



INTRODUÇÃO AS TÉCNICAS E MEDIDAS NUCLEARES

OLGA Y. MAFRA



INFORMAÇÃO IEA N.º

Janeiro — 1973

25

INSTITUTO DE ENERGIA ATÔMICA
Caixa Postal 11049 (Pinheiros)
CIDADE UNIVERSITÁRIA "ARMANDO DE SALLES OLIVEIRA"
SAO PAULO — BRASIL

INTRODUÇÃO AS TÉCNICAS E MEDIDAS NUCLEARES

Capítulo I - Introdução

A finalidade desta disciplina é o estudo do funcionamento dos detetores de radiação e das técnicas empregadas na detecção de radiação. Torna-se assim essencial o estudo da interação da radiação com a matéria para a compreensão da interação com o detetor.

Existem vários tipos de radiação: α , β^+ , β^- , p, n, χ , γ , elétrons, pósitrons, deuteron, tritons, mésons π , mesons μ , neutrinos, partículas K, V, etc.

Serão aqui estudados apenas os tipos importantes dentro das aplicações da energia atômica. A fim de facilitar o estudo serão agrupadas as radiações de propriedades semelhantes e estudado um tipo de cada grupo.

a) grupo das partículas carregadas pesadas:

símbolo	massa	carga
α	4	2
p	1	1
d	2	1
t	3	1

Tabela I

b) grupo dos fragmentos de fissão:

elementos	massa	carga
leves	95	20e
pesados	139	22e

Tabela II

c) grupo dos elétrons:

e^-	$\frac{1}{1836}$	-1
e^+	$\frac{1}{1836}$	1
β^-	$\frac{1}{1836}$	-1
β^+	$\frac{1}{1836}$	1

d) grupo dos nêutrons: não possuem carga e são os constituintes do núcleo, sendo juntamente com os prótons chamados núcleons.

n	1	0
---	---	---

e) grupo da radiação eletromagnética:

γ	0	0
X	0	0

Todas as radiações, a menos das eletromagnéticas e X, podem ser consideradas como partículas, embora possam ter também o comportamento de ondas. Assim sendo, sua energia é cinética

$$E = \frac{1}{2} mv^2 \quad (1)$$

sendo m: massa

v: velocidade da partícula

Os raios-X e γ são quanta de radiação, tendo energia dada por

$$E = h\nu = hc/\lambda \quad (2)$$

onde λ comprimento de onda

ν frequência

c velocidade da luz

h constante de Planck (vale 6.6×10^{-27} erg.seg)

As energias são dadas em eV e seus múltiplos sendo que 1 eV é a energia adquirida por um elétron ao ser acelerado entre duas placas, entre as quais existe uma diferença de potencial de 1 Volt.

$$1 \text{ eV} = 1,6 \times 10^{-12} \text{ erg}$$

$$1 \text{ KeV} = 1,6 \times 10^{-9} \text{ erg}$$

$$1 \text{ MeV} = 1,6 \times 10^{-6} \text{ erg}$$

Cápítulo II - Partículas α

São emitidas por núcleos radioativos pesados e a sua energia encontra-se normalmente ao redor de 4 a 5 MeV, podendo entretanto chegar a 10 MeV. Podem ser produzidas em reações nucleares e aceleradas facilmente até chegar a energias bem altas.

Absorção de partículas α

Atravessando a matéria, as partículas α perdem energia pouco a pouco, através da interação de seu campo coulombiano com o campo coulombiano dos elétrons ligados aos átomos absorvedores.

Dessa interação resulta a ionização e a excitação dos átomos do material absorvente. A excitação consiste na passagem de um elétron para a camada mais externa, ficando o átomo num estado excitado, porém, neutro. Como existe na natureza uma tendência para que tudo passe para o estado mais baixo de energia, há o salto de um elétron para ocupar o lugar que ficou vazio e com isso há a emissão de um raio-X.

Existem outros processos de interação de radiação α , como reações nucleares, ou freamento, porém, são pouco importantes para as energias das partículas emitidas por núcleos radioativos.

A perda de energia por unidade de caminho percorrido, também chamada poder de freamento absoluto, é dada pela fórmula de Livingstone e Bethe:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4}{mv^2} NB \quad (4)$$

onde e e m são a carga e a massa do elétron, respectivamente; z e v são a carga e a velocidade da partícula carregada; N é o número de átomos/cm³ do absorvedor e

$$B = Z \left[\ln \left(\frac{2,31v^2}{I} \right) \right] \quad (5)$$

é o chamado número de freamento, onde Z é o número atômico do absorvedor e I o potencial de ionização atômico que tem em geral o valor

$$I = 11,5 Z \text{ eV} \quad (6)$$

Quando as velocidades das partículas são relativísticas, então, existe uma correção em B, isto é:

$$B = Z \left[\ln(2mv^2/l) - \ln(1 - \beta^2) - \beta^2 \right] \quad (7)$$

onde $\beta = v/c$, sendo c a velocidade da luz no vácuo.

Nota-se na expressão de perda de energia que dE/dx independe da massa da partícula. Isso ocorre porque a interação se dá com os elétrons e a massa da partícula é muito maior do que a dos elétrons. Como B é uma função logarítmica de v , varia muito pouco. Assim, quem comanda a variação de dE/dx é $1/v^2$, ou seja, há uma variação com o inverso do quadrado da velocidade da partícula. Quanto menor v , mais tempo a partícula passa em contacto com o absorvedor e maior a probabilidade de interação. Quanto maior o v , menos tempo a partícula passa em contacto com os elétrons do absorvedor e menor a chance de interação.

Esta fórmula para a perda de energia não é válida para energias menores que 0,1 MeV, porque nessa energia a velocidade da partícula é tão pequena, que sua carga começa a flutuar, ou seja, ela começa a capturar elétrons e perdê-los.

Existem na literatura várias curvas para vários elementos de dE/dx contra energia

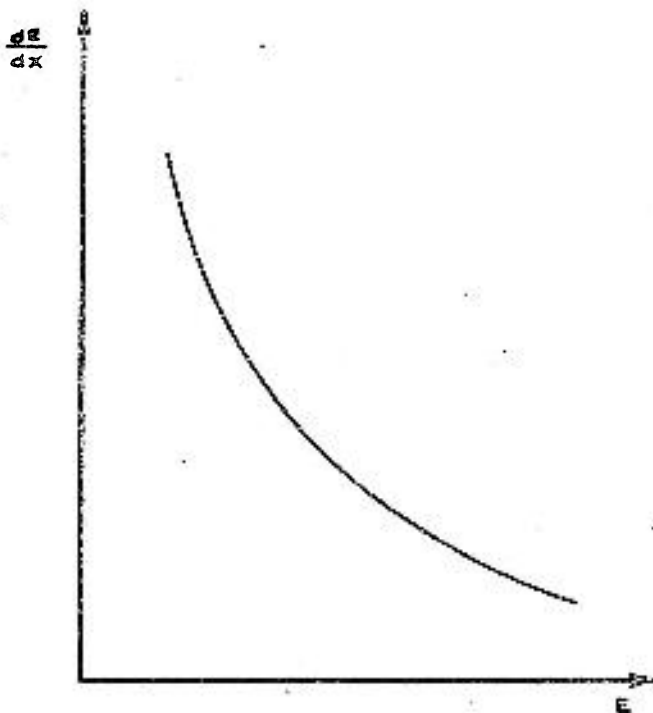


Figura 1

onde dE/dx pode ser dado em MeV/cm ou em MeV/g/cm². A trajetória pode ser medida em cm ou em g/cm², bastando para isso, multiplicar cm por densidade.

Esses gráficos existem para α , p , d e t , devendo-se estar sempre atento ao fato da perda de energia não ser linear. Não será válido o raciocínio: se a partícula perde, no primeiro centímetro, 1 MeV, em 2 cm perderá 2 MeV, pois no segundo cm a partícula é mais lenta, perdendo mais energia.

Alcance de uma partícula carregada pesada

As partículas carregadas pesadas não apresentam deflexões em suas trajetórias, porque suas massas são muito maiores do que as massas dos elétrons do absorvedor, com os quais interagem. Essas trajetórias são portanto retilíneas, e seu comprimento, que depende da energia da partícula e do tipo de absorvedor, é chamado alcance da partícula.

O alcance das partículas no ar quando emitidas por uma fonte fina (quando pode-se fazer a hipótese de que não há perdas na própria fonte) pode ser determinado numa experiência onde o detector de partículas é colocado em distâncias diferentes

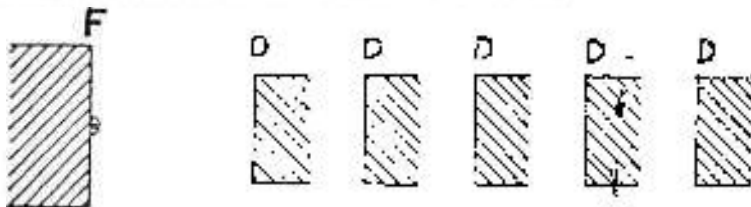


Figura 2

A uma certa distância, as partículas, perdendo toda sua energia, não atingem mais o detector, que não indicará a presença de nenhuma dessas partículas. Teoricamente, o resultado dessa experiência seria o seguinte:

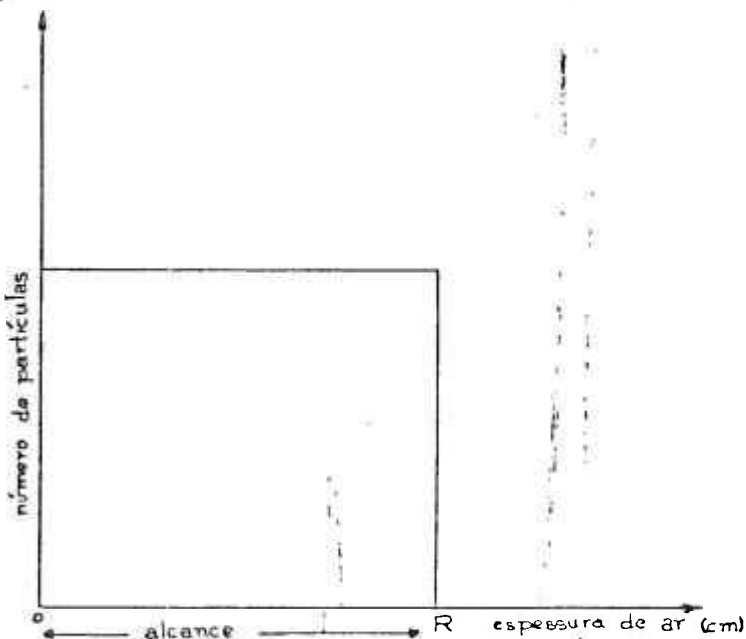


Figura 3

O resultado experimental, entretanto é um tanto distinto daquele teórico, ocorrendo uma ligeira incerteza, isto é, uma dispersão no valor exato do alcance. Isto, porque a perda de energia é um processo estatístico.

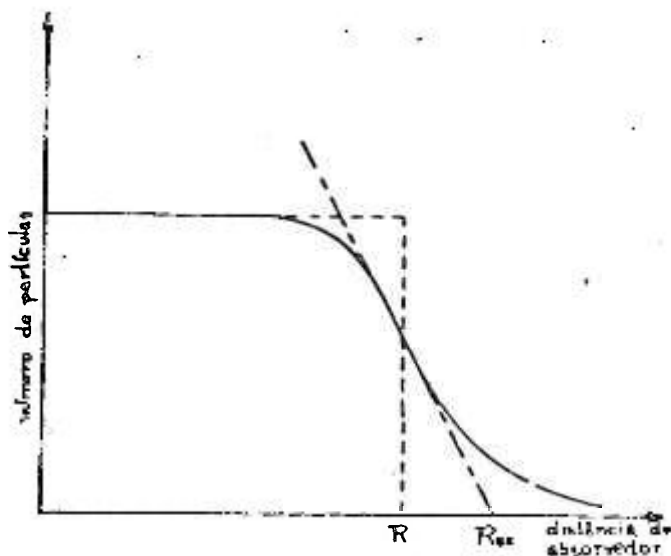


Figura 4

Desta maneira, temos o alcance médio e o alcance extrapolado, definindo-se a dispersão δ como

$$R_{ex} - R_m = \delta \quad (8)$$

Esse efeito para as partículas alfa é muito pequeno, sendo normalmente da ordem de 1% do alcance médio. Para se ter uma idéia da ordem de grandeza do alcance da partícula alfa, basta citar que uma partícula alfa de 5 MeV tem, no ar, um alcance de 3,5 cm e, no alumínio, uma fração de mm.

O alcance é dado por

$$R(E_0) = - \int_0^{E_0} \frac{dE}{dE/dx} \quad (9)$$

integra-se todas as perdas de energia e tem-se o alcance. Entretanto, isto é muito difícil e cansativo de se calcular. Assim, existem várias fórmulas empíricas que permitem a obtenção do alcance. Para se utilizar essas fórmulas empíricas é preciso muito cuidado, porque elas só são válidas em um intervalo de energia, ou para um determinado elemento, ou nas dimensões para as quais foram calculadas as constantes. Por exemplo tem-se para o ar:

$$R = (0,005 E + 0,285) E^{3/2} \quad (10)$$

sendo E energia em MeV, e nesse caso
R será dado em cm

Além dessa fórmula para se determinar o alcance no ar, existem várias fórmulas empíricas.

Os alcances das partículas alfa em substâncias quaisquer relacionam-se experimentalmente, da seguinte maneira:

$$\frac{R \rho}{\sqrt{A}} = K \quad (\text{constante}) \quad (11)$$

onde R é o alcance
 ρ é a densidade
A é o peso atômico da substância em questão

Assim, para duas substâncias, uma delas o ar por exemplo

$$\frac{R_0 \rho_0}{\sqrt{A_0}} = \frac{R_1 \rho_1}{\sqrt{A_1}} \quad (12)$$

e desse modo, o alcance na substância (1) será:

$$R_1 = R_0 \frac{\rho_0}{\rho_1} \frac{\sqrt{A_1}}{\sqrt{A_0}} \quad (13)$$

onde R_0 e ρ_0 são, respectivamente, o alcance e a densidade do ar e

$$\sqrt{A_0} = 3,82$$

valor já calculado para toda a composição do ar.

Por outro lado, $\rho_0 = 1,293 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^3$. Dêsse modo

$$R_1 \text{ (cm)} = 3,2 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{A_1}}{\rho_1} R_{\text{ar}} \text{ (cm)} \quad (14)$$

que é a chamada Regra de Bragg-Kleeman, resultando em valores aproximados.

Para valores mais precisos, procura-se gráficos feitos especificamente para aquela substância.

Exemplo: calcular se uma partícula alfa de 4 MeV ultrapassa uma espessura de 3 mg/cm² de ferro.

$$\textcircled{*} R_{Fe} \text{ (cm)} = 3,2 \times 10^{-4} \frac{\sqrt{56}}{7,6 \text{ g/cm}^2} R_{Ar} \text{ (cm)}$$

$$R_{Ar} = (0,005 \times 4 + 0,285) 4^{3/2} \text{ cm}$$

$$R_{Ar} = (0,020 + 0,285) 8 = 2,44 \text{ cm}$$

$$R_{Fe} = \frac{3,2 \times 10^{-4} \times 2,44 \sqrt{56}}{7,6} \cong 7,5 \times 10^{-4} \text{ cm}$$

$$R_{Fe} = 7,5 \times 10^{-4} \text{ cm} \times 7,6 \times 10^3 \text{ mg/cm}^2$$

$$R_{Fe} \cong 6 \text{ mg/cm}^2$$

Exercício

Calcular pela fórmula e por um gráfico, se uma partícula alfa de 3 MeV ultrapassa 3 mg/cm² de alumínio.

Todas as fórmulas vistas valem para uma determinada partícula (no caso, para a partícula alfa). Vejamos agora, como os alcances para partículas semelhantes, ou seja, do grupo pesado se relacionam.

Quando se conhece o alcance de uma partícula numa certa substância, pode-se determinar o alcance de uma outra partícula do mesmo grupo na mesma substância.

Suponhamos que, uma certa partícula de carga Z e massa M atravesse um certo material e sua energia passe de E₁ → E₂. Seu alcance R_{ZM} será:

$$R_{ZM} (E_1 \longrightarrow E_2) = \int_{E_2}^{E_1} \frac{dE}{dE/dx} \quad (15)$$

onde dE/dx é dada pela fórmula de Bethe (3). Dê-se modo

$$R_{ZM} (E_1 \longrightarrow E_2) = \int_{E_2}^{E_1} \frac{mv^2}{4\pi z^2 e^4 NB(\nu)} dE \quad (16)$$

mas pela relação (1), pois a energia é cinética

$$dE = 1/2 M 2v dv = Mv dv \quad (17)$$

$$R_{ZM} (E_1 \longrightarrow E_2) = \int_{E_2}^{E_1} \frac{mv^2 Mv}{4\pi e^4 z^2 NB} dv \quad (18)$$

nos limites de integração, as velocidades serão v_2 e v_1 , correspondentes a E_2 e E_1 , respectivamente. Se a velocidade final for zero a partícula pára, e, nesse caso, R_{ZM} será o alcance da partícula naquele material.

$$R_{ZM} = Mz^{-2} F(v) \quad (19)$$

onde $F(v)$ engloba a integral calculada de 0 a $v_{inicial}$.

Para uma partícula alfa de velocidade inicial v , temos, então,

$$R_{\alpha} = M_{\alpha} z_{\alpha}^{-2} F(v) \quad (20)$$

Para um próton de mesma velocidade

$$R_p = M_p z_p^{-2} F(v) \quad (21)$$

Assim dividindo (21) e (20), membro a membro, podemos calcular R_p , desde que se conheça R_{α} .

$$\frac{R_p}{R_{\alpha}} = \frac{M_p z_p^{-2}}{M_{\alpha} z_{\alpha}^{-2}} \quad (22)$$

Dêsse modo, o alcance do proton fica sendo

$$R_p(v) = \frac{M_p}{M_{\alpha}} \frac{z_{\alpha}^2}{z_p^2} R_{\alpha}(v) \quad (23)$$

Na prática, verifica-se que a fórmula não é exata, pois, para energias maiores que 500 KeV, é preciso um termo de correção C da ordem de 0,2 cm. Tal correção leva em conta que diferentes tipos de partículas, quando em baixa velocidade, perdem e ganham elétrons estatisticamente, mas de maneira diferente. Assim,

$$R_p(v) = \frac{M_p}{M_{\alpha}} \frac{z_{\alpha}^2}{z_p^2} R_{\alpha}(v) - C \quad (24)$$

Obviamente, para partículas de mesma velocidade e massas diferentes, as energias são distintas, portanto, devem ser tomados cuidados na utilização dessa relação. Em outras palavras, o alcance de um próton ou deuteron de velocidade v está ligado ao alcance de uma partícula alfa de mesma velocidade, mas de energia diferente.

$$R_p(v) = 1,007 R_\alpha(v) - 0,2 \quad (25)$$

O alcance de um próton de energia E está relacionado com o alcance da partícula alfa de energia 3,972 vezes maior que E , pois,

$$E_p = 1/2 M_p v^2 \quad (26)$$

$$E_\alpha = 1/2 M_\alpha v^2 \quad (27)$$

Dividindo membro a membro (27) e (26), temos:

$$E_\alpha = \frac{M_\alpha}{M_p} E_p = 3,972 E_p \quad (28)$$

$$\text{Assim } R_p(E) = 1,007 R_\alpha(3,972 E) - 0,2 \quad (29)$$

Calculamos a título de exemplo, o alcance de um próton de 12 MeV no alumínio.

Utilizando-se a relação (29),

$$R_p(12) = 1,007 R_\alpha(3,972 \times 12) - 0,2 \quad (31)$$

Por meio de um gráfico que dê o alcance da partícula alfa no alumínio e introduzindo esse valor na relação (30), obtemos o valor de R_p . Se não dispusermos do gráfico, podemos relacionar o alcance no alumínio com o alcance no ar(14), isto é,

$$R_{A1} = 3,2 \times 10^{-4} \sqrt{27} / 2,7 R_{ar}, \text{ onde}$$

R_{ar} é calculado pela fórmula (10), ou seja,

$$R_{ar} = (0,005 E + 0,285) E^{3/2},$$

com $E = 3,972 \times 12$

A fórmula pode ser simplificada, quando temos duas partículas de massas diferentes e mesmo Z , tal como o próton e o deuteron ($Z = 1$). Pela relação (19),

$$R_{ZM} = M Z^{-2} F(v) \quad (31)$$

$$R_{ZM} = M' Z^{-2} F(v)$$

Dêsse modo,

$R_{ZM}(v) = \frac{M}{M'} R_{ZM'}(v)$ para a mesma velocidade. Podemos estabelecer por (1), que:

$$E = \frac{M}{M'} E', \text{ ou } E' = \frac{M'}{M} E$$

Portanto,

$$R_{ZM}(E) = \frac{M}{M'} R_{ZM'}\left(\frac{M'}{M} E\right) \quad (32)$$

Exercício.

Determinar o alcance de um deuteron de 10 MeV, relacionando-o com o de próton, e relacionando-o com o de uma partícula alfa.

Capítulo III - Grupo dos fragmentos de fissão.

Os fragmentos de fissão se dividem em: grupo leve, os de massa 95 e carga 20e e grupo pesado, os de massa 139 e carga 22e. São produzidos na fissão de elementos pesados como: Urânio, Tório, Plutônio, Californio, etc, dando fissão simétrica e assimétrica.

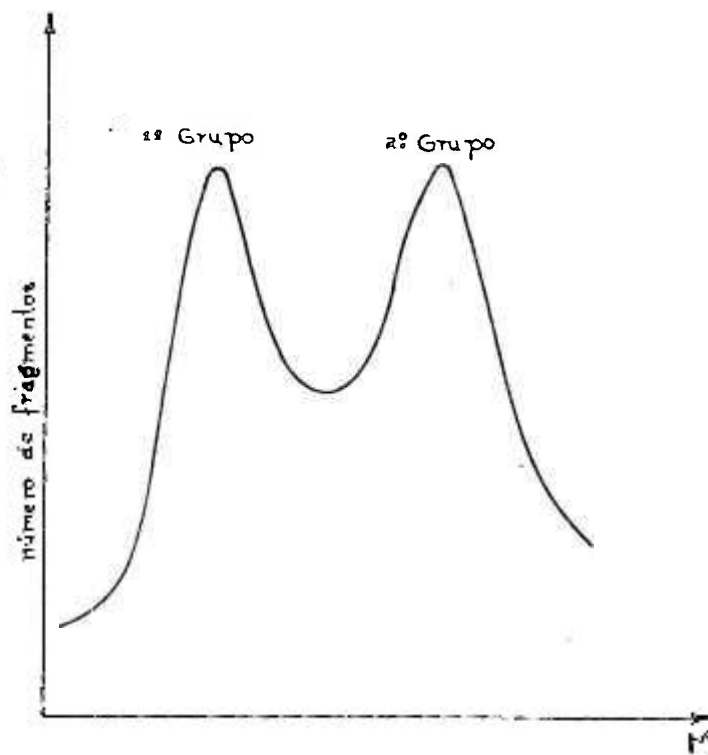


Figura 5

O cálculo do alcance desses fragmentos é muito difícil, pois, eles perdem carga à medida que vão caminhando pela matéria.

A energia com que são emitidos é, em média, 97 MeV para o grupo leve, e 65 MeV, para o grupo pesado.

Mesmo assim, existem fórmulas empíricas para o cálculo do alcance

$$R(\text{mg/cm}^2) = K E^{2/3} \quad (33)$$

onde E é a energia em MeV; K , uma constante que existe para cada material,

$$\begin{aligned} K &= 0,14 \text{ para o ar} \\ K &= 0,19 \text{ para o alumínio} \\ K &= 0,50 \text{ para o ouro} \end{aligned} \quad (34)$$

Esses valores de K são precisos dentro de 10%.

Exercício.

Calcular o alcance de um fragmento de fissão e o de uma partícula alfa de 10 MeV no alumínio em mg/cm^2 .

Capítulo IV - Grupo dos elétrons

São partículas de carga (+)1 ou (-)1 e massa $1/1836$ que diferem quanto à sua origem. Os elétrons originam-se, ao redor do núcleo e a radiação β , dentro do núcleo, por uma transformação de um neutrão em próton ou de um próton em neutrão, com a emissão de um neutrino. Por isso existe uma distribuição energética para a radiação beta.

A interação com a matéria se dá por ionização, excitação que são os mesmos processos descritos para partículas carregadas pesadas, porém, existe um outro mecanismo que se torna mais importante à medida que se aumenta a energia. É o "bremsstrahlung" ou produção de radiação de freiamento.

De acordo com a teoria eletromagnética clássica, uma carga que sofre uma aceleração (ou desaceleração) a , emite energia radiante na razão

$$\frac{2 e^2 a^2}{3c^3} = \frac{2 l^2}{3c^3} \times \frac{t l^2}{t} \dots$$

Um elétron movendo-se num campo coulombiano de um núcleo, pode sofrer uma grande aceleração, uma vez que sua massa é muito pequena,

$$a = F/m = Z e^2/mb \quad (35)$$

Esse é o chamado processo de interação por "bremsstrahlung".

A perda de energia por unidade de caminho percorrido por colisão (onde por colisão entende-se ionização e excitação), segue uma lei semelhante à de Livingstone e Bethe para partículas carregadas, entretanto, o número de freiamento B, que é relacionado a um efeito atômico, tem um valor diferente.

Para energias menores que 0,5 MeV

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_c \propto \frac{1}{v^2} \quad (36)$$

Para energias próximas de 1 MeV, $\left(\frac{dE}{dx}\right)_c$ passa por um mínimo.
Para energias maiores que 3 MeV,

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_c \propto \ln E \quad (37)$$

No caso da interação ser por bremsstrahlung, a perda de energia é dada por

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_r \propto Z^2 N (E + mc^2) \quad (38)$$

onde Z é o número atômico N, o número de átomos por cm^3 do absorvedor, E é a energia do elétron incidente e mc^2 , a energia correspondente à massa em repouso do elétron (0,511 MeV).

A perda de energia por radiação é grande para materiais de alto número atômico e para elétrons de alta energia.

Esta é a maneira pela qual funcionam várias máquinas produtoras de radiação eletromagnética. Os elétrons são acelerados e jogados contra um alvo pesado, havendo a produção do freamento e conseqüente emissão de radiação eletromagnética.

A relação entre a perda de energia por radiação e por colisão é

$$\frac{\left(\frac{dE}{dx}\right)_r}{\left(\frac{dE}{dx}\right)_c} = \frac{E Z}{700} \quad (39)$$

Exercício

Demonstrar a fórmula acima.

Absorção de radiação β

Uma grande parte da curva experimental obtida para a absorção de radiação beta pode ser representada por uma exponencial.

$$I = I_0 e^{-\mu_m d_m} \quad (40)$$

onde I é o número de partículas que chegam até uma distância d_m , I_0 é o número de partículas emitidos pela fonte e μ_m , um coeficiente ajustado empiricamente e que entre $\sim 0,1$ MeV e 4 MeV, pode ser dado pela fórmula

$$\mu_m = \frac{17}{E_m^{1,14}} \quad (41)$$

onde E_m é a energia máxima que caracteriza o espectro; μ_m é dado em cm^2/g , e como o expoente da exponencial é adimensional, d_m deve ser dado em g/cm^2 .

Existe para μ_m uma série de expressões que foram ajustados experimentalmente e podem ser encontrados na literatura.

$$\mu_m = \frac{22}{E_m^{1,33}} \quad (42)$$

válida de 0,5 a 6 MeV,

$$\mu_m = \frac{11,9}{E_m^{1,83}} \quad (43)$$

válida de 0,15 a 3,5 MeV.

O fato da lei de absorção ser exponencial não pode ser demonstrado matematicamente, é um acaso. A composição de dois fatos, distribuição energética e perda de energia diferente para cada energia, leva a isto.

Existem várias fórmulas para o alcance de elétrons, referidas aqui como a distância percorrida pelo elétron de maior energia até parar, dado por

$$R = 412 E^n \quad (44)$$

onde $n = 1,265 - 0,0954 \ln E$, válido de 0,01 a 3 MeV, e ainda

$$R = 530 E - 106 \quad (45)$$

válido de 1 a 20 MeV, sendo R dado em mg/cm^2 e E em MeV.

A vantagem, no caso dos elétrons, é que o alcance, quando dado em mg/cm^2 , é, com boa aproximação, independente do número atômico do absorvedor. Assim,

$$R \left(\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2} \right)_{Z_1} \cong R \left(\frac{\text{mg}}{\text{cm}^2} \right)_{Z_2} \quad (46)$$

porém, essa equação não é válida, quando as perdas por *bremstrahlung* se tornam significativas, ou seja, para energias mais altas. Isto ocorre porque o alcance depende da energia dos elétrons e também do número de elétrons com os quais eles colidem e esse número é função de Z/A . Ocorre que Z/A varia muito pouco de átomo para átomo. Por exemplo,

$$Z/A = 0,48 \quad \text{para o alumínio} \quad (47)$$

$$Z/A \cong 0,40 \quad \text{para o ouro} \quad (48)$$

Assim, massas iguais de materiais diferentes, possuem o mesmo número de elétrons, aproximadamente.

O alcance pode ser determinado experimentalmente, utilizando-se a lei exponencial. Uma fonte, um detector e vários absorvedores são intercalados. Supõe-se, numa primeira aproximação, que o ar e a janela do detector tenham um efeito desprezível. Assim, teremos a lei dada pela equação (40), que através dos logaritmos, será:

$$\ln I = \ln I_0 - \mu_m d_m \quad (49)$$

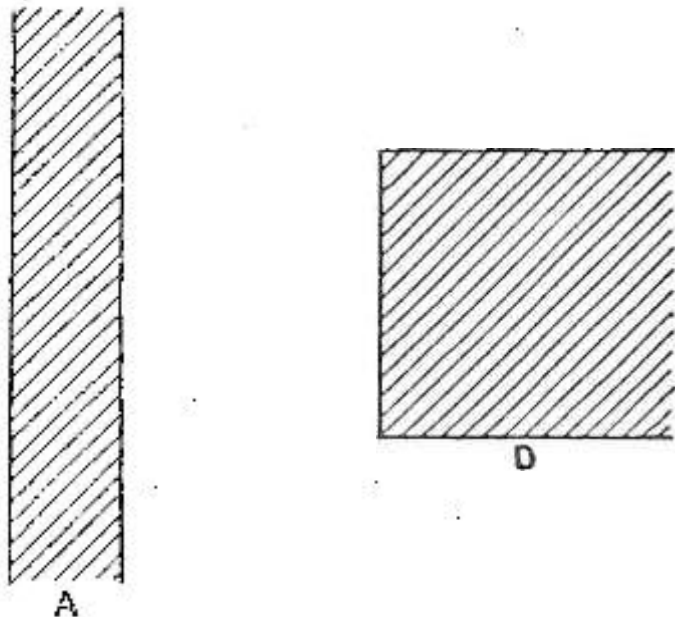


Figura 6

e cujo gráfico, num papel semi-logarítmico, é uma reta que, se prolonga até a parte onde há radiação de fundo. (Ver fig. 7). Extrapolando-se as duas partes, A e B, tem-se o alcance definido como extrapolado.

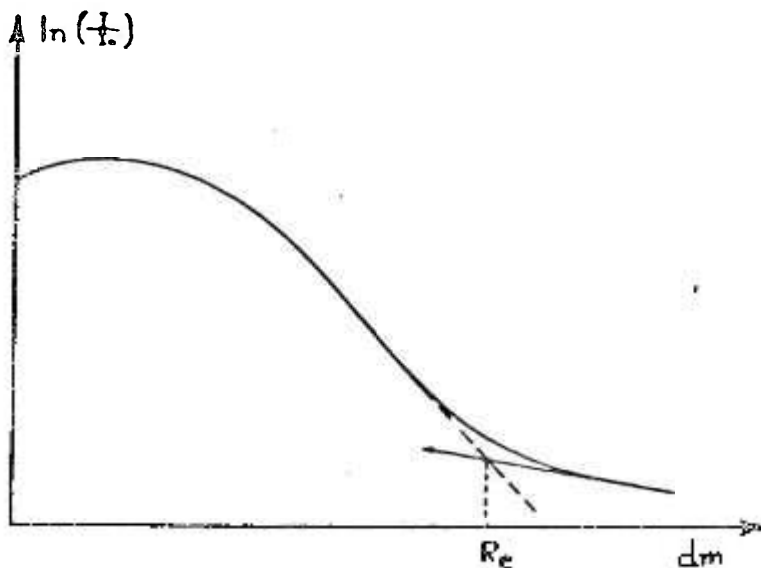


Figura 7

Exercício

-Calcular o alcance de partículas beta de energia máxima de 1 MeV no chumbo, conhecendo-se o alcance no alumínio que é de 0,166 cm.

Resolução: o alcance no alumínio em g/cm^2 será

pela formula (46)

$$R_{Al} = 0,166 \text{ cm} \times 2,7 \text{ g/cm}^3 = 450 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2$$

$$R_{Pb} \cong R_{Al} = 450 \times 10^{-3} \text{ g/cm}^2, \text{ que, em cm}$$

$$R_{Pb} \cong 450 \times 10^{-3} / 113 = 0,04 \text{ cm}$$

-As partículas beta do ^{32}P (1,71 MeV) são detetadas com um Geiger de janela de 30 mg/cm^2 . Qual a fração de elétrons que é absorvida ao penetrar no tubo?

Resolução: de (40), I/I_0 é a fração de partículas que passam pela janela. Como só existem duas possibilidades (a de passar e a de não passar), e sendo 1 a soma dessas duas probabilidades, $1 - I/I_0 = 1 - e^{-\mu_m d_m}$ representa a fração das partículas que não passam (partículas absorvidas), onde

$$\mu_m = 17/E^{1,14} = 9,2 \text{ (g/cm}^2\text{)}^{-1}$$

$$d_m = 30 \text{ mg/cm}^2$$

$$\text{então } 1 - e^{-\mu_m d_m} = 1 - e^{-9,2 \times 30 \times 10^{-3}} = 0,23$$

Em termos de porcentagem, 23% das partículas beta são absorvidas pela janela do tubo.

Espalhamento de elétrons

Como a massa dos elétrons é pequena comparada com a massa do núcleo do absorvedor, eles podem sofrer, numa simples colisão, uma grande deflexão na trajetória, particularmente, quando os elétrons de energia baixa se chocam com materiais pesados. Às vezes, os elétrons mudam completamente de direção. Esse fenômeno é chamado de retroespalhamento ou "backscatering".

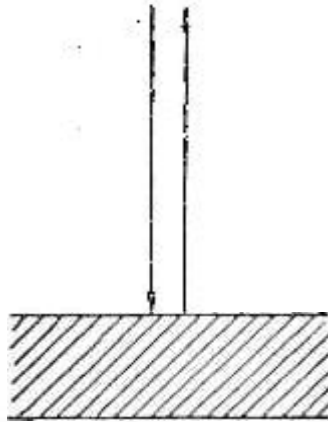


Figura 8

Capítulo V - Radiação Gama

A radiação gama é emitida pelo núcleo ao se desexcitar. Os raios gama podem interagir com a matéria através de doze maneiras diferentes, embora sejam apenas três os mais importantes e nos quais se baseiam os métodos de detecção dessa radiação.

Podemos dividir os processos de interação, do seguinte modo:

- 1 - Espalhamento elástico (sem perda de energia)
 - a) Espalhamento Raleigh - de fótons por elétrons ligados.
 - b) Espalhamento Thompson - de fótons por elétrons livres ou pelo núcleo.
 - c) Espalhamento ressonante - quando a energia do fóton tem exatamente a energia de níveis do núcleo.
 - d) Espalhamento Delbrück - de fótons pelo campo eletromagnético do núcleo.
- 2 - Efeito fotoelétrico - processo inelástico que se dá com elétrons ligados.
- 3 - Efeito Compton - espalhamento inelástico de fótons por elétrons livres.
- 4 - Produção de pares - produção do par e^+ e e^- no campo nuclear.

5 - Reações fotonucleares - (γ, p) , (γ, n) , (γ, α) (γ, f) , etc.

Entre êsses, os mais importantes, do ponto de vista de detecção são o efeito fotoelétrico, o efeito Compton e a produção de pares.

Efeito fotoelétrico.

Um fóton de energia $h\nu$ interage com um elétron ligado (das camadas mais internas), transferindo a ele toda sua energia e elétron é então emitido com uma energia cinética

$$E_c = h\nu - E_L \quad (50)$$

onde E_L é a energia de ligação do elétron naquela camada.

Para preencher a vaga deixada pelo elétron, há a emissão de raio-X, provocada pelo salto de um elétron de uma camada para outra sendo a energia de ligação E_L igual à energia do raio-X, E_x

$$E_L = E_x \quad (51)$$

A probabilidade de ocorrência dêsse efeito pode ser calculada teóricamente:

$$\sigma_{\text{FOTOEL}} \propto Z^5 E^{-7/4} \quad (52)$$

portanto depende da 5ª potência do número atômico de material absorvente e do inverso da energia do fóton, predominando em energias baixas.

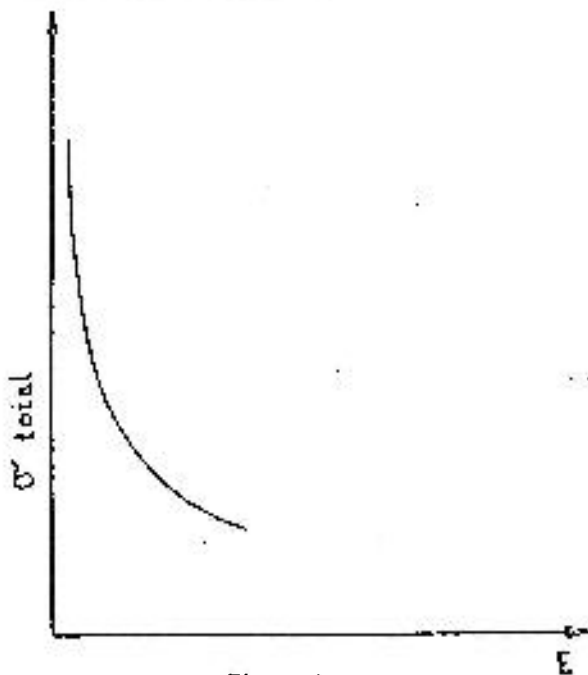


Figura 9

Efeito Compton

No efeito Compton, o fóton incidente interage com qualquer elétron orbital que se comporta como elétron livre, pois

$$h\nu \gg E_e \quad (53)$$

A energia do fóton incidente se divide entre o fóton espalhado e o elétron que sai, de modo que, esquematicamente, temos:

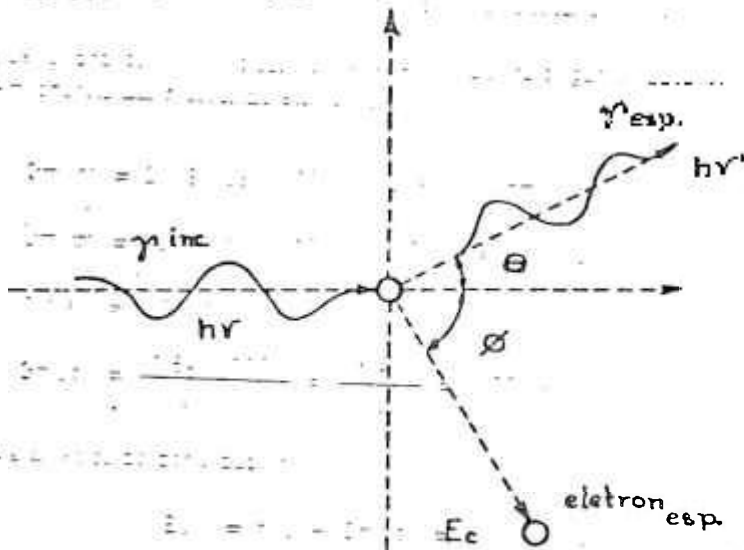


Figura 10

onde $E_c = h\nu - h\nu'$

ϕ é o ângulo formado entre o fóton incidente e o elétron espalhado

θ é o ângulo de espalhamento entre o fóton incidente e o fóton espalhado (Quanto maior o θ , menor o $\cos\theta$ e maior a perda de energia)

Demonstra-se que

$$h\nu' = \frac{h\nu}{1 + \frac{h\nu(1 - \cos\theta)}{mc^2}} \quad (54)$$

sendo

$$\sigma_{\text{Compton}} \propto Z$$

(55)

Exercício

Deduzir a fórmula (54), levando em conta que o momento e a energia devem ser conservados, fazendo as projeções nos dois eixos (vide fig. 10).

Produção de pares

Na produção de pares, o fóton primário, passando no campo coulombiano do núcleo, desaparece e sua energia se transforma em parte na massa de um par de elétrons (positivo e negativo), e a outra parte é dividida como energia cinética destas partículas.

Para que o processo seja possível, a energia do raio gama deve ser maior do que o equivalente em energia das massas do elétron e positron.

$$2m_0c^2 = 2 \times 9,108 \times 10^{-28} \times (3 \times 10^{10})^2 \text{ cm}^2/\text{seg}^2 \quad (56)$$

$$2m_0c^2 = 18 \times 9,108 \times 10^{-28} \times 10^{-20} = 164,10^{-8} \text{ erg} \quad (57)$$

$$1 \text{ MeV} = 1,6 \times 10^{-6} \text{ erg} \quad (58)$$

$$2m_0c^2 = \frac{1,64 \times 10^{-8}}{1,6 \times 10^{-6}} = \frac{1,64}{1,6} = 1,02 \text{ MeV} \quad (59)$$

A energia cinética do par é dada por

$$E_{\text{cin}} = h\nu_0 - 2m_0c^2 = h\nu_0 - 1,02 \quad (60)$$

A presença do núcleo e portanto do campo coulombiano é necessária à produção de pares, sendo sua principal função a de permitir a conservação da quantidade de movimento. Algumas vezes a produção de pares pode ocorrer no campo de um elétron em vez de no campo nuclear. A energia mínima necessária para que isso ocorra é

$$4 m_0c^2 = 2,04 \text{ MeV} \quad (61)$$

Esse valor surge da conservação do momento. Inversamente, se essa condição não for satisfeita, não haverá conservação do momento e o processo é impossível.

Numa câmara, essa produção de pares no campo de um elétron é vista como uma produção de triplas (2 elétrons e um pósitron), contrastando com o que se vê na produção de pares normal. Esse efeito é de muito baixa probabilidade, quando comparada à produção de pares no campo do núcleo.

A probabilidade de ocorrência do efeito de produção de pares aumenta com Z^2 .

Tanto o pósitron como o elétron perdem sua energia por ionização e excitação. Quando atingem o repouso, o e^- permanece na matéria, onde existem outros elétrons. Entretanto, o pósitron não existe na matéria. Assim, sofre aniquilação, ou seja, junta-se com outro elétron e em seguida ambos desaparecem, produzindo dois raios gama de 0,511 MeV. Por outro lado, pode ocorrer aniquilação, quando o pósitron ainda não está em repouso, e a probabilidade desse efeito é tanto maior quanto maior for a energia do pósitron. Nessas condições, os raios gama emitidos terão energias mais altas do que aquelas de 511 KeV. Esse é o princípio básico do funcionamento dos aceleradores lineares que emitem fótons monocromáticos, isto é, os elétrons são acelerados e jogados contra um alvo pesado, produzindo "bremsstrahlung"; essa radiação gama de espectro contínuo sofre interação por produção de pares. Os pósitrons são, então, acelerados até uma energia conhecida e são jogados propositalmente num alvo para sofrerem aniquilação, havendo com isso, a emissão de radiação gama monoenergética.

Atenuação da radiação gama pela matéria

Suponhamos um feixe de radiação gama colimado, num arranjo que chamaremos de "boa geometria". Por "boa geometria" entende-se um feixe de tal maneira colimado, que se um raio gama sofrer uma interação do tipo Compton, produzindo um raio gama secundário, este não atingirá o detector.

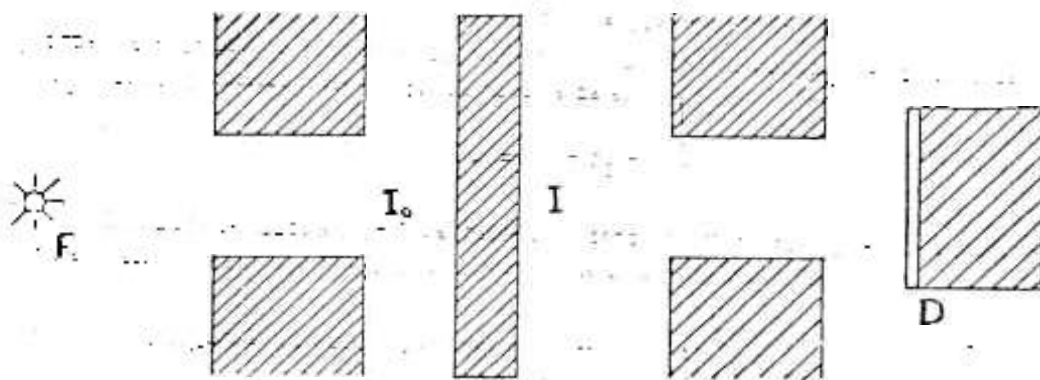


Figura 11

O raio gama não perde energia aos poucos. Numa interação, ele perde energia totalmente ou sofre transformação, como no caso dos efeitos Compton e pares.

Se x é a espessura de material colocado e se I é a intensidade do feixe após atravessar o material, teremos que o número de fótons que interage numa espessura dx de material é proporcional à espessura dx e ao número de fótons incidentes naquela camada de material. Assim,

$$-dI = \mu I dx \quad (62)$$

sendo μ o coeficiente de proporcionalidade chamado coeficiente de absorção. Note-se que não estamos tratando do número de fótons que perdem totalmente a sua energia, mas daqueles que sofrem ao menos uma interação. Desse modo,

$$-\frac{dI}{I} = \mu dx \quad (63)$$

que integrado será $\ln I = \mu x + C \quad (64)$

Quando $x = 0, I = I_0$ e desse modo, $\ln I = \ln I_0 = C$, resultando portanto,

$$\ln I - \ln I_0 = -\mu x$$

$$\ln \left(\frac{I}{I_0} \right) = -\mu x$$

$$\frac{I}{I_0} = e^{-\mu x}$$

$$I = I_0 e^{-\mu x} \quad (65)$$

onde μ é chamado coeficiente de absorção total, que envolve coeficientes de absorção parciais relativos aos processos fotoelétrico, Compton e pares, isto é,

$$\mu = \tau_F + \sigma_C + \kappa_P \quad (66)$$

O μ pode ser dado em cm^{-1} , e, nesse caso, sendo chamado coeficiente de absorção linear, ou expresso em cm^2/g , sendo chamado coeficiente de absorção de massa.

τ_F varia com Z^5 , predomina em baixas energias (até 1 MeV).

σ_C varia com Z , predomina em energias médias.

κ_P varia com Z^2 , predomina em altas energias.

Esses coeficientes de absorção variam conforme o material e com a energia.

A probabilidade de um fóton atravessar uma certa espessura de material sem sofrer interação é dada pela fração I/I_0 . Portanto, $e^{-\mu x}$ é a probabilidade do fóton não sofrer interação. Como existem apenas duas probabilidades (interação e não interação), a probabilidade de interação, ou seja, de não passar pelo material, será

$$p = 1 - I/I_0 = 1 - e^{-\mu x}$$

Qual a porcentagem de fótons de 2 MeV absorvidos por uma placa de 5 cm de chumbo?

Meia espessura

Um conceito importante é o de meia espessura, porque tem importância prática. Meia espessura ou camada semi-redutora é a espessura necessária para que metade dos fótons saia do feixe, isto é, quando

$$x = x_{1/2}, \quad I = I_0/2, \quad \text{desse modo}$$

$$I_0/2 = I_0 e^{-\mu x_{1/2}}$$

$$\ln 1 - \ln 2 = -\mu x_{1/2}$$

$$\ln 2 = 0,693 = \mu x_{1/2}$$

$$x_{1/2} = \frac{0,693}{\mu} \quad (68)$$

Alcance médio

Alcance médio é a distância média percorrida pelo fóton antes que ele sofra a primeira interação. Pelo teorema da média,

$$R = \frac{\int_0^{\infty} x e^{-\mu x} dx}{\int_0^{\infty} e^{-\mu x} dx} = \frac{\frac{1}{\mu^2}}{\frac{1}{\mu}} = \frac{1}{\mu} \quad (69)$$

Exercício

Calcular R, integrando o numerador por partes e o denominador diretamente.

Capítulo VI - Interação dos nêutrons com a matéria

Os nêutrons não possuem carga. Assim, não possuem comportamento semelhante ao das outras radiações, pois não sentem a ação dos campos atômico e nuclear. Para os nêutrons sofrerem interação com a matéria, eles precisam chegar suficientemente próximos do núcleo para sentir a ação das forças nucleares.

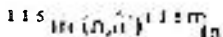
A energia que os nêutrons possuem é importante na determinação do tipo de interação que eles têm com a matéria. Assim, podemos classificá-los de térmicos, aqueles cuja energia é próxima de até 1 eV, epitérmicos, entre 1 eV a 100 KeV e, rápidos, maiores que 100 KeV. Essa classificação é bastante arbitrária, feita, em parte, de acordo com a predominância de uma certa interação, podendo variar de autor para autor.

Como a secção de choque tem a dimensão de 10^{-24} cm², definiu-se uma unidade chamada barn (10^{-24} cm²).

Mecanismos de interação dos nêutrons

1 - Espalhamento elástico (n,n) - O nêutron interage com o núcleo que não fica no estado excitado.

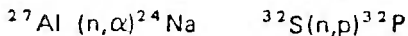
2 - Espalhamento inelástico - Ocorre principalmente com nêutrons rápidos (n,n'), (n,n'γ), (n,2n). O núcleo permanece num estado excitado e esse excesso de energia pode ser removido pela emissão de um raio gama ou o núcleo pode permanecer durante um certo tempo nesse estado, chamado meta-estável ou estado isomérico. Por exemplo,



3 - Captura (n,γ) - É a reação mais comum, sendo produzida por nêutrons térmicos em quase todos os núcleos. Ocorre também com nêutrons epitérmicos, sendo chamada de captura ressonante. Por exemplo,



4 - Emissão de partículas carregadas (n,p), (n,α), (n,t), (n,d), etc. Como as partículas carregadas precisam vencer a barreira de potencial (coulombiano), o nêutron deve ter energia mais alta, sendo nesse caso do grupo rápido. Existem, entretanto, exceções como as reações (n,α) no ¹⁰B. Exemplos que ocorrem com nêutrons rápidos



5 - Fissão (n,f) - O núcleo se divide em dois ou mais fragmentos de fissão, emitindo um número da ordem de 2,5 nêutrons. A fissão pode ocorrer com nêutrons térmicos como no ²³⁵U, ²³³U etc ou por nêutrons rápidos como no ²³²Th e no ²³⁸U etc.

6 - Reação com nêutrons de alta energia - Ocorre com nêutrons de alta energia 100 MeV para cima, havendo uma chuva de partículas.

Secção de choque

A descrição quantitativa da interação de nêutrons com a matéria pode ser feita através do conceito de secção de choque.

Suponhamos uma amostra ideal de um material que tenha somente 1 átomo de espessura e contenha N_a núcleos por cm². Suponhamos ainda que sobre esta amostra incida um feixe de nêutrons com fluxo ϕ (n^o de nêutrons/cm²/seg), sendo essa incidência perpendicular à superfície.

Define-se, então, a secção de choque microscópica como sendo

$$\sigma = \frac{C}{N_a \phi}$$

Como a secção de choque tem a dimensão de 10^{-24} cm^2 , definiu-se uma unidade chamada barn (10^{-24} cm^2).

O significado físico de σ é a probabilidade de um nêutron do feixe participar dessa reação com um núcleo. Existem tabelas para todas as energias e materiais (Barn Book).

σ , a secção de choque microscópica foi definida para uma amostra monoatômica, porém, na prática o que nos interessa é o caso da amostra com espessura x .

Consideremos um feixe colimado de nêutrons com fluxo ϕ_0 ($\text{n/cm}^2/\text{seg}$), incidente normalmente a uma amostra de espessura d .

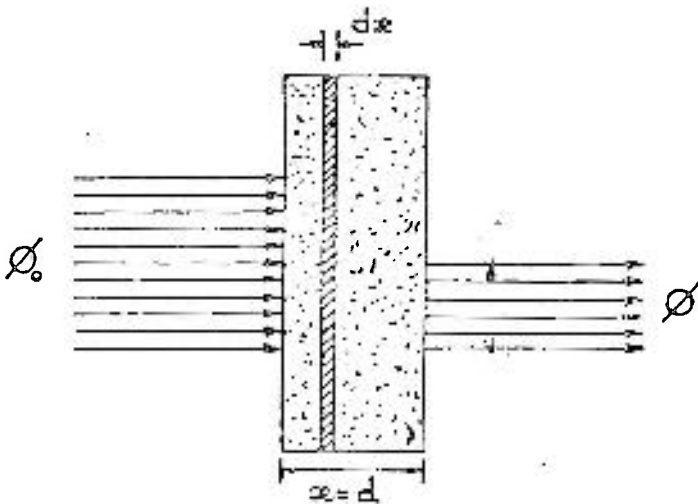


Figura 12

Se N é o número de átomos por cm^3 de amostra, Ndx é o número de átomos por cm^2 .

Num certo dx de amostra, ϕ altera-se de $d\phi$, de modo que

$$-d\phi = \phi N \sigma dx \quad (71)$$

Integrando, teremos

$$\phi = \phi_0 e^{-N\sigma d} \quad (72)$$

onde $N\sigma$ é chamado secção de choque macroscópica, expressa em cm^{-1} por

$$\Sigma = N\sigma \quad (73)$$

que é a probabilidade do nêutron sofrer interação com os átomos de um material de 1 cm de espessura.

Exercício

Calcular o ritmo com o qual ocorre a reação (n, α) num volume de 100 cm^3 de gás BF_3 (nas CNTP) se o tubo é colocado num campo de nêutrons de energia de $0,025 \text{ eV}$ e o fluxo é de $10^{12} \text{ n/cm}^2/\text{seg}$.

Capítulo VII - Noções de Estatística

A detecção de radiação envolve fenômenos de natureza estatística. Por isso, se fizermos uma série de medidas de uma fonte radioativa, verificamos que seu valor não é constante. Dêsse modo não podemos falar no valor verdadeiro de uma contagem, mas no seu valor médio. A melhor aproximação para o valor médio é a média aritmética

$$m = \bar{n} = \frac{\sum_{i=1}^N n_i}{N} \quad (74)$$

O desvio padrão é definido como sendo a raiz quadrada do valor médio dos desvios individuais do valor verdadeiro.

$$\sigma^2 = (m - n)^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (m - n_i)^2 \quad (75)$$

$$\sigma^2 = \frac{1}{N-1} \sum_{i=1}^N (\bar{n} - n_i)^2 \quad (76)$$

Distribuição binomial

Se tivermos um grande conjunto de objetos que pertencem a duas classes A e B e se p representa a probabilidade de um objeto selecionado ao acaso pertencer à classe A, então $(1 - p)$ representa a probabilidade do objeto pertencer à classe B.

A probabilidade de que n de N_0 objetos pertençam à classe A é dada pela expressão

$$\omega_{(n)} = \frac{N_0!}{(N_0 - n)! n!} p^n (1 - p)^{N_0 - n} \quad (77)$$

Essa equação que é conhecida como distribuição binomial e se aplica rigorosamente ao caso em que N_0 (número de tentativas) e n (número de sucessos) sejam inteiros.

O valor médio pode ser calculado por

$$m = \sum_{n=0}^{N_0} n \omega_{(n)} = p N_0 \quad (78)$$

o pode-se mostrar que o desvio padrão é

$$\sigma = [N_0 p (1 - p)]^{1/2} = [m (1 - p)]^{1/2} \quad (79)$$

Distribuição binomial no caso do decaimento radioativo

Suponhamos N_0 átomos que decaem num tempo t . Esses N_0 átomos se dividem em dois grupos: aqueles que decaem no tempo t e aqueles que não decaem nesse mesmo tempo.

A probabilidade de não decair é $e^{-\lambda t}$, pois

$$A = A_0 e^{-\lambda t} \quad (80)$$

Sendo A os que não decaíram (podemos expressar por meio de A/A_0 a fração dos que não decaem) e λ é a constante de decaimento. Então, a probabilidade p de decair é

$$p = (1 - e^{-\lambda t}) \quad (81)$$

Substituindo (81) na expressão (77) da distribuição binomial

$$\omega_{(n)} = \frac{N_0!}{(N_0 - n)! n!} (1 - e^{-\lambda t})^n (e^{-\lambda t})^{N_0 - n} \quad (82)$$

Sendo m o número médio que decai tem-se

$$m = pN_0 = (1 - e^{-\lambda t})N_0 \quad (83)$$

o desvio padrão será

$$\sigma = [m(1 - p)]^{1/2} = [(1 - e^{-\lambda t})N_0 e^{-\lambda t}]^{1/2}$$

portanto

$$\sigma = (m e^{-\lambda t})^{1/2} \quad (84)$$

Se $\lambda t \ll 1$, ou seja

$$\lambda = \frac{0,693}{T_{1/2}} \quad t \ll 1 \quad t \ll T_{1/2}$$

o tempo de observação é pequeno frente à meia-vida, que é o caso mais comum

$$\sigma = [m(1 - \lambda t)]^{1/2} = \sqrt{m} = \sqrt{\frac{m}{n}} \quad (85)$$
$$\sigma = \sqrt{\frac{m}{n}}$$

Essa distribuição binomial, quando são satisfeitas certas condições, se reduz à distribuição de Poisson, isto é, se $\lambda t \ll 1$, $N_0 \gg 1$ e $pN_0 \ll \sqrt{N_0}$, a expressão da distribuição se torna

$$\omega_{(n)} = \frac{N_0^n p^n}{n!} e^{-p N_0} = \frac{n^n e^{-m}}{n!} \quad (86)$$

A aproximação é boa no caso em que N_0 é da ordem de 100 e $p \cong 0,01$.

Para pequenos valores do valor médio a distribuição é não simétrica e, quando o valor médio (m) cresce, a curva se torna simétrica.

A distribuição binomial e seu caso limite, a distribuição de Poisson, são aplicadas a variáveis descontínuas. Por outro lado, toda teoria dos erros está baseada na função de distribuição normal, que se aplica a variáveis contínuas. Essa distribuição é

$$\omega_{(n)} = \frac{(2\pi)^{-1/2}}{\sigma} \exp \left[-\frac{(m-n)^2}{2\sigma^2} \right] \quad (87)$$

onde σ é o desvio padrão e m a média.

Para $m \cong 20$ e maiores, as duas distribuições (Gauss e Poisson) são bastante próximas.

Capítulo VIII - Detetores a gás

O primeiro grupo de detetores que estudaremos é o dos detetores a gás. Entre eles temos: câmaras de ionização, detetores proporcionais, detetores Geiger-Muller.

Os detetores a gás podem trabalhar em regime chamado tipo pulso ou nível médio. No regime tipo pulso, tem-se na saída do detetor um sinal individual para cada radiação ou partícula incidente. No regime chamado nível médio, o que se mede é um sinal que representa um efeito médio de muitas interações com o detetor.

Princípio de funcionamento

Em princípio, os detetores a gás são assim constituídos:

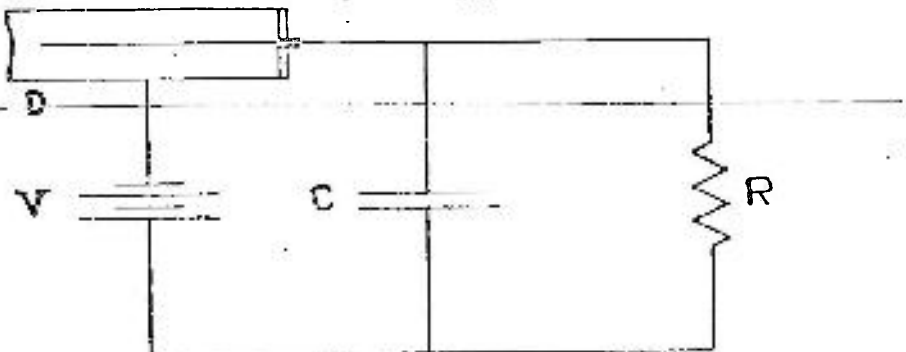


Figura 13

São dois elétrodos, em geral a forma é um cilindro sendo condutor ou revestido de material condutor com um filamento central (em geral, de tungstênio). Esse cilindro é cheio de gás ou mistura de gases a uma pressão relativamente baixa. Os gases podem ser: metano, butano, hélio, argon, isopropana etc. A pressão é da ordem de 10 cm de Hg. Entre os dois elétrodos é aplicada uma diferença de potencial, através de uma resistência R em paralelo com um capacitor C , que representa a capacidade do sistema.

Suponhamos que uma partícula ionizante produza um certo número N de pares de íons no gás. As cargas positivas e negativas se movem em direção aos elétrodos devido ao campo elétrico aí existente. Devido a esse movimento de cargas, surge no capacitor uma carga Q , que gera então um pulso $\Delta v = Q/C$, sendo Q a carga e C a capacidade do sistema. Se fixarmos um sistema com o gás, pressão e geometria e variarmos apenas a diferença de tensão dos elétrodos, obteremos num gráfico de $\log Q$ versus V o seguinte comportamento:

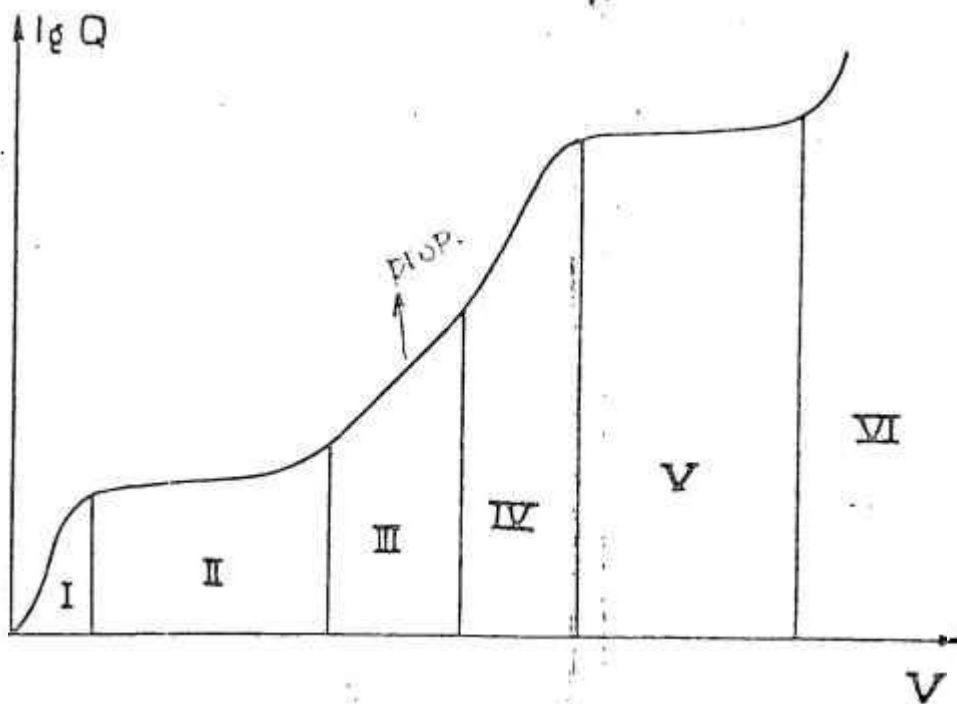


Figura 14

Podemos dividir o gráfico em regiões. Na região I, aumentando-se a tensão, aumenta-se a carga coletada. Isto porque aumenta a força que atua entre as cargas, diminuindo cada vez mais a possibilidade de recombinação e, portanto, aumentando a chance dos pares de íons serem coletados.

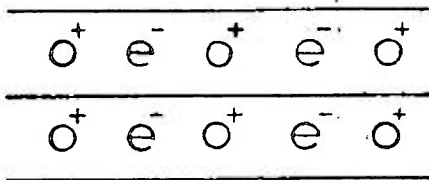
Na região II, cessa a recombinação e todos os pares de íons são coletados. Esta região na qual há uma independência da carga coletada com a tensão chama-se região da câmara de ionização.

Aumentando-se ainda mais a tensão, passa-se para uma região onde há um aumento da carga coletada com a tensão. Esse aumento é linear, correspondente à região proporcional. A seguir, chega-se a uma região onde a carga depende da tensão, porém, não linearmente. Essa região normalmente não é utilizada. Levantando-se ainda mais a tensão, chega-se à região onde há uma independência da carga coletada com a variação de tensão. Essa é a chamada região do detector Geiger-Muller. Finalmente, na região VI, há um aumento grande da carga coletada com a tensão e essa região é chamada de descarga contínua. Existem câmaras que operam nessa região mas não são de interesse aqui.

Tudo isso não significa que um Geiger sempre opera a uma tensão mais alta do que um proporcional e este a uma tensão mais alta do que as das câmaras de ionização. Existem câmaras de ionização que operam a 500 V e outras a 100 V. Existem Geigers de 1000 ou 1500 V e outros de 300 a 600 V. Existem proporcionais que operam a 1000 V e outros a 5000 V. Dependendo do gás, da pressão, da geometria, da resistência externa essa curva pode se alterar completamente. Para uma câmara particular que fosse constituída de maneira tal a percorrer todas as regiões, esta seria apenas uma curva teórica.

Câmaras de ionização

Operam na região do próprio nome. Quando a radiação passa pelo gás do detector produz pares de íons e apenas os pares produzidos são detetados.



Se, inicialmente, houver poucos pares teremos pouca carga coletada. Se houver mais pares, teremos mais carga. A quantidade de pares de íons produzidos depende da energia da radiação ser maior ou menor, ou, mais ou menos ionizante. Como a altura do sinal de saída depende da carga coletada e esta dos pares originais de íons produzidos.

$$\Delta V = \frac{Q}{C} \propto E \quad (88)$$

A câmara mede energias e distingue os diversos tipos de partículas através da altura dos sinais produzidos.

As câmaras de ionização podem ser: tipo pulso ou do tipo nível médio, sendo principalmente empregadas na prática as do nível médio. Na realidade o que se mede não são pulsos, mas uma corrente de saída proporcional ao número médio de partículas da fonte. O intervalo de correntes em que se mede varia de 10^{-6} a 10^{-16} A, sendo as de 10^{-16} A muito empregadas nos controles de reator.

Tais câmaras são utilizadas para detecção de radiação alfa, beta e fragmentos de fissão. A fonte radioativa pode ser colocada dentro da câmara, fora dela ou até mesmo misturadas ao gás. Devido à sua simplicidade, são muito utilizadas na prática, como por exemplo em Radiobiologia nas medidas de Tritio e Carbono-14.

Apesar de serem simples quanto ao funcionamento, produzem, no entanto, pulsos ou sinais de saída muito pequenos, isto porque apenas a carga produzida é coletada, e desse modo, poderão ser confundidos com o ruído eletrônico.

Podem-se construir câmaras especiais para detecção de nêutrons, nos quais são colocados boro-10 em placas. Um nêutron atingindo essas placas, produz a reação (n,α) e o α produzido ioniza o gás. Outras, em vez de boro-10, contêm placas de urânio, nos quais ocorre a reação (n,f) e os fragmentos de fissão ionizam o gás.

Detetores proporcionais

A radiação, passando pelo gás do detetor, produz pares de íons. No entanto, esses pares podem ter energia suficiente para produzir novos pares de íons. Ocorre, então, uma multiplicação do número de pares originais por um fator constante. Desse modo, é válido afirmar que o número original de pares é proporcional à energia, portanto a carga multiplicada por M fornece um pulso proporcional à energia. Desse modo

$$\Delta V = \frac{MQ}{C} \propto E \quad (89)$$

Os detetores proporcionais apresentam uma vantagem em relação às câmaras de ionização, quanto ao sinal de saída, que é maior pois a carga é multiplicada por um fator, sendo, assim, mais fácil fazer a discriminação contra o ruído.

Os detetores proporcionais podem detetar alto ritmo de contagem, pois seu tempo morto é pequeno.

Os gases mais usados são: argon + metano e isobutana + hélio.

Discriminam partículas alfa na presença de beta, pois as partículas alfa são muito mais ionizantes.

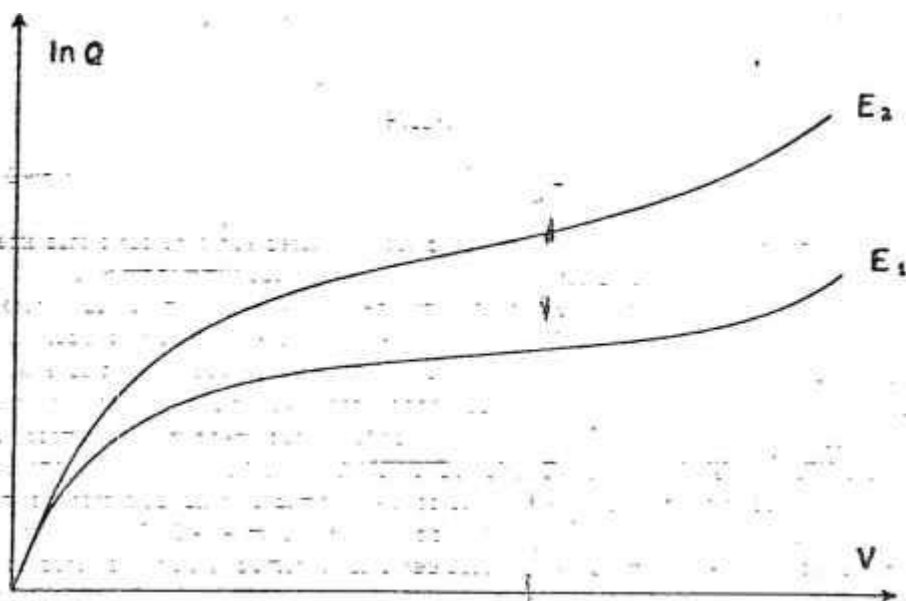


Figura 15

Os detetores proporcionais são quase sempre do tipo pulso. Também, são muito utilizados na forma chamada tipo fluxo, ou seja o gás fluindo pelo tubo detetor, entrando por um lado e saindo pelo outro. Esses apresentam uma série de vantagens quanto à durabilidade, pois, o gás é trocado continuamente (num detetor fechado, com o tempo, o gás em contacto com as paredes do tubo detetor pode se contaminar); quanto à geometria podem ser construídos de tal maneira que a fonte pode ser colocada dentro do detetor, são muito importantes na determinação da atividade absoluta de uma fonte, ou seja, não do seu número de contagens mas do número real de desintegrações por segundo. Existem duas geometrias importantes: a do detetor 2π e a do 4π .

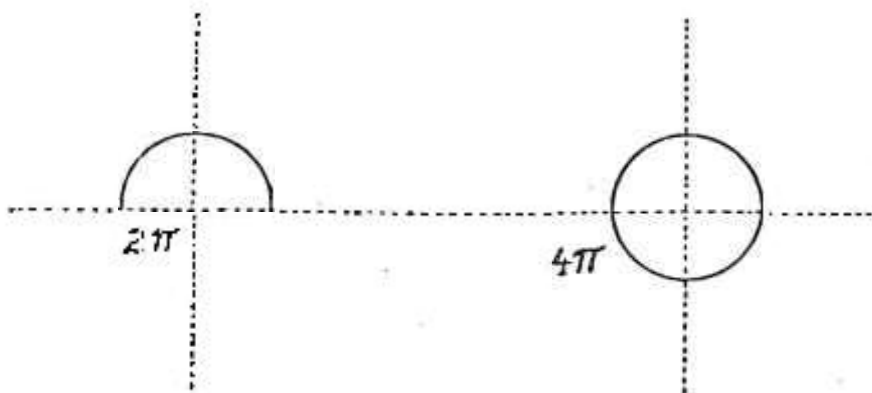


Figura 16

Detetor Geiger

Neste caso a radiação que passa pelo gás do detetor produz pares de íons, mas a situação é tal que esses pares podem produzir novos pares, deixando-os ainda no estado excitado, que por não poderem ficar assim, se desexcitam emitindo fótons. Esses fótons produzem no gás ou nas paredes do tubo elétrons por efeito fotoelétrico. Esses elétrons são capazes de ionizar o gás novamente, e os pares produzidos podem produzir novos pares em estado excitado, e, assim, o processo se repete, como uma avalanche contínua. Durante os processos, os íons negativos (elétrons) formados caminham para o ânodo, enquanto que os íons positivos costumam em se dirigir para o cátodo e vão formando uma barreira entre os dois eletrodos, isto é, uma blindagem eletrostática, assim o campo elétrico abaixa, cessando a multiplicação, sempre que é atingida uma carga Q . Desse modo, não se pode saber pela altura do sinal de saída qual o número de pares originais e, portanto, se a radiação é mais ou menos energética, ou, mais ou menos ionizante.

Assim, o Geiger não mede energia, pois fornece sempre o mesmo sinal

$$\Delta V = \frac{Q}{C} \propto E \quad (90)$$

Se a radiação inicial for de baixa energia, custa muito para atingir a carga Q e se for de alta energia, é necessário uma multiplicação menor para atingir a carga Q .

Na análise detalhada do processo de multiplicação, surge o seguinte problema: os íons positivos que se formam são muitos e ao serem coletados eles podem arrancar elétrons, iniciando novamente o processo, pois se os íons positivos estão sendo coletados, o campo elétrico já se recuperou. Para evitar isso, mistura-se ao gás do Geiger (argônio por exemplo) um pouco de álcool, ou halogênio que se junta aos íons positivos, formando íons complexos que se dissociam em moléculas mais simples ao serem coletados, não sendo capazes de produzir nova ionização. Tal efeito é denominado de auto-extinção porque extingue a possibilidade de

processo continuar indevidamente. Em alguns detectores essa extinção pode ser feita eletronicamente. A vantagem do uso do álcool é que ele é mais efetivo e o halogênio é menos. Por outro lado, o álcool se gasta, enquanto que o halogênio se recombina.

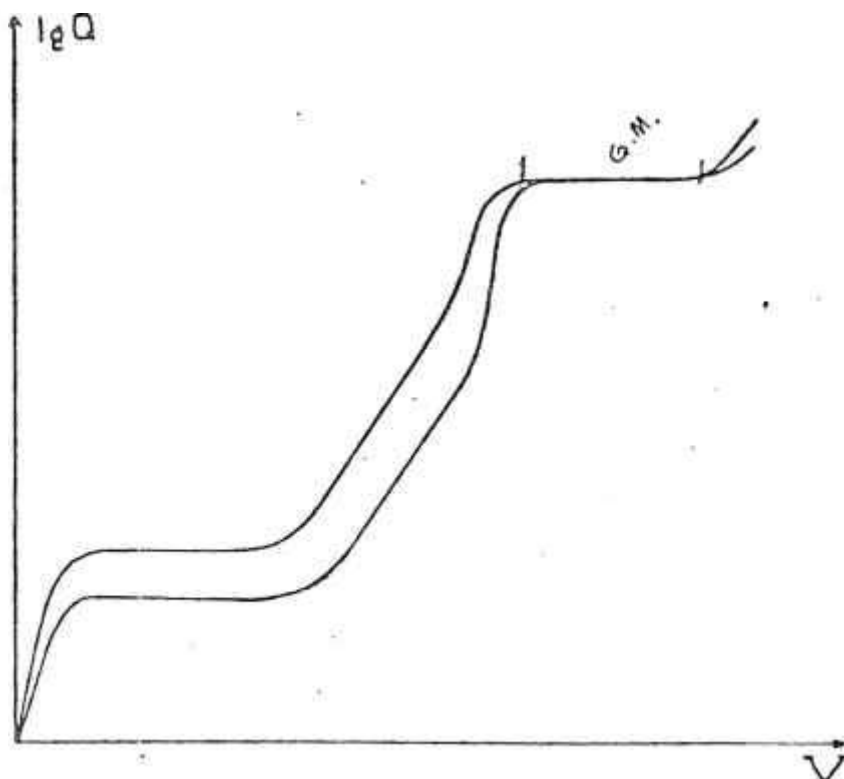


Figura 17

Na fig. 17, temos $\log Q$ versus tensão e não $\text{cpm} \times V$, portanto não devemos pensar que o patamar para a determinação da tensão de operação seja aquele. A partir de uma certa tensão, o detector Geiger começa a produzir pulsos. Se esses pulsos (com a mesma altura) ultrapassam o discriminador interno do scaler, então, todos são contados. Assim, para uma fonte constante a contagem é constante. A câmara de ionização e o proporcional também tem patamar de $\text{cpm} \times V$, pois, a altura muda, mas, uma vez passando o nível do scaler, todos são contados.

As vantagens do Geiger: alta sensibilidade, pulso grande necessitando, portanto, equipamento eletrônico simples de baixo custo. Por outro lado, suas desvantagens residem no fato de não medir energia, não distinguir partículas e possuir tempo de resolução grande.

Os detectores Geiger são, em geral, do tipo pulso.

Eficiência Global

Um detector Geiger pode ser utilizado para medidas de atividade, desde que sejam feitas as devidas correções.

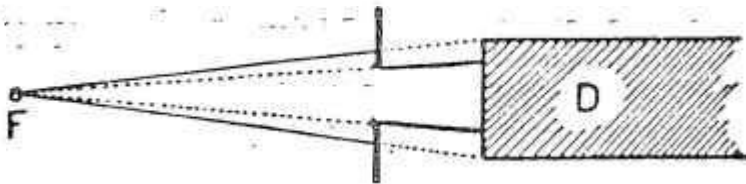


Figura 18

Uma fonte pontual apresentará as seguintes correções:

G - fator geométrico, que é a maior de todas e mede a fração de radiação emitida que atinge o Geiger. Normalmente, é usado um definidor para que somente a área de igual sensibilidade seja atingida pela radiação.

f_{ω} - fator de absorção no ar, na janela do tubo e na cobertura da fonte (se existir).

$$f_{\omega} = e^{-\mu m d} \quad (91)$$

$$d = d_{\text{ar}} + d_{\text{janela}} + d_{\text{cobertura}}$$

f_T - fator correspondente ao tempo de resolução

$$f_T = 1 - nr \quad (92)$$

f_s - fator de auto-absorção que ocorre na própria fonte. Se a fonte é espessa as partículas são absorvidas mesmo antes de sair.

$$f_s = \frac{1}{\mu s} (1 - e^{-\mu s}) \quad (93)$$

onde s é a espessura da fonte e μ é o coeficiente de absorção.

f_r - fator de retroespalhamento - a radiação que sai na direção contrária à do Geiger será contada na correção geométrica, entretanto, pode voltar para o Geiger por espalhamento no suporte da fonte, ou nas prateleiras, atrás da fonte. Podemos usar a fonte sem nada atrás, ou então colocar um suporte, calculando-se o quanto contribui por meio de dados experimentais.

$\epsilon\beta$ - eficiência intrínseca do Geiger. Uma partícula atingindo o Geiger, geometricamente, não vai necessariamente dar origem a uma contagem. Para raios β essa eficiência é ~99% e para γ , ~1%.

Problema

Uma fonte puntual de ^{32}P de espessura 5 mg/cm^2 é colocada em um suporte de 1 mm de espessura, a 2 cm de distância de um Geiger de janela com 2 mg/cm^2 de espessura e 2 cm de diâmetro. Sendo o tempo de resolução do sistema aproximadamente 250 useg para 15000 contagens, obteve-se 15100 cpm . Pergunta-se, qual a contagem real da fonte e qual a eficiência do sistema?

Capítulo IX - Detetores de Cintilação

Introdução

Certos materiais, às vezes impropriamente chamados fósforos tem a propriedade de emitir luz quando absorvem radiação nuclear.

Este método de detetar radiação através de cintilações é um dos mais antigos e a técnica que se utilizava era a contagem visual com o auxílio de uma ocular. Com o aparecimento da radioatividade artificial este método se tornou impraticável devido às altas atividades de que podemos dispôr, e foi abandonado tendo sido substituído pelos detetores a gás que então tiveram grande desenvolvimento.

Em 1947 com o aparecimento das válvulas fotomultiplicadoras que são capazes de contar as cintilações, este processo de detecção de radiação se tornou muito importante, sendo atualmente muito utilizado.

Os cintiladores possuem muitas vantagens sobre os detetores a gás: eles indicam não somente a presença de partículas, mas também registram a energia dessas partículas. Utilizando convenientemente a combinação de um cintilador e de uma fotomultiplicadora, o detetor pode determinar ritmos de contagens bastante elevados.

A alta densidade dos cintiladores sólidos ou líquidos faz com que eles sejam os detetores de raios gama que apresentam maior eficiência. Podem ser utilizados para medir partículas alfa, beta, gama prótons e existem até cintiladores especiais para nêutrons. Entretanto os cintiladores são mais sensíveis a variações de tensão, devendo ser utilizados com equipamento eletrônico mais estável e portanto mais caro.

Funcionamento

A absorção de energia por uma substância e sua reemissão como radiação visível ou quase visível é conhecida como luminescência. No processo de luminescência e excitação inicial pode ser proveniente de muitas origens: luz, reação química, aquecimento. As cintilações que acompanham a radiação nuclear tem origem na excitação e ionização produzidos no cintilador.

Se essa emissão de luz ocorre durante a excitação, num tempo menor que 10^{-8} seg . dizemos que o material é fluorescente. Se a emissão ocorre depois de cessada a excitação (depois de 10^{-8} seg .) o processo é chamado fosforescência.

Na detecção por cintilação são utilizados materiais fluorescentes.

A radiação então interage com o detetor do que resulta a ionização e excitação do mesmo e portanto a produção de luz.

Esta luz é transmitida eficientemente para o fotocátodo de válvula fotomultiplicadora, diretamente ou por reflexão. Essa luz causa a emissão de fotoelétrons do fotocátodo. Estes elétrons são por sua vez acelerados e focalizados nos dinodos da válvula através de um campo elétrico produzido por uma diferença de tensão aplicada a válvula fotomultiplicadora.

Cada elétron arranca de 3 a 5 novos elétrons, portanto o ganho da corrente para uma fotomultiplicadora típica de 10 estágios é da ordem de 10^6 .

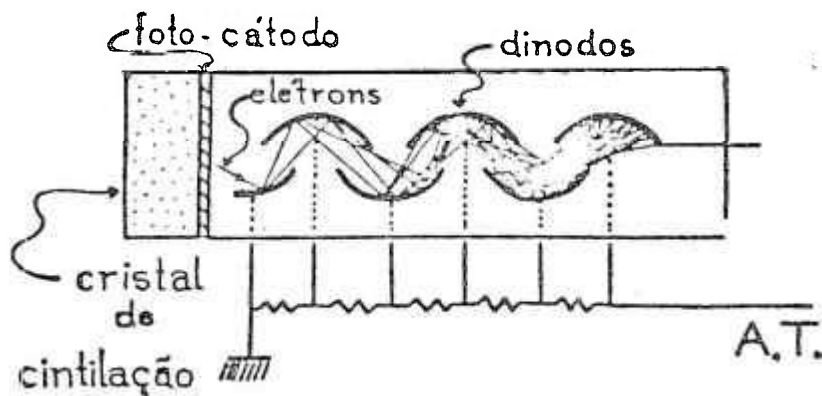


Figura 19

Quando os elétrons chegam ao ânodo a corrente flue através de uma resistência e causa uma queda na tensão através do equipamento, através de um capacitor C. Este pulso negativo tem em geral uma amplitude de poucos milivolts até volts.

O tempo de subida do pulso, isto é, o tempo para o pulso subir de 10% a 90% de sua máxima altura é determinado pela meia vida do estado excitado do cintilador que emite a luz e pelo tempo introduzido pela multiplicação dos elétrons.

Tipos de cintiladores

Os cintiladores podem ser sólidos, líquidos, gasosos e ainda do tipo orgânico ou inorgânico.

Entre os orgânicos temos o antraceno estilbeno que são sólidos.

O tolueno + PPO (4) + POPOP (01) que é líquido.

Entre os inorgânicos temos o NaI (TI) (iodeto de sódio ativado com tálio), o LiI (Eu) (iodeto de lítio ativado com európio) o ZnS (Ag) (sulfeto de zinco ativado com prata) etc.

Os cintiladores líquidos estão sendo muito utilizados na determinação de espectros beta ou gama de baixa energia e também na determinação de atividade de fontes de baixa atividade

A escolha do cristal também não pode ser baseada essencialmente se tivermos interesse em

Na cintilometria líquida podemos dissolver a amostra no cintilador de modo a evitar assim problemas geométricos e de absorção.

Contagem de Espectrometria gama

A contribuição mais importante da técnica de cintilação é no campo de detecção de radiação gama.

A alta densidade dos cintiladores sólidos lhes dá maior poder de freamento para fótons do que os detetores a gás.

É razoavelmente fácil preparar cristais cintiladores grandes o suficiente para frear completamente uma grande fração dos raios gama incidentes; assim é possível medir não somente a contagem de raios gama, mas também o espectro de energia e as intensidades.

A) - Considerações sobre o cintilador

Para ser efetivo para detecção de radiação gama, um cintilador deve ter alta densidade e alto número atômico; essas exigências são mais satisfeitas pelos cintiladores inorgânicos. Embora haja muitos cintiladores inorgânicos, somente alguns crescem até atingir tamanho suficiente e ainda possuir transparência para a luz.

O iodeto de sódio ativado com 0,1% de tálio é utilizado largamente. A luz emitida tem sua intensidade máxima em 4100Å , comprimento de onda esse compatível com as respostas de fotomultiplicadoras padrão.

O tempo de decaimento é 0,25 useg.

Devido ao número atômico ainda mais alto, o iodeto de cério ativado com tálio, foi investigado como cintilador para radiação gama. Entretanto eles são mais difíceis de serem manufaturados do que o NaI (TI) e a luz emitida tem seu máximo em torno de comprimento de onda que não é o de máxima sensibilidade dos fotocátodos das fotomultiplicadoras.

B - Montagem dos cristais de iodeto de sódio

O método escolhido para montagem de um cristal de NaI(TI) na fotomultiplicadora envolve consideração sobre a deliquescência do cristal, suas propriedades óticas e cuidados para evitar espalhamento de raios gama.

O cristal não pode estar exposto a umidade, portanto deve ser preparado numa câmara de atmosfera seca e a cápsula deve ser evacuada.

Para que a maior quantidade possível de luz atinja o fotocátodo da fotomultiplicadora, é preciso que haja a mínima atenuação dessa luz. Para isso o cristal deve ser transparente e o acoplamento cristal fotomultiplicadora deve ser feito com uma graxa especial chamada silicone, evitando presença de bolhas de ar. Para que a luz que escapa do detetor seja refletida na direção do fotocátodo deve-se passar nas paredes internas do invólucro um refletor como óxido de magnésio ou α alumina.

A cápsula do cristal também não pode ser espessa, especialmente se tivermos interesse em espectrometria. Esta é geralmente de alumínio, tendo a parte que se acopla à fotomultiplicadora feita em quartzo ou vidro.

C) - Problemas de Contagens

Quase sempre que se faz medida de radiação gama utiliza-se o cristal de NaI(Tl). Para medidas in vitro (Radioquímica, Radiobiologia), o cristal mais utilizado é o de poço que existe de vários tamanhos.

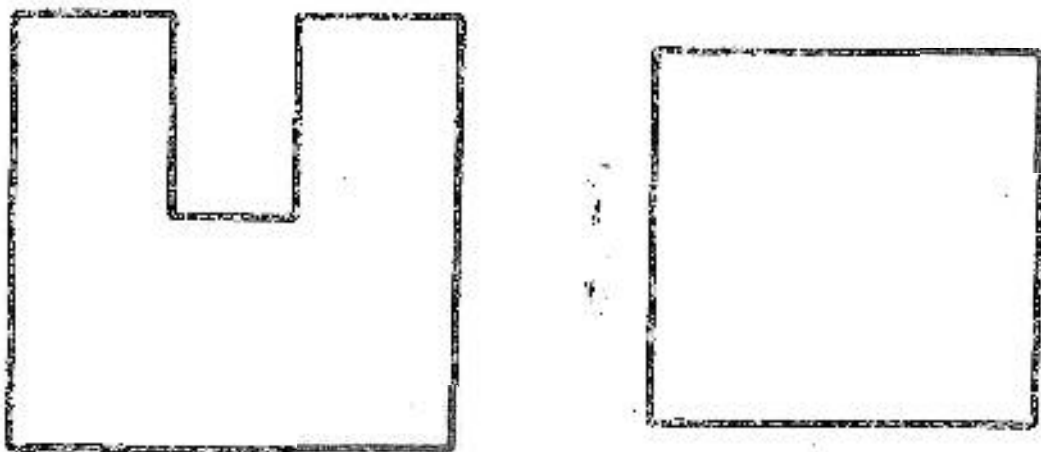


Figura 20

Temos assim uma eficiência maior, pois há um contato mais estreito entre a mostra e o detetor.

Para medidas em feixe de radiação especialmente para determinação de intensidade gama é mais conveniente um cristal do tipo chato.

D) - Espectrometria Gama

Uma das aplicações mais importantes do detetor de cintilação de NaI(Tl) é no campo da espectrometria gama.

A energia da radiação gama emitida por um radioisótopo é característica dele e pode ter mais valores distintos. A intensidade da radiação em cada energia pode ser determinada com um espectrômetro gama e constitui aquilo que chamamos espectro da fonte.

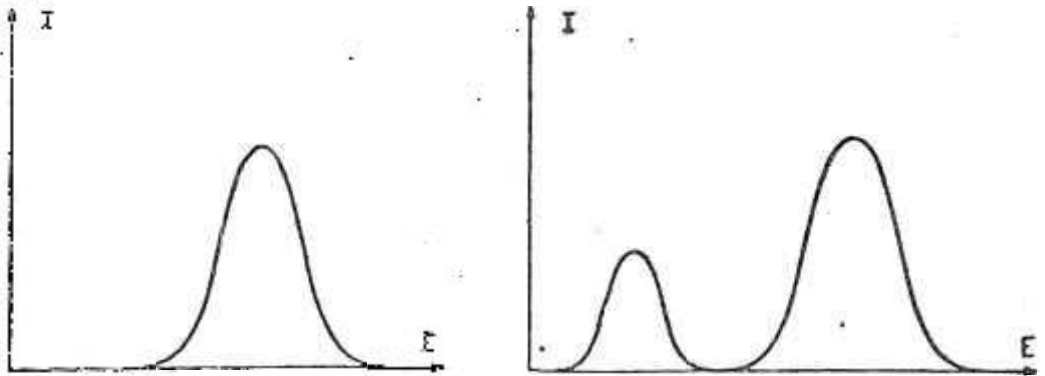


Figura 21

Não é bem uma linha por causa da largura intrínseca do nível.

Um espectrômetro gama deve constar então de um detetor linear no qual haja proporcionalidade entre o pulso de saída e a energia da radiação incidente.

Este é o caso dos cintiladores e particularmente do NaI(Tl) no qual a luz produzida é proporcional à energia da radiação incidente e portanto o número de elétrons arrancados pelo fotocátodo é proporcional à energia incidente. Como a multiplicação da válvula fotomultiplicadora é constante, temos na saída um pulso de altura proporcional à energia da radiação incidente.

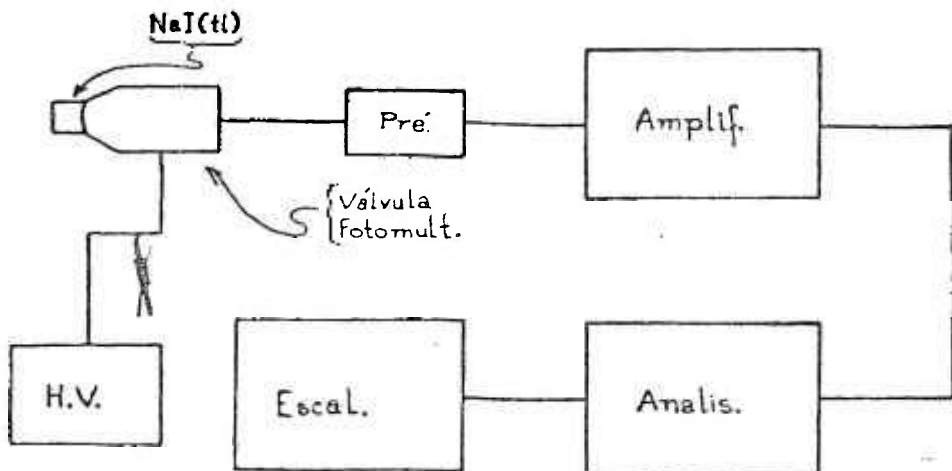


Figura 22

Então as alturas dos pulsos são proporcionais às energias incidentes e a frequência de pulsos é proporcional à intensidade emitida. Tanto o pré-amplificador como o amplificador devem ser lineares para manter a proporcionalidade das alturas de pulso.

Fazendo-se então uma análise em altura de pulso no analisador teremos o espectro de altura de pulso versus contagens por tempo que será o espectro da fonte radioativa.

Então deveríamos ter:

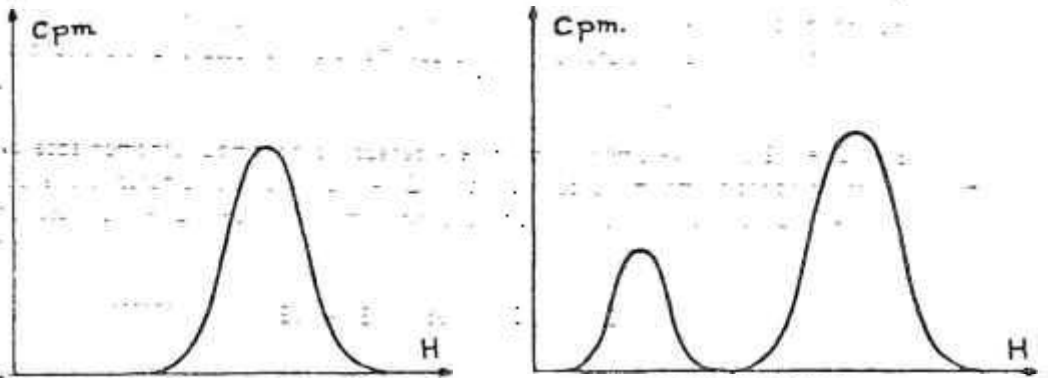


Figura 23

Temos um alargamento devido aos efeitos de resolução do sistema ou seja diferença da sensibilidade nas várias regiões do fotocátodo e dos dinodos, heterogeneidade do cristal, variação da reflexão devido a pequenas diferenças do acoplamento ótico.

A resolução é definida como a largura na meia altura pela altura de pulso correspondente ao pico.

$$\Gamma\% = 100 \frac{\Delta v}{v} \%$$

Entretanto na prática mesmo para uma fonte de uma única energia obtemos um espectro muito mais complexo. Relembremos os principais modos de interação da radiação gama com a matéria que são: fotoelétrico, Compton e Pares, predominando no NaI(Tl) nas energias:

fotoelétrico até 260 KeV

Compton de 260 KeV a 6,9 MeV

Pares acima de 6,9 MeV

$$E_{\gamma} = E_x + E_c \text{ onde } E_x \text{ energia do raio X e } E_c \text{ é a energia cinética do elétron.}$$

Toda quantidade de luz produzida por E_{γ} deve permanecer no cristal, entretanto se E_x ou E_c escapa do cristal sem interagir, teremos no cristal dissipada uma energia de $E_{\gamma} - E_x$ ou $E_{\gamma} - E_c$ o que dará uma quantidade de luz proporcional a essas energias e portanto uma altura de pulso proporcional a essas energias em vez de ser proporcional a energia emitida pela fonte que é E_{γ} .

No espalhamento Compton a situação é ainda mais complexa pois $E_{\gamma} = E_{\gamma}' + E_e$ se E_{γ}' escapa do cristal teremos detetado $E_{\gamma} - E_{\gamma}'$. Por sua vez E_{γ}' mesmo ficando no cristal sofrerá nova interação $E_{\gamma}' = E_{\gamma}'' + E_e'$ e teremos nova chance de haver escape de E_{γ}' . Assim teremos detetado

$$E_{\gamma} - E_{\gamma}'' \text{ com } E_{\gamma}'' < E_{\gamma}'$$

Este processo de interação se repete até que a radiação seja completamente absorvida, seja por efeito Compton, seja por efeito Compton associado a fotoelétrico. Logo existe probabilidade de escape de qualquer energia e o espectro obtido será

Essa região de energia mais baixa é chamada região Compton mas deve ficar bem claro que isso não significa que sempre a interação seja Compton a contribuição é nessa região.

Se a energia for totalmente absorvida teremos uma contribuição para o pico de absorção total ou fotopico.

A mesma análise pode ser feita para a interação por pares dando origem aos chamados picos de escape.

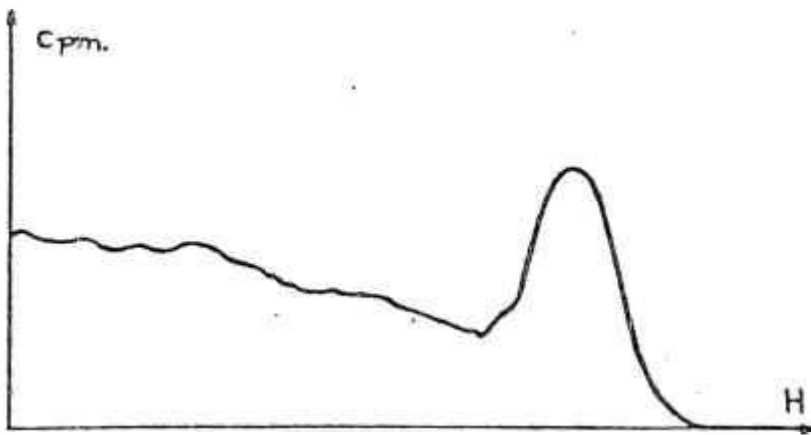


Figura 24

E) - Efeitos que deformam o espectro

Uma das dificuldades experimentais mais persistentes é o espalhamento. Assim, o espalhamento da radiação nas paredes de blindagem, no suporte da fonte ou outros materiais colocados ao redor da fonte dá origem a um pico no espectro chamado pico de retroespalhamento.

Outra forma de espalhamento vem do absorvedor de raios beta que é usualmente colocado entre a fonte e o detetor para absorver as partículas beta ou elétrons da fonte gama. Isto também tem efeito no espectro obtido, preenchendo o vale entre o pico de energia total e a região Compton.

Radiação secundária emitida das paredes usadas como blindagem também perturba o espectro.

Bremsstrahlung, produzido na fonte e pelos elétrons ao serem desacelerados no absorvedor, também causam um fundo que se superpõe ao espectro.

Capítulo X - Detetores de nêutrons

As partículas mais importantes para aqueles que se dedicam à pesquisa com reator, projeto de reatores ou blindagem são os nêutrons.

Existem vários processos de interação dos nêutrons com a matéria e dependendo do material no qual o nêutron sofre interação e da energia do nêutron, um dos processos pode predominar sobre os outros, ou seja, a secção de choque é maior. Um dos efeitos que não deve ser esquecido quando se trata de nêutrons é a chamada moderação pela qual os nêutrons interagem com materiais leves e perdem energia mudando da categoria de rápido a epitérmico e posteriormente a lento ou térmico quando apresenta alta secção de choque para reação (n, γ).

A maioria dos detetores de nêutrons se baseia na partícula ou raio gama, que é produzido indiretamente quando o nêutron sofre interação.

Contadores com ^{10}B

Baseia-se na reação $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$.

É uma reação que possui alta seção de choque para nêutrons térmicos. Além da alta, a seção de choque apresenta uma dependência simples na energia (da forma $1/v$), num grande intervalo de energias. Essa reação tem a vantagem de poder ser detetada na presença de um alto fluxo de radiação gama, uma vez que as partículas alfa liberadas são muito mais ionizantes do que os raios gama, e produzem portanto pulsos maiores de modo a permitir uma discriminação dos raios gama.

O ^{10}B tem propriedades químicas tais que permitem ser incorporado facilmente ao detetor. A reação é exotérmica com a liberação de 2,78 MeV. O ^7Li pode ser formado no estado fundamental diretamente. A energia disponível pode ser distribuída entre a partícula alfa e o ^7Li ou o ^7Li pode ser formado num estado excitado emitindo um raio gama de 0,48 MeV para ir ao estado fundamental.

Os detetores mais comuns baseados nessa reação são os BF_3 (~19% de ^{10}B). São detetores proporcionais nos quais o gás é o trifluoreto de boro. Sua forma mais comum é a cilíndrica com fio central e pressão do gás variável. Tem tempo morto pequeno.

Fazendo-se o gráfico $\text{cpm} \times V$, obtém-se um patamar aproximado, onde se escolhe a voltagem de operação. Este patamar significa que todas as partículas produzem pulsos que são contados, ou seja, embora seu tamanho varie com a tensão todos os pulsos atravessam o discriminador do scaler e são contados.

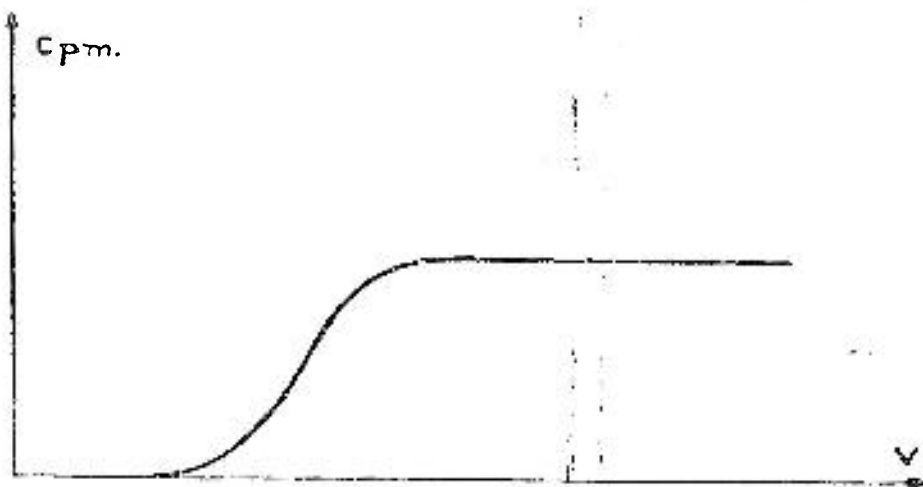


Figura 25

Alguns possuem a parte externa de latão, outros de alumínio. Entretanto, é preciso cuidado, pois, o gás BF_3 é altamente corrosivo e pode causar maus contactos no de alumínio.

Para a detecção de nêutrons rápidos, envolve-se o detetor com parafina para moderá-los e podem ser detetados.

Câmaras de fissão

A fissão é base de toda energia nuclear. É base, também, do funcionamento dos detectores de nêutrons, chamados câmaras de fissão. Materiais físseis como o ^{238}U , ^{235}U , ^{239}Pu , ^{232}Th são incorporados às câmaras de ionização. Os nêutrons produzem fissão e os fragmentos produzidos, altamente ionizantes, produzem pulsos. Também as câmaras de fissão podem medir nêutrons na presença de alto fluxo gama pois os fragmentos de fissão são muito mais ionizantes, produzindo pulsos muito maiores.

Câmaras com ^{235}U , ^{233}U , ^{239}Pu são altamente eficientes para nêutrons térmicos. ^{238}U , ^{232}Th são ótimos para nêutrons rápidos e não detetam nêutrons abaixo de uma certa energia sendo então usados para separar nêutrons rápidos na presença de nêutrons térmicos.

O material físsil é utilizado na forma de gás ou depositado em fios ou placas, entretanto, os gases que contém urânio são, em geral, extremamente corrosivos dando-se preferência a depósitos sólidos.

Um dos problemas desse tipo de detector é que os materiais físseis são radioativos naturais emitindo partículas alfa. Se o número delas for muito grande elas podem chegar ao mesmo tempo, dando um sinal empilhado e que sendo maior pode se confundir com os sinais dos fragmentos de fissão.

Termopar

Quando o fluxo é extremamente alto pode-se usar esse detector que se baseia no efeito termoelétrico. Quando dois metais diferentes são ligados e as duas junções são mantidas em temperaturas T_1 e T_2 a diferença de potencial que surge entre elas é proporcional à diferença de temperatura do termopar.

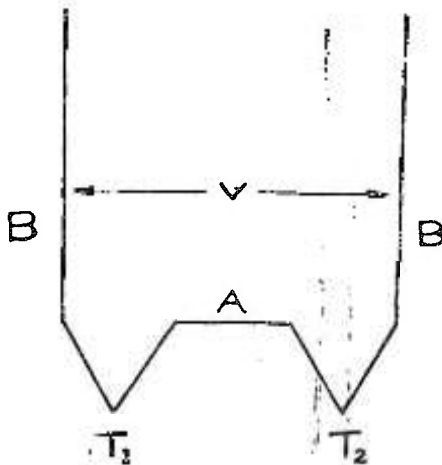


Figura 26

Se uma das junções for recoberta por um material altamente sensível aos nêutrons, haverá devido ao grande número de reações uma produção de calor assim haverá uma variação na diferença de potencial, sendo essa diferença provocada pelos nêutrons.

Podem ser usados tanto o ^{235}U como o ^{10}B como recobrimento da junção. O ^{235}U tem a desvantagem de se tornar radioativo.

Para 10^{11} a 10^{12} nêutrons, pode-se obter variação de 400°C .

Câmara compensada

É um tipo muito usado em contrôles de reatores onde se deve medir o fluxo de nêutrons num grande campo de radiação gama. São duas câmaras de ionização uma com material sensível a nêutrons e a outra não. Ambas detetam radiação gama. São expostas inicialmente a um fluxo gama e ajustadas para que a diferença do zero da escala não se verifique. Quando expostas a nêutrons num grande campo de gama a diferença de escala será devida somente aos nêutrons.

Câmaras de prótons de recuo

Nos materiais muito hidrogenados, os nêutrons podem ceder sua energia espalhando prótons. Esses prótons podem ser detetados por cintiladores como CsI(Tl) ou câmara de ionização.

São muito usados em proteção radiológica na forma de grandes esferas de polietileno, onde os nêutrons sofrem moderação, sendo os prótons contados por cintiladores.

Medida de fluxo por ativação

Um material pode se tornar radioativo quando irradiado por nêutrons. Se medirmos a atividade induzida no material, ou seja, o número de radiações β ou γ , e se cada átomo que se desintegra emitir um único β , pela sua medida saberemos o número de átomos e pelo número de átomos, o número de nêutrons incidentes. Esse método de medida apresenta uma série de vantagens:

- 1) Pode-se escolher o material com seção de choque conveniente (baixo para fluxo alto, e, alto para baixo fluxo).
- 2) Tamanho do material é pequeno, servindo para o mapeamento de fluxo dentro do reator.
- 3) Podemos medir o fluxo na região de energia desejada, por exemplo se essa reação tem 1 MeV de limiar, só mede os nêutrons com energia acima de 1 MeV.

$$\phi = \frac{A}{N_T \sigma (1 - e^{-\lambda t}) e^{-\lambda t_e}}$$

onde A é a atividade
 t é o tempo de irradiação
 t_e é o tempo de espera.

$$N_T = NV = \frac{N_0 \mu x^m}{A} = \frac{N_0 m}{A}$$

σ é a secção de choque

Uma série de correções devem ser feitas quando os nêutrons são térmicos, epitérmicos ou rápidos.

Capítulo XI - Detetores de Semicondutores

Introdução

No caso dos cintiladores, verifica-se que, para uma mesma energia gama, por exemplo, fotopico é uma gaussiana, razoavelmente larga, o que se deve ao fator estatístico na multiplicação dos elétrons, variação de sensibilidade do fotocátodo e dinodos, perda de parte da luz produzida pela não homogeneidade do cristal, etc.

Como, para certos tipos de experiência, a resolução é extremamente importante, passou-se a utilizar os semicondutores como detetores de radiação.

A pesquisa a respeito dos semicondutores foi feita inicialmente com diamantes, a partir de 1965, sendo que a sua produção e utilização foram iniciadas oficialmente em 1962. Nesta época, inclusive, a eletrônica associada foi aperfeiçoada, sendo introduzidos amplificadores especiais de baixo ruído.

Os semicondutores são sólidos que, à temperatura de 0°K, são teoricamente isolantes perfeitos, mas que, com a elevação da temperatura, tornam-se maus condutores. O comportamento dos semicondutores pode ser entendido a partir da teoria das bandas de energia, cujo estudo escapa à finalidade deste livro, de maneira que será dada aqui, apenas uma noção extremamente superficial.

Teoria de bandas

Os átomos são constituídos pelo núcleo central e pelos elétrons dispostos em órbitas. Num cristal existe uma certa estrutura e os átomos estão agregados de uma certa maneira. Como os núcleos estão próximos, os elétrons se misturam e os níveis de energia nos quais podem estar os elétrons se agrupam em bandas de energia chamadas permitidas. Essas bandas são separadas por intervalos de energia, que o elétron não pode ocupar, são as chamadas bandas proibidas. Os elétrons das camadas mais externas, ou de valência, são considerados praticamente livres dentro do cristal, como se não pertencessem a nenhum átomo em particular. A banda onde esses elétrons se localizam é chamada de valência. Elétrons da banda de valência podem ser acelerados por um campo elétrico externo e passar para a banda chamada de condução.

Se forem introduzidos alguns átomos de impureza no cristal a qual vai ocupar de um átomo de Ge ou Si e se esta impureza tiver valência 5 (cinco), como o

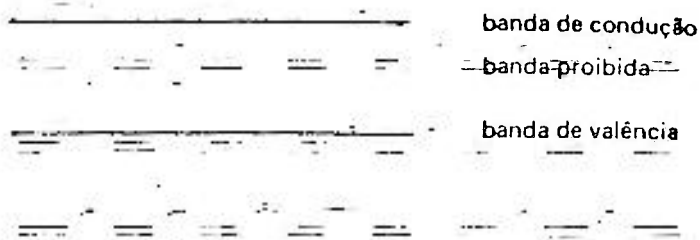


Figura 27

Quando um elétron passa para a banda de condução, no seu lugar fica uma ausência de elétron, que é chamada de lacuna, vacância, ou "hole" (buraco). Na banda de condução a população de elétrons dependerá da natureza e temperatura do cristal. Por elevação de temperatura, os elétrons da banda de valência podem adquirir energia suficiente para saltar a banda proibida e chegar à banda de condução.

Nos materiais chamados isolantes, a banda proibida é muito larga, de modo que, mesmo a altas temperaturas, a banda de condução permanece vazia e a banda de valência, completa. Mesmo com campo elétrico externo não se consegue fazer um elétron mudar de banda.

Nos materiais condutores a banda proibida é muito pequena, de modo que as bandas de condução e valência se superpõem.

Nos semicondutores a banda proibida tem uma largura tal que a 0°K , a banda de valência está repleta e a de condução vazia, não havendo passagem de elétrons nem mesmo sob a ação de campos elétricos externos. Aumentando a temperatura, alguns elétrons tem energia suficiente para saltar a banda proibida. Estes são os que tem interesse aqui.

Quando um elétron passa para a banda de condução, surgem dois portadores de carga elétrica: o elétron que se desloca na banda de condução, sob a ação de campos elétricos externos e a lacuna na banda de valência, pois um elétron vizinho pode ocupar a lacuna, deixando outro em seu lugar e assim por diante. Desta forma, num semicondutor surgirão duas correntes elétricas: a dos elétrons e a das lacunas.

A criação de um par elétron-lacuna não se dá somente por energia térmica, mas também, por energia perdida pela radiação ionizante no semicondutor. Logicamente ao lado da geração de pares elétron-lacuna, por excitação térmica dos elétrons de valência, pode haver a recombinação dos pares, podendo em certas condições estabelecer-se o equilíbrio entre a geração e a recombinação de pares, de modo que o número de pares elétron-lacuna é constante.

Os semicondutores que servem como detetores são o germânio com 0,79 eV para a banda proibida e o silício com 1,09 eV para a banda proibida. Os semicondutores não são usados como detetores assim simplesmente, mas sofrem certas transformações, recebendo aí o nome de extrínsecos.

Tanto o Ge como o Si, vistos acima, possuem valência 4 (quatro), ou seja, cada átomo

Se forem introduzidos alguns átomos de impureza no cristal a qual vai ocupar de um átomo de Ge ou Si e se esta impureza tiver valência 5 (cinco), como o

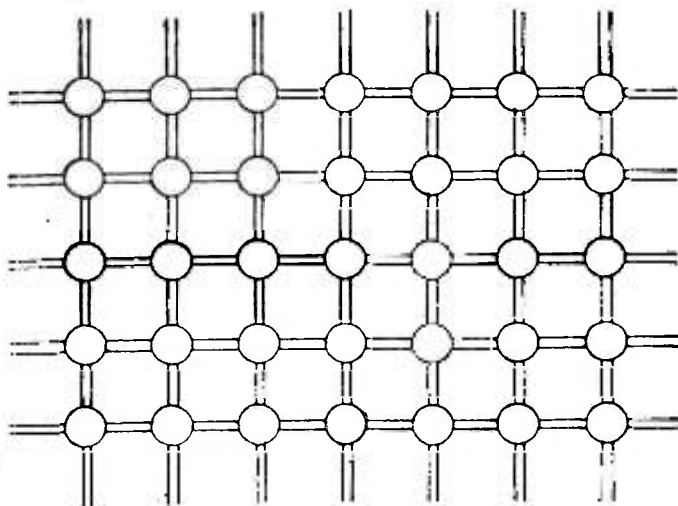


Figura 28

antimônio ou fósforo, haverá uma doação de elétrons pois haverá um a mais. Materiais com essas características são chamados doadores, ou tipo n.

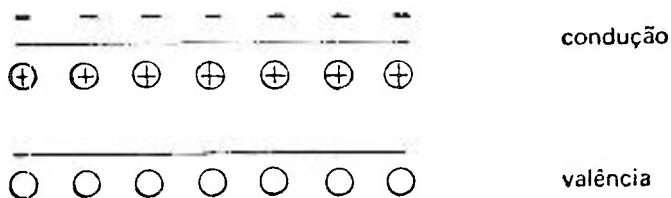


Figura 29

Surgem então muitos elétrons, poucas lacunas e íons positivos.

Se, ao contrário, colocarmos impurezas de valência 3 (três), como o boro, haverá falta de elétrons; esses materiais passaram a se chamar aceitadores, ou tipo p, com poucos elétrons, muitas lacunas e íons negativos na zona proibida.

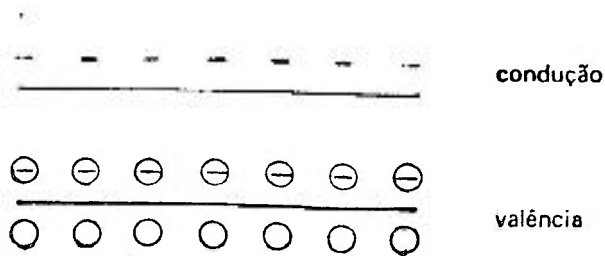


Figura 30

O que foi descrito corresponde apenas aos diodos p e n, que por si só não constituem ainda detectores de radiação.

Outra grande dificuldade que surge é que os cristais nunca são perfeitos e as imperfeições do reticulado podem aprisionar (causar armadilhas) os portadores de carga, inclusive com caráter seletivo, aprisionando só elétrons ou lacunas, o que altera todo o comportamento do semicondutor. Devido a esse fato, a pureza ou perfeição do cristal se torna extremamente importante.

Detector de silício

Para se obter um detector, faz-se uma junção p - n, onde num mesmo cristal um pedaço é dopado com fósforo (n) e outro com boro (p). Assim o lado p contém muitas lacunas e poucos elétrons e o lado n muitos elétrons e poucas lacunas.

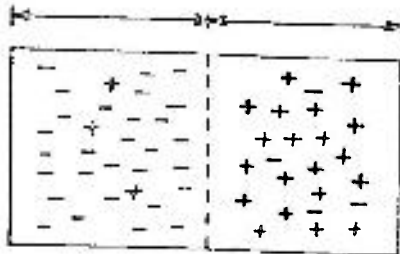


Figura 31

Se for aplicado um campo elétrico que mova os elétrons para o lado direito e as lacunas para o esquerdo, surgirá no centro uma região quase sem nada, que é chamada de região depletada, da junção p-n. Assim não se

Os detectores de Ge-Li apresentam, para radiação gama, um alargamento na energia da linha de 204 Kev (para $E = 1.22 \text{ MeV}$) associado a um cristal de Ge(Li) com uma camada de 100 Kev na direção do campo



Figura 32

nota, praticamente, nenhuma corrente, porque, todos os pares foram removidos e o que se tem é praticamente um isolador.

Se uma partícula ionizante passar na região depleta, ela causará uma série de pares elétron-lacuna, cuja quantidade depende de sua energia. Esses pares serão recolhidos nas duas direções, dando origem a uma carga coletada, como se fosse uma câmara de ionização. Por efeitos práticos, se a partícula perder sua energia antes de chegar à região depleta, não se terá a coleção de carga correta, nem a indicação correta da energia. Usa-se então normalmente uma camada n muito fina (0,1).

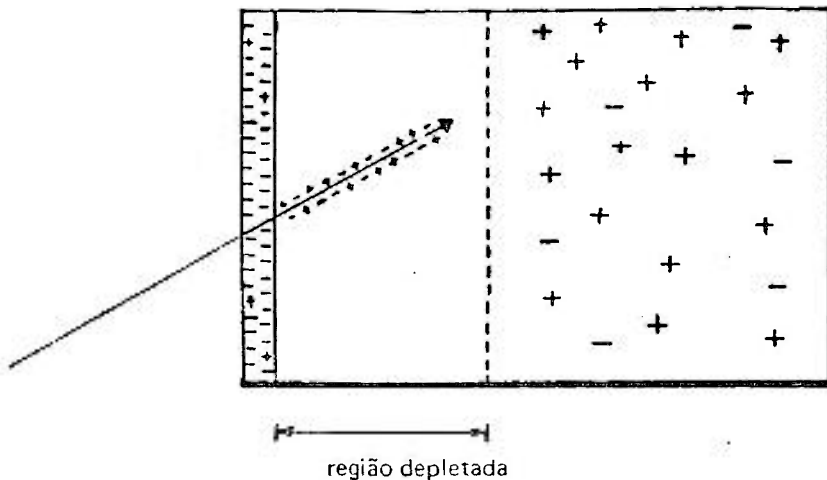


Figura 33

A perda de energia ocorre na região depleta.

Detetores de Ge-Li

São semicondutores de germânio dopados com gálio (tipo p). Com isso há uma baixa resistividade e, para aumentá-la, coloca-se lítio, que se difunde, formando a parte n. Existe a dificuldade em se fazer o lítio entrar e ele tende a sair do cristal, de modo que estes detectores operam a baixas temperaturas (temperatura do nitrogênio líquido - 196°C), o que causa

Os detetores de Ge-Li apresentam, para radiação gama, um alargamento na energia da ordem de 2 KeV (para $E = 1.33 \text{ MeV}$), enquanto um cristal de NaI (Tl) não supera 100 KeV. São os detetores de melhor resolução conhecidos até o presente.

Vantagens dos detetores de semicondutores

- a) A quantidade de energia necessária para produzir um par de elétron-lacuna é 3,5 eV; portanto, com a mesma energia, produz-se mais pares do que num detetor a gás, onde são necessários 30 eV para produzir um par de íons, ou do que num cintilador, onde são necessários 350 eV para produzir um fotoelétron. Sendo o número de pares maior, existe menor flutuação e a incerteza na energia é menor, logo a resolução é melhor.
- b) O pulso de saída depende diretamente da quantidade de pares elétron-lacuna produzidos, logo é um detetor que mede energia e identifica partículas.
- c) Possuem dimensões pequenas, o que, para certas aplicações, pode ser de extrema importância.

Apresentam, entretanto, certas dificuldades em sua utilização. O equipamento eletrônico associado deve ser de baixo ruído (pois os detetores dão sinal pequeno), devendo além disso ser muito estáveis, pois a resolução eletrônica não pode ser pior do que a do detetor.