$

$u_1 < u < u_2$  intervalo de velocidade dos elétrons no qual o coeficiente de difusão é suficientemente alto para modificar a função de distribuição dos elétrons.

$$L = 2 \left( \frac{v_e}{u_1} \right) \left( \frac{k_m}{k_D} \right) z$$

$\omega_e$  = frequência eletrônica do plasma.

Segundo Weinstock, o valor de  $\underline{J}$  dado pela expressão 1 é extremamente sensível ao valor de  $k_m$ . Pequenos decréscimos de  $k_m$  acarretam grandes decréscimos de  $\underline{J}$  e sugere-se que tal variação seja a causa da menor modificação da ionosfera, em termos de luminescência, de Are-

cibo, comparado com Boulder. O fluxo de eletrons dado pela expressão 1 ocorre na parte inferior da região aquecida, ou seja, cerca de 5 a 6 km abaixo do nível de reflexão. Este fluxo é responsável pelo aumento da população de átomos de oxigênio metaestáveis excitados por impacto.

### 3. RESULTADOS OBTIDOS

A figura 1 mostra o aumento de emissão no comprimento de onda de 6300 Å obtido em Arecibo, Porto Rico, às 02:45 hs do dia 5 de outubro de 1972. A figura mostra o registro de dados correspondentes a aproximadamente meio ciclo da sequência de pulsos de ondas de alta frequência de três minutos de duração, os quais eram seguidos pelo apagamento do transmissor por três minutos também.

O trajeto da onda de alta frequência é mostrado, fora de escala, na Figura 2. A componente ordinária da onda de alta frequência propaga-se no meio magnetoiónico em direção caracteristicamente próxima e perpendicular à linha de força do campo magnético. Por isso ela toma a direção norte, conforme mostra a Figura 2. Os fotômetros de 5577 Å e 6300 Å apontavam continuamente para um ângulo de 5° com a vertical, no plano meridional. Nesta posição, esperava-se o máximo de variação de luminescência.

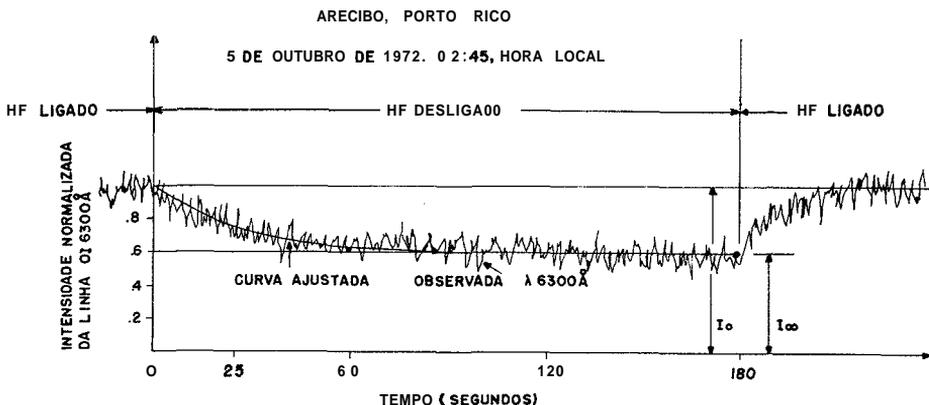


FIGURA 1

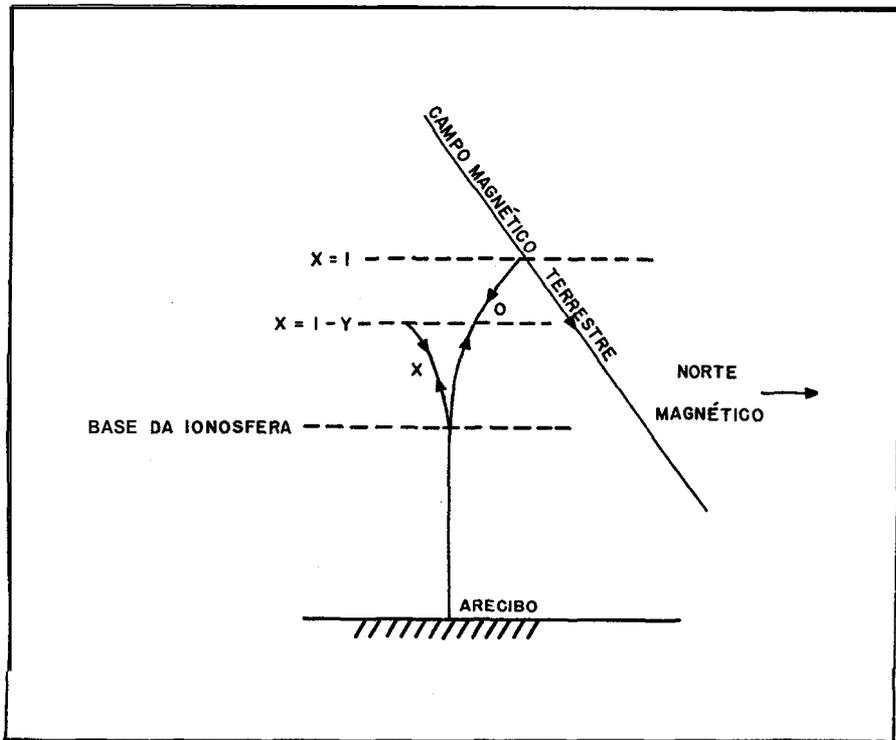


FIGURA 2

Não foi **detetado** nenhum aumento de emissão no comprimento de onda de  $5577 \text{ \AA}$ . Isto deve-se ao alto nível de energia, do **átomo** do oxigênio, para a sua emissão (4, 17 ev).

Para assegurar-se de que o aumento de L6300 não era uma mera **interferência** dos pulsos transmitidos no sistema de recepção de **luminescência**, fechava-se a entrada de luz nos **fotômetros**, em alguns instantes. Obviamente, se o aumento de sinal ocorresse sem entrada de luz, o aumento se deveria a **interferência** do equipamento. De fato isto ocorreu algumas vezes.

#### 4. DISCUSSÃO

Como o coeficiente de difusão ambipolar  $D_a$  é diretamente proporcional à temperatura dos elétrons,  $T_e$ , ou seja:  $D_a = D_+(1 + T_e/T_+)$  e a densidade de corrente  $\Gamma_{e,+} = -\nabla(D_a, D_+)$ , espera-se que na região de  $D_a$  aumentado, haja, para fora dela, uma migração de elétrons. Essa migração ambipolar é possivelmente a causa do decréscimo de luminescência que ocorre após o desligamento do transmissor de alta frequência<sup>21</sup>. Parece que, em nosso caso, o decréscimo de emissão não foi afetado pela difusão ambipolar, pelo menos dentro da precisão das nossas medidas, pois o decréscimo de emissão registrado tendeu assintótica e monotonicamente para um certo valor (possivelmente aquele não perturbado). A difusão ambipolar acarretaria um "buraco" nos registros de L6300, cujo recobrimento se daria pelo retorno dos elétrons emigrados. Esses elétrons, ao retornarem se recombinariam com íons de oxigênio molecular, através de uma recombinação dissociativa, dando origem a novos átomos metaestáveis de oxigênio, aumentando desse modo a L6300.

Eventualmente, a região que perde elétrons durante o aquecimento pode sofrer deslocamentos consideráveis por efeito  $\underline{E} \times \underline{B}$  dos campos elétricos normalmente já existentes, ou seja, aqueles criados por efeito dínamo e transmitidos à região F pelas linhas altamente condutoras de campo magnético<sup>24</sup>. Nosso fotômetro apontava continuamente numa elevação fixa. Desse modo, o centro de supressão de L6300 deve ter saído da mirada do fotômetro e com isso não detetamos o "buraco" da L6300.

A variação mostrada na Figura 1 é de 7 Rayleighs. Medidas semelhantes realizadas em Boulder revelaram um aumento análogo de 50 Rayleighs<sup>18</sup>. Tal diferença parece um tanto grande, considerando-se que a densidade de potência transmitida em Arecibo é apenas a metade daquela transmitida em Boulder.

Os cálculos numéricos de Weinstock utilizando a expressão (1), mostram que o fluxo de elétrons em Arecibo é apenas cerca de 1/8 do fluxo de Boulder. Este resultado está compatível com as variações de luminescência de 6300 Å registrados em Boulder e em Arecibo: 50 Rayleighs e 7 Rayleighs, respectivamente.

É interessante observar que a variação de luminescência em

Arecibo ocorreu apenas durante a transmissão dos pulsos de mais alta frequência (5.425 MHz). Isto talvez seja explicado pelo maior  $\lambda_D$  (Debye length) em níveis mais próximos ao pico da região F, implicando por seu turno, um maior  $k_m$  e maior  $J$ .

Não é muito fácil verificar a dependência de L6300, conforme sugerido por Weinstock<sup>18</sup>, como causa da grande diferença de modificação da L6300 entre Arecibo e Boulder. Como justificariamos uma diferença sistemática da razão  $T/N$  nos dois locais? De acordo com a sugestão de Weinstock,  $T/N$  é sempre menor em Porto Riw. É interessante, nesse caso, que se façam medidas simultâneas de  $T_i$  (deduzindo-se daí  $T$ , supondo-se que à noite,  $(T_i/T) = 1$ ) e de  $N_e$  com o radar de espalhamento incoerente, durante as experiências de modificação. a fim de facilitar a análise de tal dependência.

O presente trabalho foi patrocinado pelas Universidades de Rice e Cornell, dos Estados Unidos e pelo Instituto de Pesquisas Espaciais (INPE), Brasil.

## REFERÊNCIAS

1. Utlaut, W.F., "An ionospheric modification experiment using very high power, high frequency transmission", J. Geophys. Res., 75, 6402, 1970.
2. Gordon, W.E., R. Showen and H.C. Carlson, "Ionospheric heating at Arecibo: First tests", J. Geophys. Res., 76, 7808, 1971.
3. Utlaut, W.F. and R. Cohen, "Modifying the ionosphere with intense radio waves", Science, 174, 245, 1971.
4. Meltz, G. and R.E. LeVier, "Heating the F region by deviative absorption of radio waves", J. Geophys. Res. 75, 6406, 1970.
5. Thomson, J.A., Energy deposition in artificial ionospheric heating experiments, J. Geophys. Res., 75, 6446, 1970.
6. LeVier, R.E., "Artificial heating of the ionosphere-Early time phenomena", J. Geophys. Res. 75, 6419, 1970.
7. Perkins, F.W. and P.K. Kaw, "On the role of plasma instabilities in ionospheric heating by radio waves", J. Geophys. Res., 76, 282, 1971.

8. Carlson, H.C., W.E. Gordon and R.L. Showen, "High frequency induced enhancements of the incoherent scatter spectrum at Arecibo", *J. Geophys. Res.*, 77, 1242, 1972.
9. Kantor, I.J., *Plasma waves induced by high frequency waves*, PhD. thesis, Rice Univ., Houston, Texas, 1972.
10. Valeo, E., Oberman, C., Perkins, F. "Saturation of the decay instability for comparable electronic and ion temperatures", *Phys. Rev. Lett.* 28, 340 (1972).
11. Dubois, D.F. and M.V. Goldman, "Spectrum and anomalous resistivity for the saturated parametric instability", *Phys. Rev. Lett.*, 28, 218, 1972a.
12. Dubois, D.F. and M.V. Goldman, "Nonlinear saturation of parametric instability; Basic theory and application to the ionosphere", *Phys. Fluids*, 15, 919, 1972b.
13. Kuo, Y.Y. and J.A. Fejer, "Spectral line structure of saturated parametric instabilities", *Phys. Rev. Lett.*, 29, 1667, 1972.
14. Kruer, W.L. and E.J. Valeo, "Nonlinear evolution of the decay instability in plasma with comparable electron and ion temperatures", *Phys. Fluids*, 16, 675, 1973.
15. Bezzerides, B. and J. Weinstock, "Nonlinear saturation of parametric instabilities", *Phys. Rev. Lett.*, 28, 481, 1972.
16. Weinstock, J. and B. Bezzerides, "Nonlinear saturation of parametric instabilities: Spectrum of turbulence and enhanced collision frequency", *Phys. Fluids*, 16, 2287, 1973.
17. Dias, L.A.V. and W.E. Gordon, "Observations of electron cyclotron line enhanced by HF radiowaves", *J. Geophys. Res.*, 78, 1730, 1973.
18. Weinstock, J., "Theory of enhanced airglow during ionospheric modifications", *J. Geophys. Res.*, 80, 4331, 1975.
19. Biondi, M.A., D.P. Sipler and R.D. Hake, Jr., "Optical ( $\lambda 6300$ ) detection of radio frequency heating of electrons in the F region", *J. Geophys. Res.*, 75, 6421, 1970.
20. Sobral, J.H.A., *Airglow and Incoherent scatter studies of the dynamics of the nighttime ionosphere at Arecibo*, PhD. thesis, Cornell University, 1973.
21. Sipler, D.P. and M.A. Biondi, "O I 6300 Å Regions Produced by the Platteville Ionospheric modification experiment", *J. Geophys. Res.*, 81, 3467, 1976.
22. Hernandez, G., "Determination of the quenching of O(<sup>1</sup>D) by molecular

nitrogen using the ionospheric modification experiment", J. Geophys. Res., 77, 3625, 1972.

23. Sobral, J.H.A., "Optical measurements of the quenching coefficient of the  $O(^1D)$  state by collisions with nitrogen molecules utilizing the ionospheric heating experiment", (em publicação).

24. Siren, J.C., Comments on "Enhanced  $O\ I\ 6300\ \text{\AA}$  regions produced by the Platteville Ionospheric Modification Experiment". J. Geophys. Res., 82, 198, 1977.