Universidade de São Paulo
Instituto de Física

Estudo da função resposta de um detector
HPGe a fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$

Diogo Bernardes Tridapalli

Orientador: Prof. Dr. Paulo R. Pascholati

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

Banca Examinadora:

Profa. Dra. Marina Fallone Koskinas	(IPEN)
Prof. Dr. Nemitala Added	(IFUSP)
Prof. Dr. Paulo Reginaldo Pascholati	(IFUSP)

São Paulo
2006

Autorizo a reprodução e divulgação total e parcial deste trabalho, por qualquer meio convencional ou eletrônico, desde que citada a fonte.

FICHA CATALOGRÁFICA

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

Tridapalli, Diogo Bernardes

Estudo da função resposta de um detetor HPGe a
fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p}, \text{alfa gama})^{16}\text{O}$. São Paulo, 2006.

Dissertação (Mestrado) - Universidade de São Paulo.
Instituto de Física-Dept^o Física Experimental.

Orientador: Prof. Dr. Paulo Reginaldo Pascholati

Área de Concentração: Física

Unitermos:

1. Detetores radioativos;
2. Função resposta;
3. HPGe;
4. Fótons de alta energia;
5. Simulação.

USP/IF/SBI-001/2007

*The real problem is not whether machines think
but whether men do.*
B. F. Skinner

Aos meus pais,
Wagner e Suzana.

Agradecimentos

Eu gostaria de agradecer a todas as pessoas que me ajudaram a chegar até aqui. Como a lista é grande e a memória é curta, me desculpem se eu esqueci de alguém.

Agradeço ao meu orientador Paulo R. Pascholati, que sempre me apoiou as minhas decisões (algumas meio malucas) e com quem eu aprendi muito mais do que física.

Aos professores Vito R. Vanin, Marcos N. Martins e Otaviano Helene, pelas conversas sobre questões conceituais e sobre análise de dados.

À professora Nora L. Maidana, pela ajuda com o programa MCNP5.

Aos professores do LAMFI, Márcia A. Rizzutto, Manfredo Tabacniks e Nemitala Added, pela ajuda no abastecimento de nitrogênio dos detetores e a ajuda nos experimentos.

Aos funcionários do LAMFI, Marcel D. L. Barbosa, Marcos R. Antônio e Marcos V. S. Lima, pela paciência e dedicação aos longos dias de medidas.

Aos professores do Grupo- γ , Nilberto H. Medina, José Roberto B. Oliveira (Zero) e Roberto V. Ribas, por nos confiar o detetor e pelas conversas sobre espectroscopia gama em linha.

Aos funcionários do laboratório de alvos: Wanda G. Pereira Engel e Jorge J. Gomes Leandro, pela inestimável ajuda na preparação dos alvos.

Ao Sr. Jorge Clementino dos Santos e o Sr. Felipe P. Jaldin Ferrufino, do Centro de Combustível Nuclear do IPEN, pela ajuda nas radiografias do detetor.

Aos funcionários do laboratório de eletrônica do LAL, Carlos U. Quinareli, Eduardo Monteiro e Renato C. Neves pela ajuda com problemas técnicos.

Aos demais funcionários do LAL, Antônio C. Hernandez, Alexandre A.

Malafronte, Juliana M. Peçanha, Luciano Portante, Roberto R. Lima e Terezinha M. S. Faracini, pelo apoio.

Aos amigos Gabriel Zarnauskas, Guilherme Hanninger, Mauro Cosentino e Priscila Santos, pelo apoio, companheirismo e os agradáveis momentos de procrastinação.

Aos amigos Heitor F. Honda, Luiz C. Guidolin e Roberto L. Parra, pelas dicas e discussões sobre linux, latex e assuntos afins.

Ao colega Washington R. Carvalho Jr., pela ajuda na simulação e por ter me falado que eu não conseguiria fazer a simulação em duas semanas, mas eu não acreditei.

Ao amigo Jairo C. Souza, que me ajudou na revisão desta dissertação, tornando-a mais fácil de ler.

Ao colega Diogo Boito, que me ajudou mesmo sem saber.

Ao amigo Cesar O. Guimarães, que iniciou os trabalhos com fótons de alta energia e me ajudou muito no início do mestrado.

Ao Zwinglio O. Guimarães Filho, que foi meu professor de laboratório, colega de sala e agora é meu amigo, pelas centenas de horas de discussões e conversas, sejam sobre física ou minhas idéias malucas; pela revisão desta dissertação; e por sua incrível disposição em ajudar os outros.

À minha família, em especial aos meus pais, Wagner e Suzana, que sempre me apoiaram e me ajudaram com tudo que foi possível.

Em especial à Flávia, que esteve ao meu lado me apoiando em todos os momentos, principalmente no fim do mestrado.

Resumo

O Laboratório do Acelerador Linear do Instituto de Física da Universidade de São Paulo está desenvolvendo um estudo sobre a eficiência e a função resposta de detectores de HPGe a fótons de alta energia. Neste trabalho foi estudada a função resposta de fótons provenientes da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$.

Na reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ podem ser observados os fótons característicos de 6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV. Fótons com esta energia possuem um grande potencial para várias aplicações importantes, como *Proton Induced Gamma-ray Emission* (PIGE), gamagrafia e procedimentos de calibração. No caso de procedimentos de calibração essa reação possui um diferencial: o fluxo de fótons observado é bem maior do que em outras reações estudadas, tais como $^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{28}\text{Si}$ e $^{23}\text{Na}(\text{p},\gamma)^{24}\text{Mg}$.

Os experimentos foram realizados no Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI) do IFUSP, utilizando um acelerador eletrostático tipo *Pelletron-tandem* de 1,7 MV de tensão máxima no terminal. O detector estudado foi um HPGe do tipo coaxial *reverse-electrode closed-end* com 72,5 mm de diâmetro e 60,5 mm de comprimento e 60 % da eficiência de um detector de NaI para fótons de 1,332 MeV. O detector foi posicionado a 0° em relação à linha de feixe. A corrente de prótons na irradiação era da ordem de 50 nA e a energia dos prótons variou entre 1,36 MeV e 1,42 MeV. O alvo utilizado consistia em 250 $\mu\text{g}/\text{cm}^2$ de CaF_2 evaporado em um suporte de Ta.

Os picos dos três fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ apresentaram deformações devido à emissão em vôo dos fótons. Essas deformações apresentam variações em função da energia dos prótons. Com o objetivo de descrever as formas dos picos foi desenvolvido um programa que utiliza a técnica de

Monte Carlo para simulá-las.

Os dados sobre *yields* relativos dos fótons e seção de choque da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ encontrados na literatura são imprecisos e contraditórios. Então, como parte dos resultados deste trabalho, foram obtidos os *yields* relativos dos fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ para energias de prótons entre 1,360 MeV e 1,420 MeV.

A função resposta do detetor para as diferentes formas dos picos foram obtidas através de simulações com o programa MCNP5. Para estas simulações foi feita uma descrição detalhada da geometria interna do detetor, obtida por meio de radiografias do mesmo. As intensidades relativas dos fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ em função da energia dos prótons puderam ser obtidas através de um ajuste por mínimos quadrados das funções respostas simuladas aos espectros experimentais de altura de pulso.

Abstract

In the $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ reaction, characteristic gamma-rays with energies: 6.1 MeV; 6.9 MeV and 7.1 keV can be observed. These photons can be used in many important applications such as Proton Induced Gamma-ray Emission (PIGE), gamma radiography and calibration purposes. It has another advantage in calibration procedures, which is the observed photon flux is greater than other reactions studied, $^{27}\text{Al}(\text{p},\gamma)^{28}\text{Si}$ and $^{23}\text{Na}(\text{p},\gamma)^{24}\text{Mg}$. In our laboratory, we are studying the efficiency and response function of HPGe detectors for high energy photons, and for this it is necessary a source with a level scheme with a few gamma-ray transitions and known relative yields. The $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ reaction satisfies the first condition but in the literature we found relative yields for thick targets or reaction cross section for thin targets. However, we use targets of intermediate thickness, therefore in this work we measure the relative gamma-ray yields for protons with energies between 1.36 MeV and 1.42 MeV.

The experiments were performed at the 1.7 MV Pelletron tandem accelerator of the Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI) located at Instituto de Física da Universidade de São Paulo, using a reverse-electrode closed-end coaxial HPGe detector with 72.5 mm in diameter and 60.5 mm in length, at 0° . The proton irradiation current was 50 nA, and the target consisted of $250\text{ }\mu\text{g}/\text{cm}^2$ CaF_2 evaporated on a 0.1 mm Ta backing.

In this reaction the ^{20}Ne resonant state fissions in flight, and the resulting ^{16}O excited states have different half-lives; all observed peaks are deformed due to either Doppler broadening from ^{16}O random velocity direction or Doppler shift from nuclei that leave the target toward the vacuum chamber. Moreover, the peak deformations vary with the proton energy. These defor-

mations were modeled by a Monte Carlo simulation that follows the oxygen nuclei in its trajectory until photon emission, considering the changes in spatial distribution of the exact interaction point in the target with incident proton energy due to the large resonance width and proton energy loss, and ^{16}O energy loss and multiple scattering until decay, in the different target layers.

Using the detector response functions calculated by MCNP5 simulations, the relative intensities of the three gamma rays were obtained by a least square fit of the response functions, taking into account the Doppler broadening and shift for each gamma ray, to the data in the experimental pulse-height spectrum.

Sumário

Agradecimentos	vii
Resumo	ix
Abstract	xi
Sumário	xiii
1 Introdução	1
1.1 Motivação	1
1.1.1 O microtron	2
1.2 Princ. físicos env. no func. de um detetor HPGe	4
1.2.1 Interação de fótons com a matéria	4
1.3 Função resposta	11
1.3.1 Função resposta de detetores de germânio	11
1.3.2 Métodos para obter a função resposta	12
1.4 A Reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$	14
2 Experimento	17
2.1 Descrição experimental	17
2.1.1 Acelerador	17
2.1.2 Alvos	18
2.1.3 Detetor e eletrônica associada	21
2.1.4 Procedimento experimental	22
2.2 Resultados	26
2.2.1 Espectros	26
2.2.2 Função de excitação	29
3 Simulações	33
3.1 Produção de fótons no alvo	33
3.1.1 A reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$	34
3.1.2 Meia vida do ^{20}Ne	35

3.1.3	Distribuição das posições das reações	36
3.1.4	Cinemática da reação	37
3.1.5	<i>Stopping power</i>	39
3.1.6	Espalhamento múltiplo	40
3.1.7	Emissão dos fótons	40
3.1.8	Energia e meia vida dos níveis do ^{16}O	41
3.1.9	Parâmetros e constantes	41
3.1.10	Condições de contorno consideradas	42
3.1.11	Distribuições de energias simuladas	42
3.2	Resposta do detetor HPGe	43
3.2.1	MCNP5	44
3.2.2	Geometria simulada	44
3.2.3	Distribuições angular e de energia dos fótons emitidos .	49
3.2.4	Funções respostas simuladas	49
4	Análise	53
4.1	Pré-análise dos espectros experimentais	53
4.2	Pré-análise da função resposta simulada	54
4.3	Ajuste	54
4.3.1	Modelo de ajuste	55
4.3.2	Resultados dos ajustes	56
5	Discussões e conclusões	61
5.1	Considerações sobre os ajustes	61
5.2	<i>Yield</i>	62
5.2.1	<i>Yield</i> relativo	63
5.3	Considerações finais	64
	Referências Bibliográficas	67
A	Espectros experimentais	75
B	Distribuições de energia simuladas	83
C	Espectros ajustados	89
D	Código fonte do programa <i>simula</i>	97
D.1	simulacao.h	97
D.2	simulacao.C	101
E	Geometria utilizada no MCNP5	119

Capítulo 1

Introdução

Neste capítulo são apresentadas a motivação deste trabalho, um breve resumo dos princípios físicos envolvidos no funcionamento de detetores HPGe, uma explicação do que é uma função resposta e os possíveis métodos para a determinação da mesma, além de uma introdução à reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ que foi utilizada como fonte de fótons de alta energia.

1.1 Motivação

O Laboratório do Acelerador Linear (LAL) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (IFUSP) possui uma tradição em espectroscopia gama de precisão de fótons com energia até 3 MeV com detetores HPGe. Com a construção do acelerador microtron, como explicado na seção 1.1.1, serão realizados experimentos com fótons de energias maiores. Então o laboratório possui um projeto com o objetivo de estudar o comportamento dos detetores HPGe com fótons de altas energias. Dentro deste projeto, este trabalho de mestrado se propôs a realizar um estudo sobre a capacidade de o programa MCNP5 simular a função resposta de detetores HPGe.

Além do estudo sobre a função resposta, neste trabalho foi desenvolvido uma metodologia de análise de espectros que pode obter a intensidade relativa dos fótons observados. No caso da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ foram calculados os *yields* relativos dos fótons, cujos valores encontrados na literatura são

inconsistentes. Esta metodologia é explicada no Capítulo 4. Ela depende da simulação da função resposta do detetor que é descrita no Capítulo 3.

1.1.1 O microtron

O Laboratório do Acelerador Linear (LAL) do Instituto de Física da Universidade de São Paulo (IFUSP) está construindo um acelerador de elétrons do tipo *continuous wave (cw) racetrack microtron* [1] com energia máxima de 38 MeV para substituir o Stanford Mark II (MK II), que esteve em operação de 1971 a 1993 [2]. Juntamente com o monocromador de fótons [3, 4] (*tagger*) o feixe de elétrons do acelerador pode ser utilizado para produzir fótons monocromáticos - linearmente polarizados ou não - com energias entre 2 e 32 MeV, utilizando os dois estágios de aceleração.

Uma das principais vantagens do microtron em relação ao MK II é o maior fator de utilização (*duty cycle*), 0,01% no MK II e 100% no microtron. No MK II o feixe é formado por pulsos curtos (10^{-6} s) com um intervalo de 1/60 s entre os mesmos. No microtron a microonda que acelera o feixe não é pulsada, operando no modo *cw* (onda contínua). Dessa forma, a descontinuidade temporal do feixe manifesta-se apenas com o período da microonda, que é menor que a resolução temporal da eletrônica usualmente utilizada e, portanto, o feixe pode ser considerado contínuo. Então, a corrente média do microtron é 100 vezes maior que a do MK II, enquanto a corrente instantânea é 100 vezes menor. Esta característica permite a detecção em coincidência dos produtos da reação com as partículas espalhadas que provocaram a reação, pois com o feixe distribuído uniformemente no tempo o sistema de medidas pode trabalhar com um tempo morto aceitável.

Após o fim do primeiro estágio do acelerador estará disponível um feixe de elétrons com até 5 MeV com o qual serão realizados estudos de estados nucleares ligados utilizando a técnica de fluorescência de ressonância nuclear (NRF) [5].

Em um experimento NRF são observadas as radiações emitidas por decaimentos de estados ligados excitados por absorção ressonante de fótons. Analisando os espectros de fótons ressonantemente espalhados é possível ob-

ter a seção de choque de espalhamento, e com isso determinar a largura de decaimento para o estado fundamental (Γ_0) e a probabilidade reduzida da transição $B(E\lambda/M\lambda)$, independente da escolha de modelo nuclear. Este tipo de experimento permite, também, a determinação da energia de excitação, do spin e da paridade do estado excitado (para núcleos par-par). Os dois últimos são obtidos através da análise da distribuição angular e da polarização da radiação espalhada, respectivamente.

O arranjo experimental utilizado em medidas NRF é bastante simples, consistindo basicamente de detectores HPGe. Um esquema está ilustrado na Figura 1.1.

Figura 1.1: Arranjo experimental utilizado em medidas de NRF [1]. O feixe de elétrons incide sobre o radiador que produz um feixe de fótons de *bremsstrahlung*. Os fótons colimados incidem sobre o alvo e a radiação espalhada é detetada por detectores HPGe.

Com o segundo estágio do acelerador serão realizados experimentos de NRF com energias mais altas, incluindo um estudo de PDR (*pigmy dipole resonance*) [6] e reações fotonucleares acima do limiar de emissão de partículas, observando nêutrons de reações (γ, n).

Nos experimentos que serão realizados no microtron planeja-se detectar principalmente fótons e nêutrons. No LAL já foram realizados experimentos preliminares para o estudo da eficiência intrínseca de detecção de nêutrons por detectores HPGe [7].

Em relação aos fótons, o LAL possui grande experiência na realização de medidas de fótons com energia de até 3 MeV com detectores HPGe, em coincidência ou não, com vários trabalhos que utilizam e caracterizaram esses detectores [8, 9, 10, 11, 12, 13]. Com o intuito de consolidar o conhecimento sobre detecção de fótons utilizando detectores HPGe, o laboratório está desenvolvendo uma série de trabalhos ([14, 15]) para calibração de eficiência, estudo de função resposta e medidas com fótons de altas energias, relacionados a detectores HPGe, dentre os quais o presente trabalho faz parte.

1.2 Princípios físicos envolvidos no funcionamento de um detector HPGe

Esta seção aborda a interação dos fótons com a matéria, no contexto de sua influência sobre a função resposta de detectores HPGe.

1.2.1 Interação de fótons com a matéria

Dentre os vários processos possíveis na interação de fótons com a matéria, os processos relevantes quando o elemento em questão é o germânio são: o efeito fotoelétrico, o espalhamento Compton e a produção de pares.

Cada um dos três processos é predominante em determinada faixa de energia, como pode ser observado na Figura 1.2. Para fótons com energia aproximadamente entre 10^{-3} MeV e 10^{-1} MeV, predomina o efeito fotoelétrico. Acima desta energia o efeito Compton passa a ser predominante até aproximadamente 9 MeV, onde a produção de pares se torna o processo mais provável.

Efeito fotoelétrico

No efeito fotoelétrico o fóton incidente é absorvido pelo átomo, o qual emite um elétron (fotoelétron), como visto na Figura 1.3. O processo ocorre para o átomo como um todo e não pode ocorrer com elétrons livres por causa da

Figura 1.2: Seção de choque do germânio para diferentes processos de interação com fótons [16]: efeito fotoelétrico; efeito Compton; criação de pares, no campo do núcleo e dos elétrons.

conservação de momento. A energia do fotoelétron produzido por um fóton de energia E_γ é dada por:

$$E_{e^-} = E_\gamma - E_n \quad (1.1)$$

onde E_n é a energia de ligação do elétron antes da reação, que no caso da camada K do germânio é da ordem de 11 keV [17]. Este processo só é possível se a energia do fóton for maior ou igual à energia de ligação do elétron menos ligado.

Após a emissão do fotoelétron o átomo fica ionizado, mas rapidamente captura um elétron livre do meio. Ao passar a um estado mais estável, o átomo pode emitir um ou mais raios X característicos além de elétrons Auger. Esses fótons secundários são, em sua maioria, reabsorvidos por processos fotoelétricos envolvendo camadas menos ligadas dos átomos.

Quando o fóton interage por efeito fotoelétrico com um detetor produzindo um fotoelétron e outros elétrons menos energéticos (provenientes dos

Figura 1.3: Esquema do efeito fotoelétrico.

fótons característicos da desexcitação do átomo envolvido na interação) e nenhuma das partículas escapa do detector, a soma da energia cinética desses elétrons será igual à energia do fóton incidente. Isto é, ocorre a deposição total da energia do fóton no detector, como ilustra a Figura 1.4.

Figura 1.4: Esboço da densidade de energia depositada em um detector quando ocorrem apenas interações fotoelétricas.

A intensidade do efeito fotoelétrico depende da energia do fóton e da massa atômica do absorvedor, e como mostra a equação (1.2), é mais relevante para fótons de menor energia.

$$\tau \sim \frac{Z^n}{E_\gamma^{3,5}} \quad (1.2)$$

onde n varia entre 4 e 5 dependendo da energia do fóton incidente [18].

Espalhamento Compton

O espalhamento Compton é caracterizado pela absorção de um fóton por um elétron seguido pela emissão de um fóton de menor energia, como ilustra a Figura 1.5.

Figura 1.5: Esquema do efeito Compton.

A energia do fóton espalhado (E'_γ), e conseqüentemente do elétron de recuo (E_{e^-}), podem ser calculadas por conservação de momento e energia [18] e dependem do ângulo (θ) de espalhamento do fóton em relação a direção do fóton incidente, como mostrado pelas equações:

$$E'_\gamma = \frac{E_\gamma}{1 + (E_\gamma/m_0c^2)(1 - \cos \theta)} \quad (1.3)$$

$$E_{e^-} = E_\gamma \cdot \frac{(E_\gamma/m_0c^2)(1 - \cos \theta)}{1 + (E_\gamma/m_0c^2)(1 - \cos \theta)} \quad (1.4)$$

onde m_0c^2 é a energia de repouso do elétron (511 keV).

Destas equações observa-se que para ângulos pequenos ($\theta \rightarrow 0$) a energia do fóton espalhado é praticamente a mesma do fóton incidente, e conseqüentemente, a energia do elétron de recuo tende a zero. No outro extremo, ângulos grandes ($\theta \rightarrow \pi$), caracteriza-se a condição para energia máxima transferida ao elétron de recuo. É interessante notar que neste processo existe um limite máximo para a energia do elétron de recuo e que a diferença

(E_C) entre ela e a energia do fóton incidente depende desta última:

$$E_C \equiv E_\gamma - E_{e^-}|_{\theta=\pi} = \frac{m_0 c^2}{2 + m_0 c^2 / E_\gamma} \quad (1.5)$$

e tende a um valor constante quando $E_\gamma \gg m_0 c^2 / 2$, assim:

$$E_C \simeq \frac{m_0 c^2}{2} \quad (1.6)$$

Estas características podem ser facilmente visualizadas em um exemplo da distribuição de energia dos elétrons de recuo, como o da Figura 1.6.

Figura 1.6: Esboço da densidade de energia depositada em um detector quando ocorrem apenas interações Compton.

A distribuição angular dos fótons espalhados é bem descrita pela equação de Klein-Nishina para a seção de choque diferencial [18]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = Zr_0^2 \cdot \left(\frac{1}{1 + \alpha(1 - \cos \theta)} \right)^2 \cdot \left(\frac{1 + \cos^2 \theta}{2} \right) \cdot \left(1 + \frac{\alpha^2(1 - \cos \theta)^2}{(1 + \cos^2 \theta)[1 + \alpha(1 - \cos \theta)]} \right) \quad (1.7)$$

onde $\alpha \equiv E_\gamma / m_0 c^2$ e r_0 é o raio clássico do elétron.

Como visto na equação (1.7) a seção de choque do espalhamento Compton é diretamente proporcional ao número atômico, isso porque a probabilidade de haver interações é proporcional ao número de elétrons (e em um material

eletricamente neutro o número de elétrons é igual ao número de prótons dos núcleos).

Produção de pares

O processo de produção de pares só é possível quando a energia do fóton incidente é maior que $2m_0c^2$, que é o equivalente em energia da massa de repouso do par elétron-pósitron criado na interação. Toda a energia do fóton incidente que excede este valor é conservada na forma de energia cinética dos léptons criados, como mostra a equação:

$$E_{e^-} + E_{e^+} = E_\gamma - 2m_0c^2 \quad (1.8)$$

onde E_{e^-} e E_{e^+} são, respectivamente, a energia cinética do elétron e do pósitron.

Além do fóton incidente, para que ocorra a produção de pares, é necessário um fóton adicional (normalmente proveniente do campo Coulombiano dos prótons ou elétrons do átomo em questão) para a conservação de momento [19]. Um esquema deste processo pode ser visto na Figura 1.7.

Figura 1.7: Esquema da produção de pares. Um fóton incidente com energia E_γ interage com um fóton proveniente do campo Coulombiano do átomo, criando um par elétron-pósitron.

O pósitron emitido perde energia cinética até se aniquilar com um elétron, do meio, ligado ou não, produzindo um par de fótons com energia

aproximadamente 511 keV (m_0c^2) cada (aproximadamente porque existem correções devido à energia de ligação do elétron e à energia cinética do centro de massa). Esses fótons secundários podem ou não ser absorvidos pelo meio. Se um deles escapar do detector e o outro for absorvido por algum dos processos já citados, a soma da energia cinética dos elétrons depositada no detector será igual à energia do fóton incidente menos 511 keV. Este é um evento chamado de escape simples. Se os dois fótons escaparem do detector a energia depositada no mesmo será igual a $E_\gamma - 2 \cdot m_0c^2$, conhecido como escape duplo. Na Figura 1.8 são ilustrados os dois casos de escape.

Figura 1.8: Esboço da densidade de energia depositada em um detector onde ocorrem apenas escapes simples e escapes duplos.

A intensidade da produção de pares é proporcional à raiz quadrada do número atômico do material absorvedor [18].

Dentre os três processos aqui descritos a produção de pares possui uma posição de destaque neste trabalho. Isso porque os fótons entre 6 e 7 MeV, da reação $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ utilizada no experimento, estão na faixa de energia em que ocorre a transição da predominância do efeito Compton para a produção de pares. Sendo assim, este último vai ser responsável por grande parte da função resposta do detector. Além disso, os experimentos com fótons de alta energia, iniciados com o trabalho de Guimarães [14], são pioneiros no laboratório e abrem oportunidades de pesquisa como um estudo sobre a probabilidade de haver um escape triplo [20].

1.3 Função resposta

A função resposta de detetores pode ser usada em dois contextos gerais: na deconvolução de espectros experimentais com o objetivo de obter a distribuição de energia da radiação detetada; e na convolução com distribuições de energia calculadas por métodos matemáticos com o objetivo de prever espectros experimentais.

A função resposta ($R(E, E_\gamma)$) é a função que descreve a densidade de probabilidade de ser depositada uma energia (E) em um detetor por um fóton incidente com energia E_γ .

A distribuição da densidade de energia depositada no detetor ($\frac{dN}{dE}$), que é facilmente relacionada ao espectro experimental, pode ser calculada integrando-se a função resposta e a distribuição de energia dos fótons incidentes ($S(E_\gamma)$):

$$\frac{dN}{dE}(E) = \int R(E, E_\gamma) S(E_\gamma) dE_\gamma \quad (1.9)$$

Se os fótons incidentes forem monocromáticos com energia E_0 , a distribuição $S(E_\gamma)$ pode ser representada por uma função de Dirac do tipo:

$$S(E_\gamma) = S_0 \delta(E_\gamma - E_0) \quad (1.10)$$

e obtemos uma distribuição de energia depositada no detetor igual a:

$$\frac{dN}{dE}(E) = R(E, E_0) S_0 \quad (1.11)$$

o que mostra que é possível, em princípio, obter a função resposta realizando medidas de fótons monocromáticos de energias diferentes. Porém, na realidade não existem fontes monocromáticas de fótons com todos os valores de energias possíveis.

1.3.1 Função resposta de detetores de germânio

O baixo número atômico do germânio resulta em uma seção de choque para o efeito fotoelétrico entre 10 e 20 vezes menor que para o iodeto de sódio e uma

diferença ainda maior quando comparado com cintiladores de alto número atômico, como o BGO (*Bismuth Germanate*). Isto implica em uma eficiência intrínseca¹ de foto-pico muito menor. Apesar disso, o pico de absorção total ainda é proeminente devido à excelente resolução em energia. Além das interações por fotoelétrico, contribuem fortemente para a formação do pico de absorção total eventos de múltiplas interações, como espalhamento Compton seguido de absorção fotoelétrica do fóton espalhado.

O contínuo do espalhamento Compton também é parte relevante na resposta de detectores de germânio, pois como visto na Figura 1.2, a seção de choque do espalhamento Compton é maior na faixa de energia (entre 0,1 e 10 MeV) que o detector é comumente utilizado.

A produção de pares se torna relevante com fótons de alta energia e no germânio, devido ao seu baixo número atômico, existe uma grande probabilidade de um ou os dois fótons provenientes da aniquilação do pósitron escaparem do detector. Se a energia do fóton incidente for muito grande (da ordem de 10 MeV², é possível que os picos de escape sejam mais proeminentes no espectro do que o pico de absorção total. Devido a este fato, em algumas situações, os picos de escape são utilizados para determinar a energia do fóton incidente ao invés do pico de absorção total. Medidas mais cuidadosas têm demonstrado que os picos de escape simples podem apresentar efeitos provenientes do momento do par elétron-pósitron, antes da aniquilação, e da energia de ligação do elétron. Foi demonstrado também que o centróide do escape simples em detectores coaxiais pode estar deslocado para energias maiores (da ordem de 50 eV) devido à mobilidade do pósitron no campo elétrico do detector [21].

1.3.2 Métodos para obter a função resposta

A função resposta de um detector pode ser obtida de 3 modos: interpolação de espectros de fontes monoenergéticas, funções semi-empíricas e simulações Monte Carlo.

¹Definida na referência [18].

²Esta energia varia com o tamanho do detector.

Interpolação de espectros

No método de interpolação de espectros são realizadas medidas com um grande número de fontes aproximadamente monoenergéticas. É possível obter com estes espectros uma matriz de resposta como função da energia depositada no detetor e da energia do fóton incidente, através de interpolações dos espectros medidos. Este método tem sido muito utilizado para obter a resposta de detetores de NaI(Tl). Uma descrição dele se encontra na referência [22].

Funções semi-empíricas

O método de funções semi-empíricas é caracterizado pelo uso de funções empíricas e modelos teóricos dos efeitos que formam a resposta. Estas funções possuem parâmetros livres que são ajustados de forma que a função descreva espectros experimentais de fontes monoenergéticas com energias diferentes. Posteriormente é feito um modelo para descrever a variação dos parâmetros com a energia do fóton incidente. Este método é utilizado nas referências [12, 23, 24].

Monte Carlo

O método de Monte Carlo pode ser usado para reproduzir um processo estatístico e é particularmente útil em problemas complexos que não podem ser modelados por métodos determinísticos.

As distribuições de probabilidades que governam os fenômenos estudados são amostradas estatisticamente para descreve-lo como um todo. Normalmente a simulação é realizada por um computador, pois o número de tentativas necessárias para descrever adequadamente o fenômeno é muito grande.

O processo de amostragem é baseado na seleção de números aleatórios analogamente a dados jogados em uma aposta de cassino, daí o nome Monte Carlo. No transporte de partículas, a técnica de Monte Carlo é praticamente realística (um experimento numérico). Ela consiste em “seguir” cada uma das muitas partículas de uma fonte durante sua “vida” até sua “morte” por algum processo terminal (absorção, escape, etc.). As distribuições de probabilidades

são amostradas utilizando-se dados de transporte para determinar o resultado de cada passo da “vida” das partículas.

O método de Monte Carlo possui uma vantagem em relação a métodos determinísticos, os últimos possuem grande dificuldade para descrever analiticamente todos os processos de interações relevantes para a função resposta. As equações são complexas com condições de contorno e aproximações diferentes para cada tipo de detetor.

É possível programar com Monte Carlo todas as interações que se julgar relevante, descrever a geometria do detetor/arranjo de forma tão detalhada quanto se queira e além disso, o programa simula as interações de cada fóton. Uma dificuldade desse método são os detalhes da geometria dos detetores, pois as informações fornecidas pelos fabricantes são limitadas, incompletas e algumas vezes errôneas.

Este trabalho se valeu do método de Monte Carlo, utilizando o programa MCNP5 [25], para obter a função resposta do detetor estudado. Tendo como um dos objetivos verificar a qualidade da função resposta de detetores HPGe a fótons de alta energia obtida com o MCNP5.

O método de Monte Carlo é utilizado também nas referências [26, 27, 28, 29, 30].

1.4 A Reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$

A reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ é importante em várias áreas, desde astrofísica nuclear, passando por calibração de detetores [31, 32] e dosímetros [27, 33] e até aplicações como análise não destrutiva de traços de flúor em materiais com a técnica PIGE (*Proton Induced Gamma-ray Emission*) [34, 35].

A reação de prótons com flúor foi medida pela primeira vez no início da década de 1930 por Cockcroft e Walton [36] e Oliphant e Lord Rutherford [37] quando foram observadas apenas partículas alfas. A primeira medida de fótons provenientes desta reação foi apresentada em um encontro em Berkeley em junho de 1934 por McMillan [38] e publicada no mesmo ano [39]. Em 1941 foi publicado por Streib et al. [40] um dos primeiros artigos com a função de excitação e o *yield* absoluto para alfas, fótons e pares provenientes da reação,

além de uma discussão dos modelos que poderiam explicar os produtos.

As alfas emitidas na interação de um próton com o ^{19}F podem ser classificadas em diferentes “grupos” [41], de acordo com o estado do ^{16}O após a transição do núcleo composto ^{20}Ne . Se esse é o fundamental a alfa emitida é identificada como α_0 . Quando a transição ocorre para o primeiro estado excitado do ^{16}O a alfa pertence ao grupo α_π , pois este estado possui o mesmo spin (0^+) do estado fundamental, o que impede uma transição por emissão de fóton. Existe também a possibilidade do ^{16}O ficar em estados que decaem por emissão de fótons, como mostra a Figura 1.9. Neste caso a alfa é classificada em ordem de maior energia. Por exemplo, as alfas das transições para os estados de 6,1, 6,9 e 7,1 MeV são α_1 , α_2 e α_3 , respectivamente.

O primeiro estado excitado do ^{16}O decai principalmente por produção de pares [31, 35], onde cada lépton possui aproximadamente 2,5 MeV. Os estados de 6,1, 6,9 e 7,1 MeV decaem para o estado fundamental [42]. O estado de 8,8 MeV decai em cascata [29, 43] pela emissão de um fóton de 2,7 e um de 6,1 MeV.

Figura 1.9: Esquema de níveis simplificado do ^{16}O e do ^{20}Ne que ilustra a reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$. Todas as energias estão em keV e o esquema não está em escala. Retirado da referência [29].

Apesar de existir uma revisão sobre os dados da reação [44], é notado por vários autores [28, 29, 45, 46, 47] que existem poucos dados experimentais publicados sobre *yields*, razões de ramificações e distribuições angulares dos fótons da reação, mesmo considerando a importância tecnológica desta reação. Além disso, os dados são muitas vezes discrepantes e/ou inconsistentes, sendo a maioria deles apresentados de forma gráfica. Acredita-se que isso ocorra porque medidas de precisão destas grandezas requerem um grande controle de variáveis como espessura e estequiometria do alvo, eficiência absoluta de detecção e integração da corrente de prótons, além da dificuldade nas comparações entre alvos de espessuras e composições diferentes.

A reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ pode ser dividida em 4 passos: no momento inicial temos o próton e o ^{19}F ; depois ocorre a fusão dessas partículas formando o ^{20}Ne ; este fissiona em $\alpha + ^{16}\text{O}^*$; e finalmente, o $^{16}\text{O}^*$ decai para o estado fundamental emitindo um fóton. Percebe-se que esta não é uma reação muito simples, pois a cada passo são acrescentadas novas variáveis à cinemática da reação e junto delas uma série de hipóteses que permitem calcular a direção e energia do fóton emitido pelo núcleo de oxigênio. Na seção 3.1 são discutidas essas hipóteses assim como as possibilidades que decorrem das mesmas.

A reação é interessante para o estudo da resposta de detetores, pois na região de interesse¹ emite apenas 3 fótons, 6,1, 6,9 e 7,1 MeV, que fornecem um espectro “limpo” acima da energia do fundo radioativo, por volta de 2,6 MeV [48]. Além disso, quando comparada com outras reações realizadas em nosso laboratório [14], ela é mais vantajosa, pois possui uma alta taxa de produção de fótons.

¹Acima de 3 MeV.

Capítulo 2

Experimento

Este capítulo aborda o experimento como um todo, desde a descrição do acelerador, detetor e eletrônica, passando pela confecção dos alvos e pelo procedimento experimental até os espectros obtidos.

2.1 Descrição experimental

2.1.1 Acelerador

As medidas foram realizadas no Laboratório de Análise de Materiais por Feixes Iônicos (LAMFI), utilizando-se um acelerador eletrostático tipo *Pelletron-tandem*, modelo 5SDH, construído pela National Electrostatic Corporation (NEC), que pode alcançar até 1,7 MV de tensão no terminal. Operando na tensão máxima do sistema, um feixe de prótons, consiste de íons com até 3,4 MeV.

Pela concepção do acelerador, com o terminal positivo e a entrada aterrada, há a necessidade de um feixe primário de íons negativos. A função das fontes de íons é gerar um feixe negativo do elemento de interesse. Há duas fontes disponíveis, a fonte *Alphatross* e a fonte SNICS.

A fonte SNICS (*Source of Negative Ions by Cesium Sputtering*) produz íons negativos através da colisão de Cs^+ em um material sólido constituído pelo elemento de interesse, este é mantido a -2 kV em relação aos íons. Os íons são extraídos da fonte e pré-acelerados por uma diferença de potencial

de 17 kV. Esta é a fonte normalmente utilizada para feixes de próton, mas na época do experimento (dezembro de 2005) estava em manutenção.

A fonte *Alphatross* possui este nome em razão de ter sido projetada para a produção de He^- , mas pode ser utilizada para produção de H^- . Nela o gás do elemento de interesse é ionizado por uma fonte de radiofrequência de 100 MHz e acelerado por uma diferença de potencial de 6 kV em direção ao compartimento de troca de carga, onde vapor de rubídio é responsável pela doação dos dois elétrons necessários para a formação do feixe negativo. Somente uma parcela do feixe (em torno de 2%) é convertida em íons negativos, que são extraídos e pré-acelerados por uma tensão de 14 kV e injetados no acelerador. Esta foi a fonte utilizada nos experimentos deste trabalho. Ambas as fontes são capazes de gerar feixes negativos da ordem de μA , para os íons mais utilizados (prótons e alfas).

Uma descrição mais detalhada sobre o equipamento disponível no LAMFI pode ser encontrada na referência [49].

2.1.2 Alvos

Os alvos de CaF_2 depositados sobre um suporte de tântalo, semelhante ao mostrado na Figura 2.1, foram produzidos no Laboratório de Alvos Nucleares do departamento de Física Nuclear do IFUSP pela especialista em laboratório Wanda Gabriel Pereira Engel, com o auxílio do técnico de laboratório Jorge de Jesus Gomes Leandro.

Composição e Suporte

Na literatura são utilizados diversos compostos e suportes para alvos de flúor. Um resumo com os principais pode ser encontrado na Tabela 2.1.

Dentre as possibilidades para compostos foi escolhido o CaF_2 , pois a reação $^{40}\text{Ca}(p,\gamma)^{41}\text{Sc}$ possui $Q = 1085 \text{ keV}$ [50, 51, 52]. Sendo assim, os fótons produzidos por essa reação com $E_p = 2 \text{ MeV}$ teriam uma energia menor que 3,1 MeV, não interferindo na região de energia de interesse. Além disso, o Laboratório de Alvos Nucleares já possuía experiência na fabricação de alvos deste composto, o que contribuiu bastante para a sua adoção.

Figura 2.1: Foto de alvo fino de CaF_2 suportado por Ta.

É importante destacar que a contaminação de carbono no alvo¹ não foi prejudicial, pois a reação $^{12}\text{C}(\text{p},\gamma)^{13}\text{N}$ possui seção de choque pequena e produz fótons de baixa energia.

Como suporte foram adotados discos de tântalo com 0,1 mm de espessura e 10 mm de diâmetro. A grande vantagem do tântalo em relação a outros compostos é a possibilidade de se utilizar a excitação coulombiana dele como medida relativa da corrente de prótons, como explicado na seção 2.2.2. Contribuíram a seu favor a sua boa aderência com o CaF_2 , sua boa capacidade de dissipar o calor e seu uso em experimentos anteriores [14].

Espessura do alvo e energia do feixe

Nas referências citadas na Tabela 2.1 as espessuras dos alvos de CaF_2 variam entre $1,1 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ e $1,6 \cdot 10^6 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ e a energias dos prótons entre 0,2 MeV e 5,2 MeV, o que mostra um número muito grande de possibilidades de combinações destas duas características. Como a intenção original deste trabalho

¹Carbono e flúor são os contaminantes mais comuns em alvos nucleares.

Suporte	CaF ₂	MgF ₂	LiF	ZnF ₂	SF ₆
Ta	[27] [33] [35] [42] [46] [47] [53]		[45]		
Au	[34]				
C	[30] [31] [45]	[45]	[45]		
Cu	[28]			[41]	
W	[28]				
outros	[29] ¹ [43] ¹	[43] ¹			[43] ²

Tabela 2.1: Referências que utilizaram alvos de F classificados por compostos e suportes utilizados. ¹Autoportante, ²gasoso.

era utilizar a reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ como fonte aproximadamente monoenergética de fótons de alta energia, a espessura e a energia do feixe foram escolhidas de forma a obter a maior intensidade de fótons possível (dentro das limitações do LAMFI), mas observando uma ressonância que favorecesse mais a produção de um fóton em relação aos outros.

A energia do feixe se restringiu à faixa de operação do LAMFI, que como visto na seção 2.1.1, se limita a 3,4 MeV. Energias menores que 1 MeV também foram descartadas, pois o LAMFI não estava condicionado para energias menores que esta. Analisando as referências com dados do *yield* de fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ [28, 33, 34, 35, 41, 46, 53], observa-se apenas uma ressonância estreita e intensa (1,37 MeV) na região de energia acessível.

Além de ser a ressonância mais intensa na faixa de energia do LAMFI, os trabalhos que mediram o *yield* relativo dos fótons [27, 29, 42, 43, 47] mostram que o fóton de 6,1 MeV é predominante para energias de próton mais baixas. Particularmente em $E_p = 1,37$ MeV, ele representa entre 82% e 92% dos fótons emitidos, tornando esta ressonância ideal para o estudo de função resposta.

A espessura do alvo utilizado (determinada por diferença de massa) era de $195 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (6132 Å), que corresponde a uma perda de 28 keV para um próton com 1,4 MeV. Essa espessura equivale a aproximadamente 2 vezes a largura da ressonância (12 keV). Posteriormente (veja subseção 2.2.2) foi verificado que o alvo possuía $259 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ (8140 Å), equivalente à perda de

energia de 37 keV de um próton com 1,4 MeV.

2.1.3 Detetor e eletrônica associada

Foi utilizado nas medidas um detetor de germânio hiper-puro (*High Purity Germanium* - HPGe), do tipo *reverse-electrode closed-end coaxial* da Canberra, modelo GR6024 (60% da eficiência de um detetor de NaI para o fóton de 1332 keV e 2,4 keV de resolução para o mesmo fóton) com 72,5 mm de diâmetro e 60,5 mm de comprimento. Este detetor foi emprestado pelo Grupo Espectroscopia de Raios Gama do Laboratório Aberto de Física Nuclear do IFUSP. Na Figura 2.2 pode-se observar uma foto do mesmo em uma das medidas.

Figura 2.2: Foto do detetor utilizado nas medidas.

O sistema de medidas utilizado não era complexo, consistiu de um amplificador ORTEC 572 e um ADC ORTEC AD114 juntamente com um histogramador ORTEC HM413 (com 16384 canais). O ADC e o histogramador estavam conectados a um bastidor CAMAC que foi controlado por uma interface ISA-CAMAC desenvolvida no LAL [54, 55]. O sistema permitiu o

uso de rejeição de empilhamento e medidas em tempo vivo. Para polarizar o detetor foi utilizada uma fonte de alta tensão Mechtronics 258, que trabalhou na tensão nominal do detetor, 5 kV. Um esquema que representa o sistema de aquisição pode ser visto na Figura 2.3.

Figura 2.3: Esquema do sistema de aquisição de dados utilizado nas medidas da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$. Para uma descrição mais detalhada vide texto.

2.1.4 Procedimento experimental

As medidas foram realizadas na linha multi uso (15°) do LAMFI. O detetor foi posicionado no eixo do feixe, como mostra a Figura 2.4. A disposição do detetor em relação ao acelerador é esquematizada na Figura 2.5.

O detetor foi preso a um suporte móvel com ajuste nos eixos X e Z (ver Figura 2.5). Com o ajuste no eixo X foi possível nivelar o detetor de maneira que o centro do detetor e o centro do alvo ficassem alinhados. O movimento do suporte no eixo Z foi utilizado para variar a distância entre o alvo e o detetor, que pôde ser determinada com a ajuda de uma escala métrica no suporte, como mostra a Figura 2.6.

A base do suporte móvel foi fixada a uma estrutura metálica, como ilustra a Figura 2.7, de forma a imobilizar todo o conjunto. Assim, foi possível reproduzir a mesma geometria entre as medidas.

O alvo foi preso em um flange de alumínio projetado por Cesar O. Gui-

Figura 2.4: Foto da vista frontal do arranjo experimental, onde se pode observar o alinhamento do detetor com a linha de feixe.

Figura 2.5: Esquema, fora de escala, do posicionamento do detetor em relação ao acelerador.

Figura 2.6: Foto do arranjo experimental com o detalhe do suporte móvel do detetor e da escala graduada usada para determinar a distância entre o alvo e o detetor.

Figura 2.7: Foto da vista lateral do arranjo experimental. Pode-se observar a fixação do detetor no suporte móvel e o último na estrutura metálica.

marões [14] especialmente para este tipo de experimento. É necessário que exista a menor quantidade possível de massa entre o alvo e o detetor sem que a dissipação do calor e o aterramento do flange sejam prejudicados.

A distância entre o detetor e o alvo foi tal que se obteve a maior taxa de contagens possível sem que se comprometesse o sistema de aquisição com um tempo morto muito elevado. Essa distância (12,2 cm) foi definida antes da primeira medida e mantida constante durante todo o experimento.

Foram realizadas 13 medidas com energias de próton entre 1,362 MeV e 1,416 MeV, de forma a mapear a ressonância de 1,37 MeV. As medidas foram obtidas em 600 s de tempo vivo (cada) e realizadas fora da ordem de energia para diminuir os efeitos provocados por uma eventual tendência temporal do sistema. Estas informações estão tabuladas na Tabela 2.2, além do tempo decorrido nas medidas, da tensão no terminal do acelerador e energia nominal dos prótons, pois foi observado um desvio da energia nominal em relação à energia real dos mesmos (ver seção 2.2.2).

E_p (keV)	ordem	E_p^* (keV)	T (kV)	t_{rel} (s)
1362	12	1340	646	729
1366	11	1344	648	742
1372	10	1350	650	790
1376	09	1354	653	863
1382	08	1360	656	884
1386	07	1364	658	903
1390	13	1368	660	897
1392	01	1370	661	911
1396	02	1374	663	885
1402	03	1380	666	809
1406	04	1384	668	764
1412	05	1390	670	735
1416	06	1394	673	722

Tabela 2.2: Informações sobre as medidas realizadas. E_p é energia corrigida do próton (ver seção 2.2.2); a segunda coluna possui a ordem cronológica em que as medidas foram realizadas; E_p^* é a energia nominal do próton; T é a tensão de terminal do acelerador e t_{rel} é o tempo de relógio da medida. Todas as medidas têm um tempo vivo de $t_{vivo} = 600s$. Os valores de energia estão no referencial de laboratório.

2.2 Resultados

Nesta seção são apresentados alguns dos espectros obtidos para diferentes energias de prótons e o cálculo da função de excitação que permitiu determinar a espessura do alvo e corrigir a energia do feixe de prótons.

2.2.1 Espectros

Um espectro típico obtido neste experimento, como o da Figura 2.8, é caracterizado por:

- Pico de absorção total do fóton de 6,1 MeV, seus picos de escape simples e duplo;
- Pico de absorção total do fóton de 6,9 MeV e seu escape simples, ambos os picos são largos devido à emissão em vôo dos fótons (o pico de escape duplo de 6,9 MeV não se destaca no espectro porque ele está na borda Compton do fóton de 6,1 MeV);
- Pico de absorção total do fóton de 7,1 MeV e seu escape simples, ambos com larguras compatíveis com os picos referentes ao fóton de 6,9 MeV (novamente o pico de escape duplo não é proeminente, pois coincide com o pico de absorção total do fóton de 6,1 MeV).

Quando se observa a região dos picos, como na Figura 2.9, percebe-se que os picos referentes ao fóton de 6,1 MeV possuem uma cauda à esquerda. Esta cauda, assim como a forma dos picos referentes aos outros dois fótons, possui uma forma que depende da energia do feixe de prótons. Ao comparar a Figura 2.9 com as Figuras 2.10 e 2.11, observa-se uma variação nas formas dos picos, principalmente no pico de absorção total do fóton de 7,1 MeV. A variação entre as formas é, aparentemente, suave com a variação de energia. Isto pode ser visto nos espectros que estão no Apêndice A.

Figura 2.8: Espectro da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,402 MeV. Estão indicados os picos, os escapes simples (E.S.) e duplos (E.D.) dos fótons provenientes da reação (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV), e outros picos que servem com referência, como os 1,17 MeV e 1,33 MeV do ^{60}Co .

Figura 2.9: Ampliação na região dos fótons de interesse do espectro da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,362 MeV.

Figura 2.10: Ampliação na região dos fótons de interesse do espectro da reação $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,402 MeV.

Figura 2.11: Ampliação na região dos fótons de interesse do espectro da reação $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,416 MeV.

2.2.2 Função de excitação

Para se calcular a função de excitação foram somados as contagens dos espectros entre 4,97 MeV e 7,27 MeV e divididos pela área do pico referente à excitação coulombiana no tântalo, 198 keV [56]. A normalização pela área da excitação coulombiana é necessária porque com o arranjo utilizado não é possível conhecer a corrente integrada com precisão. Sabe-se que a seção de choque da excitação coulombiana no tântalo varia lentamente com a energia e como a variação da energia do próton é pequena (aproximadamente 50 keV), o número de reações, e conseqüentemente o número de fótons detetados, é proporcional ao número de prótons que atingiram o alvo.

A função de excitação obtida foi comparada com os resultados da referência [28], que fornece os parâmetros de funções do tipo *Breit-Wigner* das ressonâncias da seção de choque para a emissão dos fótons de 6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV da reação $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$. Como na região de energia estudada há duas ressonâncias, a expressão para a seção de choque em função da energia, $\sigma(E)$, pode ser escrita como a soma das duas ressonâncias:

$$\sigma(E) = \sum_{i=1}^2 \sigma_{Ri} \cdot \frac{E_{Ri}}{E} \cdot \frac{\Gamma_{Ri}^2}{4(E - E_{Ri})^2 + \Gamma_{Ri}^2} \quad (2.1)$$

onde σ_{Ri} , E_{Ri} e Γ_{Ri} são, respectivamente, a seção de choque, a energia e a largura da i -ésima ressonância.

Os parâmetros calculados pela referência [28] são apresentados na Tabela 2.3.

E_R (keV)	Γ_R (keV)	σ_R (mb)
1343,6(7)	4,0(8)	160(28)
1370,4(7)	11,9(12)	351(27)

Tabela 2.3: Parâmetros para as duas ressonâncias estudadas da reação $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtidos da referência [28].

Considerando que o próton perde no alvo uma energia comparável com a largura das ressonâncias e que essa perda é contínua com o deslocamento do

próton, a seção de choque, que depende da energia, vai depender de quanto o próton se deslocou dentro do alvo, isto é, da energia que ele perdeu.

Para calcular a taxa de perda de energia (dE/dx) do próton foi utilizado o programa SRIM [57], considerando um próton com 1,4 MeV atravessando 8500 Å de CaF_2 . A taxa de energia perdida por distância percorrida é praticamente constante e igual a $-4,55 \text{ eV}/\text{Å}$. Então, considerando que a direção de propagação dos prótons no momento que atingem o alvo é perpendicular à sua superfície e que sua propagação dentro do mesmo é retilínea, a energia do próton em função da profundidade do alvo pode ser escrita como:

$$E(E_p, x) = E_p + \frac{dE}{dx} \cdot x \quad (2.2)$$

onde E_p é a energia inicial do feixe de prótons. Substituindo a equação (2.2) em (2.1) obtemos a seção de choque em função da profundidade do alvo e da energia inicial do feixe $\sigma(E) = \sigma(E(E_p, x)) = \sigma(E_p, x)$.

Supondo que o número de eventos detetados é proporcional à integral da seção de choque dentro do alvo e levando em consideração que a energia dos prótons podem estar deslocadas do valor nominal (E_p^*) por uma constante ($E_p = E_p^* + \epsilon$), temos:

$$N(\epsilon, A, \Delta X) = A \int_0^{\Delta X} \sigma(E_p^* + \epsilon, x) dx \quad (2.3)$$

onde ΔX é a espessura do alvo.

Para determinar a espessura do alvo, o erro de calibração do acelerador e a relação entre o número de eventos detetados com a seção de choque, foi realizado um ajuste pelo método dos Mínimos Quadrados da equação (2.3) aos dados experimentais, obtendo-se os seguintes parâmetros: $\Delta X = 8,14(17) \cdot 10^3 \text{ Å}$; $\epsilon = 22,25(13) \text{ keV}$; e $A = 6,82(18) \cdot 10^3 \text{ contagem/mb}$, com $\chi^2 = 9,5$ e 10 graus de liberdade. A função “ajustada” e os dados experimentais podem ser vistos na Figura 2.12.

Figura 2.12: Função de excitação obtida no experimento e o ajuste da função dada pela equação (2.3).

Capítulo 3

Simulações

Normalmente os fótons emitidos por uma fonte radioativa são monoenergéticos. Entretanto os fótons provenientes da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ possuem alargamento e/ou deslocamento *Doppler*, ver seção 2.2.1, devido ao decaimento em vôo do núcleo de ^{16}O .

Neste capítulo são descritas: a simulação feita para descrever a produção de fótons no alvo, ou seja, a distribuição de energia dos fótons que saem do alvo em direção ao detetor; e a simulação com o MCNP5 da função resposta do detetor para a distribuição de energia de fótons calculada com o programa *simula*.

Como o programa MCNP5 simula a função resposta de um detetor para uma dada fonte de fótons cujas distribuições angulares e de energia são bem conhecidas, foi feito um programa que utiliza a técnica de Monte Carlo para simular a distribuição de energia dos fótons emitidos na reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$.

3.1 Produção de fótons no alvo

Como visto na seção 2.2.1 as formas dos picos dos fótons provenientes da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ não são gaussianas, e nesta seção é apresentado o programa feito para simular as formas destes picos.

Em uma simulação é necessário conhecer quais são os processos físicos do sistema estudado que são relevantes para o evento de interesse. Neste caso,

quais os processos da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ que ocorrem em um alvo de CaF_2 suportado por Ta e que influenciam na energia detetada dos fótons emitidos pelo núcleo de oxigênio.

O programa *simula* que faz essa simulação foi escrito em C++ e utiliza as bibliotecas do *Framework* ROOT[58]. O código fonte desse programa encontra-se no Apêndice D e também está disponível em [59].

3.1.1 A reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$

Na reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ o próton reage com um núcleo de ^{19}F em algum ponto do alvo formando um núcleo de ^{20}Ne que se desloca com um momento igual ao do centro de massa do sistema $\text{p} + ^{19}\text{F}$ e, em um determinado momento, fissiona em α e $^{16}\text{O}^*$ em um estado excitado. O $^{16}\text{O}^*$ perde energia no meio em que ele se desloca, podendo ou não estar em movimento no instante em que decai para o estado fundamental emitindo um fóton. A energia deste fóton está sujeita ao *efeito Doppler* causado pela velocidade do ^{16}O , o que provoca o alargamento de energia dos picos da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$. A reação é ilustrada na Figura 3.1.

O alargamento *Doppler* dos picos da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ foi observado também por Duvall et al. [27], o qual fez medidas com detectores de NaI(Tl) e Ge, relatando que é difícil descrever as formas dos picos com o detector de Ge sendo que os espectros deste último são utilizados apenas para obter informações qualitativas. Rogers et al. [33] e Croft et al. [46] também relatam o alargamento *Doppler* dos picos mas não explicam ou descrevem como a forma do pico foi ajustada.

A simulação calcula a evolução temporal da posição e a velocidade de um núcleo de oxigênio emitido pela reação no referencial do laboratório. Para realizar a simulação é necessário conhecer:

- A distribuição das posições onde ocorrem as reações dentro do alvo de CaF_2 (distribuição das posições das reações);
- O módulo e a direção da velocidade inicial do núcleo do ^{16}O (cinemática da reação, emissão do ^{16}O);

Figura 3.1: Esquema da cinemática da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$.

- A meia vida e energia dos níveis excitados acessíveis do ^{16}O (meia vida dos níveis);
- A perda de energia de um núcleo de ^{16}O com uma dada energia em um deslocamento ΔX em CaF_2 e em Ta (*stopping power*);
- O desvio da direção de propagação de um núcleo de ^{16}O com uma dada energia em um deslocamento ΔX em CaF_2 e em Ta (espalhamento múltiplo);
- A direção de emissão do fóton na desexcitação do ^{16}O (emissão dos fótons);
- Os limites da simulação.

Estes itens serão discutidos nas subseções a seguir.

3.1.2 Meia vida do ^{20}Ne

Um limite superior para a meia vida do ^{20}Ne pode ser estimada pelo princípio da incerteza. Dado que a largura típica de um nível que decai por α é maior que 5 keV [60], temos:

$$\frac{\hbar}{2} \approx \Delta E \cdot \Delta t \quad (3.1)$$

$$\Delta t \approx \frac{\hbar}{2 \cdot \Delta E} \quad (3.2)$$

$$\Delta t \approx \frac{6,6 \cdot 10^{-16} \text{ eV} \cdot \text{s}}{2 \cdot 5 \cdot 10^3 \text{ eV}} \quad (3.3)$$

$$\Delta t \approx 6,6 \cdot 10^{-20} \text{ s} \quad (3.4)$$

que é muito menor que os outros tempos envolvidos (ver seção 3.1.8). Sendo assim, pode-se considerar o decaimento do ^{20}Ne instantâneo.

3.1.3 Distribuição das posições das reações

Sabe-se que a seção de choque é proporcional à probabilidade de ocorrer uma reação e, portanto, calculando a seção de choque da reação em função da profundidade do alvo teremos uma função que é proporcional à probabilidade de ocorrer uma reação em cada ponto do alvo.

Considerando que a seção de choque dependa apenas da energia do próton, como na equação (2.1), que o próton incida perpendicularmente à superfície do alvo (que por hipótese é uniforme), propagando-se em linha reta, e que a perda de energia é dada pela equação (2.2), podemos calcular a função densidade de probabilidade de ocorrência de uma reação em função da profundidade do alvo como:

$$P_r(E_p, x) = \frac{\sigma(E_p, x)}{\int_0^{\Delta X} \sigma(E_p, x) dx} \quad (3.5)$$

Novamente foram considerados os parâmetros das ressonâncias fornecidos pela referência [28], que são para a seção de choque de emissão de qualquer um dos 3 fótons. Inicialmente foi considerado que os 3 níveis possuíam a mesma seção de choque. Contudo percebeu-se que utilizando as duas *Breit-Wigner* sugeridas, a forma simulada para o pico do fóton de 6,1 MeV não correspondia à forma experimental. Isso foi resolvido utilizando apenas uma

das ressonâncias. Para os outros níveis foram consideradas as duas ressonâncias, mas devido às pequenas meias-vidas desses níveis o deslocamento do núcleo de ^{16}O é muito pequeno, não havendo perda de energia e/ou variação da direção de propagação, de maneira que a forma do pico depende apenas das distribuições de velocidade e direção do núcleo de ^{16}O .

3.1.4 Cinemática da reação

A energia cinética dos prótons, como visto na seção 2.1.4, é da ordem de 1,4 MeV. Sabendo, da relatividade especial, que a energia do próton é dada por:

$$E = M_p c^2 + T = \gamma M_p c^2 \quad (3.6)$$

onde M_p é a massa de repouso do próton (aproximadamente 938,8 MeV) e T é a sua energia cinética, neste caso temos um γ igual a:

$$\gamma = \frac{M_p c^2 + T}{M_p c^2} = \frac{938,8 + 1,4}{938,8} = 1,001 \quad (3.7)$$

e conseqüentemente uma velocidade

$$v_p = 0,03c \quad (3.8)$$

Portanto, um cálculo clássico da cinemática da reação é adequado neste caso.

Além da energia cinética, que fornece o módulo da velocidade do núcleo de ^{16}O emitido, é necessário saber sua direção de propagação.

A literatura [41] indica que a emissão das partículas alfa pode ser considerada isotrópica no centro de massa e, conseqüentemente por conservação de momento, a do núcleo de ^{16}O também. Então, conhecendo o vetor velocidade do centro de massa e a velocidade inicial do núcleo de ^{16}O em relação ao centro de massa, pode-se determinar a velocidade do núcleo de ^{16}O no referencial do laboratório.

A conservação de momento para a reação pode ser escrita como:

$$\begin{aligned}
 p + {}^{19}\text{F} &\rightarrow {}^{20}\text{Ne}^* \rightarrow \alpha + {}^{16}\text{O}^* \\
 P_p^{lab} &= P_{\text{Ne}}^{lab} = P_\alpha^{lab} + P_{\text{O}}^{lab}
 \end{aligned}$$

e portanto:

$$\begin{aligned}
 P_{\text{Ne}}^{lab} &= P_p^{lab} \\
 m_{\text{Ne}}c^2 \cdot v_{\text{Ne}}^{lab} &= m_p c^2 \cdot v_p^{lab} \\
 v_{\text{Ne}}^{lab} &= \frac{m_p c^2}{m_{\text{Ne}}c^2} \cdot v_p^{lab}
 \end{aligned}$$

que em função da energia cinética do próton (K_p), tem-se:

$$v_{cm} = v_{\text{Ne}}^{lab} = \frac{m_p c^2}{m_{\text{Ne}}c^2} \cdot \sqrt{\frac{2 \cdot K_p^{lab} c^2}{m_p c^2}} = \sqrt{2 \cdot K_p^{lab} c^2 \cdot \frac{m_p c^2}{(m_{\text{Ne}}c^2)^2}} \quad (3.9)$$

O módulo da velocidade no centro de massa do núcleo de ${}^{16}\text{O}$ pode ser calculado a partir da conservação de energia no referencial do centro de massa:

$$K_p^{cm} + K_{\text{F}}^{cm} = K^{cm} = K_\alpha^{cm} + K_{\text{O}}^{cm} - Q + E_n \quad (3.10)$$

onde E_n é a energia de excitação do ${}^{16}\text{O}$. Sabendo que:

$$P_\alpha^{cm} = -P_{\text{O}}^{cm}$$

temos:

$$K_\alpha^{cm} = \frac{m_{\text{O}}^{cm} c^2}{m_\alpha^{cm} c^2} K_{\text{O}}^{cm} \quad (3.11)$$

Considerando a transformação da energia entre os sistemas do laboratório

e do centro de massa como:

$$K^{cm} = \frac{m_F c^2}{m_F c^2 + m_p c^2} \cdot K^{lab} \quad (3.12)$$

substituindo (3.11) e (3.12) em (3.10) e considerando que $K^{lab} = K_p^{lab}$ temos:

$$K_O^{cm} = \frac{Q - E_n + \frac{m_F c^2}{m_F c^2 + m_p c^2} \cdot K_p^{lab}}{1 + \frac{m_O c^2}{m_\alpha c^2}}$$

e portanto:

$$v_O^{cm} = \sqrt{\frac{2c^2}{m_O c^2} \left[Q - E_n + K_p^{lab} \frac{m_F c^2}{m_F c^2 + m_p c^2} \right] \left[1 + \frac{m_O c^2}{m_\alpha c^2} \right]^{-1}} \quad (3.13)$$

3.1.5 *Stopping power*

Para calcular os parâmetros de entrada do *stopping power* foram utilizados dados do programa SRIM [57]. Foi histogramada a energia perdida de núcleos de ^{16}O atravessando uma espessura ΔX (50 Å e 20 Å) de CaF_2 , onde a energia inicial (E_0) do ^{16}O foi variada entre 50 keV a 850 keV em passos de 50 keV, e para as energias de 20 keV e 10 keV. O mesmo foi feito para um meio de Ta.

Foi calculada a média ($\langle E \rangle$) e desvio padrão para a energia dessas partículas considerando um corte para energias maiores que $2 \langle E \rangle - E_0$, desta maneira, deixando a curva mais simétrica. Com este corte são retiradas no pior caso (energias menores) aproximadamente 10% das partículas. O que não é significativo pois partículas com energias menores que 1,4 eV são consideradas paradas.

Posteriormente foi ajustado um polinômio de terceiro grau como função da energia para as médias e desvios padrão. O resíduo do ajuste é menor que 0,2 keV para média e desvio padrão do Ta e menor que 0,1 keV para média e menor que 0,15 keV para o desvio padrão do CaF_2 , o que é aceitável.

O *stopping power* para deslocamento é calculado por um sorteio gaussiano com média e desvio padrão calculados a partir dos polinômios ajustados. Se a energia for maior que a energia inicial ocorre um novo sorteio.

3.1.6 Espalhamento múltiplo

Foram testados três modelos para descrever o espalhamento múltiplo dos núcleos de ^{16}O durante o seu deslocamento. Dois deles foram modelagens das saídas do programa SRIM descritas na seção 3.1.5 e o terceiro é uma expressão da referência [61].

Nos modelos baseados nas saídas do SRIM, foram realizados ajustes de mínimos quadrados em histogramas dos ângulos com que os núcleos foram ejetados. Foram ajustadas funções gaussianas e funções de Landau. Em seguida, foram ajustados polinômios para a variação dos parâmetros em função da energia do núcleo. Os dois modelos não foram completamente satisfatórios, superestimando o espalhamento múltiplo.

O modelo utilizado [61] considera que a distribuição do ângulo do espalhamento múltiplo é uma gaussiana e a variação de sua largura é descrita por:

$$\sigma = \frac{13,6\text{MeV}}{\beta cp} \cdot z \cdot \sqrt{\frac{x}{X_0}} \cdot \left[1 + 0,038 \ln \left(\frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (3.14)$$

onde $\beta = v/c$, p e z são, respectivamente, o momento e o número atômico do núcleo incidente e x/X_0 é a espessura do meio espalhador em comprimento de radiação.

3.1.7 Emissão dos fótons

A emissão dos fótons é isotrópica no referencial do centro de massa. Considerando a transformação de ângulos, do referencial do centro de massa (ϕ) para o referencial do laboratório (ϕ'), dada pela relação [62]:

$$\cos(\phi') = \frac{\cos(\phi) + \beta}{1 + \beta \cos(\phi)} \quad (3.15)$$

e que a velocidade máxima do oxigênio na direção perpendicular ao detector é pequena ($\beta = 7,99 \cdot 10^{-3}$, $v = 2,396 \cdot 10^6$ m/s), pode-se calcular a correção máxima na distribuição angular dos fótons, que acontece a 90° , sendo essa menor que $0,5^\circ$. Portanto, a emissão de fótons no referencial do laboratório também pode ser considerada isotrópica.

A distribuição angular dos fótons foi medida em [29, 42, 43, 46, 47] e considerada isotrópica.

3.1.8 Energia e meia vida dos níveis do ^{16}O

As energias dos níveis (E_r), dos fótons (E_γ) e as meias-vidas dos níveis foram obtidas da referência [60] e estão transcritas na Tabela 3.1.

E_r (keV)	Meia vida	E_γ (keV)
6 129,89 (4)	18,4 (5) ps	6 128,63 (4)
6 917,1 (6)	4,70 (13) fs	6 915,5 (6)
7 116,85 (14)	8,3 (5) fs	7 115,15 (14)

Tabela 3.1: Energia dos níveis (E_r), meias vidas e energias dos fótons (E_γ) emitidos por ^{16}O .

3.1.9 Parâmetros e constantes

Para realizar esta simulação foi necessário um grande número de constantes e parâmetros que vão desde constantes fundamentais (como a velocidade da luz) até a massa de repouso dos núcleos envolvidos.

Os parâmetros e constantes utilizados na simulação, que não foram introduzidos em outras seções, são colocados na Tabela 3.2 ou no texto que se segue, assim como sua referência de origem.

Núcleo	Massa atômica (u)	Equivalente em energia (10^8 eV)
^{16}O	15,994 914 619 56 (16)	148,991 677 (13)
^{20}Ne	19,992 4401 754 (19)	186,228 389 (16)
p	1,007 825 032 07 (10)	9,387 830 14 (81)
^{19}F	18,998 403 224 (47)	176,968 994 (15)
^4He	4,002 603 254 15 (6)	37,284 010 9 (32)

Tabela 3.2: Massas atômicas obtidas da referência [63].

Para conversão entre massa atômica e o equivalente em energia foram utilizadas as constantes recomendadas pelo CODATA 2002 [64]: $1 \text{ u} = 931,494\,043(80) \cdot 10^6 u \cdot c^2/e$.

A velocidade da luz utilizada foi a definida pelo SI, $c = 299\,792\,458\text{m/s}$. As constantes definidas pelo SI e as recomendadas pelo CODATA 2002 podem ser facilmente encontradas na referência [65].

O Q da reação (8113,671 (69) keV) foi calculado utilizando [66] com base nos dados da referência [63].

3.1.10 Condições de contorno consideradas

O programa precisa de condições de contorno que limitam até quando o núcleo de ^{16}O deve ser transportado. As condições consideradas são:

- Se o oxigênio sair do alvo em direção à câmara, considera-se que ele seja emitido naquele ponto, pois o deslocamento subsequente seria pequeno quando comparado com o tamanho do sistema e sua direção não seria alterada;
- Se o tempo decorrido desde a emissão do oxigênio for maior que o tempo sorteado para a meia vida do nível, considera-se que o núcleo decai neste momento;
- Se a velocidade do oxigênio for menor que a velocidade mínima para ocorrer um deslocamento *Doppler*, que pode ser observado pelo detetor, considera-se em repouso e ele decai neste local.

Na prática estas condições são testadas a cada iteração do *loop* para verificar se o mesmo deve ou não ser terminado.

3.1.11 Distribuições de energias simuladas

Foram simuladas as distribuições de energia fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ para todas as treze energias de prótons incidentes medidas. No caso do fóton de 6,1 MeV, cada distribuição foi gerada a partir da simulação de 450 mil reações. Para os fótons de 6,9 MeV e 7,1 MeV foram simuladas 5 milhões de reações para cada distribuição. Na Figura 3.2 encontram-se as distribuições de energia simuladas para os fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ com prótons incidentes de 1,39 MeV.

Figura 3.2: Distribuições de energias de emissão dos fótons de 6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente, para reações com prótons de 1,392 MeV.

Essa grande diferença entre os números de eventos simulados das distribuições se deve a dois fatores: as simulações das distribuições dos fótons de 6,1 MeV são, aproximadamente, 20 vezes mais demoradas que as dos outros (essa diferença é causada, principalmente, pela diferença entre as meias vidas dos níveis, ver seção 3.1.8.); e porque era necessário minimizar a incerteza nas distribuições dos fótons de 6,9 MeV e 7,1 MeV para verificar que as mesmas não variam com a energia do próton incidente. O que mostrou a limitação da simulação em modelar a distribuição de energia dos fótons de 6,9 MeV e 7,1 MeV.

As simulações das distribuições de energias dos fótons emitidos na reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$, para todas as energias de prótons, podem ser vistas no Apêndice B.

3.2 Resposta do detector HPGe

Como mencionado anteriormente a resposta do detector HPGe a fótons foi simulada com o programa MCNP5 que é descrito nesta seção. É também apresentada a geometria simulada e alguns procedimentos utilizados para uma boa determinação da mesma, como uma radiografia do detector que possibilitou a descoberta de um desalinhamento do cristal. Além disso, são discutidas as distribuições angulares e de energia da fonte de fótons utilizada na simulação.

3.2.1 MCNP5

O MCNP5 (*Monte Carlo N-Particle version 5*), como descrito em [25], é um programa de simulação de Monte Carlo para uso geral de transporte de nêutrons, fótons e elétrons, acoplados ou não. O sistema trata de configurações tridimensionais arbitrárias de materiais em células geométricas que podem ser delimitadas por superfícies de primeiro e segundo grau além de toros elípticos de quarto grau.

No transporte de nêutrons todas as reações para um cálculo de seção de choque particular são consideradas. Nêutrons térmicos são descritos por gás livre e modelos $S(\alpha, \beta)$. O transporte de fótons considera os espalhamentos coerentes e incoerentes, a possibilidade de emissão fluorescente após uma absorção fotoelétrica, a produção de pares com emissão local de fótons de aniquilação e o *bremsstrahlung*. Os elétrons e os pósitrons são transportados considerando um modelo de freamento contínuo, raios x K e *bremsstrahlung*, mas não são considerados campos externos ou auto induzidos.

As simulações do MCNP5 foram realizadas em colaboração com a Prof^a. Dr^a. Nora Lia Maidana.

3.2.2 Geometria simulada

Como citado anteriormente, a principal complicação no uso de simulações de Monte Carlo para a determinação da função resposta de detetores é uma descrição geométrica fiel do arranjo experimental. Esta possui duas possíveis causas: a dificuldade de conhecer as dimensões dos objetos, como por exemplo o tamanho e posição do cristal de germânio dentro de seu invólucro selado de alumínio; e o grande número de superfícies complexas que podem ser difíceis de descrever matematicamente.

Para melhorar a descrição geométrica do detetor, foram feitas radiografias do mesmo, com as quais foi possível determinar a dimensão e posição do cristal e outras medidas internas. Na subseção a seguir está descrita a metodologia utilizada para as radiografias e como estas foram utilizadas para se obter os parâmetros de interesse.

Dada a impossibilidade de descrever em detalhe todos os objetos na sala

de medidas, foram considerados apenas os elementos mais relevantes, que poderiam espalhar fótons na direção do detetor, com grau de detalhamento variável em relação à sua massa, distância do cristal e/ou fonte.

Na simulação foi descrito praticamente todo o detetor, desde o *dewar* (com nitrogênio líquido) passando pelo dedo frio, invólucros de alumínio e a janela de berílio até as camadas mortas do cristal de germânio. Não foram considerados: os circuitos eletrônicos, o suporte de cerâmica do cristal e outros pequenos detalhes que possuem pouca massa. Para garantir uma boa acurácia nas dimensões de materiais e seus elementos constituintes foram consultados os manuais do detetor (incluindo um documento enviado pela Canberra com os parâmetros internos específicos deste detetor), as radiografias e uma comunicação privada do Sr. Carlos Umberto Quinareli¹.

Dentre os elementos do acelerador foi considerada a câmara de irradiação assim como o seu suporte metálico e o flange. Estes elementos foram aproveitados de simulações feitas em [14].

A simulação é limitada por uma esfera de 3 m de diâmetro. Foi considerado o chão de concreto e o ar em volta do detetor. As paredes, o teto e os outros objetos foram aproximados por uma casca esférica de concreto com 5 cm de espessura.

Para facilitar a visualização da geometria simulada são apresentados nas Figuras 3.3 e 3.4, esquemas em escala de cortes da simulação. Todas as simulações foram realizadas com a mesma geometria, alterando apenas as distribuições angulares e de energia dos fótons emitidos. Um dos arquivos de entrada do MCNP5, que pode ser tomado como modelo para geometria, encontra-se no Apêndice E.

¹Fotos de um detetor semelhante desmontado para manutenção e acesso a um detetor desmontado.

Figura 3.3: Esquema em escala da geometria simulada, corte no plano YZ. As cores indicam o material: azul→alumínio; vermelho→germânio; branco→vácuo; amarelo escuro→ar; verde→aço; rosa claro→nitrogênio líquido;marrom→polietileno.

Figura 3.4: Esquema em escala da geometria simulada, corte no plano XZ. As cores indicam o material: azul→alumínio; vermelho→germânio; branco→vácuo; amarelo escuro→ar; verde→aço; rosa claro→nitrogênio líquido; rosa escuro→cobre; marrom→polietileno.

Radiografia do detetor

As radiografias foram feitas no Centro de Combustível Nuclear do IPEN com o auxílio do Sr. Jorge Clementino dos Santos e o Sr. Felipe P. Jaldin

Ferrufino.

O detetor foi radiografado em dois planos: uma projeção superior, plano YZ; e uma projeção lateral, plano XZ. Os parâmetros típicos das melhores radiografias são: entre 60 e 80 kV de tensão, entre 5 e 8 mA de corrente e tempos de exposição entre 50 e 55 s. As radiografias foram feitas com 190 cm e 95 cm entre a fonte de raio X e a chapa fotográfica. Duas das radiografias tiradas podem ser vistas nas Figuras 3.5 e 3.6.

Figura 3.5: Radiografia do detetor, projeção superior (plano YZ).

Figura 3.6: Radiografia do detetor, projeção lateral (plano XZ).

As radiografias possuem um elevado grau de detalhes, permitindo um bom conhecimento do interior da câmara selada do detetor. Com elas foi possível descobrir que o cristal de germânio está desalinhado, Figura 3.6. Só não foi possível observar a cavidade interna do cristal, pois o alto número atômico do

germânio e o tamanho deste cristal fazem com que ele seja praticamente opaco aos fótons de raio X. Seria interessante conhecer o diâmetro e profundidade desta cavidade e se ela é, ou não, preenchida com algum material (talvez cobre como dedo frio).

Para obter as dimensões dos objetos nas radiografias é necessário compensar a “paralaxe”, como visto na Figura 3.7.

Figura 3.7: Esquema geométrico da radiografia do detetor. Por semelhança de triângulos é possível calcular o tamanho dos objetos (r) a partir do tamanho do objeto na chapa fotográfica (r'), da distância entre a fonte de raio X e o plano que contém a dimensão do objeto de interesse (D) e a distância entre o objeto de interesse e a chapa fotográfica (l).

Por semelhança de triângulos podemos obter a relação:

$$\frac{r}{D} = \frac{r'}{D + l} \quad (3.16)$$

onde r é a distância de interesse, D é distância entre a fonte de raio X e o plano que contém a r , r' é a projeção de r na chapa fotográfica, l é a distância entre o plano que contém r e o plano da chapa fotográfica. A distância r pode ser facilmente obtida com a manipulação de (3.16):

$$r = \frac{r'D}{D + l} \quad (3.17)$$

3.2.3 Distribuições angular e de energia dos fótons emitidos

A distribuição de energia considerada para os fótons foi obtida com outra simulação de Monte Carlo como descrito na seção 3.1.

Como visto na seção 3.1.7, a emissão dos fótons pode ser considerada isotrópica. Entretanto, as simulações realizadas consideram que a fonte emite uniformemente no ângulo sólido do detetor. Ainda assim, para obter uma estatística razoável, cada resposta demorou em média 50 h para ser simulada. Se fosse considerada a emissão isotrópica de fótons seriam necessárias cerca de 2000 h para cada uma! Isso porque o detetor cobre apenas 2,5% do ângulo sólido.

Para contornar esse problema computacional, além das simulações que consideram apenas o ângulo sólido do detetor, foram realizadas outras duas onde a fonte emite fótons apenas no ângulo sólido complementar ao do detetor. Apesar de ser simulada a resposta do detetor para três fótons (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV) foi simulado o complemento para fótons monoenergéticos de 6,1 MeV e 7,0 MeV, porque não se espera um espectro de espalhamento muito diferente entre fótons de 6,9 MeV, 7,0 MeV e 7,1 MeV.

3.2.4 Funções respostas simuladas

A função resposta simulada foi obtida através da função *tally F8:P* (altura de pulso) da célula que representa o cristal de germânio e histogramada em passos de 1 keV com o MCNP5. Foram simuladas as respostas para o fóton de 6,1 MeV da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ para cada energia de próton medida. Para os fótons de 6,9 MeV e 7,1 MeV foram simulados apenas uma resposta para cada, pois a distribuição de energia simulada dos fótons não depende da energia do próton incidente. Na Tabela 3.3 estão as informações sobre todas as simulações realizadas com o MCNP5.

Na Figura 3.8 pode-se observar a distribuição de energia (obtida com a simulação descrita na seção 3.1) de entrada da simulação do MCNP5 e a função resposta simulada para esta distribuição já convoluída com a resolução em energia. O MCNP5 não considera a resolução em energia do detetor e

para incluir este efeito na resposta simulada é necessário fazer uma convolução da resposta com a resolução em energia, como explicado na seção 4.2. Na Figura 3.9 estão as simulações do MCNP5 dos três fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ com prótons incidentes de 1,392 MeV.

Todas as funções respostas simuladas podem ser vistas, juntamente com os espectros experimentais, no Apêndice C.

E_γ (MeV)	E_p (MeV)	nps (10^6)	<i>direção</i>
6,1	1,362	3,0	HPGe
6,1	1,366	3,0	HPGe
6,1	1,372	3,0	HPGe
6,1	1,376	3,0	HPGe
6,1	1,382	3,0	HPGe
6,1	1,386	3,0	HPGe
6,1	1,390	3,0	HPGe
6,1	1,392	3,0	HPGe
6,1	1,396	3,0	HPGe
6,1	1,402	3,0	HPGe
6,1	1,406	3,0	HPGe
6,1	1,412	3,0	HPGe
6,1	1,416	3,0	HPGe
6,1	–	6,0	Complemento
6,9	1,400	1,7	HPGe
7,0	–	6,0	Complemento
7,1	1,400	1,7	HPGe

Tabela 3.3: Simulações feitas com o MCNP5. Em todas as simulações que possuem E_p foram utilizadas distribuições de energia simuladas com o programa descrito na seção 3.1. Nas outras foram utilizados fótons monoenergéticos. nps é o número de eventos simulados e *direção* identifica se o ângulo sólido considerado na simulação é o do detetor (HPGe) ou o complementar (Complemento).

Figura 3.8: No gráfico superior tem-se a distribuição de energia de um fóton de 6,1 MeV utilizada como entrada do MCNP5 e no gráfico inferior, a resposta simulada já convoluída com a resolução em energia do detector.

Figura 3.9: Nos gráficos superiores têm-se as distribuições de energia de fótons utilizadas como entradas do MCNP5 e nos gráficos inferiores, as respostas simuladas destas distribuições, já convoluídas com a resolução em energia do detector. As distribuições de energia correspondem aos fótons de 6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, da esquerda para a direita.

Capítulo 4

Análise

Neste capítulo são apresentados os procedimentos realizados para a comparação entre a função resposta simulada (descrita no Capítulo 3) e os espectros experimentais (descrito no Capítulo 2). Esses procedimentos são sintetizados nas pré-análises dos espectros experimentais e das respostas simuladas mais um ajuste com o método dos Mínimos Quadrados.

4.1 Pré-análise dos espectros experimentais

Para comparar os espectros experimentais com a função resposta simulada é necessário que ambos estejam histogramados com canais de mesma largura. Como a resposta foi simulada em canais de 1 keV, foi efetuada uma calibração em energia dos espectros experimentais. E estes foram relocados para que as escalas coincidissem com as escalas das simulações.

Todo o processamento dos espectros, desde conversões entre formatos (dat, esp, chn), passando por soma de espectros e relocações, foi realizado com programas baseados na biblioteca *espec*. Esta biblioteca foi escrita em C++, com objetivo de criar uma infraestrutura de manipulação de espectros para este trabalho, mas pode ser utilizada em outros trabalhos que requeiram processamento de espectro. Ela está acessível em [59].

4.2 Pré-análise da função resposta simulada

Como o MCNP5 não simula a resolução em energia do detector, isto foi feito posteriormente. O modelo usual [18] para a dependência da largura à meia altura (FWHM) dos picos de absorção total de um detector HPGe com a energia (E_γ) pode ser resumido por:

$$\text{FWHM}^2 = \sum_{n=0}^2 a_n \times (E_\gamma)^n \quad (4.1)$$

Entretanto os picos de escapes simples e duplos não são bem descritos por este modelo, pois nestes casos as flutuações em certos fenômenos físicos, como as energias dos fótons da aniquilação de pares, se tornam relevantes. Por isso, muitas vezes os escapes possuíam uma FWHM maior que o pico de absorção total.

Sendo assim, foi considerado neste trabalho que os picos de absorção total e seus escapes possuem a mesma resolução em energia, e esta é obtida através de uma ajuste com o método dos Mínimos Quadrados (seção 4.3). Foram testados outros modelos, como o da equação (4.1) e polinômios de FWHM em função de E_γ . Estes modelos obtiveram em alguns casos um χ^2 menor que o modelo utilizado, mas apresentaram uma sistemática clara nos resíduos. Por isso e por não possuírem uma justificativa física razoável para picos e escapes, foram descartados em detrimento ao adotado.

As convoluções e os ajustes realizados para obter a largura à meia altura dos picos foram feitos em colaboração com o Dr. Zwinglio O. Guimarães Filho.

4.3 Ajuste

Considerados todos os efeitos para a simulação das funções respostas e re-locação dos espectros experimentais, foi necessário apenas determinar a intensidade relativa dos fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$, para ser possível uma comparação direta das respostas simuladas com as medidas experimentais. Para isso foi realizado um ajuste com o método dos Mínimos Quadrados.

Este método, além de fornecer as intensidades relativas dos fótons, também possibilita uma comparação direta entre a simulação e os espectros.

Análises semelhantes a esta é realizada por Duvall et. al. [27], Fessler et. al. [29] e Micklich et. al. [43]. Entretanto, nos três trabalhos o alargamento dos picos devido à emissão em vôo dos fótons não é observada, pois são utilizados detectores cintiladores (NaI(Tl), Na(I) e NaI, respectivamente) com resolução em energia bem menor que aquela de detectores de HPGe.

A seguir é apresentado em detalhes o modelo utilizado para o ajuste, assim como seus resultados.

4.3.1 Modelo de ajuste

O modelo utiliza uma combinação das funções respostas simuladas com as distribuições angulares dos fótons no ângulo sólido do detector e em seu ângulo sólido complementar. Ele toma como hipótese que a resolução em energia do espectro é a mesma na região do ajuste (esta hipótese é discutida na seção 4.2). Além disso, considera um fundo constante. O modelo é representado pela equação (4.2).

$$C_{exp}(E) = F \cdot \left[I_{6,1} \cdot S_{6,1}(E, L_{1/2}) + I_{6,9} \cdot S_{6,9}(E, L_{1/2}) + I_{7,1} \cdot S_{7,1}(E, L_{1/2}) \right] + A \quad (4.2)$$

onde $C_{exp}(E)$ é o número de contagens no canal de energia E do espectro experimental, F é um fator de escala, $I_{6,1}$, $I_{6,9}$ e $I_{7,1}$ são as intensidades dos fótons da reação, A é um fundo constante e S_i são as respostas simuladas para fótons com energia i , dadas por:

$$S_i(E, L_{1/2}) = f_i(E, L_{1/2}) + \Omega \cdot f_{c_i}(E, L_{1/2}) \quad (4.3)$$

onde $f_i(E, L_{1/2})$ é a função resposta simulada pelo MCNP5 para emissão do fóton i no ângulo sólido do detector, convoluída com uma resolução $L_{1/2}$; $f_{c_i}(E, L_{1/2})$ é a função resposta simulada pelo MCNP5 para emissão do fóton i no ângulo sólido complementar ao do detector, também convoluída e Ω é

razão entre os ângulos sólidos.

São parâmetros fixos $\Omega = 40$ (calculado a partir do ângulo sólido do detetor) e $F = 10^6$ (determinado de forma que a constante para o fundo tenha a mesma ordem de grandeza das intensidades). Os parâmetros obtidos para cada ajuste são: $I_{6,1}$, $I_{6,9}$, $I_{7,1}$, $L_{1/2}$ e A .

Foram considerados no ajuste os canais do espectro entre 4,5 MeV e 7,3 MeV. É uma região mais abrangente que as utilizadas nos trabalhos citados anteriormente, os quais tiveram seus ajustes a partir de 5 MeV.

4.3.2 Resultados dos ajustes

Na Figura 4.1 pode-se observar que o modelo utilizado para o ajuste, a distribuição de energia simulada para os fótons e a função resposta simulada permitem uma boa descrição do espectro experimental. Observa-se um bom acordo das formas dos picos e das estruturas do espectro, mesmo com distribuições de energias dos fótons diferentes, como na Figura 4.2. Em ambas figuras podem ser observadas as contribuições de cada fóton para o espectro. Os gráficos com todos os ajustes realizados podem ser vistos no Apêndice C.

Observando os parâmetros obtidos nos ajustes, que podem ser vistos na Tabela 4.1, nota-se que todos os ajustes possuem elevado χ^2 . Isto se deve em parte à subestimação do contínuo abaixo de 5 MeV e pequenas diferenças nas formas dos picos. O primeiro efeito pode ser atribuído à resposta simulada pelo MCNP5, que de alguma maneira está subestimando o efeito Compton. Já o segundo possui uma componente devido ao modelo que descreve a largura à meia altura dos picos. Que já se sabia anteriormente que não é o modelo mais adequado para descrevê-la. Há também outra componente da simulação das distribuições de energia dos fótons da reação, onde os parâmetros de entrada podem não corresponder perfeitamente à realidade.

Com os parâmetros da Tabela 4.1 podem ser calculadas outras grandezas de interesse, estas grandezas são discutidas no Capítulo 5.

Figura 4.1: Espectro experimental com $E_p = 1,392$ MeV com o ajuste do modelo dado pela equação (4.2). As linhas pretas representam as contribuições de cada fóton para o espectro. No gráfico inferior são apresentados os resíduos absolutos.

Figura 4.2: Espectro experimental com $E_p = 1,362 \text{ MeV}$ com o ajuste do modelo dado pela equação (4.2). As linhas pretas representam as contribuições de cada fóton para o espectro. No gráfico inferior são apresentados os resíduos absolutos.

E_p (MeV)	$L_{1/2}$ (keV)	$I_{6,1}$	$I_{6,9}$	$I_{7,1}$	A	χ^2
1,362	7,04 (5)	0,7484 (26)	0,3122 (35)	0,4104 (33)	1,01 (12)	3304
1,366	7,19 (5)	0,8632 (28)	0,3740 (37)	0,4173 (34)	1,11 (12)	3476
1,372	7,97 (4)	1,5809 (39)	0,5128 (40)	0,4015 (35)	1,48 (13)	3958
1,376	8,56 (4)	2,6250 (53)	0,6537 (44)	0,4104 (37)	1,79 (14)	5404
1,382	8,10 (3)	3,0566 (57)	0,6040 (39)	0,2893 (32)	1,79 (14)	5563
1,386	8,17 (3)	3,3911 (61)	0,5954 (39)	0,2698 (31)	1,85 (14)	5784
1,390	7,24 (3)	3,2059 (59)	0,5343 (37)	0,2536 (29)	1,81 (14)	5725
1,392	7,90 (3)	3,5998 (63)	0,5171 (37)	0,2695 (30)	1,85 (15)	4753
1,396	8,28 (3)	3,5058 (62)	0,4425 (35)	0,2681 (29)	1,50 (14)	4348
1,402	8,19 (3)	2,5954 (49)	0,2841 (29)	0,2043 (25)	0,86 (12)	3975
1,406	8,17 (3)	1,9237 (40)	0,1824 (24)	0,1583 (21)	0,76 (11)	3894
1,412	8,09 (4)	1,3723 (32)	0,1099 (20)	0,1223 (18)	0,50 (10)	3713
1,416	8,05 (4)	0,9762 (26)	0,0730 (17)	0,0959 (16)	0,35 (9)	3511

Tabela 4.1: Parâmetros dos ajustes feitos utilizando o modelo da equação (4.2) com 2796 graus de liberdade.

Capítulo 5

Discussões e conclusões

5.1 Considerações sobre os ajustes

Parte das contribuições que resultam em um χ^2 elevado dos ajustes se devem a limitações na simulação da distribuição dos fótons emitidos pelo alvo. Isso porque os parâmetros de entrada, como a espessura do alvo e a seção de choque das ressonâncias da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$, não são bem conhecidos. Para minimizar essas fontes de incertezas seria necessário melhorar o conhecimento da espessura do alvo, o que seria possível se fosse utilizado como suporte do mesmo um material de número atômico menor. Dessa forma, poder-se-ia fazer uso da técnica de RBS (Rutherford Back Scattering) para determinar a espessura e a composição com precisão. Já em relação à seção de choque das ressonâncias, seria necessário uma referência que tenha medido a seção de choque dos diferentes níveis da reação com precisão, o que não foi encontrado (principalmente na faixa de energia medida neste trabalho).

Uma outra limitação da metodologia de análise é o modelo utilizado para a largura à meia altura dos picos. É verificado que o modelo usual (equação (4.1)) não descreve bem as larguras dos escapes. Assim, considerar que todos os picos na região de ajuste têm a mesma largura à meia altura foi uma solução adequada, porém seria interessante fazer um estudo detalhado da variação da largura à meia altura dos escapes em relação à energia. Um estudo deste tipo é possível com uma fonte de ^{66}Ga , pois esta emite fótons

com até 5 MeV e não tem a complicação do alargamento *Doppler* devido à emissão em vôo dos fótons.

Uma terceira causa de valores de χ^2 dos ajustes serem elevados é a subestimação do contínuo do efeito Compton. Este efeito também é citado por Duvall et. al. [27] e Fessler et. al. [29] que atribuem isso à limitação da geometria utilizada na simulação, por conter apenas a fonte de fótons e o detector, e não todo o arranjo. Neste trabalho foi considerada grande parte do arranjo e por isso acredita-se que este efeito é menor. Por isso é possível estender a região de ajuste em 0,5 MeV, mas ainda assim observa-se uma sistemática entre o simulado e o experimental. Isso pode ser uma indicação da possibilidade de haver uma subestimação do efeito Compton por parte dos programas de simulação, contudo não é possível fazer esta afirmação com certeza.

Para verificar a estabilidade do ajuste foram realizados diferentes ajustes de teste onde foram variadas a região de ajuste, a largura a meia altura dos picos (inclusive utilizando outros modelos para a largura a meia altura) e até um ajuste onde os picos de absorção total, escape simples e duplo do fóton de 6,1 MeV não foram considerados. Em todos estes casos as diferenças nos parâmetros I_i foram no segundo ou terceiro algarismo significativo, mostrando que a metodologia de análise não é sensível a essas alterações.

5.2 *Yield*

A partir dos parâmetros obtidos com o ajuste explicado na seção 4.3 e a intensidade do feixe (obtida indiretamente pelo pico da excitação coulombiana do Ta) foi possível calcular o *yield* do i -ésimo fóton com a seguinte expressão:

$$Y_i = \frac{I_i}{C_{Ta}} \quad (5.1)$$

onde C_{Ta} é a área sob o pico de excitação coulombiana do Ta. Os *yields* de fótons para as energias de próton medidas podem ser vistos na Figura 5.1.

Observa-se que, na região de energia da figura, o nível de 6,1 MeV é alimentado por apenas uma ressonância em torno de 1,39 MeV. Em relação

Figura 5.1: *Yield* de fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ em função da energia do próton incidente.

aos outros dois níveis não é possível afirmar com certeza, mas aparentemente eles são alimentados por mais de uma ressonância.

5.2.1 *Yield* relativo

Com as intensidades ajustadas também foi calculado o *yield* relativo dos fótons através da expressão:

$$Y_{r_i} = \frac{I_i}{I_{6,1} + I_{6,9} + I_{7,1}} \quad (5.2)$$

onde I_i é a intensidade ajustada pela equação (4.2) para o i -ésimo fóton. Os *yields* relativos para as energias de próton medidas podem ser vistos na Figura 5.2.

Observa-se que as incertezas relativas dos *yields* relativos são muito menores que as dos *yields*. Isso acontece porque a incerteza predominante no

Figura 5.2: *Yield* relativo da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ em função da energia do próton incidente. As incertezas no eixo y são menores que os pontos.

cálculo do *yield* vem da área dos picos do Ta.

Na região de energia de prótons medida o fóton de 6,1 MeV é que tem maior produção, em torno de 50% para energias menores e chegando a 85% da produção nas energias de próton maiores. Entre os outros dois fótons existem uma alternância das posições. Com energias menores de próton o fóton de 7,1 MeV possui o *yield* maior que o fóton de 6,9 MeV, em torno de 1,37 MeV é a situação se inverte e o fóton de 6,9 MeV é mais intenso. Por volta de 1,41 MeV as posições retornam ao início com o fóton de 7,1 MeV mais intenso que o fóton de 6,9 MeV.

5.3 Considerações finais

Além de estudar a possibilidade do uso do MCNP5 para simular a função resposta de detectores HPGe, este trabalho proporcionou contribuições subs-

tanciais nas 3 áreas em que atuou: na parte experimental; nas modelagens e simulação da função resposta; e na metodologia de análise de dados.

Na parte experimental, a reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$, se revelou uma reação interessante para calibração de detectores para fótons de alta energia, apesar de complicações devidas à forma dos picos que também foram modeladas no trabalho.

Em relação à modelagem e simulações da função resposta houve desenvolvimento na descrição das distribuição dos fótons emitidos pelo alvo; na descrição da geometria do detector, onde houve uma melhora devido ao conhecimento das dimensões internas do mesmo através de radiografias; e na separação dos efeitos de fótons emitidos diretamente na direção do detector e fótons emitidos apenas em outras direções, resultando em um ganho de tempo computacional e na melhor compreensão dos efeitos produzidos pelos fótons espalhados nas vizinhanças do detector. Também foi possível determinar, através dos *yields*, quanto cada fóton proveniente da reação contribui para o espectro de energia total.

A metodologia de análise de dados aplicada neste trabalho, apesar de não ser inédita, nunca havia sido aplicada à detectores HPGe, o que exigiu um trabalho adicional significativo para detalhar com precisão as formas dos picos relativos aos fótons provenientes da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$, devido à grande resolução em energia desses detectores. Com algumas modificações na linha de feixe do LAMFI que permitam o conhecimento com precisão da corrente do feixe e uma calibração precisa (com objetivo metrológico) da energia do feixe de prótons na região de interesse, é possível medir com precisão as grandezas como a seção de choque das diferentes ressonâncias da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$. Grandezas estas que, mesmo sendo uma reação com grande potencial para se tornar um padrão de calibração de alta energia, ainda possuem valores conflitantes na literatura.

Referências Bibliográficas

- [1] M. N. Martins, J. Takahashi, A. A. Malafronte, P. B. Rios, M. L. Lopes, A. L. Bonini, e R. R. Lima: *The IFUSP Microtron - Status and Perspectives*. Braz. J. of Phys., 34(3A):951–953, 2004. <http://www.scielo.br/scielo.php?script=sciarttext&pid=S0103-97332004000500066&lng=en&nrm=iso>.
- [2] J. Takahashi, Y. Miyao, M. N. Martins, J. M. Machado, A. A. Malafronte, J. C. A. Alcon, J. Marini Junior, e A. Bonini: *The IFUSP racetrack microtron*. Proceedings of The Third European Particle Accelerator Conference, Editions Frontières, 1992.
- [3] M. N. Martins, V. P. Likhachev, J. D. T. Arruda Neto, R. Guarino, e F. Gerab: *Tagged bremsstrahlung polarization: A Monte-Carlo approach*. Nucl. Instr. and Meth. A, 390(3):375–382, 1997. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-3SPKX96-4N/2/154dc367b0cc8c16895d75270808d8a1>.
- [4] R. Guarino: *Adaptação e calibração do monocromador de fótons do LAL*. Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 1998.
- [5] N. Pietralla, Z. Berant, V. N. Litvinenko, S. Hartman, F. F. Mikhailov, I. V. Pinayev, G. Swift, M. W. Ahmed, J. H. Kelley, S. O. Nelson, R. Prior, K. Sabourov, A. P. Tonchev, e H. R. Weller: *Parity Measurements of Nuclear Levels Using a Free-Electron-Laser Generated γ -Ray Beam*. Physical Review Letters, 88(1):012502, 2001. <http://prola.aps.org/abstract/PRL/v88/i1/e012502>.
- [6] N. Ryezayeva, T. Hartmann, Y. Kalmykov, H. Lenske, P. von Neumann-Cosel, V. Yu. Ponomarev, A. Richter, A. Shevchenko, S. Volz, e J. Wambach: *Nature of Low-Energy Dipole Strength in Nuclei: The Case of a Resonance at Particle Th-*

- reshold in ^{208}Pb .* Physical Review Letters, 89(27):272502, 2002.
<http://prola.aps.org/abstract/PRL/v89/i27/e272502>.
- [7] N. L. Maidana: *Comunicação privada*.
- [8] L. Venturini e V. R. Vanin: *HPGe Detector Efficiency Calibration for Extended Sources in the 50-1400 keV Energy Range*. Applied Radiation and Isotopes, 44:999–1002, 1993.
- [9] V. R. Vanin, G. Kenchiam, M. Moralles, O. Helene, e P. R. Pascholati: *An Experimental Method For A Precise Determination Of Gamma-Ray Energies With Semiconductors Detectors*. Nucl. Instr. and Meth. A, 391:338–344, 1997.
- [10] O. Helene, V. R. Vanin, I. D. Goldman, T. M. Pauliquevis Junior, e Z. O. Guimarães Filho: *The least squares procedure in energy gamma-ray spectroscopy*. Volume 403, páginas 71–72. Nuclear Data Section, International Atomic Energy Agency, 1999. In: Update of X- and gamma-ray decay data standards for detector calibration and other applications. Summary report of the first research co-ordination meeting. Viena 1998.
- [11] O. Helene, V. R. Vanin, e S. P. Tsai: *Improvement of ^{192}Ir and ^{152}Eu gamma-ray calibration energies by using a self-calibration procedure*. Nucl. Instr. and Meth. A, 433:592–602, 1999.
- [12] J. Y. Zevallos-Chávez: *Função resposta de detectores semicondutores, Ge e Si(Li)*. Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 2005.
- [13] R. C. Morgado: *Transformando o ^{152}Eu em um padrão de calibração de eficiência para detecção de gamas*. Tese de Doutorado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 2003.
- [14] C. O. Guimarães: *Eficiência de detetores HPGe para fótons de 4 a 10 MeV*. Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo, 2005.
<http://www.teses.usp.br/teses/disponiveis/43/43134/tde-28072005-114921/>.
- [15] A. S. Serra: *Calibração de detetores HPGe utilizando uma fonte de ^{66}Ga* . Dissertação de Mestrado, Instituto de Física da Universidade de São Paulo. Em andamento.

- [16] M. J. Berger, J. H. Hubbell, S. M. Seltzer, J. Chang, J. S. Coursey, R. Sukumar, e D. S. Zucker: *XCOM: Photon Cross Section Database (version 1.3)*. <http://physics.nist.gov/xcom>, último acesso: 25/09/2006. National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD.
- [17] R. D. Deslattes, E. G. Kessler Jr., P. Indelicato, L. de Billy, E. Lindroth, J. Anton, J. S. Coursey, D. J. Schwab, C. Chang, R. Sukumar, K. Olsen, e R. A. Dragoset: *X-ray Transition Energies (version 1.2)*. <http://physics.nist.gov/XrayTrans>, National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD. último acesso: 20/11/2006.
- [18] G. F. Knoll: *Radiation Detection and Measurement*. John Wiley & Sons, Inc, segunda edição, 1989.
- [19] D. Griffiths: *Introduction of Elementary Particles*. John Wiley & Sons, Inc, 1987.
- [20] N. L. Maidana, D. B. Tridapali, M. A. Rizzuto, P. R. Pascholati, M. N. Martins, e V. R. Vanin: *Search for the triple-escape peak in HPGe detectors*. In *Nucl. Instr. and Meth. A*. Proceeding of ISRP-10, Coimbra, Portugal, Sep. 2006. A ser publicado.
- [21] I. K. MacKenzie e J. L. Campbell: *On the use of the single escape peak in Ge(Li) spectroscopy*. *Nucl. Instr. and Meth.*, 101(1):149–152, 1972. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B73DN-471XVD9-27S/2/64f711f8c272eba8e6f13f77a98ea3d6>.
- [22] S. M. Shafroth (editor): *Scintillation Spectroscopy of Gamma Radiation*, volume 1. Gordon and Breach Science Publishers, 1967.
- [23] Y. Jin, R. P. Gardner, e K. Verghese: *A semi-empirical model for the gamma-ray response function of germanium detectors based on fundamental interaction mechanisms*. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 242(3):416–426, 1986. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-470F5NS-112/2/e9f2ca0565d6ff9d4f0a15cf8773ad73>.
- [24] M. C. Lee, K. Verghese, e R. P. Gardner: *Extension of the semiempirical germanium detector response function to low energy gamma rays*. *Nucl. Instr. and Meth. A*, 262(2–3):430–438, 1987. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473FNTX-22W/2/35f5cc09a24bc09d9e1996879e473e09>.

- [25] X 5 Monte Carlo Team: *MCNP5 - A General Monte Carlo N-Particle Transport Code, Version 5*. <http://mcnp-grenn.lanl.gov/index.html>.
- [26] D. W. O. Rogers: *More realistic Monte Carlo calculations of photon detector response functions*. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., 199(3):531–548, 1982. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B73DP-470WJ9P-18X/2/db3ffbefc4d8003b62a0c837f387b915>.
- [27] K. C. Duvall, S. M. Seltzer, C. G. Soares, e B. W. Rust: *Dosimetry of a nearly monoenergetic 6 to 7 MeV photon source by NaI(Tl) scintillation spectrometry*. Nucl. Instr. and Meth. A, 272(3):866–870, 1988. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473FJTT-9P/2/d8a068c23a02d4286d2ef9f1e20735bc>.
- [28] K. Spyrou, C. Chronidou, S. Harissopulos, S. Kossionides, e T. Paradellis: *Cross section and resonance strengths of the $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ reaction in the energy range $E_p=0.8-3.6$ MeV*. Zeitschrift für Physik A, 357(3):283–286, 1997. <http://www.springerlink.com/content/vwceteq5pxg8pqtw>.
- [29] A. Fessler, T. N. Masseyb, B. J. Micklich, e D. L. Smith: *Thick target photon yields and angular distributions for the $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ source reaction at incident proton energies between 1.5 and 4.0 MeV*. Nucl. Instr. and Meth. A, 450(2-3):353–359, 2000. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-40WDR8N-K/2/e89953a77ee5fe019013b063684abc0e>.
- [30] L. Büermann, S. Ding, S. Guldbakke, H. Klein, T. Novotny, e M. Tichy: *Response of NE213 liquid scintillation detectors to high-energy photons ($E_\gamma > 3\text{MeV}$)*. Nucl. Instr. and Meth. A, 332(3):483–492, 1993. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-472T4KW-9M/2/fb93270781e8c00441e0925365774241>.
- [31] S. Guldbakke e D. Schäffler: *Properties of high-energy photon fields to be applied for calibration purposes*. Nucl. Instr. and Meth. A, 299(1-3):367–371, 1990. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473FK6F-MN/2/505dffb8852bc95640635969e72911ec>.
- [32] S. Croft e M. Bailey: *The determination of the absolute response function of a deuterated benzene total energy detector to 6.13 MeV γ -rays*. Nucl. Instr. and Meth. A, 302(2):315–326,

1991. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473F04G-F/2/adab61e8e216a40fbe9553c2df36700c>.
- [33] D. W. Rogers: *A Nearly Mono-energetic 6-7 MeV Photon Calibration Source*. Health Physics, 45(1):127–137, 1983.
- [34] R. A. Jarjis: *On the determination of fluorine concentration profiles in magnesium alloy scales using the $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ reaction*. Nucl. Instr. and Meth., 154(2):383–387, 1978. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B73DN-471XNHX-B0/2/942c8f4e43acadcbef3cbd6f55fdbbc>.
- [35] D. Dieumegard, B. Maurel, e G. Amsel: *Microanalysis of Fluorine by nuclear reactions I. $^{19}\text{F}(p,\alpha_0)^{16}\text{O}$ and $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ reactions*. Nucl. Instr. and Meth., 168(1–3):93–103, 1980. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B73DN-48NBFWT-K/2/3193353833b71632eb5a72c60cc425f8>.
- [36] J. D. Cockcroft e E. T. S. Walton: *Experiments with High Velocity Positive Ions. II. The Disintegration of Elements by High Velocity Protons*. Proc. R. Soc. of Lond. A, 137(831):229–242, 1932.
- [37] M. L. E. Oliphant e Lord Rutherford: *Experiments on the Transmutation of Elements by Protons*. Proc. R. Soc. of Lond. A, 141(843):259–281, 1933.
- [38] *Minutes of the Berkeley Meeting, June 18-23, 1934*. Physical Review, 46(4):321–332, 1934. <http://link.aps.org/abstract/PR/v46/p321>.
- [39] E. McMillan: *Some Gamma-Rays Accompanying Artificial Nuclear Disintegrations*. Physical Review, 46(10):868–873, 1934. <http://link.aps.org/abstract/PR/v46/p868>.
- [40] J. F. Streib, W. A. Fowler, e C. C. Lauritsen: *The Transmutation of Fluorine by Protons*. Physical Review, 59(3):253–270, 1941. <http://link.aps.org/abstract/PR/v59/p253>.
- [41] C. Y. Chao, A. V. Tollestrup, W. A. Fowler, e C. C. Lauritsen: *Low energy alpha-Particles from fluorine bombarded by protons*. Physical Review, 79(1):108–116, 1950. <http://link.aps.org/abstract/PR/v79/p108>.

- [42] R. Hellborg e L. Ask: *The Relative Intensities and Angular Distributions of Gamma Rays from the Nuclear Reaction $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$* . Physica Scripta, 6(1):47–54, 1972. <http://www.physica.org/asp/archivedocument.asp?article=v006p01a00047.pdf>.
- [43] B. J. Micklich, D. L. Smitha, T. N. Masseyb, C. L. Finka, e D. Ingram: *Measurement of thick-target high-energy γ -ray yields from the $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ reaction*. Nucl. Instr. and Meth. A, 505(1-2):1–4, 2003. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-486BN6Y-T/2/bb4dae180c3055b64f7e254b9d07d276>.
- [44] F. Ajzenberg-Selove: *Energy levels of light nuclei $A = 16-17$* . Nuclear Physics A, 281(1):1–148, 1977. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVB-473DHHV-2/2/47d15559adcd6c4156ccd36861db1bf1>.
- [45] S. O. F. Dababneh, K. Toukan, e I. Khubeis: *Excitation function of the nuclear reaction $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ in the proton energy range 0.3-3.0 MeV*. Nucl. Instr. and Meth. B, 83(3):319–324, 1993. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJN-470P72P-1RT/2/6ae631cb80433b1eb7bdb5a772fb763e>.
- [46] S. Croft: *The absolute yield, angular distribution and resonance widths of the 6.13, 6.92 and 7.12 MeV photons from the 340.5 keV resonance of the $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ reaction*. Nucl. Instr. and Meth. A, 307(2-3):353–358, 1991. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-473FP9P-268/2/48ea73478321d999e04334defba121d4>.
- [47] S. Ding, K. Xu, e H. Wang: *The yields, branching ratios and angular distributions of 6-7 MeV photons produced in the $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ reaction*. Applied Radiation and Isotopes, 56(6):877–882, 2002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJ0-45TSB0G-4/2/acc91b24b2f054386da1adbfcfde7aef>.
- [48] R. Ejnisman e P. R. Pascholati: *Gamma-ray Background Survey*. Revista de Física Aplicada e Instrumentação, 9(4):139–146, 1994.
- [49] Laboratório de Materiais e Feixes Iônicos. <http://www.if.usp.br/lamfi>, Instituto de Física da Universidade de São Paulo - Rua do Matão, travessa R, 187 CEP 05508900 - São Paulo - SP - Brasil.
- [50] D. H. Youngblood, B. H. Wildenthal, e C. M. Class: *Study of ^{41}Sc levels by the $^{40}\text{Ca}(p,\gamma)^{41}\text{Sc}$ reaction*. Physical Review, 169(4):859–877, 1968. <http://link.aps.org/abstract/PR/v169/p859>.

- [51] R. L. Kozub, B. E. Cooke, J. R. Leslie, e B. C. Robertson: *Partial widths and gamma-ray decay of the 2883- and 5037-keV levels in ^{41}Sc* . Physical Review C, 16(1):132–138, 1977. <http://link.aps.org/abstract/PRC/v16/p132>.
- [52] A. Savidou, X. Aslanoglou, T. Paradellis, e M. Pilakouta: *Proton induced thick target γ -ray yields of light nuclei at the energy region $E_p=1.0\text{--}4.1$ MeV*. Nucl. Instr. and Meth. B, 152(1):12–18, 1999. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJN-3XDH5WR-1F/2/54bd41325bda20377cc385cf5d5350b2>.
- [53] H. B. Willard, J. K. Bair, J. D. Kington, T. M. Hahn, C. W. Snyder, e F. P. Green: *The yield of gamma-rays and neutrons from the proton bombardment of fluorine*. Physical Review, 85(5):849–851, 1952. <http://link.aps.org/abstract/PR/v85/p849>.
- [54] D. Bärge Filho, R. C. Neves, e V. R. Vanin. página 29. XX Reunião de Trabalho sobre Física Nuclear no Brasil. Caderno de Resumos, 1997.
- [55] D. Bärge Filho: *Aquisição de dados em espectroscopia gama nuclear*. Dissertação de Mestrado, IPEN, 2000.
- [56] M. Pfuetzner, J. Szerypo, Z. Zelazny, F. M. El-Ashry, M. Godowski, L. Glowacka, D. Trautmann, e M. Jaskola: *The K-shell ionisation of ^{73}Ta induced by low-energy protons and deuterons*. Journal of Physics B: Atomic and Molecular Physics, 20(14):3453–3461, 1987. <http://stacks.iop.org/0022-3700/20/3453>.
- [57] J. F. Ziegler: *SRIM - The Stopping and Range of Ions in Matter*. <http://www.srim.org/>.
- [58] R. Brun e F. Rademakers: *ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework*. In *Nucl. Instr. and Meth. A*, volume 389, páginas 81–86, 1997. <http://root.cern.ch/>, Proceedings AIHENP'96 Workshop, Lausanne, Sep. 1996.
- [59] D. B. Tridapalli: *Mestrado - Dissertação e Programas*. <http://diogot.googlepages.com/mestrado>.
- [60] National Nuclear Data Center: *NuDat database*. <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2>, último acesso: 10/04/2006.

- [61] Particle Data Group: *Experimental methods and colliders, Review of Particle Physics*. Physics Letters B, 592(1-4):235–274, 2004. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-4CPVGYG-F/2/71431add4355269511b9948c8b4cc5c3>.
- [62] H. A. Lorentz, A. Einstein, e Minkowski: *Textos Fundamentais da Física Moderna, I volume: O Princípio da Relatividade*. Fundação Calouste Gulbenkian, quarta edição.
- [63] G. Audi, A. H. Wapstra, e C. Thibault: *The Image2003 atomic mass evaluation (II). Tables, graphs and references*. Nuclear Physics A, 729(1):337–676, 2003. <http://www.nndc.bnl.gov/masses/>.
- [64] P. J. Mohr e B. N. Taylor: *CODATA recommended values of the fundamental physical constants: 2002*. Reviews of Modern Physics, 77(1):1–107, 2005. <http://link.aps.org/abstract/RMP/v77/p1>.
- [65] B. N. Taylor e P. J. Mohr: *The NIST reference on constants, units and uncertainty*. <http://physics.nist.gov/cuu/index.html>.
- [66] National Nuclear Data Center: *Q-Value Calculator (Q-Calc)*. <http://www.nndc.bnl.gov/qcalc/>.

Apêndice A

Espectros experimentais

Figura A.1: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,362 keV.

Figura A.2: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,366 keV.

Figura A.3: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(\text{p}, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,372 keV.

Figura A.4: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,376 keV.

Figura A.5: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,382 keV.

Figura A.6: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,386 keV.

Figura A.7: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,390 keV.

Figura A.8: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,392 keV.

Figura A.9: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,396 keV.

Figura A.10: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,402 keV.

Figura A.11: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,406 keV.

Figura A.12: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,412 keV.

Figura A.13: Espectro experimental da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ obtido com um feixe de prótons de 1,416 keV.

Apêndice B

Distribuições de energia simuladas

Figura B.1: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(p, \alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,362 keV.

Figura B.2: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,366 keV.

Figura B.3: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,372 keV.

Figura B.4: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(\text{p},\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,376 keV.

Figura B.5: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,382 keV.

Figura B.6: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,386 keV.

Figura B.7: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,390 keV.

Figura B.8: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,392 keV.

Figura B.9: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,396 keV.

Figura B.10: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,402 keV.

Figura B.11: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,406 keV.

Figura B.12: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,412 keV.

Figura B.13: Distribuição de energia simulada para os três fótons da reação $^{19}\text{F}(p,\alpha\gamma)^{16}\text{O}$ (6,1 MeV, 6,9 MeV e 7,1 MeV, respectivamente) para um feixe de prótons de 1,416 keV.

Apêndice C

Espectros ajustados

Figura C.1: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Figura C.2: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Figura C.3: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Figura C.4: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Figura C.5: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Figura C.6: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Figura C.7: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Figura C.8: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Figura C.9: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Figura C.10: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Figura C.11: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Figura C.12: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Figura C.13: Espectro experimental com o ajuste do do modelo da equação (4.2).

Apêndice D

Código fonte do programa *simula*

D.1 simulacao.h

```
// $Header: /var/lib/cvsd/root/C++/root/simulacao/simulacao.h,  
v 1.33 2006/06/30 23:11:44 dtridapa Exp $
```

```
#ifndef SIMULACAO_H  
#define SIMULACAO_H
```

```
#include <iostream> // io with terminal  
#include <ctime>    // for time.h  
#include <vector>   // vector class  
#include <fstream>  // io with files  
#include <cstdlib>   // for exit()  
#include <cmath>    // for math.h  
#include "TCanvas.h"  
#include "TVector3.h"  
#include "TH1.h"  
#include "TRandom3.h"  
#include "TGaxis.h"  
#include "TFile.h"  
#include "TRotation.h"  
#include "TPad.h"  
#include "TStyle.h"  
#include "TF1.h"  
#include "TStopwatch.h"
```

```
using namespace std;
```

```

##### Constantes do detetor #####

// FWHM (keV) / 2.35
const Double_t resolucao = 8/2.35;
// Angulo maximo do detetor (Rad)
const Double_t ThetaMax = TMath::ATan(3.64/12.9);

##### Constantes "fisicas" #####
##### nao relacionadas ao alvo ou projetil #####

const Double_t pi = TMath::Pi();
const Double_t c = 299792458; // velocidade da luz (m/s)

##### Constantes do projetil #####

TVector3 Vcm (0,0, 8.227e5 );
// Massa de repouso do 160 (keV) (audi)
const Double_t M0 = 14.8991677e6;
// Carga do nucleo (160)
const Double_t Zn = 8;

// Gammas = 6130 6917 7117
// velocidade inicial do nucleo (m/s)
Double_t V0[3] = { 2.396e6 , 1.958e6 , 1.831e6 };
// meia vida do nivel (s)
const Double_t MeiaVida[3] = { 18.4e-12 , 4.70e-15 , 8.3e-15 };
// Energia do gama (keV)
const Double_t Egamma[3] = { 6128.63 , 6915.5 , 7115.15 };
// Energia do nivel (keV)
const Double_t Enivel[3] = { 6129.89 , 6917.1 , 7116.85 };
// Energia inicial do histograma (keV)
const Int_t EIniHist[3] = { 6000 , 6800 , 7000 };
// Energia final do histograma (keV)
const Int_t EFinHist[3] = { 6250 , 7050 , 7250 };
// Numero de canais do histograma de energia
const Int_t NCan[3] = { 250 , 250 , 250 };

```



```

//##### Constantes do alvo #####

const Int_t alvo = 8140;    // espessura do alvo 1 (Angs)

// Constantes da funcao excitacao para cada um dos niveis
// Ex = energia media da ressonancia x
// Gx = gama (largura) da ressonancia x
// Sx = ~ secao de choque da ressonancia x
// b = perda de energia no material
// niveis =
//           6130      6917      7117
const Double_t E1[3] = { 1343.6 , 1343.6 , 1343.6 }; // keV
const Double_t G1[3] = { 4      , 4      , 4      }; // keV
const Double_t S1[3] = { 0      , 160     , 160     };
const Double_t E2[3] = { 1370.4 , 1370.4 , 1370.4 }; // keV
const Double_t G2[3] = { 11.9   , 11.9   , 11.9   }; // keV
const Double_t S2[3] = { 351    , 351    , 351    };
const Double_t b = 4.55e-3;

// alvo 1 CaF2

// Radiation length do alvo (g/cm2)
const Double_t X0_CaF2 = 21.7;
// Densidade (g/cm2*m)
const Double_t Dens_CaF2 = 3.18e-2;

// Perda de energia em CaF2 (keV)
TF1 *fEf_CaF2[3] = {
    new TF1("Ef_CaF2_0", //
        "-0.9442 + 0.99446*x + 1.44e-6*x*x - 8.1e-10*x*x*x", 0, 900),
    new TF1("Ef_CaF2_1", //
        "-0.30618 + 0.997039*x + 2.25718e-6*x*x - 1.53536e-9*x*x*x", //
        0, 900),
    new TF1("Ef_CaF2_2", //
        "-0.30618 + 0.997039*x + 2.25718e-6*x*x - 1.53536e-9*x*x*x", //
        0, 900)
};

// Dispersao da perda de energia (keV)
TF1 *fSEf_CaF2[3] = {
    new TF1("SEf_CaF2_0", //

```

```

    "0.5208 + 2.49e-3*x - 1.57e-6*x*x + 6.6e-10*x*x*x", 0, 900),
    new TF1("SEf_CaF2_1", //
    "0.197926 + 6.78796e-4*x + 4.2172e-7*x*x - 4.125e-10*x*x*x", //
        0, 900),
    new TF1("SEf_CaF2_2", //
    "0.197926 + 6.78796e-4*x + 4.2172e-7*x*x - 4.125e-10*x*x*x", //
        0, 900)
};

// alvo 2 Ta

// Radiation length do alvo (g/cm2)
const Double_t X0_Ta = 6.8;
// Densidade (g/cm2*m)
const Double_t Dens_Ta = 16.654e-2;

// Perda de energia em Ta (keV)
TF1 *fEf_Ta[3] = {
    new TF1("Ef_Ta_0", //
    "-1.2644 + 0.986096*x + 1.46511e-5*x*x - 8.78388e-9*x*x*x", //
        0, 900),
    new TF1("Ef_Ta_1", //
    "-0.404026 + 0.993413*x + 8.07317e-6*x*x - 5.044e-9*x*x*x", //
        0, 900),
    new TF1("Ef_Ta_2", //
    "-0.404026 + 0.993413*x + 8.07317e-6*x*x - 5.044e-9*x*x*x", //
        0, 900)
};

// Dispersao da perda de energia (keV)
TF1 *fSEf_Ta[3] = {
    new TF1("SEf_Ta_0", //
    "0.6047 + 0.0070725*x - 8.31e-6*x*x + 4.00e-9*x*x*x", 0, 900),
    new TF1("SEf_Ta_1", //
    "0.213761 + 2.57777e-3*x - 2.94873e-6*x*x + 1.714e-9*x*x*x", //
        0, 900),
    new TF1("SEf_Ta_2", //
    "0.213761 + 2.57777e-3*x - 2.94873e-6*x*x + 1.714e-9*x*x*x", //
        0, 900)
};

//##### Parametros da simulacao #####

```

```

// Tamanho do passo (m)
const Double_t Passo[3] = { 50e-10 , 20e-10 , 20e-10 };
// Velocidade Minima para doppler (m/s)
const Double_t VMinD = 4.2e3;
Int_t Nivel=0;

//##### outros
const Double_t Mp = 0.938783014e6;
const Double_t Mf = 17.6968994e6;
const Double_t Mne = 18.6228389e6;
const Double_t Malpha = 3.72840109e6;
const Double_t Q = 8113.671;

//##### Definição dos protótipos #####
void sim (Int_t espec, Int_t interacoes, Int_t gamma);
TVector3 DevidoAMultipleScattering //
    (Double_t Deltar, TVector3 V,TVector3 r);
TVector3 DevidoAStoppingPower//
    (Double_t Dr, TVector3 V, TVector3 r);
TH1F * CarregaDistZ (Int_t energia,Int_t nivel);
string IntToString(int valor);
TH1F * CarregaEspectro (Int_t energia);
void Todos(Int_t n, Int_t gamma);
Double_t D_Sigma (Double_t *x, Double_t *par);

#endif

```

D.2 simulacao.C

```

// $Header: /var/lib/cvsd/root/C++/root/simulacao/simulacao.C,
v 1.48 2006/06/19 18:52:17 dtridapa Exp $

//gROOT->Reset();
#include "simulacao.h"

int main(int argc, char * argv[]){

```

```

Int_t espectro;
Int_t n;
Int_t gamma;

if (argc == 4){
    espectro = atoi(argv[1]);
    n = atoi(argv[2]);
    gamma = atoi(argv[3]);
}
else{
    cout << argv[0] << " espectro n gamma" << endl;
    exit(0);
}

if ( espectro == 0 )
    Todos(n,gamma);
else
    sim (espectro,n,gamma);

return 0;
}

void sim (Int_t espec, Int_t interacoes, Int_t nivel){

    TStopwatch sw; // Relogio

    // Gerador de No. aleatorios
    TRandom3 al((unsigned) time(NULL));
    // Histograma da distribuicao da pos. (Z) das reacoes (Ags)
    TH1F *DistZ;

    TVector3 V(0,0,0); // Velocidade do nucleo no tempo t (m/s)
    TVector3 r(0,0,0); // Posicao do nucleo no tempo t (m)
    Double_t t; // Tempo t (s)

    TVector3 Gamma(0,0,1); // Direcao da emissao do gama

    Double_t Td; // Tempo que ocorre o decaimento (s)

    Double_t Dt; // Diferenca de tempo entre os passos(s)
    TVector3 Dr(0,0,0); // Variacao da posicao em um Dt (m)

```

```

TVector3 DV1(0,0,0); // Variacao da velocidade em um Dt (m/s)
TVector3 DV2(0,0,0); // Variacao da velocidade em um Dt (m/s)

Double_t vx,vy,vz; // Variaveis para coordenadas temporarias

Double_t temp; // Variavel temporaria

string energia = IntToString(espec);
string blabla; // Variavel temporaria

// Inicia o relógio
sw.Start();

Nivel = nivel;

// Define a velocidade _DO_ centro de massa
Vcm.SetXYZ (0,0, sqrt(2*Mp/(Mne*Mne)*c*c*espec) );

// Define a velocidade de emissao do oxigenio _NO_ centro
// de massa para cada um dos possiveis niveis
for (Int_t i=0; i<3 ; i++)
    V0[i] = sqrt( //
        2/M0 *c*c * (Q - Enivel[i] + (espec+2.25)*(Mf/(Mf+Mp))) )
        / (1 + M0/Malpha) );

// Histograma dos gamas emitidos _SEM_ resolucao
TH1F *h1 = new TH1F("h1", energia.c_str(), NCan[nivel], //
    EIniHist[nivel], EFinHist[nivel]);

// Histograma da posicao inicial do oxigenio
TH1F *h2 = new TH1F("h2", "distribuicao reacoes", 500, //
    -0.1*alvo,1.4*alvo);

// Histograma da velocidade no momento da emissao
TH1F *h3 = new TH1F("h3", "distribuicao de V", 500, //
    -0.01*V0[nivel], 1.1*V0[nivel]+Vcm.Mag());

// Histograma da posicao da emissao do gama
TH1F *h4 = new TH1F("h4", "distribuicao emissoes", 500, //
    -0.1*alvo,1.4*alvo);

```

```

// Histograma do tempo de decaimento
TH1F *h5 = new TH1F("h5", "distribuicao de t", 500, //
    -0.1*MeiaVida[nivel], 4*MeiaVida[nivel]);

// Histograma do espectro real
TH1F *hReal;

// Histograma dos gamas emitidos _COM_ resolucao
TH1F *h11 = new TH1F("h11", energia.c_str(), NCan[nivel],//
    EIniHist[nivel], EFinHist[nivel]);

TCanvas *c1 = new TCanvas("c1","geradores",485,150,700,760);

// Mostra a energia do gama simulado e a energia do feixe
cout << endl << "Efeixe = " << energia << endl;
cout << "Egamma = " << Egamma[nivel] << endl;

// Calcula a distribuicao de probabilidade de ocorrencia
// da reacao dentro do alvo
DistZ = CarregaDistZ(espec,nivel);

for (Int_t ii = 0 ; ii < interacoes; ii++){
    //cout << "ii = " << ii << endl; // ###DEBUG###

    // Sorteia o tempo que o oxigenio vai decair
    Td = al.Exp(MeiaVida[nivel]);
    //cout << "Td = " << Td << endl; // ###DEBUG###

    // Sorteia em que posicao do alvo ocorre a emissao
    // do oxigenio
    r.SetXYZ( //
    0.0, 0.0, 1e-10* (double) DistZ -> GetRandom() );
    // ###DEBUG##
    //cout << "r = " << r.X() << " " << r.Y() << " " << r.Z() << endl;

    // Sorteia a direcao de emissao do oxigenio
    al.Sphere( vx, vy, vz, V0[nivel]);
    V.SetXYZ(vx,vy,vz);
    // ###DEBUG###
    //cout << "V = " << V.X() << " " << V.Y() << " " << V.Z() << endl;

```

```

// Define t = 0
t = 0.0;

// Histograma a posicao inicial do oxigenio
h2 -> Fill(r.Z()*1e10); // Histograma em angstroms

// Soma a velocidade do oxigenio com a velocidade
// _D0_ centro de massa
V += Vcm;
// ###DEBUG###
//cout << "V+Vcm = "<<V.X()<<" "<<V.Y()<<" "<<V.Z()<< endl;

// Acompanha o oxigenio ate a emissao do gama
do{

    // Define a direcao e o tamanho do deslocamento
    Dr = Passo[nivel]*V.Unit();
    // ###DEBUG###
    //cout << "Dr = " //
    //      << Dr.X() << " " << Dr.Y() << " " << Dr.Z() //
    //      << endl;

    // Calcula a variacao de velocidade devido ao
    // Stopping Power
    DV1 = DevidoAStoppingPower(Dr.Mag(), V, r);
    // ###DEBUG###
    //cout << "DV1 = " //
    //      << DV1.X() << " " << DV1.Y() << " " << DV1.Z() //
    //      << endl;

    // Calcula a variacao de velocidade devido ao
    // Multiple Scattering
    DV2 = DevidoAMultipleScattering(Dr.Mag(), V, r);
    // ###DEBUG###
    //cout << "DV2 = " //
    //      << DV2.X() << " " << DV2.Y() << " " << DV2.Z() //
    //      << endl;

    // Calcula a posicao apos a interacao
    r += Dr;

```

```

// Calula o tempo decorrido nesta interacao
Dt = Dr.Mag()/(V.Mag() + DV1.Mag()/2 + DV2.Mag()/2);
// ###DEBUG###
//cout << "Dt = " << Dt << endl;

// Calcula a velocidade no final da interacao
V += DV1;
V += DV2;
// ###DEBUG###
//cout << "V = " << V.X() << " " << V.Y() << " " << V.Z() << endl;

// Se o oxigenio saiu do alvo: fim do caminho
if (r.Z() <= 0.0){
r.SetZ(-50e-10);
break;
}

// Se a velocidade e menor ou igual a Minima para
// doppler: fim do caminho
// Velocidade pode ser considerada ZERO
if (V.Mag() <= VMinD){
V.SetXYZ(0.0,0.0,0.0);
break;
}

// Soma o tempo desta interacao ao tempo total decorrido
t += Dt;

// Se o tempo decorrido e menor que o tempo que
// o oxigenio vai decair continua o caminho
} while ( t < Td);

// Histograma o tempo de decaimento
h5 -> Fill(t);
//cout << "t = " << t << endl; // ###DEBUG###

// Histograma a velocidade
h3 -> Fill(V.Mag());

// Histograma a posicao de emissao

```



```

h4 -> Fill(r.Z()*1e10); // Hitsograma em ang
// ###DEBUG###
//cout << "r = " //
//      << r.X() << " " << r.Y() << " " << r.Z()*1e10 //
//      << endl;

// Sorteia a direcao de emissao do gama
Gamma.SetMagThetaPhi (1, //
TMath::ACos( al.Uniform(TMath::Cos(ThetaMax),1) ) , //
al.Uniform(0,2*pi) );

// Calcula o doppler
temp = Egamma[nivel]*(1+V.Dot(Gamma)/c);
//cout << "E = " << temp << endl; // ###DEBUG###

// Histograma o gama _COM_ resolucao
h11 -> Fill ( al.Gaus(temp,resolucao) );

// Histograma o gama _SEM_ resolucao
h1 -> Fill ( temp );
}

// Mostra o tempo decorrido para simularo espectro
cout << "t = " << sw.CpuTime() << "s" << endl;

// Cria e grava os histogramas

// Divide o canvas em 6 partes
c1 -> Divide(2,3);

// Grafica o histograma dos gamas emitidos _COM_ resolucao
c1 -> cd(1);
gPad -> SetGrid(); // Mostra a grade
gStyle -> SetOptStat(kFALSE); // Não mostra estatisticas
h11 -> Draw();
c1 -> Update();

// Grafica o espectro real mais ou menos na mesma escala
// do simulado

```

```

hReal = CarregaEspectro(espec);
hReal -> SetAxisRange(EIniHist[nivel],EFinHist[nivel]);

hReal->SetLineColor(kRed); // Cor da linha
Float_t rightmax = 1.1*hReal->GetMaximum();
Double_t scale = gPad->GetUymax()/rightmax;
hReal->Scale(scale);
hReal->Draw("C same");

TGaxis *axis = new TGaxis(gPad->GetUxmax(),gPad->GetUymin(),
    gPad->GetUxmax(), gPad->GetUymax(),0,rightmax,510,"+L");
axis->SetName("axis");
axis->SetLineColor(kRed);
axis->SetTextColor(kRed);
axis->Draw();

// Grafica histograma dos gamas emitidos _SEM_ resolucao
c1 -> cd(2);
h1 -> Draw();

// Grafica histograma da posicao inicial do oxigenio
c1 -> cd(3);
h2 -> Draw();

// Grafica histograma da velocidade no momento da emissao
c1 -> cd(4);
gPad -> SetLogy(); // Escala y em log
h3 -> Draw();

// Grafica histograma da posicao da emissao do gama
c1 -> cd(5);
gPad -> SetLogy(); // Escala y em log
h4 -> Draw();

// Grafica histograma do tempo de decaimento
c1 -> cd(6);
gPad -> SetLogy(); // Escala y em log
h5 -> Draw();

// Salva canvas em eps
blabla = energia + "-" + IntToString((int) Egamma[nivel]) //
```

```

        + ".eps";
c1 -> Print(blabla.c_str());

// Cria arquivo .root para salvar os objetos
blabla = energia + "-" + IntToString((int) Egamma[nivel]) //
        + ".root";
TFile *SaidaRoot = new TFile(blabla.c_str(), "RECREATE");

// Grava os objetos
h1 -> Write();
h11 -> Write();
h2 -> Write();
h3 -> Write();
h4 -> Write();
h4 -> Write();
h5 -> Write();
hReal -> Write();
axis -> Write();
SaidaRoot -> Write();

// Apaga os objetos
delete h1;
delete h11;
delete h2;
delete h3;
delete h4;
delete h5;
delete hReal;
delete c1;
delete DistZ;
delete axis;
delete SaidaRoot;
}

TVector3 DevidoAMultipleScattering//
        (Double_t Deltar, TVector3 V,TVector3 r){

// Variacao da velocidade (m/s)
TVector3 DV(0,0,0);

```

```

// Velocidade apos o calculo de MS [considerando o
// sistema de coordenadas que V esta na direcao Z]
TVector3 Vms(0,0,0);

// Vetor perpendicular a V e a Z
TVector3 VecRot(0,0,0);

// Objeto que calcula a rotacao entre os dois
// sistemas de coordenadas
TRotation Rot;

// Dispersao do angulo entre V e Vms
Double_t SigmaTeta;

// Gerador de No. aleatorios
TRandom3 al((unsigned) time(NULL));

// Define o objeto que rotaciona vetores do sistema de
// coordenadas de V para o sistema de coordenadas de Z
VecRot.SetMagThetaPhi(1,pi/2,V.Phi()-pi/2);
Rot.Rotate(V.Theta(),VecRot);
Rot.Invert();

// Se o oxigenio esta no CaF2
if (r.Z() <= alvo*1e-10)
    SigmaTeta = 13.6e3*c*c*Zn/(V.Mag2()*M0) * //
                TMath::Sqrt(Deltar*Dens_CaF2/X0_CaF2) * //
                (1+0.038*TMath::Log(Deltar*Dens_CaF2/X0_CaF2));

// se não esta no Ta
else
    SigmaTeta = 13.6e3*c*c*Zn/(V.Mag2()*M0) * //
                TMath::Sqrt(Deltar*Dens_Ta/X0_Ta) * //
                (1+0.038*TMath::Log(Deltar*Dens_Ta/X0_Ta));

// Sorteia Vms de acordo com SigmaTeta
Vms.SetMagThetaPhi ( V.Mag(), //
                    TMath::Abs(al.Gaus(0,SigmaTeta)), //
                    al.Uniform(0,2*pi) );

```

```

    // Calcula DV como a diferenca entre Vms (no sistema Z) e V
    DV = (Rot * Vms) - V;

    return DV;
}

TVector3 DevidoAStoppingPower//
    (Double_t Dr, TVector3 V, TVector3 r){

    // Energia inicial do nucleo (keV)
    Double_t E0n;

    // Energia final do nucleo (keV)
    Double_t Efn;

    // Variacao da velocidade (m/s)
    TVector3 DV(0,0,0);

    // Gerados de numeros randomicos
    TRandom3 al((unsigned) time(NULL));

    // Calcula energia inicial do nucleo
    E0n = V.Mag2()*M0/(2*c*c);

    // se esta no CaF2
    if (r.Z() <= alvo*1e-10)
        do{
            Efn = //
al.Gaus( fEf_CaF2[Nivel] -> Eval(E0n), //
fSEf_CaF2[Nivel] -> Eval(E0n));
        }while( Efn > E0n);

    // se não em Ta
    else
        do{
            Efn = //
al.Gaus( fEf-Ta[Nivel] -> Eval(E0n), //
fSEf-Ta[Nivel] -> Eval(E0n));
        }while( Efn > E0n);

```

```
// Se a energia final e menor ou igual a zero DV = -V
if (Efn <= 0.0)
    DV = -V;

// Se não;
// Calcula a variacao da velocidade
else
    DV = -( V.Mag() - sqrt(2*Efn*c*c/M0) ) * V.Unit();

return DV;
}

TH1F * CarregaDistZ (Int_t energia, Int_t nivel){
    Double_t temp;

    Double_t E0;

    TH1F *DistZ = //
        new TH1F("DistZ","distribuicao de reacoes",alvo,0,alvo);

    // Funcao de densidade de probabilidade da reacao em
    // relacao a energia
    TF1 *Sigma = new TF1("Sigma",D_Sigma,0,10000,8);

    // Correcao da energia
    switch (energia){
    case 1390:
        E0 = 1392.25;
        break;

    case 1394:
        E0 = 1396.25;
        break;

    case 1400:
        E0 = 1402.25;
        break;
```

```
case 1404:
    E0 = 1406.25;
    break;

case 1410:
    E0 = 1412.25;
    break;

case 1414:
    E0 = 1416.25;
    break;

case 1384:
    E0 = 1386.25;
    break;

case 1380:
    E0 = 1382.25;
    break;

case 1374:
    E0 = 1376.25;
    break;

case 1370:
    E0 = 1372.25;
    break;

case 1364:
    E0 = 1366.25;
    break;

case 1360:
    E0 = 1362.25;
    break;

case 1388:
    E0 = 1390.25;
    break;

default :
```

```

    E0 = 1400;
}

// Define os parametros da funcao
Sigma -> SetParameters ( //
    E1[nivel], G1[nivel], S1[nivel], //
    E2[nivel], G2[nivel], S2[nivel], E0, b);

// Transforma em uma funcao de probabilidade
for (Int_t i = 0 ; i<alvo; i++){
    temp = Sigma -> Integral(i,i+1);
    DistZ -> Fill(i+0.5,temp);
}

return DistZ;
}

Double_t D_Sigma (Double_t *x, Double_t *par){
    // par[0] = mean1
    // par[1] = gamma1
    // par[2] = sigma1
    // par[3] = mean2
    // par[4] = gamma2
    // par[5] = sigma2
    // par[6] = E0
    // par[7] = b
    Double_t xx = par[6] - par[7] * x[0];

    Double_t bw1 = //
        par[1]*par[1]/(4*(xx-par[0])*(xx-par[0]) + par[1]*par[1]);
    bw1 *= par[2] * par[0] / xx;

    Double_t bw2 = //
        par[4]*par[4]/(4*(xx-par[3])*(xx-par[3]) + par[4]*par[4]);
    bw2 *= par[5] * par[3] / xx;

    return bw1 + bw2;
}

```



```
TH1F * CarregaEspectro (Int_t energia){
    ifstream file;
    Double_t temp;
    string espec;
    Double_t norm; //normalizacao

    switch (energia){
    case 1390:
        espec = "./dat/fc02.dat";
        norm = 4751;
        break;

    case 1394:
        espec = "./dat/fc03.dat";
        norm = 5477;
        break;

    case 1400:
        espec = "./dat/fc04.dat";
        norm = 4461;
        break;

    case 1404:
        espec = "./dat/fc05.dat";
        norm = 5076;
        break;

    case 1410:
        espec = "./dat/fc06.dat";
        norm = 5256;
        break;

    case 1414:
        espec = "./dat/fc07.dat";
        norm = 6094;
        break;

    case 1384:
        espec = "./dat/fc08.dat";
        norm = 4487;
        break;
```

```
case 1380:
    espec = "./dat/fc09.dat";
    norm = 4924;
    break;

case 1374:
    espec = "./dat/fc10.dat";
    norm = 4758;
    break;

case 1370:
    espec = "./dat/fc11.dat";
    norm = 3987;
    break;

case 1364:
    espec = "./dat/fc12.dat";
    norm = 4194;
    break;

case 1360:
    espec = "./dat/fc13.dat";
    norm = 4158;
    break;

case 1388:
    espec = "./dat/fc16.dat";
    norm = 4617;
    break;

default :
    espec = energia + ".dat";
    norm = 1;
}
const Int_t ncanais = 16384;

TH1F *h = new TH1F("hReal", "espectro real", //
    ncanais, 0, ncanais);

file.open(espec.c_str());
```

```
if (!file.is_open()){
    cout << "Arquivo " << espec << //
        " não pode ser aberto." << endl;
    exit(1);
}

for (Int_t i=0; i<ncanais; i++){
    file >> temp;
    h -> Fill(i,temp/norm);
}

return h;
}

void Todos(Int_t n, Int_t nivel){
    TStopwatch clock; // Relogio
    clock.Start();
    sim(1364,n,nivel);
    sim(1360,n,nivel);
    sim(1370,n,nivel);
    sim(1374,n,nivel);
    sim(1380,n,nivel);
    sim(1384,n,nivel);
    sim(1388,n,nivel);
    sim(1390,n,nivel);
    sim(1394,n,nivel);
    sim(1400,n,nivel);
    sim(1404,n,nivel);
    sim(1410,n,nivel);
    sim(1414,n,nivel);
    cout << endl << "total = "<< clock.CpuTime() << "s"<< endl;
}

string IntToString(int valor){
    string texto;
    char temp[5];
    sprintf(temp, "%04d", valor);
    texto = temp;
    return texto;
}
```


Apêndice E

Geometria utilizada no MCNP5

A seguir têm-se o código utilizado para realizar a simulação da resposta do detetor utilizado.

```
simulacao c2+separador+flange+chão+casca+mundo
c $Revision: 1.5 $
c cristal de Ge
1 1 -5.323 -1 3 4 imp:p,e=1
c camada morta interna
3 1 -5.323 -3 4 imp:p,e=1
c furo no cristal
4 0 -4 #5 imp:p,e=1
c dedo frio de al
5 2 -2.699 -5 imp:p,e=1
c vacuo na camara do cristal
6 0 -7 1 #4 #5 imp:p,e=1
c carcaca de al da camara do cristal
7 2 -2.699 -8 7 #5 imp:p,e=1
c base de al da secao do cristal
9 2 -2.69 -11 20 imp:p,e=1
c vacuo na secao do cristal
10 0 -12 8 11 20 imp:p,e=1
c al externo da secao do cristal
12 2 -2.699 -13 12 #9 #13 imp:p,e=1
c janela de Be
13 5 -1.848 -14 imp:p,e=1
c dedo frio de cobre
20 6 -8.960 -20 imp:p,e=1
c vacuo em torno do dedo frio de cu
```

```

21 0          -21 #20  imp:p,e=1
c al em torno do dedo frio de cu
22 2  -2.699   -22 21  imp:p,e=1
c base de al da secao do pre
25 2  -2.699   (-25:-26) 22  imp:p,e=1
c ar dentro da secao do pre
26 7  -0.00120 -27 22 #25 13  imp:p,e=1
c carcaca de al da secao do pre
27 2  -2.699   -28 27  imp:p,e=1
c nitrogenio liquido
30 8  -0.80611 -30 -31 #20  imp:p,e=1
c ar dentro do dewar
31 7  -0.00120 -30 31  imp:p,e=1
c aco interno do dewar
32 4  -7.9      -32 30 #20  imp:p,e=1
c vacuo do dewar
33 0          -33 32 22  imp:p,e=1
c aco externo do dewar
34 4  -7.9      -34 33 22  imp:p,e=1
c ar entre o detetor e o separador
40 7  -0.00120 -40  imp:p,e=1
c separador de polietileno
41 10 -0.94     (-41:-42) 40 13  imp:p,e=1
c espaco vazio da flange (vacuo)
42 0          -44  imp:p,e=1
c flange de al
43 2  -2.699   -45 44 43  imp:p,e=1
c espaco para o alvo/fonte (vacuo)
44 0          -43  imp:p,e=1
c Resto do mundo adaptado da simulacao do Cesar
49 0          (-218:-310) #51  imp:p,e=1
50 2  -2.699   -300 310 315 45 #49  imp:p,e=1
51 2  -2.699   -350 360 370  imp:p,e=1
52 3  -1.3     (-400:-401)  imp:p,e=1
53 11 -7.874   (-420:-421):(-422:-423):(-424:-425)  imp:p,e=1
54 11 -7.874   (-426:-427):(-428:-429)  imp:p,e=1
55 11 -7.874   (-430:-431)  #54  imp:p,e=1
56 11 -7.874   (-432:-433)  #53 #55  imp:p,e=1
57 11 -7.874   (-434:-435)  #55  imp:p,e=1
c concreto em volta de tudo
96 9  -2.30     -999 997 998  imp:p,e=1

```

```

c ar em volta de tudo
97 7  -0.00120 -997 998 13 22 26 28 34 41 42 45 #49 #50 #51 &
      #52 #53 #54 #55 #56 #57 imp:p,e=1
c chao de concreto
98 9  -2.30      -999 -998  imp:p,e=1
c fora do universo da simulacao
99 0              999  imp:p,e=0

c cristal de Ge
1  rcc  -11.65 0 -0.199 -6.15 0 0.075 3.675
c camada morta interna
3  rcc  -12.85 0 -0.184 -4.948 0 0.060 0.825
c furo no cristal
4  rcc  -12.90 0 -0.184 -4.902 0 0.060 0.775
c dedo frio de al do cristal
5  rcc  -17 0 -0.134 -2.680 0 0.032 0.2
c limite interno da camara do cristal
7  rcc  -11.5502 0 -0.2 -7.929 0 0.096 3.725
c limite externo da camara do cristal
8  rcc  -11.55 0 -0.2 -8.229 0 0.1 3.88
c base de al da camara do cristal
11 rcc  -27.1 0 0 1.25 0 0 4.6
c limite interno da secao do cristal
12 rcc  -11.15 0 0 -15.95 0 0 4.56
c limite externo da secao do cristal
13 rcc  -11.1 0 0 -16 0 0 4.75
c janela de Be
14 rcc  -11.15 0 0 0.05 0 0 4.6
c dedo frio de cobre
20 rcc  -25.4 0 -1.9 -27.9 0 0 0.95
c limite interno do al em torno do dedo frio de Cu
21 rcc  -27.1 0 -1.9 -14.2 0 0 1.33
c limite externo do al em torno do dedo frio de Cu
22 rcc  -27.1 0 -1.9 -14.2 0 0 1.6
c base 1 de al da secao do pre
25 rcc  -36.7 0 0 -0.5 0 0 4.75
c base 2 de al da secao do pre
26 rcc  -37.2 0 0 -0.1 0 0 4.9
c limite interno da secao do pre
27 rcc  -25.1 0 0 -12.1 0 0 4.75
c limite externo da secao do pre

```

```

28 rcc -25.1 0 0 -12.1 0 0 4.9
c limite da camara de N2 do dewar
30 rcc -41.8 0 0 -22.5 0 0 5.6
c nivel de N2
31 pz 5
c limite externo do aco em torno do N2
32 rcc -41.3 0 0 -23.5 0 0 6.1
c limite interno do aco externo do dewar
33 rcc -40.3 0 0 -25.5 0 0 7.1
c limite externo do dewar
34 rcc -39.8 0 0 -26.5 0 0 7.6
c espaco entre o detetor e o separador
40 rcc -11.1 0 0 0.1 0 0 4.3
c altura do separador
41 rcc -11 0 0 -0.9 0 0 5.1
c base do separdador
42 rcc -10.9 0 0 -0.3 0 0 6.5
c buraco para o alvo no flange
43 rcc 1 0 0 0.2 0 0 1.5
c limite interno do flange
44 rcc 1.2 0 0 0.7 0 0 3.5
c limite externo do flange
45 rcc 0.9 0 0 1 0 0 6.5
c Superficies do resto do mundo
218 rcc 1.9 0 0 49 0 0 4
300 rcc 25.2 0 9.5 0 0 -22 24.75
310 rcc 25.2 0 7.5 0 0 -15 21.75
315 px 2
350 rcc 17 0 3.8 0 0 -7.7 5.1
360 rcc 17 0 3.8 0 0 -7.7 4.7
370 rcc 11.8 0 0 10.4 0 0 1.5
400 rpp -9.6 0.4 -20 60 -11 -9
401 rpp -9.6 56 30 60 -11 -9
420 rpp -10 -5 -37.3 60.7 -12.9 -12.5
421 rpp -10 -9.6 -37.3 60.7 -12.5 -7.5
422 rpp -2.3 2 -37.3 9.7 -12.9 -12.5
423 rpp 1.8 2 -37.3 9.7 -12.5 -7.5
424 rpp -5 -2.3 -37.3 -32.3 -12.9 -12.5
425 rpp -9.6 1.8 -37.3 -36.9 -12.5 -7.5
426 rpp 2.2 56.8 -37.3 -32.3 -12.9 -12.5
427 rpp 2.2 56.9 -37.3 -36.9 -12.5 -7.5

```



```

428 rpp  2.2 56.9 -30.3 -25.3 -12.9 -12.5
429 rpp  2.2 56.9 -25.3 -24.9 -12.5 -7.5
430 rpp  51.9 56.9 -37.3 60.7 -12.9 -12.5
431 rpp  56.5 56.9 -37.3 60.7 -12.5 -7.5
432 rpp  -10 56.9  55.7 60.7 -12.9 -12.5
433 rpp  -10 56.9  60.2 60.7 -12.5 -7.5
434 rpp  37.9 56.4 29.5 34.5 -12.9 -12.5
435 rpp  37.9 56.4 28.9 29.5 -12.5 -7.5
c limite interno da esfera de concreto do mundo
997 sph   0 0 0  295
c plano do chao
998 pz    -67.3
c limite do universo
999 sph   0 0 0  300

mode p e
print
SDEF ERG=D1  POS=1.1 0 0 CEL=44 WGT=1 TME=0  PAR=2 VEC=-1 0 0 &
DIR=D2
SI1 A  6.0655 6.0675 6.0685 6.0705 6.0715 6.0735 6.0745 &
        6.0775 6.0785 6.0795 6.0805 6.0815 6.0825 6.0835 &
        6.0845 6.0855 6.0865 6.0875 6.0885 6.0895 6.0905 &
        6.0915 6.0925 6.0935 6.0945 6.0955 6.0965 6.0975 &
        6.0985 6.0995 6.1005 6.1015 6.1025 6.1035 6.1045 &
        6.1055 6.1065 6.1075 6.1085 6.1095 6.1105 6.1115 &
        6.1125 6.1135 6.1145 6.1155 6.1165 6.1175 6.1185 &
        6.1195 6.1205 6.1215 6.1225 6.1235 6.1245 6.1255 &
        6.1265 6.1275 6.1285 6.1295 6.1305 6.1315 6.1325 &
        6.1335 6.1345 6.1355 6.1365 6.1375 6.1385 6.1395 &
        6.1405 6.1415 6.1425 6.1435 6.1445 6.1455 6.1465 &
        6.1475 6.1485 6.1495 6.1505 6.1515 6.1525 6.1535 &
        6.1545 6.1555 6.1565 6.1575 6.1585 6.1595 6.1605 &
        6.1615 6.1625 6.1635 6.1645 6.1655 6.1665 6.1675 &
        6.1685 6.1695 6.1705 6.1715 6.1725 6.1735 6.1745 &
        6.1755 6.1765 6.1775 6.1785 6.1795 6.1805 6.1815 &
        6.1825 6.1835 6.1845 6.1855 6.1865 6.1875 6.1885 &
        6.1895 6.1905 6.1915 6.1925 6.1935 6.1945 6.1955 &
        6.1965 6.1975 6.1985 6.1995 6.2005 6.2015
SP1    2.22222e-06 2.22222e-06 2.22222e-06 2.22222e-06 &
        2.22222e-06 2.22222e-06 2.22222e-06 2.22222e-06 &
        2.22222e-06 1.11111e-05 6.66667e-06 8.88889e-06 &

```

```

2.22222e-06 2.22222e-06 8.88889e-06 2.22222e-05 &
4.44444e-06 2.44444e-05 6.66667e-05 0.000133333 &
0.000257778 0.000351111 0.000426667 0.000595556 &
0.000762222 0.000926667 0.00108889 0.00132889 &
0.00152889 0.00187333 0.00228222 0.00261111 0.0028 &
0.00316889 0.00353333 0.00392667 0.0043 0.00450444 &
0.00508 0.00522889 0.0057 0.00586667 0.00617111 &
0.00623111 0.00656222 0.00647111 0.00651111 &
0.00677111 0.00671111 0.00674222 0.00677111 &
0.00672444 0.00646222 0.00622444 0.00614222 &
0.00596889 0.00516667 0.0169844 0.748138 0.0494867 &
0.00250444 0.00221556 0.0019 0.0018 0.00148889 &
0.00139556 0.00136667 0.00117556 0.00114222 &
0.00103333 0.000893333 0.000848889 0.000802222 &
0.00076 0.000657778 0.000644444 0.000684444 &
0.000597778 0.000533333 0.000548889 0.000482222 &
0.000442222 0.000397778 0.000444444 0.000364444 &
0.000406667 0.00032 0.000326667 0.000315556 &
0.000282222 0.000315556 0.000235556 0.000242222 &
0.000242222 0.000231111 0.00024 0.00022 0.000226667 &
0.000184444 0.000155556 0.000213333 0.000153333 &
0.000135556 0.000146667 0.000135556 0.00012 &
9.77778e-05 0.000133333 9.77778e-05 6.88889e-05 &
9.33333e-05 7.55556e-05 6e-05 8.22222e-05 &
7.55556e-05 6e-05 6e-05 3.77778e-05 4.88889e-05 &
3.33333e-05 6.22222e-05 4.22222e-05 5.11111e-05 &
2.88889e-05 2.66667e-05 2.44444e-05 1.77778e-05 &
2.88889e-05 1.33333e-05 6.66667e-06 2.22222e-06 &
4.44444e-06
SI2 A -1 -0.5 0 0.5 0.94 0.95 1
SP2 0.0 0.0 0.0 0.0 0.0 1 1
F8:P 1
e8 0 1e-5 &
0.001 0.002 0.003 0.004 0.005 0.006 0.007 0.008 0.009 0.010 &
0.011 0.012 0.013 0.014 0.015 0.016 0.017 0.018 0.019 0.020 &
0.021 0.022 0.023 0.024 0.025 0.026 0.027 0.028 0.029 0.030 &
0.031 0.032 0.033 0.034 0.035 0.036 0.037 0.038 0.039 ...

... 7.462 7.463 7.464 7.465 7.466 7.467 7.468 7.469 7.470 &
7.471 7.472 7.473 7.474 7.475 7.476 7.477 7.478 7.479 7.480 &
7.481 7.482 7.483 7.484 7.485 7.486 7.487 7.488 7.489 7.490 &

```

7.491 7.492 7.493 7.494 7.495 7.496 7.497 7.498 7.499
 c Ge - fonte nist
 m1 32000.04p 1.0
 c Aluminio - fonte nist
 m2 13000.04p 1.0
 c Ceramica
 m3 1000.04p 0.04838
 6000.04p 0.38436
 17000.04p 0.56726
 c Aco
 m4 24000.04p 0.1908
 25055.04p 0.02
 26000.04p 0.6842
 28000.04p 0.1050
 c Be - fonte nist
 m5 4000.04p 1.0
 c Cobre - fonte nist
 m6 29000.04p 1.0
 c Ar - fonte nist
 m7 6000.04p 0.000125
 7000.04p 0.755267
 8000.04p 0.231781
 18000.04p 0.012827
 c N2 - fonte nist
 m8 7000.04p 1.0
 c concreto - fonte nist
 m9 1000.04p 0.010000
 6000.04p 0.001000
 8000.04p 0.529107
 11000.04p 0.016000
 12000.04p 0.002000
 13000.04p 0.033872
 14000.04p 0.337021
 19000.04p 0.013000
 20000.04p 0.044000
 26000.04p 0.014000
 c polietileno - fonte nist
 m10 1000.04p 0.143711
 6000.04p 0.856289
 c ferro - fonte nist
 m11 26000.04p 1.0

c madeira

m12 13000.04p 0.167

14000.04p 0.167

18000.04p 0.666

nps 30