

## DESENVOLVIMENTO DAS AVALANCHES ELETRÔNICAS EM CÂMARAS PROPORCIONAIS MULTIFILARES

D.P. Almeida<sup>1</sup>, I. M. Soares<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Departamento de Física - Universidade Federal de Santa Catarina, <sup>2</sup> Instituto de Física - Universidade Federal do Rio de Janeiro, Brasil

### Resumo

É apresentado um modelo que descreve o processo de avalanche eletrônica ocorrendo em meio gasoso, onde são analisados os processos primários e secundários da multiplicação eletrônica. Dados experimentais, obtidos através de um detector multifilar, são comparados com o modelo teórico.

### 1) Introdução

No início deste século, Townsend observou que o número  $n$  de elétrons que chegavam ao ânodo durante uma descarga elétrica em meio gasoso apresenta um comportamento exponencial. Inicialmente uma expressão foi derivada para campos uniformes, e ao longo do tempo expandida para cálculos em campos não uniformes.

$$n/n_0 = \exp \left\{ \int \alpha(r) dr \right\} \quad (1)$$

onde  $n_0$  é o número de elétrons primários que dispararam o processo de avalanche e  $r$  a distância ao ânodo. O primeiro coeficiente de Townsend  $\alpha(r)$  é igual ao inverso do livre percurso médio para ionização por impacto de elétrons [  $\lambda(r)$

Não existe, na literatura, uma expressão única que cubra todos valores de  $\alpha(r)$ , entretanto vários autores [2,3] tem escrito formas empíricas que são válidas para intervalos de  $\alpha$ . O conhecimento da evolução das avalanches eletrônicas em equipamentos onde ocorra multiplicação do número de elétrons (por exemplo detectores a gás e fonte de íons) é fundamental para seus projetos e otimizações. Neste trabalho é desenvolvida uma expressão semiempírica que descreve o sinal anódico de detectores multifilares a gás em função do número de elétrons primários e da alta tensão aplicada ao ânodo.

### 2) Arranjo Experimental

Os dados experimentais, comparados ao modelo aqui proposto, foram obtidos através de um detector multifilar plano. Onde o plano de ânodo é formado por um conjunto de fios de W-Au interligados de 20 $\mu$ m de diâmetro separados entre si de 2mm, e posicionado entre dois planos catódicos. A distância ânodo-cátodo utilizada foi de 5mm. Inicialmente os planos de cátodo foram formados por um conjunto de fios de W-Au de 50 $\mu$ m de diâmetro separados de 3mm. As medidas foram repetidas substituindo-se um dos planos catódicos por uma placa de Al de mesma geometria, o que assegurou que os efeitos secundários estudados não estão associados nem à forma multifilar do cátodo nem à sua composição química.

A área útil do detector é de 12x12cm e o volume de detecção foi preenchido com a mistura gasosa Ar-CH<sub>4</sub> na proporção de 9:1, mantido à pressão atmosférica, com grau de pureza de 99,95%. O sistema eletrônico de aquisição de dados seguiu à cadeia usual de tratamento de pulsos: desacoplador RC para pulsos anódicos, préamplificador de carga com 154mV/pC de sensibilidade, amplificador e analisador de multicanais.

Utilizou-se fótons provenientes de uma fonte de Co<sup>57</sup> com energias de 6,3, 14,4 e 20,8keV e o pico de escape no argônio (devido ao fóton de 6,3 keV) de 3,2 keV.

### 3) Teoria

Em um trabalho anterior [4], foi mostrado que a amplitude do sinal anódico PH(V,E) de um detector a gás pode ser parametrizados em tensão V e energia do fóton incidente E (número de elétrons primários) segundo a equação de reta.

$$PH(V,E) = M(V)E + N(V) \quad (2)$$

onde, M(V), que será chamado de ganho do detector, é relacionado ao fator de multiplicação gasosa  $n/n_0$  pela equação:

$$M(V) = n/n_0 \cdot \Sigma G / \langle I \rangle \quad (3)$$

onde, G é o ganho do amplificador,  $\Sigma$  a sensibilidade do préamplificador e  $\langle I \rangle$  a energia média de ionização do meio gasoso, para a maioria dos gases este valor está em torno de 30eV e no caso de argônio 29,5eV. N(V) é a função que define o limite entre as regimes de proporcionalidade e de proporcionalidade limitada na operação do detector.

Erskine [5] mostrou uma expressão que mapeia o potencial elétrico no interior das câmaras multifilares. Na região de ocorrência das avalanches eletrônicas, distante da ordem de 25 $\mu$ m do fio anódico, o campo tende ao de um

capacitor coaxial cilíndrico. Contudo, neste trabalho será utilizada a expressão derivada da forma de Erskine:

$$\xi(r,V) = \frac{C V}{2 \epsilon a} \frac{\tan(\pi x/s) + \tanh(\pi y/s)}{\text{sen}^2(\pi x/s) + \text{senh}^2(\pi y/s)} \quad (4)$$

onde, C, a capacitância do detector por unidade de comprimento medido ao longo do fio e definida por:

$$C = \frac{2 \pi \epsilon}{\pi l/s - \ln(2 \pi a/s)} \quad (5)$$

Está esquematizado na figura 1 o sistema de coordenadas adotado, bem como os parâmetros s, l e a. A constante dielétrica é aproximadamente a mesma para gases  $\epsilon \approx 8,85\text{pF/m}$ .

#### 3.1) Cálculo do Ganho

A energia recebida pelo elétron entre duas colisões sucessivas é definida como:

$$\epsilon(r,V) = \int_r^{r+\lambda'} |\xi(r,V)| dr \quad (6)$$

onde V é o potencial de aceleração,  $\xi(r,V)$  é o campo elétrico e  $\lambda'$  é a distância percorrida pelo elétron entre duas colisões com os átomos do gás sob a influência do campo elétrico aplicado.

O livre caminho médio para colisões ( $\lambda'$ ) é muito menor que o comprimento total da avalanche (mais que uma ordem de magnitude), de tal forma que em primeira aproximação, o

campo elétrico pode ser considerado como constante em um  $\lambda'$ . Contudo, a energia ganha pelo elétron entre duas colisões sucessivas durante a sua jornada em direção ao ânodo, é aproximadamente  $|\xi(r,V)| \lambda'$ .

A descrição analítica da difusão eletrônica de um gás é extremamente complicada. Vários autores tem proposto modelos que resolvem o arraste dos elétrons por campos elétricos externos em meios densos [6].

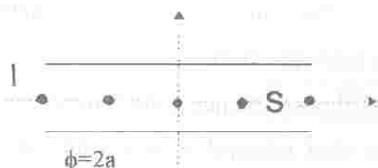


Figura 1) Corte de um detector multifilar, diâmetro dos fios anódicos  $\phi=2a=40\mu\text{m}$  W-Au, o espaçamento  $s=2\text{mm}$ , distância ao cátodo  $l=5\text{mm}$ . O sistema de coordenadas é também apresentado.

Aoyama [7] propôs uma expressão para a seção de choque total de espalhamento  $\sigma_{\text{tot}}$  válida para detectores proporcionais operando em pressão  $p$  igual a 1atm.

$$\sigma_{\text{tot}} = l \cdot S(r,V)^m \quad (7)$$

onde  $l$  é uma constante que depende do gás usado e  $m$  é um parâmetro para o modelo que varia no intervalo de 0 a 1. Em nosso caso utilizamos  $m=1/2$ .  $S(r,V)$  é o campo elétrico reduzido definido por  $\xi(r,V)/p$ . Deste modo o livre caminho médio ( $\lambda'$ ) é proporcional à  $1/(S^m p)$  e a energia recebida pelo elétron entre duas colisões sucessivas é:

$$\epsilon(r,V) = k \cdot S^{1-m} \quad (8)$$

onde  $k$  é uma constante que depende do gás.

Bethe [8] apresentou uma expressão da seção de choque de ionização, para o processo de ionização única, como função da energia de impacto dos elétrons. A condição para a validade da teoria de Bethe é que não sejam levados em conta a contribuição dos efeitos de troca entre os projéteis e o alvo.

Através da fórmula de Bethe é possível estabelecer uma correlação entre a seção de choque inelástica para impacto de elétrons e dados de foto-absorção.

$$\sigma(r,V) = K(r,V) a_0^2 \{ M_1^2 A(r,V) + B(r,V)\gamma_1 + C_1 \} \quad (9)$$

$$K(r,V) = 4 \cdot \pi \cdot R / \epsilon(r,V)$$

$$A(r,V) = \ln[\epsilon(r,V)/R]$$

$$B(r,V) = R / \epsilon(r,V)$$

onde  $a_0^2$  é o raio da primeira órbita do átomo de hidrogênio de Bohr,  $R$  é a energia de Rydberg (13.6eV),  $M_1^2$  é a força do oscilador integrada sobre todos os níveis quânticos acessíveis a uma dada energia de impacto.  $\gamma_1$  é um fator de correção para baixas energias e  $C_1$  o termo de ordens superiores omitidos na aproximação.

Através da seção de choque de ionização por impacto de elétrons [ $\sigma(r,V)$ ] associada à diferença de potencial ao longo de um livre caminho médio  $\lambda'$ , o número de ions produzidos por unidade de comprimento (primeiro coeficiente de Townsend reduzido) pode ser escrito como:

$$\frac{\alpha(r,V)}{p} = \frac{N}{v p_0} \sigma(r,V) \quad (10)$$

onde  $N$  é o número de Avogadro,  $v$  é o volume molar nas CNTP e  $p_0$  é a pressão atmosférica.

Com base nas equações (9) e (10) a equação (1) pode ser calculada. O fator de multiplicação é obtido integrando-se  $\alpha(r)$  desde o raio crítico  $r_c$  à superfície do fio ( $r=a$ ). A distância crítica para início da avalanche foi determinada com base no cálculo de capacitor cilíndrico, o que simplifica o trabalho computacional, para um potencial limiar  $V_i = 564V$  ajustado empiricamente através da eq. (1).

3.2) Cálculo de N(V)

Através da função N(V) observa-se um aumento na intensidade dos processos secundários decorrentes do efeito de multiplicação a partir de uma tensão limiar  $V = 1430V$ . O presente trabalho propõe uma expressão empírica que descreve o comportamento de N(V) com base na forma:

$$P(V) = \frac{1}{1 - \exp[(V_n - V)/\sigma]} \quad (11)$$

onde  $V_n = 1450V$  e  $\sigma = 20.3V$  representam a tensão de limiar para ocorrência de efeitos secundários, e a energia ao longo do livre caminho médio em direção ao fio de ânodo, respectivamente. Deste modo, a função N(V) pode ser determinada pela equação:

$$N(V) = C P(V) M(V) \quad (12)$$

onde a constante C foi ajustada à 0,16eV. A Figura 2 mostra os dados experimentais e a função N(V) calculada.

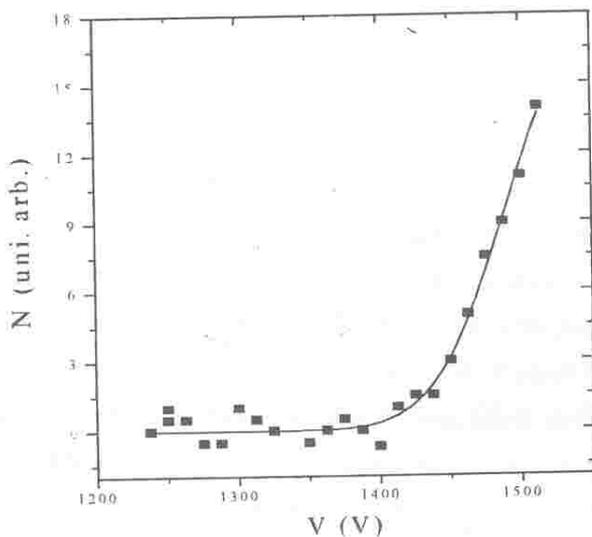


Fig. 2) Parâmetro linear N(V) vs tensão ânodo-cátodo

4) Resultados e Conclusões

Para a avaliação da qualidade do modelo nós determinamos o fator de multiplicação  $n/n_0$  e comparamos com fórmulas semi-empíricas e valores experimentais. A Figura 3 mostra o gráfico de  $\ln(n/n_0)$  como função de S para os cálculos realizados, bem como dados experimentais. O valor da constante k foi ajustada para os dados experimentais  $(0,037 \pm 0,0003)eV \cdot V^{1/2} Torr^{-1/2} m^{1/2}$ . Na Figura 3 é apresentado também os cálculos feitos por Diethorn [9].

Champion [10] observou que a distribuição dos tempos decorridos entre o sinal principal e os eventos secundários crescem fortemente nas regiões de tempos pequenos, quando o detector opera no final do patamar de proporcionalidade.

Neste trabalho, constatou-se que os efeitos secundários que ocorrem para avalanches eletrônicas em potenciais maiores que  $V_n$ , onde o termo N(V) torna-se cada vez mais significativo. Também, que seu crescimento pode ser previsto por uma forma exponencial, equação 2, que rege a descarga de Townson. Portanto, a quebra da proporcionalidade, nos detectores que operam em fase gasosa, está associada à ionizações secundárias que tem seu início disparado por fótons de desexcitação de átomos ou íons que tomaram parte do processo de avalanche.

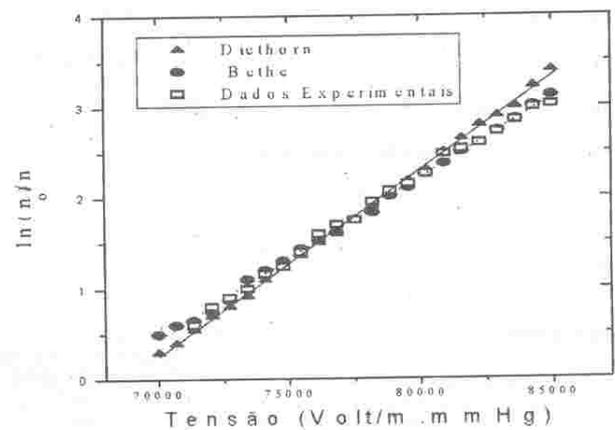


Figura 3 - Gráfico  $\ln(n/n_0)$  vs S(r.V)

5) Referências

- 1) Townsend, "Electricity in Gases". Clarendon Press, Oxford, UK (1914).
- 2) M.W. Charles, "Gas Gain Measurements in Proportional Counter" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research. A **243** (1986) 95-100
- 3) T.Z. Kowalski, "Generalized Parametrization of the Gas in Proportional Counter" Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A **243** (1986) 501-504.
- 4) B. Maréchal, C. M. Tur, M. S. Costa, D. P. Almeida e V. C. Barbosa, "Proportional Versus Semi-proportional Region in Gaseous Detectors", Nuclear Instruments and Methods A **242** (1986) 315
- 5 - G. A. Erskine, Nuclear Instrum. Methods 105 (1972) 565.
- 6) G. Schults, "Etude d'un Détecteur du Particule à très Haute Precision Spatiale (chambre à drift)". Thèse Université L. Pauster de Strasbourg (1976); veja também F. Sauli, "Principles of Operation of Multiwire Proportional and Drift Chambers". CERN 77-09, International Report **76** (1977) Geneva; G Shultz, G Charpak and F Sauli, Rev Physique Appliquée **12** (1977) 67
- 7) T. Aoyama, Nucl. Instr. and Meth. A **234** (1986) 125.
- 8) M. Inokuti, Rev. Mod. Phys. **43** (1971) 297. M. Inokuti, Y. Itikawa e J. E. Turner, Rev. Mod. Phys. **50** (1978) 23.
- 9) W. Diethorn, "Argon and Methane Proportional Counter System for Natural Radiocarbon Measurements", US AEC Rep. NYO 6628 (1956).
- 10 - P. J. Champion, Nuclear Instrum. Methods **112** (1973) 75.