

## VARIAÇÃO EM FUNÇÃO DA HORA LOCAL E DA ATIVIDADE MAGNÉTICA DA PRECIPITAÇÃO DE ELÉTRONS NA ANOMALIA MAGNÉTICA DO ATLÂNTICO SUL

O. PINTO Jr., W.D. GONZALEZ e I.R.C.A. PINTO

Instituto de Pesquisas Espaciais – INPE  
C.P. 515, 12201 – São José dos Campos, SP, Brasil

Using a Fokker-Planck equation, a theoretical analysis of the electron diffusion in the inner radiation belt considering only multiple Coulomb scattering is done. The results show that the energetic electron precipitation varies with local time and with magnetic activity, in association with the neutral atmospheric density variations. It is shown that the precipitated electron flux varies with local time in a similar way that the atmospheric density does and increases by over a factor of two with the magnetic activity.

### INTRODUÇÃO

A precipitação de elétrons energéticos<sup>1</sup> na Anomalia Magnética do Atlântico Sul (AMAS), oriundos do cinturão interno de radiação (cinturão interno de Van Allen), tem sido largamente estudada tanto do ponto de vista teórico (MacDonald & Walt, 1962; Welch et al., 1963; Walt, 1964; Walt & MacDonald, 1964; Roederer & Welch, 1966; Roederer et al., 1967; Pinto Jr. & Gonzalez, 1986a) como do ponto de vista experimental (Paulikas, 1975; Pinto Jr., 1985; Pinto Jr. & Gonzalez, 1986b; Pinto Jr. & Gonzalez, 1986c).

MacDonald & Walt (1961) e Walt & MacDonald (1962) mostraram que o processo de precipitação de elétrons energéticos na atmosfera pode ser visto como um processo de difusão que obedece a uma equação de Fokker-Planck com termos de espalhamento em "pitch-angle" (espalhamento coulombiano) e de perda de energia dos elétrons por interação com os constituintes atmosféricos. Mais tarde Roederer & Welch (1966) e Roederer et al. (1967) estenderam o tratamento anterior levando em consideração a dependência do fluxo de elétrons com a longitude. A partir da década de 70, com o descobrimento da existência de ondas de diversas frequências no cinturão interno de radiação, também as interações ressonantes de elétrons com estas ondas foram tratadas segundo o formalismo de Fokker-Planck (Roberts, 1969; Spjeldvik & Thorne, 1975). Porém, em praticamente todos estes estudos, e em especial naquele devido a Roederer & Welch (1966), o fluxo de elétrons em aproximadamente 100km (altura considerada como limite para uma partícula permanecer aprisionada) é considerado nulo, como uma condição de contorno imposta para se obter a solução da equação de difusão. Isto faz com que nenhuma informação

quantitativa sobre o fluxo de elétrons em precipitação possa ser obtida a partir destas soluções.

Neste trabalho é feita uma extensão do tratamento teórico dado por Roederer & Welch (1966) à equação de difusão de elétrons devida ao espalhamento coulombiano, de forma a possibilitar o cálculo da variação do fluxo de elétrons em precipitação na AMAS com a hora local e com a atividade magnética (medida através do índice  $K_p$ ). Nenhuma tentativa de incorporar as interações ressonantes neste esquema foi feita, principalmente devido ao conhecimento incompleto destas ondas no cinturão interno de radiação. Utilizando como modelo da densidade atmosférica neutra e suas variações aquele dado por Jacchia et al. (1977), a variação do fluxo de elétrons em precipitação com a hora local e com a atividade magnética é calculada para  $L = 1,25$ .

### DINÂMICA DOS ELÉTRONS SUJEITOS AO ESPALHAMENTO COULOMBIANO

Elétrons energéticos do cinturão interno de radiação têm seus valores de campo magnético no ponto de reflexão ( $B$ ), de energia ( $E$ ) e de longitude ( $\psi$ ) alterados por três interações mutuamente independentes (Roederer & Welch, 1966):

1. Mudança em  $B$  devida ao processo estocástico de múltiplo espalhamento coulombiano na atmosfera.
2. Mudança em  $E$  devida a perdas por ionização na atmosfera, consideradas como um processo não-estocástico.
3. Mudança em  $\psi$  devida à interação com o campo magnético estático (deriva longitudinal), novamente um processo não-estocástico.

A equação de Fokker-Planck que descreve a função de distribuição  $U(B, E, \psi, L, t)$ , isto é, o número de elétrons contidos em um instante de tempo  $t$  e em um dado parâmetro de MacLwain  $L$ , em um tubo de linhas de campo de fluxo magnético  $d\Phi$ , cuja longitude geográfica no

<sup>1</sup> Neste trabalho considera-se como elétrons energéticos aqueles com energias  $E \geq 200$  keV ou equivalentemente, com períodos de deriva  $\tau_D \ll 1$  dia.

equador magnético é  $\psi$ , com pontos de reflexão entre  $B$  e  $B + dB$  e com energias cinéticas entre  $E$  e  $E + dE$ , sujeita a estas interações e negligenciando mudanças em  $L$  é dada como (Roederer & Welch, 1966):

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial X} (U \dot{\xi}) = - \frac{\partial}{\partial E} (U \dot{\epsilon}) - \frac{\partial}{\partial B} (U \langle \beta \rangle) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial B^2} (U \langle \beta^2 \rangle) + Q. \quad (1)$$

Na Equação (1)  $\dot{\epsilon}$  representa a mudança média em energia por unidade de tempo devida a perdas por ionização no trajeto entre os dois pontos de reflexão, e é dada por:

$$\dot{\epsilon} = \frac{1}{\tau_b} \{\epsilon\}, \quad (2)$$

onde  $\tau_b$  é a metade do período do movimento entre os pontos de reflexão e  $\{\epsilon\}$  é a perda de energia no trajeto entre os dois pontos de reflexão.

Analogamente, os coeficientes  $\langle \beta \rangle$  e  $\langle \beta^2 \rangle$  representam mudanças médias por unidade de tempo de  $B$  e  $B^2$  devidas a espalhamento no trajeto entre os dois pontos de reflexão, e são dados por:

$$\langle \beta \rangle = \frac{1}{\tau_b} \{B\}; \quad \langle \beta^2 \rangle = \frac{1}{\tau_b} \{B^2\}. \quad (3)$$

A coordenada  $X$  é definida devido ao fato de  $U$  ser uma função de distribuição em termos do fluxo magnético e não da longitude, e é dada como:

$$X = \int \frac{1}{K_0} \frac{\partial x}{\partial \psi} d\psi, \quad (4)$$

onde  $K_0$  é a curvatura da linha de força no ponto equatorial e  $x$  é o comprimento ao longo do equador magnético.

Finalmente,  $Q$  é o termo de fonte e  $\dot{\xi}$  a velocidade de deriva na coordenada  $X$ , dada por:

$$\dot{\xi} = \frac{dX}{dt} = \frac{1}{K_0} \frac{\partial x}{\partial \psi} \dot{\psi}. \quad (5)$$

Para um estado estacionário, negligenciando a contribuição de  $Q$  (o que é razoável longe do equador na AMAS, Roederer & Welch, 1966; Roederer et al, 1967) e introduzindo a função de distribuição:

$$W = U \dot{\xi} \quad (6)$$

e os coeficientes

$$\bar{\epsilon} = \frac{1}{\dot{\xi}} \dot{\epsilon}; \quad \bar{\beta} = \frac{1}{\dot{\xi}} \langle \beta \rangle; \quad \bar{\beta}^2 = \frac{1}{\dot{\xi}} \langle \beta^2 \rangle; \quad (7)$$

os quais agora representam mudanças por unidade da coordenada longitudinal  $X$ , tem-se para a equação (1)

$$\frac{\partial W}{\partial X} = - \frac{\partial}{\partial B} (W \bar{\beta}) + \frac{1}{2} \frac{\partial^2}{\partial B^2} (W \bar{\beta}^2) - \frac{\partial}{\partial E} (W \bar{\epsilon}). \quad (8)$$

Na ausência de perda de energia, pode-se definir uma trajetória aproximada  $B_m(X)$  do ponto de reflexão, tal que o número de elétrons que passam por uma longitude num dado instante de tempo seja constante:

$$\int_{B_0}^{B_m(X)} W dB = \text{constante}, \quad (9)$$

onde  $B_0$  é o valor de  $B$  no equador.

Da Equação (9) tem-se que:

$$\frac{dB_m(X)}{dX} = V_m = \bar{\beta} - \frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial B} (\bar{\beta}^2) - \frac{1}{2} \bar{\beta}^2 \frac{\partial}{\partial B} [1nW], \quad (10)$$

onde  $V_m$  representa a razão de mudança de  $B_m(X)$  com a longitude. Note-se que

$$WV_m \quad (11)$$

representa o número de elétrons que cruzam um valor de  $B$  por unidade de tempo (Roederer et al., 1967).

## MODELO SIMPLIFICADO PARA A AMAS

Do modo a resolver a Equação (8) negligenciam-se as perdas de energia (o que é razoável acima de aproximadamente 200 km) e supõe-se  $\partial x / \partial \psi$  constante e  $K_0$  igual a um (então  $X = x = (2\pi/360) R_T L \psi$ , onde  $R_T$  representa o raio da Terra). Considera-se também um modelo de atmosfera do tipo

$$N = N_0(LT) \exp \left[ \frac{B - B_a}{\Delta B(LT)} \right] \exp \left[ - \frac{|\psi - \psi_a|}{\Delta \psi(LT)} \right], \quad (12)$$

onde  $LT$  indica a hora local;  $\Delta B(LT)$  e  $\Delta \psi(LT)$  as escalas de variação em  $B$  e  $\psi$ , respectivamente;  $B_a$  o valor de  $B$  em 200 km para a longitude  $\psi_a$  ( $\psi_a$  é a longitude correspondente ao valor mínimo de  $B$  em 200 km para um dado  $L$  - para  $L = 1,25$ ,  $\psi_a \cong 318^\circ E$ ); e  $N_0(LT)$  a densidade efetiva para o espalhamento coulombiano em 200 km, dada por (MacDonald & Walt, 1961).

$$N_0(LT) = \sum_i Z^2 \eta \ln(\eta^{-1}) N_i(LT), \quad (13)$$

onde  $i$  se refere ao constituinte atmosférico (os principais são  $O$ ,  $O_2$ ,  $N_2$  e  $H_2$ ),  $Z$  é o número atômico e  $\eta$  é o ângulo mínimo de espalhamento. A equação (12) é válida entre aproximadamente 200 e 700 km e para  $L \leq 1,8$  (Roederer & Welch, 1966).

Utilizando o modelo dado na Equação (12) tem-se a solução da Equação (8) como (Roederer & Welch, 1966):

$$W \bar{\beta} = \text{constante em relação a } B \quad (14)$$

e  $W$  independente de  $X$  (ou  $\psi$ ), com

$$\bar{\beta} \cong V_m \cong k \exp \left[ \frac{B-B_a}{\Delta B(LT)} \right] \exp \left[ \frac{|\psi-\psi_a|}{\Delta\psi(LT)} \right], \quad (15)$$

onde k é uma constante proporcional a  $N_o(LT)$ . Logo, das Equações (14) e (15)

$$W \alpha \frac{1}{\exp \left[ \frac{B-B_a}{\Delta B(LT)} \right]} \quad (16)$$

**RESULTADOS**

A partir das Equações (9), (12) e (16), juntamente com um modelo de densidade atmosférica, pode-se determinar a variação da precipitação de elétrons na Anomalia Magnética do Atlântico Sul em função da hora local e da atividade magnética, em decorrência das variações correspondentes da densidade atmosférica. Então utilizando a Equação (9) para normalizar a (16) entre 200 e 700 km (região de validade desta equação) e os valores de densidade atmosférica dados por Jacchia et al. (1977) para determinar os parâmetros dados na Equação (12) tem-se, por exemplo, para o fluxo de elétrons em precipitação em  $\psi = \psi_a = 318^\circ E$  e  $L = 1,25$

$$W V_m \alpha \frac{N_o(LT)}{\Delta B(LT) \left[ \exp \left[ \frac{0,042}{\Delta B(LT)} \right] - 1 \right]} \quad (17)$$

onde o fator numérico resulta dos valores de densidade atmosférica. A Fig. 1 mostra a variação do fluxo de elétrons em precipitação com a hora local em  $318^\circ E$ , para  $L = 1,25$ ,  $K_p = 0$  e atividade solar média. A Fig. 2 mostra a variação do fluxo de elétrons em precipitação com a atividade magnética em  $318^\circ E$ , para  $L = 1,25$ , 6:00 LT e atividade solar média. Esta última está associada ao aumento da densidade atmosférica em valores baixos de L devido a uma "onda equatorial" vinda de altas latitudes (Jacchia et al., 1977).

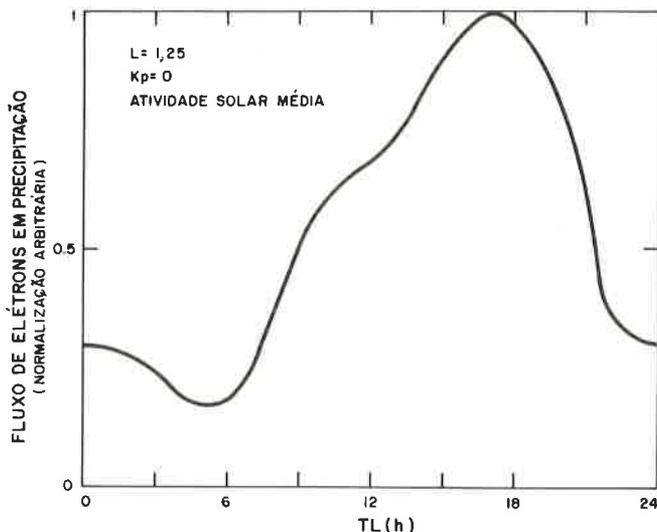


Figura 1 — Variação do fluxo de elétrons em precipitação em função da hora local para a longitude de  $318^\circ E$  em  $L = 1,25$ , para  $K_p = 0$  e atividade solar média.

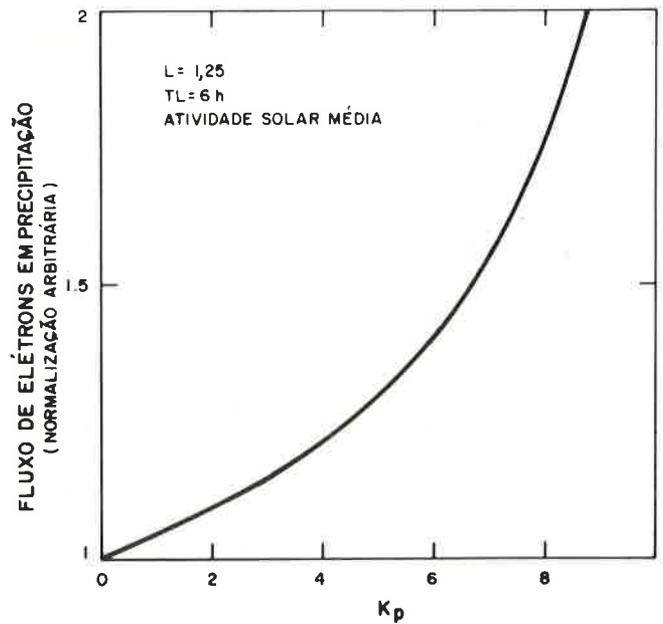


Figura 2 — Variação do fluxo de elétrons em precipitação em função do índice  $K_p$  para a longitude de  $318^\circ E$  em  $L = 1,25$ , para 6:00 TL (tempo local) e atividade solar média.

**CONCLUSÕES**

A partir de uma extensão da análise teórica dada por Roederer & Welch (1966) à difusão de elétrons energéticos do cinturão interno de radiação, sujeitos a múltiplo espalhamento coulombiano, pode-se determinar a variação do fluxo de elétrons em precipitação com a hora local e com a atividade magnética. Quanto à variação com a hora local, determinou-se que o fluxo de elétrons em precipitação acompanha as variações correspondentes da densidade atmosférica. Tal variação ainda não foi medida experimentalmente por satélites, principalmente devido às intensas variações da precipitação de elétrons energéticos com a longitude na região da AMAS. Por outro lado, tal variação é difícil de ser medida por detectores de raios-X a bordo de balões estratosféricos devido à influência de outras fontes de raios-X na atmosfera (Pinto Jr. & Gonzalez, 1986a).

Já em relação à atividade magnética, determinou-se que o fluxo de elétrons em precipitação aumenta com esta, variando em  $L = 1,25$  por um fator de 2 de períodos magneticamente calmos para perturbados. A determinação deste fator é importante do ponto de vista que medidas de intensificação da precipitação durante períodos magneticamente perturbados por fatores maiores que este, podem indicar a presença de outros mecanismos físicos atuando sobre a precipitação de elétrons energéticos (Pinto Jr. & Gonzalez, 1986c). Este é o caso nas medidas de raios-X efetuadas a bordo de um balão estratosférico durante uma intensa tempestade geomagnética ( $Dst = -291nT$ ) por Pinto Jr. & Gonzalez (1986b), que registram um fator de intensificação em torno de 10.

## REFERÊNCIAS

- JACCHIA, L.G., SLOWEY, J.W. & VON ZAHN, U. — 1977 — Temperature, density, and composition in the disturbed termosphere from Esro 4 gas analyser measurements: a global model. *J. Geophys. Res.*, **82**: 684-688.
- MacDONALD, W.M. & WALT, M. — 1962 — Diffusion of electrons in the Van Allen radiation belt 2. Particles with mirroring points at low altitude. *J. Geophys. Res.*, **67**: 5025-5033.
- MacDONALD, W.M. & WALT, M. — 1961 — Distribution function of magnetically confined electrons in a scattering atmosphere. *Ann. Phys.*, **15**: 44-62.
- PAULIKAS, G.A. — 1975 — Precipitation of particles at low and middle latitudes. *Rev. Geophys. Space Phys.*, **13**: 709-734.
- PINTO JR., O. — 1985 — Tese de Doutorado, Instituto de Pesquisas Espaciais, INPE, Brasil.
- PINTO JR., O. & GONZALEZ, W.D. — 1986a — Atmospheric X-rays at 11° S geomagnetic latitude, *J. Atmos. Terr. Phys.*, **48**: 485-489.
- PINTO JR., O. & GONZALEZ, W.D. — 1986b — Precipitação de elétrons energéticos na Anomalia Magnética do Atlântico Sul para baixos valores de "L" e sua relação com a atividade geomagnética, *Revista Brasileira de Geofísica*, no prelo.
- PINTO JR., O. & GONZALEZ, W.D. — 1986c — X-ray measurements at South Atlantic Magnetic Anomaly. *J. Geophys. Res.*, **91**: 7072-7078.
- ROBERTS, C.S. — 1969 — Pitch-angle diffusion of electrons in the magnetosphere. *Rev. Geophys.*, **7**: 305-337.
- ROEDERER, J.G. & WELCH, J.A. — 1966 — Theoretical description of trapped electron diffusion in the South American Anomaly. *Space Res.*, **6**: 117-125.
- ROEDERER, J.G., WELCH, J.A. & HEROD, J.V. — 1967 — Longitude dependence of geomagnetically trapped electrons. *J. Geophys. Res.*, **72**: 4431-4447.
- SPJELDVIK, W.N. & THORNE, R.M. — 1975 — The cause of storm after effects in the middle latitude D-region. *J. Atmos. Terr. Phys.*, **37**: 777-795.
- WALT, M. — 1964 — The effects of atmospheric collisions on geomagnetically trapped electrons. *J. Geophys. Res.*, **69**: 3947-3958.
- WALT, M. & MacDONALD, W.M. — 1962 — Diffusion of electrons in the Van Allen radiation belt 1. Treatment of particles with mirroring points at high altitude. *J. Geophys. Res.*, **67**: 5013-5024.
- WALT, M. & MacDONALD, W.M. — 1964 — The influence of the Earth's atmosphere on geomagnetically trapped particles. *Rev. Geophys.*, **2**: 543-577.
- WELCH, J.A. & KAUFMANN, R.L. — 1963 — Trapped electron time histories for L=1.18 to L=1.30. *J. Geophys. Res.*, **68**: 685-699.