

**MONTAGEM E CALIBRAÇÃO DE UM NOVO ARRANJO  
EXPERIMENTAL PARA A PRODUÇÃO E UTILIZAÇÃO  
DE RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA**

**RENATO SEMMLER**

Dissertação apresentada como parte dos  
requisitos para obtenção do grau de  
Mestre em Tecnologia Nuclear.

**Orientador: Dr. Luiz Paulo Geraldo**

**São Paulo  
1993**

# MONTAGEM E CALIBRAÇÃO DE UM NOVO ARRANJO EXPERIMENTAL PARA A PRODUÇÃO E UTILIZAÇÃO DE RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA.

RENATO SEMMLER

## R E S U M O

Neste trabalho realizou-se a montagem e calibração de um novo arranjo experimental para a produção e utilização de fótons de captura junto ao canal tangencial BH4/12 do reator IEA-R1 (2 MW) do IPEN. Neste tipo de experimento, radiação gama monocromática com resolução de alguns eV é produzida, através da captura de nêutrons térmicos, em certos materiais quando posicionados próximos ao núcleo do reator. Variando-se o material alvo, foi possível de se obter até 30 linhas gama discretas no intervalo de energia entre 5 e 11 MeV, constituindo-se assim numa excelente fonte de radiação gama para o estudo de reações fotonucleares em baixas energias de excitação. O fluxo gama produzido por cada alvo foi medido utilizando-se um detector de Ge(Li) posicionado a aproximadamente 830 cm deste alvo. A calibração da eficiência para este detector foi efetuada, no intervalo de energia entre 5 e 11 MeV, utilizando-se amostras de Níquel e Nitrogênio (Melamina) como padrões de referência. Métodos de mínimos quadrados e matriz de covariância foram utilizados na análise dos resultados obtidos.

**MOUNTING AND CALIBRATION OF A NEW EXPERIMENTAL APPARATUS FOR  
PRODUCTION AND UTILIZATION OF CAPTURE GAMMA RAYS**

**RENATO SEMMLER**

**A B S T R A C T**

In this work, a new experimental apparatus has been mounted at the tangential beam tube BH4/12 of the IPEN IEA-R1 (2 MW) reactor, for production and utilization of capture gamma rays. In this type of experiment, monochromatic gamma radiation, with energy resolution of about 10 eV, is produced by thermal neutron capture in several materials when placed near the reactor core. By changing the target material it was possible to obtain up to 30 gamma lines in the 5 to 11 MeV energy range and so, the present experimental arrangement may be considered as being an excellent gamma ray source for photonuclear reactions studies in low excitation energies. The gamma flux produced by each target was measured with a Ge(Li) detector placed at a distance of about 830 cm from the target. The efficiency calibration for the Ge(Li) detector was performed, in the 5 to 11 MeV energy interval, using samples of nickel and nitrogen (melamine) as reference standards. Least square fitting methods and covariance matrix have been applied in the experimental data analysis.

# I N D I C E

<b>I</b>	<b>- INTRODUÇÃO</b>	<b>1</b>
<b>II</b>	<b>- FUNDAMENTOS TEÓRICOS</b>	<b>2</b>
<b>II.1</b>	<b>- Introdução</b>	<b>2</b>
<b>II.2</b>	<b>- Radiação gama de captura de nêutrons</b>	<b>2</b>
<b>II.3</b>	<b>- Interação da radiação gama com a matéria</b>	<b>12</b>
<b>II.3.1</b>	<b>- Efeito Fotoelétrico</b>	<b>13</b>
<b>II.3.2</b>	<b>- Efeito Compton</b>	<b>15</b>
<b>II.3.3</b>	<b>- Produção de pares</b>	<b>18</b>
<b>III</b>	<b>- ARRANJO EXPERIMENTAL</b>	<b>23</b>
<b>III.1</b>	<b>- Introdução</b>	<b>23</b>
<b>III.2</b>	<b>- Colimadores da radiação gama</b>	<b>23</b>
<b>III.3</b>	<b>- Alvos produtores de radiação gama de captura</b>	<b>25</b>
<b>III.3.1</b>	<b>- Suporte para alvos (porta-alvos)</b>	<b>29</b>
<b>III.3.2</b>	<b>- Troca dos alvos</b>	<b>29</b>
<b>III.3.3</b>	<b>- Câmara para armazenamento dos alvos de             captura</b>	<b>31</b>
<b>III.4</b>	<b>- Sistema para detecção da radiação gama</b>	<b>35</b>
<b>III.5</b>	<b>- Monitoração da variação da potência do reator</b>	<b>35</b>

<b>IV - RESULTADOS EXPERIMENTAIS E ANÁLISE DOS DADOS</b>	<b>37</b>
<b>IV.1 - Introdução</b>	<b>37</b>
<b>IV.2 - Calibração da eficiência para o detector de Ge(Li)</b>	<b>37</b>
<b>IV.3 - Medida dos fluxos gama</b>	<b>52</b>
<b>V - CONCLUSÕES</b>	<b>56</b>
<b>APÊNDICE A - Programa Analysis</b>	<b>58</b>
<b>APÊNDICE B - Programa Matprod</b>	<b>61</b>
<b>BIBLIOGRAFIA</b>	<b>65</b>

## CAPITULO I

### INTRODUÇÃO

Reações fotonucleares junto ao limiar (5-11 MeV) têm representado um meio excelente para o estudo da física de fissão em baixas energias, especialmente devido ao número restrito de momentos angulares disponíveis no canal de entrada produzidos, principalmente pela fotoabsorção de dipolo (E1) e quadrupolo (E2) elétricos, e ainda pelos poucos modos de decaimento do núcleo composto ( $\gamma, \gamma'$ ), ( $\gamma, f$ ) e ( $\gamma, n$ )<sup>(01)</sup>.

Medidas das secções de choque para a reação ( $\gamma, f$ ), juntamente com a distribuição angular dos fragmentos de fotofissão, permitem determinar as contribuições relativas dos vários estados ou canais de fissão em diferentes energias de excitação. Fotofissão é particularmente útil ao estudo da forma da barreira de fissão, em energias abaixo do limiar de emissão de nêutron, região esta que não pode ser estudada por meio da fissão induzida por esta partícula. Este estudo, complementado com as medidas das secções de choque para reações ( $\gamma, n$ ), permite a obtenção de informações sobre a taxa de abertura dos canais de fissão, simplesmente comparando as probabilidades relativas para fotofissão e emissão de fotonêutrons em função da energia de excitação. De uma maneira geral, dados sobre fotofissão, fotonêutrons e distribuição angular dos fragmentos de fissão, obtidos junto ao limiar, são muito importantes na interpretação e estudo de parâmetros fundamentados em modelos nucleares.

A dificuldade experimental principal no estudo de processos fotonucleares está nas baixas secções de choque envolvidas (da ordem de milibarns) e na obtenção de feixes gama monocromáticos com energias e intensidades altas.

As fontes de radiação gama empregadas para estes estudos, até o presente momento, podem ser classificadas em 03 grupos de acordo com suas resoluções em energia:

a) Baixa resolução (maior que 10%) => fontes gama de "bremsstrahlung" produzidas em betatrons, sincrotrons e aceleradores lineares;

b) Resolução intermediária (1 a 5%) => monocromadores de "bremsstrahlung" e aniquilação de pósitrons em voo;

c) Alta resolução (alguns eV) => raios gama de captura de nêutrons térmicos produzidos em reatores de pesquisa.

Por causa desta diferença marcante entre as resoluções em energia, comparações entre resultados experimentais obtidos com estas diferentes fontes de radiação gama têm sido sempre questionadas e de interesse apenas qualitativo.

A maioria dos estudos fotonucleares realizados até o presente momento utilizou o espectro de "bremsstrahlung" produzido pelo impacto de um feixe de elétrons acelerados contra um alvo. Nestas fontes, apesar da energia da radiação gama poder ser variada continuamente, o espectro para cada energia também é contínuo e estende-se até a energia cinética do elétron incidente. A falta de um conhecimento preciso do espectro de "bremsstrahlung" torna a análise dos dados experimentais trabalhosa e complexa. Além disso, a má resolução das linhas gama (centenas de keV) não é, em geral, suficiente para resolver possíveis estruturas nas secções de choque junto ao limiar.

A viabilidade do uso de reatores, como uma fonte alternativa de radiação gama intensa e discreta, foi apontada por Jarczyk<sup>(02)</sup> em 1961. Posteriormente, esta técnica foi implantada em diversos

laboratórios que dispunham de reatores de pesquisa. Desde então, inúmeras aplicações e estudos foram desenvolvidos com este tipo de fonte de radiação gama e um levantamento completo desses trabalhos pode ser encontrado na referência (03).

Para a produção de radiação gama de captura de nêutrons, dois tipos de arranjos podem ser construídos em um reator de pesquisa, dependendo da escolha de um canal de irradiação radial ou tangencial.

No caso da utilização de um canal radial, os alvos são instalados junto ao núcleo do reator e a troca destes alvos é feita pela superfície da piscina do reator. Desta maneira, evita-se perturbar os sistemas de colimação e detecção. Pelo caráter radial do arranjo, a intensidade da radiação de fundo constituída por raios gama e nêutrons (tanto de fissão como produzido no material estrutural) é relativamente alta. Contudo, neste caso tem-se o mais alto fluxo de nêutrons possível incidindo sobre o alvo.

No emprego do canal tangencial o alvo é colocado dentro deste, paralelamente ao núcleo do reator e sua troca é efetuada pelo lado oposto ao do sistema de colimação e de detecção, evitando-se também perturbar qualquer um destes sistemas. Contudo, o perigo causado pelas altas doses de radiação envolvidas durante as trocas de alvos, constitui-se em uma desvantagem para este tipo de arranjo. Devido ao caráter tangencial do canal, o fluxo de nêutrons térmicos incidindo sobre o alvo é muito menor que no canal radial; porém, tem-se neste caso uma diminuição sensível na intensidade da radiação de fundo.

Desta maneira, a escolha de um ou outro dos arranjos experimentais de fótons de captura, discutidos anteriormente para o estudo de processos fotonucleares, vai depender, principalmente, do compromisso entre as intensidades desejadas do fluxo gama e da radiação de fundo. Ambos os arranjos já foram utilizados no IPEN<sup>(04-05)</sup>.

Nestes últimos anos, o grupo de fotodesintegração do IPEN tem se dedicado a um estudo sistemático dos núcleos actínideos<sup>(06-09)</sup> utilizando um arranjo experimental montado junto a um canal radial do

reator IEA-R1 (2MW). Neste arranjo experimental, fótons monocromáticos com resolução de alguns eV e energias discretas variando no intervalo de 5 a 11 MeV são produzidos pela captura de nêutrons térmicos em diversos materiais quando posicionados próximos ao núcleo do reator. Devido à alta intensidade da radiação de fundo e às dificuldades de análise dos espectros gama, usualmente obtidos com detectores do tipo NaI(Tl) (baixa resolução  $\approx 7\%$  na energia do Co-60), o número de alvos empregados até o presente momento não tem sido superior a 12 e, conseqüentemente, foi possível apenas a utilização de 12 linhas gama com energias no intervalo de 5 a 11 MeV. Esta limitação tem acarretado em um empobrecimento da análise dos resultados experimentais sobre secções de choque de fotofissão e fotonêutrons para os núcleos pesados, pois possíveis estruturas observadas nem sempre foram resolvidas e ainda, o número de dados experimentais não foi suficiente para a obtenção confiável de informações sobre os parâmetros que descrevem a barreira de fissão<sup>(9B)</sup>. Apesar da excelente resolução em energia, esta importante restrição das fontes gama de captura tem levado os pesquisadores a optarem por outras fontes, principalmente, aquelas produzidas em aceleradores lineares.

Um outro ponto fundamental em estudos de reações fotonucleares é o conhecimento preciso do fluxo gama incidindo sobre a amostra. Devido às dificuldades em se obter curvas de eficiência para o detector de NaI(Tl), valores de eficiências obtidos por outros autores<sup>(10)</sup> em condições experimentais similares, têm sido adotados até o presente momento em todos os trabalhos desenvolvidos neste laboratório. Este procedimento, além de ser inadequado, tem contribuído como uma fonte de erro em até 15% no conhecimento dos valores das secções de choque fotonucleares.

Uma das contribuições importantes do presente trabalho é a utilização de uma técnica de altíssima resolução em energia ( $\approx 30$  vezes maior que a obtida com os detectores de NaI(Tl)), obtida com um detector convencional do tipo Ge(Li) para a monitoração dos fluxos gama produzidos pelos diversos alvos, bem como a determinação experimental da eficiência relativa deste detector no intervalo de energia entre 5 e 11 MeV.

A proposta principal deste experimento é, portanto, a

montagem e calibração de um novo arranjo experimental junto ao canal tangencial BH4/12 do reator IEA-R1, para a produção e utilização de fótons de captura de nêutrons térmicos no estudo de reações fotonucleares. Este arranjo experimental permitirá a utilização de até 30 alvos de captura, tornando-se possível a obtenção de até 30 linhas gama monocromáticas com energias variando no intervalo de 5 a 11 MeV. O aumento substancial conseguido na quantidade de materiais alvos disponíveis deve-se basicamente ao emprego de um detector de Germânio para análise dos espectros gama, bem como a utilização de um canal tangencial que apresenta uma radiação de fundo (gama e nêutrons) muito inferior à dos canais radiais.

Em resumo, o presente trabalho pode ser dividido nas seguintes etapas:

- 1) Construção e montagem dos colimadores de radiação gama;
- 2) Projeto e construção de uma câmara para troca e armazenamento dos alvos;
- 3) Calibração da eficiência do detector de Ge(Li) no intervalo de energia entre 5 e 11 MeV;
- 4) Medidas dos fluxos gama referentes às linhas principais para os 30 Alvos selecionados e análise final dos resultados.

No capítulo II deste trabalho é apresentada de forma sucinta, uma descrição dos principais tópicos teóricos relevantes ao desenvolvimento do mesmo.

Os principais componentes que constituem todo o aparato experimental utilizado para a produção e monitoração dos fótons de captura de nêutrons térmicos são detalhados no capítulo III.

No capítulo IV podem ser vistos os resultados experimentais e toda a metodologia empregada na calibração da eficiência do detector de Ge(Li), bem como nas medidas dos fluxos gama para os 30 alvos de captura.

Finalmente, no capítulo V são apresentadas as conclusões e considerações gerais sobre a utilização do presente arranjo experimental. São apresentadas, ainda, algumas sugestões para futuros trabalhos a serem realizados utilizando este arranjo experimental.

## CAPITULO II

### Fundamentos Teóricos

#### II.1. Introdução

Conforme discutido no capítulo I, a proposta principal deste experimento é a montagem e calibração de um novo arranjo experimental para a produção e utilização de fótons de captura de nêutrons térmicos para o estudo de reações fotonucleares. Desta forma, as considerações teóricas apresentadas neste capítulo se limitam à descrição sucinta sobre a forma de produção destes raios gama, bem como os principais processos de interação da radiação gama com a matéria.

#### II.2. Radiação gama de captura de nêutrons

Uma reação nuclear em que um nêutron térmico é capturado por um núcleo alvo e somente raios gama são emitidos é chamada de reação de captura radioativa, ou de uma forma mais compacta, reação  $(n, \gamma)$ .

Um grande passo para o entendimento das reações nucleares foi dado por N. Bohr<sup>(41)</sup> em 1936, com a formulação do modelo do núcleo composto. Segundo este modelo, uma reação nuclear não se inicia antes que as duas partículas reagentes estejam dentro do alcance das forças nucleares. Ainda, este processo só termina quando os produtos da reação estiverem separados por uma distância maior que o alcance destas forças nucleares. Durante o tempo de interação, forma-se um sistema composto cujas propriedades determinam o comportamento deste

sistema durante o transcorrer da reação nuclear.

De acordo com o modelo de Bohr, a reação é dividida em duas etapas:

a) Formação do sistema composto;

b) Desintegração do núcleo composto nos produtos da reação.

Estas etapas podem ser tratadas como processos independentes no sentido de que o modo de desintegração do núcleo composto depende somente da sua energia, momento angular e paridade, mas não da forma específica como foi formado. Estas hipóteses se baseiam na idéia do núcleo como sendo constituído por um sistema de partículas que interagem fortemente por meio de forças de curto alcance. Quando a partícula incidente estiver dentro do alcance destas forças, sua energia é rapidamente distribuída entre todos os constituintes do núcleo, antes que qualquer desintegração possa ocorrer. Nestas condições, a partícula incidente perde a sua identidade e o núcleo composto passa a independer do caminho pelo qual foi formado.

Deste modo, na captura radioativa forma-se um novo núcleo em um estado de energia maior do que o seu estado fundamental, isto é, o núcleo composto é deixado em um estado excitado. O núcleo composto então decai para o estado fundamental, geralmente passando através de vários estados intermediários de energia. Neste processo de desexcitação do núcleo composto, o excesso de energia vai sendo liberado na forma de raios gama cujas energias são exatamente iguais à separação entre os níveis de energia no núcleo composto correspondentes à cascata de decaimento.

De acordo com a teoria de Bohr, uma reação de captura radioativa de nêutrons térmicos é representada, de uma maneira geral, pela equação:



onde,

${}_Z X^A$  é o núcleo alvo;

${}_0 n^1$  é a partícula capturada (nêutron térmico);

$[\text{{}}_Z Y^{A+1}]^*$  é o núcleo composto formado num estado excitado;

${}_Z Y^{A+1}$  é o núcleo produto da reação que é um isótopo do núcleo alvo.

Tal isótopo tanto pode ser estável ou radioativo, e neste caso decai por emissão  $\gamma$  ou de partículas com uma meia vida característica.

Reações de captura radioativa têm uma maior probabilidade de serem induzidas por nêutrons térmicos com uma energia entre 0 e 1 eV<sup>(12)</sup>.

As radiações gama emitidas dentro de um intervalo de tempo em torno de  $10^{-14}$ s, após a absorção do nêutron pelo núcleo alvo, são conhecidos como raios gama prontos de captura radioativa.

O balanço de energia de uma reação de captura radioativa, considerando a velocidade da luz igual a 1, é dado pela equação:

$$M_A + M_n + E_n = M_{A+1} + E_o \quad (02)$$

onde,

$M_A$  é a massa do núcleo alvo;

$M_n$  é a massa do nêutron incidente;

$M_{A+1}$  é a massa do núcleo produto no estado fundamental;

$E_n$  é a energia cinética do nêutron incidente;

$E_o$  é a energia envolvida na reação, ou seja, é a energia total de excitação do núcleo composto.

O valor Q da reação é então dado por:

$$Q = E_o - E_n \quad (03)$$

Como o nêutron incidente é um nêutron térmico, a sua energia é muito baixa ( $E_n \approx 0,025$  eV) e, portanto, pode ser desprezada em comparação com  $E_0$ , que é a soma de todas as energias dos raios gama emitidas pelo núcleo produto ( $A + 1$ ) durante a sua desexcitação e pode ser representada por

$$Q = \sum_i \left( E_{\gamma_i} + \frac{E_{\gamma_i}^2}{2M_{A+1}c^2} \right) \quad (04)$$

onde,

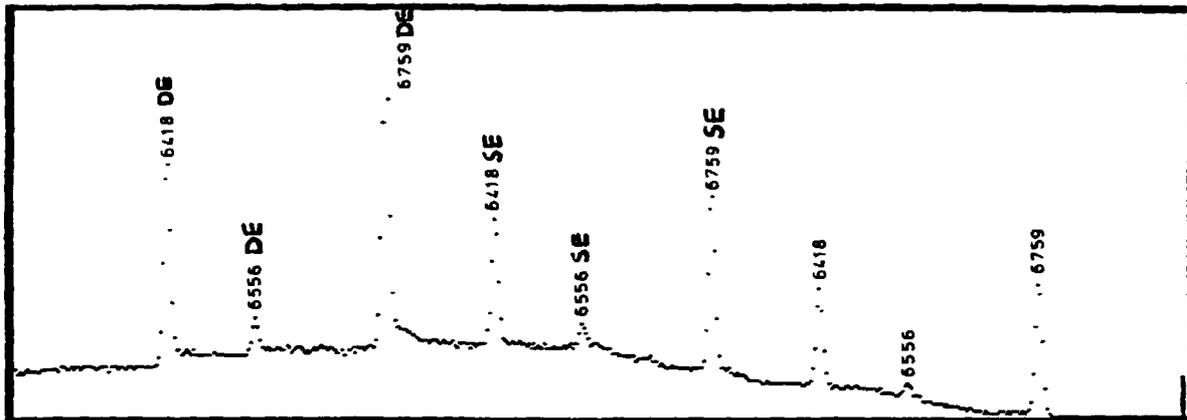
$i$  corresponde a uma transição específica;

$E_{\gamma_i}$  é a energia emitida nesta transição;

$\frac{E_{\gamma_i}^2}{2M_{A+1}c^2}$  é a energia de recuo do núcleo composto ( $A+1$ ).

$E_0$  é essencialmente a energia de ligação do nêutron no núcleo composto cujos valores situam-se numa faixa de energia entre 2 e 12 MeV aproximadamente<sup>(49)</sup>. Desta forma, explica-se porque as energias dos raios gama prontos produzidos na reação ( $n, \gamma$ ) não ultrapassam 12 MeV, ocorrendo portanto em um intervalo de energia muito restrito.

O conjunto das linhas gama (desde alguns eV até aproximadamente 11 MeV) emitidas no processo de decaimento do núcleo composto constitui o assim chamado espectro em energia dos raios gama prontos emitidos pelo núcleo formado. Na figura 1 é apresentado como exemplo, o espectro gama de captura para o material alvo Titânio, obtido com um detector de Ge(Li). Como pode ser visto, o espectro gama característico quando visto em um analisador multicanal é formado por um conjunto de linhas (picos), de tal modo que a posição de cada linha é proporcional à energia do raio gama detectado, e a sua altura é proporcional à intensidade com que os raios gama daquela energia são emitidos.



**SE - PRIMEIRO ESCAPE**  
**DE - SEGUNDO ESCAPE**

Figura 01 - Espectro típico de raios gama prontos obtido com um detector de Ge(Li) para o alvo de Titânio.

Conforme foi discutido acima, o intervalo de energia (2-12 MeV) obtido com fótons de captura é a principal limitação desta fonte de radiação gama, entretanto, o limiar para algumas reações importantes tais como  $(\gamma, f)$  e  $(\gamma, n)$  encontra-se nesta faixa de energia, tornando-se portanto possível o estudo destas reações para diversos núcleos, principalmente os núcleos pesados.

Outra característica importante das fontes de radiação gama de captura é a resolução em energia (ou largura das linhas gama) extremamente alta, ou seja, da ordem de alguns eV. Este pequeno alargamento das linhas gama de captura é principalmente causado pelo efeito Doppler, devido ao movimento térmico dos átomos do alvo, e é determinado aproximadamente pela seguinte equação<sup>(32)</sup>:

$$\Delta E_{\gamma} \cong E_{\gamma} \left[ \frac{2kT}{MAc^2} \right]^{1/2} \quad (05)$$

onde,

k é a constante de Boltzman;

T é a temperatura em graus Kelvin;

M é a massa do próton;

A é o número de massa do núcleo em questão.

### II.3. Interação da radiação gama com a matéria

Os raios gama podem interagir com a matéria através de vários processos diferentes, os quais podem ser classificados da seguinte forma<sup>(14)</sup>:

1) Espalhamento Elástico (sem perda de energia):

a) Espalhamento Raleigh => de fótons por elétrons ligados;

b) Espalhamento Thomson => de fótons por elétrons livres ou pelo núcleo;

c) Espalhamento Ressonante => quando a energia do fóton tem exatamente a energia dos níveis do núcleo;

d) Espalhamento Delbrück => de fótons pelo campo eletromagnético do núcleo;

2) Efeito Fotoelétrico => processo inelástico que ocorre com elétrons ligados;

3) Efeito Compton => espalhamento inelástico de fótons com elétrons livres;

4) Produção de Pares => produção do par elétron-pósitron no campo coulombiano nuclear;

5) Reações Fotonucleares =>  $(\gamma, p)$ ,  $(\gamma, n)$ ,  $(\gamma, \alpha)$ ,  $(\gamma, f)$ , ...

Dentre estes processos de interação, os mais importantes, do ponto de vista de detecção da radiação gama, são o efeito fotoelétrico, o efeito Compton e a produção de pares. Os outros efeitos, como o espalhamento Thomson, espalhamento Raleigh e outros, podem ser considerados como sendo desprezíveis para o processo de detecção dos raios gama.

### II.3.1. Efeito Fotoelétrico

Efeito fotoelétrico é o processo pelo qual um fóton de energia  $h\nu$  interage com um elétron ligado, transferindo a ele toda a sua energia. Como resultado dessa interação, o elétron é ejetado do átomo com uma energia cinética ( $T_e$ ) dada por:

$$T_e = h\nu - B_i \quad (06)$$

onde,

$h\nu$  é a energia do fóton incidente;

$B_i$  é a energia de ligação do elétron na  $i$ -ésima camada.

A lacuna criada na camada pela saída do elétron, como um resultado do efeito fotoelétrico, é preenchida por elétrons de órbitas

mais externas. Este processo é geralmente acompanhado pela emissão de raios X ou elétrons Auger (quando o átomo excitado transfere diretamente a sua energia para um dos seus elétrons).

O efeito fotoelétrico não pode ocorrer para um elétron livre. Este fato decorre da incompatibilidade das leis de conservação de energia e momento ao considerarmos a interação de um fóton com um elétron livre. Portanto, para a ocorrência do fotoefeito, é muito importante que o elétron esteja ligado a um átomo na qual parte da energia do fóton deve ser transferida. Ainda, pode-se concluir que quanto menor for a energia de ligação do elétron quando comparada com a energia do fóton, menos provável é a ocorrência do fenômeno.

A probabilidade de ocorrência do efeito fotoelétrico depende muito fortemente do número atômico  $Z$  do átomo no qual o efeito é observado, e pode ser representada por

$$\sigma_{\text{phot}} \propto Z^5 \quad (07)$$

Em elementos leves (pequeno  $Z$ ), os elétrons estão ligados mais fracamente pelas forças coulombianas do núcleo do que nos elementos pesados e, portanto, a probabilidade de ocorrência do efeito deve ser menor.

De uma maneira geral, a secção de choque para o efeito fotoelétrico ( $\sigma_{\text{phot}}$ ) tem a seguinte dependência com a energia  $h\nu$  da radiação gama e a carga  $Z$  do meio<sup>(12)</sup>:

$$\sigma_{\text{phot}} \propto \frac{Z^5}{(h\nu)^{7/2}} \quad \text{para } h\nu > B_k \quad (08)$$

O efeito fotoelétrico é, portanto, especialmente significativo em baixas energias e para materiais pesados onde a probabilidade é relativamente grande mesmo para fótons de altas energias. Em materiais leves, por outro lado, este efeito é importante apenas para fótons de baixas energias. Desta forma podemos concluir que o efeito fotoelétrico é o principal mecanismo de interação da radiação gama com a matéria em baixas energias (até algumas centenas de keV).

### II.3.2. Efeito Compton

Investigações detalhadas do espalhamento de ondas eletromagnéticas foram feitas em 1923 por Compton<sup>(15,16)</sup>. Como resultados de seus experimentos, Compton observou que:

(1) Além do comprimento de onda inicial  $\lambda_0$ , o espectro de radiação eletromagnética espalhada continha uma linha deslocada com um comprimento de onda  $\lambda' > \lambda_0$ ;

(2)  $(\Delta\lambda)_\theta = \lambda' - \lambda_0$  cresce com o aumento do ângulo de espalhamento;

(3)  $(\Delta\lambda)_\theta$  é independente de  $\lambda_0$  para um certo ângulo de espalhamento;

(4)  $(\Delta\lambda)_\theta$  é constante para todos os materiais.

Esses resultados experimentais foram explicados por Compton<sup>(17)</sup> e Debye<sup>(18)</sup> com a ajuda da Mecânica Quântica.

No efeito Compton, o fóton incidente interage com qualquer elétron orbital que se comporta como elétron livre. A energia do fóton incidente se divide entre o fóton espalhado e o elétron que sai, de modo que, esquematicamente temos:

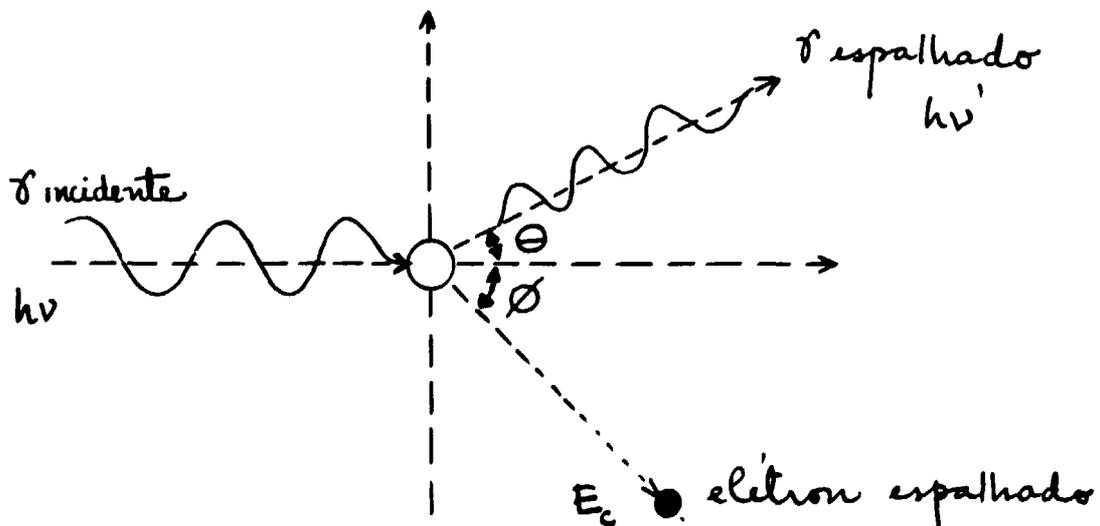


Diagrama esquemático do espalhamento Compton.

fig.2 -  $\phi$  é o ângulo formado entre o fóton incidente e o elétron espalhado, e  $\theta$  é o ângulo de espalhamento entre o fóton incidente e o fóton espalhado.

A fim de se obter uma relação entre o comprimento de onda da radiação espalhada com o ângulo de espalhamento, aplica-se às leis da conservação de energia e momento, supondo que o elétron seja livre. De acordo com a lei da conservação de energia, podemos escrever:

$$h\nu = h\nu' + T_e = h\nu' + m_0 c^2 \left[ \frac{1}{(1-\beta^2)^{1/2}} - 1 \right] \quad (09)$$

sendo  $\beta = \frac{v}{c}$  (10)

onde,

$h\nu$  é a energia do fóton incidente;

$h\nu'$  é a energia do fóton espalhado;

$T_e$  é a energia do elétron<sup>(10)</sup>;

$c$  é a velocidade da luz no vácuo;

$v$  é a velocidade do elétron;

$m_0$  é a massa de repouso do elétron.

Após algumas transformações temos:

$$\frac{m_0 c^4 \beta^2}{1 - \beta^2} = h^2 \nu^2 - 2h^2 \nu \nu' + h^2 \nu'^2 + 2m_0 c^2 h\nu - 2m_0 c^2 h\nu' \quad (11)$$

De acordo com a lei da conservação do momento, temos:

$$\vec{p}_\gamma = \vec{p}_{\gamma'} + \vec{p}_e \quad (12)$$

$$\frac{\vec{h\nu}}{c} = \frac{\vec{h\nu'}}{c} + \frac{m_0 \vec{\beta} c}{(1-\beta^2)^{1/2}} \quad (13)$$

ou na forma escalar

$$\frac{m_0 c^4 \beta^2}{1 - \beta^2} = h^2 \nu^2 - 2h^2 \nu \nu' \cos\theta + h^2 \nu'^2 \quad (14)$$

Resolvendo simultaneamente as equações (09) e (14), obtém-se:

$$\frac{c}{\nu'} - \frac{c}{\nu} = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos\theta) \quad (15)$$

ou

$$(\Delta\lambda)_\theta = \lambda' - \lambda_0 = \lambda_c (1 - \cos\theta) = 2\lambda_c \sin^2 \left[ \frac{\theta}{2} \right] \quad (16)$$

onde,

$$\lambda_c = \frac{h}{m_0 c} = 2.42 \times 10^{-10} \text{ cm} \quad \text{é o comprimento de onda Compton para o elétron.} \quad (17)$$

A equação (16) indica que o comprimento de onda  $\lambda'$  da radiação gama espalhada aumenta com o ângulo de espalhamento  $\theta$ , de forma que:

$$(\Delta\lambda)_\theta = 0 \quad \text{para} \quad \theta = 0 \quad (17a)$$

$$(\Delta\lambda)_\theta = \lambda_c \quad \text{para} \quad \theta = \frac{\pi}{2} \quad (17b)$$

$$(\Delta\lambda)_\theta = 2\lambda_c \quad \text{para} \quad \theta = \pi \quad (17c)$$

Resolvendo a equação (15) para  $\nu'$ , obtém-se a seguinte equação para a energia de um fóton espalhado por um ângulo  $\theta$ :

$$h\nu' = h\nu \left[ 1 + \frac{h\nu}{m_0 c^2} (1 - \cos\theta) \right]^{-1} \quad (18)$$

A energia cinética do elétron de recuo é dada por:

$$T_e = h\nu - h\nu' = h\nu \left[ \frac{(h\nu/m_0 c^2) (1 - \cos\theta)}{1 + (h\nu/m_0 c^2) (1 - \cos\theta)} \right] \quad (19)$$

A máxima perda de energia pelo fóton ocorre para uma colisão frontal ( $\theta = \pi$ ) e é igual a :

$$T_{e(\text{máx})} = (h\nu - h\nu')_{\text{máx}} = \frac{h\nu}{1 + \frac{m_0 c^2}{2h\nu}} \quad (20)$$

Em circunstâncias normais, todos os ângulos de espalhamento podem ocorrer em um detector de radiação gama. Portanto, um contínuo de energias pode ser transferido ao elétron, desde 0 até o máximo

previsto pela equação (20).

A diferença  $E_c$ , entre a máxima energia do elétron de recuo e a energia da radiação gama incidente, é dada de acordo com a equação:

$$h\nu' = E_c = h\nu - T_e \Big|_{\theta=\pi} = \frac{h\nu}{1 + \frac{2h\nu}{m_0 c^2}} \quad (21)$$

No limite em que a energia da radiação gama incidente é grande, ou seja  $h\nu \gg m_0 c^2/2$ , esta diferença de energia tende a um valor constante:

$$E_c \approx \frac{m_0 c^2}{2} \quad (\approx 0.256 \text{ MeV}) \quad (22)$$

A probabilidade de ocorrência do efeito Compton é proporcional ao número atômico do absorvedor e varia com o inverso da energia do fóton<sup>(12)</sup>:

$$\sigma_{\text{Com}} \propto \frac{Z}{E_\gamma} \quad (23)$$

Este efeito Compton é o principal responsável pelas interações da radiação gama com a matéria no intervalo de energia que vai desde algumas centenas de keV até aproximadamente 6 MeV.

### II.3.3. Produção de Pares

Para fótons com energia maior que  $2m_0 c^2 \cong 1.02 \text{ MeV}$ , existe uma outra forma importante de interação da radiação gama com a matéria, além do efeito fotoelétrico e Compton, no qual os fótons perdem energia, que é o processo da produção de pares elétron-pósitron. A possibilidade de ocorrência deste processo foi descoberta por P. M. A. Dirac<sup>(20)</sup> em 1928.

Na produção de pares, um fóton de alta energia perde toda a sua energia  $h\nu$  em uma colisão com o núcleo, onde é criado um par elétron-pósitron com uma certa energia cinética.

Um pósitron é uma partícula que possui todas as propriedades de um elétron, exceto o sinal de sua carga (e o de seu momento magnético) que é o oposto ao do elétron. Em outras palavras, o pósitron é um elétron positivamente carregado.

Na produção de pares, a energia de recuo absorvida pelo núcleo é desprezível por causa de sua grande massa. Assim a equação da conservação da energia total relativística para este processo é simplesmente dada por:

$$h\nu = E_{-} + E_{+} = (m_0 c^2 + T_{\bullet-}) + (m_0 c^2 + T_{\bullet+}) \quad (24)$$

Desta forma:

$$T_{\bullet-} + T_{\bullet+} = h\nu - 2m_0 c^2 \quad (25)$$

onde,

$E_{-}$  = energia total relativística para o elétron;

$E_{+}$  = energia total relativística para o pósitron;

$T_{\bullet-}$  = energia cinética do elétron;

$T_{\bullet+}$  = energia cinética do pósitron.

As duas partículas têm a mesma energia de repouso  $m_0 c^2$ . O pósitron é produzido com uma energia cinética em média maior que a do elétron porque a interação coulombiana do par com o núcleo positivamente carregado causa uma aceleração no pósitron e uma desaceleração no elétron.

Na discussão a seguir são ignorados os detalhes do processo, considerando apenas a situação antes e depois da interação. Os princípios físicos básicos que devemos analisar são: a conservação da energia total relativística, a conservação do momento e a conservação da carga. A partir destas leis de conservação não é difícil mostrar que um fóton não pode simplesmente desaparecer no espaço vazio, criando um par  $e^{-} e^{+}$ . A presença do núcleo (que pode absorver momento sem alterar apreciavelmente o balanço de energia) é necessária para permitir que tanto a energia quanto o momento sejam conservados no

processo. A carga é automaticamente conservada pois o fóton não tem carga e o par criado tem carga total nula. Da equação (25), vemos que a energia mínima necessária para que um fóton crie um par elétron-pósitron é :

$$E_0 = 2m_0 c^2 = 1,02 \text{ MeV} \quad (26)$$

Se a energia do fóton for maior que este valor, um par elétron-pósitron é produzido com uma certa energia cinética, além da sua própria energia de repouso. O fenômeno de produção de pares é, portanto, um fenômeno de altas energias.

Como foi discutido acima, a presença do núcleo, e portanto do seu campo coulombiano, é necessária para a produção de pares a fim de permitir a conservação do momento. Algumas vezes a produção de pares pode ocorrer no campo coulombiano de um elétron. Neste caso, como uma consequência das leis de conservação, a energia mínima necessária para que o processo ocorra é:

$$E_0 = 4m_0 c^2 \cong 2,04 \text{ MeV} \quad (27)$$

Entretanto, a probabilidade de ocorrência do efeito no campo coulombiano de um elétron é muito menor do que a probabilidade da ocorrência no campo do núcleo (aproximadamente 1000 vezes).

De acordo com a referência 12, a probabilidade da ocorrência do processo de produção de pares aumenta com  $Z^2$ . A secção de choque para ocorrência deste processo no campo coulombiano de um núcleo pode ser aproximadamente representada, para energias no intervalo  $m_0 c^2 < E_\gamma < 50 m_0 c^2$ , por<sup>(12)</sup>:

$$\sigma_{\text{par}} \propto Z^2 \ln(2E_\gamma) \quad (28)$$

Intimamente relacionado com a produção de pares está o processo inverso denominado aniquilação de pares. Um elétron e um pósitron estando essencialmente em repouso próximos um do outro, se unem e são aniquilados. A matéria desaparece e em seu lugar obtemos energia. Sendo o momento inicial do sistema igual a zero, e como o momento deve se conservar no processo, não podemos ter apenas um fóton

criado. O processo que tem maior probabilidade de ocorrer é a criação de dois fótons que se movem com o mesmo momento em sentidos opostos. Menos provável, mas possível, é a criação de três fótons.

No processo em que dois fótons são criados, a conservação do momento nos mostra que:

$$\vec{p}_1 + \vec{p}_2 = 0 \quad (29)$$

ou

$$\vec{p}_1 = - \vec{p}_2 \quad (30)$$

de forma que os momentos dos fótons são iguais em módulo e têm sentidos opostos. Portanto :

$$p_1 = p_2 \quad (31)$$

$$\frac{h\nu_1}{c} = \frac{h\nu_2}{c} \quad (32)$$

$$\nu_1 = \nu_2 = \nu \quad (33)$$

A conservação da energia total relativística impõe que :

$$m_0 c^2 + m_0 c^2 = h\nu + h\nu \quad (34)$$

considerando o pósitron e o elétron com energias cinéticas iniciais nulas. Portanto :

$$h\nu = m_0 c^2 = 0,511 \text{ MeV} \quad (35)$$

ou seja, no processo de aniquilação de pares, 02 fótons com energias de 0,511 MeV são criados.

Tanto os elétrons como os pósitrons perdem suas energias por ionização, excitação e "bremsstrahlung". Quando atinge o repouso, o elétron permanece na matéria onde existem outros elétrons, entretanto, o pósitron não existe na matéria e assim, sofre aniquilação, ou seja, une-se a outro elétron e em seguida ambos desaparecem, produzindo dois raios gama com 0,511 MeV de energia.

Como foi discutido, o processo de produção de pares é o efeito que predomina na região de altas energias (acima de 5 MeV), e portanto para o presente trabalho ele representa o mais importante tipo de interação durante a detecção da radiação gama de captura com um detector de Ge(Li).

## CAPITULO III

### Arranjo Experimental

#### III.1. Introdução

Neste capítulo são descritos os principais componentes que constituem o arranjo experimental para o estudo de reações fotonucleares.

Na produção de radiação gama de captura de nêutrons é importante que se construa um sistema adequado de colimação, levando-se sempre em consideração certas condições importantes para o estudo de reações fotonucleares, tais como: alta intensidade e boa resolução em energia da radiação gama juntamente com uma baixa radiação de fundo ( $\gamma$  e  $n$ ). Tendo isto em mente, foi construído um arranjo experimental para a obtenção e utilização da radiação gama por captura de nêutrons térmicos junto ao canal tangencial BH4/12 do reator IEA-R1 do IPEN. Este reator de pesquisa é do tipo piscina refrigerado e moderado a água leve e opera a 2 MW durante 08 horas por dia. O arranjo experimental é apresentado com algum detalhe na figura 3.

#### III.2. Colimadores da radiação Gama

Como pode ser visto na figura 3, internamente à parede do reator existe um colimador de chumbo de 250 cm de comprimento e 3 cm de diâmetro interno. Este colimador principal é composto por vários colimadores menores cônicos com a abertura menor voltada para a frente

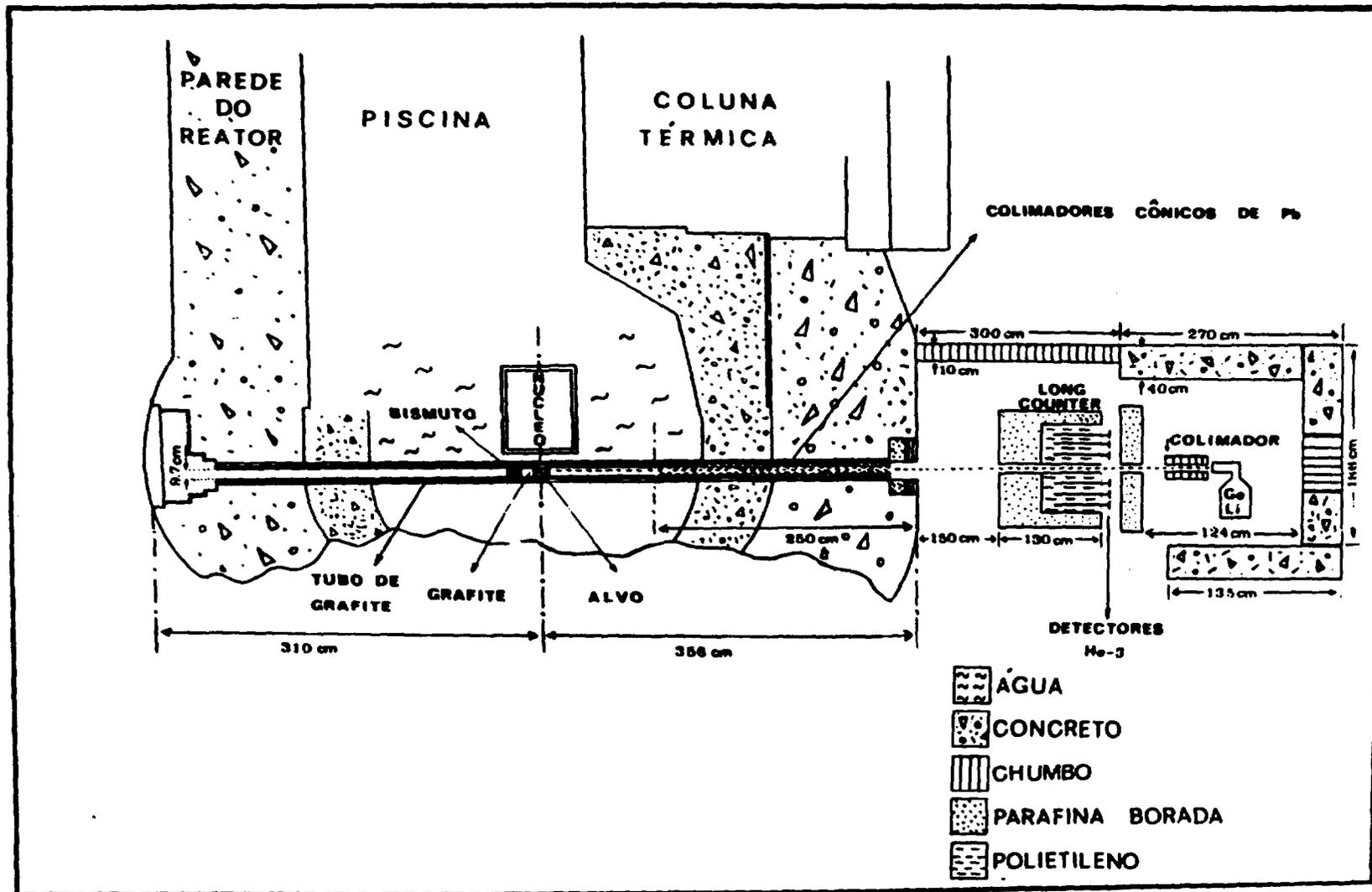


Figura 03 - Arranjo experimental montado junto ao canal tangencial BH4/12 do reator IEA-R1 para o estudo de reações fotonucleares.

do detector com a finalidade de diminuir a radiação de fundo proveniente tanto do espalhamento dos nêutrons e dos raios gama do feixe, como da captura de nêutrons no próprio colimador. O colimador final que o feixe gama atravessa antes de atingir o detector de Ge(Li) está situado a 473 cm da parede do reator e é constituído por um cilindro de chumbo (10 cm de diâmetro por 50 cm de comprimento) com um furo central de 6mm de diâmetro.

### III.3. Alvos produtores de radiação gama de captura

Neste tipo de experimento, é importante que se escolha adequadamente os materiais alvos que apresentem as melhores características no processo de produção de radiação gama por captura de nêutrons térmicos.

Os critérios adotados na escolha dos possíveis materiais a serem empregados como alvos foram:

- a) Devem apresentar uma ou mais linhas gama principais, no intervalo de energia entre 5 e 11 MeV, com intensidades maiores que as demais secundárias;
- b) A separação entre as linhas principais e as mais próximas linhas secundárias deve ser no mínimo de algumas dezenas de keV;
- c) Devem possuir uma secção de choque de captura de nêutrons ( $\sigma_c$ ) alta e de espalhamento ( $\sigma_s$ ) baixa;
- d) A fim de facilitar o manuseio e estocagem destes alvos, os núcleos produtos formados após a irradiação devem ter uma meia-vida relativamente curta e emitir radiação gama de baixa energia (menos de 500 keV).

Satisfazendo estes critérios foi possível seleccionar 30 diferentes elementos. A tabela 1 mostra os materiais seleccionados para serem utilizados como alvos produtores de radiação gama, bem como a constituição química, a massa aproximada e a forma física dos mesmos.

Tabela 1

## ALVOS PRODUTORES DE RADIAÇÃO GAMA DE CAPTURA DE NEUTRONS

Material	Constituição Química	Massa (g)	Forma física
Itérbio	$\text{Yb}_2\text{O}_3$	1410	pó compactado
Potássio	$\text{K}_2\text{CO}_3$	1260	pó compactado
Enxofre	S	1500	pó compactado
Disprósio	$\text{Dy}_2\text{O}_3$	200	pó
Háfnio	$\text{HfO}_2$	1400	pó compactado
Cádmio	Cd	620	metálica
Índio	In	1580	bolas metálicas
Ítrio	$\text{Y}_2\text{O}_3$	1500	pó compactado
Érbio	$\text{Er}_2\text{O}_3$	1200	pó compactado
Sódio	$\text{Na}_2\text{CO}_3$	1120	pó compactado
Cálcio	$\text{Ca(OH)}_2$	1500	pó compactado
Mercúrio	HgO	1700	pó compactado
Niódio	$\text{Nd}_2\text{O}_3$	1780	pó compactado
Samário	$\text{Sm}_2\text{O}_3$	610	pó
Gadolíneo	$\text{Gd}_2\text{O}_3$	520	pó
Titânio	Ti	2280	metálica
Berílio	BeO	1500	pó compactado
Vanádio	$\text{V}_2\text{O}_5$	1440	granular
Arsênio	$\text{AsO}_3$	1920	pó compactado
Manganês	Mn	3000	granular
Chumbo	Pb	5000	metálica
Cloro	$\text{MgCl}_2$	1170	pó compactado
Selênio	$\text{SeO}_2$	1320	pó compactado
Ferro	Fe	2330	metálica
Alumínio	Al	2260	metálica
Zinco	Zn	3560	granular
Cobre	Cu	3060	metálica
Níquel	Ni	3620	metálica
Cromo	Cr	2670	granular
Nitrogénio	$\text{C}_3\text{N}_3(\text{NH}_2)_3$	1500	pó compactado

Na confecção dos alvos, foi adotado o seguinte procedimento:

1) Os materiais indicados como forma física metálica, pó, pó compactado e granular e que não sejam higroscópicos foram encapsulados em tubos de alumínio (18 cm de comprimento, 7,6 cm de diâmetro e 1,27 mm de espessura) com tampas de grafite (1,5 cm de espessura);

2) Os materiais higroscópicos ( $K_2CO_3$ ,  $MgCl_2$ ) foram primeiro alojados nos tubos de alumínio, como no item 1; somente que neste caso as tampas foram também de alumínio e seladas através de solda.

Na tabela 2 estão relacionados todos os alvos utilizados neste projeto juntamente com as linhas gama principais e respectivas intensidades<sup>(21)</sup>.

Tabela 02

Alvo	Energia gama principal (keV)	$I_{\gamma}^*$
Ytérbio	5265,70	5,78
Potássio	5380,63	8,90
Enxofre	5420,50	59,08
Disprósio	5607,30	2,93
Háfnio	5723,50	2,18
Cádmio	5823,90	2,13
Índio	5891,90	0,60
Ítrio	6079,80	77,49
Erbio	6228,60	0,89
Sódio	6395,40	22,18
Cálcio	6419,90	38,89
Mercúrio	6457,50	5,20
Niódio	6501,70	8,15
Samário	6538,30	0,25
Gadolinio	6748,70	2,25
Titânio	6759,78	24,17
Berílio	6809,41	63,75
Vanádio	6873,90	10,73
Arsênio	7019,45	2,47
Manganês	7057,81	11,06
Chumbo	7367,70	94,06
Cloro	7413,80	10,42
Selênio	7418,70	3,12
Ferro	7638,29	26,41
Alumínio	7723,85	27,43
Zinco	7863,30	10,58
Cobre	7914,50	30,82
Níquel	8998,80	37,74
Cromo	9720,30	26,97
Nitrogênio	10829,18	14,12

\* As intensidades são dadas em termos do número de raios gama emitidos em cem nêutrons capturados <sup>(21)</sup>.

### III.3.1. Suporte para alvos (Porta-alvos)

O alvo a ser irradiado deve ser colocado dentro de um suporte (porta-alvos), feito de alumínio e cuja finalidade é a de transportar o alvo até a posição de irradiação (figura 4) onde o fluxo de nêutrons térmicos é da ordem de  $6 \times 10^{11} \text{ n/cm}^2\text{s}$ . O Bismuto existente na parte traseira deste porta-alvos tem a finalidade de atenuar a radiação gama no momento da retirada do alvo. Uma haste de aço-carbono removível pode ser acoplada ao porta-alvos através de um sistema de engate, possibilitando assim a introdução e retirada do alvo da posição de irradiação.

### III.3.2. Troca dos alvos

Para se efetuar a troca dos alvos é preciso que o reator esteja desligado por causa do alto nível de radiação (gama e nêutrons) existente na saída do canal. Assim, todas as operações de troca de alvos foram efetuadas antes do reator entrar em operação e sempre com o devido acompanhamento do serviço de proteção radiológica do IPEN.

O alvo é colocado (ou retirado) dentro do canal tangencial com o auxílio de uma blindagem (figura 04) com paredes de 5 cm de chumbo e instalada sobre uma empilhadeira utilizando-se o seguinte procedimento:

- A empilhadeira manual, onde se encontra a blindagem, é encostada à parede do reator de forma a alinhar a abertura do canal BH4 com a porta P1 da blindagem;
- Abre-se a porta P1 puxando-a na direção perpendicular à lateral da blindagem que contém a haste número 2;
- Conecta-se à haste número 1 (através de um pino de junção), um prolongamento de 3,5 m de comprimento de forma a permitir que o engate seja conduzido até o porta-alvos que está posicionado próximo ao núcleo do reator juntamente com o alvo;
- Através de um movimento giratório, o porta-alvos 1 é acoplado ao

- 1-PORTA P1
- 2-PORTA P2
- 3-MANIVELA DA  
EMPILHadeira
- 4-BLINDAGEM
- 5-ALVO
- 6-PORTA ALVOS 1
- 7-BISMUTO
- 8-ENGATE
- 9-HASTE 1
- 10-HASTE 2

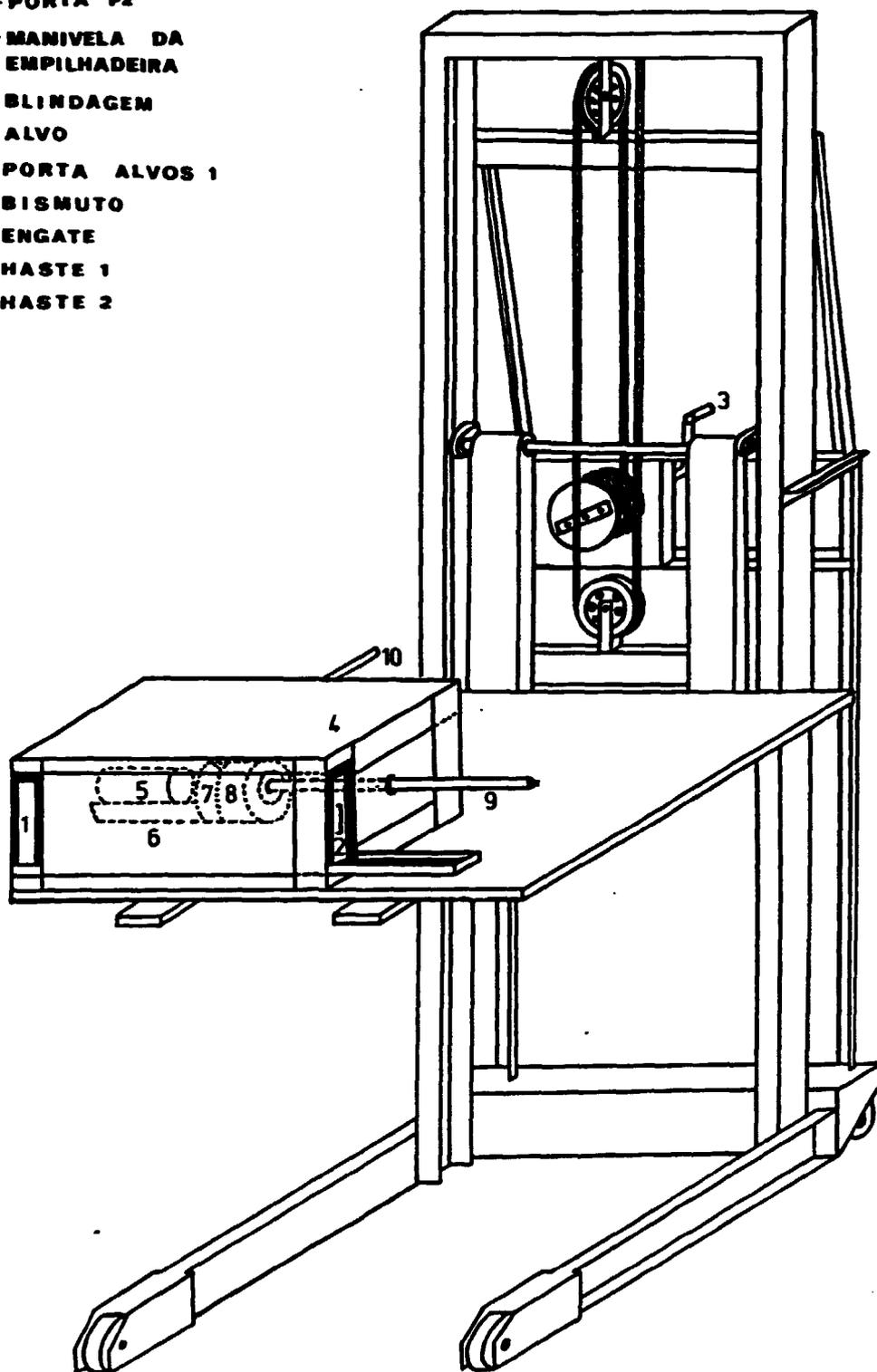


Figura 04 - Blindagem para transporte dos alvos

engate;

- Retira-se o porta alvos 1 da posição de irradiação instalando-o dentro da blindagem;
- Fecha-se a porta P1 e desconecta-se o prolongamento da haste número 1;
- O alvo juntamente com o porta alvos 1 é a seguir transportado dentro da blindagem até a câmara de armazenamento ou estocagem.

### III.3.3. Câmara para armazenamento dos alvos de captura

Devido ao grande número de alvos empregados neste experimento, bem como às dificuldades inerentes da troca dos mesmos em um canal tangencial, foi importante a construção de um dispositivo a fim de permitir que a armazenagem e as trocas dos alvos pudessem ser efetuadas de forma controlada, segura e com uma mínima taxa de exposição. Procurando atingir estes objetivos, construiu-se uma câmara para o armazenamento dos alvos numa posição próxima à saída do canal tangencial BH4/12 do reator IEA-R1, conforme pode ser visto na figura 05. Este dispositivo, além de blindar a radiação gama residual dos alvos após as irradiações, permite o alojamento dos mesmos em compartimentos individuais de forma a facilitar as trocas quando necessário.

Conforme mostra a figura 05, a câmara é constituída por uma parede de 10 cm de espessura de chumbo. Um visor (liga chumbo-vidro de espessura equivalente à da parede), existente na parte frontal, permite a visualização interna da câmara. Internamente, a câmara possui um elevador ou plataforma que se movimenta verticalmente e uma prateleira com 30 posições para alojamento dos alvos irradiados. Uma destas posições é reservada para a introdução e retirada dos alvos da câmara.

A entrada (ou saída) dos alvos na câmara é feita através de uma abertura retangular situada na lateral esquerda da câmara (figura 06). Esta abertura retangular encontra-se normalmente tapada com

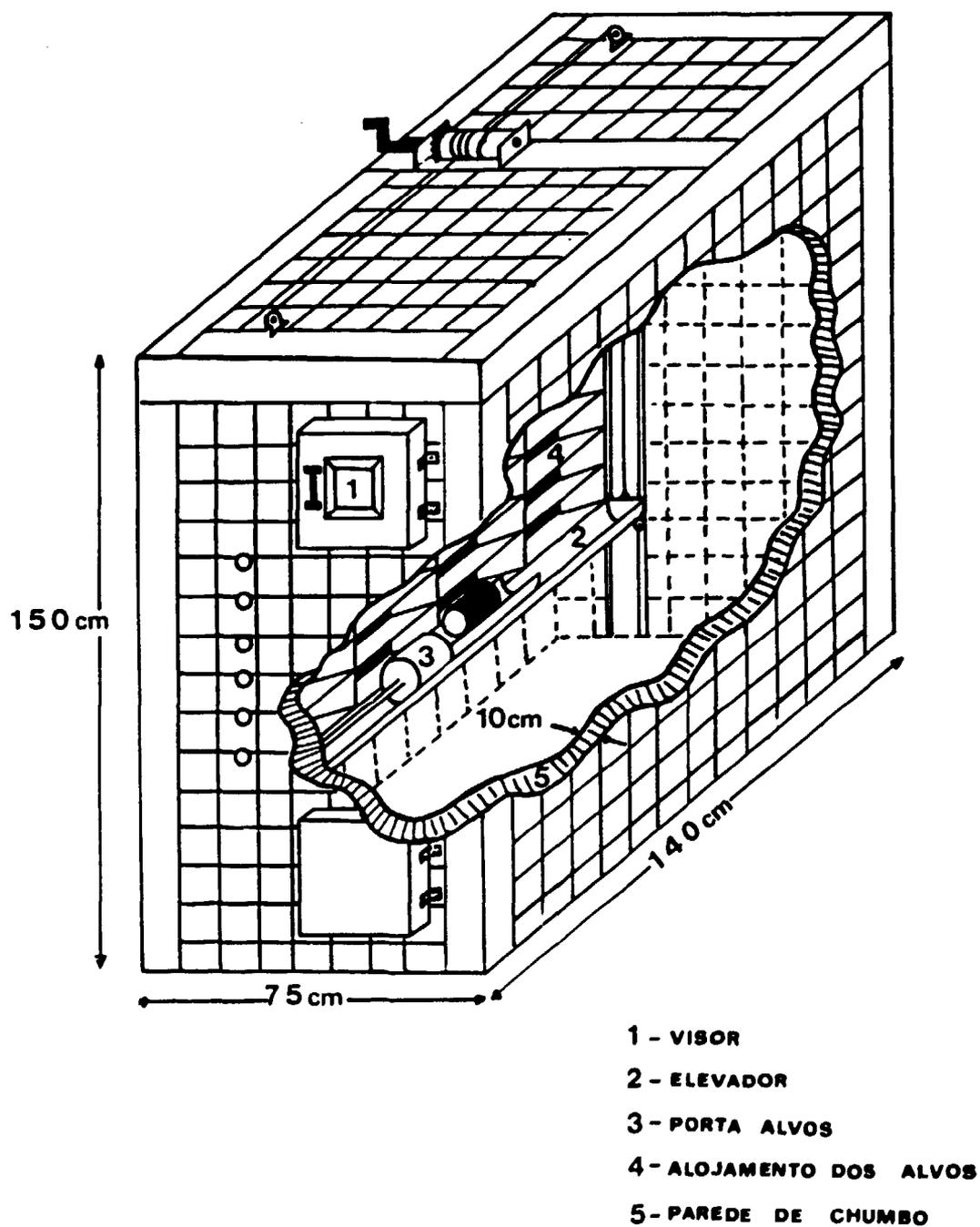


Figura 05 - Câmara para troca e armazenamento de alvos

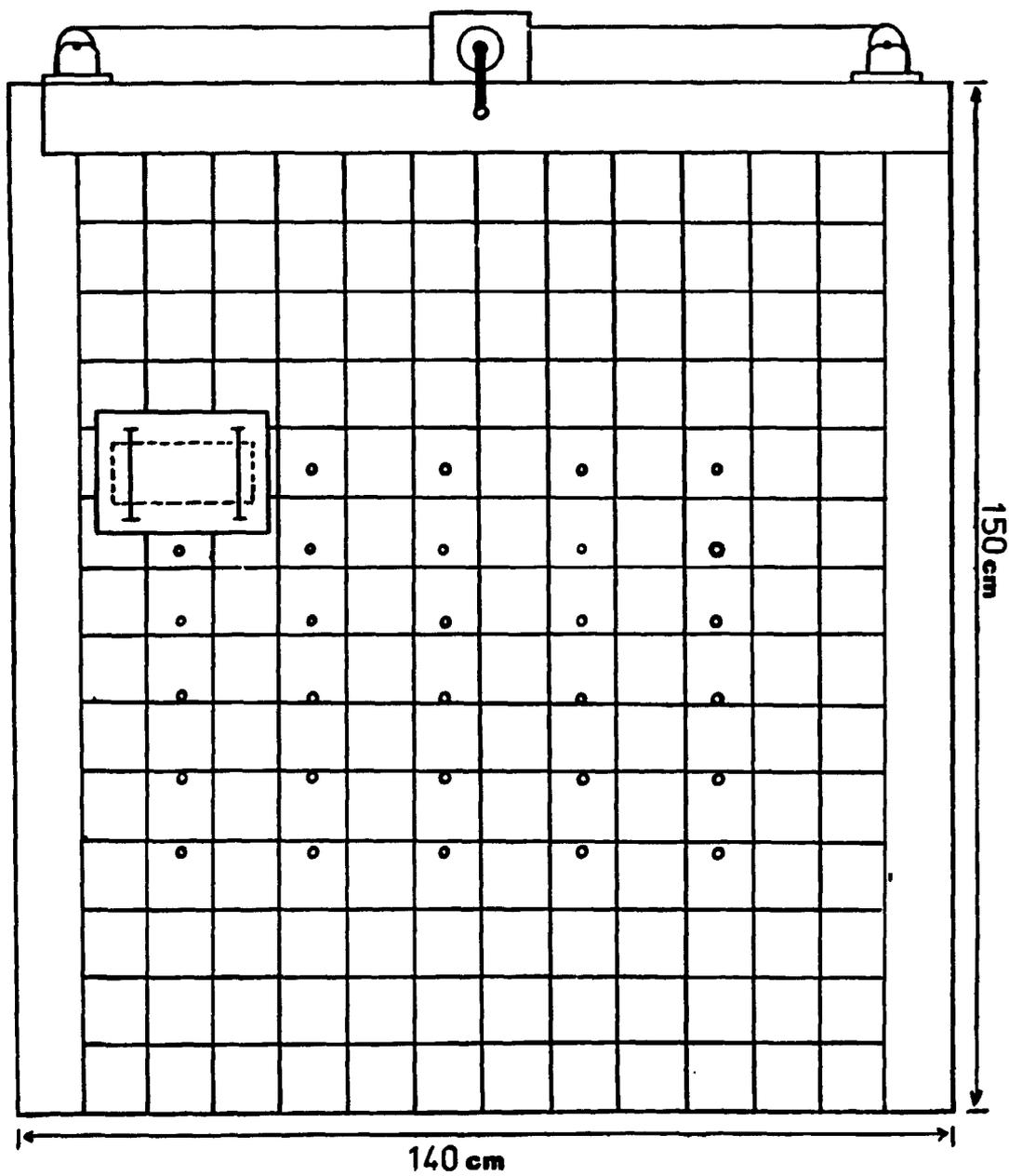


Figura 06 - Vista lateral esquerda da câmara para troca e armazenamento dos alvos.

um "plug" de chumbo de espessura igual a da parede da câmara. Para se introduzir (ou retirar) o alvo na câmara, adota-se o seguinte procedimento:

- O "plug" retangular de chumbo existente na parte lateral da câmara é retirado manualmente;

- A blindagem é encostada na câmara de forma a alinhar a abertura da câmara (sem o "plug") com a porta P2;

- Abre-se a porta P2, gira-se o porta alvos 1 e com o auxílio da haste 2 empurra-se o alvo até alojá-lo dentro do porta alvos 2 (figura 05);

- Dentro da câmara, o porta alvos 2 é posicionado em uma das 6 fileiras de compartimentos com o auxílio de um elevador movido manualmente através de um sarilho situado na parte superior externa da câmara;

- Pela parte frontal da câmara retira-se o pequeno "plug" cilíndrico de chumbo (figura 05) correspondente à fileira escolhida, conecta-se o prolongamento da haste (cabo) do porta alvos 2 e, manualmente alinha-se o porta alvos 2 com um dos 5 compartimentos pertencentes àquela fileira. Girando-se o porta alvos 2, o alvo é definitivamente alojado no seu respectivo compartimento;

- A seguir, o "plug" é colocado em sua posição original, afastando-se antes, a blindagem da câmara;

Na lateral esquerda da câmara existe, para cada compartimento, uma pequena haste (figura 06) que permite empurrar o alvo para dentro do porta alvos 2 quando da necessidade de retirada do mesmo.

A porta de chumbo existente na parte frontal inferior da câmara tem a finalidade de facilitar o acesso à base da câmara para retirada de alvos que acidentalmente possam cair do porta alvos 2.

### III.4. Sistema para Detecção da Radiação Gama

Na maioria dos estudos com reações fotonucleares, a intensidade do fluxo gama incidente na amostra necessita ser conhecida e em especial com uma boa precisão. Neste sentido, uma das contribuições importantes deste trabalho, como será visto no próximo capítulo, foi a determinação cuidadosa dos fluxos gama produzidos pelos diversos alvos utilizando-se um detector de altíssima resolução em energia. Neste estudo, empregou-se um detector coaxial de Ge(Li) modelo ORTEC com um volume ativo de 25 cm<sup>3</sup>. A resolução deste detector é de 2.3 keV para raios gama de 1332 keV.

O detector está posicionado a aproximadamente 473 cm da parede do reator com o objetivo de evitar a saturação do mesmo devido a alta intensidade da radiação gama a ser detectada. Ele está instalado dentro de uma blindagem de chumbo cuja finalidade é evitar que tanto a radiação do ambiente como a radiação gama espalhada pelo colimador cheguem ao detector.

O equipamento eletrônico utilizado nestas medidas é o convencional empregado com um detector de Ge(Li) e consiste basicamente de um pré-amplificador, uma fonte de alimentação, um amplificador e um analisador multicanal tipo PCA-Nucleus de 8000 canais acoplado a um microcomputador IBM-PS2 tipo PC.

### III.5. Monitoração da Variação da Potência do Reator

Um detector SPND (Self Powered Neutron Detector) com emissor de Prata foi instalado próximo a posição de irradiação dos alvos para controle da variação da potência do reator, tanto durante as medidas dos fluxos gama, como nos futuros estudos de reações fotonucleares.

Os SPND são importantes como monitores de potência do reator por serem seletivamente sensíveis a nêutrons ou raios gama. Nêutrons capturados pelo conversor produzem um núcleo produto o qual decai através de emissão  $\beta$ . O material conversor deve possuir uma secção de choque de captura de nêutrons razoavelmente grande, e o núcleo produto

deve ser um emissor  $\beta$  com uma meia vida curta. Um exemplo típico e empregado neste experimento é a Prata 109 que possui uma secção de choque de 88 b. O produto formado (Prata 110) na reação emite partículas  $\beta$  de 2,89 MeV e possui uma meia vida de 24,6s. O tempo de resposta para uma mudança no fluxo de nêutrons é governado pela meia-vida do produto formado na reação.

A eletrônica associada ao detector SPND é relativamente simples e constitui-se apenas de um integrador de correntes e um contador de pulsos.

## CAPITULO IV

### IV. Resultados Experimentais e Análise dos dados

#### IV.1. Introdução

Neste capítulo, os resultados experimentais obtidos no presente trabalho são apresentados e analisados. Juntamente com os valores experimentais, são discutidos os métodos gerais de análise dos dados, os procedimentos adotados para as diversas correções exigidas, os erros envolvidos nas medidas, bem como a técnica para a geração da respectiva matriz de covariância.

#### IV.2. Calibração da Eficiência para o Detector de Ge(Li)

O conhecimento exato da eficiência para um detector de radiação gama é fundamental para a realização de medidas de atividades ou fluxos gama em diversos tipos de experimentos. Desta forma, é de se destacar a importância da determinação experimental da eficiência para o detector de Ge(Li) empregado neste trabalho. Esta calibração é normalmente obtida utilizando-se linhas gama com energias no intervalo de interesse. A utilização de uma simples amostra, que, por captura de nêutrons térmicos produz raios gama com energias diferentes e intensidades conhecidas, tem sido<sup>(22)</sup> uma boa alternativa para a calibração de detectores de Ge(Li) no intervalo de energia entre 5 e 11 MeV, pois apenas um espectro de radiação gama é suficiente para a realização da calibração.

A taxa de emissão de raios gama prontos com uma certa energia, provenientes dos eventos de captura em um simples isótopo da amostra, é dada por:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{mN_0}{M} \sigma \phi f I_\gamma \quad (36)$$

onde

$m$  é a massa da mostra em gramas;

$N_0$  é a constante de Avogadro;

$M$  é o peso atômico do elemento considerado;

$\sigma$  é a secção de choque de captura de nêutrons para o isótopo;

$\phi$  é o fluxo de nêutrons incidindo na amostra;

$f$  é a fração isotópica;

$I_\gamma$  é a probabilidade de emissão gama com uma dada energia.

No entanto, apenas uma fração dos raios gama prontos emitidos pelo alvo deverá atingir o sistema de detecção devido a geometria do arranjo experimental. O parâmetro que corrige esta perda de feixe é o ângulo sólido  $\Omega$  formado entre o alvo e o detector. Este parâmetro é usualmente determinado através da seguinte equação<sup>(23)</sup>:

$$\Omega = \frac{1}{2} \left\{ 1 - \frac{1}{(1+\beta)^{0,5}} - \frac{3}{8} \frac{\beta\gamma}{(1+\beta)^{2,5}} + \dots \right\} \quad (37)$$

sendo

$$\beta = \left\{ \frac{R}{H} \right\}^2 \quad (38)$$

e

$$\gamma = \left\{ \frac{r}{H} \right\}^2 \quad (39)$$

onde

$R$  é o raio com que o feixe atinge o detector;

$r$  é o raio do alvo;

$H$  é a distância alvo-detector.

No presente experimento, o valor determinado para o ângulo sólido foi de  $\Omega = 5,7994 \times 10^{-7}$  sr.

O feixe de raios gama prontos pode ser ainda atenuado por absorvedores de nêutrons que eventualmente estejam no colimador, tais como grafite, filtro de polipropileno, parafina, etc. Portanto, as intensidades ( $I_\gamma$ ) correspondentes às diversas linhas gama devem ser também corrigidas para este efeito de forma a se obter um  $I'_\gamma$  diferente de  $I_\gamma$ . No presente experimento foi efetuada a correção para  $I_\gamma$  apenas devido a atenuação do feixe por um filtro de polipropileno ( $C_3H_6$ ) com 25,4 cm de comprimento. Este filtro está posicionado na saída do colimador interno e tem a finalidade de extrair os nêutrons rápidos existentes no feixe gama. A correção das intensidades  $I_\gamma$  é efetuada através da seguinte equação<sup>(24)</sup>:

$$I = I_0 \exp(-\mu x) \quad (40)$$

onde

$\mu$  é o coeficiente linear de atenuação ( $\text{cm}^{-1}$ );

$x$  é a espessura do material absorvedor (cm);

$I_0$  é a intensidade gama inicial;

$I$  é a intensidade corrigida.

O uso do coeficiente linear de atenuação é limitado pelo fato do mesmo variar com a densidade do absorvedor. Desta forma, um outro parâmetro mais adequado denominado coeficiente de atenuação de massa é o mais frequentemente usado e é definido como  $\frac{\mu}{\rho}$ , onde  $\rho$  representa a densidade do meio. Neste caso, para um raio gama com uma determinada energia,  $\frac{\mu}{\rho}$  não varia com o estado físico do absorvedor. O coeficiente de atenuação de massa para um composto ou mistura de elementos pode ser calculado de acordo com a relação<sup>(25)</sup>:

$$\frac{\mu}{\rho} = \sum_i w_i \left\{ \frac{\mu}{\rho} \right\}_i \quad (41)$$

onde

$w_i$  representa a fração em peso do elemento  $i$  no composto ou mistura;

$\left\{ \frac{\mu}{\rho} \right\}_i$  representa o coeficiente de atenuação de massa do elemento  $i$

A fim de se calcular a atenuação no polipropileno

( $\rho = 0,5193 \text{ g/cm}^3$ )<sup>(26)</sup>, os valores de  $\frac{\mu}{\rho}$  ( $\text{cm}^2/\text{g}$ ) para o Carbono (85,71%) e Hidrogênio (14,29%) foram extraídos da referência 27.

Ainda, quanto a utilização da equação (36) devemos considerar que nem todos os raios gama que chegam ao detector são detectados. Para uma radiação gama com uma certa energia ( $E_\gamma$ ), o sistema de detecção possui, é claro, uma determinada eficiência  $\epsilon_f(E_\gamma)$ . Portanto a equação (36) deve ser reescrita na forma:

$$\frac{dN}{dt} = \frac{mN}{M} \sigma \phi f I'_\gamma \Omega \epsilon_f(E_\gamma) \quad (42)$$

Após um certo tempo  $t$  de contagem, raios gama de uma dada energia são registrados pelo sistema de detecção formando um pico característico no espectro obtido em um analisador multicanal. A área sob este pico, que é igual ao número total de raios gama registrados pelo sistema durante o tempo  $t$  de contagem, é então expressa por:

$$\text{AREA} = \frac{mN}{M} \sigma \phi f I'_\gamma \Omega \epsilon_f(E_\gamma) t \quad (43)$$

de forma que:

$$\epsilon_f(E_\gamma) = \frac{\text{AREA}}{\frac{mN}{M} \sigma \phi f I'_\gamma \Omega t} \quad (44)$$

Na determinação da curva da eficiência em função da energia através da medida de um conjunto de raios gama prontos emitidos por apenas uma amostra, é importante que as energias e intensidades destas linhas gama sejam bem conhecidas na literatura.

No presente trabalho, a calibração da eficiência do detector de Ge(Li) (5%, 25cm<sup>3</sup>, ORTEC) no intervalo de energia entre 5 e 11 MeV foi efetuada utilizando-se amostras de Níquel e Nitrogênio (Melamina - C<sub>3</sub>H<sub>3</sub>N<sub>3</sub>) como padrões de referência de forma similar ao empregado por Seyfarth<sup>(28)</sup> e Carbonari<sup>(29)</sup>. De acordo com a literatura<sup>(29,30)</sup>, estes materiais produzem diversas linhas gama de captura em todo o intervalo de energia de interesse com intensidades razoavelmente bem conhecidas (0,7 a 2,7%).

Na tabela 3 são apresentadas as características principais das amostras padrões utilizadas neste trabalho.

Na tabela 4 são apresentadas as linhas gama consideradas na presente calibração juntamente com os dados nucleares relevantes para a solução da equação (44).

TABELA 3

AMOSTRA	MASSA (g)	DIÂMETRO (mm)	ESPESSURA (mm)	$\rho^{(26)}$ (g/cm <sup>3</sup> )
Melamina	50,56	40	28,8	1,573
Níquel	114,22	40	10,4	8,850

TABELA 4

Linhas gama e dados nucleares relevantes considerados na calibração do detector de Ge(Li)

ISÓTOPO	SECÇÃO DE CHOQUE <sup>(91)</sup> (barn)	FRAÇÃO ISOTÓPICA <sup>(26)</sup>	ENERGIA (keV)	INTENSIDADE*
<sup>58</sup> Ni	4,6 ± 0,3	68,27	4857,33	1,53 (04)
<sup>14</sup> N	0,075 ± 0,0075	99,634	5533,37	19,75 (21)
<sup>14</sup> N	0,075 ± 0,0075	99,634	6322,39	18,67 (14)
<sup>58</sup> Ni	4,6 ± 0,3	68,27	6583,60	2,63 (06)
<sup>62</sup> Ni	14,5 ± 0,3	3,59	6837,00	85,9 (59)
<sup>60</sup> Ni	2,9 ± 0,2	26,10	7618,90	54,8 (25)
<sup>58</sup> Ni	4,6 ± 0,3	68,27	8120,50	4,56 (10)
<sup>14</sup> N	0,075 ± 0,0075	99,634	8310,37	4,22 (05)
<sup>58</sup> Ni	4,6 ± 0,3	68,27	8533,40	25,14 (56)
<sup>58</sup> Ni	4,6 ± 0,3	68,27	8998,60	52,71 (116)
<sup>14</sup> N	0,075 ± 0,0075	99,634	10829,18	13,65 (21)

\* Refs. 29 e 30.

Cada amostra foi irradiada durante o tempo de uma operação do reator (aproximadamente 8 horas) e os dados foram armazenados em um analisador multicanal tipo PCA-8000 da Nucleus (8000 canais).

A eficiência em cada energia foi determinada através da equação (44). Todos os parâmetros presentes nesta equação são conhecidos previamente, com exceção da ÁREA e do fluxo de nêutrons que foram determinados experimentalmente.

A ÁREA de cada fotopico característico no espectro de energia dos raios gama, obtido no analisador multicanal, foi obtida utilizando-se o próprio recurso (software) da placa PCA-8000 da Nucleus. Verificou-se que para picos isolados do espectro gama, as contagens líquidas apresentadas pelo analisador multicanal estiveram em excelente acordo com os resultados calculados manualmente. Para picos não isolados ou mal resolvidos, as áreas líquidas foram determinadas utilizando-se um programa de computador denominado ANALYSIS<sup>(34)</sup>. Este programa com versão para microcomputadores do tipo PC ou compatíveis foi desenvolvido especificamente para análise de espectros de raios gama obtidos com detectores do tipo Ge(Li). No apêndice A é apresentado os detalhes computacionais para o uso do programa ANALYSIS. O programa ajusta uma função degrau, linear ou de segundo grau para a radiação de fundo. Aos picos escolhidos do espectro, ele ajusta uma gaussiana simples com funções exponenciais nos lados de baixa e alta energia. Os valores obtidos para as linhas gama, consideradas neste experimento, podem ser vistos na tabela 5. Os dados apresentados para as áreas líquidas encontram-se já corrigidos para os seguintes efeitos: tempo morto, auto-absorção e empilhamento.

TABELA 5

Valores das áreas líquidas obtidas para algumas linhas gama de captura do Nitrogénio e Níquel.

$E_{\gamma}$ (keV)	ÁREA LÍQUIDA	ERRO (%)
4857,33	13517	9,23
5533,37	15709	2,95
6322,39	16836	3,04
6583,60	16531	8,24
6837,00	84189	1,73
7818,90	58994	2,52
8120,50	17439	7,13
8310,37	2272	11,66
8533,40	79148	1,22
8998,80	157214	0,35
10829,18	4842	2,29

O fluxo de nêutrons  $\phi$  incidindo na amostra foi medido pela técnica de ativação em folhas de ouro<sup>(14e35)</sup>. De acordo com esta técnica a atividade induzida na folha pode ser relacionada com o fluxo de nêutrons de acordo com a expressão:

$$\phi = \frac{A}{N \sigma (1 - \exp(-\lambda t))} \quad (45)$$

onde

$\phi$  é o fluxo de nêutrons ( $n/cm^2s$ );

A é a atividade da folha após a irradiação;

N é o número de átomos de ouro na folha;

$\sigma_{\gamma}$  é a secção de choque de captura ( $cm^2$ ).

A atividade (A) induzida na folha de ouro foi obtida através da contagem gama com um detector de Germânio HPGe (15%, ORTEC) após as devidas correções para : decaimento durante a irradiação, tempo de espera e contagem, auto-absorção, geometria, tempo morto e empilhamento. O detector HPGe foi calibrado previamente utilizando

fontes padrões da Agência Internacional de Energia Atômica de acordo com a metodologia descrita nas referências 36, 37 e 38.

A secção de choque de captura  $\sigma_{\gamma}$ , presente na equação (45), foi extraída da referência 31 ( $\sigma_{\gamma} = 98.65 \pm 0.09$  b) adotando uma temperatura de  $31^{\circ}\text{C}$  para a distribuição Maxwelliana de nêutrons térmicos.

Foram utilizadas em cada irradiação 02 folhinhas de ouro ( $\cong 10^{-6}\text{g}$ ) posicionadas em cada extremidade da amostra a fim de se ter um melhor controle da incerteza sistemática na determinação do fluxo de nêutrons. Os resultados finais foram obtidos pela média ponderada das 2 medidas de fluxo e são apresentadas na tabela 6.

TABELA 6

AMOSTRA	FLUXO DE NÊUTRONS (n/cm <sup>2</sup> s)	ERRO (%)
N	6,22 x 10 <sup>11</sup>	1,99
Ni	6,21 x 10 <sup>11</sup>	1,99

Os valores finais obtidos para as eficiências estão listados na tabela 7:

TABELA 7

$E_{\gamma}$ (keV)	EFICIÊNCIA ( $\times 10^{-3}$ )	ERRO (%)
4857,33	2,8453	11,77
5533,37	2,0764	10,67
6322,39	2,2859	10,67
6583,60	2,0262	10,94
6837,00	1,9115	7,65
7818,90	1,4669	8,87
8120,50	1,2636	10,11
8310,37	1,2932	15,54
8533,40	1,0498	7,28
8998,80	1,0058	7,17
10829,18	0,8151	10,56

Na tabela 8 estão relacionadas as principais fontes de erros consideradas no cálculo do erro final das eficiências.

Os dados experimentais obtidos para as eficiências no intervalo de 5 a 11 MeV foram ajustados pelo método dos mínimos quadrados utilizando-se, como no caso da calibração do detector de HPGe, a seguinte expressão<sup>(96)</sup>:

$$\ln(\varepsilon_f) = \sum_i^n p_i (\ln(E_{\gamma}))^{i-1} \quad (48)$$

onde

$\varepsilon_f$  é a eficiência;

$E_{\gamma}$  é a energia dos raios gama (keV);

$p_i$  são os parâmetros de ajuste.

O melhor ajuste obtido foi para  $n = 2$  ( $\chi^2$  próximo de 1) e é representada pela linha sólida na figura (7). Esta curva é expressa

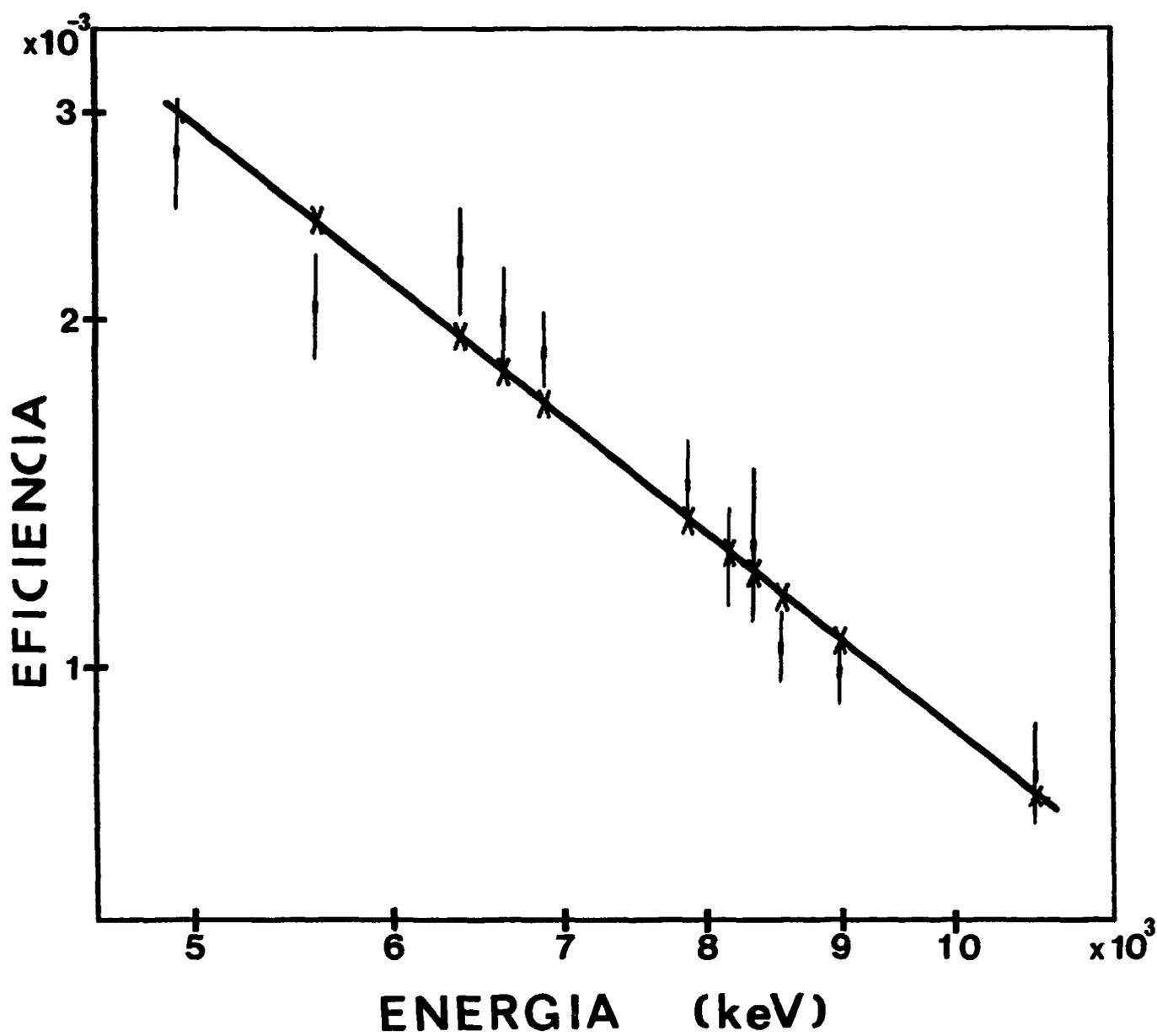


Figura 07 - Curva de eficiência para o detector de Ge(Li)

TABELA 8

Energia (keV)	Estadístico	Sistemáticos (%)			
	Área (%)	$\sigma$	$\phi$	$I_{\gamma}$	TOTAL
4857,33	9,23	6,52	1,99	2,61	11,77
5533,37	2,95	10	1,99	1,06	10,67
6322,39	3,04	10	1,99	0,75	10,67
6583,60	8,24	6,52	1,99	2,28	10,94
6837,00	1,73	2,07	1,99	6,87	7,85
7818,90	2,52	6,90	1,99	4,56	8,87
8120,50	7,13	6,52	1,99	2,19	10,11
8310,37	11,66	10	1,99	1,18	15,54
8533,40	1,22	6,52	1,99	2,23	7,28
8998,80	0,35	6,52	1,99	2,20	7,17
10829,18	2,19	10	1,99	1,54	10,56

pela seguinte equação:

$$\ln(\epsilon_f) = (8,9436 \pm 1,2623) - (1,7337 \pm 0,1413) \ln(E_{\gamma}) \quad (47)$$

As matrizes de covariância  $\bar{V}_p$  e de correlação  $\bar{V}_c$  obtidas para os parâmetros de ajuste são dadas por:

$$\bar{V}_p = \begin{bmatrix} 1,5934 & -0,1782 \\ -0,1782 & 0,019967 \end{bmatrix} \quad (48)$$

e

$$\bar{V}_c = \begin{bmatrix} 1,00 & -0,99 \\ -0,99 & 1,00 \end{bmatrix} \quad (49)$$

As eficiências para as linhas gama referentes aos 30 alvos podem ser facilmente determinadas utilizando-se a equação (47) e os resultados obtidos são apresentados na tabela 09. As incertezas envolvidas no cálculo destas eficiências foram determinadas utilizando-se a seguinte expressão de transformação<sup>(36 e 37)</sup>:

$$\bar{V}_z = \bar{T}^t \bar{V}_p \bar{T} \quad (50)$$

onde

$\bar{V}_p$  é a matriz de covariância obtida para os parâmetros de ajuste;

$\bar{T}$  é a matriz de transformação dada por:

$$\bar{T}_{kj} = \left[ \frac{\partial Z_k}{\partial p_j} \right] \quad (51)$$

com  $(k = 1, \dots, m)$  e  $(j = 1, \dots, n)$

sendo  $Z = \ln(\epsilon_f)$  para uma dada energia  $E_\gamma$  e portanto,  $\Delta Z = \frac{\Delta \epsilon_f}{\epsilon_f}$ ; (52)

$\bar{T}^t$  é a matriz transposta de  $\bar{T}$ .

Um programa de computador (PC ou compatível), escrito em linguagem FORTRAN denominado EFFIC<sup>(37)</sup>, permite a determinação de  $\Delta \epsilon_f$ .

TABELA 9

ALVO	$E_{\gamma}$ (keV)	EFICIÊNCIA ( $\times 10^{-2}$ )	ERRO (%)
Yb	5265,70	0,2706	7,44
K	5380,63	0,2606	7,24
S	5420,50	0,2573	7,17
Dy	5607,30	0,2426	6,88
Hf	5723,50	0,2342	6,70
Cd	5823,90	0,2272	6,57
In	5891,90	0,2227	6,48
Y	6079,80	0,2109	6,25
Er	6228,60	0,2022	6,10
Na	6395,40	0,1932	5,94
Ca	6419,90	0,1919	5,93
Hg	6457,50	0,1900	5,89
Nd	6501,70	0,1877	5,86
Sm	6538,30	0,1859	5,83
Gd	6748,70	0,1760	5,69
Tl	6759,78	0,1755	5,69
Be	6809,41	0,1733	5,66
V	6873,90	0,1704	5,63
As	7019,45	0,1644	5,57
Mn	7057,81	0,1628	5,56
Pb	7367,70	0,1511	5,50
Cl	7413,80	0,1495	5,49
Se	7418,70	0,1493	5,49
Fe	7638,29	0,1420	5,49
Al	7723,85	0,1393	5,50
Zn	7863,30	0,1350	5,53
Cu	7914,50	0,1335	5,54
Ni	8998,80	0,1069	6,05
Cr	9720,30	0,0934	6,58
N	10829,18	0,0775	7,54

A fim de gerar a matriz de correlação (tabela 10) para os erros finais das eficiências em conformidade com a equação (47), um programa de computador denominado MATPROD foi desenvolvido em linguagem basic e os detalhes computacionais sobre sua utilização pode ser visto no apêndice B.



### IV.3. Medida dos Fluxos Gama

O fluxo gama produzido por cada alvo foi a seguir determinado utilizando-se o detector de Ge(Li) previamente calibrado.

Conforme discutido no capítulo III, com a finalidade de se controlar a variação de potência do reator durante as medidas dos fluxos gama, foi utilizado como monitor, um detector de nêutrons do tipo SPND, instalado próximo a posição de irradiação.

Os fluxos gama para cada alvo foram determinados utilizando-se a expressão:

$$\phi_{\gamma} = \frac{n(E)}{\epsilon_f} \quad (53)$$

onde

$\phi_{\gamma}$  é o fluxo gama ( $\gamma/\text{cm}^2\text{s}$ );

$n(E)$  é o número de contagens no pico referente à linha gama escolhida, dividido pelo tempo de contagem em relação ao SPND;

$\epsilon_f$  é a eficiência para a energia da linha gama escolhida.

Cada alvo foi irradiado também durante o período de uma operação do reator (aproximadamente 08 horas) de forma a permitir que varias medidas pudessem ser efetuadas.

As áreas líquidas dos fotopicos foram determinadas utilizando-se o mesmo procedimento adotado na calibração do detector de Ge(Li) e o resultado final foi obtido pela média ponderada das diversas medidas efetuadas para um mesmo alvo.

Absorvedores de polipropileno e chumbo foram algumas vezes utilizados a fim de se reduzir a intensidade do feixe gama incidente no detector de Ge(Li). Neste caso, as áreas foram devidamente corrigidas de maneira análoga ao já exposto anteriormente.

Os valores obtidos para os fluxos gama podem ser vistos na tabela 11.

TABELA 11

Fluxo gama para cada alvo + erro absoluto.

ALVO	$E_{\gamma}$ (keV)	FLUXO GAMA ( $\text{f\u00f3tons}/\text{cm}^2\text{s}$ )	ERRO
Yb	5265,70	$1,7555 \times 10^4$	$1,3191 \times 10^3$
K	5380,63	$1,9088 \times 10^4$	$1,4131 \times 10^3$
S	5420,50	$7,6787 \times 10^4$	$5,5448 \times 10^3$
Dy	5607,30	$1,0824 \times 10^4$	$8,0065 \times 10^2$
Hf	5723,50	$2,6188 \times 10^3$	$2,9302 \times 10^2$
Cd	5823,90	$8,0709 \times 10^3$	$8,0402 \times 10^2$
In	5891,90	$2,5059 \times 10^3$	$1,6905 \times 10^2$
Y	6079,80	$8,2485 \times 10^4$	$5,1949 \times 10^3$
Er	6228,60	$2,5980 \times 10^3$	$1,6344 \times 10^2$
Na	6395,40	$2,2110 \times 10^4$	$1,3264 \times 10^3$
Ca	6419,90	$2,3543 \times 10^4$	$1,4491 \times 10^3$
Hg	6457,50	$1,7662 \times 10^4$	$1,0846 \times 10^3$
Nd	6501,70	$4,1578 \times 10^4$	$2,4614 \times 10^3$
Sm	6538,30	$7,8516 \times 10^2$	$8,0714 \times 10^1$
Gd	6748,70	$6,1621 \times 10^3$	$3,6664 \times 10^2$
Tl	6759,78	$3,3246 \times 10^5$	$1,9077 \times 10^4$
Be	6809,41	$3,6726 \times 10^3$	$2,1936 \times 10^2$
V	6873,90	$4,7273 \times 10^4$	$2,7929 \times 10^3$
As	7019,45	$1,1118 \times 10^4$	$6,8076 \times 10^2$
Mn	7057,81	$7,6111 \times 10^4$	$4,3916 \times 10^3$
Pb	7367,70	$1,0284 \times 10^4$	$5,7302 \times 10^2$
Cl	7413,80	$5,5022 \times 10^4$	$3,0818 \times 10^2$
Se	7418,70	$1,6170 \times 10^4$	$9,8039 \times 10^2$
Fe	7638,29	$2,0348 \times 10^5$	$1,1277 \times 10^4$
Al	7723,85	$4,5391 \times 10^4$	$2,5301 \times 10^3$
Zn	7863,30	$3,0299 \times 10^4$	$1,6958 \times 10^3$
Cu	7914,50	$6,6523 \times 10^4$	$3,7353 \times 10^3$
Ni	8998,80	$1,1081 \times 10^5$	$6,7672 \times 10^3$
Cr	9720,30	$3,5417 \times 10^4$	$2,3620 \times 10^3$
N	10829,18	$2,4204 \times 10^3$	$1,8729 \times 10^2$

As incertezas parciais, consideradas no cálculo dos erros finais dos fluxos gama, estão listadas na tabela 12 juntamente com uma indicação dos valores percentuais envolvidos. Estas informações constituíram a base para a construção da matriz de covariância final  $\bar{V}_\phi$ , apresentada na tabela 13, o qual representa de forma completa as incertezas nas medidas dos fluxos gama. Os elementos desta matriz  $V_{\phi_{ij}}$  foram calculados de acordo com a expressão <sup>(96,97,98)</sup>:

$$V_{\phi_{ij}} = \sum_{l=1}^L C_{\phi_{ijl}} E_{\phi_{il}} E_{\phi_{jl}} \quad (54)$$

onde,

$E_{\phi_l}$  e  $\bar{C}_{\phi_l}$  representam respectivamente, o conjunto de erros e respectiva matriz de correlação para cada contribuição parcial (l = 1, 2, 3) listada na tabela 12.

TABELA 12

Fontes de erros principais consideradas no cálculo dos erros finais dos fluxos gama.

Fontes de erros	Erros (%)
- <u>Erro estatístico (%)</u> <sup>(a)</sup>	
Contagem gama (área do fotopico)	0,3 - 9,0
- <u>Erros sistemáticos (%)</u>	
Área do colimador <sup>(b)</sup>	0,66
Calibração do detector de Ge(Li) <sup>(c)</sup>	5,4 - 7,5

(a) Erros não correlacionados

(b) Erros 100% correlacionados

(c) Erros parcialmente correlacionados (vide tabela 10)

TABELA 13

Matriz de covariância completa para os fluxos gama medidos neste experimento.

Energia (keV)	Erro (%)	Correlações
5265,70	7,514	1000
5380,63	7,404	9761000
5420,50	7,221	991 9791000
5607,30	7,397	924 915 9301000
5723,50	11,190	593 588 588 5611000
5823,90	9,962	650 645 656 617 3981000
5891,90	6,746	943 937 953 897 580 6391000
6079,80	6,298	964 959 976 922 597 659 9611000
6228,60	6,291	929 925 943 893 578 640 935 9721000
6395,40	5,999	932 930 948 901 585 648 948 989 9701000
6419,90	6,155	903 901 919 874 568 629 920 961 942 9651000
6457,50	6,141	895 894 912 867 564 625 915 956 938 961 9341000
6501,70	5,920	918 918 936 892 580 643 941 984 967 992 964 9611000
6538,30	10,280	523 523 534 509 331 367 538 563 553 568 552 550 5681000
6748,70	5,950	854 856 874 837 546 608 891 937 924 952 927 924 956 5481000
6759,78	5,738	883 886 904 866 565 629 922 970 957 987 960 958 990 568 9611000
6809,41	5,973	837 840 858 822 537 598 877 923 912 941 918 914 945 542 919 9521000
6873,90	5,908	831 835 853 819 535 596 876 923 913 943 918 916 948 544 924 957 9161000
7019,45	6,123	789 774 792 763 500 558 820 867 860 891 868 867 898 515 879 911 872 8791000
7057,81	5,770	808 814 832 802 526 587 863 914 907 941 917 916 948 545 929 963 923 930 8891000
7367,70	5,572	764 773 792 770 507 569 839 895 893 933 910 910 944 543 934 969 930 940 904 959
7413,80	5,601	1000 749 759 778 757 499 560 826 883 882 922 899 900 934 537 925 960 921 931 897 951 9811000
7418,70	6,063	691 700 718 698 461 517 763 815 814 852 830 831 862 496 855 887 851 860 828 879 907 9011000
7638,29	5,542	706 718 737 722 478 538 796 856 859 903 881 883 917 528 916 950 913 925 894 950 988 983 9091000
7723,85	5,574	683 696 715 702 466 525 777 837 842 887 866 868 902 520 903 937 901 913 884 940 981 977 902 8921000
7863,30	5,597	650 665 683 674 448 507 751 813 820 866 846 849 883 509 888 922 887 900 874 929 974 971 897 980 9871000
7914,50	5,615	637 652 670 663 441 499 740 802 810 857 837 840 675 504 881 915 881 894 868 924 971 967 894 987 985 9871000
8998,80	6,107	387 410 426 443 303 351 529 596 619 675 662 669 701 407 734 763 740 758 751 803 877 879 813 920 926 941 9451000
9720,30	6,669	245 271 286 314 222 263 401 468 499 556 547 556 586 341 630 656 640 659 662 710 795 800 740 849 860 881 887 8771000
10829,18	7,738	79 108 120 161 123 155 245 310 346 405 400 410 436 256 493 514 505 526 540 582 675 682 631 740 755 782 790 924 9561000

## CAPITULO V

### CONCLUSÕES

O presente trabalho mostra que o novo arranjo experimental para a produção e utilização de raios gama de captura pode competir favoravelmente em relação a outras fontes de radiação gama, principalmente no intervalo de energia entre 5 e 11 MeV.

Uma das vantagens que deve ser sempre realçada com este tipo de fonte, é o fato das linhas gama serem monoenergéticas e apresentarem uma excelente resolução em energia.

O novo arranjo experimental permitiu aumentar de 12 para 30, os alvos de captura apropriados, possibilitando assim a obtenção de até 30 linhas gama monocromáticas com energias discretas variando no intervalo de 5 a 11 MeV. Este aumento substancial na quantidade de linhas gama disponíveis acarretará, com certeza, em uma grande melhoria na interpretação e análise dos resultados experimentais sobre secções de choque fotonucleares, bem como contribuirá de forma original no fornecimento de informações experimentais em energias ainda não exploradas com este tipo de fonte gama.

Uma outra contribuição importante do presente trabalho foi a utilização de uma técnica de altíssima resolução em energia, obtida com um detector convencional de Ge(Li), para a monitoração dos fluxos gama produzidos pelos diversos alvos, bem como a aplicação de uma metodologia mais rigorosa de análise de dados experimentais, utilizando matrizes de covariância e método de mínimos quadrados.

As intensidades dos fluxos gama determinadas neste experimento são compatíveis com aquelas obtidas em arranjos experimentais similares<sup>(8.30)</sup> ( $10^4 - 10^6$  fótons/cm<sup>2</sup>s). Entretanto, deverão ser reavaliadas com medidas de secções de choque de fotofissão para um núcleo muito estudado tal como o <sup>233</sup>U.

Algumas sugestões para trabalhos futuros com o presente arranjo experimental seriam:

- 1) Novas medidas de secções de choque de fotofissão e fotonéutrons para todos os núcleos actinídeos já estudados neste laboratório, tais como: <sup>232</sup>Th, <sup>233</sup>U, <sup>238</sup>U, <sup>237</sup>Np, <sup>239</sup>Pu;
- 2) Medidas do número médio de nêutrons prontos emitidos na fotofissão dos núcleos citados anteriormente;
- 3) Medidas de secções de choque de fotonéutrons para núcleos leves, tais como: <sup>10</sup>B, <sup>6</sup>Li, <sup>7</sup>Li, etc.

PROGRAMA ANALYSIS

O programa analysis foi desenvolvido, com versão para microcomputadores do tipo PC ou compatíveis, na linguagem FORTRAN especificamente para análise de espectros de raios gama obtidos com detectores do tipo Ge(Li).

- Propósitos básicos do programa:

- Ajuste por método de mínimos quadrados para os dados espectrais
- Dedução de centróides e áreas de picos;
- Cálculo de erros estatísticos;
- Representação gráfica dos resultados de ajuste.

- Aspecto funcional e opções:

- Cauda exponencial em um dos lados ou em ambos os lados;
- Inclinação linear ou parabólica para a aproximação do BG;
- Inclui opção adicional para BG degrau.

- Restrições do programa

- Máximo 5 picos e 200 canais por intervalo;
- Espectro com no máximo 4096 canais.

Para se utilizar o programa analysis, deve-se inicialmente criar dois arquivos de entrada:

1) SPECTRUM FILE - Arquivo gravado em ASC com os dados espectrais no formato 10I7.

11) PARAMETER FILE - Arquivo dos parâmetros de entrada no qual são feitas as opções para a aproximação do BG e a indicação dos picos a serem analisados. Este arquivo deve seguir o seguinte formato:

ALPHA (ALPHANUMERIC SPECTRUM IDENTIFIER)  
ISTP ISQR IXLW IXUP LWDT LSTP LXLW LXUP  
IF1 IF2 NP WIDTH DELTA XLOW XHIGH  
CENTRO CHANNEL  
-1  
-1

onde:

- ALPHA - Identificação alfanumérica do espectro (64 caracteres no máximo).
- ISTP - 1, aproximação para BG em uma função degrau;  
0, não aproxima o BG em uma função degrau;  
-1, se mais nenhum pico for ajustado neste intervalo, um novo espectro poderá ser lido.
- ISQR - 1, aproxima o BG em uma função parabólica;  
0, aproxima o BG em uma função linear.
- IXLW - 1, cauda exponencial à esquerda do pico;  
0, cauda omitida.
- IXUP - 1, cauda exponencial à direita do pico;  
0, cauda omitida.
- LWDT, LSTP, LXLW, LXUP - 1, correspondendo aos parâmetros que podem ser fixados no processo de ajuste;  
0, correspondendo aos parâmetros variáveis.
- IF1 - limite inferior do intervalo a ser analisado.
- IF2 - limite superior do intervalo a ser analisado.
- NP - número de picos a serem ajustados no intervalo IF1-IF2.
- WIDTH - largura à meia altura (FWHM) do pico.

DELTA - BG degrau comun estimado como uma fração da altura do pico.  $\Delta = 0.001$  (padronizado)

XLOW - raiz quadrada da distância comum entre a centróide do pico e a junção com a cauda exponencial à direita do pico

XHIGH - raiz quadrada da distância comum entre a centróide do pico e a junção com a cauda exponencial à esquerda do pico.

CNTRD - canal correspondente a centróide do pico a ser analisado

-1 - indica que mais nenhum pico será analisado (fim dos dados).

Como um exemplo de aplicação deste programa foi efetuado o ajuste para o espectro gama referente ao alvo de Titânio escolhendo-se dois fotopicos (6418,35 e 6759,78 keV). O arquivo SPECTRUM FILE refere-se as contagens por canal obtidas em um analisador amulticanal tipo PCA-Nucleus. O arquivo PARAMETER FILE pode ser criado com qualquer editor de textos:

```
1 4096      Alvo de Titânio      18/09/92  medida 01
1 1 1      1 0 0 0 0 0
1681 1851  2 5.0 .001 1.5 1.5
1701. 1797.
-1
-1
```

### Processando Analysis

```
PARAMETER FILE ? ti-1908.par
SPECTRUM FILE ? ti-1908.dat
File name missing or blank - Please enter name
UNIT 6? ti-1908.lys
Stop - Program terminated.
```

```
c:\ANALYS>type ti-1908.lys
```

Energia (keV)	Centróide	FWHM	AREA
6418,35	1699,367 (.088)	3.642 (.112)	14206 (677.) (4.76)
6759,78	1794,732 (.059)	3.642 (.112)	20005 (624.) (3.12)

PROGRAMA MATPROD

O programa denominado MATPROD foi desenvolvido com a finalidade de se construir a matriz de correlação para os erros finais das eficiências ( $\varepsilon_f$ ) em conformidade com a equação:

$$\bar{V}_z = \bar{T}^t \bar{V}_p \bar{T} \quad (B01)$$

onde

$\bar{T}$  é a matriz de transformação dada por:

$$T_{kj} = \left[ \frac{\partial Z_k}{\partial p_j} \right] \quad (B02)$$

com  $k = 1, \dots, m$ ; e  $j = 1, \dots, n$ .

$\bar{V}_p$  é a matriz de covariância obtida para os parâmetros do ajuste.

A matriz de correlação procurada  $\bar{C}_z$  é obtida pela relação:

$$C_{zij} = \frac{V_{zij}}{\sqrt{V_{zii} V_{zjj}}} \quad (B03)$$

MATPROD efetua o produto de matrizes de até ordem 50 em simples precisão.

```

MENU:  DECLARE SUB PRODUTO (X(), Y(), P(), MX, NX, OX, PX)
        CLS
        PRINT TAB(20); "MATRIZ DE COVARIANCIA E CORRELACAO"
        LOCATE 10, 5: PRINT "<1>...Entrada Via Teclado:"
        LOCATE 12, 5: PRINT "<2>...Entrada Via Arquivo:"
        LOCATE 14, 5: PRINT "<3>...CALCULO:"
        LOCATE 16, 5: PRINT "<4>...Fim:"
        LOCATE 20, 10: PRINT "Qual a opcao====>";
VOLTA:  OS = INKEY$: IF OS > "4" OR OS < "1" THEN GOTO VOLTA
        ON VAL(OS) GOSUB 1000, 2000, 3000, 150
        GOTO MENU
150 :   END

6000 :  CLS
        PRINT TAB(20); " DIMENSIONAMENTO DAS MATRIZES"

        LOCATE 5, 5: INPUT "QUAL O NOME E A DIMENSAO DA MATRIZ V: "; MATV$, MX, N
x
        LOCATE 7, 5: INPUT "QUAL O NOME E A DIMENSAO DA MATRIZ T: "; MATT$, OX, P
x
        LOCATE 9, 5: INPUT "NOME DAS MATRIZES DE COVARIANCIA E CORRELACAO: "; MAT
VZ$, MATC$
        DIM V(MX, NX), T(OX, PX), P(MX, PX), TT(PX, OX), VZ(PX, PX), C(PX, PX)
RETURN

1000 :  GOSUB 6000
        CLS
        PRINT "ENTRE COM OS ELEMENTO DA MATRIZ V==>"
        FOR IX = 1 TO MX
            FOR JX = 1 TO NX
                PRINT "V("; IX; ", "; JX; ")="; : INPUT V(IX, JX)
            NEXT
        NEXT
        PRINT "ENTRE COM OS ELEMENTOS DA MATRIZ T==>"
        FOR IX = 1 TO OX
            FOR JX = 1 TO PX
                PRINT "T("; IX; ", "; JX; ")="; : INPUT T(IX, JX)
            NEXT
        NEXT
RETURN

2000 :  GOSUB 6000
        OPEN "I", R1, "A:" + MATV$ + ".DAT"
        OPEN "I", R2, "A:" + MATT$ + ".DAT"

        FOR IX = 1 TO MX
            FOR JX = 1 TO NX
                INPUT R1, V(IX, JX)
            NEXT
        NEXT: CLOSE R1
        FOR IX = 1 TO OX
            FOR JX = 1 TO PX
                INPUT R2, T(IX, JX)
            NEXT
        NEXT: CLOSE R2
RETURN

3000 :  CLS
        LOCATE 10, 10: PRINT "V X T = P"
        CALL PRODUTO(V(), T(), P(), MX, NX, OX, PX)
        CLS : LOCATE 10, 10: PRINT "MATRIZ TRANSPOSTA DE T=TT"
        FOR IX = 1 TO OX
            FOR JX = 1 TO PX
                TT(JX, IX) = T(IX, JX)
            NEXT
        NEXT

```

```

NEXT
CLS
LOCATE 10, 10: PRINT "TT X P = VZ"
CALL PRODUTO(TT(), P(), VZ(), PX, OX, MX, PX)
CLS
LOCATE 10, 10: PRINT "MATRIZ DE CORRELACAO"
FOR IX = 1 TO PX
  FOR JX = 1 TO PX
    C(IX, JX) = VZ(IX, JX) / (SQR(VZ(IX, IX)) * SQR(VZ(JX, J
X)))
  NEXT
NEXT
CLS
LOCATE 10, 10: PRINT "G R A V A C A O"
OPEN "O", R1, MATVS + ".DAT"
OPEN "O", R2, MATTS + ".DAT"
OPEN "O", R3, MATVZ$ + ".DAT"
OPEN "O", R4, MATCS + ".DAT"

FOR IX = 1 TO MX
  FOR JX = 1 TO MX
    PRINT R1, V(IX, JX)
  NEXT
NEXT: CLOSE R1
FOR IX = 1 TO OX
  FOR JX = 1 TO PX
    PRINT R2, T(IX, JX)
  NEXT
NEXT: CLOSE R2
FOR IX = 1 TO PX: COLX = 0
  FOR JX = 1 TO IX: COLX = COLX + 1
    IF COLX > 7 THEN
      COLX = 1
      PRINT R3,
      PRINT R4,
      END IF
    PRINT R3, USING ".RRRR*****": VZ(IX, JX);
    PRINT R4, USING ".RRRR*****": C(IX, JX);
  NEXT: PRINT R3, : PRINT R4,
NEXT: CLOSE R3: CLOSE R4
CLS
LOCATE 10, 10: PRINT "I M P R E S S A O"
LPRINT "MATRIZ DE COVARIANCIA"
FOR IX = 1 TO PX: COLX = 0
  FOR JX = 1 TO IX: COLX = COLX + 1
    IF COLX > 7 THEN COLX = 1: LPRINT
    LPRINT USING ".RRRR*****": VZ(IX, JX);
  NEXT: LPRINT
NEXT
LPRINT
LPRINT "MATRIZ DE CORRELACAO"
FOR IX = 1 TO PX: COLX = 0
  FOR JX = 1 TO IX: COLX = COLX + 1
    IF COLX > 7 THEN COLX = 1: LPRINT
    LPRINT USING ".RRRR*****": C(IX, JX);
  NEXT: LPRINT
NEXT
RETURN

```

```

SUB PRODUTO (X(), Y(), P(), MX, NX, OX, PX)

```

```

*****
*****

```



## BIBLIOGRAFIA

- [1] Vandenbosch, R. & Huizenga, J.R. Nuclear Fission. New York, Academic, 1973.
- [2] Jarczyk, L.; Knoepfel, H.; Lang, J.; Muller, R.; Wolfli, W. The nuclear reactor as a high intensity source for discrete gamma rays up 11 MeV. Nucl.Instrum.Methods, 13: 287-296, 1961.
- [3] Moreh, R. Review of intense gamma sources using neutron capture Nucl.Instrum.Methods, 166: 29-38, 1979.
- [4] Mafra, O.Y.; Kuniyoshi, S.; Goldemberg, J. Intermediate structure in the photoneutron and photofission cross sections in  $^{298}\text{U}$  and  $^{292}\text{Th}$ . Nucl.Phys., A186: 110-126, 1972.
- [5] Mafra, O.Y.; Cesar, M.F.; Renner, C.; Goldemberg, J. The  $^{292}\text{Th}(n,\gamma)^{291}\text{Th}$  cross sections near threshold. Nucl.Phys., A236: 1-9, 1974.
- [6] Geraldo, L.P.; Vinhas, L.A.; Cesar, M.T.F. Study of  $^{297}\text{Np}$  photonuclear reactions near threshold induced by gamma rays from thermal neutron capture. Nucl.Sci.Eng., 89: 150-158, 1985
- [7] Geraldo, L.P.; Angular distribution of the photofission fragments of  $^{297}\text{Np}$  at threshold energy. J.Phys. G: Nucl.Phys., 12: 1423-1431, 1986.
- [8] Moraes, M.A.P.V. & Cesar, M.F. Photofission cross sections of  $^{299}\text{U}$  and  $^{299}\text{Pu}$  near threshold induced by gamma rays from thermal neutron capture. Nucl.Instrum.Methods, A277: 467-472, 1989.
- [9] Geraldo, L.P.; Cesar, M.T.F.; Moraes, M.A.P.V. Study of actinide photonuclear reactions induced by gamma radiation from neutron capture. Nucl.Sci.Eng., 110: 128-133, 1992.
- [10] Jarczyk, L.; Knoepfel, H.; Lang, J.; Muller, R.; Wolfli, W. Photopeak efficiency and response function of various

NaI(Tl) and CsI(Tl) crystals in the range up to 11 MeV.  
Nucl.Instrum.Methods, 17: 310-320, 1962.

- [11] Bohr, N. & Wheeler, L.R. The mechanism of nuclear fission.  
Phys.Rev., 56(5): 426-450, 1939.
- [12] Mukkin, K.N. Experimental Nuclear Physics. Moscow, Ed.Mir, 1987
- [13] Motz, H. & Backstrom, G. Neutron capture radiation spectroscopy  
In: siegbahn, k., ed. Alpha, beta and gamma-ray spectroscopy  
Amsterdam, North-Holland, 1965, Cap.13, p.769-804.
- [14] Koskinas, M.F. Medida do fluxo térmico, epitérmico e rápido do  
reator IEA-R1 pelo método de ativação de folhas. São  
Paulo, 1978. (Dissertação de mestrado, Instituto de Energia  
Atômica).
- [15] Compton, A.H. A quantum theory of the scattering of X rays by  
light elements. Phys.Rev., 21: 207, 483, 1923.
- [16] Compton, A.H. The spectrum of scattered X rays Phys.Rev., 22:  
409-413, 1923.
- [17] Compton, A.H. A general quantum theory of the wave length of  
scattered rays. Phys.Rev., 24: 168-176, 1924.
- [18] Debye, P. Physik, Z., 24: 161, 1923.
- [19] Bohm, D. The Special Theory of Relativity. New York,  
W.A.Benjamin, 1965.
- [20] Dirac, P.M.A. Quantised singularities in the eletromagnetic  
field. Proc.R.Soc.London, Ser.A, 133: 60-72, 1931.
- [21] Lone, M.A.; Leavitt, R.A.; Harrison, D.A. Prompts gamma rays  
from thermal neutron capture. Atomic Data and Nuclear Data  
Tables. 26(6): 511-559, 1981.
- [22] Debertin, K. & Helmer, R.G. Gamma and X ray spectrometry with

semiconductor detectors. Amsterdam, North-Holland, 1988.

[23] Burt, B.P. Absolute beta counting. *Nucleonics*, 5: 28, 1949.

[24] Marmier, P. & Sheldon, E. *Physics of nuclei and particles*.  
New York, Academic, 1969, Vol.1.

[25] Knoll, G.F. *Radiation detection and measurement*. Canada, John  
Wiley & Son., 1989.

[26] Weast, R.C. ed. *CRC Handbook of chemistry and physics*. 70.ed.,  
Boca Raton, CRC pr, 1990.

[27] Storm, E. & Israel, H.I. Photon cross sections from 1 keV to  
100 MeV for elements  $Z = 1$  to 100. *Nuclear Data Tables*. A7,  
565-681, 1970.

[28] Seyfarth, H.; Hassan, A.M.; Hrastnik, B.; Gottel, P.; Delang, W  
Efficiency determination for some standard type Ge(Li)  
detectors for gamma rays in the energy range from 0,04 to  
11 MeV. *Nucl.Instrum.Methods*, 105: 301-310, 1972.

[29] Carbonari, A.W. & Pecequilo, B.R.S. Study of thermal neutron  
capture in  $^{58}\text{Ni}$ . São Paulo, Instituto de Pesquisas Energéticas  
ag. 1988 (Publicação IPEN-192).

[30] Kennett, T.J.; Prestwich, W.V.; Tsai, J.S. The  $^{14}\text{N}(n,\gamma)^{15}\text{N}$   
reaction as both an intensity and energy standard. *Nucl.*  
*Instrum.Methods*, A249: 366, 1986.

[31] Mughabghab, S.F.; Divadeenam, M.; Holden, N.E. *Neutron cross  
sections*. New York, Academic, 1981, Vol.1.

[32] Segrè, E. *Experimental nuclear physics*. New York, John Wiley,  
1959. V.3, p.332

[33] Ishaq, A.F.M.; Robertson, A.; Prestwich, W.V.; Kennett, T.J.  
Thermal neutron capture in isotopes of nickel. *Z.Physik.*,  
A281: 365-372, 1977.

- [34] Carbonari, A. W. **Determinação do conteúdo de proteínas em grãos pela análise de raios gama prontos de captura radioativa.** São Paulo, 1983. (Dissertação de mestrado, Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares).
- [35] Tolgyessy, J. & Kyrs, M. **Radioanalytical Chemistry.** Chichester, Ellis Horwood, 1989. (Ellis Horwood series).
- [36] Geraldo, L.P. & Smith, D.L. **Covariance analysis and fitting of germanium gamma ray detector efficiency calibration data.** Nucl.Instrum.Methods, A290: 499-508, 1990.
- [37] Geraldo, L.P. & Smith, D.L. **Least square methods and covariance matrix applied to the relative efficiency calibration of a Ge(Li) detector.** São Paulo, Instituto de Pesquisas Energéticas Jan. 1989. (Publicação IPEN-243)
- [38] Smith, D.L. **Covariance matrices and applications to the field of nuclear data.** Argonne, Argonne National Lab., 1981 (ANL/NDM-62)
- [39] Mafra, O. Y. **Arranjo experimental para produção e utilização de captura radioativa de nêutrons.** São Paulo, 1989. (Dissertação de mestrado, Instituto de Energia Atômica).