

# Funcionamento e aplicação dos detectores de Ge(Li)

por J. DUARTE CUNHA

(Laboratório de Física e Engenharia Nucleares, Sacavém)

## 1. Introdução

Desde 1964 que os detectores de Ge(Li) têm vindo a ocupar um lugar cada vez mais importante nos estudos de espectrometria  $\gamma$ , a ponto de serem actualmente o instrumento mais largamente usado nesse domínio da Física Nuclear.

O objectivo do presente artigo consiste em expor o princípio de funcionamento deste tipo de detectores, compará-los com outros usados para o mesmo fim, mostrando as vantagens e desvantagens que nos oferecem, e apontar alguns exemplos que dêem uma ideia do contributo que da sua utilização tem advindo para o conhecimento da estrutura do núcleo atómico.

## 2. Métodos de medida da energia dos raios $\gamma$

Dá-se o nome de radiação  $\gamma$  ou raios  $\gamma$  à radiação electromagnética emitida na desexcitação de estados nucleares.

Esta radiação pode ser descrita em termos de ondas de comprimento  $\lambda$ , propagando-se no vácuo com uma velocidade  $c$  e tendo uma frequência  $\nu = \frac{c}{\lambda}$  e, complementarmente, em termos de fótons de energia  $E = h\nu$  e momento linear de módulo  $p = \frac{h}{\lambda} = \frac{E}{c}$ .

Atendendo à relação relativista entre energia e momento

$$E^2 = m_0^2 c^4 + p^2 c^2$$

é fácil concluir que o fóton tem massa em repouso nula, isto é,  $m_0 = 0$ .

A energia dos raios  $\gamma$  pode medir-se por métodos directos e indirectos. Na primeira hipótese, mede-se o comprimento de onda  $\lambda$  provocando a dispersão da radiação  $\gamma$  numa rede cristalina, tal como no caso da luz ou dos raios X. É este o método usado no espectrómetro de cristal encurvado, o qual permite medir energias com incertezas da ordem de 1:10 000 para  $E=72$  keV<sup>(1)</sup> ou 1:1800 para  $E=686$  keV. Este método tem uma precisão superior à de qualquer outro, mas só é aplicável no caso de se dispor de fontes localizadas e muito intensas.

Nos métodos indirectos a energia do fóton é total ou parcialmente transmitida a um electrão cuja energia cinética é posteriormente medida.

Convém ainda distinguir os casos em que essa medida é feita directamente — caso dos espectrómetros magnéticos — daqueles em que essa energia é, por sua vez, dissipada numa série de processos secundários.

Pertencem a este último grupo quer os detectores de Ge(Li) quer os de cintilação, precisamente os dois tipos que, pela sua comodidade e eficiência, são usados na grande maioria das instalações de espectrometria  $\gamma$ .

A transmissão de energia aos electrões, característica comum a todos os métodos

(1) 1 keV =  $10^3$  eV.

1 eV é a energia adquirida por um electrão acelerado pelo potencial de 1 V.

1 eV =  $1,6 \cdot 10^{-12}$  erg.

indirectos, faz-se por vários mecanismos. De entre eles destacam-se três que, por terem uma probabilidade de ocorrência várias ordens de grandeza acima das restantes, dominam todo o processo de absorção de energia. Trata-se do efeito Compton, do efeito fotoeléctrico e da criação de pares electrão-positão.

O leitor menos familiarizado com estes conceitos pode encontrar uma descrição detalhada de todos eles em qualquer dos livros citados na bibliografia. Quanto à criação de pares convém ter especialmente presente que ela só é possível se a energia do fotão for superior a  $2mc^2 \approx 1022 \text{ keV}$  ( $mc^2$  é a energia equivalente à massa em repouso de qualquer das partículas) e ainda que, sendo o positão instável, se verifica uma aniquilação positão-electrão logo após a sua paragem. Desta aniquilação resultam dois fotões de 511 keV os quais podem ser ou não absorvidos no detector.

### 3. Funcionamento do detector de Ge (Li)

Consideremos um sólido cristalino qualquer e passemos em revista, de uma forma sumária, algumas conclusões que se tiram do estudo da sua estrutura.

Estamos interessados nas propriedades eléctricas e, em particular, na condutividade do cristal. Para este efeito é adequada a descrição fornecida pela teoria das bandas da qual se dão a seguir os traços essenciais.

Num átomo isolado os electrões ocupam estados de energia caracterizados por um espectro discreto. Num cristal a interacção entre os diferentes átomos, provoca um desdobramento dos níveis de energia, passando a existir um espectro em que os estados de energia permitidos, se agrupam em zona ou bandas as quais estão separadas uma das outras por bandas proibidas.

Este desdobramento é uma exigência do princípio da exclusão de Pauli para o sistema complexo formado por todos os electrões do cristal.

Pelo que diz respeito aos electrões menos ligados, os únicos que interessam para o estudo da condutividade, existem 2 bandas permitidas, a banda de condução e a banda de valência, separadas pela banda proibida cuja largura designaremos por  $W_g$ . Estes nomes devem-se ao facto de se encontrarem, na primeira, os electrões responsáveis pelas ligações interatómicas, e na segunda os responsáveis pela condutibilidade eléctrica do cristal.

A existência de corrente eléctrica pressupõe a possibilidade de haver deslocamento de cargas de um para outro ponto do cristal e isso só é possível se houver bandas parcialmente preenchidas. Caso contrário, o único movimento possível é a permuta de dois electrões e não corresponde à existência de qualquer corrente macroscópica.

Num semiconductor à temperatura de  $0^\circ\text{K}$ , e tal como sucede nos isolantes, a banda de valência está totalmente ocupada e não há electrões na banda de condução. Logo, a esta temperatura, o semiconductor comporta-se como isolante. A diferença entre isolantes e semicondutores reside na largura da banda proibida, ou seja, na energia que é necessário fornecer a um electrão para o fazer transitar da banda de valência à banda de condução. Esta energia é da ordem de 1 eV nos semicondutores (0,7 eV no Ge e 1,1 eV no Si) e de 5 a 10 eV nos isolantes.

Isto faz com que, devido à energia de agitação térmica,  $KT$ , o número de electrões na banda de condução seja, à temperatura ambiente, desprezável nos isolantes mas bastante apreciável no caso dos semicondutores.

Por cada electrão que transita para a banda de condução, passa a existir na banda de valência um estado de movi-

mento não preenchido, designado por buraco.

Os electrões da banda de condução e os buracos da banda de valência são conhecidos pela designação comum de portadores de carga. Para compreender a razão de ser desta designação suponhamos que se aplica a um semiconductor com electrões na banda de condução e buracos na banda de valência, um campo eléctrico de intensidade conveniente. Os electrões da banda de condução deslocam-se em sentido oposto ao do campo, originando uma corrente eléctrica cujo sentido é o mesmo do campo. Na banda de valência, sempre que um electrão se desloca de  $A$  para  $B$  e, simultaneamente, um buraco transita de  $B$  para  $A$ , a corrente produzida é a mesma que apareceria se uma partícula de carga  $+e$  e massa  $m$  se deslocasse de  $B$  para  $A$ . Esta 2.<sup>a</sup> descrição é conveniente sempre que a banda está quase completamente preenchida, falando-se então dos buracos, como partículas de massa  $m$  e carga  $+e$ .

Justifica-se, portanto, que se chame portadores de carga aos electrões da banda de condução e aos buracos da banda de valência, sendo as suas concentrações designadas daqui em diante por  $N_e$  e  $N_b$ , respectivamente. Num semiconductor puro  $N_e = N_b$  como facilmente se compreende.

Vejamos agora o que se passa se o cristal contiver impurezas. E, para assentar ideias, imaginemos um cristal de Ge ( $Z=32$ ) ao qual se juntam alguns átomos de As ( $Z=33$ ). Alguns nós da rede cristalina passam a ser constituídos por átomos de As em vez de Ge.

As ligações entre os átomos de Ge são ligações de covalência com quatro graus de liberdade, utilizando portanto, quatro electrões periféricos. O As tem um electrão periférico a mais, o qual não podendo ser utilizado nas ligações com os átomos vizinhos, fica fracamente ligado. Por outras palavras, a presença do

As vai criar níveis de energia no topo superior da banda proibida, perto da banda de condução, nos quais existem electrões que não têm o correspondente buraco na banda de valência. Passamos pois, a ter  $N_e > N_b$  e o semiconductor diz-se do tipo  $n$ .

Se em vez de As usarmos Ga como impureza ( $Z=31$ ), dá-se o fenómeno inverso: há defeito de electrões e surgem buracos ou estados vagos no topo inferior da banda proibida sem os correspondentes electrões na banda de condução. Teremos  $N_b > N_e$  e o semiconductor diz-se do tipo  $p$ .

Resumindo, a condutividade de um cristal é determinada pelo número de portadores de carga existentes. Num cristal sem impurezas esse número depende apenas da temperatura  $T$  e a condutividade respectiva, igualmente função da temperatura, diz-se condutividade intrínseca. Se houver impurezas é, em geral,  $N_b > N_e$  (semiconductor de tipo  $p$ ) ou  $N_e < N_b$  (semiconductor do tipo  $n$ ) e a temperatura deixa de ser o factor principal a condicionar a condutividade do cristal.

Dispomos agora dos elementos necessários para abordar o problema da utilização dos semicondutores na detecção dos raios  $\gamma$ .

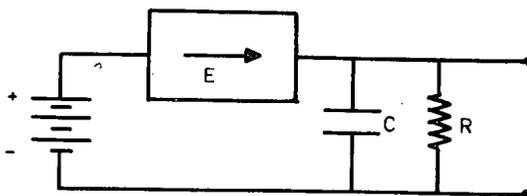


Fig. 1 — Circuito eléctrico equivalente de um cristal utilizado como detector.

Consideremos um cristal homogéneo de material semiconductor, Ge por exemplo, mantido a uma temperatura suficientemente baixa para que a condutividade intrínseca seja quase nula.

Vamos inserir esse cristal num circuito eléctrico como o representado na figura 1,

em que  $R$  é o paralelo da resistência do cristal com a resistência do circuito de carga e  $C$  a soma da capacidade do detector com as capacidades parasitas (1).

Na ausência de qualquer perturbação a corrente que atravessa o cristal é condicionada apenas pela condutividade intrínseca e, portanto, é muito pequena (alguns nA).

Mas se um fóton penetrar no cristal e comunicar energia a um electrão por um dos mecanismos que vimos atrás, a energia cinética desse electrão passa a ser muitas vezes superior a  $Wg$ . Logo, ao colidir com outros electrões, faz com que eles passem para a banda de condução, ou seja, provoca o aparecimento de pares electrão-buraco (não confundir com os pares electrão-positão).

Sob o efeito do campo aplicado, os electrões e os buracos deslocam-se em sentidos opostos e vão carregar a capacidade  $C$ . Esta descarrega-se com uma constante de Tempo  $\tau = RC$ , após o que tudo regressa à normalidade até à chegada de um novo fóton.

Em rigor há que referir que o cristal não é um dieléctrico perfeito, ou seja, tem um tempo de relaxação  $\tau_0$  finito. Após esse tempo o cristal regressa ao estado neutro por recombinação de electrões com buracos. Se houver cargas que levem um tempo superior a  $\tau_0$  para serem colectadas, elas serão neutralizadas e a carga  $Q$  deixa de ser proporcional à energia cedida pelo fóton.

Em qualquer bom detector  $\tau_0 \gg \tau \gg \tau_c$  e, numa primeira análise, podemos considerar  $\tau_0 \rightarrow \infty$ .

Se a constante de tempo  $\tau$  for grande comparada com o tempo médio da recolha das cargas,  $\tau_c$ , a tensão dos terminais da capacidade evolui tal como se mostra na figura 2. Nos detectores de Ge  $\tau_c \approx 50$  ns e o  $\tau$  usado é, tipicamente, da ordem de  $50 \mu s$ .

Se for  $Q = \frac{E}{W^{(2)}}$  a carga libertada pelo fóton no cristal, teremos

$$V_{\max} = \frac{Q}{C}$$

ou seja, quer a carga  $Q$  depositada na capacidade  $C$ , quer a tensão  $V_{\max}$ , são

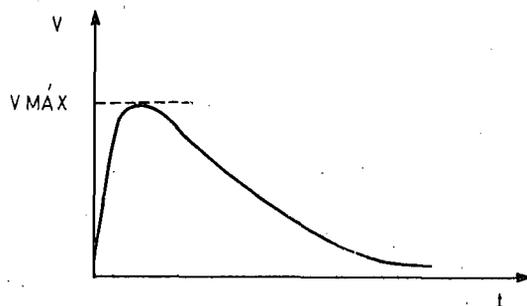


Fig. 2 — Evolução no tempo da tensão aos terminais do circuito da figura 3.

proporcionais à energia  $E$  depositada pelo fóton no cristal.

Saliente-se que esta proporcionalidade só se verifica se  $\tau_c \ll \tau$ , isto é, se pudermos considerar que toda a carga foi já colectada quando o condensador começa a descarregar-se.

Se a condutividade do cristal na ausência de qualquer excitação for elevada, teremos uma corrente contínua cujas flutuações mascaram os verdadeiros impulsos.

(1) Em funcionamento normal, o detector está ligado a um pré-amplificador de carga, cuja impedância de entrada é praticamente nula, de forma que toda a carga é essencialmente colectada na capacidade de realimentação do pré-amplificador. Mas como o sinal de saída do pré-amplificador tem uma constante de tempo de descida com um valor típico de  $50 \mu s$ , podemos usar o esquema simplificado da figura 3 com  $\tau = 50 \mu s$  para salientar aquilo que para nós é relevante neste momento.

(2)  $W$  é a energia gasta, em média, na criação de um par electrão-buraco.

soos constituindo uma fonte de ruído em relação à informação relevante.

É isto precisamente o que sucede com os cristais de Ge mais puros que é possível obter, pois eles contêm ainda um teor de impurezas (especialmente boro) que lhes confere um carácter acentuadamente  $p$  e uma condutividade demasiadamente alta.

Por isso, se lhes adiciona Li (o qual é um dador) segundo uma técnica adequada, a qual permite obter uma zona compensada em que as concentrações de Li e B são idênticas e, como consequência, a condutividade iguala a condutividade intrínseca.

A técnica referida é conhecida pelo nome de «Lithium ion-drift technique», nome que dá conta do arrastamento dos iões de Li por um campo eléctrico aplicado em condições de temperatura apropriadas. Compõe-se de duas fases: na primeira injecta-se Li a partir de uma das extremidades e, seguindo as leis normais da difusão térmica, atinge-se uma situação de equilíbrio em que as concentrações de dadores (Li) e aceitadores (B) são as representadas na figura 3-A).

Estamos em presença de uma junção  $p-n$ , isto é, de um bloco de semiconductor com características  $p$  de um lado ( $x > c$ ) e  $n$  do outro, a qual tem características direccionais quanto à passagem de corrente. A junção diz-se polarizada directamente quando a tensão aplicada faz passar a corrente no sentido de passagem fácil; caso contrário, diz-se polarizada inversamente.

A segunda fase de preparação dos detectores de Ge(Li) consiste precisamente em polarizar no sentido inverso a junção obtida na primeira, mantendo-a a uma temperatura em que a mobilidade dos iões de Li seja elevada. Nestas condições, os iões são arrastados para a direita acabando a sua concentração por se tornar igual à do B numa zona que se

estende para a esquerda e para a direita de  $x = c$ , zona essa cuja largura é determinada pela competição dos dois mecanismos que tendem a alterar a concentração das impurezas: difusão térmica e arrastamento pelo campo eléctrico. Nesta zona central o Li e o B compensam-se mutuamente, o cristal não tem carácter

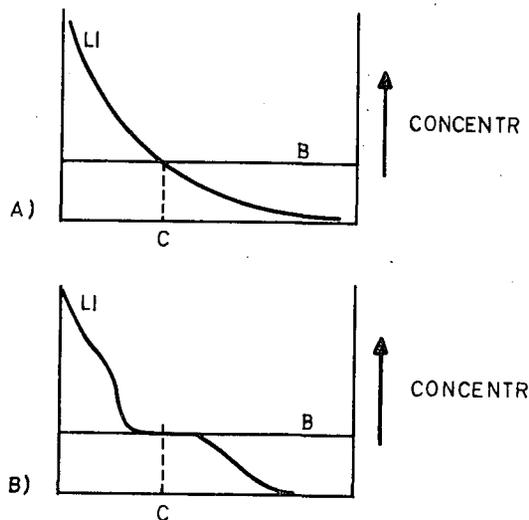


Fig. 3 — Preparação de um detector de Ge(Li).  
Concentração das impurezas Li e B.

A) Depois da difusão do Li.

B) Depois do arrastamento do Li pelo campo eléctrico aplicado.

(Figura extraída do livro de Dearnaley e Northrop citado na bibliografia, pág. 151).

$n$  ou  $p$  e a condutividade é igual à condutividade intrínseca do Ge. Como a temperatura ambiente essa condutividade atinge valores elevados, os detectores de Ge(Li) têm de ser operados a temperaturas muito inferiores, sendo arrefecidos por meio de ar ou azoto líquidos. Aliás a própria estabilidade do processo de compensação das duas impurezas é destruída à temperatura ambiente, o que obriga a que o arrefecimento seja permanente e não só durante a operação. O funcionamento deste detector não é diferente do que vimos atrás para o bloco homogéneo

de semiconductor, à parte o sentido do campo aplicado, que lá era arbitrário e aqui tem de corresponder a uma polarização inversa da junção. Sendo assim, sabemos já que, desprezando em primeira aproximação os problemas decorrentes do tempo de recolha das cargas, a capacidade  $C$  se carrega com uma carga  $Q$  proporcional à energia deixada pelo fotão no detector. É este sinal que tem de ser amplificado antes de ser objecto de qualquer tipo de análise ou contagem. A amplificação é feita em 2 fases: pré-amplificação e amplificação própria dita.

Sobre os amplificadores nada diremos. Quanto aos pré-amplificadores utilizados com os detectores de Ge(Li) trata-se de pré-amplificadores de carga, assim chamados porque o sinal de saída  $V_0$  depende apenas da carga  $Q$  depositada na capacidade  $C$  (figuras 1 e 4), sendo independente das flutuações dessa mesma capacidade. Este efeito consegue-se conjugando um ganho muito elevado no andar de entrada (tipicamente da ordem de  $10^4$ ) com uma realimentação capacitiva, o que produz uma capacidade equivalente à entrada muito superior a  $C$  e uma impedância de entrada praticamente nula. A vantagem deste sistema é evidente uma vez que é  $Q$  e não  $V = \frac{Q}{C}$  que contém informação sobre a energia deixada pelo fotão no detector.

Por outro lado, e ao contrário do que sucede, por exemplo, com os detectores de cintilação em que o ruído intrínseco é suficientemente grande para que a contribuição electrónica se possa desprezar, no caso do Ge(Li) as duas contribuições, intrínseca e electrónica, são da mesma ordem de grandeza. Daí que se tomem todas as precauções para melhorar a relação sinal/ruído.

A figura 4 representa o circuito equivalente de um pré-amplificador de carga.

O ganho do pré-amplificador (em malha fechada) é aproximadamente  $\frac{C}{C_f}$  de forma que o sinal de saída é dado por

$$V_0 = V_i \cdot \frac{C}{C_f} = \frac{Q}{C} \cdot \frac{C}{C_f} = \frac{Q}{C_f}.$$

Isto justifica a afirmação feita atrás de que a amplitude do sinal de saída é proporcional a  $Q$  e não a  $V = \frac{Q}{C}$ .

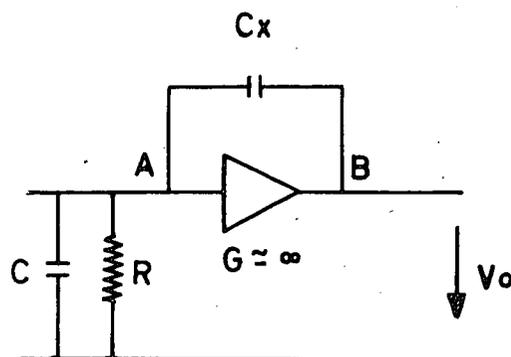


Fig. 4 — Circuito equivalente de um pré-amplificador de carga.

Mas se a amplitude do sinal é independente de  $C$ , o mesmo não sucede já com a sua energia e, portanto, com a relação sinal/ruído.

Com efeito a energia do sinal é dada por

$$E = \frac{1}{2} C V^2 = \frac{1}{2} \cdot \frac{Q^2}{C}$$

donde se conclui que há toda a vantagem em minimizar  $C$ , o que se faz colocando o pré-amplificador junto do detector para eliminar a capacidade própria dos cabos de ligação. Esta medida é duplamente eficaz, uma vez que contribui também para diminuir o ruído electrónico e, portanto, não só aumenta o numerador como

diminui o denominador da relação sinal/ruído.

A utilização de transistores de efeito de campo de baixo ruído no primeiro andar de amplificação, contribui igualmente para a redução do ruído electrónico.

Conseguem-se hoje pré-amplificadores cuja contribuição para o ruído total é, para energias da ordem de 1000 keV, de cerca de  $1/3$  do ruído intrínseco.

#### 4. A forma dos espectros

Dado um núcleo excitado que emite radiação  $\gamma$  pretendemos conhecer o espectro de energias dos fotões emitidos. Na realidade, vamos determinar o espectro das energias absorvidas pelo detector o qual depende simultaneamente das energias dos fotões emitidos e dos mecanismos de absorção.

Olhando para os espectros da figura 5, obtidos com uma fonte de  $Y^{88}$  a qual, de acordo com o esquema de decaimento apresentado, emite raios  $\gamma$  com 898 e 1836 keV (além de um outro, de maior energia mas muito menos intenso), vemos que se trata de espectros contínuos com vários picos, cuja largura é muito maior no caso do  $INa(Tl)$  do que no caso de  $Ge(Li)$ .

Os dois picos mais intensos correspondem a fotões totalmente absorvidos no detector, quer por efeito fotoeléctrico, quer por criação de pares seguido de absorção dos dois fotões de 511 keV, quer ainda por efeito Compton simples ou múltiplo, seguido de efeito fotoeléctrico.

Tendo os fotões perdido uma energia bem definida ( $E$ ) o facto de obtermos um pico com uma certa largura e não uma risca, traduz a presença de ruído introduzido pelo detector e pela electrónica associada. A grandeza desse ruído

é medida pela resolução do sistema, a qual, para os detectores de  $Ge(Li)$ , é geralmente indicada como a largura em keV do pico de absorção total a meia altura.

Só através dos fotões totalmente absorvidos é possível determinar com precisão a energia dos fotões emitidos. Daí a vantagem de termos picos de absorção total intensos (eficiência de pico elevada) e estreitos (boa resolução).

A eficiência do pico define-se como a razão entre o número de fotões completamente absorvidos no detector e o número total de fotões incidentes. A resolução, por outro lado, cresce com a energia dos fotões por razões que adiante teremos oportunidade de conhecer.

Voltando ao espectro da figura 5, os dois picos mais pequenos que nele aparecem têm energias que diferem de 1836 keV em 511 e  $2 \times 511 = 1022$  keV, respectivamente. Foram originados por fotões que criaram pares electrão-positão, tendo um ou os dois raios  $\gamma$  produzidos no aniquilamento do positão saído do detector sem perder energia. Atenta a sua origem estes picos são conhecidos por picos de 1.º e 2.º escape.

Finalmente temos um espectro contínuo no qual aparecem dois degraus (barreiras de Compton) em pontos correspondentes às energias máximas que cada um dos dois tipos de fotões emitidos (898 e 1836 keV) pode perder num só choque elástico. Como este espectro contínuo não fornece informação relevante, convém que seja o mais pequeno possível a fim de que as suas flutuações não impeçam a visibilidade de quaisquer picos que, por provirem de fotões de menor energia, lhe fiquem sobrepostos. Daí a importância de um terceiro parâmetro usado para caracterizar os detectores de raios  $\gamma$ , a relação pico-Compton, isto é, a razão entre as alturas do pico de absorção total e da barreira de Compton.

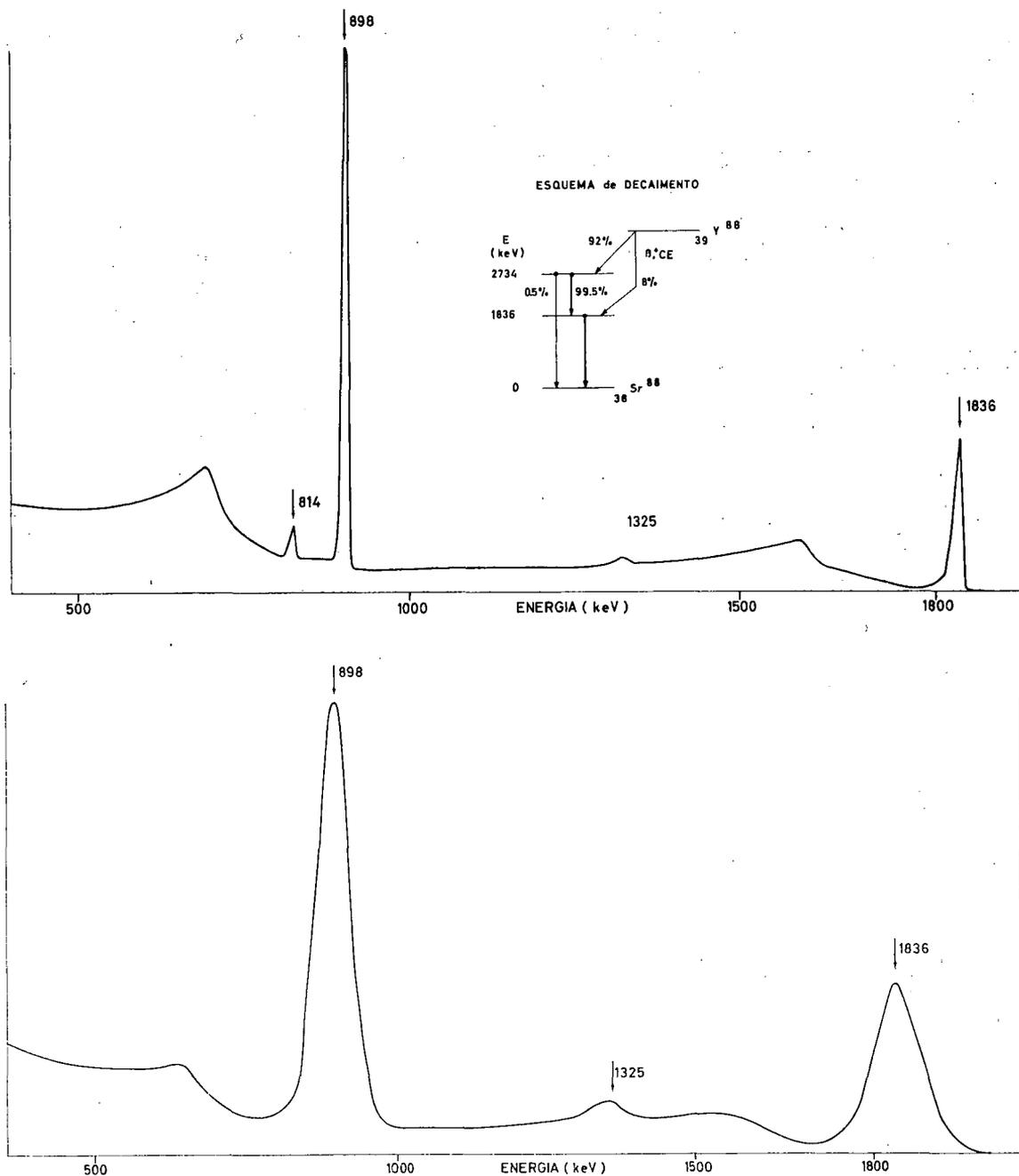


Fig. 5 — Espectros  $\gamma$  obtidos com uma fonte de  $\text{Y}^{88}$   
 Em cima : Detector de Ge (Li) de  $30 \text{ cm}^3$   
 Em baixo : Detector de INa (Tl) de  $3'' \times 3''$

### 5. Comparação do detector de Ge(Li) com os detectores de cintilação

Antes do advento dos detectores de Ge(Li) o vasto campo da espectrometria  $\gamma$  era dominado pelos cristais de cintilação, particularmente pelos cristais de INa activados com Tl. É por este motivo que na figura 5 se comparam os espectros obtidos com um detector de Ge(Li) e com um cristal de INa(Tl), com o objectivo de pôr em evidência as vantagens e desvantagens de cada um deles.

A diferença mais saliente entre os dois espectros reside na resolução, isto é, na largura dos picos<sup>(1)</sup>. É também visível que a relação pico-Compton é superior no caso do Ge(Li). A par destas vantagens o detector do Ge(Li) tem o inconveniente de ser bastante menos eficiente.

É costume definir a eficiência de um detector de Ge(Li) como a razão entre o número de fotões de 1332 keV do Co<sup>60</sup> que perdem toda a sua energia no cristal, e o mesmo número referente a um detector de INa(Tl) de 3"  $\times$  3", sendo a fonte de Co<sup>60</sup> colocada, em ambos os casos, a 25 cm do detector.

A principal razão pela qual os detectores de Ge(Li) são menos eficientes que os de INa(Tl) reside no facto de o seu volume activo (volume da zona compensada) ser pequeno comparado com o daqueles. No entanto os progressos tecnológicos têm aumentado consideravelmente o volume das zonas compensadas que é possível obter a ponto de se conseguirem hoje eficiências que vão até 10%.

A relação pico-Compton é um parâmetro que depende do volume do detector, da sua resolução e da sua geometria, bem como do Z do material de que ele é feito. Nos detectores de INa, tomando ainda para ref. o raio  $\gamma$  de 1332 keV do Co<sup>60</sup>, o valor típico desta relação é 5:1 enquanto nos de Ge(Li) aparecem valores de 28:1.

Resta-nos analisar o problema da re-

solução, sem dúvida o grande responsável pelo incremento que a utilização dos detectores de Ge(Li) tem sofrido nos últimos anos. Vimos já que a resolução é uma consequência do ruído e que este provém, essencialmente, do detector e do pré-amplificador. Pelo que toca ao detector, a principal fonte de ruído é a flutuação estatística do número de pares electrão-buraco criados pela energia  $E$  dissipada pelo fotão no cristal. Uma parte desta energia pode provocar excitação ou aquecimento da rede cristalina sem formação de portadores de carga.

Seja  $Y$  o n.º de pares criados pela energia  $E$

$$Y = \frac{E}{W}$$

Como a repartição de energia entre os dois processos — criação de pares e aquecimento da rede — é de natureza estatística, tem sentido falar da variância de  $Y$ ,  $\sigma^2$ .

Vejamos como se relaciona a variância  $\sigma^2$  com  $W$  e  $E$ , por um lado, e com a resolução do detector pelo outro.

Se toda a energia fosse usada na criação de pares, deveria ser  $\sigma^2 = 0$ . Pelo contrário, se a criação de pares for um processo pouco provável quando comparado com o aquecimento da rede, é aplicável a estatística de Poisson e teremos

$$\sigma = \sqrt{Y} = \sqrt{\frac{E}{W}}$$

Podemos assim definir um factor  $F$  (factor de Fano) compreendido entre 0 e 1, tal que

$$\sigma^2 = FE/W.$$

(1) O detector de Ge(Li) usado para obter o espectro representado, é um detector que além de relativamente antigo (1968), tem sido submetido a bombardeamento com neutrões. Daí que a sua resolução esteja muito longe dos valores óptimos que adiante se referem.

Por outro lado, na ausência de qualquer outra fonte de ruído, a largura a meia altura do pico correspondente aos fótons de energia  $E$  deve ser dada por  $\sigma \cdot W$  vezes um factor de forma que, se o pico tivesse a forma de uma curva de Gauss, valeria 2,35. Nos casos reais, a forma do pico não é muito diferente da gaussiana e podemos escrever para expressão da largura a meia altura

$$E = 2,35 \cdot \sigma \cdot W = 2,35 \cdot \sqrt{E \cdot F \cdot W}.$$

Fazendo  $E = 1332$  keV e tomando para  $F$  e  $W$  os valores típicos de 0,13 e 2,9 eV, respectivamente, vem

$$\Delta E = 1,65 \text{ keV}.$$

Este, portanto, o limite inferior que devemos esperar para a resolução de um detector de Ge(Li) se  $F = 1,33$  MeV. Combinando este valor com a contribuição electrónica para o ruído, cujo limite inferior se situa hoje na ordem dos 0,6 keV, vemos que

$$E_{\text{final}} = \sqrt{1,65^2 + 0,6^2} \approx 1,8 \text{ keV}.$$

Comparemos agora com o que se passa num detector de INa. O fóton cede a sua energia a um electrão por um dos três mecanismos que vimos atrás. O electrão, por sua vez, vai originar a excitação de átomos da impureza activadora (Tl, p. ex.) os quais se desexcitam com emissão de luz ultravioleta. Estes fótons ultravioletas vão incidir no fotocátodo de um fotomultiplicador provocando a emissão de electrões os quais, depois de multiplicados ao longo da cadeia de dínodos, são recolhidos no ânodo. A carga total correspondente é proporcional à energia da radiação incidente.

Neste caso, a principal causa de ruído reside na flutuação do número de fótons luminosos produzidos por unidade de

energia dissipada no cristal. Como a energia média gasta na criação de um fóton luminoso é 300 eV, conclui-se imediatamente que a resolução dos detectores de INa tem de ser necessariamente pior que a dos de Ge(Li).

Na realidade, sendo o processo de conversão energia da radiação  $\gamma$ —carga eléctrica menos directa do que no caso do Ge, a análise das flutuações é mais complicada. A conclusão que dela se tira é que a resolução, expressa em percentagem da energia  $E$ , nunca será inferior a 6,6% o que, ainda no caso dos fótons de 1332 keV, conduz a  $E \approx 85$  keV.

Na prática, os melhores valores obtidos, são da ordem de 7%, enquanto que os fabricantes da especialidade oferecem hoje conjuntos detector de Ge(Li) — pré-amplificador cuja resolução global é de 2,2 keV para  $E = 1332$  keV.

Veremos a seguir alguns exemplos de situações em que a boa resolução dos detectores de Ge(Li) é decisiva para o nosso conhecimento da estrutura nuclear.

## 6. Importância dos detectores de Ge(Li)

Já se afirmou que a excelente resolução dos detectores de Ge(Li) foi o estímulo para o seu rápido desenvolvimento. Resta mostrar porque é tão importante dispor de uma boa resolução.

Em primeiro lugar, quanto melhor for a resolução, menor precisa de ser a diferença de energia entre duas radiações para que possamos observá-las separadamente. Assim a utilização de detectores de Ge(Li) tem permitido descobrir que muitos níveis de energia que se julgavam simples são na realidade duplos, isto é, que existem dois níveis com uma diferença de energia da ordem de alguns keV apenas. Como exemplo, podemos citar dois níveis do  $^{13}\text{Al}^{28}$  com energias de excitação de 1620 e 1624 keV respectiva-

mente, cuja separação foi feita há cerca de um ano.

De uma maneira geral podemos dizer que a utilização de detectores de Ge(Li) permite descobrir novas feições nos espectros  $\gamma$  o que justifica a afirmação de que vale a pena repetir com eles muitos dos trabalhos anteriormente realizados com INa.

Um exemplo mais específico da importância deste tipo de detectores é fornecido pela medição de vidas médias de estados nucleares excitados produzidos em reacções nucleares feitas pelo método do efeito Doppler atenuado.

Este método já era usado com detectores de INa mas a sua precisão vem grandemente melhorada quando se utilizam cristais de Ge(Li). Na realidade, o método baseia-se na possibilidade de medir o desvio de energia sofrida pelos raios  $\gamma$  emitidos por núcleos em movimento relativamente ao detector. Como este desvio é, em geral, pequeno (desde alguns keV até poucas dezenas de keV) a boa resolução oferecida pelos detectores de Ge(Li) é muito importante para a sua medida e, portanto, para a determinação de vida média.

Esta a razão pela qual o método do efeito Doppler atenuado sofreu um enorme

incremento com o advento deste tipo de detectores, tendo sido aplicado durante os últimos dois ou três anos a muitas dezenas de núcleos, sobretudo no domínio dos núcleos leves.

## 7. Conclusão

Procurámos neste artigo fazer uma análise rápida duma classe importante de detectores usados em Física Nuclear. Embora houvesse necessidade de passar por cima de muitas questões importantes, tivemos a intenção de eliminar saltos que dificultassem a compreensão do conjunto.

Para o leitor interessado, indica-se a seguir uma bibliografia muito sumária mas na qual os assuntos aqui aflorados são tratados em grande detalhe.

Ao Dr. Sousa Lopes são devidos agradecimentos pelas muitas sugestões com que contribuiu para completar ou precisar várias passagens do presente trabalho.

## BIBLIOGRAFIA

- G. DEARNALEY and D. C. NORTHROP, *Semiconductor Counters for Nuclear Radiation*, E. & F. N. SPON Ltd.  
 W. J. PRICE, *Nuclear Radiation Detection*, McGraw-Hill Book Company, Inc.

## Noticiário

### Um ano de actividade mundial no domínio da exploração do espaço exterior

O propósito desta nota é apresentar um breve sumário dos acontecimentos relacionados com a exploração espacial verificados no decurso do ano de 1970.

Nos Estados Unidos, a N. A. S. A. — que é o organismo governamental que coordena toda a actividade civil no domínio da exploração do espaço exterior —

teve o seu orçamento severamente reduzido. Em Abril realizou-se o voo da nave Apolo-13 o qual quase viria a tornar-se num desastre em consequência duma explosão no módulo de serviço. O talento demonstrado pelo centro de controle em Houston proporcionou, felizmente, o regresso a salvo da equipa de astronautas. A redução do orçamento da N. A. S. A., e este acidente em voo, concorreram para o atraso da execução do programa Apolo