

# Efeito Compton

## Introdução

O espalhamento de fótons por elétrons livres denomina-se efeito Compton em homenagem a A. H. Compton que realizou experiências com espalhamento de raios X e gama na década de 20. Compton concluiu que era possível interpretar o espalhamento da radiação eletromagnética como resultado da interação de um único fóton com um único elétron livre (ou com energia de ligação desprezível). Para chegar a esta conclusão, Compton supôs a conservação de momento linear e energia relativística do sistema fóton+elétron e obteve uma relação entre os comprimentos de onda do fóton incidente e do fóton espalhado em função do ângulo de espalhamento, verificada com boa precisão pelos dados experimentais. A fórmula para o momento linear  $p$  do fóton foi obtida a partir da relação entre momento e energia relativística para uma partícula sem massa de repouso:

$$p = \frac{h}{\lambda}$$

onde  $h$  é a constante de Planck e  $\lambda$  o comprimento de onda. Esta é a famosa relação generalizada por L. de Broglie também para partículas com massa de repouso diferente de zero.

Nesta experiência será utilizada uma fonte de radiação gama monocromática ( $^{137}\text{Cs}$ ) e 2 detectores cintiladores de NaI(Tl) para verificar experimentalmente o valor da energia do fóton espalhado em função do ângulo de espalhamento prevista pela teoria de Compton. Como centro espalhador será utilizado um detector cintilador fixo, o qual fornecerá um sinal proporcional à energia de recuo do elétron, enquanto o segundo detector, móvel, detectará a energia do fóton espalhado. Os dois detectores permitirão aplicar a técnica de coincidências com a finalidade de reduzir drasticamente as contagens devidas à radiação de fundo.

## Interação da radiação $\gamma$ com a matéria

Como os fótons não possuem carga elétrica, são capazes de atravessar porções consideráveis de matéria sem sofrer interações. Isto é particularmente válido para fótons de alta energia

(radiação  $\gamma$ ). A absorção e a detecção de raios  $\gamma$  envolvem a interação inicial do fóton, que constitui o raio  $\gamma$ , com a matéria, através de um dos seguintes processos principais, indicados na figura 1:

1 – Efeito fotoelétrico – quando praticamente toda a energia do fóton ( $h\nu$ ) é transferida para um elétron do material.

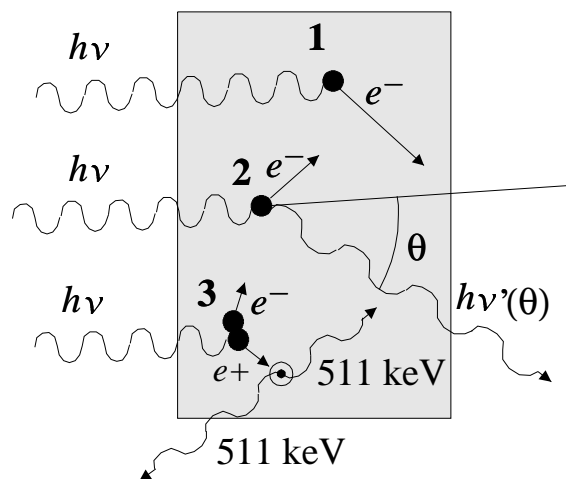
2 – Espalhamento Compton – quando parte da energia do fóton é transferida para um elétron e o restante é "espalhado" na forma de um outro fóton. A energia do fóton remanescente ( $h\nu'$ ) depende do ângulo de espalhamento ( $\theta$ ):

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

onde  $mc^2$ , é a energia correspondente à massa de repouso do elétron (511 keV). Esta é a fórmula a ser verificada experimentalmente. Ela é equivalente à obtida por Compton para a diferença entre os comprimentos de onda:

$$\lambda'(\theta) - \lambda = (h/mc)(1 - \cos(\theta))$$

3 – Criação de pares  $e^+e^-$  quando a energia do fóton (superior a 1022 keV) é transformada em um pósitron mais um elétron (com massa total equivalente a 1022 keV, isto é, duas vezes a massa do elétron) e o excesso de energia (além de 1022 keV) em energia cinética do par. Em seguida, o pósitron sofre aniquilação com algum elétron disponível no material, produzindo um par de raios  $\gamma$  de 511 keV.



**Figura 1** – Interação da radiação  $\gamma$  com a matéria pelos 3 processos principais.

A probabilidade relativa de ocorrência destes 3 processos depende da energia do raio  $\gamma$  ( $h\nu$ ) e do número atômico  $Z$  do material absorvedor (fig. 2). O efeito fotoelétrico predomina para raios  $\gamma$  de baixa energia e para alto número atômico; a criação de pares predomina para altas energias e também alto  $Z$ ; e o efeito Compton predomina para energias intermediárias e baixo  $Z$ . Em uma porção de matéria extensa é possível a ocorrência de mais de um destes processos em sequência.

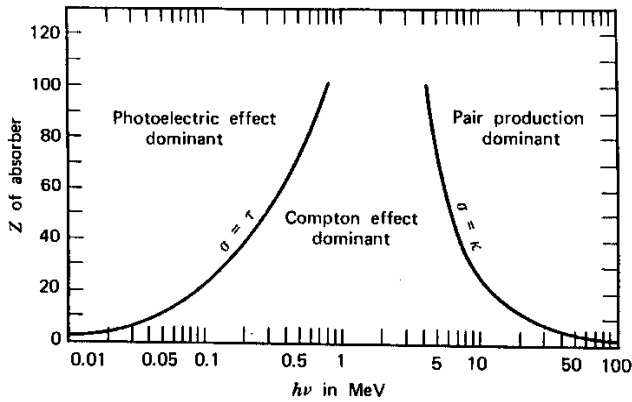


Figura 2. Regiões de predominância das 3 formas de interação da radiação  $\gamma$ . As curvas indicam os valores de  $Z$  e  $h\nu$  para os quais as probabilidades dos processos vizinhos são iguais. (*The Atomic Nucleus*, R. D. Evans – McGraw–Hill 1955).

### Absorção da radiação $\gamma$ pela matéria

Quando um feixe de radiação  $\gamma$  atravessa um determinado material, podem ocorrer interações através dos 3 processos mencionados. Após uma interação qualquer, um raio  $\gamma$  é suprimido do feixe original (ou é absorvido completamente, ou é desviado da direção inicial do feixe). Quanto maior for a distância atravessada pelo feixe dentro do material, maior será o número de raios  $\gamma$  suprimidos e menor será a intensidade do feixe. Como os processos de interação são aleatórios a intensidade do feixe decai exponencialmente em função da distância atravessada segundo a fórmula (análoga à do decaimento radioativo):

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

onde  $I_0$  é a intensidade do feixe inicial (número de fótons por segundo),  $I(x)$  é a intensidade do feixe após atravessada uma distância  $x$ , e  $\mu$  é o

coeficiente de absorção total (devido aos 3 processos de interação), o qual depende do material absorvedor e da energia do raio  $\gamma$ . O valor do coeficiente de absorção para diversos elementos em função da energia pode ser obtido da literatura. Em geral são apresentados gráficos do coeficiente mássico ( $\mu/\rho$ ) de absorção (fig. 3), onde  $\rho$  é a densidade do material.

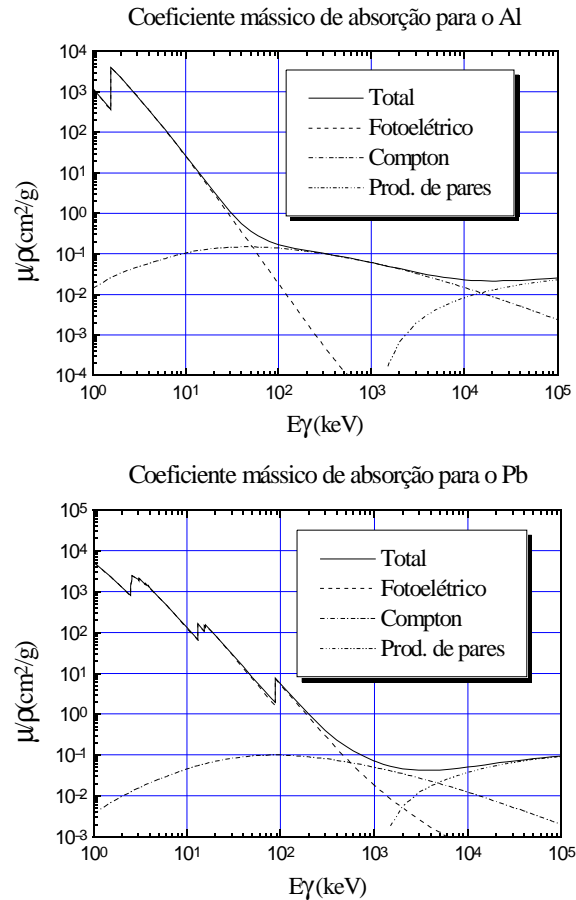


Figura 3. Coeficientes mássicos de absorção de Alumínio e Chumbo pelos principais processos de interação da radiação  $\gamma$  com a matéria.

### As fontes de radiação $\gamma$

Os núcleos atômicos possuem níveis de energia discretos, análogos aos níveis atômicos. A transição entre estados de energia de um mesmo núcleo é acompanhada da emissão de um quantum de radiação eletromagnética (fóton). No entanto, a força nuclear é muito mais intensa e as distâncias envolvidas são muito menores (da ordem de  $10^{-15}\text{m}$ ) do que no caso atômico. Em consequência, o comprimento de onda da

radiação eletromagnética é muito menor, ou seja, a energia do fóton muito maior (tipicamente de 100 keV a 10 MeV). Os fótons emitidos pelo núcleo atômico são denominados raios  $\gamma$ . Além disso, alguns núcleos, denominados radioativos, podem decair por emissão de partículas carregadas ( $\alpha$ ,  $\beta^+$  ou  $\beta^-$ ), sofrendo transmutação. No caso do  $^{60}\text{Co}$ , por exemplo, o estado fundamental é instável e decai por emissão de partículas  $\beta^-$  (elétrons) com uma meia-vida ( $t_{1/2}$ ) de 5.27 anos. O núcleo filho ( $^{60}\text{Ni}$ ) é formado em um estado excitado que decai pela emissão sucessiva de dois raios  $\gamma$  (1173 keV e 1332 keV). O  $^{137}\text{Cs}$  também decai por emissão  $\beta^-$  com meia-vida de 30.25 anos, populando quase exclusivamente um estado do  $^{137}\text{Ba}$  o qual decai diretamente para o estado fundamental, emitindo um raio  $\gamma$  de 662 keV. A radiação  $\beta^-$ , por ser carregada, interage muito mais fortemente com a matéria do que a radiação  $\gamma$ , e em geral é totalmente freada no invólucro plástico das fontes radioativas. Por outro lado, praticamente toda a radiação  $\gamma$  é capaz de escapar das fontes sem sofrer nenhuma interação. Já o núcleo de  $^{22}\text{Na}$  decai por emissão  $\beta^+$  com meia-vida de 2.6 anos para um estado excitado do  $^{22}\text{Ne}$  que decai para o estado fundamental emitindo um raio  $\gamma$  de 1275 keV. Devido ao decaimento  $\beta^+$ , a fonte produz ainda radiação de aniquilação elétron-pósitron.

### ***O cintilador de NaI(Tl)***

Os detectores cintiladores são constituídos de materiais que produzem luz quando excitados pela passagem de partículas carregadas. São em geral mais eficientes para radiação  $\gamma$  do que os contadores a gás (devido à maior densidade), e além disso podem trazer informação sobre a energia da partícula detectada. Nos cintiladores inorgânicos, como o cristal de NaI(Tl) (Iodeto de Sódio dopado com Tálcio), o elétron da interação primária provoca excitação dos níveis eletrônicos do cristal, que decaem por emissão de fótons na região da luz visível. O número total de fótons produzidos é aproximadamente proporcional à energia da radiação detectada. Para converter esse pulso luminoso em um pulso elétrico, é utilizado

um tubo fotomultiplicador. O tubo fotomultiplicador (fig. 4) consiste de um cátodo, diversos eletrodos (dínodos) e um ânodo. A luz

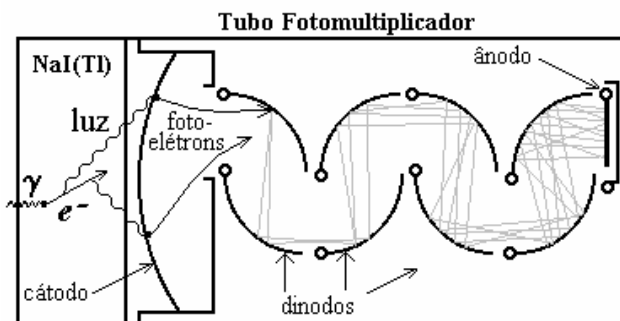


Figura 4. Cintilador de NaI(Tl) acoplado a tubo fotomultiplicador.

proveniente do cintilador incide sobre o cátodo produzindo efeito fotoelétrico. Os foto-elétrons são acelerados eletrostaticamente em direção ao primeiro dínodo onde produzem elétrons secundários em maior número, os quais são acelerados até o segundo dínodo e assim por diante até que chegue ao ânodo um grande número de elétrons, proporcional ao número de foto-elétrons inicial. O pulso elétrico assim formado traz informação da energia da radiação depositada sobre o detector. No caso de cintiladores, o tempo morto é muito menor do que para os contadores Geiger, por exemplo, e depende essencialmente do tempo de população e de decaimento dos níveis eletrônicos responsáveis pela cintilação (da ordem de centenas de nanossegundos).

### ***Eletrônica de pulsos***

Os detectores de partículas de um modo geral, ao receber uma certa quantidade de energia da radiação, geram pulsos (ou sinais) de carga elétrica total proporcional à energia recebida. Estes pulsos são tratados usualmente em módulos de eletrônica padronizados (NIM) que se encaixam em bastidores especiais (BIN). Os bastidores fornecem tensões de alimentação aos módulos. Abaixo se encontra uma descrição breve de alguns módulos que serão utilizados nesta experiência. Os pulsos elétricos podem ser analógicos ou lógicos. Os pulsos lógicos têm altura constante e apenas indicam, em geral, o instante de ocorrência de um certo evento. Já os

pulsos analógicos trazem também informação quantitativa contida na altura do pulso (por ex.: proporcional à energia). Os pulsos são transmitidos entre os módulos por cabos coaxiais especiais, minimizando a interferência de ruídos indesejáveis.

**Pré-amplificadores:** quando o sinal produzido por um detector é muito pequeno, ou quando é necessário transmiti-lo por uma extensão muito grande de cabos, utiliza-se um pré-amplificador cuja função é integrar a carga produzida no detector, gerando um sinal de tensão amplificado ou não, com altura proporcional à carga detectada, e consequentemente, à energia.

**Amplificador espectroscópico** (*Spectroscopy Amplifier*): tem a função de conformação (*shaping*: diferenciação e integração do pulso de entrada) e amplificação linear, de forma a garantir a máxima resolução em energia do sistema. O fator de amplificação é normalmente grande, resultando em pulsos de saída com alturas da ordem de 1 a 10 V, apropriados para serem subsequentemente digitalizados.

**Conversor Analógico Digital (ADC – Analog to Digital Converter)** : A fim de determinar a altura dos pulsos lineares amplificados, a qual é proporcional à energia depositada pela partícula detectada, será utilizado um conversor analógico-digital acoplado a um microcomputador (PC). A altura do pulso é convertida em um número inteiro, denominado "canal", no intervalo de 0 a 255. O valor do canal é enviado ao PC pela interface paralela. O espectro da radiação detectada (um histograma do número de contagens versus canal) é acumulado na memória do PC durante o intervalo de tempo da aquisição de dados.

**Alargador linear comandado por porta lógica (LGS – Linear Gate and Stretcher)**: este módulo tem duas funções. O pulso de entrada (proveniente do Ampl. espectroscópico) tem sua altura preservada mas é alargado em tempo (até 5  $\mu$ s) de maneira a facilitar a operação do conversor analógico digital (ADC) na etapa subsequente. Além disso, o módulo aceita um

pulso lógico em uma porta de entrada (*Gate*) que determina se a saída analógica será ou não gerada. Isto permite que sejam enviados ao ADC exclusivamente os pulsos que obedecerem a uma certa condição externa.

**Analizador monocal canal rápido (TSCA – Timing Single Channel Analyser)**: Gera um pulso lógico quando a altura do pulso de entrada se encontra entre dois níveis (discriminadores) de altura ajustável: E (altura mínima) e E+ $\Delta$ E (onde  $\Delta$ E é a largura da *janela* ou *canal*). O início do pulso lógico de saída representa uma boa marca de tempo referente ao instante de chegada do pulso de entrada (bipolar). A marca de tempo corresponde ao instante da troca de polaridade do pulso bipolar de entrada.

**Módulo de Coincidência (CO – Coincidence)**: opera somente com sinais lógicos. Verifica a coincidência, isto é, a simultaneidade (dentro de um certo intervalo de resolução temporal) entre dois ou mais pulsos lógicos de entrada. Gera uma saída lógica adequada a comandar a porta de entrada (*gate*) do LGS por exemplo.

**Amplificador de Atraso (Delay Amplifier)**: Atrasa pulsos analógicos de maneira a sincronizá-los com pulsos de etapas paralelas do circuito eletrônico.

### ***O Programa de Aquisição (PLEXM)***

O programa de aquisição e análise (Plexm) permite controlar o tempo de aquisição, a exibição, armazenamento e manipulação dos espectros. No Apêndice I se encontra o manual do programa.

### ***Arranjo experimental***

O arranjo experimental se encontra representado na figura 5. Um castelo de Chumbo (Pb) aloja as fontes radioativas de  $^{137}\text{Cs}$ , que produzem a radiação  $\gamma$  monocromática de 662 keV. O feixe de raios gama é colimado na direção vertical e atinge o detector espalhador (fixo). Um segundo detector (móvel) detecta a radiação espalhada em um certo ângulo de espalhamento ( $\theta$ ) pelo primeiro detector. As hastes de latão

permitem fixar o detector móvel num certo ângulo e distância em relação ao detector espalhador, conforme estipulado pelo experimentador. O sistema permite a escolha de ângulos de espalhamento no intervalo de  $30^\circ$  a  $150^\circ$ .

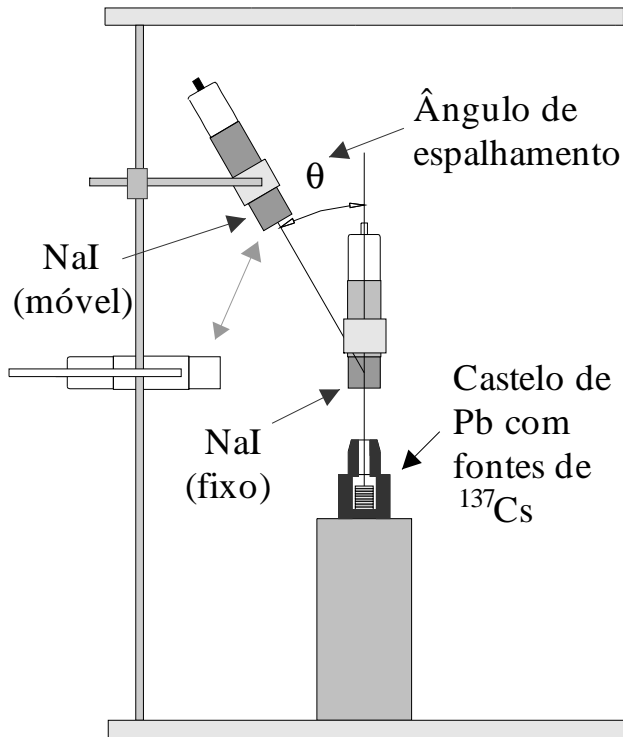


Figura 5 – Arranjo experimental para medida do efeito Compton.

### Circuito eletrônico de coincidências

A figura 6 apresenta o circuito eletrônico completo para realização das medidas de efeito Compton pela técnica da coincidência  $\gamma$ - $\gamma$  com dois cintiladores de NaI(Tl). Na figura o detector fixo (espalhador) está indicado como NaI (A), e o detector móvel (da equipe que realiza a experiência), NaI (B). Os pulsos deste último detector são enviados diretamente a um amplificador espectroscópico que fornece duas saídas amplificadas: uma bipolar, enviada ao TSCA onde é gerada a marca de tempo do instante de chegada da radiação, e uma unipolar, enviada ao ADC através do LGS para determinação da energia da radiação. Um circuito similar é utilizado para o detector espalhador (A). No módulo de coincidência (CO) é verificada a ocorrência de simultaneidade entre as marcas de tempo dos dois cintiladores (A e B). É esta

simultaneidade que permite selecionar preferencialmente os eventos correlacionados através da ocorrência de espalhamento Compton. A saída do módulo de coincidência aciona a porta (*Gate*) do LGS. A porta permanece aberta por um período de até  $5 \mu s$ , liberando o envio do pulso de saída alargado (de altura igual à do pulso de entrada I) ao ADC. O pulso unipolar que se origina no amplificador espectroscópico deve ser atrasado, portanto, de forma a chegar à entrada I do LGS dentro do intervalo de tempo em que a porta deste permanece aberta. Os amplificadores espectroscópicos utilizados para os cintiladores móveis (B) possuem um atraso interno que afeta apenas os pulsos unipolares. Este atraso é acionado por uma chave na parte posterior do módulo. Para o detector espalhador se utiliza, no entanto, um outro tipo de amplificador que não possui opção de atraso. Por esta razão, quando se deseja adquirir o espectro do detector espalhador (A) para ajustes, o pulso unipolar do amplificador é atrasado em um amplificador de atraso (*Delay Amp.*) antes de ser enviado à entrada I do LGS (para isto é necessário desconectar o cabo do amplificador do detector B da entrada I do LGS). Este procedimento permite verificar o ajuste da janela do TSCA do NaI (A). Com isto é possível discriminar somente os eventos correspondentes a espalhamento Compton no detector A, ou seja, eliminar os eventos correspondentes ao fotopico do espectro do detector A.

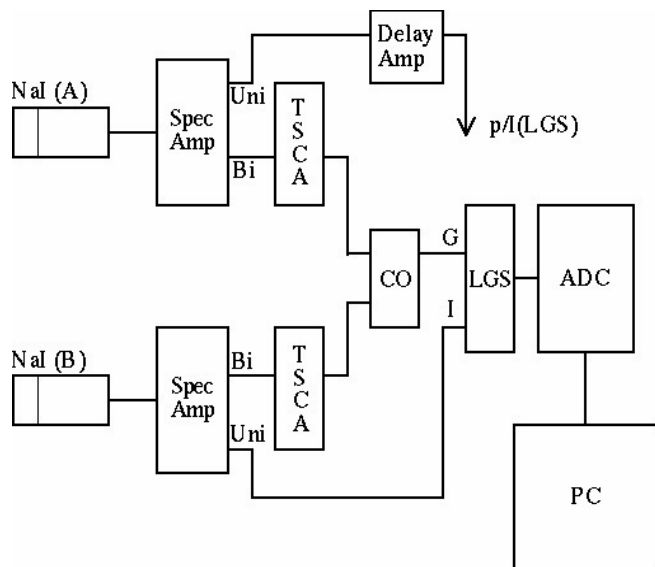


Figura 6 – Circuito eletrônico de coincidências para medida do efeito Compton.

## ***Procedimento experimental***

**Parte I** – Determinação da energia da borda Compton (fonte de  $^{137}\text{Cs}$ ) e determinação da energia dos fótons de aniquilação  $e^+e^-$  (fonte de  $^{22}\text{Na}$ ).

Na primeira parte será utilizada uma versão simplificada da eletrônica (apenas Spec. Amp.+LGS+ADC+PC) e somente 1 detector cintilador.

- Aplicar uma tensão de cerca de 1000V à fotomultiplicadora do detector cintilador.
- Colocar uma fonte radioativa de  $^{60}\text{Co}$  próxima ao detector.
- Montar o circuito eletrônico com auxílio do osciloscópio e ajustar o ganho do Amplificador espectroscópico (Spec. Amp.).
- Adquirir um espectro da fonte de  $^{60}\text{Co}$ .
- Adquirir um espectro da fonte de  $^{137}\text{Cs}$  com boa estatística.
- Determinar a reta de calibração de energia em função do canal e calibrar o programa de aquisição.
- Determinar a posição da borda Compton do  $^{137}\text{Cs}$ .
- Colocar uma fonte de  $^{22}\text{Na}$  bem próxima ao detector (as fontes estão muito fracas) e medir seu espectro. Utilizar um tempo de aquisição suficientemente grande para obter uma estatística razoável.
- Medir o número de contagens devido à radiação de fundo da sala. Cuidar para que as fontes radioativas estejam bem afastadas ( $>1.5\text{ m}$ ) ou blindadas, inclusive as de outros grupos.
- Determinar a energia dos fótons de aniquilação  $e^+e^-$  (pico no espectro do  $^{22}\text{Na}$ ).

## ***Parte II*** – Efeito Compton

Nesta parte será utilizado o circuito eletrônico completo. O detector espalhador é comum a todos os grupos de alunos portanto seu circuito só deve ser alterado com a supervisão e autorização do professor.

- Ajustar ganho do detector móvel para adequá-lo às medidas de espalhamento Compton com a fonte de  $^{137}\text{Cs}$ .
- Reconhecer e verificar a montagem e o

funcionamento do circuito do detector móvel. Fazer calibração de energia usando as fontes de  $^{22}\text{Na}$  e  $^{137}\text{Cs}$ .

- Ajustar o atraso do TSCA do detector móvel de modo a obter coincidência com a saída do TSCA do detector espalhador (com osciloscópio em modo de persistência e para ângulos de espalhamento dianteiros:  $30^\circ$ – $45^\circ$ ).
- Medir espectro do detector espalhador sem exigir coincidência com o *Gate* do LGS (substituir o cabo do Spec. Amp. do det. (B) pelo do Delay Amp. do det. (A) na entrada (I) do LGS, conforme mencionado anteriormente da descrição do circuito eletrônico).
- Medir espectro do detector espalhador sem exigir coincidência com o detector móvel (no módulo CO), mas exigindo *Gate* no LGS (verificação do ajuste do TSCA do det. espalhador).
- Reconstituir o circuito original e medir espectros de coincidência do detector móvel para diversos ângulos de espalhamento no intervalo de  $30^\circ$  a  $150^\circ$ . A taxa de contagens é baixa, portanto devem ser utilizados tempos de aquisição da ordem de 10–20 min para cada ponto experimental.
- Verificar a fórmula de Compton para  $h\nu'(\theta)$ .

## **RECOMENDAÇÕES:**

Medir ângulos significativamente espaçados, cobrindo o intervalo de  $30^\circ < \theta < 150^\circ$ . Escolher criteriosamente a distância entre o detector móvel e o fixo e o tempo de aquisição para cada ângulo.

Repetir a calibração com  $^{22}\text{Na}$  e  $^{137}\text{Cs}$  ao final da experiência para verificar possível alteração de ganho do sistema. Cuidado para não interferir com as medidas de outros grupos (utilizar blindagem adequada).

## **Bibliografia:**

- A. H. Compton, Phys. Rev. **21**, 483 (1923)
- A. H. Compton, Phys. Rev. **22**, 409 (1923)
- *Radiation Detection and Measurement*  
Glenn F. Knoll  
(Segunda edição – John Wiley & Sons – 1989)
- *Introductory Nuclear Physics*  
Kenneth S. Krane  
(John Wiley & Sons – 1988)
- W. F. Miller, J. Reynolds and W. Snow  
The Review of Sci. Instr. **28** (1957) 717.

## Apêndice I

### Manual do Plexm

O programa **Plexm** permite controlar a aquisição de dados em multicanal, a exibição, armazenamento, leitura e análise simples de espectros. Ao se iniciar o programa **Plexm**, deverá aparecer o sinal de prontidão: >.

Nestas condições o programa aceitará os seguintes comandos:

Comando:	Parâmetro(s):	Ação:
> in	<i>nome.spk[,new]</i>	Abre um arquivo para armazenamento e leitura de espectros. A opção <b>,new</b> cria um arquivo novo. Exemplo:

> in teste.spk,new

Para ler um arquivo já existente não deve ser usada a opção **,new** pois os dados já gravados serão perdidos. Ex.:

> in teste.spk

> run Inicia a aquisição no multicanal e o cronômetro.

> stop Interrompe a aquisição no multicanal e o cronômetro.

> z Zera a memória do multicanal e o cronômetro.

> d m Exibe os dados do espectro armazenado no multicanal até o instante da emissão do comando >d m.

> mc Entra no modo de exibição em tempo real do espectro presentemente em aquisição. Neste modo o programa aceita os seguintes comandos de uma só tecla: Para zerar imediatamente o espectro e o cronômetro: **z**. Com as setas (←, ↑, ↓ e →) é possível alterar as escalas do gráfico. Para sair do modo, pressionar qualquer outra tecla.

> svidn Grava o último espectro adquirido (na memória do multicanal) no arquivo aberto (com o comando > in), sob o número de identificação *idn*.

> d *idn* Exibe o espectro gravado de número *idn*. Ex.: > d 3

Podem ser exibidos simultaneamente até 4 espectros, fornecendo-se vários identificadores. Ex.: > d 3 4 6 10

> dir Lista os identificadores dos espectros gravados no arquivo presentemente

aberto.

> dl *c\_inf c\_sup* Limites inferior e superior (em canais) do espectro para próxima exibição.

> dmm *min max* Limites inferior e superior (em número de contagens) do espectro para próxima exibição. O comando emitido sem parâmetros (> **dmm**) determina limites calculados automaticamente pelo programa.

> c Entra no modo **cursor**, após a exibição de um espectro. Neste modo o programa aceita os seguintes comandos de uma só tecla:

As setas (← e →) – permitem movimentar o cursor em passos grandes e as setas do teclado numérico em passos pequenos.

? – exibe o número do canal da posição do cursor e o número de contagens do canal (obs: apertar a tecla *shift* para obter ?).

Os colchetes ([ e ]) – limitam a região para medida da posição (centróide) e área de um pico.

a – calcula o centróide e a área do pico limitada pelos colchetes [ ], subtraindo um fundo linear passando pelos limites.

, e . – definem os limites da região de expansão.

e – expande a região delimitada.

q – sai do modo cursor.

> dx *idn* Exibe a região de expansão (definida no modo **cursor**) do espectro *idn*.

> lin Escala vertical linear.

> log Escala vertical logarítmica.

> cal *a b c* Define a calibração em energia do espectro:  $E = a + bx + cx^2$ , onde *x* representa o número do canal.

> list *idn nome.lis* Grava dados em formato texto com o espectro *idn* no arquivo *nome.lis*.

> del *nsec* Prepara o temporizador para um tempo de aquisição de *nsec* segundos. As aquisições subsequentes serão interrompidas quando o cronômetro atingir o tempo especificado, desde que o programa esteja no modo de exibição em tempo real (**mc**). Para desativar o temporizador, executar o comando:

> del omitindo o parâmetro *nsec*.

> h Exibe lista de comandos.

> end Sai do programa **Plexm**.

> MESP            Entra no módulo de manipulação de espectros. Os espectros são manipulados em dois "buffers": buf1 e buf2. Neste modo são aceitos os comandos abaixo:

> in        *nome.spk*     Abre *nome.spk* para leitura.

> ou        *nome.spk[,new]*     Abre *nome.spk* para escrita.

> nuid    *idne*    Define o identificador *idne* a ser utilizado na próxima operação de escrita.

> i1,i2    *idn*    Lê o espectro *idn* e armazena no buffer 1 ou 2, respectivamente. Por exemplo, para armazenar o espectro 3 no buffer 1: > **i1 3.**

> o1,o2        Escreve o conteúdo do buffer 1 ou 2, respectivamente, no arquivo de saída e incrementa o identificador de escrita *idne* de uma unidade.

> z1,z2        Zera o buffer 1 ou 2, respectivamente.

> a12    *f*       Realiza a operação **buf2=buf2+*f*×buf1.**

> ret            Retorna ao Plexm.

— \* —



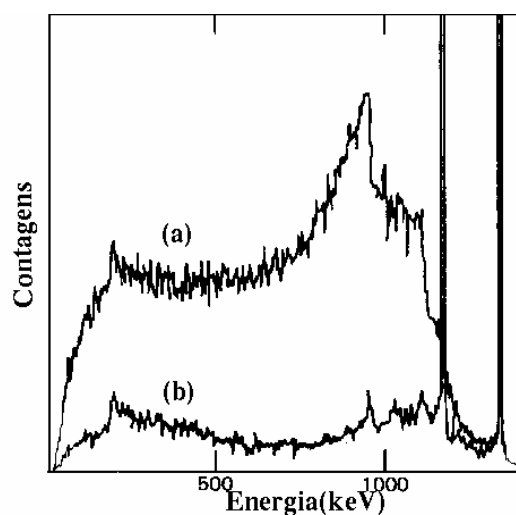
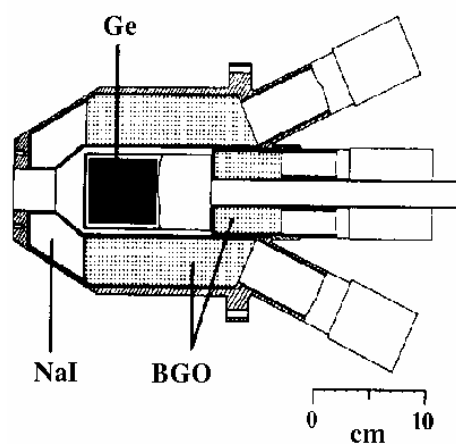


**Universidade de São Paulo**  
**Instituto de Física**

Laboratório de Estrutura da Matéria e Física Moderna  
**FNC313**

*Segundo semestre de 2000*

## **Efeito Compton**



### Professores:

*José R. B. Oliveira*  
*Nemitala Added*  
*Nilberto H. Medina*  
*Roberto V. Ribas*

### Técnico:

*Alvimar F. Souza*