Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Eficiência de detetores HPGe para fótons de 4 a 10 MeV

Cesar de Oliveira Guimarães

Orientador: Prof. Dr. Vito R. Vanin

Dissertação de mestrado apresentada ao Instituto de Física para a obtenção do título de Mestre em Ciências

Banca examinadora:

Prof.	Dr.	Mauro da Silva Dias	(IPEN)
Prof ª.	Dra.	Suzana Salem Vasconcelos	(IFUSP)
Prof.	Dr.	Vito Roberto Vanin	(IFUSP)

São Paulo
2005

FICHA CATALOGRÁFICA
Preparada pelo Serviço de Biblioteca e Informação do Instituto de Física da Universidade de São Paulo

Guimarães, Cesar de Oliveira

Eficiência de detetores HPGe para fótons de 4 a 10 MeV. São Paulo - 2005.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo
Orientador: Prof. Dr. Vito Roberto Vanin

Instituto de Física - Departamento de Física Experimental
Área de Concentração: Física

Unitermos:

1. Espectroscopia de Raio Gama;
2. Eletrônica de Raio Gama;
3. Fusão nuclear;
4. Radiação Gama;
5. Reações nucleares.

USP/IF/SBI-037/2005

Aos meus pais,

Zwinglio (em memória) e Marli

Agradecimentos

Eu gostaria de agradecer a todos aqueles que contribuíram de forma direta ou indireta para a realização desse trabalho.

Agradeço especialmente ao professor Vito Vanin pela sua paciência, apoio e orientação que foram fundamentais para o desenvolvimento desse trabalho.

Agradeço também aos funcionários do Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI) pelo apoio e paciência nos dias em que foram feitas as medidas.

Ao grupo de espectroscopia Gama do Laboratório Oscar Sala (antigo Pelletron) pelo apoio na solução de problemas técnicos e pelo empréstimo do detetor.

Ao amigo e colega Diogo Bernardes Tridapalli pela ajuda na parte técnica, pelo companheirismo, pela leitura da dissertação e por continuar com o projeto.

Ao amigo Diego Azevedo Siviero pela sugestão do desenho do flange que foi usado na irradiação.

Aos funcionários do laboratório de alvos do Pelletron, Wanda Gabriel Pereira Engel e Jorge de Jesus Gomes Leandro pela confecção dos alvos usados nesse trabalho.

Ao técnico de vácuo Celso Perego pela ajuda na preparação para a confecção de alvos de enxofre, que infelizmente não ficaram prontos a tempo.

A professora Nora Lia Maidana pela ajuda, companheirismo, apoio e sugestões.

Aos amigos e colegas Ruy Morgado de Castro, Washington Rodrigues de Carvalho Junior e Leandro Mariano pelo companheirismo e apoio.

Aos demais amigos do LAL Ana Cecília S. Lima, Cesar G. Trápaga, Felisberto Alves Ferreira Junior, Ivanildo A. Santos, Joel Meza Romanza, Tiago Fiorini Silva e Wanderley Pires de Sá.

Agradeço a todos os funcionários e alunos do Laboratório do Acelerador Linear (LAL) pela ajuda na solução de problemas técnicos e companheirismo, em especial ao Carlos U. Quinareli, Eduardo Monteiro, Renato C. Neves e Roberto R. Lima.

Aos demais professores do LAL Airton Deppman, Iuda Goldman, Ivone F. M. Albuquerque, Jiro Takahashi, Marcos M. Martins, Nora L. Maidana, Otaviano Helene, Paulo Pascholati e Philippe Gouffon.

As secretárias do LAL, em especial à Terezinha M. S. Faracini.

Ao meu irmão Zwinglio de Oliveira Guimarães Filho pela ajuda, paciência e apoio.

À minha família e amigos pelo apoio, incentivo e muita paciência.

Resumo

Um detetor HPGe foi calibrado na faixa de energia 4 a 10 MeV usando fótons provenientes do decaimento do produto da reação $^{27}Al(p, \gamma)^{28}Si$ em linha, observando as ressonâncias com prótons de energias 992 e 1317 keV. Foram feitas calibrações de energia e eficiência de deteção de fótons e foi analisada a dependência da largura a meia altura dos picos com a meia vida do estado inicial e a energia da transição. Os efeitos do produto da reação estar em movimento, como o efeito Doppler no decaimento em vôo, perda de velocidade do núcleo ao recuar dentro do alvo e energia de recuo são importantes na calibração de energia e análise da largura do pico. A calibração da eficiência depende de outras calibrações: razão entre a área dos picos de absorção total de energia, escapes simples e duplo dos gamas de aniquilação; razão entre a área total do espectro pela área do pico. Os resultados experimentais foram comparados com simulações do espectro usando o código MCNP, sendo que as dimensões internas do detetor, inacessíveis para medição, foram escolhidas de modo a reproduzir parâmetros deduzidos de espectros gama experimentais. A simulação se mostrou capaz de descrever tanto a eficiência para absorção total de energia quanto a razão entre as áreas dos picos de absorção total de energia, escape simples e duplo do gama de aniquilação, mas não foi capaz de descrever a razão entre a área total do espectro e a do pico.

Abstract

An HPGe detector was calibrated in the 4 to 10 MeV energy range using photons from the decay of the 992 and 1317 keV proton resonances in the reaction $^{27}Al(p, \gamma)^{28}Si$ on-line. Energy and photon detection efficiencies were calibrated and the dependence of the peak full width at half maximum on the transition energy and initial level half-life was analyzed. The effects of the reaction product motion, like Doppler shift due to in-flight decay, slowing down in the target, and nuclear recoil energy from photon emission, are important for energy calibration and peak width analyses. The efficiency calibration required other calibrations: the full energy peak to single and double escape counting ratios, and total spectrum to peak areas ratio. The experimental results were compared to simulations with MCNP code, where internal detector dimensions, inaccessible to measurement, were chosen in order to fit the experimental gamma spectrum parameters. The simulation was able to explain the full energy peak to single escape and double escape counting ratios, and full-energy peak detection efficiency, but was unable to fit the total spectrum to peak areas ratio.

Conteúdo

Agradecimentos v
Resumo vii
Abstract ix
1 Introdução 1
2 Teoria 5
2.1 Deteção de fótons 5
2.1.1 O cálculo da eficiência 5
2.1.2 Correção por efeito soma 7
2.1.3 Razão entre as áreas dos picos de deteção 9
2.1.4 Cálculo da razão área total do espectro e a área do pico 12
2.1.5 Metodologia da simulação 15
2.2 Reação Nuclear 16
2.2.1 Estado ressonante 16
2.2.2 Aspectos teóricos da função de excitação 18
2.2.3 Influência do suporte de tântalo na função de excitação 21
2.2.4 Largura intrínseca do nível ressonante 22
2.3 Efeitos Cinemáticos 23
2.3.1 Efeito Doppler 23
2.3.2 Energia de recuo 24
2.3.3 Emissor em movimento 25
3 Descrição Experimental 29
3.1 Preparo dos alvos 29
3.1.1 Aspectos gerais 29
3.1.2 Evaporação 30
3.1.3 Alvo de alumínio ^{27}Al 32
3.1.4 Alvo de sódio ^{23}Na 33
3.2 Arranjo experimental 33
3.2.1 Descrição geral 33

3.2.2 Flange de irradiação 35
3.2.3 Posicionamento do detetor 37
3.3 Aspectos experimentais da função de excitação 38
3.4 Medida com fonte calibrada de ^{60}Co 39

4 Resultados e análise 41
4.1 Resultados das funções de excitação 41
4.2 Análise do espectro 46
4.3 Comportamento da largura 48
4.4 Calibração de energia 55
4.5 Simulação pelo MCNP 56
4.6 Razão entre a área total do espectro e a área do pico AT 58
4.7 Razão entre as áreas dos escapes 63
4.8 Eficiência 66
4.8.1 Efeito de ajustar o termo constante da eficiência 72
4.8.2 Efeito da correção com o parâmetro *mc* 74

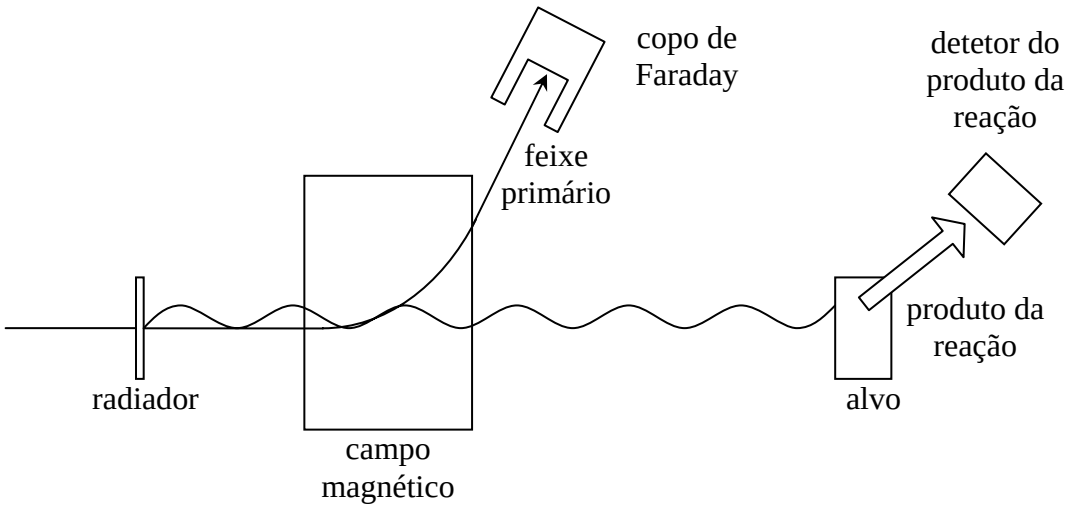
5 Conclusão 77
Apêndice A: Cálculo das áreas 79
Apêndice B: Sistema de deteção 85
B-1 Os detetores de HPGe 85
B-2 A eletrônica associada ao detetor 88
B-3 Disposição dos módulos 89
B-4 Fonte de alta tensão aplicada ao detetor 89
B-5 Detetor e pré-amplificador 90
B-6 Amplificador 91
B-7 Conversor analógico digital 93

Referências 95

1 Introdução

Quando a construção do acelerador Microtron estiver concluída, ele será capaz de acelerar elétrons a até 31 MeV de energia cinética, que serão direcionados a um irradiador fino visando a produção de fótons por *bremsstrahlung*, que por sua vez serão colimados para incidir em um alvo espesso a fim de induzir reações nucleares. Após atravessar o irradiador, os elétrons serão desviados através de um campo magnético para serem descartados. O produto da reação entre o fóton e o alvo será observado em um sistema em coincidência de detetores de gamas de HPGe (*High Purity Germanium*) e de nêutrons. A Figura 1 mostra um esquema simplificado do arranjo experimental descrito.

Figura 1: Esquema simplificado dos experimentos que serão feitos no Microtron.



Nesses experimentos, espera-se observar fótons de energia entre aproximadamente 0,1 MeV a uma dezena de MeV e, não é evidente que tipo de detetor deve ser utilizado. Dentre os mais conhecidos com boa resolução temos os gasosos para alguns keV, os de HPGe na faixa de 50 keV até 2 MeV, os cintiladores de vidro com chumbo para centenas de MeV e o detetor cintilador de NaI que apresenta boa eficiência na faixa de 100 keV a 2 MeV, porém sua resolução é muito pobre e, geralmente, insuficiente para diferenciar as transições gamas observadas nos experimentos. Embora os detetores de germânio sejam muito mais usados em experimentos com fótons de energia entre 50 keV e 2 MeV, suas características de resolução e eficiência podem ser consideradas boas para a faixa de energia de interesse.

As secções de choque das reações com fótons são geralmente muito baixas, porém, como os fótons não perdem energia continuamente na matéria, esse problema pode ser contornado com o uso de um alvo com maior massa, visando uma maior quantidade de reações.

Para determinar a viabilidade de um experimento, é necessário se conhecer as características de deteção, tais como eficiência, resolução, taxa máxima de contagens, função resposta, fundo esperado, etc. Neste trabalho o enfoque será dado na calibração da eficiência.

Para se calibrar a eficiência do detetor com fótons na faixa de energia de interesse é inviável usar fontes radioativas, pois elas emitem gamas com energia na

faixa de alguns keV até aproximadamente 5 MeV[a] [1]. Como os nuclídeos que emitem fótons com energias maiores que essa possuem meia vida muito curta, a observação desses fótons deve ser feita em um reator ou acelerador, a fim de que os fótons sejam detetados imediatamente após a produção dos nuclídeos. As reações que produzem fótons acima de 5 MeV são as (n, γ), (p, γ) e as com feixe de íons pesados.

Na literatura se encontram trabalhos descrevendo a calibração da eficiência de detetor com fótons de reação de captura de nêutron [2], no qual a eficiência é calibrada a partir de alvos padrão. Todavia, esses padrões foram determinados com detetores HPGe semelhantes aos que estão sendo calibrados, gerando uma forte correlação entre os dados apresentados na literatura. O mesmo problema acontece com as medidas de reações com prótons.

A reação escolhida foi a com prótons de energia bem definida sobre alvos finos para que excite apenas um estado ressonante, produzindo então um espectro com uma menor variedade de gamas, facilitando sua identificação.

As calibrações das eficiências deverão ser feitas em todos os detetores que serão usados em medidas que observem fótons na região de interesse. Neste primeiro trabalho foi usado um detetor de grande volume: ~250 cm^3 e 60 % de eficiência para fótons de 1332 keV. Essa escolha visou a irradiação no acelerador do Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI), que é um acelerador de partículas capaz de acelerar prótons a energias na faixa de 0,5 a

[a] Fonte padrão de calibração ^{66}Ga, cujo fóton de maior energia tem 5,109 MeV.

2,5 MeV, porém sua corrente é da ordem de 50 nA e, portanto, induz um pequeno número de reações de interesse para este trabalho. Com um detetor maior é mais fácil determinar o melhor procedimento para a calibração da curva de eficiência de fótons de até 10 MeV e então aplicá-lo em outros detetores menores.

Deve-se ressaltar que as medidas com feixe de prótons dentro de uma câmara de irradiação não danificam o detetor. Essa preservação só acontece no caso de medidas com nêutrons se for usado um absorvedor de nêutrons colocado entre o detetor e o alvo, pois, caso contrário, os nêutrons conseguem chegar ao cristal e reagir com os núcleos de germânio induzindo danos.

2 Teoria

Neste capítulo são descritos os aspectos teóricos da deteção de fótons para o cálculo da eficiência, função de excitação de uma reação (p, γ), e efeitos do produto da reação estar em movimento.

2.1 Deteção de fótons

Nesta seção estão descritos os efeitos de deteção de fótons que alteram o cálculo da eficiência, em particular, a correção por efeito soma, e a metodologia para comparar os valores simulados com os resultados experimentais.

2.1.1 O cálculo da eficiência

As medidas do decaimento do produto de reação (p, γ) tiveram o intuito de medir a eficiência de deteção a partir da razão entre as áreas das linhas observadas no espectro. O cálculo da eficiência relativa é feito através da intensidade gama das transições e é calculada como

$$\varepsilon_{relativo}\left(E_{i\to j}\right) = u\frac{A_{i\to j}}{I_{\gamma}^{i\to j}} \tag{1}$$

onde $E_{i\to j}$ é a energia da transição do estado $i \to j$, $A_{i\to j}$ é a área observada, $I_{\gamma}^{i\to j}$ é a probabilidade de que um núcleo emita um gama desta linha ao decair e u é um fator

de normalização, que é escolhido normalmente para que se possa comparar na mesma escala os resultados obtidos em medidas diferentes.

Se a eficiência foi medida a partir de uma fonte calibrada de atividade residual, pode-se calcular a eficiência absoluta para fótons de uma determinada energia a partir de

$$\varepsilon\left(E_{i\to j}\right)=\frac{A_{i\to j}/I_{\gamma}^{i\to j}}{N_t} \tag{2}$$

onde N_t é o número total de desintegrações radioativas feitas pela fonte durante o tempo de medida. A eficiência absoluta depende também de fatores geométricos, pois se a fonte estiver próxima ao detetor, mais fótons serão emitidos na direção do detetor para a mesma quantidade de desintegrações.

A probabilidade de ocorrer uma determinada transição por decaimento deve ser calculada a partir das razões de ramificações de todas as transições que alimentam o estado inicial, que é a grandeza encontrada na literatura. A equação

$$I_{\gamma}^{i\to j}=R_{i\to j}P_i=R_{i\to j}\left(\sum_k P_k R_{k\to i}\right)=\ldots \tag{3}$$

mostra uma forma recursiva de fazer o cálculo da intensidade gama, onde P_i é a probabilidade do núcleo chegar ao estado excitado *i*, e $R_{i\to j}$ denota a razão de ramificação, que é a probabilidade do núcleo ir para o estado *j* a partir do estado *i*.

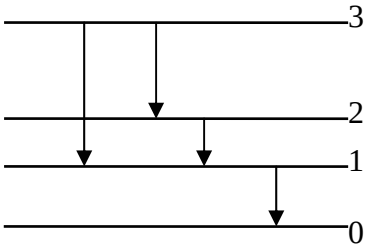
2.1.2 Correção por efeito soma

Para uma determinação precisa da eficiência de deteção de fótons de uma certa energia através da área do pico de uma transição gama deve-se considerar todos os efeitos que modifiquem a área, como o efeito soma.

O efeito soma acontece quando dois ou mais fótons do mesmo nuclídeo interagem com o detetor em um intervalo de tempo pequeno se comparado com a capacidade do sistema de deteção de distinguir os eventos[b]. A energia total depositada é a soma das energias depositadas por cada um dos fótons.

No exemplo de esquema de níveis mostrado na Figura 2, quando os gamas das transições 3→2 e 2→1 de um mesmo núcleo depositam simultaneamente toda a energia no detetor, ele responde como se fosse um evento da transição 3→1. Nesse caso, o efeito soma tanto aumenta a área do pico da transição 3→1 como diminuir as áreas dos picos das transições 3→2 e 2→1.

Figura 2: Exemplo de esquema de níveis para ilustração de adição e perda de área do pico associado a uma transição gama por efeito soma.



[b] Quando dois eventos fisicamente independentes chegam ao detetor em um intervalo de tempo pequeno (por acidente) ocorre o efeito de empilhamento. Foi utilizada rejeição eletrônica de empilhamento explicada no apêndice B.

Na transição do estado 3 para o estado 1 na Figura 2, a área observada do pico será acrescentado eventos detetados simultaneamente das transições 3→2 e 2→1 emitidos pelo mesmo nuclídeo. O cálculo da diferença de área[c] [3] é feito por meio da equação

$$\Delta A_{3\to1}(+) = NI_{\gamma}^{3\to1}\varepsilon(E_{3\to2})\,\varepsilon(E_{2\to1})R_{2\to1} \tag{4}$$

onde N é o número de decaimentos por meio de emissão de gamas.

A perda de área por soma acontece nos casos em que a transição pode somar com outras. No exemplo da Figura 2, a transição 3→2 pode se somar com a 2→1. A redução de área acontece quando contagens que cairiam no pico da transição 3→2 se somam com qualquer evento da transição 2→1, como de efeito Compton, espalhamento na vizinhança, etc. A perda por efeito soma é dada por

$$\Delta A_{3\to2}(-) = NI_{\gamma}^{3\to2}\varepsilon(E_{3\to2})\,\varepsilon_T(E_{2\to1})R_{2\to1} \tag{5}$$

onde ε_T é a eficiência total de deteção, que considera qualquer evento que chega ao detetor. Deve-se usar a eficiência total, pois qualquer evento de soma desloca contagens que cairiam na região do pico para outra região do espectro. A eficiência total é geralmente uma ordem de grandeza maior que a eficiência de deteção do pico na faixa de energia estudada, e, por esse motivo, a correção de perda de área é muito mais significativa do que a correção de adição.

[c] Desprezando efeito de correlação angular entre os fótons.

No esquema de níveis da Figura 2, tanto a transição 3→2 como a 3→1 podem se somar com a transição 1→0. Essa soma induzirá um termo de correção semelhante ao termo da equação (5). A transição do estado 2→1 pode somar tanto com 3→2 quanto 1→0, assim a correção na área do pico da transição do estado 2→1 pode ser calculada como

$$\Delta A_{2\to1}(-) = NI_{\gamma}^{2\to1}\varepsilon(E_{2\to1})\left[\varepsilon_T(E_{3\to2})\frac{I_{\gamma}^{3\to2}}{I_{\gamma}^{2\to1}}R_{3\to2} + \varepsilon_T(E_{1\to0})R_{1\to0}\right]. \tag{6}$$

O primeiro termo do colchete se refere a fração da intensidade gama que vem da linha 3→2, e o segundo termo, como nas demais equações, é a soma com o estado seguinte.

Como descrito nessa seção, a correção por efeito soma é dependente do esquema de níveis. O Apêndice A mostra o cálculo das áreas das transições analisadas em função do número de decaimentos por emissão de gamas e da eficiência das transições nos casos das reações escolhidas neste trabalho.

2.1.3 Razão entre as áreas dos picos de deteção

Para fótons com energia maior que 5 MeV, a produção de pares elétron - pósitron passa a ser um fenômeno importante, como pode ser visto na Figura 3 obtida a partir da tabela do NIST [4].

O pósitron interage com os elétrons do detetor transferindo-os para a banda de condução até ser capturado por um elétron e, ambos, elétron e pósitron, se

aniquilarem produzindo um par de fótons (fótons de aniquilação, que têm energia de 511 keV) emitidos em sentidos opostos. Se os dois fótons dessa aniquilação interagirem com o detetor, será um evento de absorção total de energia (AT). Se apenas um deles sair, será um evento de escape simples (ES), e se os dois saírem, escape duplo (ED). Na Figura 4 está apresentada a região do espectro em torno dos picos de deteção citados.

Figura 3: Comparação entre os coeficientes de absorção por produção de pares e total para fótons interagindo em germânio [4].

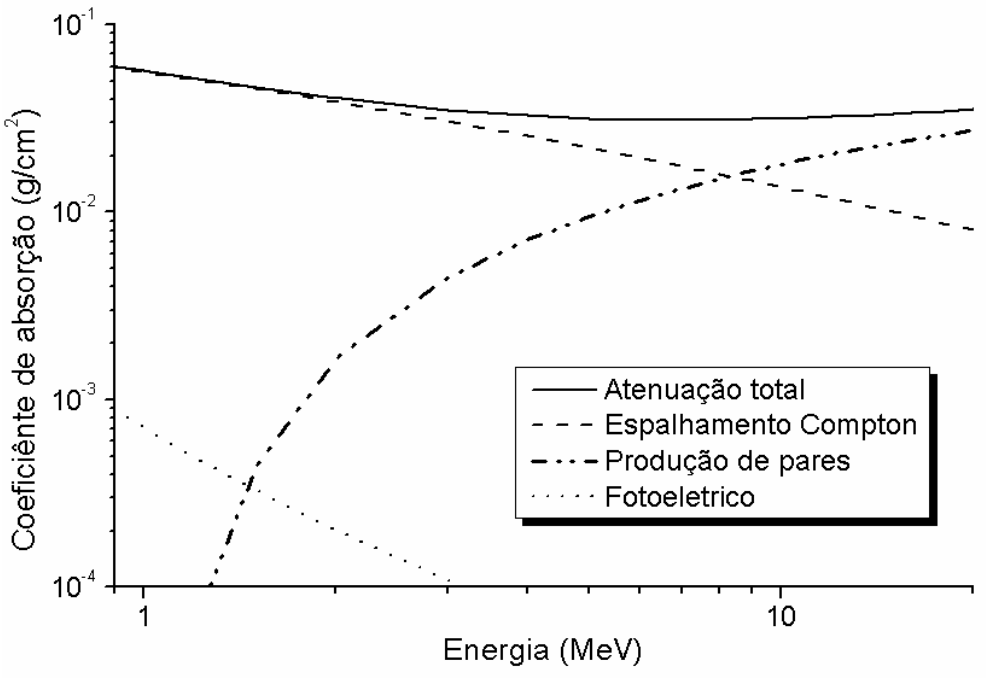
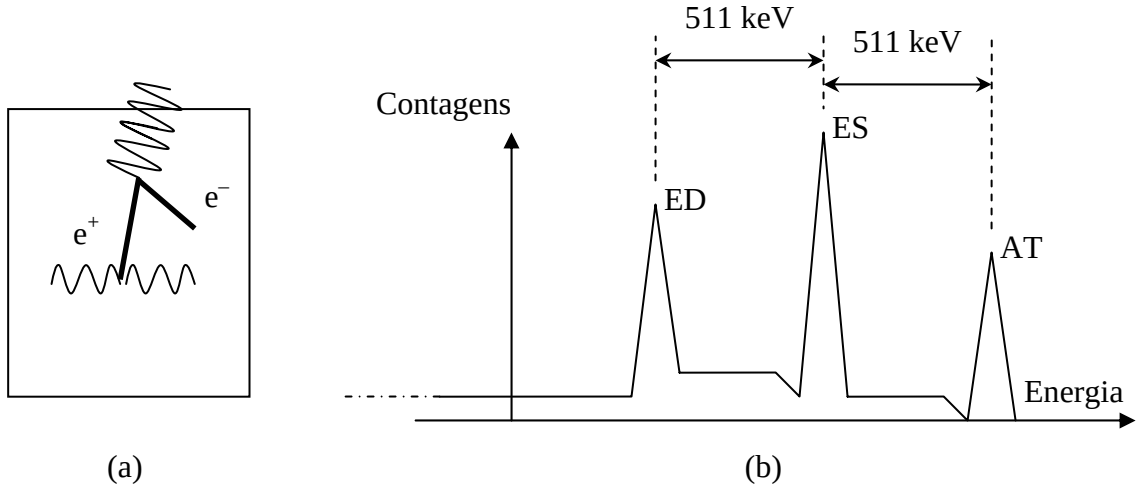


Figura 4: (a) Interação do fóton com o detetor produzindo pares e (b) região do espectro entre os picos de absorção total de energia (AT), escape simples (ES) e escape duplo (ED), que estão separados pela energia de repouso do elétron.



As razões entre as áreas desses picos permitem correlacionar a curva de eficiência de absorção total de energia com as eficiências dos escapes. Por exemplo, a eficiência para escape simples pode ser estimada como $\varepsilon_{ES} = \frac{ES}{AT}\varepsilon_{AT}$.

Contudo, as razões entre a área do pico AT e dos picos de escapes dependem do arranjo utilizado e da energia do fóton incidente, mas a área entre o ES e ED deve depender apenas da eficiência de deteção do fóton de aniquilação [5, 6], e, eventualmente, da região típica de interação, conforme observamos experimentalmente e está discutido adiante.

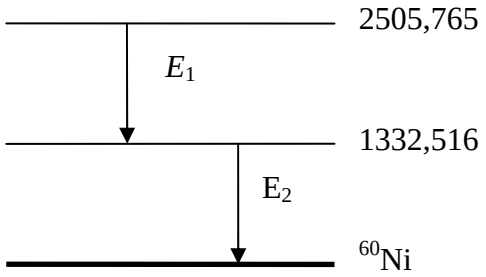
Embora a produção de pares não seja a interação mais provável, como pode ser observado na Figura 3, para energia maiores que aproximadamente 5 MeV essa interação é a que mais contribui para o pico de absorção total de energia porque geram elétrons que tem alcance curto. Os eventos de Compton podem alterar pouco a energia do fóton, fazendo com que a probabilidade de que ele escape seja grande.

Nos espectros gama em que parte dos fótons são detetados por produção de pares, os picos de deteção (AT, ES e ED) dão praticamente a mesma informação sobre a energia e intensidade da transição de forma direta ou indireta.

2.1.4 Cálculo da razão área total do espectro e a área do pico

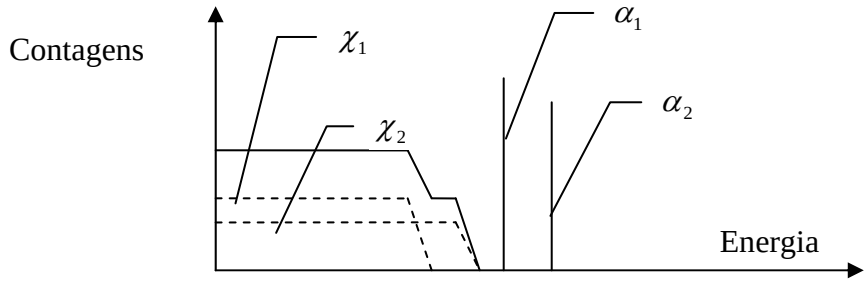
Em fontes de nuclídeos cujo esquema de decaimento tenha apenas com um estado excitado, a razão entre a eficiência total e a eficiência de pico pode ser determinada experimentalmente através da razão entre as áreas das regiões. Neste trabalho usamos ^{60}Co, cujo esquema de níveis está representado na Figura 5.

Figura 5: Esquema de níveis do decaimento de uma fonte de ^{60}Co obtido da referência [1].



De forma ideal, o espectro de uma fonte com duas transições em cascata que não apresente nenhuma correção por efeito soma está representado na Figura 6. α são as contagens no pico e χ na região contínua, e os índices 1, 2 identificam as transições da fonte. A quantidade esperada de contagens pode ser calculada a partir do número de decaimentos da fonte, Ω, da correlação angular entre os fótons, w, e das incógnitas: eficiências para deteção, ε_1 e ε_2, e razão total para pico, tp_1 e tp_2, como mostram as equações

Figura 6: Espectro ideal. α é as contagens (ideais) que seriam detetadas na região do pico e χ as contagens detetadas na região contínua do espectro.



$$\begin{aligned} \alpha_1 &= \Omega\varepsilon_1 \\ \alpha_2 &= \Omega\varepsilon_2 \\ \chi_1 &= \Omega\varepsilon_1(tp_1 - 1) \\ \chi_2 &= \Omega\varepsilon_2(tp_2 - 1). \end{aligned} \tag{7}$$

A quantidade de fótons retirada do pico por efeito soma com o contínuo da outra transição pode ser calculada como

$$\begin{aligned} \alpha_{1-C2} &= \Omega\varepsilon_1(tp_2 - 1)\varepsilon_2 w \\ \alpha_{2-C1} &= \Omega\varepsilon_2(tp_1 - 1)\varepsilon_1 w. \end{aligned} \tag{8}$$

Então, na área esperada para o pico podem ser subtraídos os eventos que somaram com o contínuo ou com o pico da outra transição, como

$$\begin{aligned} \alpha_{1\alpha 2} &= \alpha_{2\alpha 1} = A_{12} = \Omega\varepsilon_1\varepsilon_2 w \\ A_1 &= \alpha_1 - \alpha_{1-C2} - \alpha_{1\alpha 2} = \Omega\varepsilon_1 - \Omega tp_2\varepsilon_1\varepsilon_2 w \\ A_2 &= \Omega\varepsilon_2 - \Omega tp_1\varepsilon_1\varepsilon_2 w \end{aligned} \tag{9}$$

onde A_{12} é a área do pico soma. As áreas das regiões contínuas do espectro podem ser calculadas como

$$\begin{aligned} \chi_1 &= \Omega(tp_1 - 1)\varepsilon_1 \\ \chi_{12} &= \Omega(tp_1 - 1)\varepsilon_1(tp_2 - 1)\varepsilon_2 w \\ \chi_{1\alpha 2} &= \Omega(tp_1 - 1)\varepsilon_1\varepsilon_2 w \,. \end{aligned} \tag{10}$$

Finalmente, a área total do espectro pode ser calculada como as contagens originadas de cada uma das transições, porém, a soma na região contínua estaria sendo considerada em χ_1 e em χ_2. Dessa forma, as contagens referentes as somas devem ser subtraídas do cálculo da área total do espectro,

$$\begin{aligned} total &= (\chi_1 + \alpha_1) + (\chi_2 + \alpha_2) - \chi_{12} - \chi_{1\alpha 2} - \chi_{2\alpha 1} - A_{12} \\ &= \Omega\varepsilon_1 tp_1 + \Omega\varepsilon_2 tp_2 - \Omega\varepsilon_1\varepsilon_2 w[tp_1 tp_2 - 2] \end{aligned} \,. \tag{11}$$

As equações (9) e (11) formam um sistema não linear com 4 equações e 4 incógnitas, podendo ser reescrito como

$$\begin{aligned} total &= A_1 tp_1 + A_2 tp_2 + A_{12}[tp_1 tp_2 + 2] \\ A_1 &= \Omega\varepsilon_1 - A_{12} tp_2 \\ A_2 &= \Omega\varepsilon_2 - A_{12} tp_1 \\ A_{12} &= \Omega\varepsilon_1\varepsilon_2 w \,. \end{aligned} \tag{12}$$

Esse sistema de equações será usado na análise da eficiência e da razão entre as eficiências totais e de pico das transições de uma fonte de calibrada de ^{60}Co.

2.1.5 Metodologia da simulação

Ao longo deste projeto o programa MCNP (*Monte Carlo N-particle transport*) [7] foi usado para simular espectros de uma fonte monocromática estática colocada no mesmo arranjo que o alvo.

Foram simulados os elementos de maior importância no arranjo experimental, como os detalhes do detetor, a câmara de irradiação incluindo seu suporte e o flange, suporte do detetor, os objetos próximos e as paredes da sala.

A simulação foi feita com o auxílio da professora Nora Lia Maidana. As dimensões e a forma do detetor descritas pelo manual serviram de ponto de partida, sendo acrescido de detalhes, como dedo-frio, suporte de cerâmica, cantos arredondados, etc, e com estimativas nos parâmetros não fornecidos, como diâmetro e profundidade do buraco interno, por exemplo.

Os parâmetros não fornecidos foram ajustados para modelar tanto as medidas em linha quanto de fonte radioativa. Esses ajustes foram feitos para que a eficiência simulada para gamas da segunda transição do ^{60}Co (com energia 1,332 MeV) seja idêntica a medida feita com uma fonte de atividade conhecida, com o intuito de fazer com que o espectro de energia obtido fique tão parecido com o espectro experimental quanto possível.

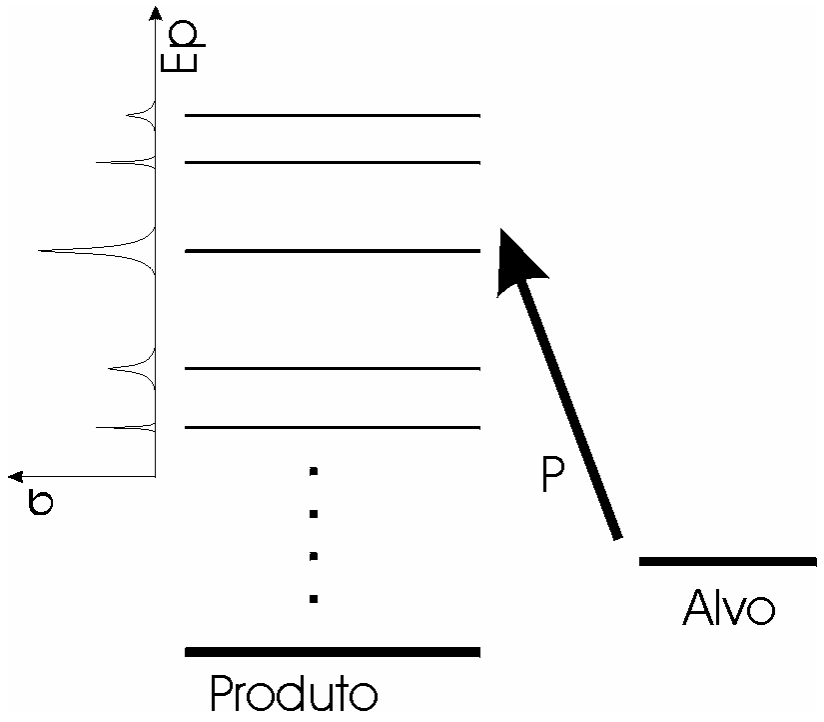
2.2 Reação Nuclear

Nas subseções a seguir estão apresentados os aspectos teóricos de medidas feitas com reações nucleares, como o significado do estado ressonante, os aspectos da função de excitação para identificar os estados, e elementos que modificam a largura dos estados.

2.2.1 Estado ressonante

Nas reações (p, γ), para o próton ser capaz de interagir com o núcleo ele deve ter energia que faça com que o núcleo produto da fusão fique em um dos estados ressonantes. Se a energia do próton não obedecer a essa condição o próton não será capaz de reagir com o núcleo. A Figura 7 ilustra o comportamento da secção de choque em função da energia do próton em comparação com os estados ressonantes.

Figura 7: Estados ressonantes do produto da reação. Um esboço do gráfico da secção de choque está indicado à esquerda.



Cada estado ressonante pode ter uma largura diferente. A dependência em energia da secção de choque nesses estados pode ser estimada a partir da curva de ressonância de Breit-Wigner [8],

$$\sigma(E) = \frac{\pi}{2}\left(\frac{2J+1}{2J_0+1}\right)\left(\frac{\hbar c}{E_x}\right)^2 \frac{\Gamma_0\Gamma_f}{(E-E_x)^2 + \Gamma^2/4} \tag{13}$$

onde J, J_0 são os spins dos estados final e inicial, Γ é a largura total do estado, Γ_0 a largura do canal de entrada, Γ_f é a largura do canal de saída, E é a energia do próton e E_x a energia do estado ressonante.

Muitas vezes a largura é da ordem de alguns eV e, portanto, menor que a resolução em energia do feixe. Dessa forma, para estimar a quantidade de núcleos produzidos na reação que ocorre em um estado com pequena dispersão em energia não é possível usar a secção de choque, mas seu valor integrado em função da energia no intervalo ideal $]-\infty,+\infty[$, este intervalo tem apenas sentido matemático, porém está ligado ao conceito que é a secção de choque é aproximadamente uma função delta de Dirac. O valor da integral da secção de choque é dado por

$$I_\sigma = \left(\frac{2J+1}{2J_0+1}\right)\left(\frac{\pi\hbar c}{E_x}\right)^2 \frac{\Gamma_0\Gamma_f}{\Gamma}. \tag{14}$$

Então, o número de reações a partir da integral da secção de choque pode ser calculado como

$$N = \frac{\phi N_A I_\sigma}{A \frac{1}{\rho} \frac{dE}{dx}} \tag{15}$$

onde ϕ é o número de prótons que chega ao alvo, N_A é o número de Avogadro, A é a massa molar do alvo, e $\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx}$ é a taxa de perda de energia pelo feixe por densidade superficial de massa ao percorrer o alvo.

Na literatura encontra-se o valor da energia no referencial do laboratório que o próton deve ser acelerado para que aconteça uma ressonância e também o valor da secção de choque integrada[d].

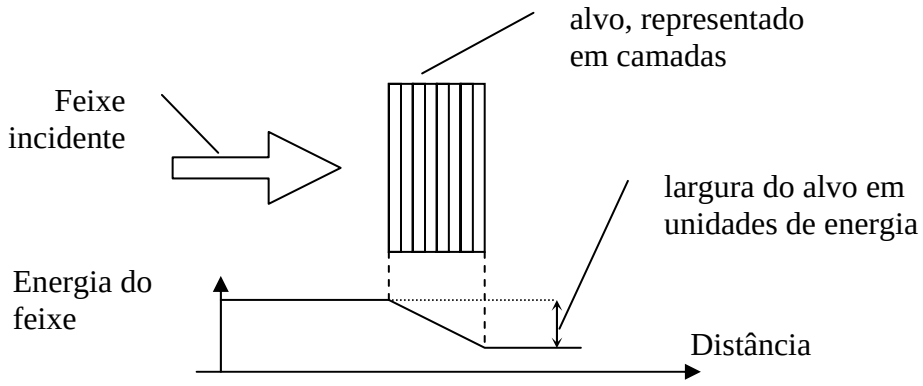
2.2.2 Aspectos teóricos da função de excitação

A função de excitação é função que representa a variação do número de contagens no espectro (normalizada pela carga integrada) em relação à energia do feixe.

A Figura 8 ilustra o alvo representado em camadas e a perda de energia do feixe de prótons durante o percurso.

[d] Na prática, o valor da secção de choque é dado indiretamente através do termo $S = (2J+1)\frac{\Gamma_0 \Gamma_f}{\Gamma}$.

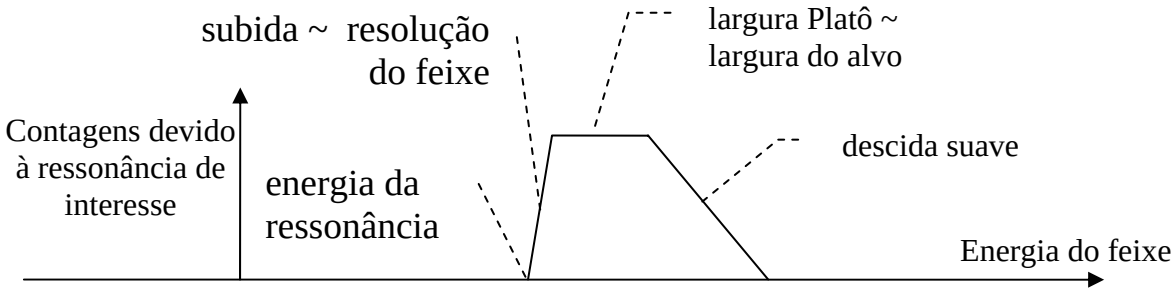
Figura 8: Descrição da perda de energia do feixe quando está no alvo



Um estudo detalhado da função de excitação de ressonâncias em alvo de alumínio com prótons de 0,2 a 1,12 MeV de energia cinética pode ser encontrado na referência [9].

A Figura 9 mostra um esboço de uma função de excitação. Para energias de próton menores que a de ressonância ocorrem poucas reações, pois a secção de choque fora da ressonância é muito baixa. Quando o próton do feixe tiver exatamente a energia da ressonância, ele será capaz de excitar apenas as primeiras camadas atômicas do alvo, fazendo com que o número de contagens ainda seja baixo. A partir de uma determinada energia, todos os prótons têm energia igual a de ressonância enquanto estão no alvo; isso acontece quando a diferença entre a energia do feixe e da ressonância for pouco maior do que a dispersão de energia do feixe.

Figura 9: Modelo simplificado para a função de excitação na região de uma ressonância.



Quando o feixe tiver energia um pouco maior, ele induzirá reações em regiões mais internas do alvo. Nessa região o número de reações praticamente não mudará, pois é proporcional à integral da secção de choque da ressonância em função da energia I_σ da relação (14), formando um platô com largura aproximadamente igual à largura (em energia) do alvo. Essa faixa de energia é a mais adequada para se medir o espectro da ressonância.

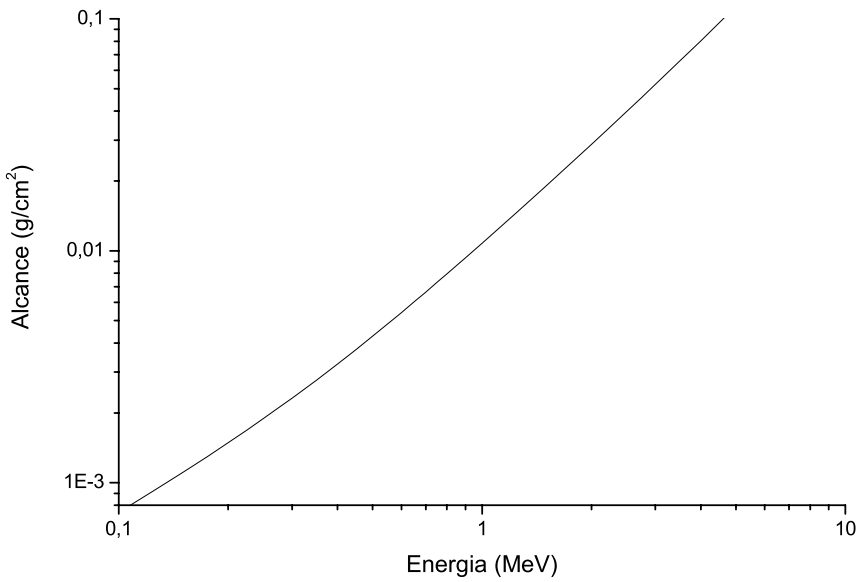
Quando a energia do feixe é maior, uma fração do feixe não atinge a energia de ressonância enquanto percorre o alvo. A dispersão dessa fração depende de diversos fatores, como o espalhamento coulombiano dos prótons no alvo, irregularidades da superfície, entre outros, por isso a descida da função de excitação é suave.

Se a energia do feixe incidente for tão grande que nenhum próton tenha a energia de ressonância enquanto atravessa o alvo, ele novamente não induzirá nenhuma reação.

2.2.3 Influência do suporte de tântalo na função de excitação

Os alvos foram feitos sobre uma base de tântalo porque é um material de número atômico alto (Z = 73) e não sofre reações nucleares com essa energia de prótons, pois eles não conseguem atravessar a barreira coulombiana de seus núcleos, embora o próton possa ser espalhado inelásticamente, deixando o núcleo de tântalo em um estado excitado de energia 136 keV e meia vida curta (39 ps) [1]. A população desse estado varia com o aumento da energia, pois, quando o feixe tem maior energia o próton percorre um comprimento maior [4] e excita um maior número de núcleos.

Figura 10: Alcance de prótons em ouro (Z = 79) [4]



A Figura 10 mostra a variação do alcance dos prótons em função da energia em um alvo de ouro (Z = 79), que tem número atômico muito próximo ao do tântalo(Z = 73).

2.2.4 Largura intrínseca do nível ressonante

O modelo da função de excitação da Figura 9 supõe que a largura do nível ressonante seja desprezível. Isso é verdade para a maioria dos estados que decaem apenas através da emissão de gamas, porém isso não é verdade se existir outro canal de decaimento, quando a função de excitação será mais dispersa.

A largura de um nível ressonante Γ está relacionada com a sua meia vida τ pelo princípio de incerteza mostrado na equação (16). Isso indica que, se um estado tem meia vida muito curta, ele deve ter maior dispersão em energia.

$$\Delta E \Delta t = \Gamma \tau \cong \hbar \qquad (16)$$

Se um estado tiver dois ou mais caminhos possíveis de decaimento, com larguras parciais (como se só existisse um canal) diferentes, a largura total será uma soma das larguras parciais desses estados. Com isso, mesmo que um canal de decaimento tenha largura parcial pequena, a largura da sua secção de choque será igual a do estado. Contudo, o número de decaimento por cada um dos canais é proporcional a sua largura parcial. Por exemplo, se um estado pode decair pela emissão de um gama ou uma partícula α, sua largura total será $\Gamma = \Gamma\gamma + \Gamma\alpha$, e a probabilidade do decaimento por gama será proporcional a $\Gamma\gamma$ e, por α proporcional a $\Gamma\alpha$.

Tipicamente, a meia vida de decaimento gama é maior que a dos outros canais de decaimento, como a emissão de um núcleon ou uma partícula α. Portanto, geralmente sua largura parcial é menor.

2.3 Efeitos Cinemáticos

A emissão de fóton por um núcleo pode ser interpretada como um problema de dois corpos, que devem conservar a energia e a quantidade de movimento. Dessa forma, a energia do fóton deve ser determinada pela diferença de energia entre os níveis nucleares e os efeitos cinemáticos.

Nas subseções seguintes estão apresentados o efeito Doppler, a correção para energia de recuo do núcleo ao emitir um fóton e o efeito do decaimento do produto de reações enquanto os núcleos ainda estavam em vôo.

2.3.1 Efeito Doppler

Quando uma onda for observada por um receptor que esteja se movendo em relação ao emissor, a freqüência observada será diferente da emitida. A esse fenômeno se dá o nome de efeito Doppler.

Relativisticamente, a variação da freqüência f de uma onda eletromagnética pode ser calculada a partir da velocidade de propagação, v_{onda} , e da velocidade relativa entre o emissor e o observador na direção de propagação, $\hat{r}$, $\vec{v}_{relativo} \cdot \hat{r}$ como [10]

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{\vec{v}_{relativo} \cdot \hat{r}}{v_{onda}} . \tag{17}$$

Para ondas eletromagnéticas, como a energia é dada por $E = hf$, sendo h a constante de Planck, a equação (17) pode ser reescrita de forma simplificada

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{v_{relativo} \cos\theta}{c} = \beta \cos\theta \tag{18}$$

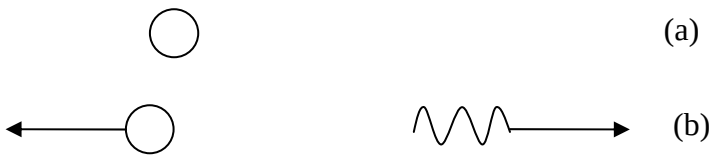
onde θ é o ângulo entre a direção de propagação do fóton e o momento do núcleo no referencial do laboratório, que está na mesma direção do feixe, e $\beta = v/c$.

2.3.2 Energia de recuo

Nas medidas de fontes de atividade residual, a o material radioativo está parado em relação ao detetor. Dessa forma, a energia do fóton observado será dada pela diferença de energia entre os níveis e a correção pelo recuo que o núcleo sofre ao emitir o fóton.

Quando um fóton é emitido por um núcleo, ele leva quantidade de movimento que deve ser compensada através do recuo do núcleo, como mostra a Figura 11.

Figura 11: Ilustração da conservação da quantidade de movimento do sistema núcleo e fóton, antes (a) e depois (b) da transição.



A energia entre os estados nucleares deve ser dividida entre os dois corpos (de maneira desigual) de forma que conserve a energia e o momento,

$$p_\gamma = p_{nucleo} = E\gamma / c$$

$$\Delta E_{niveis} = E\gamma + \frac{p_{nucleo}^2}{2M} = E\gamma + \frac{E_\gamma^2}{2Mc^2} \tag{19}$$

onde M é a massa de repouso do núcleo. A partir dessa equação de segundo grau, usando a aproximação $E\gamma << Mc^2$, a energia da transição pode ser calculada como

$$E\gamma = \Delta E_{niveis}\left(1 - \frac{\Delta E_{niveis}}{2Mc^2}\right). \tag{20}$$

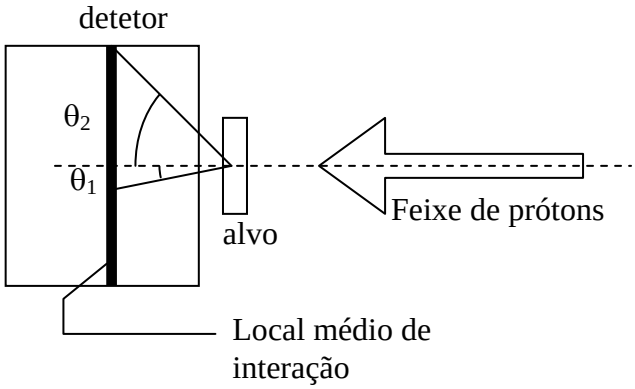
2.3.3 Emissor em movimento

Nas medidas (p, γ) em linha o núcleo absorve um próton que está em movimento em relação ao laboratório e, por conservação, o momento do núcleo no referencial do laboratório após a colisão é idêntico ao do próton capturado. Se o núcleo emitir enquanto ainda está em vôo, a energia observada do fóton aumenta conforme a relação

$$\frac{\Delta E\gamma}{E\gamma} = \frac{\sqrt{2m_p E_p}}{M_A\, c}\cos\theta \tag{21}$$

onde m_p é a massa do próton, E_p a energia cinética do próton e M_A é a massa do alvo.

Figura 12: Ilustração simplificada do arranjo experimental para mostrar que os fótons que saem em diferentes ângulos em relação ao feixe (θ_1 e θ_2) são observados com energias diferentes.



O aumento de energia é dependente da direção em que o fóton é emitido, sendo menor para os fótons que forem detetados próximos à periferia do detetor. A Figura 12 ilustra as trajetórias de dois fótons que terão desvios por efeito Doppler diferentes. O pico referente a esses fótons terá sua forma alargada no espectro. Este alargamento devido aos ângulos de emissão dos fótons é ressaltado pelo fato de que as medidas foram feitas com o alvo mais próximo possível do detetor.

Como o núcleo interage com os demais átomos do alvo, ele perde energia de forma contínua, provocando também um alargamento dos picos devido a esta distribuição de velocidades. Como o tempo que o núcleo demora para perder totalmente a energia cinética é comparável com a meia vida dos estados nucleares excitados, a equação (21) não pode ser usada diretamente como uma correção para a diferença de energia dos fótons porque os núcleos não estão sempre na mesma velocidade quando emitem os gamas, porém, sua velocidade média foi estimada como a velocidade do núcleo após decorrer uma meia vida.

Com base na ilustração da Figura 13, o ângulo θ a ser usado na equação do deslocamento Doppler deve ser uma média entre os ângulos possíveis. Considerando que a probabilidade de um fóton interagir a uma distância *r* do centro do detetor seja proporcional à área $2\pi rdr$ e ao inverso do quadrado da distância até a fonte e usando as relações trigonométricas

$$r = H\tan\theta \qquad \frac{2rdr}{n^2} = 2\tan\theta\, d\theta \tag{22}$$
$$n = H\sec\theta$$

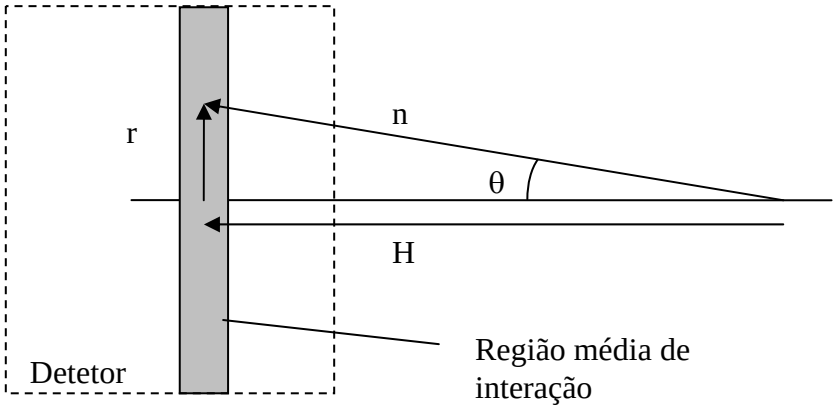
chegamos à

$$<\cos\theta> = \frac{\int \cos\theta \tan\theta\, d\theta}{\int \tan\theta\, d\theta} \qquad <\cos^2\theta> = \frac{\int \cos^2\theta \tan\theta\, d\theta}{\int \tan\theta\, d\theta}. \tag{23}$$

Usando a equação do cálculo de desvio padrão [11, 12] chegamos a equação (24), que será usada para estimativa do alargamento dos picos no espectro devido a distribuição angular, discutido na seção *Comportamento da largura*.

$$\sigma^2_{\cos\theta} = <\cos^2\theta> - <\cos\theta>^2 \tag{24}$$

Figura 13: Figura para o cálculo da média de θ e sua dispersão.



As distribuições angulares dos fótons e de velocidades do núcleo produto da reação terão contribuições diferentes na largura do pico. A partir da equação (18), o alargamento devido a distribuição angular foi estimado como $\sigma_{\Delta\theta} = \beta\sigma_{\cos\theta}$, e, da mesma forma, por distribuição de velocidades $\sigma_{\Delta\beta} = \sigma_{\beta}\cos\theta$.

O valor da largura a meia altura do pico observado, *L*, que é ajustado nos espectros se relaciona com o desvio padrão da gaussiana através de [11].

$$L = \sqrt{8\ln 2}\sigma \cong 2{,}35\sigma \qquad (25)$$

Da equação (21) deduz-se que o deslocamento ΔE é observado com maior intensidade com o detetor posicionado na mesma direção do feixe, a direção em que os núcleos estão se movimentando. O deslocamento Doppler seria observado com menor intensidade se o detetor estivesse posicionado perpendicular ao feixe, pois nessa geometria $\cos 90° = 0$. Todavia, a 90º do feixe o alargamento devido a distribuição angular, que depende da variação de $\cos\theta$, é máximo.

3 Descrição Experimental

Nesta seção estão descritos os procedimentos de preparo e conservação dos alvos usados neste trabalho: irradiações no vácuo, contaminação, resistência mecânica, absorção de água no alvo de NaI, e oxidação da superfície do alvo de Al. Estão também apresentados aspectos gerais do arranjo experimental. Os detalhes do sistema de deteção e eletrônica associada estão descritos no apêndice B.

3.1 Preparo dos alvos

Os procedimentos foram adotados para que o alvo seja estável ao longo do tempo de fácil manipulação.

3.1.1 Aspectos gerais

A espessura dos alvos foi determinada para que a energia perdida pelo feixe ao percorrê-lo fosse maior que a flutuação em energia durante a irradiação, que no acelerador do LAMFI é aproximadamente 3 keV. Para que os prótons incidentes não continuem produzindo reações nos demais elementos do flange, todos os alvos foram depositados sobre discos de tântalo por motivos discutidos na seção *2.2.3 Influência do suporte de tântalo na função de excitação*.

A espessura do disco de tântalo no qual o alvo está aderido deve ser suficiente para frear totalmente os prótons, portanto, maior que o alcance dos prótons nesse material, que é 0,007 mm para energia cinética de 1 MeV [4]. Para um próton de 3 MeV (limite superior da energia de prótons no LAMFI) o alcance é 0,03 mm no tântalo, assim, a espessura utilizada para o disco foi de 0,1 mm para que o disco seja de fácil manipulação.

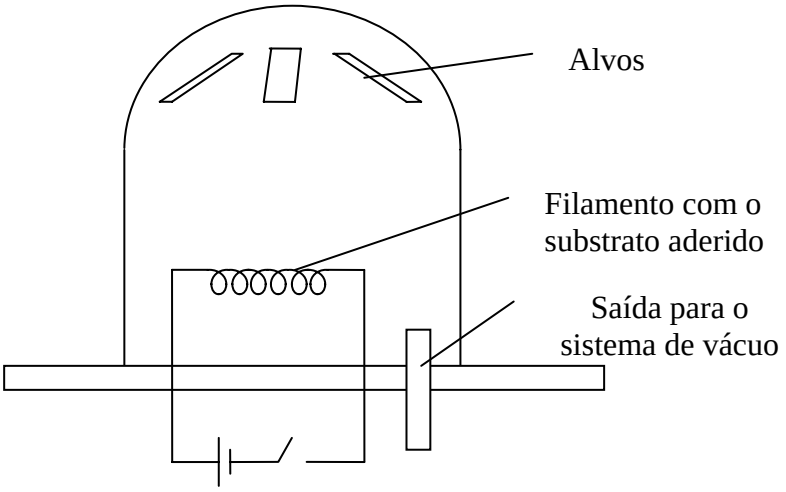
3.1.2 Evaporação

A técnica de evaporação é muito complexa, de modo que neste trabalho nos limitamos a uma descrição suficiente para a compreensão das propriedades físicas ligadas ao uso na produção dos fótons de reação. Para uma descrição mais detalhada dessa técnica veja a referência [13].

A evaporação consiste em aquecer um cadinho com o material que constituirá o alvo a temperaturas superiores à do seu ponto de ebulição para que suas moléculas formem uma atmosfera desse material e se condensem em uma base (*backing*) que, neste trabalho, é um disco de tântalo. Essa técnica é utilizada para a produção de alvos de espessura entre 1 e 1000 $\mu g/cm^2$.

A Figura 14 mostra um esquema do arranjo usado no processo de evaporação.

Figura 14: Modelo simplificado do sistema de produção de alvos através de evaporação



O material a ser evaporado é colocado em um local próprio para a evaporação, que pode ser um cadinho, ou um filamento metálico capaz de aquecer através de corrente elétrica.

As moléculas do material evaporado se combinam com o primeiro material que encontram pelo seu caminho, e então, para evitar que elas se combinem com as do ar, a evaporação é feita em uma campânula com bombas de vácuo a uma pressão da ordem de 10^{-6} torr. A corrente no cadinho é ligada apenas quando a pressão atinge o valor considerado suficientemente baixo para a produção do alvo.

O formato do cadinho ou filamento determina a distribuição angular das moléculas evaporadas. A determinação da espessura do alvo é feita através de medidas da massa de material depositada e posteriormente verificada experimentalmente por meio da medida da função de excitação.

Pela distribuição angular do material evaporado, os alvos posicionados mais próximos ao centro da campânula terão a espessura mais uniforme do que os

posicionados na periferia. Essa pequena variação na espessura não deve alterar o resultado das medidas, uma vez que é medida a função de excitação da ressonância e a perda de energia do próton no alvo é maior que a resolução em energia do feixe.

Os alvos foram feitos pela Técnica em alvos do departamento de física nuclear Wanda Gabriel Pereira Engel [14], que tem grande experiência no seu preparo.

3.1.3 Alvo de alumínio ^{27}Al

O alvo de alumínio é produzido através da técnica de evaporação. A perda de energia (*stopping power*) dos prótons de 1317 keV no alumínio é 145 $\mathrm{MeV}\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{g}$ [4], e então a espessura dos alvos deve ser de aproximadamente 40 $\mu\mathrm{g/cm}^2$ para que a perda de energia dos prótons seja maior que distribuição de energia dos prótons do feixe do LAMFI.

O ^{27}Al é o único isótopo do alumínio natural e, portanto, o material não precisou ser enriquecido.

Após ser exposta à atmosfera, a superfície de alumínio se oxida quase instantaneamente, formando uma camada de óxido de alumínio. Essa camada é muito fina e não se difunde para o restante da amostra, e, dessa forma, acaba se tornando uma camada protetora que não atrapalha as medidas porque sua espessura é da ordem de 50 Å [15].

Os alvos de alumínio foram mantidos numa dessecadeira com sílica gel.

3.1.4 Alvo de sódio ^{23}Na

Como o sódio metálico reage naturalmente com o oxigênio presente na atmosfera, seria impossível a confecção de um alvo nessa forma química. Para contornar esse problema, foi utilizado o iodeto de sódio, que é estável na atmosfera e o Iodo tem número atômico alto suficiente (Z = 53) para não ser capaz de reagir com prótons com a energia usada, o que poderia dificultar muito a análise. Esse alvo também foi produzido por evaporação. O ^{23}Na é o único isótopo do sódio natural e, portanto, o material não precisou ser enriquecido.

O *stopping power* de prótons de energia 1417 keV no NaI é 82 $\mathrm{MeV}\,\mathrm{cm}^2/\mathrm{g}$ [4], e então a espessura mais adequada para os alvos é 60 $\mu\mathrm{g/cm}^2$.

Como o iodeto de sódio é um sal higroscópico, o alvo é armazenado em uma dessecadeira com sílica gel.

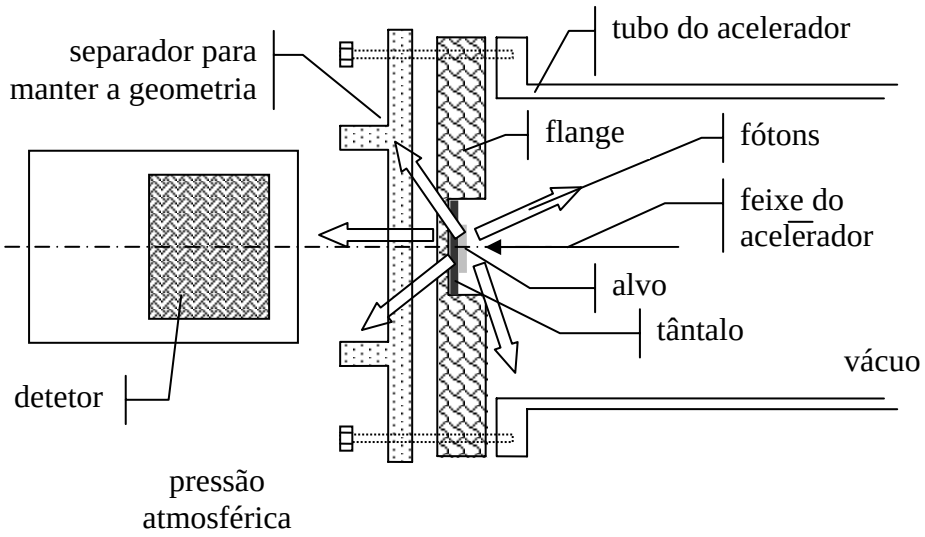
3.2 Arranjo experimental

3.2.1 Descrição geral

Neste trabalho foi medido o produto de reação (p, γ) com um detetor HPGe a fim de calcular a eficiência. As irradiações foram feitas com o alvo posicionado no

interior da câmara do acelerador de partículas. A Figura 15 ilustra o arranjo experimental. Todas as irradiações apresentadas neste trabalho foram feitas no Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI, IFUSP). A observação dos gamas provenientes da reação nuclear foi feita com o detetor de gamas CANBERRA modelo GR6024 [18], de janela de berílio e com 250 cm^3 de volume e eficiência de 60 % para fótons de 1332 keV.

Figura 15: Esquema simplificado do arranjo experimental da irradiação. A linha pontilhada indica o eixo de simetria cilíndrica. O flange é parafusado ao tubo do acelerador.



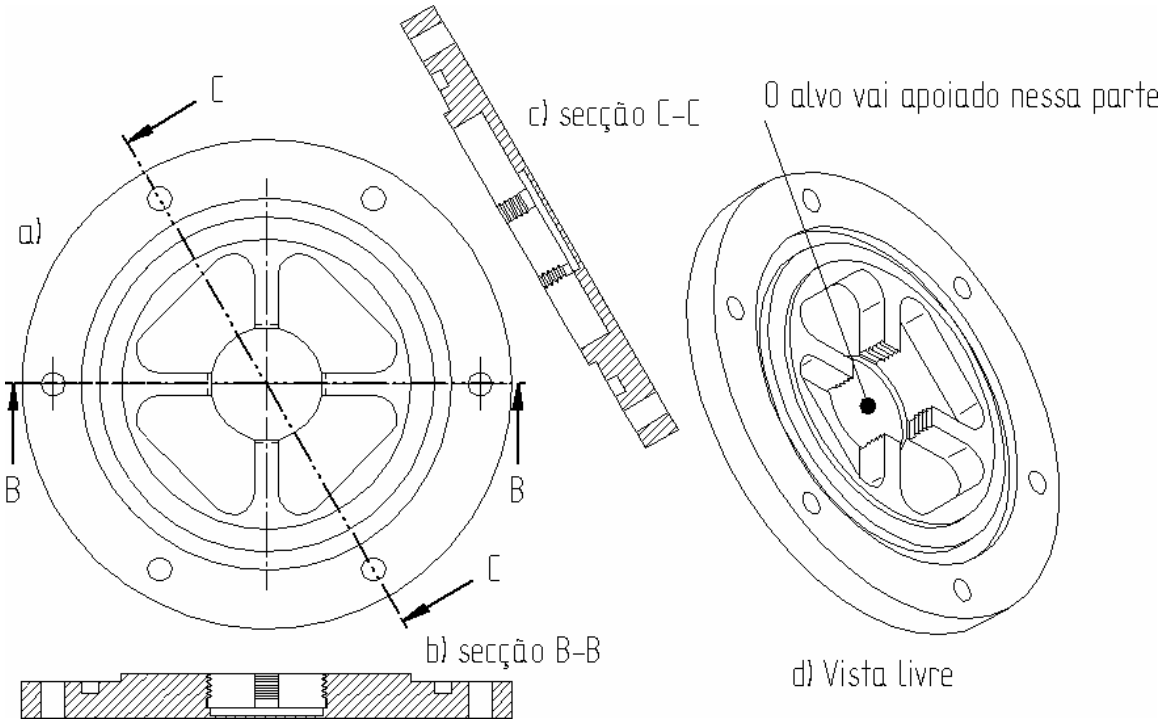
O experimento consiste em calibrar a eficiência do detetor utilizando fótons provenientes do decaimento do produto da reação entre o alvo e os prótons do feixe do acelerador.

A seguir estão descritos os procedimentos para que o alvo e o flange não se danificassem durante as medidas e que a geometria se mantivesse constante.

3.2.2 Flange de irradiação

Para a irradiação dos alvos, foi feito um flange em alumínio dural que mantém o alvo na câmara a vácuo com uma janela praticamente transparente para os fótons e que se adapta à saída do acelerador conforme os padrões do LAMFI. Esse flange mostrado na Figura 16 teve como base um desenho preliminar do aluno de iniciação científica Diego Azevedo Siviero [16], que voltou suas atenções para um flange com a menor quantidade de matéria próxima ao alvo mas que ainda não houvessem efeitos relevantes de deformação produzidos pela diferença de pressão sobre a parede, conforme será descrito nessa seção.

Figura 16: Desenho em escala do flange para irradiação de alvos no LAMFI. a) o flange visto pelo lado do acelerador, b) e c) são as secções segundo os cortes indicados e d) é a vista livre.



A liga de alumínio dural para o flange foi escolhida com base nos seguintes fatores: boa resistência mecânica, alta condutividade térmica e elétrica e baixa absorção para fótons.

A parte mais frágil dessa peça é a cavidade onde se fixa o alvo. O valor calculado para a espessura mínima que resistisse a diferença de pressão de 1 atm foi de 0,3 mm e o valor utilizado foi 1,0 mm, a mesma espessura da janela de alumínio de detetores HPGe usados em espectroscopia gama. Com essa espessura, a deformação esperada é 0,01 mm. A parede foi feita tão fina para que a absorção de fótons seja a menor possível, que em 1,0 mm de Al é de 1,6 % para fótons de 1 MeV.

O alvo e o disco de Ta ficam presos na parede do flange, como mostra a Figura 16. Conforme descrito na seção *Preparo dos alvos*, o disco de tântalo tem 0,1 mm de espessura, portanto sua absorção de fótons de 1 MeV é 1,0 % [4].

Os coeficientes de transmissão de calor do alumínio e do tântalo são 237 e 54 W/mK respectivamente [4]. Esses valores são usados na equação de transporte de calor [17]

$$\dot{Q} = kA\frac{dT}{dx} \tag{26}$$

onde $\dot{Q}$ é a taxa de transmissão de energia, k é o coeficiente de transmissão de calor, A é a área de troca de calor e $\frac{dT}{dx}$ é a diferença de temperatura por unidade de comprimento.

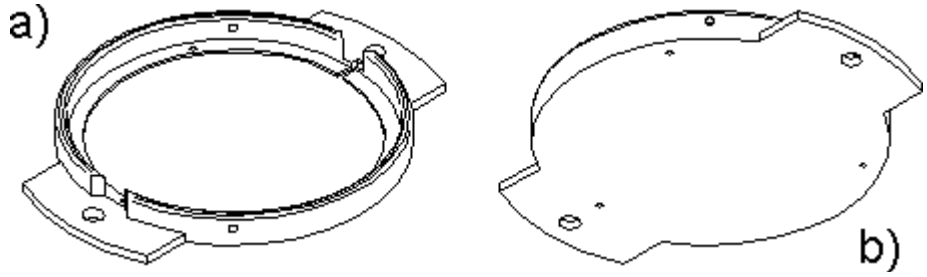
Tendo como base essa equação, supondo que o diâmetro do feixe de prótons é 5 mm, a espessura do disco de tântalo é 0,1 mm e $\dot{Q}$ = 0,3W (100 nA de corrente de prótons acelerados a 3 MeV), o valor estimado para $\Delta T = \int \frac{dT}{dx} dx$ foi 1,0ºC entre o alvo e parte mais externa do flange. Esse valor é pequeno o suficiente para que não haja problemas de aquecimento ou fusão dos alvos.

O flange é preso à câmara através de parafusos metálicos, que dão contato elétrico, evitando que o alvo e o acelerador fiquem em potenciais elétricos diferentes, o que faria com que o próton chegasse no alvo com sua energia alterada e pudesse sair da região da ressonância.

3.2.3 Posicionamento do detetor

Para que a posição do detetor se mantivesse constante em relação ao alvo, foi construído um suporte que encaixe no detetor de um dos lados e no flange de irradiação do outro. Esse suporte é de material plástico para isolar elétricamente o acelerador do sistema de deteção. O apoio no detetor é com parafusos laterais. O apoio no acelerador é feito através de dois parafusos com a mesma furação do flange. Dessa forma, dos seis furos do flange (veja Figura 16), dois serão usados para esse suporte e outros quatro para fixação no acelerador.

Figura 17: Desenho em escala do suporte para manter a geometria do detetor. a) Vista do lado que apóia o detetor e b) vista do lado que apóia no flange. Os furos laterais têm rosca para que seja preso ao detetor com parafusos e os furos na base são para respiro.



Além de permitir que o detetor mantenha a posição mesmo em irradiações depois que o arranjo tenha sido montado novamente, esta peça deixa o sistema na geometria de maior eficiência, pois o detetor fica separado do alvo apenas pelas espessuras do flange e do apoio, da ordem de poucos milímetros.

3.3 Aspectos experimentais da função de excitação

Nos gráficos da função de excitação, o valor da ordenada é o número de contagens apenas na região de um pico que seja característico e que tenha grande probabilidade de transição, somados as áreas dos picos de escape simples e duplo. Levando em consideração que a corrente no acelerador pode variar quando é iniciada uma nova irradiação, para que os valores entre as diferentes irradiações possam ser comparados, o número de contagens na região de interesse foi dividido pelo número de contagens do pico de excitação Coulombiana do tântalo. Porém, embora essa forma de calcular induz um comportamento sistemático de redução dos

valores da função de excitação com o aumento da energia por motivos que já foram mencionados na seção *2.2.3 Influência do suporte de tântalo na função de excitação*, essa normalização foi feita porque cada vez que era alterada a energia do feixe para obter um ponto da função de excitação eram feitos ajustes no acelerador que alteravam a corrente do feixe.

3.4 Medida com fonte calibrada de ^{60}Co

Foi medido um espectro de uma fonte calibrada de ^{60}Co com atividade de 833 Bq durante 30 minutos para se determinar a eficiência absoluta. Esse espectro foi obtido com o mesmo arranjo usado nas irradiações, com o detetor encostado no acelerador e a fonte encapsulada apoiada em um disco de tântalo da mesma espessura que o disco que suporta o alvo.

4 Resultados e análise

Nesta seção são apresentados os métodos usados e os resultados obtidos nas medidas das funções de excitação das ressonâncias para se determinar a energia do feixe de prótons, na análise da largura e energia para se identificar completamente os picos, nas simulações e sua comparação com o experimento, na razão entre área total do espectro por área de pico, na razão entre as áreas dos picos e escapes e na análise da eficiência.

Para simplificar a notação, as ressonâncias serão citadas como “alvo – energia do próton”. Por exemplo, a ressonância da reação Al(p, γ) com prótons de energia 992 keV será representada por Al-992.

4.1 Resultados das funções de excitação

A integral da corrente em função do tempo não foi medida diretamente, porém seu valor foi estimado através do decaimento da excitação Coulombiana do tântalo (E = 136 keV) [1].

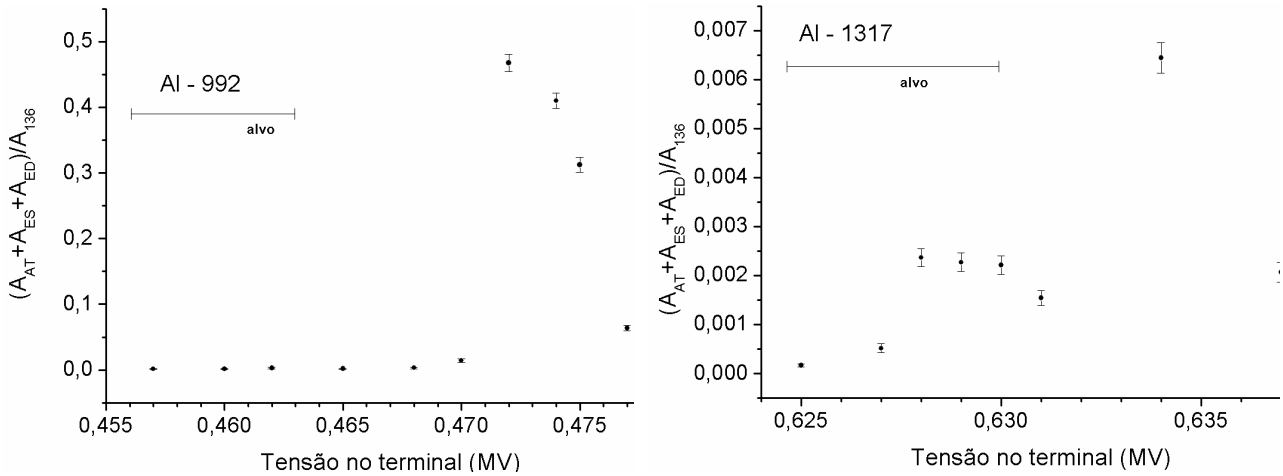
As figuras de 18 a 20 apresentam as funções de excitação das ressonâncias observadas. No eixo das abscissas está colocado o valor nominal da tensão no terminal do acelerador e esse valor está ligeiramente descalibrado. As medidas de tensão no terminal podem ter a energia reproduzida com 2 kV de precisão, o que

determina o passo em energia da função de excitação. No eixo das ordenadas está graficada a razão entre o número de contagens na região do espectro referente ao pico, somado ao escape simples e duplo, e o número de contagens no pico de excitação Coulombiana no tântalo, como já discutido em *2.2.3 Influência do suporte de tântalo*.

A função de excitação tem como objetivo conferir se a energia de prótons está escolhida de forma adequada para se observar as ressonâncias.

No levantamento da função do Al-992 foram observados vários espectros com energia de próton menor que a ressonância porque a calibração de energia de próton do acelerador de partículas estava superestimando a energia real do feixe. Esse efeito não aparece nas demais funções de excitação, porque as medidas deste trabalho foram usadas para recalibrar em energia o feixe do acelerador para prótons, facilitando o levantamento das demais funções de excitação.

Figura 18: Funções de excitação das ressonâncias Al-992 e Al-1317. Na função de excitação da ressonância Al-1317 foi observada a presença de uma ressonância próxima. A perda de energia do próton no alvo, indicada na figura, era de 11 keV (essa indicação não se refere à energia da ressonância).



O espectro da ressonância Na-1020 não foi observado porque essa ressonância tem uma intensidade muito baixa. O parâmetro medido na função de excitação (Figura 19) foi a soma das contagens em toda a região contínua ente os três picos (absorção total, escape simples e escape duplo) da transição de 11,3 MeV, portanto entre 10,2 e 11,3 MeV, porque os picos não se formaram claramente.

Figura 19: Função de excitação das ressonâncias da reação Na-1020. O espectro desta ressonância não foi medido. A perda de energia do próton no alvo, indicada na figura, era de 18 keV (essa indicação não se refere à energia da ressonância).

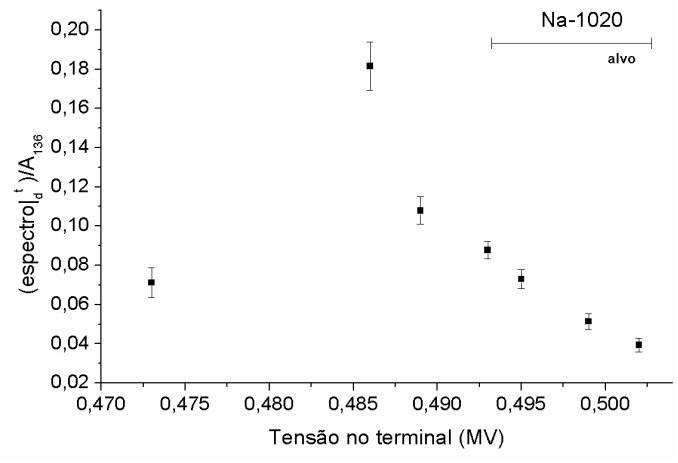
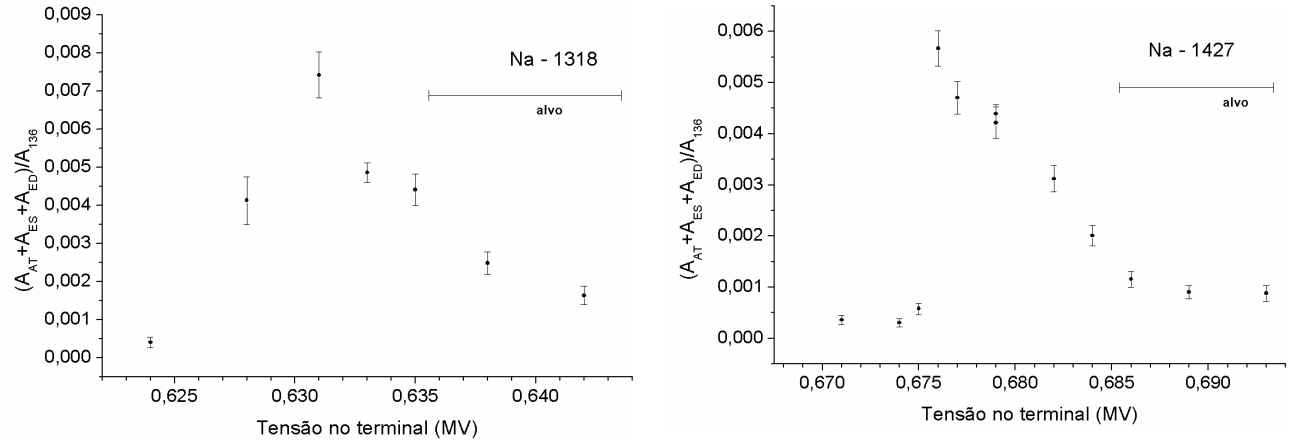


Figura 20: Função de excitação das ressonâncias Na-1318 e Na-1427. A perda de energia do próton no alvo, indicada na figura, era de 15 keV (essa indicação não se refere à energia da ressonância).



Após ser feita a função de excitação, foram obtidos espectros provenientes das ressonâncias. Essas ressonâncias foram usadas porque têm transições na faixa de 1 a 12 MeV e dados sobre seu esquema de decaimento na literatura. A Tabela 1 apresenta o tempo de medida e a estimativa da corrente de prótons para cada ressonância.

Tabela 1: Ressonâncias observadas ordenadas pelo elemento.

Elemento	Alvo	Espessura do alvo ($\mu g/cm^3$)	Perda de energia no alvo (keV)	Energia do próton (keV)	corrente estimada (nA)	tempo de medida (h)
^{27}Al	Al	71	13	992	30	3,0
			10	1317	60	4,5
^{23}Na	NaI	175	15	1318	50	5,5
			14	1427	100	6,5

As figuras de 21 a 24 apresentam os espectros gama das ressonâncias Al-992, Al-1317, Na-1318 e Na-1427, nessa ordem. No eixo da ordenada está graficada a densidade de contagens por energia (calculada como o número de contagens dividido pela largura do canal em keV). A escala é logarítmica na região aonde existem picos de fundo de radioatividade ambiente, até 2,7 MeV, e linear entre 2,7 e 14 MeV, na qual todos os picos vêm das reações com prótons. As principais transições estão identificadas por meio da energia da transição seguida das energias dos níveis inicial e final, em keV. O índice ‘x’ é referente ao estado ressonante e os esquemas de níveis estão apresentados no apêndice A.

Figura 21: Espectro da ressonância Al-992 e identificação dos principais picos provenientes do decaimento do estado ressonante por meio de energia da transição seguida das energias dos níveis inicial e final, em keV. Escala explicada no texto.

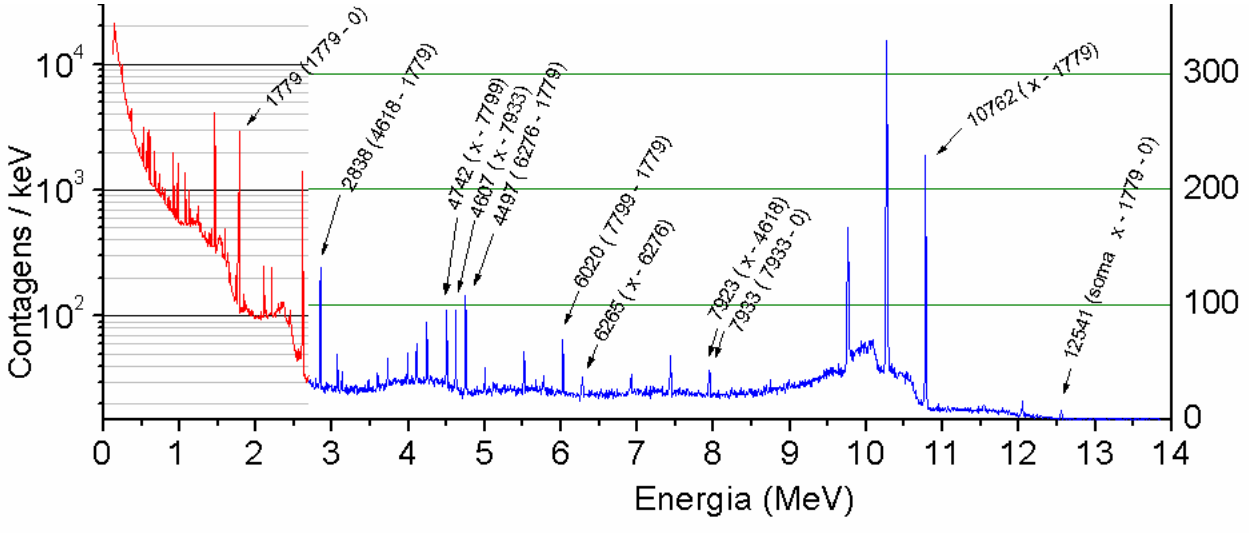


Figura 22: Mesmo que figura 21, mas para ressonância Al 1317.

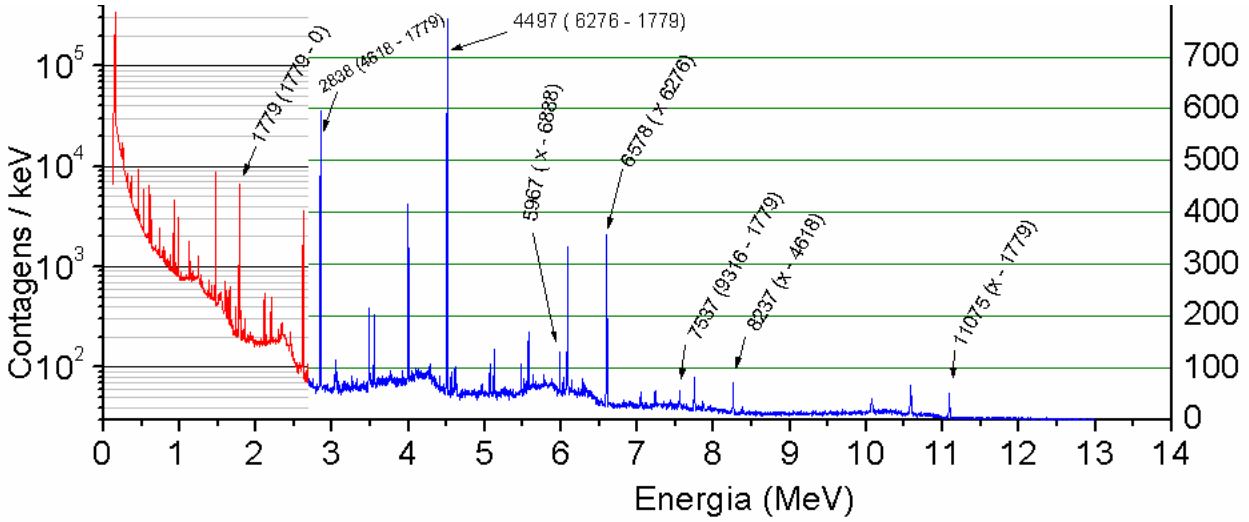


Figura 23: Mesmo que figura 21, mas para ressonância Na-1318.

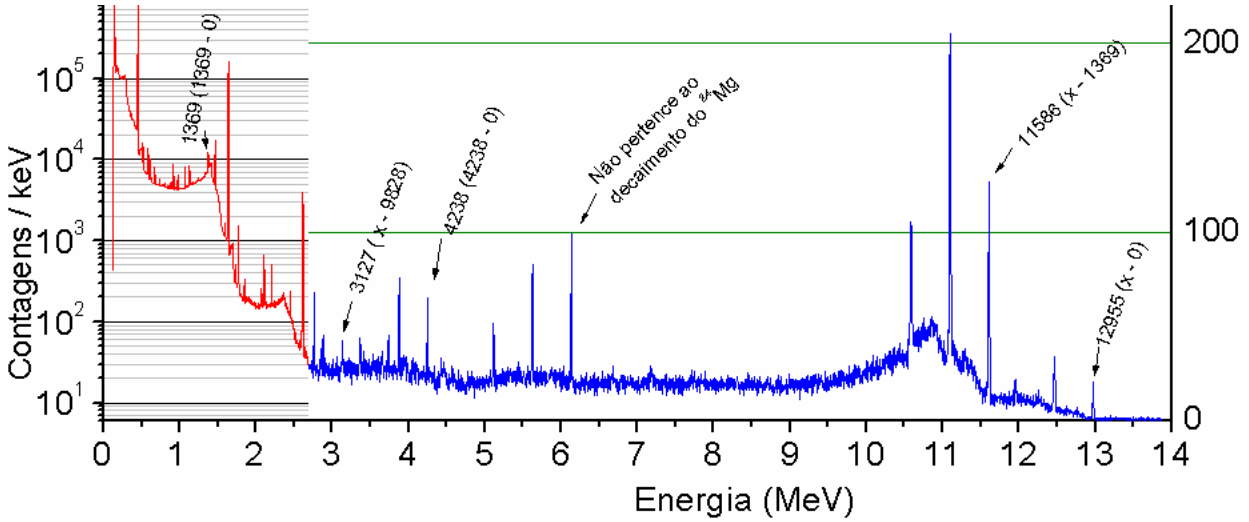
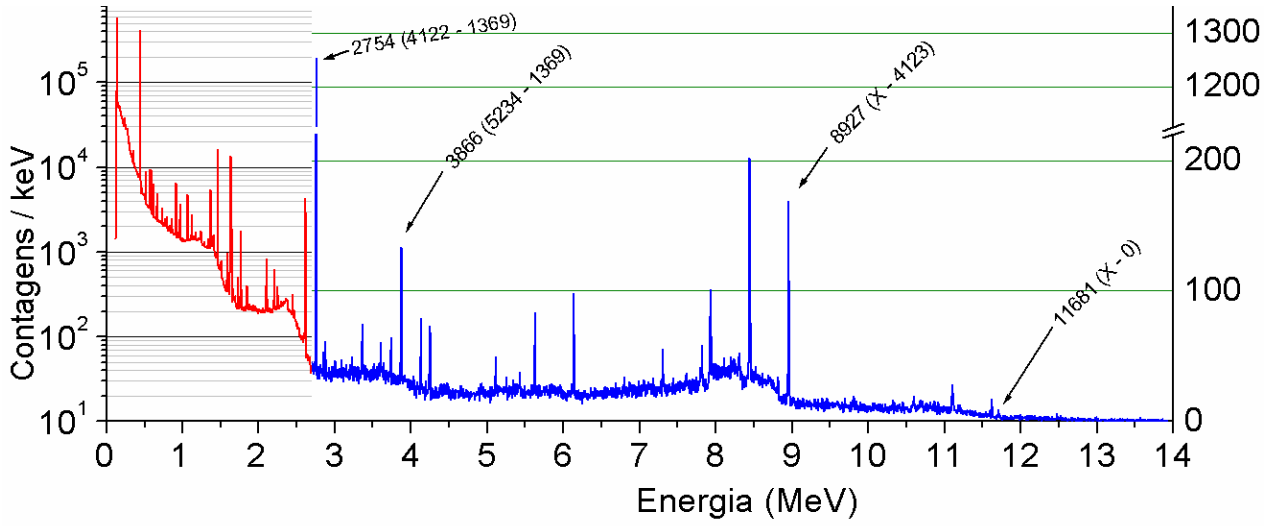


Figura 24: Mesmo que figura 21, mas para ressonância Na-1427.



4.2 Análise do espectro

A largura e a posição dos picos no espectro foram obtidas através do ajuste de uma gaussiana e função degrau, usando o programa Idefix [19] e a interface IDF from Windows [20]. A largura foi obtida através do parâmetro largura a meia altura, *L*.

As áreas obtidas experimentalmente foram calculadas através do cálculo da área à mão. Esse procedimento foi adotado porque o ajuste de uma gaussiana não é um bom estimador para a área de picos deformados por motivo da distribuição angular e de velocidades do produto da reação dos fótons emitidos, como discutido na seção *Emissor em movimento*.

A área à mão foi calculada somando as contagens na região do pico e subtraindo o número de contagens devido às regiões à esquerda e à direita do pico com igual peso.

$$A_{mão} = C_{pico} - \frac{q_{pico}}{2}\left(\frac{C_{esquerda}}{q_{esquerda}} + \frac{C_{direita}}{q_{direita}}\right) \tag{27}$$

onde C é o número de contagens na região e q é o número de canais na região.

As figuras 25 e 26 apresentam os picos de energia 4,497 e 5,109 MeV, respectivamente, obtidos da referência [21] e a comparação com os dados com o espectro da ressonância Al-1317, com o ajuste de uma gaussiana. Nota-se visualmente nessas figuras que o ajuste da gaussiana não representa bem a área do pico, porém pode ser usada para estimar a largura e posição.

Figura 25: Transição do estado de energia 6,276 para 1779 MeV (Eγ = 4,497 MeV) da ressonância Al-1317. (a) espectro obtido da referência [21] e em (b) espectro observado e uma gaussiana ajustada

(a) (b)

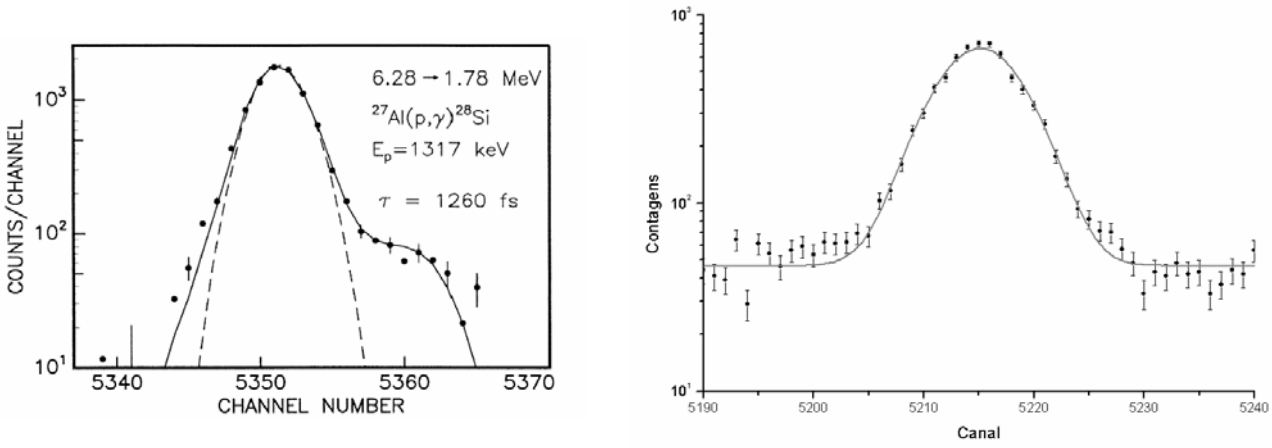
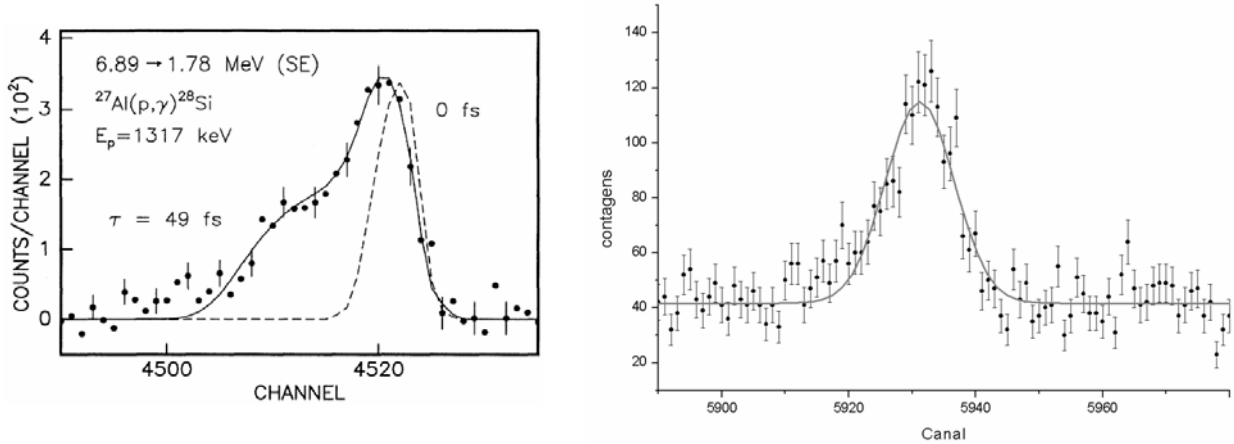


Figura 26: Transição do estado de energia 6,888 para 1779 MeV (Eγ = 5,109 MeV) da ressonância Al-1317. (a) espectro obtido da referência [21] e em (b) espectro observado e uma gaussiana ajustada

(a) (b)



Os picos dos espectros apresentados neste trabalho apresentam maior dispersão em energia que os picos equivalentes obtidos da referência [21]. Isso é porque neste trabalho o detetor foi colocado próximo ao alvo, fezendo com que aumentasse o efeito de distribuição angular dos fótons detetados, como discutido na seção *2.3.3 Emissor em movimento*.

4.3 Comportamento da largura

As larguras dos picos observados no espectro são produto de vários efeitos diferentes. Nesta seção são apresentadas as contribuições isoladas dos efeitos mais importantes, que são o alargamento intrínseco ao detetor, variação devido a distribuição angular dos fótons emitidos pelo núcleo em movimento, variação da velocidade do núcleo e largura intrínseca do estado, como descrito na seção *Teoria*.

A largura intrínseca ao detetor para as transições de alta energia foi obtida através da extrapolação usando a função do ajuste de largura para os picos de fundo radioativo mostrados na Tabela 2 [22], presentes nos espectros observados.

Para cada espectro foi feito um ajuste, pois os efeitos de alargamento intrínseco, como ruído eletrônico, por exemplo, podem ser diferentes nos diferentes dias em que as medidas foram feitas. Os resultados estão apresentados na Tabela 3.

Tabela 2: Energias dos gamas do fundo radioativo [22] escolhidas para a calibração.

Energia (keV)	Núcleo de origem
352,0	^{214}Pb
583,2	^{208}Tl
609,3	^{214}Bi
911,2	^{228}Ac
1460,8	^{40}K
1764,7	^{214}Bi
1847,4	^{214}Bi
2204,1	^{214}Bi
2614,6	^{208}Tl

Tabela 3: Resultado do ajuste de uma reta sobre o quadrado da largura a meia altura L em função da energia apenas para picos de radiação de fundo. $L^2 = linear + angular \cdot E$, *E* é a energia do pico.

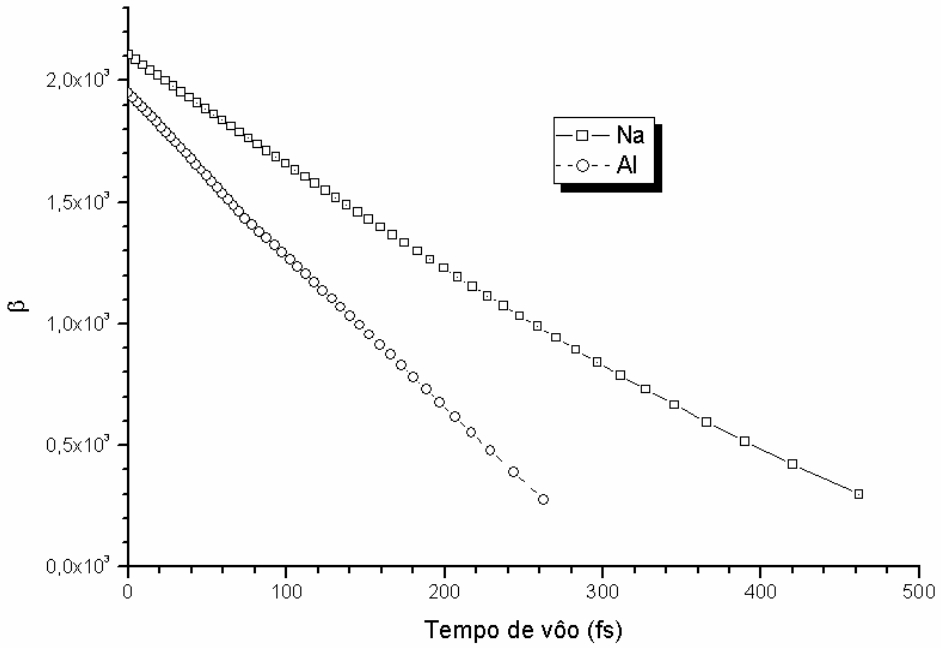
Ressonância	χ^2_{red}	linear (keV^2)	angular (keV)
Al-992	0,50	2,29(21)	0,00716(22)
Al-1317	0,53	3,22(19)	0,00532(20)
Na-1318	1,1	3,85(33)	0,00704(23)
Na-1427	1,3	3,82(16)	0,00659(16)

O alargamento devido a distribuição angular dos fótons foi calculado através da expressão (24) da seção *Teoria*.

O alargamento devido a distribuição de velocidades foi estimado com base no gráfico de velocidade do núcleo contra o tempo, Figura 27, que foi construído a

partir de dados de perda de energia (*stopping power*) dE/dx em função da energia [23] para o produto da reação se deslocando em um meio do mesmo material do alvo. O cálculo da velocidade do produto da reação em função do tempo foi feito numericamente supondo aceleração constante entre cada ponto[e]. O alargamento foi estimado numericamente como a variação relativa de velocidade do núcleo ao decorrer uma meia vida do estado excitado.

Figura 27: Perda de velocidade do núcleo que se desloca no alvo. Os símbolos quadrados (Na) representam um núcleo de ^{24}Mg se deslocando em um meio de NaI, e os circulares (Al), um núcleo de ^{28}Si em Al [23].



Como cada um dos efeitos acima contribui de forma estatisticamente independente, a largura total esperada é a soma quadrática dessas contribuições $L_{total}^2 = L_{\text{detetor}}^2 + L_{\Delta\theta}^2 + L_{\Delta\beta}^2$. As tabelas de 4 até 7 apresentam , para as reações observadas, os valores de cada um dos efeitos separadamente L_{detetor}, $L_{\Delta\theta}$ e $L_{\Delta\beta}$, bem

[e] $a = -\frac{1}{m}\frac{dE}{dx}$; $\Delta v = \frac{\Delta E}{mv}$, ΔE a diferença de energia entre os dados, que era 0,001 MeV; $\Delta t = \frac{\Delta v}{a}$

como sua soma quadrática, L_{total}, para ser comparada com a largura experimental observada $L_{ajustado}$.

Tabela 4: Tabela comparativa das contribuições à largura da linha e valores ajustados experimentalmente para a ressonância Al-992. Todos os valores estão em keV.

Energia	$L_{ajustado}$	L_{total}	L_{detetor}	$L_{\Delta\theta}$	$L_{\Delta\beta}$
1523	3,8(3)	4,6	3,63	0,3	2,8
1779	4,62(2)	6,7	3,88	0,0	5,5
2838	7,35(23)	5,0	4,76	1,0	1,3
3062	6,2(7)	5,1	4,92	1,3	0,0
3124	10,2(19)	5,1	4,97	1,3	0,0
4497	9,3(6)	15,1	5,87	0,0	13,9
ES	11,6(14)	15,0	5,55	0,0	13,9
ED	7,8(17)	14,8	5,21	0,0	13,9
4607	9,7(6)	6,2	5,94	1,9	0,0
ES	12,5(12)	5,9	5,63	1,9	0,0
ED	7,2(13)	5,6	5,29	1,9	0,0
4742	8,8(3)	6,3	6,02	2,0	0,0
ES	8,9(6)	6,0	5,71	2,0	0,0
ED	13,1(17)	5,7	5,38	2,0	0,0
6020	12,4(9)	13,1	6,74	1,0	11,2
ES	14,9(12)	12,9	6,46	1,0	11,2
ED	10,2(13)	12,8	6,17	1,0	11,2
6265	10,7(16)	7,3	6,87	2,6	0,0
ES	11,5(22)	7,1	6,60	2,6	0,0
ED	19(9)	6,8	6,31	2,6	0,0
7923	12,7(15)	8,4	7,68	3,2	0,8
7933	12,7(15)	8,4	7,69	3,2	0,8
ED (7923)	17(3)	7,9	7,19	3,2	0,8
ED (7933)	17(3)	7,9	7,19	3,2	0,8
10762	16,1(3)	10,0	8,91	4,5	0,0
ES	18,4(3)	9,8	8,70	4,5	0,0
ED	22,0(7)	9,6	8,49	4,5	0,0
12541	13,8(16)	10,9	9,60	5,2	0,0
ES	18,7(17)	10,8	9,40	5,2	0,0
ED	19,5(5)	10,6	9,21	5,2	0,0

Tabela 5: Tabela comparativa das contribuições à largura da linha e valores ajustados experimentalmente para a ressonância Al-1317. Todos os valores estão em keV.

Energia	$L_{ajustado}$	L_{total}	$L_{detetor}$	$L_{\Delta\theta}$	$L_{\Delta\beta}$
1352	5,1(9)	3,3	3,23	0,53	0,22
1523	4,4(7)	3,4	3,37	0,61	0,14
1659	5,21(21)	6,2	3,47	0,00	5,13
1779	4,35(3)	6,6	3,56	0,00	5,50
2186	4,6(3)	4,0	3,86	0,91	0,00
2838	8,25(14)	4,6	4,28	1,01	1,29
3040	4,9(5)	4,6	4,41	1,25	0,06
3252	5,8(13)	4,7	4,53	1,35	0,00
3538	7,8(4)	4,9	4,70	1,47	0,00
3909	6,5(15)	5,2	4,91	1,62	0,00
4266	5,6(13)	5,4	5,10	1,77	0,00
4392	4,1(11)	5,5	5,16	1,82	0,00
4497	9,18(13)	14,8	5,21	0,00	13,9
ES	9,24(21)	14,8	4,94	0,00	13,9
ED	8,8(4)	14,7	4,66	0,00	13,9
5055	9,1(7)	5,9	5,49	2,10	0,00
ES	11,1(13)	5,6	5,24	2,10	0,00
ED	14(5)	5,4	4,97	2,10	0,00
5967	11,2(7)	6,4	5,92	2,48	0,00
ES	10,4(9)	6,2	5,68	2,48	0,00
ED	15(4)	6,0	5,44	2,48	0,00
6020	7,6(12)	12,7	5,94	1,00	11,2
ES	11,3(21)	12,6	5,70	1,00	11,2
ED	11,6(12)	12,5	5,46	1,00	11,2
6578	11,97(22)	6,8	6,19	2,73	0,00
ES	13,2(3)	6,6	5,96	2,73	0,00
ED	13,9(6)	6,3	5,73	2,73	0,00
7537	12,2(16)	7,3	6,59	3,11	0,16
ES	15,8(20)	7,1	6,38	3,11	0,16
ED	16(5)	6,9	6,16	3,11	0,16
8237	13,3(7)	7,7	6,86	3,42	0,00
ES	16,0(8)	7,5	6,66	3,42	0,00
ED	18,2(19)	7,3	6,46	3,42	0,00
11075	16,5(8)	9,1	7,89	4,60	0,00
ES	21,7(9)	9,0	7,72	4,60	0,00
ED	19,9(17)	8,8	7,54	4,60	0,00

Nas ressonâncias do sódio a largura do estado ressonante é significativa, dessa forma, as transições que provêm diretamente do estado ressonante são alargadas pelo termo $L_{nível}$.

Tabela 6: Tabela comparativa das contribuições à largura da linha e valores ajustados experimentalmente para a ressonância Na-1318. Todos os valores estão em keV.

Energia	$L_{ajustado}$	L_{total}	L_{detetor}	$L_{\Delta\theta}$	$L_{\Delta\beta}$	$L_{nível}$
3127	11,5(19)	7,3	5,09	1,75	0,00	5
4238	10,1(8)	6,4	5,80	2,14	1,73	
ES	10,2(17)	6,1	5,49	2,14	1,73	
ED	15(6)	5,8	5,15	2,14	1,73	
11586	20,3(5)	12,3	9,24	6,47	0,00	5
ES	22,3(5)	12,2	9,05	6,47	0,00	5
ED	24,3(12)	12,0	8,84	6,47	0,00	5
12955	17,4(11)	13,1	9,75	7,24	0,00	5
ES	25,3(15)	13,0	9,56	7,24	0,00	5
ED	23(4)	12,9	9,37	7,24	0,00	5

Na ressonância Na-1427, o feixe tinha energia suficiente para excitar o próximo estado de decaimento, portanto, as transições observadas neste espectro podem ser de uma ressonância, da outra, ou uma mistura das duas no caso das transições dos níveis de energia mais baixa. Porém, a razão entre as áreas dos picos das transições provenientes do estado ressonante deve se manter inalterada pela presença das demais linhas no espectro.

Tabela 7: Tabela comparativa das contribuições à largura da linha e valores ajustados experimentalmente para a ressonância Na-1427. Os resultados apresentados são referentes apenas às transições dessa ressonância, porém o espectro apresenta transições de alguma ressonância próxima, observada devido à espessura do alvo. Todos os valores estão em keV.

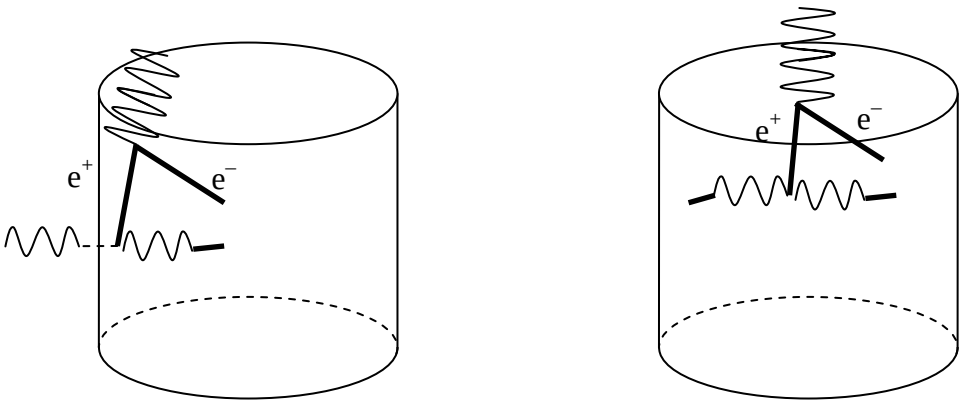
Energia	$L_{ajustado}$	L_{total}	L_{detetor}	$L_{\Delta\theta}$	$L_{\Delta\beta}$	$L_{nível}$
1833*	4,3(3)	4,1	3,99	1,07	0	5
2754	7,40(7)	5,0	4,69	1,44	1,17	
3592*	8,1(16)	5,6	5,25	2,09	0	5
3866	10,0(5)	6,2	5,41	1,93	2,38	
ES	10,8(11)	5,5	5,09	1,93	2,38	
ED	10,8(16)	5,0	4,75	1,93	2,38	
8927*	14,5(4)	9,5	7,92	5,19	0	5
ES	16,2(4)	9,1	7,7	5,19	0	5
ED	20,4(10)	8,8	7,48	5,19	0	5
11681*	12,4(24)	11,3	8,99	6,79	0	5
ES	34(10)	10,9	8,8	6,79	0	5
ED	27(?)	10,6	8,6	6,79	0	5

* Transições provenientes diretamente do decaimento do estado ressonante, que podem ser usadas no ajuste de eficiência. As demais observadas podem provir de ambas ressonâncias observadas

Os valores experimentais das larguras dos picos estão geralmente maiores do que os valores esperados.

As larguras dos picos de escapes simples e duplos apresentam valores sistematicamente maiores que a largura do pico de absorção total de energia. Essa diferença indica que as regiões típicas de interação dos fótons com o detetor são diferentes para esses picos. Esse efeito pode ser explicado pelo fato de que os picos de escape devem provir de interações de fótons em pontos mais próximos à superfície do cristal, portanto em ângulos maiores, uma vez que o caminho a ser percorrido pelo fóton de aniquilação é menor nessa situação. A Figura 28 mostra uma comparação entre os caminhos percorridos pelos fótons de aniquilação em geometrias diferentes. Esse efeito faz com que a diferença de energia entre os picos e escapes seja menor do que a massa de repouso de elétron porque os fótons que interagem próximo à periferia do detetor são os que incidem em um ângulo maior, e, portanto, têm um desvio Doppler menor, eq (18).

Figura 28: Exemplo de interações em pontos diferentes do detetor. Nas interações mais próximas à superfície é mais provável que ocorram escapes.



4.4 Calibração de energia

A calibração de energia em função do canal foi feita através do ajuste de um polinômio de grau 3 sobre os dados dos picos de fundo radioativo natural (Tabela 2) e das transições do esquema de níveis do decaimento das ressonâncias observadas (tabelas de 4 a 7).

As energias dos gamas foram calculadas a partir das diferenças de energia entre os estados da transição, que é o valor encontrado na literatura [21, 24, 25], corrigidas por efeito Doppler para a velocidade do alvo após decorrer uma meia-vida e pela energia de recuo na emissão do gama, como já discutido na seção *Teoria.* Para a calibração de energia foi usada apenas a posição do pico de absorção total de energia.

A Tabela 2 mostra as transições do fundo natural escolhidas. A calibração de energia com o conversor analógico-digital usado apresenta irregularidades [26] que não foram modeladas. Por esse motivo, as estimativas das incertezas nas energias

dos picos de fundo foi 0,5 keV e para as posições dos picos da transição $\sqrt{(\Delta E \cdot 0{,}1)^2 + (1\,keV)^2}$, ΔE variação de energia por efeito Doppler.

Só foram considerados os picos do fundo radioativo que mantivessem a mesma razão entre as áreas em todos os espectros, com o intuito de evitar aceitar picos deformados por um pico ou borda Compton de gamas da reação. Os parâmetros ajustados estão apresentados na Tabela 8.

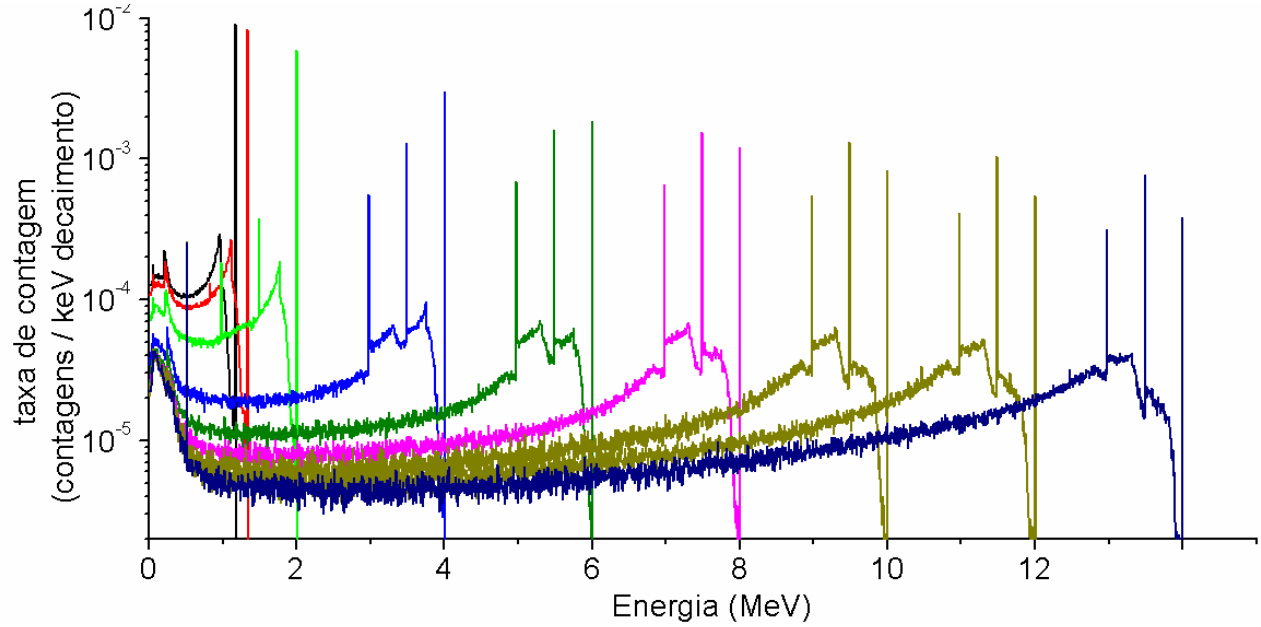
Tabela 8: Resultados das calibrações de energia em função do canal, q, para os espectros das ressonâncias. A função ajustada foi um polinômio de grau 3.

Ressonância	χ^2_{red}	linear (keV)	angular $\left(\frac{\text{keV}}{\text{canal}}\right)$	quadrático $\left(\times 10^{-7}\,\frac{\text{keV}}{\text{canal}^2}\right)$	cúbico $\left(\times 10^{-11}\,\frac{\text{keV}}{\text{canal}^3}\right)$
Al-992	0,48	4,19(41)	0,86386(36)	-4,5(8)	2,1(4)
Al-1317	1,44	4,85(46)	0,86434(51)	-6,6(12)	3,4(7)
Na-1318	0,49	4,00(49)	0,86543(59)	-6,6(18)	3,2(10)
Na-1427	0,83	4,54(48)	0,86496(55)	-6,0(16)	3,1(10)

4.5 Simulação pelo MCNP

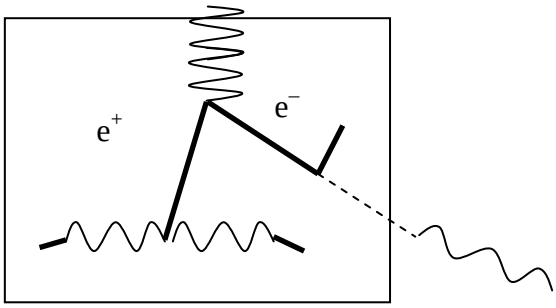
Foram simulados espectros para fótons de energia igual a 1,173; 1,332; 2; 4; 6; 8; 10; 10,762; 12 e 14 MeV, e a partir deles foram obtidas informações sobre eficiência, razão entre as áreas dos picos e razão da área total do espectro pela área do pico de absorção total de energia.

Figura 29: Espectros monocromáticos com transição de 1,173; 1,332; 2; 4; 6; 8; 10; 12; e 14 MeV simulados pelo MCNP. Na ordenada está a eficiência absoluta para uma região do espectro.



Nos espectros simulados, mostrados na Figura 29, observa-se uma estrutura contínua que parece originada por espalhamento, tanto no cristal quanto na vizinhança. A estrutura tem maior número de contagens em energias próximas à do pico, dando evidência de que quando alguns elétrons que estão depositando energia no cristal do detetor emitem radiação por *bremsstrahlung* o fóton emitido escapa, como ilustra a Figura 30.

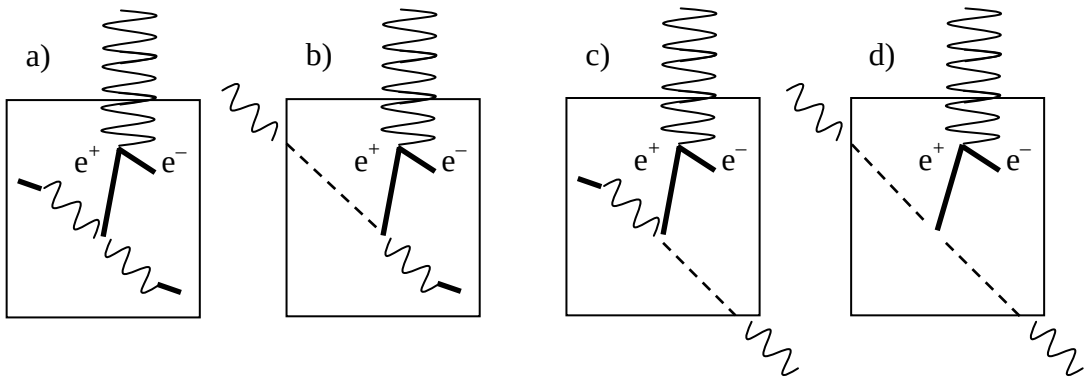
Figura 30: Descrição da deteção de um gama com perda de um fóton através da emissão por *bremsstrahlung*.



Pode-se observar também uma região com maior densidade de contagens na região entre os picos de AT, ES e ED como ilustra a Figura 4 (página 11). Essa

estrutura é devido ao escape por espalhamento Compton do fóton de aniquilação formado dentro do detetor e tem maior quantidade de eventos para energias menores que a do pico de escape simples do que para energias maiores. Isso acontece porque para energias menores que ES existem duas configurações de distribuição de energia possíveis que permitem o escape do fóton de aniquilação, uma vez que para energia menores que ES existem dois fótons capazes de escapar, enquanto para energias maiores apenas uma. A Figura 31 ilustra as possibilidades das interações que formam os picos de deteção. Ao sair do detetor, o fóton de aniquilação pode sofrer espalhamento Compton e depositar parte da energia, formando essa estrutura contínua.

Figura 31: Diagramas de absorção de energia para fótons que produziram pares no detetor. Em a) ocorreu absorção total da energia, em b) e c) escape simples e em d) escape duplo.



4.6 Razão entre a área total do espectro e a área do pico AT

A eficiência total, usada na correção de efeito soma, é difícil de ser medida diretamente, pois depende de eventos espalhados ao longo de todo o espectro.

Como todos os picos de um espectro apresentam eventos na região contínua, a medida direta dessa razão se torna inviável. A razão entre a área total do espectro e a área do pico tp é uma informação interessante pois transforma a eficiência de pico, que pode ser medida de forma direta, em eficiência total através de $\varepsilon_T(E) = \varepsilon(E) \cdot tp(E)$.

Como é inviável se obter um espectro monocromático de um gama com energia acima de 3 MeV, o valor de tp não pode ser obtido experimentalmente. Assim, ele foi obtido por simulação, que foi validada através do confronto com uma medida. A fonte escolhida para fazer essa comparação foi a de ^{60}Co, porque essa é uma fonte padrão e apresenta duas transições com energias da ordem de 1 MeV.

O efeito soma é bastante favorecido com o detetor próximo à fonte, fazendo com que parte das contagens que cairiam em um dos picos seja deslocada para a região contínua do espectro.

A área do espectro a ser considerada deve ser apenas a devida aos fótons emitidos pela fonte. Por esse motivo, foi subtraído um espectro de fundo radioativo com o mesmo tempo de contagem obtido no mesmo arranjo usado para o ^{60}Co, uma vez que o espectro do fundo natural é fortemente dependente dos elementos próximos ao detetor que possam absorver ou espalhar os fótons.

A área total do espectro deve ser corrigida também por causa da discriminação inferior feita pelo conversor analógico digital (detalhes na seção B-7). A correção feita foi somar o número de eventos que seriam detetados se a região

discriminada tivesse a mesma densidade de contagens que o início efetivo do espectro, de 140 keV a 800 keV.

Um valor preliminar de tp pode ser obtido através da aproximação $tp_1 = tp_2$ na equação da área total em (12).

$$0 = A_{12}tp^2 + tp\left[A_1 + A_2\right] - \left[total - 2A_{12}\right] \tag{28}$$

A equação (28) é uma equação de segundo grau em tp com uma raiz positiva e outra negativa, que não foi usada.

Tabela 9: Comparação entre os valores de tp e eficiência simulados em comparação com os medidos.

Grandeza	Medida experimental	Valor simulado
$tp_1 = tp_2$	5,10(7)	--
tp_1	4,92(6)	4,189(13)
tp_2	5,30(6)	4,461(15)
ε_1	0,04422(13)	0,04546(12)
ε_2	0,04019(13)	0,04131(12)

O resultado do sistema não linear usando a equação (12) e os dados do espectro de uma fonte de ^{60}Co calibrada e sua comparação com a simulação estão apresentados na Tabela 9. Embora a eficiência de pico simulada seja muito próxima da experimental, o mesmo não ocorre com a razão *tp*. Assim, foi verificado se o mesmo efeito se repete em energias mais elevadas. Para essa comparação, foi usado parte do espectro de Al-992.

Os fatores tp simulado e experimental foram comparados para a regiões do espectro que iniciam em 8,0; 8,5; 9,0 e 9,5 MeV e terminam após o pico de

10,762 MeV, porque nesse espectro, para a região acima de 8 MeV existe apenas a transição com energia 10,762 MeV. Segundo o esquema de níveis [21, 24, 25, 27, 28], essa transição soma com eventos da transição de energia 1,779 MeV, por esse motivo, tanto a área do pico AT da transição 10,762 MeV quanto a região contínua devem ser corrigidas. O uso de regiões menores do espectro foi feito com o intuito de minimizar o efeito que eventualmente algum pico de intensidade baixa teria sobre o cálculo de *tp*. A Tabela 10 apresenta os valores calculados de tp corrigindo o efeito soma, onde se nota uma diferença significativa entre o experimento e a simulação. Para corrigir o tp foi usado um modelo que os eventos fora do pico (C) da simulação devem ser multiplicados por um fator *mc* (multiplicador Compton), calculado como

$$tp' = \frac{mc \cdot C + A_{AT}}{A_{AT}} . \tag{29}$$

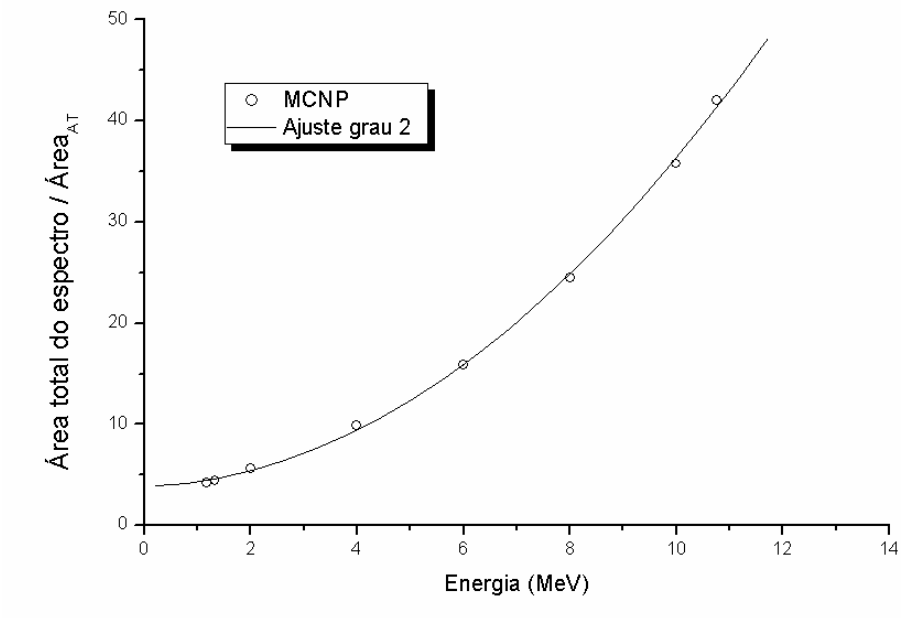
Tabela 10: Comparação entre o valor de tp simulado e experimental e a correção *mc* para intervalos diferentes.

Limite inferior do intervalo (MeV)	*tp* simulado	*tp* experimental	*mc*
0	42,0(4)	--	--
8,0	22,87(22)	25,1(5)	1,101(24)
8,5	20,90(20)	22,5(4)	1,079(24)
9,0	18,37(18)	19,5(4)	1,062(23)
9,5	14,83(14)	15,6(3)	1,056(23)

Os valores de *mc* mostrados na Tabela 10 apresentam um comportamento sistemático, que é a redução do multiplicador com o aumento do limite inferior do intervalo. Isso pode ser devido ao fato que, em intervalos menores, o número de eventos provenientes de efeito Compton é menor em comparação a outros efeitos que apresentam eventos próximos à região do pico de AT, como escape de um fóton de *bremsstrahlung*, ES e ED, entre outros, indicando que provavelmente a secção de choque de Compton esteja subestimada. O valor mais adequado seria sua extrapolação linear do ajuste dos valores na Tabela 10 para o espectro inteiro, então *mc* ~ 1,3. Os valores para a mesma análise referente ao espectro do ^{60}Co (Tabela 9) resultam em *mc* = 1,23 para o pico de 1,173 MeV e *mc* = 1,24 para 1,332 MeV.

Para se determinar o valor de tp a ser usado em função da energia, os valores obtidos através de simulação foram interpolados através do ajuste de uma parábola, como mostra a Figura 32. Embora os dados experimentais indiquem que a simulação com os parâmetros utilizados não seja capaz de dar um valor preciso para tp, admitimos que ela é capaz de dar a forma da curva de tp em função da energia, esses valores devem então ser corrigidos pelo fator *mc*, que neste trabalho foi considerado igual a 1,2. Na seção 4.8.2 vemos que os resultados experimentais são compatíveis com *mc* = 1,0.

Figura 32: Razão área total do espectro sobre área do pico de absorção total de energia (AT) obtida pela simulação e parábola ajustada para a interpolação.



4.7 Razão entre as áreas dos escapes

Nessa subseção está apresentada a comparação dos resultados das áreas dos picos de deteção experimentais, obtidos através do espectro, e valores simulados.

A razão entre as áreas dos picos de absorção total de energia, escape simples e escape duplo foi calculada para cada transição gama observada. Para que esses valores possam ser comparados quantitativamente foi feita uma interpolação do tipo *spline* de grau 2 [29] dos valores simulados. A equação

$$Q = \sum_i \left(\frac{x_i - p(E_i)}{\sigma_i} \right)^2 \tag{30}$$

mostra o cálculo da diferença entre os valores experimentais e os interpolados para que possa ser feito um teste semelhante ao de χ^2. Nessa equação, $x \pm \sigma$ é o valor

calculado a partir dos dados experimentais e $p(x)$ é a interpolação dos valores simulados.

Os resultados de Q e os gráficos comparativos da simulação com o experimento estão apresentados nas figuras de 33 a 35, onde todos os dados estão graficados, apesar dos relativos a $E\gamma = 10{,}762$ (Al-992), 4,497 (Al-1317) e 11,586 MeV (Na-1318) não terem sido considerados nos cálculos de *Q*.

Figura 33: Comparação entre os valores experimentais e a interpolação dos simulados da razão das áreas dos picos de deteção ES e AT. $Q_{ES/AT}$ = 18,2 para 16 pontos.

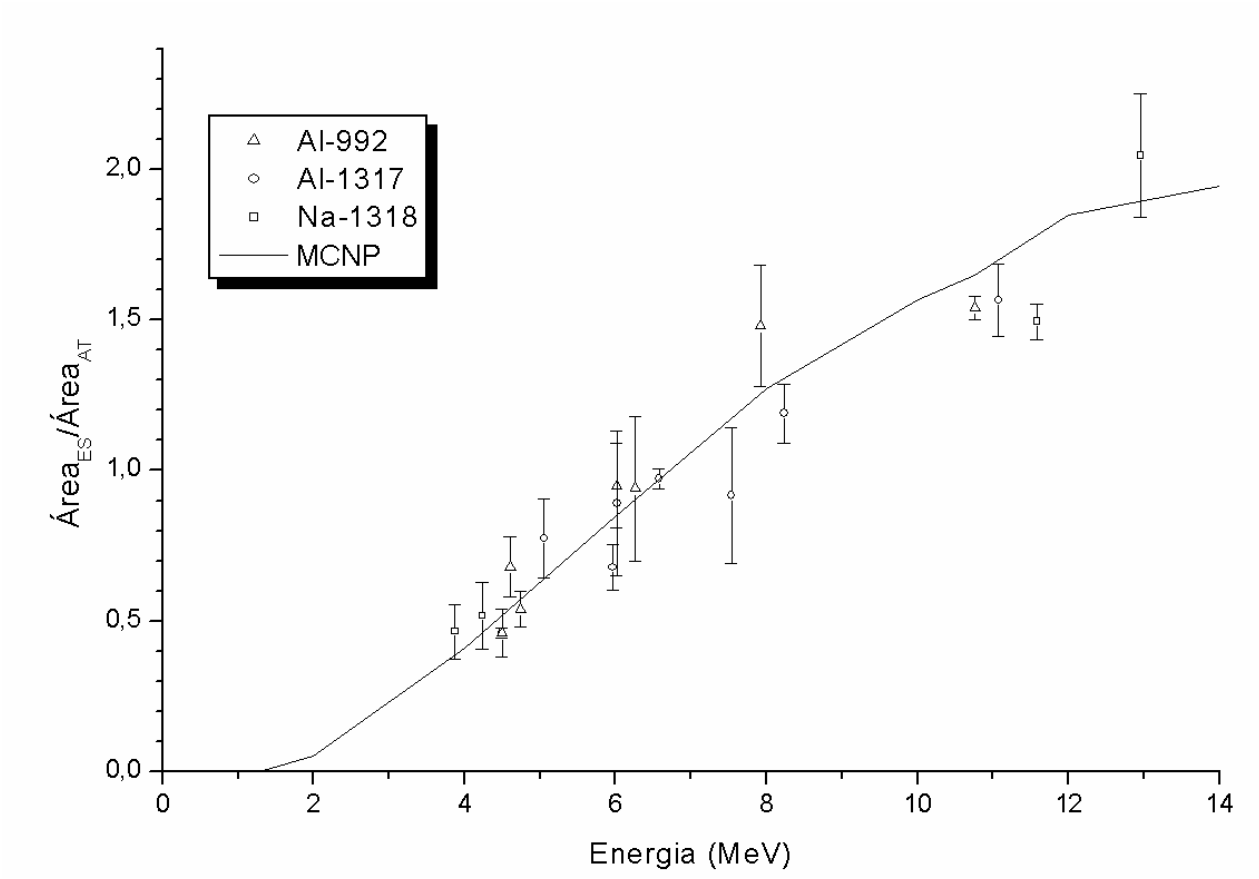


Figura 34: Comparação entre os valores experimentais e a interpolação dos simulados da razão das áreas dos picos de deteção ED e AT. $Q_{ED/AT}$ = 21,2 para 16 pontos.

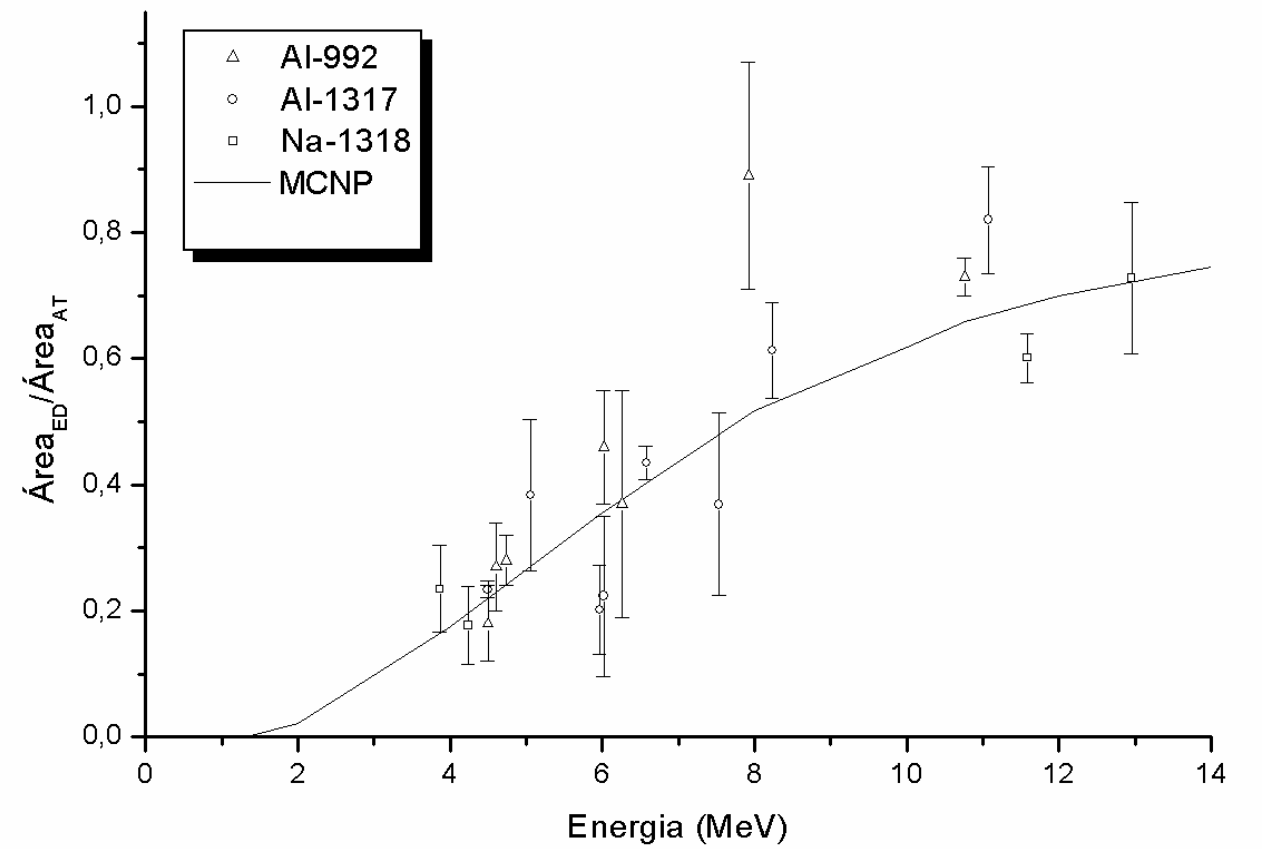
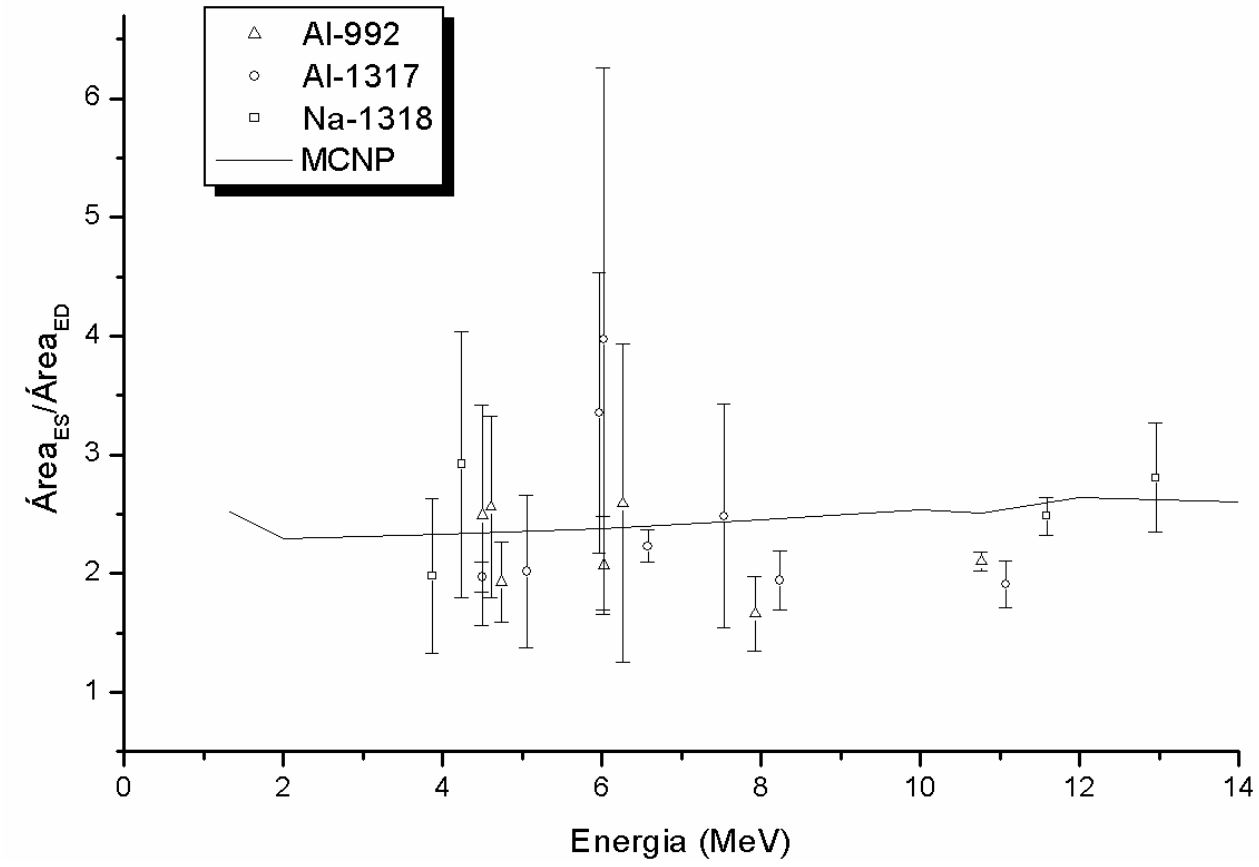


Figura 35: Comparação entre os valores experimentais e a interpolação dos simulados da razão das áreas dos picos de deteção ES e ED. $Q_{ES/ED}$ = 28,2 para 16 pontos.



4.8 Eficiência

A eficiência foi calculada usando os dados das áreas de picos identificados corretamente segundo os critérios descritos na seção 4.4. Os dados de *tp* usados na correção por efeito soma foram estimados por meio de simulação e corrigidos por um fator *mc*, explicado na seção 4.6. Com base nesses resultados, foi feito um ajuste de eficiência aos dados das ressonâncias e da medida de uma fonte calibrada de ^{60}Co usando o modelo apresentado na seção 2.1.2.

Nos espectros observados das ressonâncias, o valor da eficiência para deteção dos gamas das transições não pode ser medido diretamente porque depende do

número de decaimentos, que é desconhecido, uma vez que não foi medido o número de prótons que incidiram sobre o alvo a fim de determinar o número de reações através da equação (15).

No entanto, as correções por efeito soma na geometria utilizada são muito significativas e são dependentes das eficiências absolutas para os gamas provenientes de transições que sejam capazes de somar com o gama estudado.

A eficiência ajustada é da forma mostrada na equação (31) [2], onde os coeficientes α, β e γ são parâmetros e E_0 é uma energia de referência, cujo sentido prático é fazer com que o argumento do logaritmo seja adimensional. O valor de E_0 escolhido foi 1,332 MeV, pois dessa forma, a eficiência para o segundo pico do ^{60}Co pode ser obtida diretamente através de $\varepsilon(1{,}332MeV) = e^{\alpha}$.

$$\ln \varepsilon(\mathrm{E}) = \alpha + \beta \ln\left(E/E_0 \right) + \gamma \ln^2\left(E/E_0 \right) \tag{31}$$

Com isso, a área observada de cada transição pode ser ajustada em termos dos parâmetros da eficiência e do número de reações ocorridas no alvo. Esse ajuste se torna viável mesmo sobre todos os parâmetros (α, β e γ), uma vez que a correção por efeito soma é bastante significativa, caso contrário o valor de α não poderia ser separado do valor de N. Como as correções de soma são bastante significativas, os valores de α, β e γ e o número de decaimentos por emissão de gamas, N, são obtidos do mesmo ajuste, mesmo sem nenhum conhecimento prévio desses valores.

Usando o exemplo da seção *2.1.2 Correção por efeito soma* a equação da área da transição 3→1 pode ser escrita como

$$A_{3\to1} = N \cdot I_{\gamma}^{3\to1} \cdot \varepsilon(E_{3\to1}) + N \cdot I_{\gamma}^{3\to1} \cdot R_{2\to1} \cdot \varepsilon(E_{3\to2}) \cdot \varepsilon(E_{2\to1}) \tag{32}$$

e então, se a contribuição de efeito soma for grande, α pode ser separado de N permitindo que ambos os valores sejam ajustados simultaneamente. Todavia, apenas os parâmetros β e γ foram ajustados e α foi obtido através da medida de uma fonte calibrada de ^{60}Co. As equações utilizadas para o ajuste estão no apêndice A.

O resultado do ajuste teve $\frac{\chi^2}{ngl} = \frac{29{,}9}{24} = 1{,}25$ (*ngl* é o número de graus de liberdade) e os parâmetros ajustados e a matriz de correlação entre eles estão apresentados na Tabela 11.

Tabela 11: Resultado do ajuste da eficiência e matriz de correlação entre os parâmetros ajustados. Razão *tp* corrigida com *mc* = 1,2. $\frac{\chi^2}{ngl} = \frac{29{,}9}{24} = 1{,}25$. E_0 = 1,332 MeV.

	α^*	β	γ	N_{Al-992}	$N_{Al-1317}$
valor	-3,211(4)	-0,60(9)	-0,285(38)	$1{,}66(7)\cdot10^6$	$1{,}80(7)\cdot10^6$
β		1			
γ		-0,973	1		
N_{Al-992}		-0,552	0,369	1	
$N_{Al-1317}$		-0,790	0,696	0,662	1

* – Valor de α obtido através da medida da eficiência para uma fonte de ^{60}Co.

Para mostrar a adequação do ajuste da eficiência em função da energia aos dados experimentais, a eficiência para deteção de fótons foi calculada usando a área

dos picos corrigida devido ao efeito soma pela diferença entre o valor ajustado e o interpolado, como

$$\varepsilon\left(E_{i\to j}\right)=\frac{A_{i\to j}+correcao}{N_t I_\gamma^{i\to j}}\,. \tag{33}$$

Os valores das áreas ajustadas pelo modelo (descrito em detalhes no apêndice A) e as áreas calculadas pelo espectro (área observada) estão apresentados na Tabela 12 para Al-992 e na Tabela 13 para Al-1317. Essas tabelas se referem a um mesmo ajuste.

Tabela 12: Comparação entre os valores das áreas observadas no espectro da ressonância Al-992 e os valores ajustados. Resultado do ajuste na Tabela 11.

Energia	Área observada	Área ajustada
1523	692(75)	844
1779*	$4259(40)\cdot 10^{1}$	42121
2838*	1273(62)	1381
3062	254(38)	296
3124	139(37)	165
4497	646(50)	628
4607	692(49)	629
4742	1095(66)	960
6020	556(58)	505
6265	228(34)	182
7923 e 7933**	457(52)	490
10762	3325(68)	3347
12541	123(14)	136

*Dados não participaram do ajuste por motivos explicados no texto.
**Dubleto. Não foi possível separar os dois picos no cálculo da área a mão.

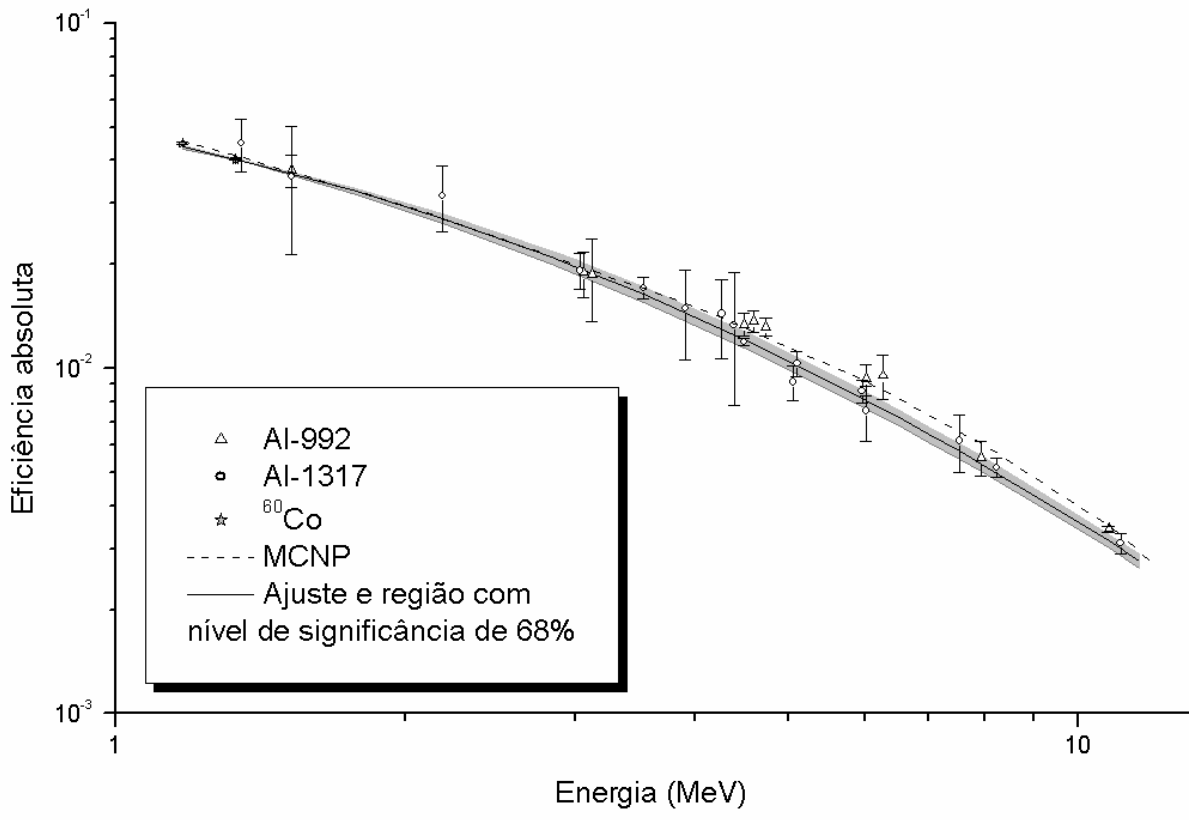
Tabela 13: Comparação entre os valores das áreas observadas no espectro da ressonância Al-1317 e os valores ajustados. Resultado do ajuste na Tabela 11.

Energia	Área observada	Área ajustada
1352	436(76)	347
1523	$5,7(23)\cdot10^{2}$	622
1659*	$2,0(5)\cdot10^{3}$	1058
1779*	$3474(40)\cdot10^{1}$	39680
2186	$1,05(22)\cdot10^{3}$	675
2838*	$432(19)\cdot10^{1}$	4265
3040	271(32)	281
3252	206(67)	148
3538	1106(80)	1033
3909	214(62)	204
4266	194(50)	157
4392	135(56)	117
4497	$6,37(17)\cdot10^{3}$	6530
5055	494(57)	621
5109	1007(85)	991
5967	801(62)	744
6020	312(57)	350
6577*	3481(94)	3956
7535	329(63)	295
8235	721(47)	681
11075	561(37)	540

*Dados não participaram do ajuste por motivos explicados no texto.

O gráfico da eficiência com valores corrigidos usando a equação (33) está apresentado na Figura 36, que ilustra a boa adequação entre os dados experimentais corrigidos, a função ajustada e os valores simulados.

Figura 36: Eficiência absoluta para as transições observadas em comparação com a função ajustada e os valores simulados, $\alpha = \ln \varepsilon\left({}^{60}Co\right)$. *mc* = 1,2. A função dos ajustada apresenta a região de 68% de significância ($\pm 1\sigma$).



O gráfico da Figura 36 não apresenta todas as transições descritas no Apêndice A. As transições do estado 2→1 e 1→0 (Eγ = 2,838 e 1,779 MeV) do alumínio não foram colocadas no ajuste pois somam com transições de vários outros estados. Além disso, os níveis 1 e 2 são os mais populados caso um estado ressonante próximo tenha sido marginalmente atingido. As transições dos estados 3→2 e ressonância→3 ($E\gamma = 1{,}659$ e 6,577 MeV, respectivamente) não foram colocadas no ajuste por apresentarem discrepâncias muito grandes em relação ao ajuste. Essas discrepâncias podem ter como origem o efeito de soma com

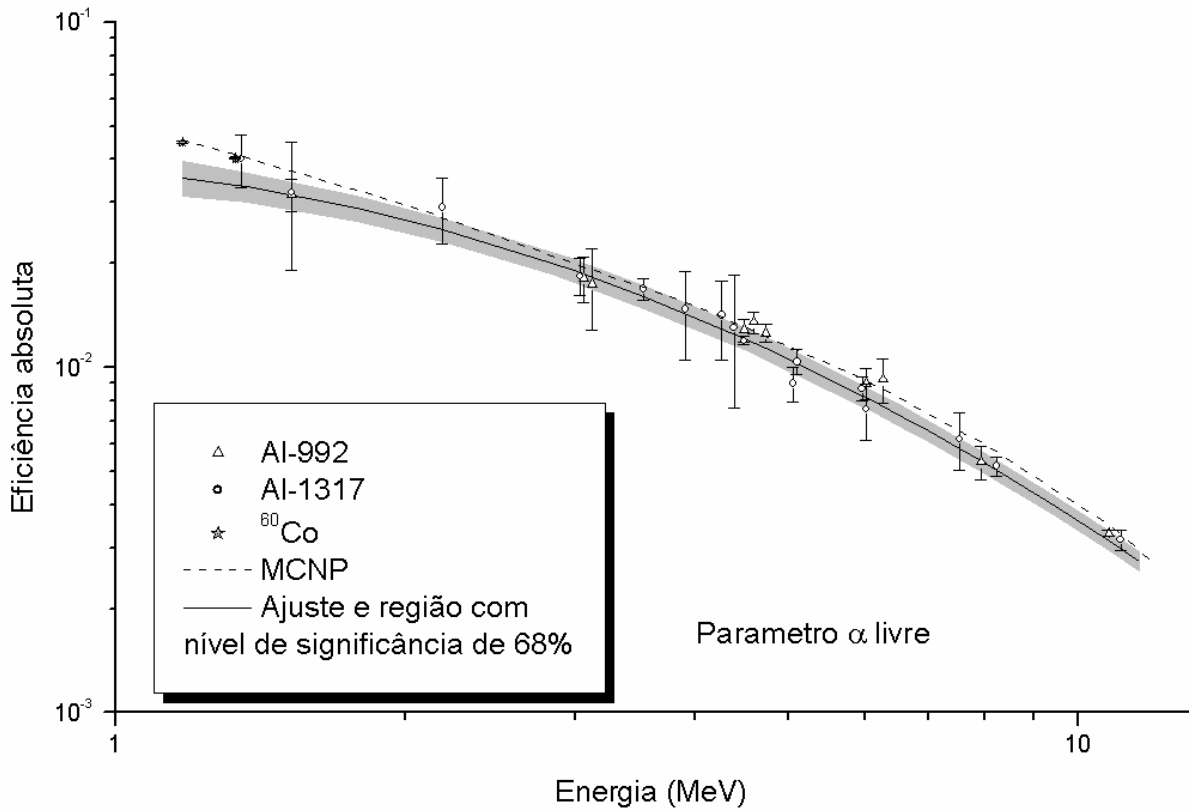
preferência angular forte ou algum outro efeito que não foi considerado, embora não tenha sido possível determinar a causa da inconsistência.

As transições do Na não foram incluídas no ajuste porque uma fração grande delas apresenta dados inconsistentes. No caso do Na-1427, essa inconsistência pode ter tido como origem as misturas de ressonâncias por motivo do alvo ser muito espesso.

4.8.1 Efeito de ajustar o termo constante da eficiência

Para mostrar que o ajuste não é comprometido ao se fixar o parâmetro α, o ajuste foi refeito com esse parâmetro livre. Os resultados estão na Tabela 14 e na Figura 37.

Figura 37: Eficiência absoluta para as transições observadas em comparação com a função ajustada e os valores simulados, α obtido através do ajuste (a área do pico do ^{60}Co não foi usada no ajuste). *mc* = 1,2. A função ajustada apresenta a região de 68% de significância ($\pm 1\sigma$).



A função interpolada na Figura 37 apresenta uma certa divergência na região de baixa energia. Isso pode ser explicado com o fato de que essa região apresenta apenas poucos dados de baixa precisão, uma vez que os dados das áreas dos picos de ^{60}Co não foram usados no ajuste. Contudo, o ajuste tem boa adequação à simulação na região entre 2 a 10 MeV.

Tabela 14: Parâmetros ajustados para a eficiência. *mc* = 1,2.

χ^2 / ngl	α livre	β	γ	N_{Al-992}	$N_{Al-1317}$
26,2/23 = 1,14	-3,39(10)	-0,44(13)	-0,337(47)	$1{,}70(8)\cdot 10^6$	$1{,}80(8)\cdot 10^6$

4.8.2 Efeito da correção com o parâmetro *mc*

O fator de correção *mc* da razão entre as eficiências total e a do pico foi estimado em 1,20 por motivos descritos na seção 4.6 Razão entre a área total do espectro e a área do pico AT. Contudo, a qualidade do ajuste não depende fortemente desse valor, como pode ser visto na Tabela 15 e na Figura 38.

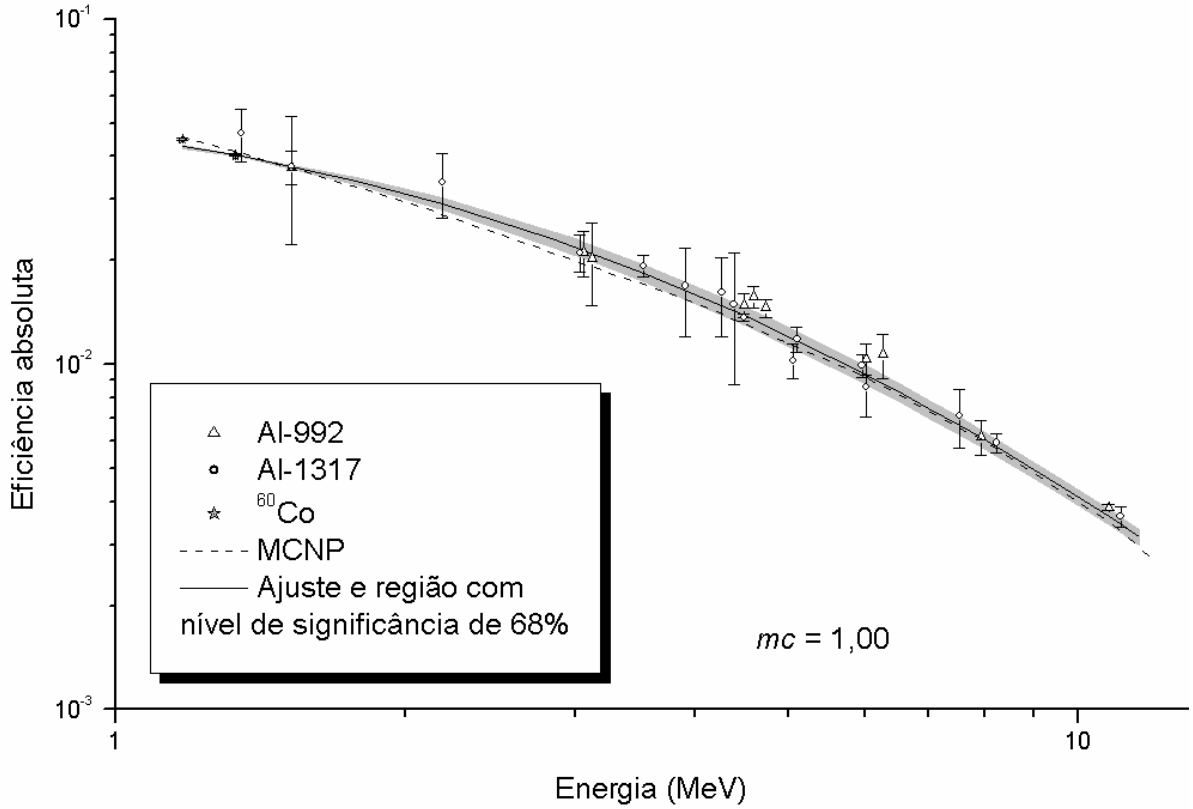
A Tabela 15 mostra uma comparação entre os resultados obtidos com diferentes valores de *mc*, incluindo valores muito distantes do que pode ser considerado aceitável com relação à comparação entre a simulação e os dados obtidos. Pelos dados dessa tabela podemos observar que o valor de χ^2 e o número de reações dependem fracamente de *mc*. O ajuste escolhido foi aquele que apresenta maior semelhança aos dados de tp, *mc* = 1,20 (*mc* não foi ajustado).

Tabela 15: Resultados dos ajustes para diferentes valores do fator de correção *mc* do tp. Todos os ajustes foram feitos com 24 graus de liberdade.

mc	β	γ	$N_{Al\text{-}992}$ (10^6)	$N_{Al\text{-}1317}$ (10^6)	χ^2
0,90	-0,44(10)	-0,328(42)	1,37(7)	1,45(7)	26,8
0,95	-0,47(10)	-0,322(41)	1,42(7)	1,50(7)	27,0
1,00	-0,50(10)	-0,315(40)	1,46(7)	1,56(7)	27,4
1,05	-0,52(9)	-3,08(40)	1,51(7)	1,51(7)	27,8
1,10	-0,55(9)	-0,301(39)	1,56(7)	1,67(7)	28,4
1,15	-0,58(9)	-0,293(38)	1,61(7)	1,73(7)	29,1
1,20	-0,60(9)	-0,285(38)	1,66(7)	1,80(7)	29,9
1,25	-0,63(9)	-0,277(37)	1,71(7)	1,86(7)	30,8
1,30	-0,66(9)	-0,269(37)	1,76(7)	1,93(7)	31,8
1,35	-0,69(8)	-0,261(36)	1,82(7)	1,99(7)	33,0
1,40	-0,72(8)	-0,253(36)	1,87(7)	2,06(7)	34,2

A Figura 38 apresenta o resultado do ajuste da eficiência usando os valores de *tp* obtidos diretamente da simulação e, então, *mc* = 1,00.

Figura 38: Eficiência absoluta para as transições observadas em comparação com a função ajustada e os valores simulados, $\alpha = \ln \varepsilon\left({}^{60}Co\right)$. *mc* = 1,00. A curva dos ajustada apresenta a região de 68% de significância ($\pm 1\sigma$).



5 Conclusão

Foi possível calibrar a eficiência de um detetor de germânio na faixa de 1 a 11 MeV através de medidas em linha de 2 ressonâncias de captura de prótons em um alvo de alumínio. No ajuste foi fixada a eficiência absoluta a 1,332 MeV (2º pico do ^{60}Co) e feita a consideração que os dados de eficiência total absoluta obtidos por meio de simulação deveriam ser corrigidos em aproximadamente 20 % (usando o fator *mc*). O ajuste da eficiência foi feito também sem usar as informações das medidas com a fonte de ^{60}Co bem como sem corrigir a eficiência absoluta obtida por simulação, e apresentaram resultados igualmente satisfatórios.

A calibração de energia apresenta bons resultados, desde que corrigida pela energia de recuo do núcleo e pelo deslocamento Doppler do produto da reação em movimento. As larguras observadas das linhas são, na maior parte das vezes, maiores que os valores esperados pelo modelo usado.

Os espectros simulados apresentam boa adequação aos dados obtidos experimentalmente quanto aos parâmetros eficiência para absorção total de energia e para a razão entre os picos de deteção (absorção total de energia, escape simples e duplo), porém não apresentam uma boa adequação quanto ao parâmetro eficiência total (por meio do cálculo da razão entre a área total do espectro pela área do pico de absorção total de energia), que deve ser corrigido em aproximadamente 20 %. Essa diferença pode indicar que a geometria experimental não esteja completamente

simulada, porém, supõem-se que a simulação seja capaz de descrever o formato da curva de eficiência total em função da energia.

Em uma próxima etapa do projeto [5], para a elaboração de um modelo mais detalhado da largura podem ser feitas medidas em arranjos diferentes, com o detetor mais afastado do alvo ou em outro ângulo em relação ao feixe. Pode ser feito também um modelo que descreva a forma do pico de uma transição em relação à meia-vida do nível de origem.

Sugere-se também o confronto entre a simulação e medidas com fontes radioativas de atividade residual e com arranjo experimental simplificado para caracterizar de forma mais precisa os dados sobre a forma do detetor não descritos no manual.

Apêndice A: Cálculo das áreas

Como discutido na seção teoria, as áreas das transições são calculadas a partir do esquema de níveis do produto da reação. As fórmulas dos cálculos das áreas com as correções de efeito soma estão mostrados na tabela A-1 para a ressonância Al-992, na tabela A-2 para Al-1317, na tabela A-3 para Na-1317 e na tabela A-4 para Na-1427. Os dados da razão de ramificação apresentados nessa seção foram obtidos das referências [24, 30].

Como descrito, a notação para identificar a ressonância é "alvo-energia cinética do próton". Outra notação usada foi a descrição da energia da eficiência na forma $\varepsilon(E_{i\to j}) \to \varepsilon^{i\to j}$, ou $\varepsilon(E) \to \varepsilon^{E}$ nos casos em que foi usado um valor estimado.

As figuras A-1 e A-3 apresentam os esquemas de decaimentos dos produtos das reações estudadas. Nessas figuras estão graficadas apenas as transições observadas, cuja energia foi corretamente identificada como descrito na seção *4.4 Calibração de energia*.

Para as transições que são muito ramificadas foi usado um valor significativo entre a energia inicial e final. Esse procedimento é baseado no fato que os efeitos das ramificações são aproximadamente iguais, segundo o gráfico de eficiência total mostrado na figura A-2, então as contribuições para perda por efeito soma não devem ser fortemente dependentes da energia da transição. Essa aproximação foi

feita nas transições de energia 1,779 e 2,838 MeV na tabela A-1 e 1,779; 2,186; 2,838 e 3,252 MeV na tabela A-2.

Figura A-1: Esquema de níveis do decaimento das ressonâncias Al-992 (esquerda) e Al-1317 (direita). Estão indicadas apenas as transições observadas. Dados obtidos da referência [24].

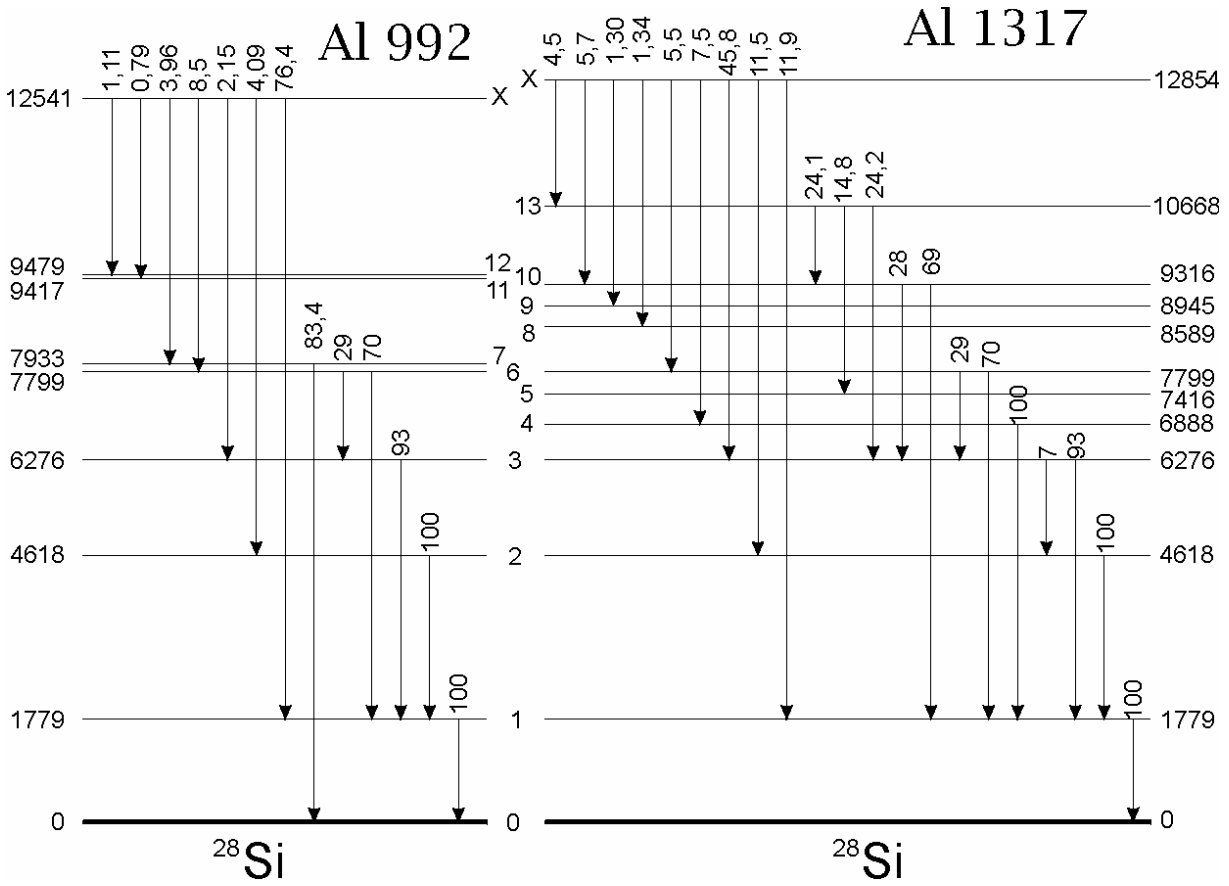
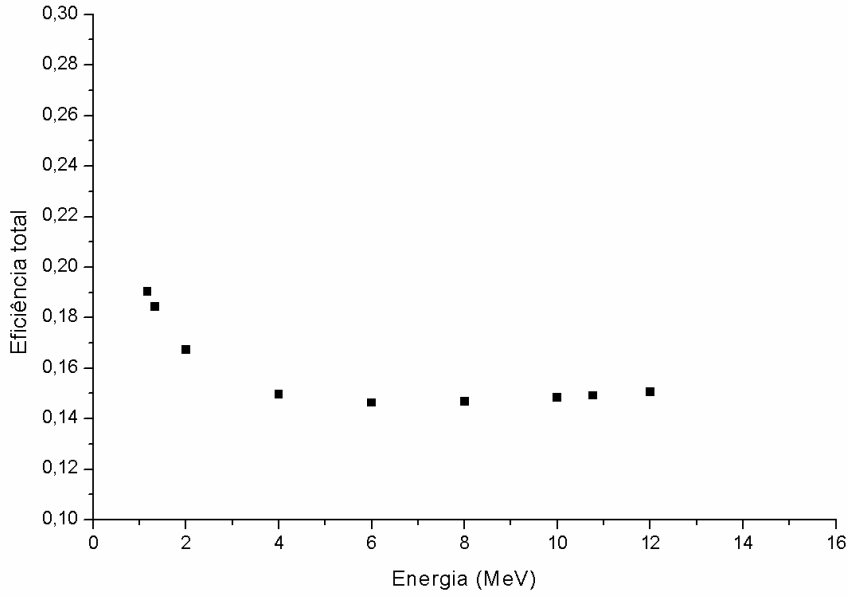


Figura A-2: Eficiência total de gamas simulada pelo programa MCNP, conforme descrito na seção *2.1.5 Metodologia da simulação*.



Por simplificação, as expressões para o cálculo das áreas estão mostradas nas tabelas divididas por $N \cdot \varepsilon^{i \to j} \cdot I\gamma$, uma vez que as áreas de todas as transições são multiplicadas por esse fator. Essas tabelas também apresentam o estado inicial e final de cada transição na forma *energia-identificador*, no qual identificador é o índice do estado nas figuras. O estado ressonante está identificado por "x".

Tabela A-1: Cálculos das áreas das transições da ressonância Al-992. As razões de ramificação podem ser obtidas da figura A-1, exceto $R_{12 \to 0} = 85\%$.

energia	inicial energia-i	final energia-j	$I\gamma(\%)$	$\frac{A_{i \to j}}{N \cdot \varepsilon \cdot I\gamma}$
1,523	7799-6	6276-3	2,77	$1 - \varepsilon_T^{x \to 6} - \varepsilon_T^{3 \to 1} - \varepsilon_T^{1 \to 0}$
1,779	1779-1	0	95,55	$1 - \frac{R_{x \to 1}}{I\gamma} \varepsilon_T^{x \to 1} - \frac{I\gamma - R_{x \to 1}}{I\gamma} 2 \cdot \varepsilon_T^{5000}$
2,838	4618-2	1779-1	6,62	$1 - \frac{R_{x \to 2}}{I\gamma} \varepsilon_T^{x \to 2} - \frac{I\gamma - R_{x \to 2}}{I\gamma} 2 \cdot \varepsilon_T^{4000} - \varepsilon_T^{1 \to 0}$
3,062	x	9479-12	1,11	$1 - R_{12 \to 0} \varepsilon_T^{12 \to 0} - (1 - R_{12 \to 0})(\varepsilon_T^{12 \to 1} + \varepsilon_T^{1 \to 0})$
3,124	x	9417-11	0,79	$1 - \varepsilon_T^{11 \to 1} - \varepsilon_T^{1 \to 0}$
4,497	6276-3	1779-1	4,67	$1 - \varepsilon_T^{x \to 3} - \varepsilon_T^{1 \to 0}$
4,607	x	7933-7	3,96	$1 - \varepsilon_T^{7 \to 0}$
4,742	x	7799-6	8,5	$1 - R_{6 \to 1} \varepsilon_T^{6 \to 1} - (1 - R_{6 \to 1})(\varepsilon_T^{6 \to 3} + \varepsilon_T^{3 \to 1}) - \varepsilon_T^{1 \to 0}$
6,020	7799-6	1779-1	5,63	$1 - \varepsilon_T^{x \to 6} - \varepsilon_T^{1 \to 0}$
6,265	x	6276-3	2,15	$1 - \varepsilon_T^{3 \to 1} - \varepsilon_T^{1 \to 0}$
7,923	x	4618-2	4,09	$1 - \varepsilon_T^{2 \to 1} - \varepsilon_T^{1 \to 0}$
7,933	7933-7	0	3,3	$1 - \varepsilon_T^{x \to 7}$
10,762	x	1779-1	76,4	$1 - \varepsilon_T^{1 \to 0}$
12,541	$x \to 1779 \to 0$		76,4	$A = N R_{x \to 1} \varepsilon_T^{x \to 1} \varepsilon_T^{1 \to 0}$

Tabela A-2: Cálculos das áreas das transições da ressonância Al-1317. As razões de ramificação podem ser obtidas da figura A-1, exceto $R_{8\to1} = 12\%$ e $R_{9\to1} = 64\%$.

energia	inicial energia-i	final energia-j	$I\gamma(\%)$	$\frac{A_{i\to j}}{N\cdot\varepsilon\cdot I\gamma}$
1352	10668-13	9316-10	1,08	$1-\varepsilon_T^{x\to13}-R_{10\to1}\varepsilon_T^{10\to1}-\left(1-R_{10\to1}\right)\left(\varepsilon_{T1}^{10\to3}+\varepsilon_T^{3\to1}\right)-\varepsilon_T^{1\to0}$
1523	7799-6	6276-3	1,87	$1-\varepsilon_T^{x\to6}-\varepsilon_T^{3\to1}-\varepsilon_T^{1\to0}$
1659	6276-3	4618-2	3,48	$1-\varepsilon_T^{x\to3}-\varepsilon_T^{2\to1}-\varepsilon_T^{1\to0}$
1779	1779-1	0	93,14	$1-\frac{R_{x\to3}}{I\gamma}\left(\varepsilon_T^{x\to3}+\varepsilon_T^{3\to1}\right)-\frac{R_{x\to2}}{I\gamma}\varepsilon_T^{x\to2}-\frac{R_{x\to1}}{I\gamma}\varepsilon_T^{x\to1}$ $-\frac{I\gamma-R_{x\to1,2,3}}{I\gamma}2\cdot\varepsilon_T^{5000}$
2186	x	10668-13	4,5	$1-3\cdot\varepsilon_T^{3000}-\varepsilon_T^{1\to0}$
2838	4618-2	1779-1	18,87	$1-\frac{R_{x\to2}}{I\gamma}\varepsilon_T^{x\to3}-\frac{I\gamma-R_{x\to2}}{I\gamma}2\cdot\varepsilon_T^{4000}-\varepsilon_T^{1\to0}$
3040	9316-10	6276-3	1,61	$1-\varepsilon_T^{x\to10}-\varepsilon_T^{3\to1}-\varepsilon_T^{1\to0}$
3252	10668-13	7416-5	0,67	$1-\varepsilon_T^{x\to13}-\varepsilon_T^{5\to0}$
3538	x	9316-10	5,7	$1-R_{10\to1}\varepsilon_T^{10\to1}-\left(1-R_{10\to1}\right)\left(\varepsilon_T^{10\to3}+\varepsilon_T^{3\to1}\right)-\varepsilon_T^{1\to0}$
3909	x	8945-9	1,3	$1-R_{9\to2}\varepsilon_T^{9\to2}-\left(1R_{9\to2}\right)\left(\varepsilon_T^{9\to4}+\varepsilon_T^{4\to1}\right)-\varepsilon_T^{1\to0}$
4266	x	8589-8	1,34	$1-R_{8\to1}\varepsilon_T^{8\to1}-\left(1-R_{8\to1}\right)\left(\varepsilon_T^{8\to3}+\varepsilon_T^{3\to1}\right)-\varepsilon_T^{1\to0}$
4392	10668-13	6276-3	1,09	$1-\varepsilon_T^{x\to13}-\varepsilon_T^{3\to1}-\varepsilon_T^{1\to0}$
4497	6276-3	1779-1	44,59	$1-\varepsilon_T^{x\to3}-\varepsilon_T^{1\to0}$
5055	x	7799-6	5,5	$1-R_{6\to1}\varepsilon_T^{6\to1}-\left(1-R_{6\to1}\right)\left(\varepsilon_T^{6\to3}+\varepsilon_T^{3\to1}\right)-\varepsilon_T^{1\to0}$
5109	6888-4	1779-1	8,02	$1-\varepsilon_T^{x\to4}-\varepsilon_T^{1\to0}$
5967	x	6888-4	7,5	$1-\varepsilon_T^{4\to1}-\varepsilon_T^{1\to0}$
6020	7799-6	1779-1	3,57	$1-\varepsilon_T^{x\to6}-\varepsilon_T^{1\to0}$
6577	x	6276-3	45,8	$1-\varepsilon_T^{3\to1}-\varepsilon_T^{1\to0}$
7535	9316-10	1779-1	4,27	$1-\varepsilon_T^{x\to10}-\varepsilon_T^{1\to0}$
8235	x	4618-2	11,5	$1-\varepsilon_T^{2\to1}-\varepsilon_T^{1\to0}$
11075	x	1779-1	11,9	$1-\varepsilon_T^{1\to0}$

Figura A-3: Esquema de níveis do decaimento das ressonâncias Na-1318 (esquerda) e Na-1427 (direita). Estão indicadas apenas as transições observadas. Dados obtidos da referência [24].

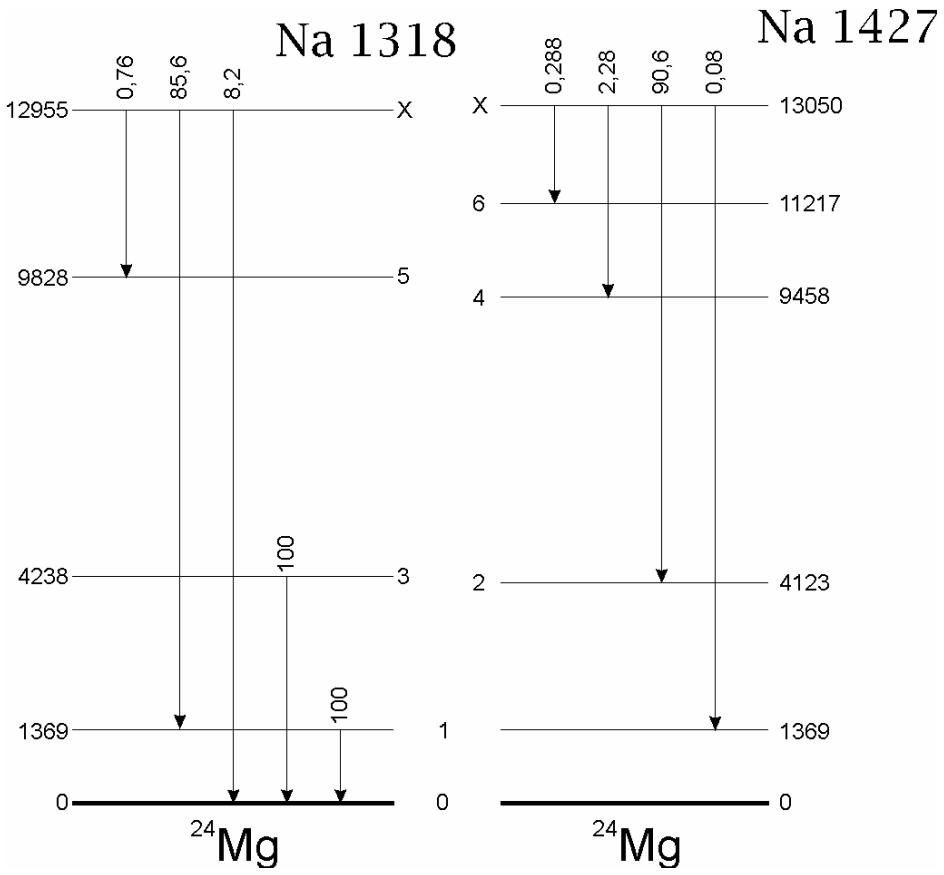


Tabela A-3: Cálculos das áreas das transições da ressonância Na-1318. As razões de ramificação podem ser obtidas da figura A-3, exceto $R_{5\to 0} = 75\%$.

Energia	i	j	$I\gamma(\%)$	$\frac{A_{i\to j}}{N\cdot\varepsilon\cdot I\gamma}$
1369	1369-1	0	89,49	$1-\varepsilon_T^{x\to 1}$
3127	x	9828-5	0,76	$1-R_{5\to 0}\varepsilon_T^{5\to 0}-(1-R_{5\to 0})(\varepsilon_T^{5\to 1}\varepsilon_T^{1\to 0})$
4238	4238-3	0	1,35	$1-\varepsilon_T^{x\to 3}$
11586	x	1369-1	85,6	$1-\varepsilon_T^{1\to 0}$
12955	x	0	8,2	1

Tabela A-4: Cálculos das áreas das transições da ressonância Na-1427. As razões de ramificação podem ser obtidas da figura A-3, exceto $R_{5\to 0} = 75\%$.

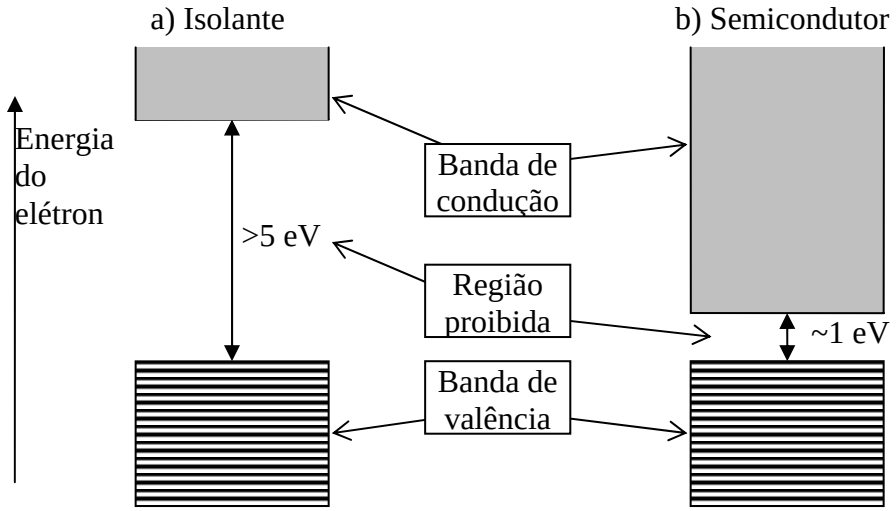
Energia	i	j	$I\gamma(\%)$	$\frac{A_{i\to j}}{N \cdot \varepsilon \cdot I\gamma}$
1833	x	11217-6	0,288	?
3592	x	9458-4	2,28	$1-\varepsilon_T^{4\to 0}$
8927	x	4123-2	90,6	$1-\varepsilon_T^{3\to 1}-\varepsilon_T^{1\to 0}$
11681	x	1369-1	0,08	$1-\varepsilon_T^{1\to 0}$

Apêndice B: Sistema de deteção

B-1 Os detetores de HPGe

Um detetor semicondutor de HPGe (*High Purity Germanium*) é predominantemente utilizado para a deteção de raios gamas. Ele é formado por um monocristal de germânio ao qual é aplicada alta tensão aos seus terminais, fazendo um campo elétrico da ordem de 500 V/cm no interior do cristal. Quando uma radiação interage com o detetor, ela transfere uma quantidade de elétrons para a banda de condução, e a deteção é feita através da coleta desses elétrons.

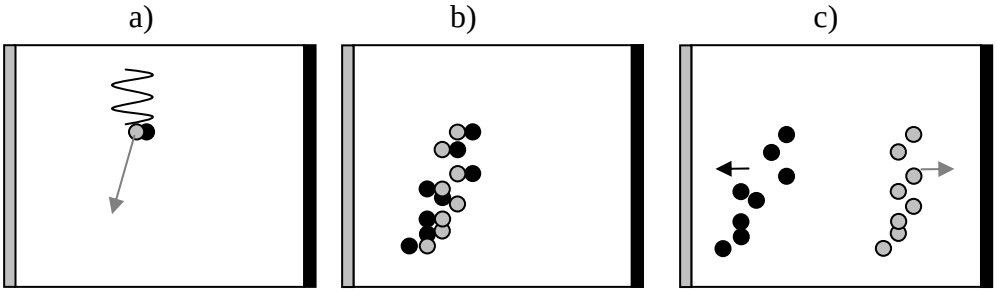
Figura B-1: Comparação entre as diferenças de energia das bandas de condução e de valência em um isolante e em um semicondutor [3].



A estrutura eletrônica do cristal é formada por bandas onde os elétrons podem estar, a figura B-1 mostra a comparação entre a camada proibida em um semicondutor e em um isolante. A diferença de energia entre a banda de condução e a banda de valência em um semicondutor é da ordem de 1 eV. Os elétrons na banda de condução são capazes de caminhar livremente pelo cristal, enquanto que os elétrons na banda de valência estão presos em suas posições no cristal. Para um elétron passar da banda de valência para a de condução, deve ganhar em uma única interação uma quantidade de energia maior do que a energia necessária para a mudança de banda.

Uma forma desse elétron ganhar energia é por agitação térmica, que para a temperatura ambiente é da ordem de $1/40\,eV$. Embora esse valor seja muito menor que a diferença de energia entre as bandas, uma pequena fração dos elétrons consegue mudar para a banda de condução. Porém, a movimentação de uma pequena fração do número de elétrons presentes em um cristal de alguns cm^3 de volume produz uma corrente que seria maior do que o sinal produzido por um fóton, por exemplo. Para reduzir esse efeito, o cristal é refrigerado à temperatura de nitrogênio líquido, 77 K.

Figura B-2: Diagramas da deteção da energia depositada. Os elétrons estão representados pelas bolinhas cinzas, os buracos pelas bolinhas pretas, o fóton pela onda. Na parte a) temos a interação do fóton com um elétron. Na parte b) as demais transições de banda provocadas pelo primeiro elétron, e na parte c) os portadores de cargas sendo atraídos para os conectores.



Uma outra forma de um elétron ganhar energia e passar para a banda de valência é através da interação com um fóton, com mostrado na figura B-2.a. Quando isso acontece, a energia ganha pelo elétron faz com que ele seja liberado para a banda de condução e ainda tenha energia cinética suficiente para que ao longo de seu percurso possa promover outros elétrons também para a banda de condução (figura B-2.b). Quando os elétrons abandonam seu lugar no cristal eles deixam vacâncias ou buracos, os quais são denominados portadores de cargas positivas (figura B-2.c). No final do processo, a quantidade de elétrons livres será proporcional à energia depositada pelo fóton, a não ser que o campo elétrico dentro do cristal for suficientemente pequeno para permitir recombinação de pares elétrons-buraco.

Os elétrons que foram promovidos para a banda de condução são atraídos para o pólo positivo e os buracos, para o outro pólo. A 77 K, as mobilidades dos elétrons e dos buracos no germânio são de $3{,}6 \cdot 10^4$ e $4{,}2 \cdot 10^4$ cm^2/Vs, respectivamente [3]. Com essas mobilidades, supondo um caminho no detetor de

5 cm e campo elétrico de 500 V/cm, a maior diferença de tempo entre a coleta dos elétrons e a coleta dos buracos será ~0,3 μs.

Caso um elétron não tenha energia suficiente para produzir ionizações, sua energia cinética não aumentará enquanto ele se deslocar no campo elétrico do detetor porque ele interage com o cristal de forma praticamente contínua, perdendo energia pelo seu caminho. Essas interações impedem que ele ganhe energia suficiente para promover de banda outros elétrons, o que provocaria um efeito avalanche no cristal.

B-2 A eletrônica associada ao detetor

Nesta secção será apresentada a eletrônica comumente utilizada para medidas unidimensionais com detetores de germânio.

A energia média perdida para a produção de um par elétron-buraco é 2,96 eV [3]. Dessa forma, a deposição de 1 MeV produz aproximadamente $3 \cdot 10^5$ pares. Essa carga coletada produz uma tensão pequena para ser analisada por um CAD (conversor analógico digital ou *analog to digital converter*). Por esse motivo, o sinal é tratado por um pré-amplificador e por um amplificador antes de ser convertido em um sinal digital.

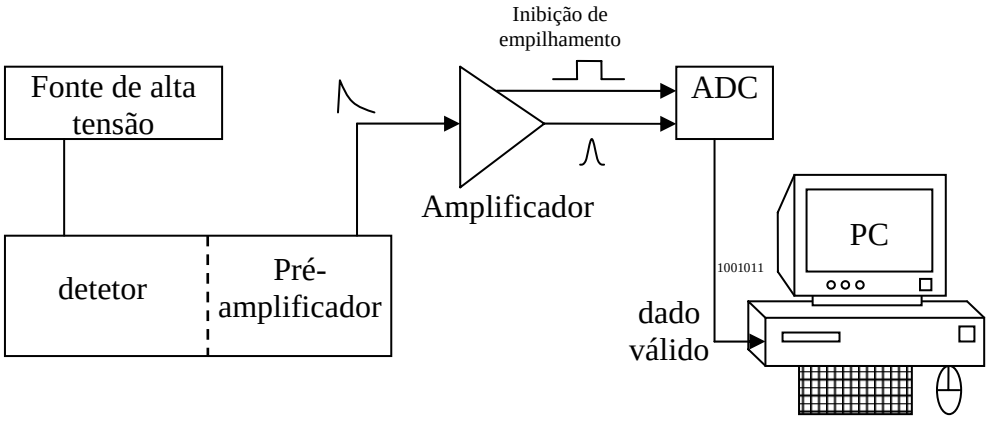
Esses módulos estão conectados a um bastidor NIM (*Nuclear Instrumentation Modules*), que é um suporte que apenas fornece tensão.

Nas próximas subsecções apresentam-se as funções e a operação de cada um dos módulos utilizados.

B-3 Disposição dos módulos

A figura B-3 mostra um esquema simplificado do caminho percorrido pelo pulso até chegar a um PC como uma informação digital. O computador então agrupa e histograma os dados obtidos, formando o espectro de energia.

Figura B-3: Esquema simplificado da eletrônica utilizada para a medição unidimensional.



B-4 Fonte de alta tensão aplicada ao detetor

Uma fonte de alta tensão serve para criar o campo elétrico no cristal.

Cada detetor tem uma tensão própria para a operação, geralmente entre 2 e 5 kV. Esse valor deve ser conferido cuidadosamente, pois se for polarizado com tensão menor, a resolução será baixa, desde que a coleta de cargas será menos

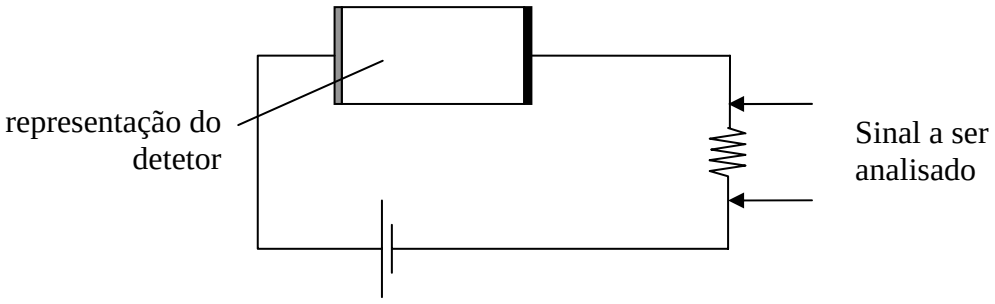
eficiente porque os pares elétrons buracos podem se recombinar, e, se for maior, pode-se romper a rigidez dielétrica do cristal, transformando-o temporariamente em um condutor.

Algumas fontes de alta tensão possuem um sistema de proteção que a desliga caso o pré-amplificador mande um sinal pelo cabo 'HV-inhibit' ou 'bias shut down'. Essa proteção impede que o detetor se danifique, por exemplo, no caso em que fique sem refrigeração.

B-5 Detetor e pré-amplificador

O pré-amplificador é o primeiro componente a analisar o sinal produzido pelo detetor.

Figura B-4: Circuito para análise da carga depositada no detetor.



A coleta das cargas entre os terminais do detetor mostrada na figura B-2.c produz uma corrente no detetor e portanto uma diferença de potencial no resistor mostrado na figura B-4.

B-6 Amplificador

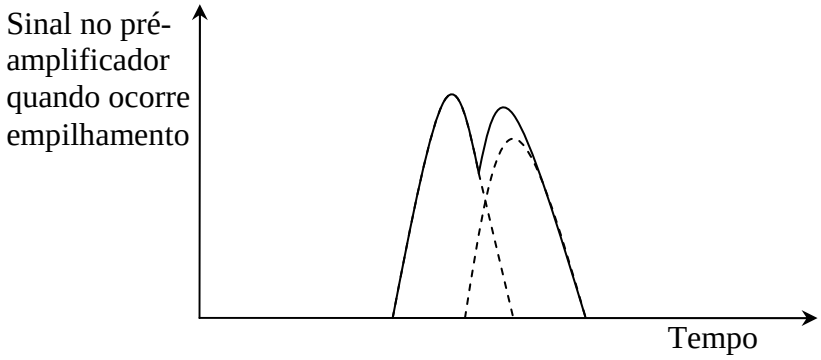
O sinal que sai do pré-amplificador tem amplitude pequena para ser analisado por um CAD e por esse motivo é tratado por um amplificador, que modifica a amplitude e a forma do sinal através de sucessivas integrações e diferenciações. O pico amplificado tem formato gaussiano para que o pulso fique mais tempo no seu valor máximo e, portanto, seja detetado de forma mais precisa pelo CAD [3].

A amplitude do pulso amplificado pode ser ajustada através do ganho, que, por exemplo, para o módulo Ortec 572 pode ser entre 10 e 1500 vezes através de um ajuste discreto de 20, 50, 100, 200, 500 e 1000 e um ajuste (fino) contínuo que multiplica esses valores por um número entre 0,5 e 1,5. A largura do pulso amplificado também pode ser ajustada através de valores pré-definidos de tempo de formação de pulso (*shaping time*). A dispersão em tempo é aproximadamente 5 vezes maior que o *shaping time*, que pode ser 0,25; 0,5, 1, 2, 3 e 6 μs para esse módulo.

A escolha da constante de tempo de formação de pulso deve ser feita de acordo com a medida. Se essa constante for muito pequena, próxima do tempo de subida do pulso de saída do pré-amplificador, os picos no espectro serão mais largos devido à dificuldade da determinação do máximo. Se a constante for muito grande, inibe o uso do detetor para alta taxa de contagens por efeito de empilhamento.

O efeito empilhamento ocorre quando dois sinais são processados quase que simultaneamente. A figura B-5 mostra o sinal do amplificador no caso em que ocorre empilhamento, o segundo pico terá seu valor máximo com energia maior do que a energia depositada. Caso não seja feita a rejeição de empilhamento, aparecerá no espectro uma estrutura contínua para energias maiores do que a energia dos picos.

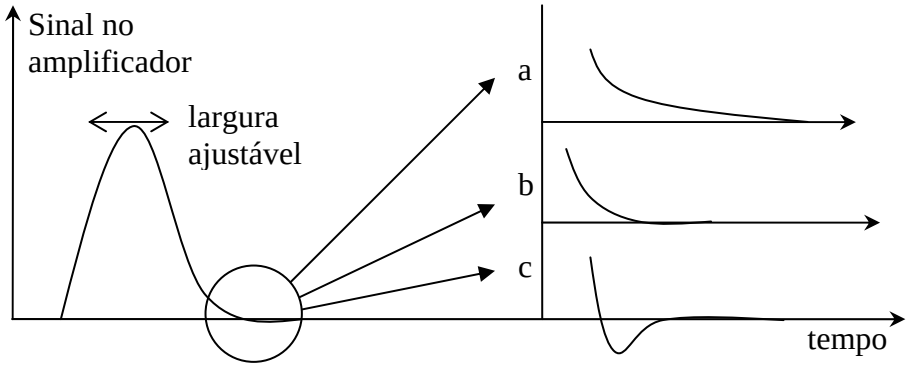
Figura B-5: Sinal do amplificador no caso em que ocorre empilhamento



O final do pulso da saída do amplificador deve ser ajustado de forma a retornar para a linha de base o mais rápido possível, sem que passe para valores negativos, como mostra a figura B-6 . Esse ajuste chama-se cancelamento do efeito de pólo e zero. Se o cancelamento de pólo e zero for ajustado de forma incorreta, como na figura B-6.a, aparecerá no espectro de energia uma cauda a direita do pulso. Essa cauda é provocada por fótons que foram detetados com pouca diferença de tempo e, portanto, o amplificador ainda não tinha retornado a linha de base.

O mesmo efeito, porém para o lado contrário, acontece se o pólo e zero for ajustado de forma errada como mostrado na figura B-6.c.

Figura B-6: Sinal na saída unipolar do amplificador. A largura depende do *shaping time* como está descrito no texto. O final do pulso deve ser ajustado cancelando o pólo e zero. As figuras a, b e c mostram, respectivamente, um ajuste exagerado, um ajuste correto e um ajuste deficiente do cancelamento de pólo e zero.



B-7 Conversor analógico digital

O CAD é um módulo que converte o sinal analógico vindo do amplificardor em um sinal digital para ser analisado em um PC. O pulso digital convertido pelo CAD é proporcional a energia depositada pelo fóton no detetor.

O sinal de entrada do CAD deve ter amplitude entre aproximadamente 0 e 10V, que devem ser ajustados pelos controles LLD e ULD (*lower level discriminator* e *upper level discriminator*). Esses discriminadores determinam o valor mínimo e máximo para a região em que o CAD converte os dados. Esses valores correspondem a cortes no espectro, para energias baixas o LLD e para energias altas o ULD. O corte a esquerda deve ser feito de maneira que o CAD não converta ruído, pois isso tomaria muito de seu tempo e ele provavelmente não estaria disponível quando chegasse um pulso de interesse para ser analisado.

Referências

[1] R. B. Firestone, et al., Table of isotopes, Wiley Interscience (1996).

[2] S. Raman, et. al., Efficiency calibration of Ge detector in the 0.1-11 MeV region, NIM A454 (2000) 389-402.

[3] G. F. Knoll, Radiantion Detection and Measurements, John Wiley & Sons (1979).

[4] Site of National Institute of Standards and Technology: www.nist.gov último acesso em 20/01/2005.

[5] D. B. Tridapalli, Função resposta de HPGe para fótons de 4 a 10 MeV, dissertação em andamento, LAL-IFUSP.

[6] D. Sardari, N. M. Baghini, Escape probability of 511 keV annihilation photons from HPGe detectors, Rad. Measus. 39 (2005) 387-390.

[7] MCNP A General Monte Carlo N- Particle transport Code, Version 5, Briesmester J. F., Loa Alamos – USA (2001).

[8] K. C. Chung, Introdução à Física Nuclear, editora EdUERJ, Rio de Janeiro (2001).

[9] S. Harissopulos, et. al., The $^{27}Al(p, \gamma)^{28}Si$ reaction: direct cross-section and resonance strengths at Ep = 0.2-1.12 MeV, Eur. Phys. J. A9 (2000) 497-489.

[10] R. Eisberg, e R. Resnick, Quantum Physics, John Wiley & Sons Inc. Santa Barbara (1974) Vesão traduzida para o português Editora Campus.

[11] O. Helene, e V. Vanin., Tratamento estatístico de dados, editora Edgard Blücher Ltda, São Paulo (1991).

[12] J. H. Vuolo, Fundamentos da teoria de erros, editora Edgard Blücher Ltda, São Paulo (1995).

[13] N. Ueta, W. G. P. Engel, G. J. G. Leandro, Confecção de alvos nucleares, IFUSP (2002).

[14] Wanda Gabriel Pereira Engel, comunicação privada.

[15] Informativo do Conselho Federal de Química julho a setembro de 2004, www.cfq.org.br/informativo%20jul%20a%20set%202004.pdf último acesso em 1/3/2005.

[16] Diego Azevedo Siviero, comunicação privada.

[17] H. M. Nussenzveig, Curso de Física Básica v2, Edgard Blücher Ltda, São Paulo (1983).

[18] Manual do detetor CANBERRA.

[19] P. Gouffon, Manual do programa IDEFIX, LAL – IFUSP (1983)

[20] Z. O. Guimarães, Programa IDF from windows, comunicação privada, (1999)

[21] P. Tikkanem, et. al., Short lifetimes in ^{28}Si, Phys. Rev. C47, 1(1993) 145-156.

[22] R. Ejnisman, P. R. Pascholati, Gamma-ray background Survey, Rev. de Fis. Aplic. a Instr. 9, 4(1994) 139-146.

[23] Bill Milner – VaxPak programs ORNL – comunicação privada – Oak Ridge National Laboratory – USA – (1986).

[24] P. M. Endt, et. al., Spectroscopic information on ^{24}Mg and ^{28}Si from próton capture, Nucl. Phys. A510 (1990) 209-243.

[25] F. Zijderhand, et. al. Detector-Efficiemcy calibration for High-energy gamma-rays. NIM A286(1990) 490-496.

[26] Z. Liu, L. Peng, L. Wei, T. Chang, Fine analysis of the calibration curve for a HPGe spectrometer in gamma Ray energy measurements. Nucl. Inst. Meth. In Phys. Res. A432 (1999) 122-129.

[27] P. M. Endt, and C. Van der Leun, Energy Levels of A=21-44 nuclei, Nucl. Phys A310 (1978) 1-752.

[28] P. M. Endt, Supplement to Energy Levels of A=21-44 nuclei (vii), Nucl. Phys A633 (1998) 1-220.

[29] S. D. Wilian e D. D. McCracken, Cálculo Numérico com estudo de casos em Fortran IV. Editora Campus, Rio de Janeiro (1978)

[30] www.nndc.bnl.gov último acesso em 22/05/2005