

**INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES  
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO**

**DESENVOLVIMENTO E APLICAÇÃO DE UM DETECTOR PARA A  
MEDIDA ABSOLUTA DA TAXA DE FLUÊNCIA DE NÉUTRONS  
NA REGIÃO DE MeV**

**MAURO DA SILVA DIAS**

**Tese apresentada como parte dos  
requisitos para obtenção do Grau de  
Doutor em Tecnologia Nuclear.**

**Orientador: Dr. Laércio Antonio Vinhas**

**SÃO PAULO  
1988**

INSTITUTO DE PESQUISAS ENERGÉTICAS E NUCLEARES  
AUTARQUIA ASSOCIADA À UNIVERSIDADE DE SÃO PAULO

DESENVOLVIMENTO E APLICAÇÃO DE UM DETECTOR PARA A  
MEDIDA ABSOLUTA DA TAXA DE FLUÊNCIA DE NÉUTRONS  
NA REGIÃO DE MeV

MAURO DA SILVA DIAS

Tese apresentada como parte dos  
requisitos para obtenção do Grau de  
Doutor em Tecnologia Nuclear.

Orientador: Dr. Laércio Antonio Vinhas

SÃO PAULO

1988



À memória de meu pai

À minha mãe

À Helena, Luciana e Thais

## AGRADECIMENTOS:

ao Dr. Laércio Antonio Vinhas, orientador deste trabalho pelas discussões, sugestões e amizade durante o desenvolvimento da Tese;

ao Dr. Ronald G. Johnson pela colaboração na parte experimental, realizada nas instalações do NBS (National Bureau of Standards - E.U.A.), além das valiosas sugestões e colaboração durante a análise dos dados;

aos demais integrantes do grupo Neutron Interactions and Dosimetry do NBS, a saber:

Dr. Oren A. Wasson, Líder do grupo, pelas discussões e sugestões durante as medidas realizadas no acelerador Van de Graaff do NBS;

Dr. Allan D. Carlson, pelas discussões e sugestões durante as medidas realizadas no acelerador linear de elétrons do NBS;

ao MSc. Kenneth Duvall, MSc. James Behrens e Dr. Roald Schrack pelas sugestões e amizade.

ã Dra. Cleide Reiner (in memoriam), pelo encaminhamento do estágio junto ao NBS;

ã MSc. Marina F. Koskinas, pelo apoio junto ao Laboratório de Metrologia Nuclear (LMN) do IPEN durante a duração do estágio no NBS;

ã Sra. Eliane Pocobelli e Carlos A.M. Silva pela con-

fecção dos desenhos e a Rodrigo R. Machado pela colaboração junto ao LMN;

à Srta. Dirce Umisedo pelo trabalho de datilografia;  
e, finalmente, ao Dr. Cláudio Rodrigues, Superintendente do Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares, pela oportunidade de realização deste trabalho.

DESENVOLVIMENTO E APLICAÇÃO DE UM DETECTOR PARA A  
MEDIDA ABSOLUTA DA TAXA DE FLUÊNCIA DE NÊUTRONS  
NA REGIÃO DE MeV

MAURO DA SILVA DIAS

RESUMO

Este trabalho descreve o desenvolvimento e desempenho de um detector denominado DTS (Dual Thin Scintillator - Cintilador Fino Dual) para a medida absoluta da taxa de fluência de nêutrons entre 1 e 15 MeV.

O detector DTS utiliza um par de cintiladores orgânicos em configuração dual, onde o próton-de-recuo produzido pelo nêutron incidente é detectado em geometria  $2\pi$ , eliminando o efeito de escape de prótons. Os cintiladores são finos, de modo que a correção para espalhamento múltiplo é pequena.

O cálculo teórico da eficiência e espectro de prótons-de-recuo deste detector, para nêutrons entre 1 e 15 MeV, foi efetuado por meio de um programa de Monte Carlo, denominado CARLO DTS, desenvolvido no presente trabalho.

A eficiência calculada foi comparada com a eficiência experimental em duas energias de nêutron, 2,446 MeV e 14,04 MeV, aplicando-se a técnica da Partícula Associada Correlacionada no Tempo. As eficiências teórica e experimental concordaram entre si dentro das incertezas experimentais de 1,44% e 0,77%, respectivamente.

O desempenho do detector DTS foi verificado na medida absoluta da seção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , na faixa de energia de nêutron entre 1 e 6 MeV. Os resultados de sec-

ção de choque foram comparados com aqueles obtidos substituindo o detector DTS pelo detector "negro" do National Bureau of Standards, E.U.A.. O acordo foi excelente no intervalo comum aos dois experimentos (entre 1 e 3 MeV) dentro da incerteza estimada, na faixa de 1,0 a 1,7%. Estes resultados comparados com a avaliação mais recente, obtida do arquivo ENDF/B-VI, foram concordantes em praticamente todo o intervalo de energia entre 1 e 6 MeV.

A seção de choque média para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$  foi avaliada para o espectro de nêutrons de fissão do  $^{252}\text{Cf}$ . O resultado incluindo os valores do presente trabalho foi de 1220 mb, em excelente acordo com a média dos resultados experimentais mais recentes,  $1227 \pm 12$  mb, e com o valor 1213 mb, obtido com dados do arquivo ENDF/B-VI.

DEVELOPMENT AND APPLICATION OF A DETECTOR FOR THE  
ABSOLUTE MEASUREMENT OF THE NEUTRON FLUENCE RATE  
IN THE MeV REGION

MAURO DA SILVA DIAS

ABSTRACT

The development and performance of the DTS (Dual Thin Scintillator) for the absolute measurement of the neutron fluence rate between 1 and 15 MeV is described.

The DTS detector consists of a pair of organic scintillators in a dual configuration, where the incident produces a proton-recoil which is detected in a  $2\pi$  geometry therefore avoiding the effect of the escape of protons. Thin scintillators are used resulting in small multiple scattering corrections.

The theoretical calculations of detector efficiency and proton-recoil spectrum were performed by means of a Monte Carlo code - CARLO DTS - developed in the present work.

The calculated efficiency was compared to the experimental one at two neutron energies namely 2.446 MeV and 14.04 MeV applying the Time Correlated Associated Particle technique. The theoretical and experimental efficiencies agreed within the experimental uncertainties of 1.44% and 0.77%, respectively.

The performance of the DTS has been verified in an absolute  $^{235}\text{U}(n,f)$  cross section measurement between 1 and 6 MeV neutron energy. The cross section results were compared to those obtained replacing the DTS detector by the NBS (National Bureau of Standards, USA) Black Neutron Detector. The agreement was

excellent in the overlapping energy interval of the two experiments (between 1 and 3 MeV), within the estimated uncertainty in the range of 1,0 to 1,7%. The agreement with the most recent evaluation from the ENDF/B-VI was excellent in almost all the energy range between 1 and 6 MeV.

The  $^{235}\text{U}(n,f)$  cross section, averaged over the  $^{252}\text{Cf}$  fission neutron spectrum has been evaluated. The result including the cross section values of the present work was 1220 mb, in excellent agreement with the average value among the most recent measurements,  $1227 \pm 12$  mb, and with the value 1213 mb, using the ENDF/B-VI data.

## SUMÁRIO

Pag.

INTRODUÇÃO .....	1
CAPÍTULO 1 DETERMINAÇÃO DA TAXA DE FLUÊNCIA DE NÊUTRONS RÁPIDOS .....	5
1.1 INTERAÇÃO DE NÊUTRONS RÁPIDOS COM DETECTORES ..	5
1.1.1 Considerações gerais .....	
1.1.2 Reações utilizadas na detecção de nêutrons rápidos .....	11
1.1.2.1 Espalhamento elástico .....	13
1.1.2.2 Espalhamento inelástico .....	19
1.1.2.3 Reações ( $n$ , partícula carregada) .....	20
1.1.2.4 Fissão .....	22
1.2 MÉTODOS EXISTENTES PARA A MEDIDA DA TAXA DE FLUÊNCIA DE NÊUTRONS RÁPIDOS .....	24
1.2.1 Método de Partícula Associada .....	31
1.2.2 Telescópio de Prótons-de-Recuo .....	36
1.2.3 Detector "Negro" .....	38
1.2.4 Contador proporcional a próton-de-recuo.	41
1.2.5 Outros Métodos de Medida de Taxa de Fluência de Nêutrons Rápidos .....	43

<b>CAPÍTULO 2 DESENVOLVIMENTO DO DETECTOR DE NÊUTRONS.</b>	<b>48</b>
<b>2.1 CARACTERIZAÇÃO DO DETECTOR DE CINTILAÇÃO DUAL FINO (DTS).....</b>	<b>48</b>
2.1.1 Características principais do detector DTS .....	48
2.1.2 Efeitos distorcivos no espectro .....	53
2.1.3 Projeto do detector .....	60
2.1.3.1 Geometria de irradiação .....	60
2.1.3.2 Tipo e dimensões do cintilador.	61
2.1.3.3 Geometria de coleção de luz ...	63
<b>2.2 DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DA EFICIÊNCIA E ESPECTRO DO DETECTOR DTS NAS ENERGIAS DE NÊUTRONS DE 2,45 e 14,0 MeV .....</b>	<b>67</b>
2.2.1 Introdução .....	67
2.2.2 Sistema Eletrônico .....	70
2.2.3 Calibração em 14,0 MeV .....	73
2.2.4 Calibração em 2,45 MeV .....	74
2.2.4.1 Condições experimentais .....	74
2.2.4.2 Medida do perfil do feixe de nêutrons associados em 2,45 MeV	75
2.2.4.3 Parâmetros do feixe de nêutrons associados .....	78
2.2.5 Fatores de Correção Aplicados à Eficiência Experimental .....	79
2.2.5.1 Divergência do feixe de nêutrons associados .....	79
2.2.5.2 Tempo morto e empilhamento de pulsos .....	80
2.2.5.3 Posição do nível inferior de discriminação fracional .....	83

2.2.6	Resultados das Medidas com o Detector DTS em 2,45 e 14,0 MeV .....	84
2.2.6.1	Resultados para 14,0 MeV .....	85
2.2.6.2	Resultados para 2,45 MeV .....	90
2.3	CÁLCULO TEÓRICO DA EFICIÊNCIA E ESPECTRO DO DETECTOR DTS NO INTERVALO DE ENERGIA ENTRE 1 e 15 MeV .....	95
2.3.1	Introdução .....	95
2.3.2	Características gerais do código CARLO DTS .....	97
2.3.3	Descrição dos cálculos feitos pelo código CARLO DTS .....	100
2.3.3.1	Secções de choque e cinemática das reações .....	101
2.3.3.2	Aplicação da técnica de colisão forçada .....	106
2.3.3.3	Distribuição de alturas de pulso .....	112
2.3.3.4	Efeito de coincidências perdidas .....	113
2.3.3.5	Variação na coleção de luz ....	120
2.3.4	Cálculos Adicionais para a Eficiência Teórica .....	120
2.3.4.1	Correção para Detecção da Radiação Gama de reação $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)$ ..	120
2.3.4.2	Interações nos materiais que circundam os cintiladores .....	123
2.3.5	Resultados dos cálculos .....	126
2.4	COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS TEÓRICOS E EXPERIMENTAIS .....	131
2.4.1	Razão entre os espectros teóricos e exper	

rimental.....	131
2.4.2 Cálculo de incertezas .....	135
<b>CAPÍTULO 3 APLICAÇÃO DO DETECTOR DE CINTILAÇÃO DUAL</b>	
(DTS) NA MEDIDA DA SECÇÃO DE CHOQUE PARA	
A REACÇÃO $^{235}\text{U}(n,f)$ NA REGIÃO DE MeV.....	138
3.1 INTRODUÇÃO .....	138
3.2 CONSIDERAÇÕES SOBRE A SECÇÃO DO CHOQUE PARA A	
REACÇÃO $^{235}\text{U}(n,f)$ .....	139
3.3 ARRANJO EXPERIMENTAL PARA A MEDIDA DA SECÇÃO DE	
CHOQUE .....	142
3.4 SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS .....	145
3.5 ANÁLISE DOS DADOS PARA A OBTENÇÃO DA SECÇÃO DE	
CHOQUE .....	148
3.5.1 Programa CROSS .....	149
3.5.1.1 Energia do nêutron em função de	
canal de tempo-de-vôc .....	150
3.5.1.2 Resposta de luz em função da ener	
gia do próton .....	152
3.5.1.3 Número de fotoelétrons em função	
da energia do próton .....	154
3.5.1.4 Correções para tempo morto e con	
tagens de fundo .....	155
3.5.1.5 Modificação do espectro de tempo	
do detector DTS .....	158
3.5.1.6 Razão entre as contagens dos dois	
detectores .....	159
3.5.2 Programa GROUP .....	160
3.5.2.1 Eficiência do detector DTS .....	162
3.5.2.2 Correções para atenuação e espa	
lhamento do feixe de nêutrons ..	165

3.5.2.3	Função Resolução Aplicada ao espectro de tempo-de-vôo .....	167
3.5.2.4	Deslocamento Aplicado ao Espectro de Tempo-de-Vôo da Câmara de Fissão .....	169
3.5.2.5	Agrupamento de Canais de Tempo-de-vôo .....	170
3.5.2.6	Fator de normalização para a secção de choque de fissão ....	172
3.5.3	Factores de correção para a secção de choque de fissão .....	172
3.5.4	Incertezas na secção de choque de fissão .....	173
3.5.4.1	Incertezas independentes da energia do nêutron .....	173
3.5.4.2	Incertezas dependentes da energia do nêutron .....	174
3.6	RESULTADOS OBTIDOS PARA A SECÇÃO DE CHOQUE DE FISSÃO .....	178
CAPÍTULO 4 ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS .....		182
4.1	CARACTERIZAÇÃO DO DETECTOR DE CINTILAÇÃO FINO DUAL .....	182
4.1.1	Eficiência e espectro do detector DTS ..	182
4.1.2	Vantagens e limitações do detector DTS..	186
4.1.3	Detector DTS como espectrômetro .....	189
4.2	SECÇÃO DE CHOQUE PARA A REACÇÃO $^{235}\text{U}(n,f)$ .....	191
CAPÍTULO 5 CONCLUSÕES .....		196
APÊNDICE CORREÇÃO PARA DETECÇÃO DA RADIAÇÃO GAMA DA REACÇÃO $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$ .....		203

## INTRODUÇÃO

Detectores de nêutrons possuem uma vasta utilização em diversos campos de pesquisa pura ou aplicada. Uma variedade grande de tipos de detectores foram desenvolvidos nos últimos cinquenta anos, cada um deles aplicável a certos tipos de experimentos e a determinadas faixas de energia de nêutron, abrangendo desde milésimos de elétron-Volt até várias centenas de milhares de elétron-Volt.

Uma área importante de utilização de detectores de nêutrons é na obtenção de parâmetros nucleares e, em particular, na determinação da secção de choque induzida por nêutrons em núcleos diversos.

Em alguns casos, como na medida de secção de choque total pela técnica de transmissão, ou quando a medida é feita em relação à secção de choque de outro núcleo, a determinação da fluência de nêutrons não é necessária. Entretanto, quando se trata da medida absoluta de uma secção de choque induzida por nêutrons, a determinação desta fluência é essencial e sua incerteza contribui diretamente na incerteza obtida no valor da secção de choque de interesse.

Algumas secções de choque foram selecionadas internacionalmente <sup>(18)</sup> para servir como padrões, de modo que as demais secções de choque pudessem ser medidas em relação a elas, dispensando a determinação da fluência de nêutrons e desta for-

ma simplificando grandemente os experimentos. Estas secções de choque padrões devem ser determinadas de modo absoluto e com grande exatidão, porém a exatidão requerida não foi ainda alcançada para a maioria delas. (28)

Entre estas secções de choque, consideradas padrões de referência, situa-se a secção de choque de fissão induzida por nêutrons no  $^{235}\text{U}$ , considerada padrão na região térmica e entre 0,1 e 20 MeV. (18)

Esta secção de choque tem sido medida mais frequentemente que qualquer outra secção de choque (18). Em sua maior parte, isto se deve em razão de seu uso direto em aplicações o que tem proporcionado uma melhoria na qualidade destes dados, possibilitando o seu uso como padrão de referência. Entretanto, com exceção de algumas faixas de energia isoladas, como na região térmica e em torno de 14 MeV, a exatidão conseguida com estes dados ainda não atingiu o valor de  $\pm 1\%$ , requerido pela WRENDA (World Request List for Nuclear Data) (18) (123). Por esta razão, esta secção de choque necessita de novas medidas, porém com o máximo rigor na caracterização e correção dos vários efeitos sistemáticos que possam ocorrer no experimento e um cuidado exaustivo na minimização das incertezas envolvidas.

Dentro deste contexto, o NBS - National Bureau of Standards - nos E.U.A., tem devotado grande esforço na melhoria dos dados das secções de choque padrões de referência (145) e, em particular, na medida da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , desde baixas energias até vários MeV. (72) Paralelamente a isso, o NBS tem desenvolvido técnicas de padronização de campos de nêutrons de alta confiabilidade e exatidão, como a que faz uso de detectores do tipo "negro" (Black Neutron Detector) (144), considerado um detector padrão na medida de fluência de nêutrons, ou aplicando a técnica da partícula associada

correlacionada no tempo<sup>(39)</sup>.

Por outro lado, o Laboratório de Metrologia Nuclear (LMN) do IPEN (Instituto de Pesquisas Energéticas e Nucleares) - CNEN/SP, vem desenvolvendo há vários anos a caracterização de campos de nêutrons pelo método de ativação de folhas. Além disso, o LMN tem programado ampliar as suas atividades neste campo, com o estabelecimento de feixes padrões de nêutrons na região de keV, no reator IEAR-1, pertencente ao IPEN. A etapa seguinte, será o estabelecimento de campos de nêutrons na região de MeV, utilizando o acelerador ciclotron do IPEN ou utilizando o espectro de fissão do <sup>252</sup>Cf. Dentro deste objetivo o LMN, aceitou a proposta do NBS, sugerida por J.B. Czirr,<sup>(32)</sup> de desenvolver um novo tipo de detector, destinado à medida absoluta da taxa de fluência de nêutrons na região de MeV.

Esse novo tipo de detector poderia ser utilizado em uma variedade grande de experimentos e, em especial, em aceleradores onde a energia do nêutron é determinada pela técnica de tempo-de-vôo ou conhecendo-se a cinemática da reação.

Este detector, cujo desenvolvimento é descrito no presente trabalho, foi denominado Detector de Cintilação Fino Dual, sendo introduzido na comunidade científica sob a sigla DTS ("Dual Thin Scintillator"). Por esta razão esta sigla, DTS, foi utilizada ao longo de todo o presente trabalho. As características desejadas para este detector foram:

- a. faixa de energia de nêutron entre 1 e 15 MeV.
- b. tempo de resposta da ordem de ns.
- c. correções pequenas, de modo a obter incertezas na eficiência do detector entre 1-2%.
- d. geometria de transmissão.

Uma vez desenvolvido, o desempenho do detector DTS foi verificado em duas energias de nêutron, 2,45 e 14,0 MeV, uti

lizando o acelerador de Ions positivos até 3 MV, pertencente ao NBS, e aplicando-se a técnica da partícula associada correlacionada no tempo. Os valores experimentais de eficiência e espectro do detector foram comparados com valores calculados por um programa de Monte Carlo - CARLO DTS - desenvolvido no presente trabalho.

Após esta verificação de desempenho, o detector DTS foi empregado em uma medida absoluta da secção de choque de fissão induzida por nêutrons no  $^{235}\text{U}$ , utilizando o acelerador linear de elétrons até 150 MeV do NBS como fonte de nêutrons. A faixa de energia de nêutron neste experimento foi de 1 a 6 MeV. Os resultados desta medida foram comparados com os resultados obtidos com o mesmo arranjo experimental, porém utilizando o detector "negro" do NBS como monitor da fluência de nêutrons, e abrangendo a faixa de energia entre 0,3 e 3,0 MeV<sup>(22)</sup>. Também é apresentada uma comparação dos resultados do presente trabalho com aqueles obtidos por outros autores.

O capítulo 1, do presente trabalho, apresenta um estudo geral dos métodos existentes para a determinação da taxa de fluência de nêutrons rápidos (acima de 0,5 MeV).

O capítulo 2 descreve as características do detector DTS, desenvolvido no presente trabalho, e a determinação teórica e experimental de sua eficiência e espectro de alturas de pulso.

O capítulo 3 descreve a aplicação do detector DTS na medida absoluta da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$  entre 1 e 6 MeV.

Os capítulos 4 e 5 são destinados à análise, discussão dos resultados e conclusões.

## CAPÍTULO 1

### DETERMINAÇÃO DA TAXA DE FLUÊNCIA DE NÊUTRONS RÁPIDOS

#### 1.1. GERAÇÃO DE NÊUTRONS RÁPIDOS COM DETECTORES

##### 1.1.1. Considerações gerais

Os nêutrons são desprovidos de carga e portanto não podem interagir através da força coulombiana, a qual é dominante nos mecanismos de perda de energia dos elétrons e de outras partículas carregadas. A interação dos nêutrons se dá por meio de reações nucleares. A secção de choque para uma dada reação é função da energia do nêutron e das características do núcleo-alvo.

Os feixes de nêutrons podem abranger um intervalo amplo de energia, desde frações de eV até centenas de MeV. Para a discussão dos aspectos gerais das reações nucleares induzidas por nêutrons, pode-se classificar os nêutrons em: (6)

Nêutrons lentos, com energias inferiores a 1 keV;

Nêutrons intermediários, com energias entre 1 keV e 500 keV e

Nêutrons rápidos, com energias entre 500 keV e 20 MeV. Nesta faixa encontram-se os nêutrons emergentes de reações nucleares, tipicamente com energias entre 1 e 20 MeV. (50)

Torna-se conveniente também classificar os núcleos-alvo em: leves ( $A < 25$ ), intermediários ( $25 < A < 80$ ) e pesados ( $A > 80$ ).

As reações nucleares com nêutrons podem ser de dois tipos: reações com formação de núcleo composto ou reações diretas.

No primeiro caso o nêutron une-se ao núcleo-alvo formando um núcleo composto de meia-vida relativamente longa ( $10^{-13} - 10^{-18}$  s) (59), com energias de excitação entre 7-10 MeV para núcleos intermediários e 6-7 MeV para núcleos pesados. Há vários modos de decaimento para este núcleo composto:

O espalhamento elástico-composto, (n,n), ocorre quando um nêutron é emitido com a mesma energia do nêutron incidente, no referencial do centro-de-massa.

O nêutron pode ser emitido com uma energia menor que a do nêutron incidente, deixando o núcleo-residual em um de seus estados excitados. A desexcitação deste núcleo residual se dá por emissão de radiação gama. Neste caso, o processo é chamado de espalhamento inelástico-composto, (n,n').

Na captura radiativa, (n, $\gamma$ ), a energia de excitação do núcleo composto é emitida na forma de uma ou mais radiações gama.

Para energias de excitação do núcleo composto suficientemente altas, pode haver emissão de partículas carregadas ou mais de um nêutron: reações do tipo (n, $\alpha$ ), (n,p), (n,np), (n,2n), etc.

A fissão, (n,f), pode ocorrer para os núcleos mais pesados.

No caso de reações diretas, o processo de interação ocorre sem a formação do núcleo composto. A reação direta mais importante é o espalhamento elástico-direto (n,n), também denominado espalhamento potencial. Este tipo de espalhamento pode ocorrer em qualquer energia de nêutron, enquanto o espalhamento elástico-composto é uma reação de ressonância, só ocorrendo quan

do a energia de excitação coincide com um dos níveis excitados do núcleo composto.

As secções de choque totais dos núcleos, são compostas da secção de choque para espalhamento elástico-direto, que varia suavemente com a energia do nêutron, e das secções de choque para reações com formação de núcleo composto, que possuem variações abruptas nas energias de ressonância. Caso o espaçamento entre as ressonâncias seja pequeno, poderá haver a formação de um contínuo, com uma variação mais suave na secção de choque com a energia do nêutron.

Para núcleos leves, a secção de choque total é dominada pelo espalhamento potencial com variação suave com a energia, para nêutrons lentos e intermediários. Nesta região seu valor é cerca de quatro vezes a secção de choque geométrica. Acima de  $0,5 \text{ MeV}$  ocorrem as ressonâncias, isoladas e bem espaçadas em energia, podendo ocorrer o espalhamento elástico composto e reações de partícula carregada.

Para núcleos intermediários, o espalhamento potencial é dominante apenas para nêutrons lentos. Para nêutrons intermediários passam a dominar o espalhamento elástico-composto e a captura radiativa. As ressonâncias permanecem separadas até energias da ordem de  $0,5 \text{ MeV}$ . Para nêutrons rápidos, portanto, as ressonâncias estão na região do contínuo. As reações de partícula carregada e espalhamento inelástico ocorrem para energias acima de  $0,5 \text{ MeV}$ .

Para núcleos pesados as ressonâncias estão separadas apenas para energias abaixo de  $1 \text{ keV}$ . Acima desta energia ocorre a sobreposição parcial das ressonâncias, seguida de contínuo. A captura radiativa ocorre para energias inferiores a algumas centenas de  $\text{keV}$ . Para energias mais altas, predomina o espalhamento inelástico, reações  $(n,2n)$  e de emissão de partículas

carregadas.

O presente trabalho tem como objetivo o desenvolvimento e aplicação de um detector de nêutrons para a região de MeV. Por esta razão, nas considerações feitas a seguir será dada maior ênfase na produção e detecção de nêutrons rápidos.

O campo de nêutrons onde o detector é colocado pode ser monoenergético ou ter um espectro contínuo de energias. Feixes monoenergéticos de nêutrons rápidos podem ser obtidos por meio de reações nucleares em aceleradores. As reações principais utilizadas com este objetivo são:  $D(d,n)^3\text{He}$ ,  $T(d,n)^4\text{He}$ ,  $^7\text{Li}(p,n)^7\text{Be}$  e  $T(p,n)^3\text{He}$ . Com estas relações, os nêutrons são produzidos na faixa de 0,5 a 30 MeV<sup>(77)</sup>. As duas primeiras reações citadas, a saber:  $D(d,n)^3\text{He}$  e  $T(d,n)^4\text{He}$  foram aplicadas no presente trabalho, para produzir feixes de nêutrons monoenergéticos de 2,45 e 14,0 MeV, respectivamente. Estes feixes foram usados para a calibração do detector de Cintilação Fino Dual (DTS - "Dual Thin Scintillator"), desenvolvido no presente trabalho.

Feixes monoenergéticos de nêutrons podem também ser obtidos através da utilização de filtros, colocados em feixes de nêutrons com espectro de energia contínuo, em reatores nucleares ou aceleradores<sup>(96)(97)</sup>. Neste caso, as energias mais comuns estão entre 2 keV e 2,4 MeV.

Feixes com espectro contínuo de energias de nêutron podem ser obtidos em reatores ou aceleradores. Em experimentos para a determinação de dados nucleares, os feixes são em geral pulsados e as energias de nêutron são selecionadas pela técnica de tempo-de-vôo<sup>(46)</sup>. A utilização desta técnica em reatores é restrita a nêutrons lentos, porque as larguras de pulso está limitada à faixa de aproximadamente em microsegundo até dezenas de microsegundos<sup>(46)</sup>. A utilização de aceleradores lineares de

elétrons, ciclotrons ou aceleradores Van de Graaff, permite a obtenção de feixes pulsados, usualmente com duração mínima de 1 - 4 ns<sup>(42)</sup>. Esta resolução em tempo é adequada para nêutrons na faixa de até vários MeV.

Os aceleradores lineares de elétrons são utilizados com freqüência em pesquisas com nêutrons em razão da intensidade alta do feixe e duração curta do pulso do acelerador. Entretanto, este tipo de acelerador produz um pulso de raio-X de freiamento ("gamma-flash") muito intenso, quando os elétrons atingem o alvo do acelerador. Este "gamma-flash" pode depositar facilmente um GeV de energia em um detector<sup>(46)</sup> e a habilidade do detector e de sua eletrônica de se recuperarem deste efeito é que definirá o limite superior de energia de nêutron em que o experimento pode ser realizado. No presente trabalho, foi utilizado um acelerador linear de elétrons para a determinação experimental da secção de choque de fissão induzida por nêutrons no  $^{235}\text{U}$ , na faixa de energia de nêutrons entre 1 e 6 MeV (Capítulo 3).

A detecção do nêutron se faz por meio de reações nucleares. A interação dos produtos das reações nucleares induzidas pelos nêutrons no material do detector, pode dar informações sobre a fluência e a energia dos nêutrons incidentes. As reações nucleares mais comuns, usados na detecção de nêutrons são: espalhamento elástico,  $(n,\alpha)$ ,  $(n,p)$  e fissão induzida por nêutrons. O espalhamento inelástico,  $(n,n')$ , pode ser importante para energias da ordem de MeV.

Qualquer tipo de detector de nêutrons envolve uma combinação de um material alvo, onde a reação nuclear irá ocorrer, juntamente com um ou mais detectores de radiação convencionais, onde os produtos da reação serão detectados. Como a sec-

ção de choque para reações nucleares pode variar muito com a energia do nêutron, torna-se necessário selecionar diferentes combinações e geometrias, dependendo da faixa de energia de interesse.

Ao se analisar as aplicações possíveis para os diversos detectores, é necessário distinguir se o objetivo é medir o fluxo ou a energia do nêutron. Em diversos tipos de experimentos o objetivo principal é a medida do fluxo de nêutrons. Por exemplo, em medidas de secção de choque utilizando aceleradores. Neste caso, a informação sobre a energia dos nêutrons é obtida por outras técnicas, tais como: tempo-de-vôo ou conhecendo-se a cinemática da reação que dá origem ao nêutron. Em outros experimentos, o objetivo principal é a determinação da energia do nêutron incidente. Esta informação sobre a energia depende do valor do  $Q$  da reação. Apenas quando o nêutron possuir uma energia comparável ao valor de  $Q$ , a energia dos produtos da reação será alterada apreciavelmente, acompanhando assim as variações da energia do nêutron. Para o espalhamento elástico, o valor de  $Q$  é zero, neste caso é possível medir-se a energia do nêutron, para qualquer valor acima do seu mínimo detectável (2keV).

Nos diversos cálculos teóricos efetuados no presente trabalho, os dados nucleares de secção de choque e distribuição angular foram obtidos do arquivo ENDF/B (Evaluated Nuclear Data Files - versão B). Este arquivo é considerado atualmente um dos mais importantes, sendo a principal fonte de dados nucleares para cálculos de blindagem em reatores<sup>(76)</sup>. A própria Agência Internacional de Energia Atômica (AIEA) tem adotado diversos dados deste arquivo como padrões internacionais<sup>(28)</sup>. Na maior parte dos cálculos efetuados no presente trabalho utilizou-se os dados da versão ENDF/B-V.<sup>(75)</sup> A versão ENDF/B-VI<sup>(71)</sup>, dis-

ponível em 1987, foi aplicada em algumas correções mais críticas.

### 1.1.2. Reações utilizadas na detecção de nêutrons rápidos

Em princípio, as reações utilizadas para a detecção de nêutrons lentos, tais como:  $^{10}\text{B}(n,\alpha)$ ,  $^6\text{Li}(n,\alpha)$ ,  $^3\text{He}(n,p)$  e  $(n,f)$  no  $^{235}\text{U}$  e  $^{239}\text{Pu}$ , poderiam ser aplicadas também na detecção de nêutrons rápidos. Entretanto, a secção de choque para estas reações diminui sensivelmente com a energia do nêutron. Apenas algumas destas reações, por exemplo,  $^3\text{He}(n,p)$  ou  $^{235}\text{U}(n,f)$ , tem sido usadas na detecção de nêutrons rápidos. Como regra geral, torna-se necessário a utilização de esquemas de detecção modificados ou completamente diferentes, para detectar nêutrons rápidos de forma satisfatória.

O espalhamento elástico é um processo de grande importância na detecção de nêutrons rápidos. Neste processo, o nêutron transfere parte ou toda a sua energia ao núcleo alvo, dando origem a um núcleo de recuo. Quando a energia do nêutron atinge a região de keV ou superior, este núcleo de recuo pode adquirir uma energia capaz de gerar um sinal detectável. O núcleo alvo mais utilizado neste processo é o hidrogênio, uma vez que sua secção de choque é alta e conhecida com grande exatidão (< 1%). Além disso, este é o único núcleo onde o nêutron, é capaz de transferir toda a sua energia, ao passo que apenas uma pequena fração desta energia pode ser transferida a núcleos mais pesados. Por isso, os prótons de recuo gerados são relativamente fáceis de serem detectados, possibilitando o uso deste processo em uma grande variedade de detectores. Em certos tipos de detectores, o espalhamento elástico em núcleos leves é utilizado apenas para moderar os nêutrons rápidos em colisões suces-

sivas. Uma vez moderado, o nêutron é então detectado por meio de uma das reações citadas para nêutrons lentos, ex.  $^{10}\text{B}(n,\alpha)$  ou  $^{235}\text{U}(n,f)$ .

Outras reações importantes na detecção de nêutrons rápidos são o espalhamento inelástico, reações de emissão de partícula e fissão induzida por nêutrons.

A seguir é feita uma descrição das propriedades principais das reações mais comuns empregadas na detecção de nêutrons rápidos. Conforme descreve o item 2.1, o detector de nêutrons desenvolvido no presente trabalho baseia-se no espalhamento elástico no hidrogênio. De modo secundário, o espalhamento elástico, inelástico e reações de partícula carregada no carbono também afetam a resposta do detector. Estas reações são apresentadas na tabela 1.1. Por esta razão, nas considerações fei-

Tabela 1.1: Reações que contribuem na resposta do detector desenvolvido no presente trabalho<sup>(105)</sup>

Reação	Q (MeV)	Primeiro Limiar (a) (MeV)	Segundo Limiar (a') (MeV)
$^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$	-	-	-
$^{12}\text{C}(n,n)^{12}\text{C}$	-	-	-
$^{12}\text{C}(n,n')^{12}\text{C}$	-4,433	4,805	5,840
$^{12}\text{C}(c,\alpha)^9\text{Be}$	-5,704	6,183	6,428
$^{12}\text{C}(n,n')^{12*}\text{C}$	-7,656	8,299	8,359
$\rightarrow ^8\text{Be} + \alpha$	+0,289		
$\rightarrow 3\alpha$	+0,102		

(a) Primeiro Limiar é a energia (no sistema de Laboratório) em que a reação tem início. Segundo Limiar é a energia a partir da qual a dependência entre o ângulo de espalhamento e a energia é uma função biunívoca,

tas a seguir, procurou-se dar maior ênfase às interações de nêutrons rápidos no hidrogênio e no carbono. A fissão induzida por nêutrons também é abordada em maior detalhe, em razão do tipo de aplicação escolhida para o detector desenvolvido no presente trabalho, que é a medida da secção de choque de fissão no  $^{235}\text{U}$ , na região de MeV.

O tratamento geral da cinemática de reações nucleares é apresentado na referência<sup>(98)</sup>.

#### 1.1.2.1. Espalhamento elástico

Neste tipo de interação, parte ou toda a energia cinética nêutron é transferida ao núcleo-alvo, dando origem a um núcleo de recuo. A energia cinética não-relativística ( $E_R$ ) de um núcleo de recuo de massa  $A$ , é dada por:

$$E_R = \frac{2A}{(1+A)^2} \cos^2 \varphi E_n \quad (1.1)$$

onde:

$E_n$  é a energia do nêutron, incidente e

$\varphi$  é o ângulo de espalhamento do núcleo de recuo, no sistema de Laboratório.

Desse modo, a energia cinética do núcleo de recuo varia desde zero ( $\varphi = \frac{\pi}{2}$ ), até um valor máximo ( $\varphi = 0$ ), dado por:

$$E_{R_{\max}} = \frac{4A}{(1+A)^2} E_n \quad (1.2)$$

Para o hidrogênio,  $A = 1$ , tem-se  $E_{R_{\max}} = E_n$ , de modo que o nêutron é capaz de transferir toda a sua energia ao próton de recuo (colisão frontal). Para núcleos pesados,  $E_{R_{\max}}$  é

sempre menor que  $E_n$ . Por exemplo, na colisão elástica com o carbono,  $E_{R_{\max}} = 0,284 E_n$ . Como consequência, esse núcleo de recuo tem, em geral, pouca energia para ser detectado. Por outro lado, após o espalhamento no carbono, o nêutron pode ter ainda energia suficiente para ser detectado, através de novas colisões elásticas com outros átomos do detector (ex. hidrogênio).

A secção de choque diferencial e distribuição angulares usualmente são dadas como uma expansão em Polinômios de Legendre, na forma<sup>(44)</sup>:

$$\sigma(E_n, \theta') = \frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{\sigma_s(E_n)}{4\pi} \sum_{\ell=0}^L A_\ell P_\ell(\cos \theta') \quad (1.3)$$

onde:

$\theta'$  é o ângulo de espalhamento do nêutron no sistema de centro-de-massa.

$\sigma_s$  é a secção de choque de espalhamento, integrada em ângulo, para a energia  $E_n$ .

$A_\ell$  é um coeficiente que depende da energia do nêutron e normalmente define-se  $A_0 = 1$ .

A distribuição de energias do núcleo de recuo é uma função da secção de choque diferencial para espalhamento, no sistema de centro-de-massa, conforme a seguinte relação:<sup>(79)</sup>

$$P(E_R) = \frac{(1+A)^2}{A} \frac{\sigma(E_n, \theta')}{\sigma_s} \frac{\tau}{E_n} \quad (1.4)$$

#### 1) HIDROGÊNIO

A secção de choque total e distribuição angular para o espalhamento elástico no hidrogênio são considerados padrões

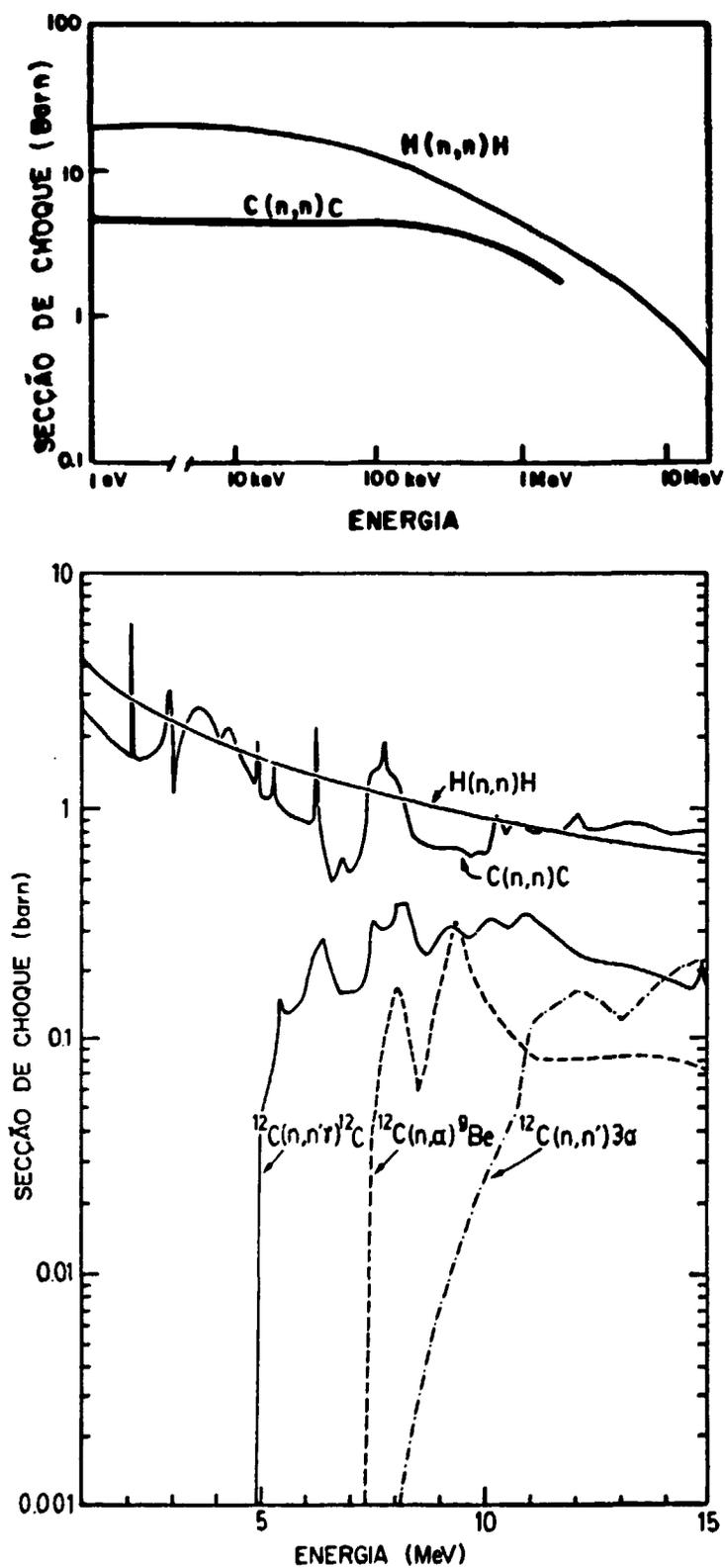
de referência, no intervalo de energia de nêutron de 1 keV a 20 MeV<sup>(127)</sup>.

O padrão hidrogênio é considerado como sendo tão bem conhecido, que as medidas relativas a ele são freqüentemente ditas "medidas absolutas"<sup>(23)</sup>. Mesmo outras secções de choque, também consideradas padrões, tais como:  $^3\text{He}(n,p)$ ,  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)$  e  $^{235}\text{U}(n,f)$  tem sido medidas em relação ao hidrogênio<sup>(30)(104)(141)</sup>.

A análise teórica de Hopkins e Breit<sup>(60)</sup>, feita com dados experimentais na região de nêutrons rápidos, foi a utilizada para obter os resultados contidos no arquivo ENDF/B - versão V, para o hidrogênio<sup>(127)</sup>. Estes dados experimentais incluem parâmetros obtidos em reações (p,p) e (n,p)<sup>(11)</sup>. A análise obteve como resultados os valores de:  $\sigma_s$ ,  $d\sigma/d\Omega$  e polarização, para o intervalo de energias de nêutron entre 100 keV e 30 MeV.

O comportamento da secção de choque para espalhamento elástico no hidrogênio é apresentado na figura 1.1. Para o átomo livre, esta secção de choque é considerada constante desde a região térmica até 100 eV e igual a 20,449 b<sup>(127)</sup>. Seu valor continua aproximadamente constante até 1 - 2 keV, decrescendo monotonicamente para energias superiores. As incertezas (em um desvio padrão) nos valores apresentados no arquivo ENDF/B-V variam de 0,5% a 1,0% no intervalo de 1 keV a 20 MeV.

A avaliação feita por Dodder e Hale, utilizando o formalismo de matriz-R com dados de reações (n,p) e (p,p), foi aceita como o padrão para o hidrogênio, para o novo arquivo ENDF/B-VI<sup>(23)</sup>. Esta versão apresenta incertezas menores, da ordem de 0,2 - 0,3%, em todo o intervalo de energia. A diferença entre os valores da secção de choque elástica do hidrogênio nas versões V e VI é  $\leq 0,5\%$ . Nos cálculos do presente trabalho onde esta diferença é importante, os resultados obtidos por meio da



**Figura 1.1:** Secção de choque para diferentes reações no carbono e hidrogênio. a) Região térmica até 1 MeV. b) região de 1 a 15 MeV.

versão V, foram corrigidos para os novos valores da versão VI.

Para energias de nêutron inferiores a 100 keV, o espalhamento é aproximadamente isotrópico no centro-de-massa <sup>(127)</sup>, de modo que a distribuição de energias dos prótons de raio (equação 1.4) é um simples retângulo, estendendo-se de zero até a energia do nêutron incidente (figura 1.2, curva contínua).

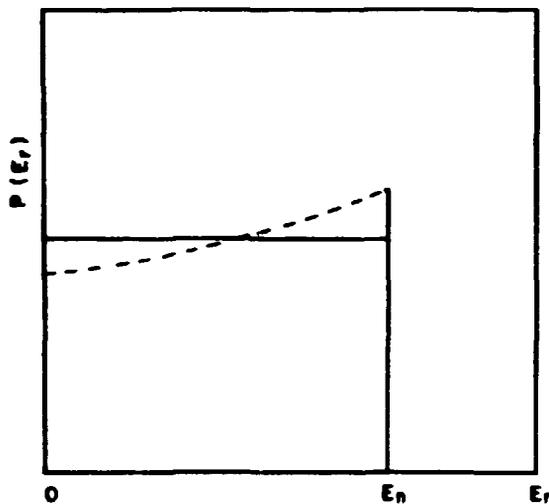


Figura 1.2: Distribuição de energias dos prótons de recuo.

— para  $E_n < 100$  keV  
 ---- para  $E_n > 100$  keV

Para energias de nêutron superiores a 100 keV, a seção de choque diferencial para espalhamento tende a ser maior para ângulos trazeiros. Esta anisotropia faz com que a distribuição dos prótons de recuo cresça para energias de próton mais altas (figura 1.2, curva tracejada). Por exemplo: em 10 MeV, a razão  $\sigma(180^\circ)/\sigma(0^\circ)$  está em torno de 1,062 <sup>(60)</sup>.

#### 11) CARBONO

A interação nêutron-carbono é de grande importância

neste estudo pelo fato de átomos de carbono estarem presentes, em alta concentração, em materiais orgânicos hidrogenados (razão C/H aproximadamente 1:1). Este é o caso do cintilador plástico NE110<sup>(102)</sup>, que foi empregado no detector de nêutrons, desenvolvido no presente trabalho (vide item 2.1).

A contribuição do espalhamento elástico (e inelástico) nêutron-carbono, na resposta de detectores orgânicos, deve-se principalmente ao espalhamento múltiplo. O nêutron, uma vez espalhado pelo núcleo de carbono, pode possuir energia suficiente para produzir prótons-de-recuo em colisões subsequentes, gerando um sinal detectável.

A secção de choque total elástica e distribuição angular para o carbono natural são consideradas padrões, desde a região térmica até 2 MeV<sup>(44)</sup>. Além disso, as energias das ressonâncias na secção de choque total elástica no  $^{12}\text{C}$  - em 2078,05 keV, 6293,00 keV e 12100 keV - também são consideradas padrões, na definição de escalas de energia em espectrômetros de nêutrons<sup>(65)</sup>.

O comportamento da secção de choque total elástica para o Carbono é apresentado na figura 1.1 a,b. A secção de choque varia suavemente desde a região térmica até a energia de 2078 keV, onde ocorre a primeira ressonância, correspondente à excitação do nível  $d_{5/2}$  do  $^{13}\text{C}$ . Acima desta energia, o comportamento da secção de choque torna-se muito irregular, devido à presença de diversas ressonâncias, o que torna inviável a utilização desta secção de choque como padrão.

A secção de choque diferencial elástica (sistema centro-de-massa) para energias inferiores a 1 MeV, tem comportamento aproximadamente isotrópico. Para energias superiores, a distribuição angular é acentuadamente anisotrópica, principalmente próximo as ressonâncias<sup>(129)</sup>. Quando a energia atinge vários

MeV, há um favorecimento para espalhamento de nêutrons em ângulos dianteiros.

Abaixo de 2 MeV, a incerteza (um desvio padrão) na secção de choque total elástica neutron-Carbono varia de 0,2% a 0,6% e a incerteza na secção de choque diferencial varia de 0,2% a 4,0% (44). As incertezas da secção de choque total elástica entre 2 e 15 MeV variam de 1 a 10%, dependendo do intervalo de energia considerado (44).

### 1.1.2.2 Espalhamento inelástico

Se a energia do nêutron é suficientemente alta, o núcleo de recuo pode ser deixado em um dos seus estados excitados. Ao se desexcitar, o núcleo emite algum tipo de radiação (em geral gama), enquanto o nêutron é espalhado com energia menor, em comparação com o espalhamento elástico.

O espalhamento inelástico é uma reação endotérmica, possuindo portanto uma energia limiar. Este processo é importante na detecção de nêutrons rápidos, pelo método de ativação (exemplo: reação  $(n, n')$  no  $^{103}\text{Rh}$  e  $^{115}\text{In}$ ), entretanto torna-se uma complicação indesejável na resposta de detectores baseados no espalhamento elástico, como é o caso do detector desenvolvido no presente trabalho (vide item 2.1).

Os casos de interesse aqui são os processos de espalhamento inelástico no Carbono:  $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)^{12}\text{C}$  e  $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$ . As características energéticas destas reações estão na tabela 1.1 e o comportamento das secções de choque na figura 1.1 b.

No espalhamento  $^{12}\text{C}(n, n'\gamma)^{12}\text{C}$ , o gama é emitido predominantemente com energia de 4,43 MeV, já que o nível seguinte, 7,66 MeV, desexcita-se quase que exclusivamente por emissão alfa (reação  $^{12}\text{C}(n, n')3\alpha$ ). Este gama pode ser detectado com pro

babilidade comparável à do nêutron espalhado. Para detectores orgânicos, o processo dominante de interação do gama é o espalhamento Compton. A contribuição deste gama na resposta do detector vai depender não só do nível de discriminação adotado para a amplitude dos pulsos, como também das dimensões do detector. Isto porque, o elétron Compton pode ser emitido com energias até 4,1 MeV, correspondendo a alcances de até 20 mm em cintiladores plásticos<sup>(102)</sup>.

A reação  $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$  ocorre em três etapas, conforme indicado na tabela 1:

- 1)  $^{12}\text{C}(n,n')^{12*}\text{C}$
- 2)  $^{12*}\text{C} \rightarrow ^8\text{Be} + \alpha \quad (T_{1/2} = 5 \times 10^{-17} \text{ s})$
- 3)  $^8\text{Be} + \alpha \rightarrow 3\alpha \quad (T_{1/2} = 2 \times 10^{-16} \text{ s})$

Para nêutrons de 15 MeV (energia máxima de interesse no presente trabalho), a energia do nêutron espalhado varia de 4,3 a 7,2 MeV, enquanto que a energia dos alfas não ultrapassam cerca de 2,0 MeV. Portanto, os nêutrons espalhados podem ainda contribuir na resposta de cintiladores orgânicos, porém os alfas, com baixa energia, são facilmente discrimináveis em razão do seu baixo rendimento de luz.

### 1.1.2.3 Reações (n, partícula carregada)

Neste grupo, as reações de maior importância na detecção e espectroscopia de nêutrons intermediários e rápidos são:  $^3\text{He}(n,p)^3\text{H}$  e  $^6\text{Li}(n,t)^4\text{He}$ . A reação  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$  adquire importância na detecção de nêutrons com energia acima do seu limiar (6,17 MeV), pois compete com o espalhamento elástico no hidrogênio,  $\text{H}(n,n)\text{H}$ . Assim, esta reação pode contribuir na efi-

ciência de detectores constituídos de material orgânico, principalmente cintiladores.

A secção de choque para a reacção  ${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$  na região térmica é de  $940 \text{ b}^{(52)}$ . Seu valor decresce suavemente com a energia do nêutron, exceto na região de ressonância em  $240 \text{ keV}$ . Esta secção de choque é considerada padrão desde a região térmica até  $100 \text{ keV}$ , onde ela é conhecida com incertezas que variam de  $0,4$  a  $2,0\%$ <sup>(54)</sup>. Acima desta energia, as incertezas são maiores, principalmente na região de ressonância, onde ainda há diferenças entre os resultados de diferentes autores<sup>(53)</sup>. Para energias acima de  $2,5 \text{ MeV}$ , a reacção  ${}^6\text{Li}(n,n'd){}^4\text{He}$  ( $Q = -1,47 \text{ MeV}$ ) torna-se o processo dominante. Como nesta reacção é produzido um nêutron, que normalmente escapa do detector, a energia depositada possui um espectro contínuo, mesmo para feixes monoenergéticos de nêutrons. Este é um aspecto indesejável a se considerar, na detecção de nêutrons na região de  $\text{MeV}$ .

A secção de choque para a reacção  ${}^3\text{He}(n,p){}^3\text{H}$  na região térmica é de  $5327 \text{ b}^{(126)}$ , decrescendo suavemente com a energia do nêutron. Na região de nêutrons rápidos, a secção de choque passa por um patamar em torno de  $0,9 \text{ b}$ , no intervalo entre  $0,4$  e  $2,0 \text{ MeV}$ , caindo rapidamente para energias superiores. A distribuição angular é anisotrópica na região de  $\text{MeV}^{(129)}$ . A secção de choque para esta reacção é considerada padrão pelo ENDF/B-V<sup>(126)</sup> para energias desde a região térmica até  $50 \text{ keV}$ . Entretanto, esta secção de choque não é adotada como padrão internacional pela AIEA, em razão da exatidão pobre com que ela é conhecida. A incerteza atinge  $10\%$  entre  $5 \text{ keV}$  e  $10 \text{ MeV}$ . Além disso, esta reacção apresenta dificuldades para se construir detectores práticos, para nêutrons intermediários e rápidos<sup>(46)</sup>.

Outras reacções competitivas devem ser consideradas na resposta dos detectores baseados nesta reacção, utilizando nêu-

trons rápidos<sup>(79)</sup>. O espalhamento elástico, passa a ser o processo dominante para energias superiores a 150 keV. A reação (n,d) é energeticamente possível a partir de 4,3 MeV, sendo significativa acima de 10 MeV.

A reação  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$  é importante no presente trabalho, pela sua contribuição na resposta de detectores de cintilação orgânicos. O comportamento da secção de choque para esta reação é apresentado na figura 1.1.b. Entretanto, como o rendimento de luz produzido pelas partículas alfa em cintiladores é muito menor que o de prótons com mesma energia (cerca de ~ 4 vezes para energias da ordem de 10 MeV no NE 213<sup>(132)</sup>, por exemplo), o efeito desta reação na eficiência do detector só ocorre vários MeV acima da energia limiar. No caso do detector desenvolvido no presente trabalho, as partículas alfa, produzidas nesta reação puderam ser discriminadas no espectro, desse modo não contribuíram diretamente no valor da eficiência de detecção (vide item 2.1.2).

Há ainda diversas reações de emissão de partículas carregadas que tem sido utilizadas na medida de fluência de nêutrons rápidos por meio de detectores de ativação. Estas não serão descritas em detalhes aqui, uma vez que estes detectores são passivos, não podendo ser utilizados em medidas de tempo-de-voo ou coincidências, como é o caso do detector desenvolvido no presente trabalho.

#### 1.1.2.4 Fissão

Uma característica da reação de fissão é o valor de Q extremamente alto (cerca de 200 MeV), comparado com aquelas reações discutidas anteriormente. Por este motivo, os pulsos produzidos pelos fragmentos de fissão são muito maiores que

aqueles produzidos por outras reações competitivas, ou pela incidência de radiação gama em feixes mistos. Isto permite uma discriminação relativamente fácil desses eventos indesejáveis, além de eliminar a detecção de partículas alfa, as quais estão sempre presentes na desintegração espontânea de núcleos fissíveis. (79)

Para nêutrons rápidos, a secção de choque de fissão varia suavemente com a energia do nêutron. Isto ocorre em razão da superposição de ressonâncias, causada pelo valor elevado da razão entre a largura média dos níveis do núcleo composto e o espaçamento médio entre os seus estados. (94) A este fato, são acrescentados efeitos experimentais, tais como: alargamento Doppler e resolução finita, que tendem a eliminar possíveis flutuações na secção de choque. Entretanto, a secção de choque de fissão pode apresentar alguma estrutura, em consequência de diversos fenômenos, tais como: competição entre os canais de fissão e espalhamento inelástico e efeitos associados à barreira dupla de fissão. (94)

Para certos núcleos, como  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ,  $^{237}\text{Np}$ , a secção de choque apresenta limiares em torno de 0,5 a 1,5 MeV (149), por causa do comportamento na penetrabilidade da barreira de fissão. A secção de choque cresce até atingir um patamar. Para energias mais altas (em torno de 6 - 7 MeV), ocorre outra elevação súbita na secção de choque, provocada pela abertura do canal para a reação  $(n, n'f)$ . Em cerca de 14 MeV inicia a competição com outro canal,  $(n, 2nf)$ , que possui um limiar menos pronunciado.

Para outros núcleos, como  $^{235}\text{U}$  e  $^{239}\text{Pu}$ , o limiar de fissão ocorre abaixo da energia de separação do nêutron do núcleo composto, fazendo com que o processo de fissão seja possível com nêutrons de qualquer energia. A secção de choque de

fissão induzida por nêutrons para o  $^{235}\text{U}$  é considerada um padrão de referência para a faixa de energia de nêutrons entre 0,1 e 20 MeV<sup>(107)</sup>, onde ela é conhecida com incertezas entre 1 e 3%<sup>(18)</sup>. Seu valor na região térmica é de 583,5 b, caindo para valores entre 1 - 2 b na região de MeV. O comportamento mais detalhado desta secção de choque é descrito no item 3.2.

A distribuição angular dos fragmentos de fissão é anisotrópica, sendo maior para ângulos dianteiros e trazeiros, com relação ao feixe de nêutrons. Esta anisotropia aumenta sempre que é atingida uma energia limiar para a evaporação de nêutrons, antes de ocorrer o processo de fissão (ou seja, limiares para  $(n, n'f)$ ,  $(n, 2nf)$  etc). Esta anisotropia é aproximadamente a mesma para núcleos de A-ímpar e núcleos par-par.<sup>(135)</sup>

## 1.2 MÉTODOS EXISTENTES PARA A MEDIDA DA TAXA DE FLUÊNCIA DE NÊUTRONS RÁPIDOS

Diversos métodos de medição da taxa de fluência de nêutrons intermediários e rápidos tem sido desenvolvidos ao longo das últimas décadas, com o objetivo de abranger o intervalo de energia de nêutrons desde alguns keV até dezenas de MeV. Um esforço muito grande tem sido dispendido, no sentido de criar novos métodos, ou sistemas de detecção, além de aperfeiçoar ou caracterizar melhor os métodos existentes, a fim de reduzir ao mínimo as incertezas na medição da taxa de fluência de nêutrons.

Esta redução na incerteza da medição da taxa de fluência é particularmente importante quando se faz a medição de uma secção de choque induzida por nêutrons. No caso ideal de uma amostra fina e detectando-se todas as reações, a taxa de contagens observada  $R(E)$ , para nêutrons de energia  $E$ , é dada por:

$$R(E) = \phi(E) n \sigma_r(E) \quad (1.5)$$

onde:  $\phi(E)$  é a taxa de fluência de nêutrons,  $n$  é o número de núcleos por unidade de área normal ao feixe e  $\sigma_r(E)$  é a secção de choque para a reação. Neste caso, a determinação da taxa de fluência é de importância fundamental e frequentemente é a principal fonte de erro na determinação da secção de choque. (46)

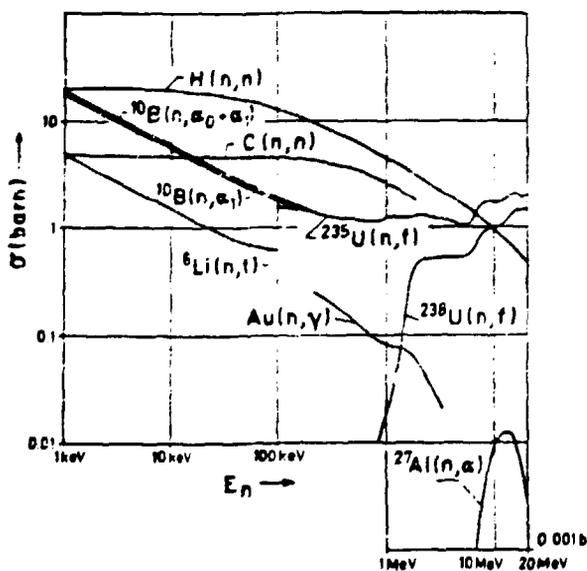
A secção de choque da reação em estudo pode também ser determinada de modo relativo, substituindo a amostra por outra contendo um nuclídeo cuja secção de choque seja considerada um padrão de referência. Estas secções de choque padrão são (28):  $H(n,n)$ ,  ${}^6Li(n,t)$ ,  ${}^{10}B(n,\alpha)$ ,  $C(n,n)$ ,  ${}^{197}Au(n,\gamma)$ ,  ${}^{235}U(n,f)$ ,  ${}^{238}U(n,f)$  e  ${}^{27}Al(n,\alpha)$ .

O comportamento destas secções de choque e da faixa de energia de nêutron onde elas são aplicáveis estão apresentados na figura 1.3 e tabela 1.2 (35). Neste caso, a incerteza na fluência de nêutrons aparece de modo indireto, pois está incluída na incerteza da secção de choque padrão de referência, que depende da medida da fluência de nêutrons para a sua determinação.

A figura 1.4 ilustra a relação entre os padrões para a medida de fluência de nêutrons e as secções de choque padrões de referência. (95) A secção de choque total e diferencial para o espalhamento elástico no hidrogênio,  $H(n,n)H$ , é a utilizada para definir os padrões de fluências primários, porque ela é a secção de choque conhecida com maior exatidão. Há outros dois métodos de medida de fluência que também podem ser considerados primários pela sua grande exatidão: o método da partícula associada e o detector "negro". Estes não dependem diretamente da secção de choque de espalhamento no hidrogênio, como será explicado posteriormente.

Tabela 1.2 Secção de choque Padrões de Referência <sup>(35)</sup>

Reação	Faixa de Energia
$H(n,n)H$	1 keV a 20 MeV
${}^6\text{Li}(n,t){}^4\text{He}$	Térmica a 0,1 MeV
${}^{10}\text{B}(n,\alpha_1){}^7\text{Li}^*$	Térmica a 0,2 MeV
$C(n,n)C$	1 keV a 2,0 MeV
${}^{197}\text{Au}(n,\gamma){}^{198}\text{Au}$	0,2 MeV a 3,5 MeV
${}^{235}\text{U}(n,f)$	0,1 MeV a 20 MeV
${}^{238}\text{U}(n,f)$	Limiar a 20 MeV
${}^{27}\text{Al}(n,\alpha)$	Limiar a 20 MeV

Figura 1.3 Secções de choque Padrões de Referência <sup>(35)</sup>.

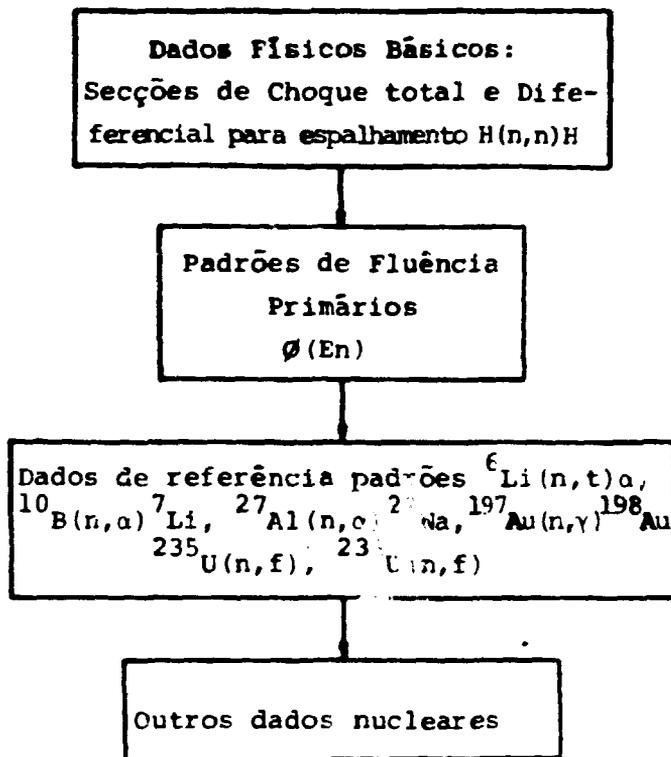


Figura 1.4 Diagrama do relacionamento entre os padrões de fluência de nêutrons e os dados nucleares padrões. (95)

Pode-se afirmar que apenas os métodos de medida de taxa de fluência de nêutrons com maior exatidão é que devem ser utilizados na medida das secções de choque padrões de referência. Para a maioria dessas secções de choque, a incerteza atingida atualmente ainda não é satisfatória no intervalo de energia onde são utilizadas (28). Para algumas, como <sup>6</sup>Li(n,α) e

$C(n,n)$ , é desejável ampliar o intervalo de energia de nêutron, no qual a secção de choque possa ser considerada padrão<sup>(53)</sup> (122). Conclui-se que é necessário desenvolver novos métodos de medida de taxa de fluência de nêutrons, ou aperfeiçoar os métodos existentes, para que estes objetivos possam ser atingidos<sup>(46)</sup>.

A tabela 1.3 mostra os métodos de padronização da taxa de fluência de nêutrons intermediários e rápidos, adotados pelos principais laboratórios do mundo. Nesta tabela, a primeira coluna indica o intervalo de energia de nêutron em que o método é aplicável. Este intervalo é definido pelas limitações de operação do detector, ou pelo intervalo de energia onde a secção de choque utilizada no detector seja considerada um padrão de referência. A segunda coluna indica se o método é aplicável em feixe de nêutrons monoenergético e/ou contínuo. A última coluna indica os laboratórios que utilizam os métodos apresentados. Embora um mesmo laboratório possa dispor de diferentes métodos para efetuar a medida da taxa de fluência de nêutrons, em geral, apenas um deles é o escolhido em um experimento. Às vezes, um dos métodos restantes pode ser utilizado como corpo de prova. Por exemplo, o detector "negro" pode ser testado diante do método da partícula associada<sup>(40)</sup>, ou então, a secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$  pode ser medida em relação à secção de choque para a reação  $^1_0\text{H}(n,n)^1_0\text{H}$ <sup>(141)</sup>. Neste último caso, o objetivo é melhorar a exatidão no valor da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ .

Como regra geral, escolhe-se como referência o método que deve apresentar a maior exatidão, para aquele experimento em particular.

Pela tabela 1.3, observa-se que os métodos mais frequentemente empregados na medida absoluta da taxa de fluência de nêutros rápidos são:

Tabela 1.3 Principais Métodos de Medida de Taxa de Fluência de Nêutrons Intermediários e rápidos

MÉTODO ADOPTADO	ENERGIA DE NÊUTRON	ESPECTRO DE NÊUTRONS	LABORATÓRIO
Partícula Associada	0,2 - 25 MeV	Mono	NBS (90) (40) (39) (145), BIPM (64), IMM (124) (125), CBMM (85) (86), CEN (63), ETL (111), AEP (56) (69) AERE (43), TUB (4), CERN (15)
Telescópio a prótons-de-recuo	1 - 20 MeV	Mono/Contínuo	CBMM (85) (86), PTB (10), NPL (115), LLL (120), ETL (95) (80), ORNL (68) (99), NBS (21), KEK (118), LASL (5), CERN (15)
Detector "Negro"	80keV-10MeV	Mono/Contínuo	ORNL (113), NBS (81) (40), ANL (6), TOHOKU (117)
Contador Proporcional a prótons-de-recuo	5keV - 3 MeV	Mono/Contínuo	NBS (140) (145), NRC (48), CBMM (86) ETL (95) (80), PTB (29)
Cintiladores orgânicos	2 - 20 MeV	Mono/Contínuo	NRC (136), IMM (124) (125), AERE (43), PTB (26)
"Long counter"	25keV - 14MeV	Mono*	PNL (103), CBMM (89), NPL (62) (61), AERE (26)
Câmara de Fissão a $^{235}\text{U}$	0,1 - 20 MeV	Mono/Contínuo	NBS (22), LLL (7), CBMM (138) (78)
Cintilador de vidro - Reação $^6\text{Li}(n,\alpha)$	T - 100 keV	Mono/Contínuo	AERE (47), ORNL (112), NBS (82)
Câmara de ionização - $2\pi$ - Reação $^6\text{Li}(n,\alpha)$	T - 100 keV	Mono/Contínuo	CBMM (138)
- Reação $^{10}\text{B}(n,\alpha)$	T - 200 keV		
- Reação $^{235}\text{U}(n,f)$	0,1 - 20 MeV		
Esfera Boro-vaselina	10eV - 0,7 MeV	Mono/Contínuo	AERE (25) (27)

\* ou com espectro de nêutrons conhecido

**BIPM** Bureau International des Poids et Mesures, Sèvres, France  
**CBNM** Central Bureau for Nuclear Measurements. Euratom, Geel,  
 Belgium  
**CEN** Centre d'Études Nucléaires, Cadarache, France  
**ETL** Electrotechnical Laboratory, Tokyo, Japan  
**NBS** National Bureau of Standards, Gaithersburg, U.S.A.  
**NPL** National Physical Laboratory, Teddington, England  
**NRC** National Research Council of Canada, Ottawa, Canada  
**PTB** Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Braunschweig,  
 Federal Republic of Germany  
**ORNL** Oak Ridge National Laboratory, Oak Ridge, U.S.A.  
**AERE** Atomic Energy Research Establishment, Harwell, U.K.  
**LLL** Lawrence Livermore Laboratory, Livermore, USA  
**ANL** Argonne National Laboratory, Argonne, USA  
**TOHOKU** Tohoku University, Sendai, Japan  
**AEF** Institute of Atomic Energy, Beijing, China  
**KFK** Institut für Angewandte Kernphysik Kernforschungszentrum,  
 Karlsruhe, F.R.G.  
**LASL** Los Alamos Scientific Laboratory, Los Alamos, USA  
**CEBC** Centre d'Études de Bruyères-le-Châtel, Montrouge Cedex,  
 France  
**TUD** Technical University of Dresden, Dresden, German  
 Democratic Republic  
**IMM** Institut de Métrologie D.I. Mendeleev, Leningrad, URSS  
**PNL** Pacific Northwest Laboratory, Richland, USA

- a) Partícula Associada
- b) Telescópio de Prótons-de-Recuo
- c) Detector "Negro"
- d) Contador Proporcional a Prótons-de-Recuo.

Os detectores b) e d) baseiam-se na secção de choque para espalhamento no hidrogênio,  $^1\text{H}(n,n)^1\text{H}$ , que é o padrão de referência conhecido com maior exatidão<sup>(23)</sup>. Os outros dois métodos baseiam-se em princípios diferentes, conforme será descrito a seguir.

### 1.2.1 Método da Partícula Associada

A técnica de monitoração da taxa de fluência de nêutrons, através da detecção da partícula associada (APT), tem sido usada largamente a mais de três décadas, provando ser um método poderoso na calibração de detectores de nêutrons e na determinação de secções de choque em reações induzidas por nêutrons. Revisões desta técnica são apresentadas nas referências (90) e (134).

Os nêutrons empregados nesta técnica são normalmente produzidos através de reações entre isótopos do Hidrogênio:  $^3\text{H}(p,n)^3\text{He}$ ,  $^2\text{H}(d,n)^3\text{He}$  e  $^3\text{H}(d,n)^4\text{He}$ , que geram feixes monoenergéticos de nêutrons no intervalo entre 0,2 e 25 MeV.

A APT pode ser empregada de duas formas: 1) não correlacionada no tempo e 2) correlacionada no tempo. No primeiro caso, os produtos da reação ( $\text{He}^{++}$  e nêutron) são colimados e contados em detectores, de modo independente. A detecção das partículas  $^3\text{He}$  (ou  $^4\text{He}$ ) é feita, em geral, em detectores de estado sólido, cuja eficiência intrínseca está em torno de 100%. Desse modo, conhecendo-se os ângulos sólidos correspondentes aos cones de  $^3\text{He}$  (ou  $^4\text{He}$ ) e de nêutrons, pode-se determinar a taxa

de fluência dos nêutrons incidentes sobre o detector em questão. Neste caso, o detector de nêutrons pode ser ativo (cintiladores, câmaras-de-fissão etc) ou passivos (folhas de ativação, emulsões etc).

As vantagens desse primeiro método são: eletrônica simples e possibilidade de utilização de ângulos sólidos grandes. Além disso, o sistema de detecção de nêutrons não necessita de eletrônica rápida e pode ser empregado em altas taxas de contagem. As dificuldades do método são: necessidade de determinar com exatidão os ângulos sólidos envolvidos, além dos ângulos dos detectores em relação ao feixe de íons do acelerador. Correções dependentes da secção de choque diferencial para a reação devem ser feitas, caso haja muita diferença entre os ângulos sólidos do He e nêutron. Outro problema é a correção para o "background" de nêutrons não associados à reação em consideração.

No segundo método, é feita a correlação temporal entre a partícula carregada e o nêutron, através das técnicas de coincidência ou de tempo-de-vôo. Este método está restrito a detectores de nêutrons ativos, cuja resposta seja rápida em comparação com a taxa de contagem de interesse. Para cada partícula de  $^3\text{He}$  (ou  $^4\text{He}$ ) produzida na reação, haverá a emissão simultânea de um nêutron associado, com energia e direção definidas (vide figura 1.5) O detector de nêutrons deve ser posicionado em um ângulo pré-estabelecido em relação ao detector da partícula carregada, de modo a satisfazer as condições de cinemática da reação. Além disso, o detector de nêutrons deve cobrir um ângulo sólido maior ou no mínimo igual ao cone do feixe de nêutrons associados, a fim de não perder coincidências reais. Neste caso, a razão entre o número de coincidentes e o número de partículas  $^3\text{He}$  (ou  $^4\text{He}$ ) detectadas é proporcional à secção de choque

ou à eficiência do detector de nêutrons, na região onde ele está sendo banhado pelo cone do feixe de nêutrons associados.

Na determinação de secções de choque induzidas por nêutrons ( $\sigma$ ), através da técnica de partícula associada correlacionada no tempo, emprega-se a relação seguinte (143):

$$\sigma = \frac{Y_{\text{coin}}}{n \cdot Y_{\text{He}}} \cdot f \quad (1.6)$$

onde:

$Y_{\text{coin}}$ : é o número de coincidências entre os dois detectores.

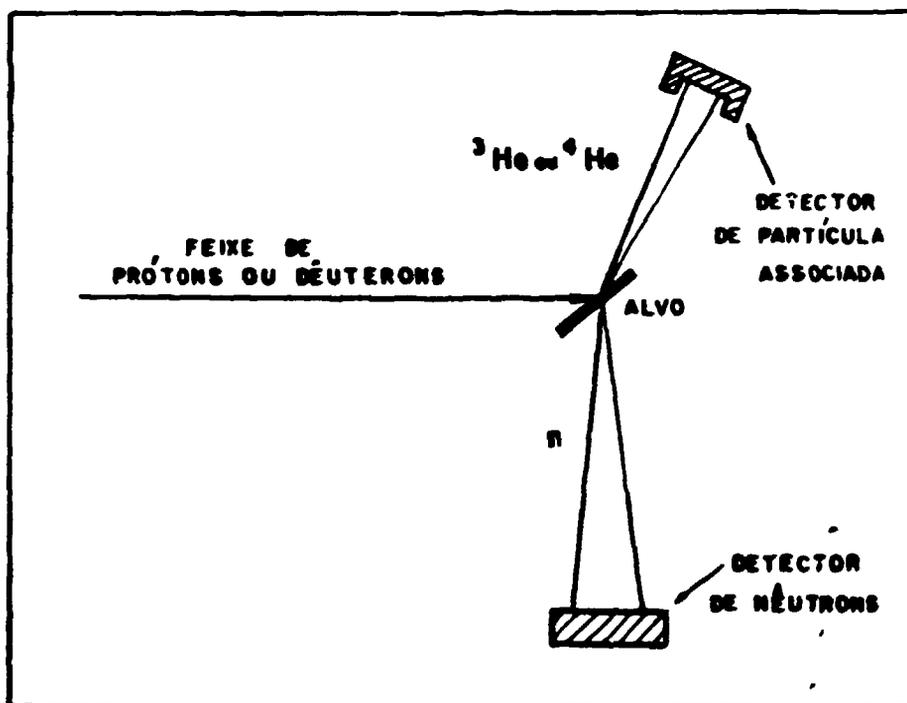


Figura 1.5: Método da Partícula Associada

$Y_{He}$  : é o número de contagens de partícula associada ( ${}^3He$  ou  ${}^4He$ ).

$n$  : densidade superficial do depósito do material alvo da reação em questão contido no detector de nêutrons.

O fator  $f$  engloba algumas correções que devem ser aplicadas, tais como: não uniformidade do depósito, perda de nêutrons associados, para fora da região do detector de nêutrons; contagem de fundo do detector de partícula associada; tempo morto etc.

No caso da determinação da eficiência do detector a relação é semelhante (39):

$$\epsilon = \frac{Y_{\text{coin}}}{Y_{He}} \cdot f \quad (1.7)$$

As grandes vantagens deste método são: a eliminação do cálculo de ângulos sólidos e a supressão de nêutrons de "background", pelo uso da técnica de coincidências ou tempo-de-vôo. Uma vez estabelecidas as condições experimentais, os cálculos e correções envolvidas são reduzidos ao mínimo, como é indicado pelas relações (1.6) e (1.7). A desvantagem do método está em restringir o ângulo sólido da partícula associada, de modo a confinar o feixe de nêutrons associados ao interior do detector de nêutrons. Isto acarreta uma redução na taxa de detecção de nêutrons. Para garantir esta condição de confinamento do feixe de nêutrons, o perfil espacial do cone de nêutrons associados deve ser determinado experimentalmente.

Na APT, são utilizados alvos de trítio ou deutério absorvidos em titânio, alvos de polietileno deuterado ou alvos gasosos. Os pulsos das partículas de  ${}^3He$  (ou  ${}^4He$ ) associadas devem ser separados, no detector de partículas carregadas, dos pulsos produzidos pelos íons do feixe espalhados elasticamente

pelo alvo e de outras partículas carregadas geradas no material alvo pelo feixe incidente, que não estejam associadas aos nêutrons de interesse.

A reação  ${}^2\text{H}(d,n){}^3\text{He}$  ( $Q = + 3,269$  MeV) tem sido utilizada para gerar nêutrons com energia acima de 2 MeV. As partículas  ${}^3\text{He}$  devem ser distinguidas no espectro dos prótons e trítions emitidos na reação competitiva  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$ . ( $Q = +4,033$ ), além dos dêuterons espalhados elasticamente. (40)

A reação  ${}^3\text{H}(d,n){}^4\text{He}$  ( $Q = + 17,6$  MeV) tem sido muito utilizada para gerar nêutrons em energia de 14 MeV ou superior. Os aspectos que tornam esta reação atraente são: (90) máximo na secção de choque em torno de  $400 \text{ mbSr}^{-1}$  para dêuterons em torno de 110 keV e energia de  ${}^4\text{He}$  em torno de 4 MeV, muito superior à energia dos deuterons espalhados elásticamente.

As menores incertezas conseguidas pelo método da partícula associada não-correlacionada no tempo são da ordem de 1,0 a 3,0% (84) (63), obtidas em comparações internacionais de taxa de fluências de nêutrons. As maiores fontes de erro estão na determinação de ângulos sólidos e de fatores de transformação de sistema de coordenadas. Quando se utiliza os prótons da reação  ${}^2\text{H}(d,p){}^3\text{H}$  como monitor (64), tem-se a contribuição adicional da incerteza na razão  ${}^3\text{He}/p$ .

Para o método da partícula associada correlacionada no tempo, as incertezas são, em geral,  $\leq 1\%$  (3) (4) (40) (90) (143). As contribuições maiores são: contagem de fundo da partícula associada (0,1 - 0,7%) e espalhamento ou absorção de nêutrons nos materiais entre o alvo e o detector de nêutrons (0,3 - 0,6%). Naturalmente, em uma medida real de secção de choque ou da eficiência de um detector, outros fatores dependentes da geometria do detector utilizado contribuirão na incerteza global. Entre estes fatores pode-se destacar: a estatística nas contagens de

coincidências e a perda de nêutrons correlacionados para fora do ângulo sólido subtendido pelo detector de nêutrons.

Em razão da pequena incerteza associada à técnica da partícula associada correlacionada no tempo, este método foi adotado para verificar o desempenho do detector de nêutrons desenvolvido no presente trabalho. Esta verificação foi feita em duas energias: 2,45 e 14,0 MeV, por meio das reações  $D(d,n)^3\text{He}$  e  $T(d,n)^4\text{He}$ , respectivamente. Os detalhes desta verificação estão na secção 2.2.

### 1.2.2. Telescópio de Prótons-de-Recuo

Revisões desta técnica são apresentadas nas referências (70) e (46).

O telescópio de prótons-de-recuo do tipo "Los Alamos", tem sido utilizado como instrumento padrão nas medidas de taxa de fluência de nêutrons desde 1957 (49) (80) (85) (115), quando foi primeiramente concebido por Bame e outros (5).

Seu princípio de funcionamento se baseia na detecção de prótons-de-recuo produzidos pelos nêutrons incidentes em um material hidrogenado fino, denominado radiador. Este radiador é constituído normalmente por polietileno ou tristearato, sob a forma de filmes ou depósitos em metal.

Os prótons-de-recuo, ao saírem do radiador, atravessam uma região contendo dois contadores proporcionais, sendo em seguida absorvidos por um cintilador de CsI. A função dos contadores proporcionais é a de reduzir a contagem de fundo, através de operação em coincidência tripla com o cintilador. Mais recentemente, o cintilador de CsI tem sido substituído por detectores de estado sólido (40) (50) (57), pela sua melhor resolução. Em alguns casos, os contadores proporcionais são complementados (15),

ou substituídos<sup>(15)</sup> por detectores de estado sólido tipo  $\Delta E$ .

Apenas os prótons-de-recuo produzidos dentro do ângulo sólido subtendido entre radiador-cintilador é que poderão ser detectados, como consequência, o espectro de altura de pulsos produzido pelos prótons-de-recuo no cintilador será constituído por um pico bem definido. A existência deste pico facilita a discriminação entre os eventos de espalhamento n-p das contagens de fundo, produzidas por outras reações induzidas pelo nêutron incidente. Esta facilidade de discriminação é a principal vantagem do telescópio de próton-de-recuo.

A espessura do radiador deve ser pequena, comparada com o alcance do próton, a fim de minimizar o "stragglng" na energia dos prótons, com perda acentuada de resolução no detector. A eficiência de detecção pode ser aumentada, aproximando-se o cintilador do radiador. Entretanto, a energia do próton-de-recuo varia com  $E_p = E_n \cos^2 \vartheta$  (equação 1.1), onde  $\vartheta$  é o ângulo de deflexão do próton-de-recuo. Portanto, aproximando-se o cintilador do radiador, aumenta-se a deflexão máxima do próton ( $\vartheta_{\max}$ ), reduzindo-se sua energia mínima  $E_p(\vartheta_{\max})$ . Como consequência, o aumento do ângulo sólido cintilador-radiador tende a deteriorar a resolução do detector.

Estas considerações de espessura e ângulo-sólido limitam consideravelmente a eficiência do telescópio de próton-de-recuo.

A operação de telescópios de prótons-de-recuo do tipo "Los Alamos" ou semelhantes, cria sérios problemas na detecção do "gamma Flash" em aceleradores lineares de elétrons<sup>(120)</sup>. Por este motivo, alguns laboratórios desenvolveram telescópios de próton-de-recuo com geometrias alternativas; colocando o detector de prótons fora do feixe de nêutrons<sup>(68) (99)</sup>; colocando um anteparo entre o feixe de nêutrons e o radiador<sup>(21) (120)</sup> ou

utilizando geometria de transmissão com cintiladores gasosos<sup>(118)</sup>.

Analisando-se os trabalhos encontrados na literatura sobre os diversos telescópios de prótons-de-recuo, verifica-se que a eficiência dos telescópios, para nêutrons entre 1 e 20 MeV, está na faixa de  $10^{-5}$  a  $10^{-3}$  contagem/nêutron/cm<sup>2</sup>, para telescópios do tipo "Los Alamos"<sup>(80) (115) (5) (10) (49)</sup>, e entre  $10^{-8}$  a  $10^{-3}$  contagem/nêutron/cm<sup>2</sup>, para telescópios com geometrias alternativas<sup>(120) (53) (60) (99) (118)</sup>. Estes valores de eficiência resultam muito menores que os obtidos para o detector do presente trabalho, os quais estão entre 0,8 e 0,1 contagem/nêutron/cm<sup>2</sup>, para nêutrons entre 1 e 15 MeV (vide item 2.3.5).

Os prótons-de-recuo em um telescópio são detectados em um ângulo sólido limitado. Desse modo, a eficiência do detector possui uma dependência direta da secção de choque diferencial de espalhamento no hidrogênio. Como essa secção de choque diferencial é conhecida com exatidão menor que a secção de choque integral, os telescópios de próton-de-recuo não são capazes, em princípio, de atingir a exatidão dos detectores com geometria de detecção  $2\pi$ .

A incerteza na eficiência absoluta do telescópio de próton-de-recuo está na faixa de 1 - 2%<sup>(46)</sup>. As maiores fontes de erro são: as incertezas na secção de choque diferencial no hidrogênio e no número de átomos de hidrogênio do radiador<sup>(10)</sup>.

### 1.2.3 Detector "Negro"

A expressão Detector de Nêutrons "Negro" (Black Neutron Detector) foi introduzida por Poenitz<sup>(105)</sup> para designar o detector construído no Argonne National Laboratory (ANL) para a medida absoluta da taxa de fluência de nêutrons com energia entre 1 e 10 MeV. O detector consiste de um cintilador orgânico,

cilíndrico de grandes dimensões (40 cm de comprimento, 26 cm de diâmetro), com uma reentrância na face exposta ao feixe de nêutrons (15 cm de profundidade, 2,5 cm de diâmetro). Em razão dessas dimensões, o nêutron incidente no detector "negro" sofre interações múltiplas com os átomos de hidrogênio e carbono, antes de escapar do cintilador. Como consequência, o espectro de alturas de pulso do detector possui a forma de um pico (figura 1.6), onde se localiza a maioria dos pulsos produzidos por nêutrons.

A vantagem deste tipo de detector são: 1) A correção para extrapolação abaixo do nível de discriminação (colocado na região do vale do espectro) é pequena. 2) A eficiência de detecção é próxima de 100% (daí o termo detector "negro") e portanto possui pouca dependência com relação à secções de choque e distribuições angulares das reações no hidrogênio e carbono.

Estas duas características positivas fazem com que a eficiência absoluta de detector "negro" possa ser calculada com grande exatidão. O cálculo da eficiência do detector construído no ANL foi feito pelo Método de Monte Carlo <sup>(105)</sup>, com uma incerteza  $\leq 1\%$ . A eficiência varia de 99,5% a - 90% para o inter

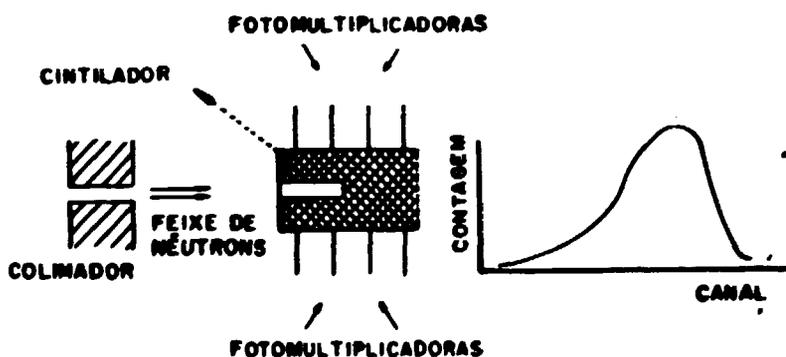


Figura 1.6 Detector "Negro". a) Geometria de Detecção  
b) Espectro de alturas de pulso.

valo de energia de nêutron entre 1 e 10 MeV. Sua resolução em tempo é de 4 ns (FWHM) com uma cauda que se estende até 10 ns.

As desvantagens do detector desenvolvido no ANL são conseqüências das suas grandes dimensões<sup>(46)</sup>. Uma está associada à sua grande sensibilidade à radiação gama, o que obriga o uso do detector envolvido por uma blindagem de chumbo. Esta blindagem deve ser considerada no cálculo da eficiência, além de ser uma fonte de radiação de fundo dependente do tempo, originada pela emissão de gamas de captura de nêutrons lentos no chumbo. Outra desvantagem é o seu comprimento, que introduz uma incerteza grande na posição de interação do nêutron, dificultando o uso do detector em experiência de tempo-de-vôo.

Outras versões do detector de nêutrons "negro" foram desenvolvidas, com o objetivo de abranger outros intervalos de energia e serem utilizados em experiências de tempo-de-vôo. O detector "negro" do NBS<sup>(81)</sup> (12,5 cm de diâmetro, 19 cm de comprimento, com canal de 5 cm de diâmetro e 2,5 cm de profundidade) foi desenvolvido inicialmente para abranger o intervalo de 0,25 a 1 MeV. Recentemente seu uso foi estendido até 3 MeV. Este detector foi estudado exhaustivamente tendo sido utilizado em experiências de medida de secção de choque nos aceleradores Linear e Van de Graaff do NBS<sup>(22) (144)</sup>. O cálculo da eficiência deste detector foi feito através de uma versão do programa de Monte Carlo escrito por Poenitz<sup>(105)</sup>, onde foi incluída a distribuição de Poisson, aplicada ao número de fotoelétrons gerados na válvula fotomultiplicadora<sup>(92)</sup>.

O desempenho do detector desenvolvido no presente trabalho também foi verificado comparando-o ao detector "negro" do NBS. Esta comparação foi feita através da medida da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , na região entre 1 e 3 MeV. Nesta região ocorre a superposição dos intervalos de energia onde

os dois detectores foram calibrados. Detalhes são apresentados no capítulo 3.

#### 1.2.4 Contador proporcional a próton-de-recuo

Revisões deste método são apresentadas nas referências (41) (46) (95).

O princípio de funcionamento destes contadores proporcionais baseia-se na detecção dos prótons-de-recuo produzidos em colisões elásticas do nêutron com o gás hidrogenado do detector (geralmente  $H_2$  ou  $CH_4$ ).

Como descrito no item 1.1.2.1, a distribuição em energia destes prótons-de-recuo pode ser representada aproximadamente por um retângulo que, em princípio, resultaria em uma distribuição retangular para as alturas de pulso. Entretanto, alguns efeitos distorcem esta distribuição ideal, tais como: dependência do fator de multiplicação dos íons com a posição de ionização no detector; variação de  $\bar{W}$  (energia média para a formação de um par-de-íons) com a energia do próton e perda de energia dos prótons nas paredes do detector (41).

Em feixes monoenergéticos, usualmente a fluência de nêutrons é determinada pelo número de contagens na distribuição de prótons-de-recuo para alturas de pulso superiores a 50% da amplitude máxima de espectro (95). Isto é feito para evitar os pulsos espúrios devido ao ruído ou a contagens gama de fundo. Estes efeitos indesejáveis, aliados à variação de  $\bar{W}$  com a energia do próton, dificultam a determinação da taxa de fluência em feixes monoenergéticos de nêutrons com energias inferiores a 100 keV (95). O limite superior, em torno de 3 MeV, é estabelecido para manter a condição de que o alcance máximo dos prótons seja muito menor que o diâmetro do contador proporcional, de modo

do a minimizar os efeitos de parede<sup>(41)</sup>. O cálculo teórico da distribuição de alturas de pulso é feito usualmente pelo Método de Monte Carlo<sup>(95)</sup>.

Em feixes contínuos, a radiação gama de fundo pode ser eliminada por discriminação no espectro de tempo-de-vôo. Neste caso, a eficiência do detector pode ser determinada por extrapolação até a amplitude zero. Taxas de fluência de nêutrons com energias acima de 5 keV tem sido medidas com este método<sup>(145)</sup>. A resolução de tempo dos contadores proporcionais a próton-de-recuo ( $\sim 0,5 \mu s$ ) restringem o uso da técnica de tempo-de-vôo para energias de nêutron inferiores a 1 MeV<sup>(46)</sup>.

Estas considerações estabelecem uma faixa de utilização dos contadores proporcionais a próton-de-recuo para energias de nêutron entre 5 keV e 3 MeV<sup>(41) (145)</sup>.

A incerteza global na medida da taxa de fluência em feixes de nêutrons monoenergéticos está na faixa de  $\sim 2 - 3,5 \%$ , estabelecida em comparações internacionais<sup>(63)</sup>. As maiores fontes de erro são: subtração das contagens de fundo, ajuste entre os espectros teórico e experimental e determinação das condições do gás no interior do detector (volume, pressão, temperatura, pureza).

Para feixes de nêutrons com energia contínua e empregando a técnica de tempo-de-vôo, a incerteza global varia de 3 a 2% para a faixa de energia entre 5 keV a 1 MeV<sup>(46)</sup>. As fontes de erro que predominam em baixa energia são: a contagem de fundo e extrapolação para amplitude zero do espectro. Em alta energia predominam; a contagem de fundo dependente do tempo-de-vôo e resolução em tempo do detector<sup>(145)</sup>.

### 1.2.5 Outros métodos de medida de taxa de fluência de nêutrons rápidos

Além dos métodos descritos anteriormente, há diversos outros métodos sendo utilizados na medida da taxa de fluência de nêutrons intermediários e rápidos, a maioria incluída na tabela 1.3. Esses métodos, em sua maioria, podem ser divididos em duas categorias: 1) métodos baseados na moderação de nêutrons e 2) métodos baseados nas secções de choque padrões de referência:  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$ ,  ${}^{10}\text{B}(n,\alpha)$  e  ${}^{235}\text{U}(n,f)$ .

Na primeira categoria estão incluídos o "Long-Counter" e a Esfera Boro-Vaselina. O "Long-Counter" é descrito em detalhe na ref. (1). Sua característica principal é apresentar uma eficiência de detecção aproximadamente constante em uma faixa ampla de energia, desde alguns keV até vários MeV. Diversos tipos de "Long-Counter" foram desenvolvidos a partir da versão original de Hanson e McKibben<sup>(57)</sup>. A versão de De Pangher e Nichols<sup>(103)</sup>, denominada "Long Counter" de Precisão, tem sido adotada por diversos Laboratórios<sup>(62) (89) (121)</sup> como um padrão secundário para a medida de taxa de fluência de nêutrons. Outras vantagens são apontadas para este detector<sup>(89)</sup>: excelente discriminação contra radiação gama e boa aproximação para um detector puntiforme. Entretanto, o tempo morto elevado deste tipo de detector<sup>(103)</sup> (~4,7  $\mu\text{s}$ ), impede a aplicação da técnica de tempo-de-vôo com nêutrons intermediários e rápidos, restringindo o uso do "Long Counter" para fontes de nêutrons monoenergéticos ou com um espectro de energia conhecido.

A Esfera Boro-Vaselina<sup>(25) (27)</sup> consiste em uma esfera de alumínio oca contendo aproximadamente 1 kg de  ${}^{10}\text{B}$ , misturando homogeneamente com cerca de 5 kg de vaselina. Possui um canal radial para a entrada dos nêutrons, com o objetivo de per

admitir que a interação do nêutron ocorra próximo ao centro da esfera. A resolução em tempo deste detector (-0,7  $\mu$ s) permite a utilização da técnica do tempo-de-vôo desde a região térmica até -1 MeV. A detecção do nêutron é feita através da detecção do gama de 478 keV, proveniente da captura dos nêutrons no  $^{10}\text{B}$ , após o processo de moderação. Considera-se que sua eficiência relativa seja conhecida com uma incerteza de -2%.

As técnicas utilizadas na segunda categoria são registradas nas referências (18) e (46).

Os detectores baseados na reação  $^6\text{Li}(n,\alpha)^4\text{He}$  incluem-se nesta segunda categoria, normalmente para nêutrons abaixo de 100 keV, onde a seção de choque para esta reação é considerada um padrão de referência. Tem-se os cintiladores de  $\text{Li-vi}$ ro (46), que atingem incertezas de 2 - 3% abaixo de 100 keV, porém apresentam problemas de espalhamento múltiplo, uniformidade e do conteúdo de  $^6\text{Li}$  e alta sensibilidade à radiação gama; câmaras de ionização com eletrodos recobertos com  $^6\text{Li}$ , possuem boa resolução de tempo (-10 ns) porém baixa eficiência para a detecção de nêutrons e espectro de alturas de pulso complicado; câmaras de ionização de grade (78), possibilita a identificação e ângulo e energia da partícula carregada, sendo capaz de medir a fluência de nêutrons com boa exatidão, pelo uso de depósitos de  $^6\text{Li}$  e aplicando a técnica de extrapolação.

As reações  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$  ou  $^{10}\text{B}(n,\alpha\gamma)^7\text{Li}$  são normalmente utilizadas abaixo de 200 keV, onde são consideradas padrões de referência.

A detecção de nêutrons pela reação  $^{10}\text{B}(n,\alpha,\gamma)^7\text{Li}$  pode ser feita pela detecção do gama de 478 keV produzido em um depósito de  $^{10}\text{B}$ , através de detectores de  $\text{NaI(Tl)}$  (117),  $\text{Ge(Li)}$  (17), benzeno deuterado ( $\text{C}_6\text{D}_6$ ) (14), ou cristais de germanato de Bismuto (BGO) (46). A combinação  $\text{NaI} - ^{10}\text{B}$  constitui-se em um método

do conveniente de medir-se a taxa de fluência de nêutrons, para energias abaixo de 100 keV<sup>(46)</sup>, onde a secção de choque para a reação  $^{10}\text{B}(n,\alpha,\gamma)^7\text{Li}$  é conhecida com incerteza da ordem de 0,8%. Câmaras de ionização de grade também podem ser utilizadas com depósitos de  $^{10}\text{B}$ , pela reação  $^{10}\text{B}(n,\alpha)^7\text{Li}$ . Neste caso, os depósitos devem ser mais finos que no caso de  $^6\text{Li}$ , por causa do valor menor do Q da reação (2,79 MeV), o que acarreta um decréscimo na eficiência do detector.

A reação  $^{235}\text{U}(n,f)$  é geralmente empregada através da detecção dos fragmentos de fissão, tendo como alternativa a detecção dos nêutrons de fissão. O modo mais conveniente é a detecção de fragmentos de fissão por meio de uma câmara de ionização gasosa, com depósitos de  $^{235}\text{U}$  de espessura inferior a  $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ . Neste caso, a discriminação contra partículas alfa e ruído eletrônico torna-se simplificada. A massa de  $^{235}\text{U}$  pode ser determinada com incertezas da ordem de  $0,3\%$ <sup>(108)</sup> e o número absoluto de eventos de fissão, com incertezas da ordem de 0,5%. Desse modo, a incerteza na eficiência corresponde essencialmente à incerteza na secção de choque, ou seja, 2 - 3% para o intervalo entre 100 keV e 20 MeV, onde esta secção de choque é considerada padrão. No presente trabalho, foi utilizada uma câmara de ionização gasosa, com depósitos de  $^{235}\text{U}$  em eletrodos de placas paralelas, com o objetivo de medir a secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$  no intervalo entre 1 a 6 MeV (vide capítulo 3).

Detectores de estado sólido podem ser empregados para a detecção de nêutrons através de depósitos de  $^6\text{Li}$ ,  $^{10}\text{B}$  ou  $^{235}\text{U}$ <sup>(137)</sup>. Neste caso, torna-se necessário o conhecimento da distribuição angular das partículas, além dos valores de ângulo sólido envolvidos.

A detecção de nêutrons de fissão possibilita um au-

mento considerável na eficiência, pela massa muito maior de  $^{235}\text{U}$  (-10 g) que pode ser empregada, mantendo pequenas as correções para auto-absorção e espalhamento múltiplo. Os nêutrons são usualmente detectados em cintiladores líquidos orgânicos, com discriminação gama por forma de pulso. A resposta do detector é proporcional ao número médio de nêutrons por fissão,  $\bar{\nu}$ , que é função da energia do neutron incidente. A incerteza conseguida é da ordem de 3%, na qual predomina a incerteza na secção de choque de fissão no  $^{235}\text{U}$ .

Uma classe importante de detectores incluída na tabela 1.3 são os cintiladores orgânicos de eficiência intermediária. Não são nem "negros", com eficiências da ordem de 100%, nem "finos", tal que a eficiência seja, relacionada de modo simples com a secção de choque  $H(n,n)H$ . Como consequência, o cálculo exato da eficiência absoluta torna-se difícil. Como este tipo de detector é mais empregado na região de MeV, é necessário calcular cuidadosamente a influência das reações no Carbono: espalhamento elástico, inelástico e reações  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$ ,  $^{12}\text{C}(n,n')^3\alpha$  e  $^{12}\text{C}(n,p)^{12}\text{B}$ . Entretanto, estes detectores são capazes de resposta rápida e discriminação gama eficaz. Recentemente, o PTB<sup>(36)</sup> tem feito estudos sobre a resposta de cintiladores líquidos orgânicos na região de MeV. Para medidas de grande exatidão é necessário calibrar experimentalmente a eficiência desse tipo de detector, por exemplo, utilizando método de partícula associada.

Há detectores que são utilizados como instrumentos de transferência em comparações internacionais para a medida da taxa de fluência de nêutrons rápidos monoenergéticos<sup>(63)</sup>. Cite-se as esferas de Bonner, contadores proporcionais a  $^3\text{He}$ , câmaras de fissão a  $^{238}\text{U}$  ou folhas de ativação. Estes instrumentos de transferência tem sido utilizados de modo relativo, para a normalização de medidas de fluência feitas em diversos laborató

rios, através dos métodos descritos anteriormente.

A medida de fluência de nêutrons rápidos pelo método de ativação de folhas, embora seja de largo emprego, não foi discutida em detalhe aqui, por tratar-se de um método passivo, não podendo portanto ser aplicado em experimentos que envolvam medidas de coincidência ou tempo-de-vôo.

## CAPÍTULO 2

### DESENVOLVIMENTO DO DETECTOR DE NEUTRONS

#### 2.1. CARACTERIZAÇÃO DO DETECTOR DE CINTILAÇÃO DUAL FINO (DTS)

##### 2.1.1. Características Principais do Detector DTS

O presente detector foi desenvolvido para ser utilizado como um monitor absoluto de taxa de fluência de nêutrons em medidas acuradas de secção de choque, utilizando como fontes de nêutrons o acelerador de íons positivos até 3 MV, tipo Van de Graaff e o acelerador linear de elétrons até 150 MeV, pertencentes ao National Bureau of Standards (NBS), EUA.

Embora o detector tenha sido concebido para esta finalidade, ele pode ser aplicado em uma diversidade grande de experimentos, onde haja a necessidade de um monitor absoluto para a faixa de energia de nêutrons entre 1 e 15 MeV.

As características desejadas para tal detector foram: (a) uma eficiência de detecção que possua uma dependência simples com a energia de nêutron; (b) correção pequenas para a eficiência, a fim de obter a eficiência absoluta com incerteza de 1 - 2%; (c) tempo de resposta curto (da ordem de ns) para aplicação em medidas de tempo-de-vôo na região de MeV; (d) fai-

xa de energias de nêutron entre 1 e 15 MeV; (e) uma geometria que dispensa o uso de colimadores de precisão, quando desejável.

Os três primeiros requisitos mencionados foram conseguidos utilizando a detecção de prótons-de-recuo em um cintilador orgânico, cuja espessura foi escolhida pequena, quando comparada com o caminho-livre-médio do nêutron. Neste caso, a distribuição de energia dos prótons-de-recuo aproxima-se de forma retangular ideal. Para o caso de um cintilador orgânico, desprezando efeitos de espalhamento múltiplo e considerando o espalhamento nêutron-próton como isotrópico no sistema de centro-de-massa, a relação 1.4 pode ser reescrita na forma seguinte <sup>(73)</sup>:

$$N_p(E) = \frac{1}{E_0} N_0 A \epsilon(E_0, L) \quad (2.1)$$

onde:

$N_p(E)$  = distribuição de energia dos prótons-de-recuo

$E_0$  = energia do nêutron incidente

$N_0$  = fluência de nêutrons

$A$  = área do detector

$\epsilon(E_0, L)$  = eficiência do detector para espalhamento simples

$$\epsilon(E_0, L) = n_h c_h L f(aL) \quad (2.2)$$

onde:

$L$  = espessura do detector

$a = n_h c_h + n_c c_c$

$n_h, n_c$  = densidades atômicas de hidrogênio e carbono

$c_h, c_c$  = secções de choque elástica para o hidrogênio e total para o carbono

$f(aL) = \frac{1}{aL} (1 - e^{-aL})$  = fator de atenuação do feixe de nêutrons.

Para nêutrons monoenergéticos, a relação 2.1 resulta em uma distribuição retangular para os prótons-de-recuo. Entretanto, para energias de nêutron de ordem de vários MeV, o escape de prótons através da face posterior do cintilador, produz uma grande distorção no espectro de prótons-de-recuo. Esta distorção no espectro pode ser estimada pela seguinte equação<sup>(73)</sup>:

$$N'_p(E) = \frac{1}{E_0} [N_0 A n_h \sigma_h(E_0) (L - Z_1) f(a, L - Z_1)] + \\ + \frac{1}{E_0} [N_0 A n_h \sigma_h(E_0)] \int_{L - Z_2}^{L - Z_1} e^{-ax} (\partial E' / \partial E) dx. \quad (2.3)$$

onde:

$E' = E_0 \cos^2 \theta$  = energia do próton de recuo

$Z_1$  = distância da face posterior do detector onde um próton com energia  $E' = E$  perde toda a sua energia antes de atingir o fim do detector

$Z_2$  = distância da face posterior do detector onde um próton recuando de uma colisão frontal ( $\theta = 0$  e  $E' = E_0$ ) deposita uma energia  $E$  ao atravessar o detector.

O segundo termo na equação 2.3 é o que contribui para a distorção no espectro dos prótons-de-recuo. Supondo que o alcance do próton no detector seja dado aproximadamente por:

$$R(E) = KE^{3/2} \quad (2.4)$$

onde  $K$  é uma constante, e que a energia depositada pelo próton no cintilador seja proporcional ao alcance no cintilador:

$$E/E' = R(E)/R(E'), \quad (2.5)$$

tem-se que:

$$z_1 = R(E) \cos \vartheta = R_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)^2$$

$$z_2 = \frac{KEE_0}{E_0^{1/2}} = R_0 \left( \frac{E}{E_0} \right)$$

onde:  $R_0 = R(E_0)$ .

Portanto,

$$N'_p(E) = N_p(E) \left\{ 1 + \frac{R_0}{2L} \left[ 1 - 3 \left( \frac{E}{E_0} \right)^2 \right] \right\} \quad (2.6)$$

Este espectro distorcido é mostrado para  $L = 0,254$  cm e nêutrons de 14 MeV pela curva A' da fig. 2.1. Neste caso, como  $R_0 \approx L$ , a fração de prótons que escapam corresponde a cerca de 30% do espectro.

No detector desenvolvido no presente trabalho, a distorção causada pelo escape de prótons é eliminada experimentalmente utilizando uma configuração dual, como mostra a fig. 2.2.

Um próton, ao escapar, deposita parte de sua energia no cintilador 1 e parte do cintilador 2. Portanto, a soma dos rendimentos de luz produzidos em cada cintilador corresponde à energia total do próton-de-recuo. A distribuição da energia dos prótons que escapam é obtida considerando apenas o segundo termo na equação 2.3. Neste caso,

$$z_2 = 0 \quad \text{e} \quad \partial E'/\partial E = 1, \quad \text{portanto:}$$

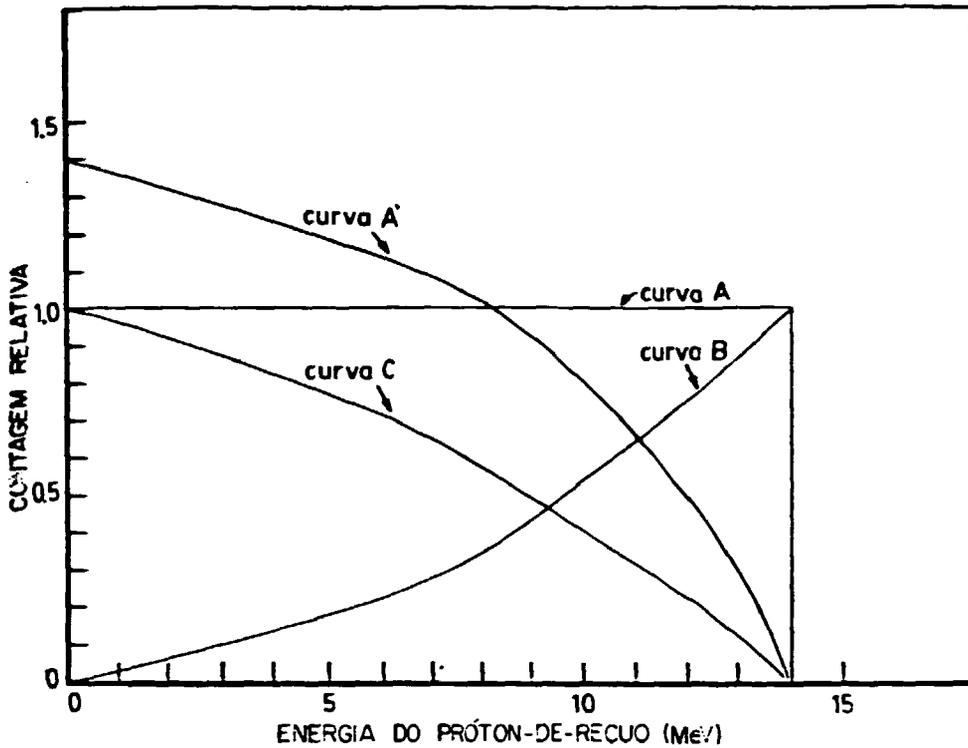


Figura 2.1 Efeito do escape de prótons na distribuição de energia dos prótons-de-recuo em 14 MeV.

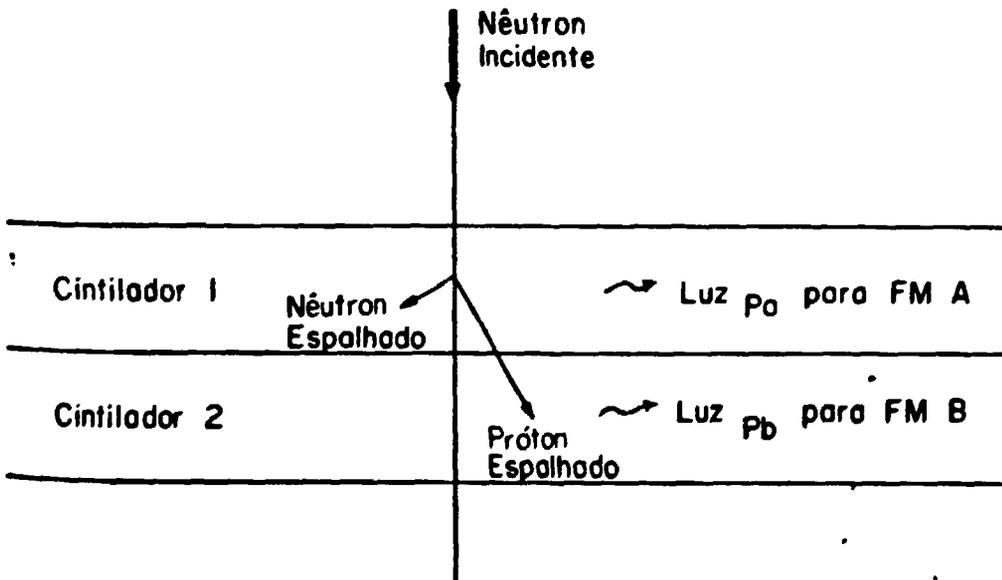


Figura 2.2 Luz produzida por um próton-de-recuo no detector de cintilação fino dual.

$$N'_{ps} = N_p(E) \frac{R_o}{L} \left( \frac{E}{E_o} \right)^2 \quad (2.7)$$

Esta distribuição é indicada pela curva B na figura 2.1. Estes eventos são identificados experimentalmente através da coincidência entre os pulsos provenientes de cada cintilador.

Os prótons que perdem toda a sua energia no cintilador 1 também estão incluídos no espectro do detector. A distribuição de energia destes prótons é obtida considerando apenas o primeiro termo da equação 2.3. Neste caso,

$$z_1 = R_o \frac{E}{E_o}^2, \text{ portanto:}$$

$$N'_{pT} = N_p(E) \left[ 1 - R_o \frac{E}{E_o}^2 \right] \quad (2.8)$$

Esta distribuição é indicada pela curva C na figura 2.1.

A soma das distribuições B e C resulta na resposta ideal para um cintilador fino:

$$N'_{ps}(E) + N'_{pT}(E) = N_p(E) \quad (2.9)$$

Esta soma corresponde à curva A da figura 2.1. Os sinais produzidos por nêutrons detectados apenas no segundo cintilador são rejeitados por não darem origem a coincidências.

### 2.1.2 Efeitos distorcivos no espectro

Para nêutrons de energia da ordem de vários MeV, o principal efeito distorcivo no espectro de prótons-de-recuo, em

um cintilador fino, é ocasionado pelo escape de prótons. Pelo princípio dual do presente detector, este efeito é eliminado experimentalmente. Entretanto, outros efeitos distorcivos, comuns aos cintiladores orgânicos, devem ser considerados a fim de obter a eficiência absoluta do detector com boa exatidão. Estes efeitos são: a) não-linearidade do rendimento de luz dos prótons-de-recuo em função da energia; b) atenuação do feixe de nêutrons no detector; c) anisotropia no espalhamento n-p; d) espalhamento múltiplo no hidrogênio e carbono; e) reações de partícula carregada no carbono e g) resolução finita do detector.

Uma estimativa preliminar destes efeitos distorcivos foi feita para a energia de nêutron de 14 MeV, sendo apresentada na figuras 2.3.a e b.

O rendimento de luz  $p(E)$  para prótons e alfas é uma função não-linear da energia das partículas. Este rendimento foi estimado pela seguinte relação: <sup>(33)</sup>

$$p(E) = \int_0^E \left( \frac{dp}{dE} \right) dE \quad (2.10)$$

onde:

$$\frac{dp}{dE} = \left[ 1 + KB \left( \frac{dE}{dx} \right) \right]^{-1}$$

A constante  $KB$  é igual a  $9,8 \text{ mg/cm}^2 \cdot \text{MeV}$  para prótons <sup>(109)</sup> e  $7,2 \text{ mg/cm}^2 \cdot \text{MeV}$  para alfas <sup>(33)</sup>. Esta constante é fixada em zero para elétrons, de modo que o rendimento de luz  $p(E)$  é dado em MeVee e corresponde à energia do elétron que produziria o mesmo rendimento de luz. Os valores de  $dE/dx$  foram calculados com dados da referência (101), para a composição do cintilador plástico NE102 <sup>(102)</sup>. Os resultados para  $p(E)$  são apresentados na figura 2.4. Observa-se que o rendimento de luz para al

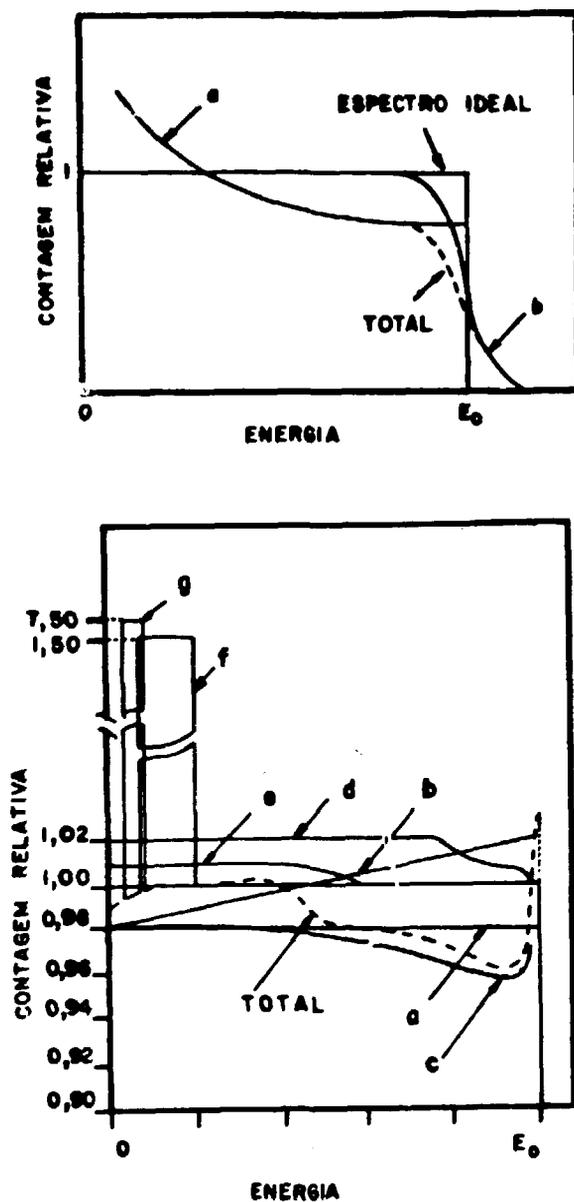


Figura 2.3 Efeitos distorcidos no espectro de próton-de-recuo, na energia de nêutron de 14 MeV

- a) não linearidade do rendimento de luz (curva a) e resolução finita do detector (curva b)
- b) atenuação do feixe de nêutrons (curva a);  
 anisotropia no espalhamento n-p (curva b);  
 espalhamento múltiplo no hidrogênio (curva c);  
 espalhamento elástico carbono-hidrogênio (curva d);  
 espalhamento inelástico carbono-hidrogênio (curva e);  
 reação  $C(n, \alpha) {}^9\text{Be}$  (curva f);  
 reação  $C(n, n') 3\alpha$  (curva g).

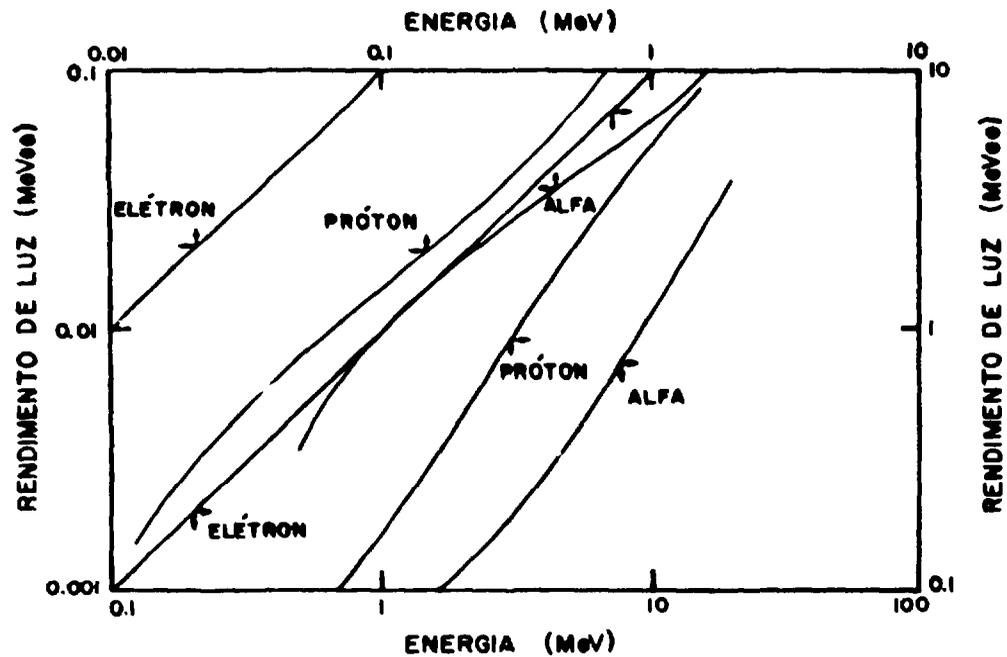


Figura 2.4 Rendimento de luz para elétrons, prótons e alfas no cintilador plástico NE(102), em unidades de MeVee - equivalente à energia de elétrons que produziriam o mesmo rendimento de luz

fas é menor que o de prótons de intervalo entre 1 e 15 MeV.

A dependência de  $p(E)$  para prótons segue aproximadamente a seguinte relação:

$$p(E) = aE^{1,47} \quad (2.11)$$

onde:

$a$  é uma constante e  $E$  é expressa em MeV.

Considerando o espalhamento n-p como isotrópico no sistema de centro-de-massa, a distribuição de pulsos em função da energia do próton resulta:

$$\frac{dN}{dp} = a'E^{-0,47} \quad (2.12)$$

Desse modo, a não-linearidade na resposta de luz acarreta um aumento no número de pulsos de baixa amplitude, conforme mostra a figura 2.3.a.

A atenuação do feixe de nêutrons foi estimada pelo fator  $f(aL)$ , dado pela equação (2.2).

A anisotropia no espalhamento n-p foi estimada por meio da relação (1.4), em base à secção de choque diferencial dada por Hopkins e Breit<sup>(60)</sup>.

O espalhamento múltiplo no hidrogênio foi estimado considerando apenas duas colisões consecutivas do nêutron em átomo de hidrogênio. Para esta estimativa utilizou-se a seguinte relação<sup>(73)</sup>:

$$N'_p(E) = N_p(E) \{1 + K(L') [(m^{-1} - 1) (E_0 - E)^{-m} - m^{-1} E_0^{-m}]\} \quad (2.13)$$

Onde:

$$K(L') = \frac{\epsilon(E_0, L) L'}{E_0^{-m}}$$

$L'$  é a distância média entre as duas colisões no hidrogênio. Para a configuração do detector DTS,  $L' = 3L/2$ .

$\epsilon(E_0, L)$  é dada pela equação (2.2) e

$m = 0,69$ , estimado em base aos dados da referência (127).

Neste cálculo preliminar, o espalhamento múltiplo no carbono foi estimado considerando-se apenas uma colisão dupla carbono-hidrogênio. Para o caso em que o nêutron colide com o carbono por espalhamento elástico, o número de colisões duplas,  $N_{2c}$ , é dado por:

$$\frac{N_{2c}}{\epsilon(E_0, L)} = n_c \sigma_c L' \frac{\sigma'_H}{\sigma_H} \quad (2.14)$$

A energia dos nêutrons espalhados elásticamente no carbono é dada por (73):  $E' = E_0 (0,858 + 0,142 \cos \alpha)$ , onde  $\alpha$  é o ângulo de espalhamento no sistema centro-de-massa. Por esta razão, a energia dos nêutrons varia de  $0,716 E_0$  a  $E_0$ , com média  $0,86 E_0$ .  $L'$  foi suposto igual a  $3L/2$ .

Para o caso da primeira colisão no carbono ser espalhamento inelástico, o número de colisões duplas é dado pela relação (2.14), substituindo  $\sigma_c$  pela secção de choque inelástica. Neste caso, a energia média dos nêutrons espalhados é dada por (73):  $E' = (0,858 E_0 - 4,09) \text{ MeV}$ .

As reações de partícula carregada no carbono são:  $(n, \alpha)$  e  $(n, n') 3\alpha$ . O limiar para a reação  $(n, \alpha)$  é  $6,183 \text{ MeV}$  (tabela 1.1). Portanto, para nêutrons de  $14 \text{ MeV}$  a energia dos alfas é menor que  $8 \text{ MeV}$ . Desse modo, os pulsos produzidos pelas partículas alfa são equivalentes aos de prótons com menos de

MeV (vide figura 2.4). A fração desses eventos é dada por:

$$\frac{N_{\alpha}}{\epsilon(E_0, L)} \approx \frac{\sigma_{\alpha}}{\sigma_H} \quad (2.15)$$

pode ser notado que esta contribuição é alta, porém pode ser eliminada colocando-se o nível de discriminação do espectro, para o cálculo da eficiência do detector, acima dos pulsos produzidos pelos alfas.

O limiar para a reação  $(n, n')^3\alpha$  é 8,299 MeV (tabela 1.1). Para nêutrons de 14 MeV a energia dos alfas é menor que 6 MeV, produzindo pulsos equivalentes a prótons com menos de 2 MeV. A fração destes eventos pode ser estimada pela relação (2.15), substituindo  $\sigma_{\alpha}$  por  $\sigma_{3\alpha}$ . Como no caso da reação  $(n, \alpha)$ , a contribuição da reação  $(n, n')^3\alpha$  no espectro de prótons-de-recuo é grande, porém pode ser eliminada por discriminação em altura de pulso.

O efeito da resolução finita do detector é causado pela não-uniformidade na coleção de luz, flutuação no número de fotoelétrons produzido nas fotomultiplicadoras ou ruído eletrônico. Este efeito produz um alargamento no espectro de prótons-de-recuo, evidenciado principalmente na região em degrau, no extremo do espectro, conforme mostra a figura 2.3.a. Nesta estimativa preliminar, aplicou-se uma distribuição de Poisson no espectro, de modo a resultar em um alargamento semelhante ao obtido experimentalmente em 14 MeV (vide item 2.2, figura 2.14).

O cálculo mais detalhado dos efeitos discutidos aqui foi feito pela técnica de Monte Carlo, por meio do código CARLOS, desenvolvido no presente trabalho. Os detalhes deste código são apresentados no item 2.3.

### 2.1.3 Projeto do detector

Os aspectos principais, considerados no projeto do detector são: geometria de irradiação, tipo e dimensões do cintilador e geometria de coleção de luz.

#### 2.1.3.1 Geometria de irradiação

Em razão da utilização de cintiladores finos, o presente detector possui uma transmissão elevada, no intervalo de energia de nêutron em consideração (1 a 15 MeV). Por isso, foi decidido colocar-se as válvulas fotomultiplicadoras transversalmente em relação aos cintiladores, como mostra a figura 2.5, de maneira que o feixe de nêutrons seja atenuado apenas pelos cintiladores. Deste modo, o detector pode ser usado em geometria de transmissão quando desejado. Além disso, a correção para retroespalhamento de nêutrons na fotomultiplicadora é menor que a obtida com o cintilador posicionado diretamente sobre a face do fotocatodo.

A cada par de fotomultiplicadoras foi acoplado um cintilador plástico em forma de disco, colado em um orifício circular, localizado ao centro de um guia de luz de lucite de forma retangular. A espessura do guia de luz foi escolhida igual à do cintilador, de modo que a maior parte da luz que atinge o fotocatodo seja por reflexão interna total.

As principais vantagens desta geometria são: possibilitar o uso do cintilador totalmente imerso no feixe de nêutrons quando desejado; contagem de fundo mais baixa, quando comparada com um cintilador retangular, sem o guia de luz; geometria simples para cálculos de eficiência e espectro; maior uniformidade na coleção de luz em pontos diferentes no cintilador

(ver seção 2.1.3.3).

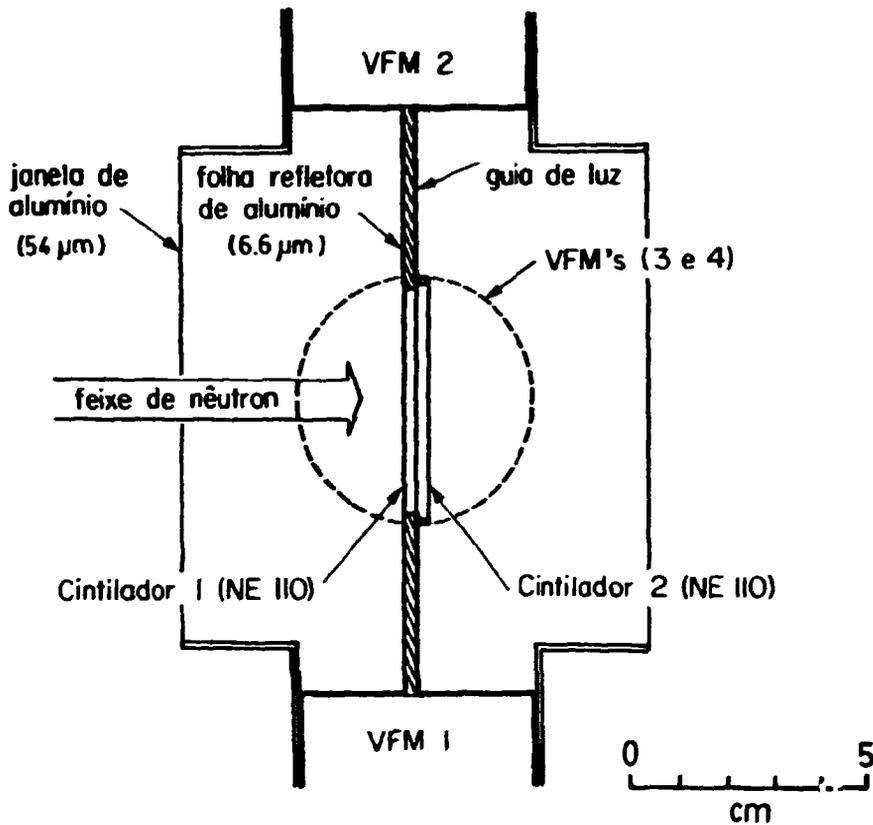


Figura 2.5 Geometria do Detector de Cintilação Fino Dual  
VFM = Válvula Foto-Multiplicadora

### 2.1.3.2. Tipo e Dimensões do Cintilador

Escolheu-se o cintilador plástico NE110, por causa de suas propriedades de excelente transmissão de luz e rendimento de luz elevado<sup>(102)</sup>. Além disso, ele pode ser usinado com facilidade para ter o formato requerido. O cintilador NE110 pos-

sui propriedades muito semelhantes ao cintilador NE102, mencionado no item 2.1.2. É um plástico do tipo polivinil tolueno, possuindo concentração de  $0,05233$  átomos/b.cm de hidrogênio e  $0,04736$  átomos/b.cm de carbono. Os demais elementos presentes são:  $1,8 \times 10^{-6}$  átomos/b.cm de nitrogênio e  $1,9 \times 10^{-6}$  átomos/b.cm de oxigênio. Não se cogitou em utilizar um cintilador capaz de discriminação entre gamas e nêutrons pela forma de pulso (e.g.: estilbeno) porquanto, na presente aplicação, os sinais produzidos por radiação gama foram eliminados pela utilização de técnicas de coincidência ou de tempo-de-vôo.

Para um cintilador em forma de disco, as duas dimensões a considerar são espessura e diâmetro. Como o segundo cintilador detecta os prótons-de-recuo de escapar do primeiro cintilador, sua espessura deve ser maior que o alcance máximo dos prótons. Utilizando as expressões desenvolvidas na seção 2.3.3.4 tem-se que o alcance máximo para prótons de  $15$  MeV é igual a  $0,240$  cm. Uma espessura conveniente encontrada foi  $0,2565$  cm. Valores maiores são indesejáveis porque aumentariam a correção para espalhamento múltiplo.

A espessura do primeiro cintilador é um compromisso entre a eficiência para a detecção de nêutrons e as correções para espalhamento múltiplo. Esta espessura foi escolhida igual à do segundo cintilador ( $0,2565$  cm), resultando em uma eficiência na faixa de  $0,8$  e  $0,1$  contagem.cm<sup>2</sup> entre  $1$  e  $15$  MeV (vide seção 2.3.5). Estes valores são muito maiores que aqueles obtidos com telescópios de próton-de-recuo usuais (vide seção 1.2.2). Uma vantagem adicional em ter ambos os cintiladores com a mesma espessura é a obtenção de formas iguais nos espectros de próton-de-recuo, o que facilita o casamento dos ganhos de pulsos de saída, provenientes de cada cintilador. A espessura em diferentes pontos do cintilador foi medida com grande exatidão ( $\pm 0,0005$ cm),

a fim de determinar a eficiência para qualquer tamanho de feixe de nêutrons.

O diâmetro do cintilador foi definido segundo dois critérios: (1) geometria de calibração do detector no acelerador Van de Graaff no NBS e (2) escape de prótons pelas bordas laterais do cintilador. Conforme foi discutido na seção 1.2.1., o diâmetro do detector deve ser maior que o tamanho do cone de nêutrons associados, para as duas energias de calibração: 2,45 e 14,0 MeV. Além disso, o escape de prótons pelas bordas laterais do cintilador deve ser uma pequena correção a ser aplicada, quando o cintilador estiver totalmente imerso no feixe de nêutrons. A correção para este efeito foi estimada pela seguinte relação:

$$S = \frac{1}{4} \frac{R(E)}{r} \left[ 1 - \frac{E_0^{-1/2}}{E} \right] \quad (2.16)$$

onde:

$R(E)$  = alcance do próton espalhado com energia  $E$

e  $r$  = raio do cintilador.

O diâmetro escolhido para o cintilador 1 foi de 4,70 cm, correspondendo a uma correção de -0,8% para escape de prótons pelas bordas laterais com nêutrons de 15 MeV. Este diâmetro possuía a vantagem adicional de ser de tamanho próximo ao do fotocatodo da válvula fotomultiplicadora RCA 8850 que estava prontamente disponível. Para o cintilador 2 foi escolhido um diâmetro ligeiramente maior, 4,90 cm, para permitir a detecção de prótons que escapassem pelas bordas do cintilador 1.

### 2.1.3.3 Geometria de coleção de luz

Uma série de medidas de eficiência e uniformidade na

colecão de luz foram realizadas, utilizando uma fonte de radiação gama colimada de  $^{137}\text{Cs}$ . Estas medidas foram realizadas no início do desenvolvimento do detector, com o propósito de fornecer informações para o projeto final. Neste experimento utilizou-se um cintilador de NE 110 retangular (0,254 cm x 5,3 cm x 6,0 cm), acoplado a um par de válvulas fotomultiplicadoras RCA 8850 através dos lados mais estreitos. Os cintiladores foram envolvidos em folhas de alumínio com 6,6  $\mu\text{m}$  de espessura a fim de melhorar a uniformidade na coleção de luz para esta geometria<sup>(31)</sup>. Não se procurou utilizar MYLAR aluminizado porque, embora seja um refletor ligeiramente melhor<sup>(116)</sup>, iria produzir prótons-de-recuo indesejáveis no cintilador, quando usado em um feixe de nêutrons. Folhas de alumínio com 0,66  $\mu\text{m}$  de espessura foram utilizadas na interface entre os dois cintiladores. Para esta espessura, a perda de energia dos prótons-de-recuo nos refletores torna-se desprezível (vide seção 2.3.4.2). As fotomultiplicadoras e cintiladores foram montados em uma caixa contendo uma janela de alumínio com 54  $\mu\text{m}$  de espessura em cada lado, para proteger o detector contra a luz ambiente. Para evitar que os raios X e elétrons de conversão produzidos pela fonte atingissem o detector, foi utilizado um filtro consistindo de 1,0 mm de lucite e 0,30 mm de Pb.

O perfil do feixe gama foi medido, deslocando-se o detector de modo que apenas uma fração do feixe incidisse no cintilador. A análise mostrou um diâmetro médio de feixe de 1,1 cm, não contendo penumbra apreciável. Nesta série de medidas o detector foi varrido ao longo do eixo das fotomultiplicadoras, determinando-se a posição do canal à meia-altura do degrau Compton do espectro para diferentes pontos no cintilador. Os espectros individuais de cada fotomultiplicadora foram medidos, bem como o espectro soma. A figura 2.6 (condição I) mostra

os resultados obtidos utilizando o composto para acoplamento óptico Dow Corning Q2.3067 em ambas as extremidades do cintilador. A figura 2.6 (condição II) mostra os resultados obtidos sem o composto óptico, isto é, apenas apoiando a extremidade do cintilador contra o vidro do fotocâtodo. Os resultados mostraram que a condição II apresenta melhor uniformidade na coleção de luz. Medidas adicionais indicaram que isto se deve à contribuição da luz refletida pela extremidade oposta do cintilador. A soma dos pulsos de ambas as fotomultiplicadoras resulta em maior eficiência na coleção de luz. Pelo fato das fotomultiplicadoras serem colocadas em extremidades opostas a soma dos sinais com-

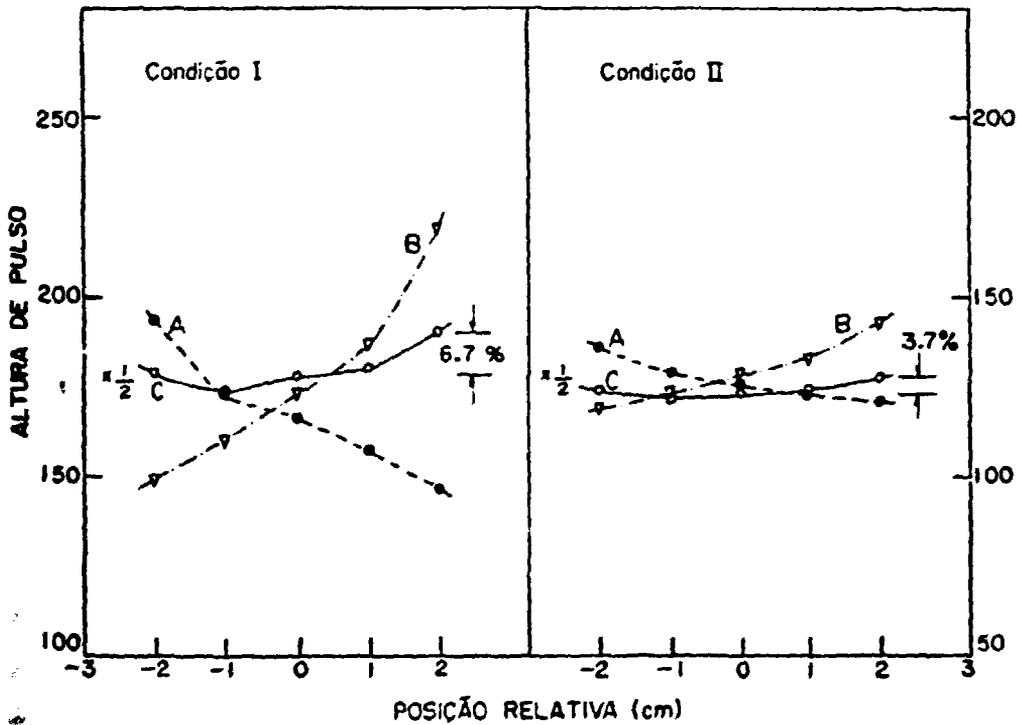


Figura 2.6 Variação na coleção de luz em função da posição no cintilador, ao longo do eixo do par de fotomultiplicadoras

pensa parcialmente a variação na coleção de luz das fotomultiplicadoras individuais. Isto resulta na melhor uniformidade de coleção de luz em diferentes pontos do cintilador, como é indicado pelas curvas C na figura 2.6.

Embora a uniformidade na coleção de luz fosse satisfatória na direção axial, observou-se grandes variações na direção perpendicular ao eixo das fotomultiplicadoras. Estas variações chegaram a ~ 9% em diferentes pontos do cintilador e são causadas por diferenças na sensibilidade do fotocátodo, bem como pela alteração no ângulo sólido entre cada ponto do cintilador e o fotocátodo. Por esta razão, decidiu-se utilizar um guia de luz mais longo, de modo a minimizar estes efeitos, sem muita perda na eficiência de coleção de luz.

Escolheu-se então um guia de luz de lucite retangular medindo 5,3 cm x 12,0 cm, com um orifício circular no centro onde o cintilador foi colado com adesivo transparente à base de epoxi. A geometria resultante é apresentado na figura 2.5.

Com esta geometria, a uniformidade na coleção de luz, em pontos ac redor do centro dos cintiladores, resultou melhor que 2,5% por cm para o cintilador 1 e melhor que 1,3% por cm para o cintilador 2, em pontos em torno do centro dos cintiladores. Destes resultados espera-se que a variação na coleção de luz em diferentes pontos produzirá distorções pequenas no espectro de prótons-de-recuo do detector. A radiação incidente no guia de luz produziu uma contribuição desprezível (< 0,5%) na resposta do detector. Isto foi determinado medindo-se a taxa de contagem integrada, produzida pelo feixe gama incidente no guia de luz.

## 2.2. DETERMINAÇÃO EXPERIMENTAL DA EFICIÊNCIA E ESPECTRO DO DETECTOR DTS NAS ENERGIAS DE NÊUTRON DE 2,45 e 14,0 MeV.

### 2.2.1 Introdução

Para avaliar o desempenho do detector de cintilação fino dual (DTS) como monitor absoluto da taxa de fluência de nêutrons rápidos, procedeu-se a determinação experimental de sua eficiência. Para isso empregou-se a técnica da detecção da partícula associada correlacionada no tempo, descrita na seção 1.2.1. A fonte de nêutrons utilizada foi o acelerador de íons positivos até 3 MV, tipo Van de Graaff, do National Bureau of Standards (NBS) E.U.A.. Os canais de irradiação deste acelerador estão apresentados na figura 2.7. No canal à esquerda foi desenvolvido um feixe de nêutrons monoenergéticos padrão, abrangendo a faixa de energias entre 0,2 e 1,2 MeV, por meio da reação  ${}^7\text{Li}(p,n){}^7\text{Be}$  (33). Neste canal são feitas medidas de secção de choque (93) ou calibração de detectores de nêutrons (156), utilizando o detector "negro" do NBS como monitor absoluto da fluência de nêutrons. O canal à direita é utilizado para experimentos de física fundamental.

O canal central é o destinado a experimentos utilizando a técnica da partícula associada. O detector de partícula associada está localizado em uma câmara semi-circular conforme mostra a figura 2.8 (39). O detector é do tipo barreira de superfície, montado em um suporte que permite variar o ângulo entre o feixe de dêuterons e o feixe de partículas associadas que é detectado. Também é possível variar-se a distância detector-alvo, de acordo com o ângulo sólido desejado. Por ocasião do presente experimento, o feixe padrão de nêutrons de 14,0 MeV, ob

tido por meio da reação  $T(d,n)^4\text{He}$ , já estava estabelecido no NBS<sup>(39)</sup>(143), permitindo a calibração do detector DTS nesta energia. Outro feixe padrão de nêutrons de 2,45 MeV, obtido por meio da reação  $D(d,n)^4\text{He}$ , foi estabelecido concomitantemente ao presente trabalho e também foi utilizado para a calibração do detector DTS nesta energia de nêutron.

Nestes experimentos empregou-se um feixe molecular de íons de deutério ( $D_2^+$ ), monoenergético, com 500 keV de energia. Ao colidir com o alvo, o íon molecular de deutério dissocia-se, dando origem a dois átomos de deutério com 250 keV cada um, que irão interagir com os núcleos do alvo.

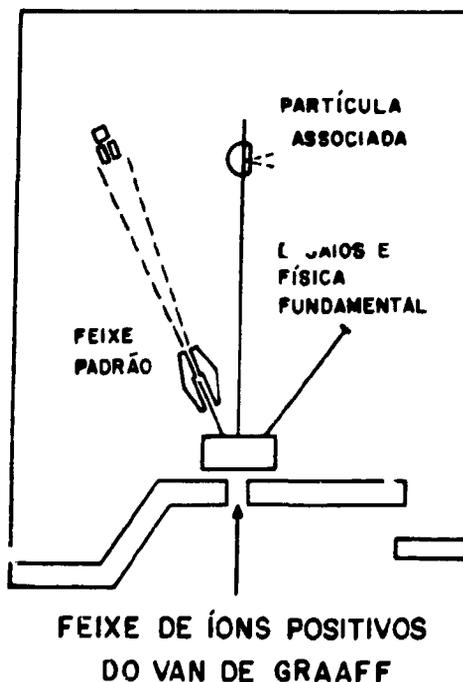


Figura 2.7 Canais de irradiação do acelerador de íons positivos tipo Van de Graaff do NES.

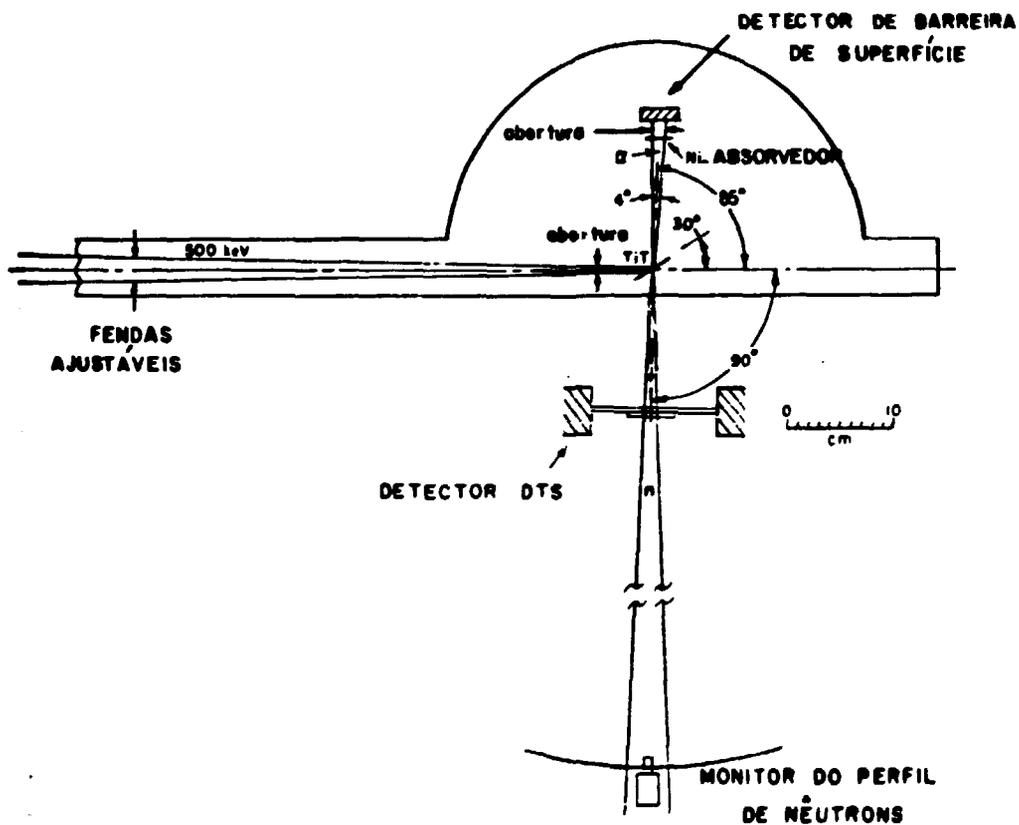


Figura 2.8 Geometria experimental usada para a calibração da eficiência do detector DTS em 2,45 e 14,0 MeV, por meio da técnica de partícula associada.

Os detalhes das medidas de eficiência e espectro são apresentados a seguir.

### 2.2.2 Sistema Eletrônico

A figura 2.9 mostra um diagrama de blocos simplificado da parte eletrônica desenvolvida para o detector DTS de nêutrons. Cada cintilador foi acoplado a um par de fotomultiplicadoras RCA 8850, escolhidas pelo seu alto ganho, baixo ruído e tamanho conveniente. Cada fotomultiplicadora foi envolvida por uma camada de 0,54 mm de metal com alta permeabilidade magnética, para atuar como blindagem eletrostática e magnética. As quatro fotomultiplicadoras receberam alta tensão de uma única fonte, a fim de minimizar a variação de ganho relativa entre cada fotomultiplicadora.

A estabilidade de ganho do sistema foi medida para cada cintilador em um feixe de nêutrons de 14 MeV, indicando uma variação menor que 0,7% em um período de três dias. De cada fotomultiplicadora foram retirados sinais lineares e de tempo. Os sinais lineares de cada par foram somados em um misturador passivo consistindo de resistores com 20 k $\Omega$ , passando daí para um pré-amplificador sensível à carga e amplificador formador de pulso. Após o ajuste de atraso, os sinais de cada amplificador atingiram um amplificador somador de pulsos. Uma porta linear (LINEAR GATE) foi colocada na via do segundo cintilador, sendo aberta pelo sinal de tempo proveniente do primeiro cintilador. Deste modo, todos os eventos simples do segundo cintilador foram rejeitados. Os pulsos de saída do amplificador somador corresponde a eventos simples do primeiro cintilador além de pulsos-soma produzidos por eventos de coincidência entre os dois

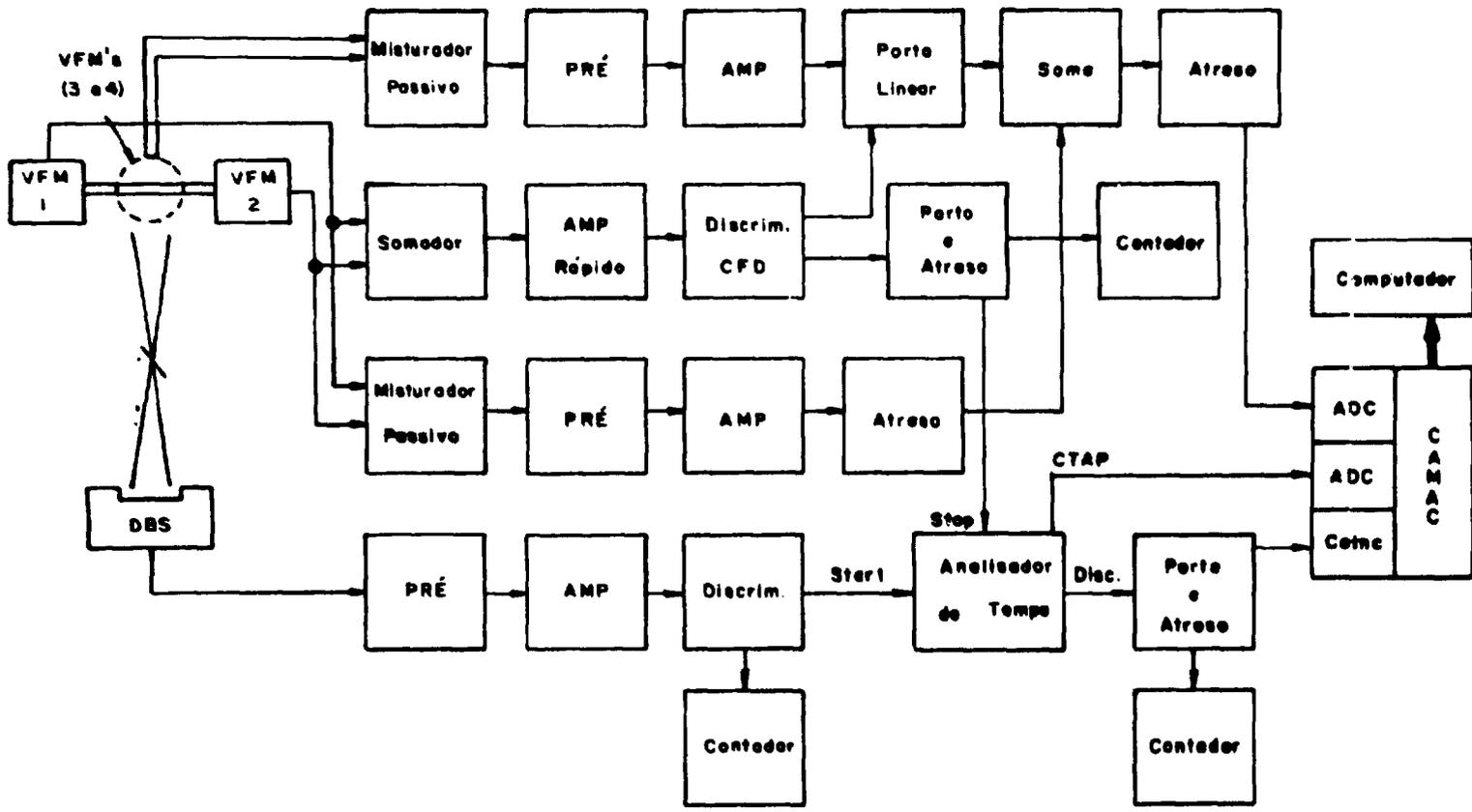


Figura 2.9 Sistema eletrônico para a calibração do detector de cintilação fino dual (DTS)

UNIVERSIDADE FEDERAL DO RIO DE JANEIRO - UFRJ

cintiladores.

Selecionou-se uma constante de tempo de 0,25  $\mu$ s no amplificador do detector de nêutrons, fornecendo um pulso de saída com uma largura a meia altura ( FWHM ) de 0,6  $\mu$ s. Utilizou-se um amplificador rápido e um discriminador de fração constante (CFD), a fim de fornecer um sinal com boa resolução em tempo para o detector de nêutrons. A combinação de um misturador ativo ("FAN-IN") e o amplificador rápido resultou numa grande amplificação do sinal da fotomultiplicadora. Esta amplificação foi necessária a fim de minimizar o efeito de perda de eventos de coincidência entre os dois cintiladores, causado por pulsos que ocorrem abaixo do nível inferior do CFD. A influência do efeito de perda de coincidências foi verificada, medindo-se a eficiência do detector de nêutrons para diversos valores de nível inferior do CFD.

Os sinais produzidos por partículas  $^3\text{He}$  ou  $^4\text{He}$  no detector de estado sólido também foram injetados em um pré-amplificador sensível à carga e um amplificador formador de pulso. A distribuição de tempo entre os eventos produzidos por  $^3\text{He}$  ou  $^4\text{He}$  e nêutrons foi medida por um analisador de tempo. Os tempos de resolução medidos foram de 19 - 23 ns, considerados satisfatórios para estas medidas. Como a taxa de contagens do detector de estado sólido ( $\sim 1500 \text{ s}^{-1}$ ) foi menor que a taxa de contagens no detector de nêutrons ( $\sim 4000 \text{ s}^{-1}$ ), o sinal do detector de estado sólido foi utilizado como INÍCIO no analisador de tempo. O sinal analógico do amplificador somador do detector de nêutrons foi injetado em um conversor analógico digital (ADC). Outro ADC foi utilizado para receber os sinais do analisador de tempo. Os dados destes dois ADC's foram então transferidos para uma matriz de 32 x 128 palavras, armazenadas em um computador, por meio de uma interface CAMAC. Uma unidade a dois parâmetros (al-

tura de pulso e tempo) foi utilizada, tendo 32 canais de tempo, com uma largura de 32 ns por canal.

### 2.2.3 Calibração em 14,0 MeV

Uma vista da geometria experimental é apresentada na figura 2.8.

O feixe de íons moleculares  $D_2^+$  foi colimado para um diâmetro de 3 mm, fornecendo uma corrente de -0,1  $\mu A$  em um alvo de TiT com  $2,8 \text{ mg/cm}^2$  de espessura. A partícula de  $^4\text{He}$  associada, produzida na reação  $T(d,n)^4\text{He}$  com energia de 3,6 MeV, foi detectada por um detector de barreira de superfície com 150  $\mu s$  de profundidade, localizado em um ângulo de  $85^\circ$  com relação ao feixe de dêuterons e a uma distância de 14,6 cm do alvo. O detector de  $^4\text{He}$  foi colimado a um ângulo de cone de  $3,2^\circ$ . Nestas condições, a taxa de contagem de  $^4\text{He}$  foi  $\sim 1500 \text{ s}^{-1}$ . Uma folha de Ni com  $2,3 \text{ mg/cm}^2$  de espessura foi montado sobre o colimador, a fim de reduzir a contagem de fundo causada por dêuterons espalhados elásticamente e partículas beta provenientes do decaimento do trítio no alvo. A contagem de fundo para o detector de partículas alfa foi medida em uma outra irradiação, inserindo-se uma folha de alumínio com 0,03 mm de espessura sobre a superfície do detector. Esta contagem de fundo é causada por interações dos dêuterons com o titânio e as reações induzidas pelos nêutrons no detector de barreira de superfície. As contagens de fundo provocadas por partículas carregadas, provenientes das reações  $^3\text{He}(d,p)^4\text{He}$  e  $^2\text{H}(d,p)^3\text{H}$ , não contribuíram significativamente para as contagens no detector.

Os nêutrons foram detectados a  $90^\circ$  e 99% do fluxo de nêutrons associados estava contido em um cone de ângulo-metade

(metade do ângulo compreendido pelo vértice do cone) igual a  $6,0^\circ$ . O cone subtendido pelos cintiladores NE110 do detector de nêutrons possuía um ângulo-metade de  $10,9^\circ$ , considerado suficientemente grande para englobar as variações no perfil do feixe, causadas pela deterioração do alvo de titânio tritiado. A energia média dos nêutrons, calculada com o auxílio do perfil do feixe de nêutrons para as condições do alvo neste experimento, foi de  $11,04 \pm 0,10$  MeV. A correção para o número de nêutrons espalhados para fora do cone foi de  $2,35\%$  <sup>(143)</sup>.

## 2.2.4 Calibração em 2,45 MeV

### 2.2.4.1 Condições experimentais

A geometria experimental para 2,45 MeV foi essencialmente a mesma usada na calibração em 14 MeV, apresentada na figura 2.8. Neste caso, o feixe de íons moleculares  $D_2^+$  com 500 keV, colimado também para um diâmetro de 3 mm, incidiu em um alvo de TiD com  $0,62 \text{ mg/cm}^2$ , posicionado a  $20^\circ$  com respeito ao feixe de dêuterons. A corrente do feixe no alvo foi de  $40,5 \text{ nA}$ . A reação  $D(d,n)^3\text{He}$  produziu uma partícula associada  $^3\text{He}$  com 0,92 MeV que foi detectada por um detector de barreira de superfície com 404  $\mu\text{m}$  de espessura, localizado a um ângulo de  $70^\circ$  com relação ao eixo do feixe, e a distância de 14,6 cm do alvo. O detector de  $^3\text{He}$  foi colimado para um cone de ângulo-metade igual a  $1,3^\circ$ , resultando em uma taxa de contagens de  $^3\text{He}$  de  $46 \text{ s}^{-1}$ . Colocou-se uma folha de Mylar aluminizado com  $0,23 \text{ mg/cm}^2$  sobre o colimador, com o objetivo de reduzir a contagem de fundo e empilhamento de pulsos provocados por dêuterons espalhados elasticamente. A contagem de fundo, sob o intervalo de discriminação seleciona

do para os eventos de  $^3\text{He}$ , foi medida inserindo-se uma folha de Ni com  $1,1 \text{ mg/cm}^2$  sobre a superfície do detector. Esta espessura de folha foi suficiente para remover as partículas de  $^3\text{He}$  do espectro, porém ocasionou um deslocamento pequeno no pico de Trítions provenientes da reação competitiva  $\text{D(d,p)T}$ . Assim, as contagens produzidas pelos trítions não chegaram a afetar a medida da contagem de fundo sob o pico de  $^3\text{He}$ . A refrigeração do alvo não foi utilizada a fim de reduzir as correções para espalhamento de nêutrons. Por esta razão, observou-se um deslocamento de espectro de  $^3\text{He}$  durante o bombardeamento de dêuterons. Para compensar o decréscimo do número de contagens de  $^3\text{He}$  resultante da deterioração do alvo, alterou-se o intervalo de discriminação de alturas de pulso do detector de  $^3\text{He}$  em irradiações sucessivas. A separação entre as partículas de  $^3\text{He}$  e os trítions e prótons produzidos pela reação  $\text{D(d,p)T}$  foi conseguida pela discriminação de altura de pulso.

#### 2.2.4.2 Medida do perfil do feixe de nêutrons associados em 2,45 MeV

Com o objetivo de definir a distância e o ângulo para o posicionamento correto do detector DTS, procedeu-se à medida da distribuição angular do feixe de nêutrons associados. Esta distribuição angular, denominada perfil do feixe, foi medida por meio de um monitor, consistindo de um cintilador plástico cilíndrico de Nell0 com 2,5 cm de diâmetro e 7,5 cm de espessura, localizada a uma distância de 33 cm do alvo. Algumas correções foram aplicadas ao perfil medido, para levar em conta os efeitos seguintes:

1. Deslocamento do ângulo do feixe de nêutrons, causado pela depleção do alvo. A medida que o alvo é bombardeado, forma-se uma camada de deutério depletado, que reduz a energia

dos dêuterons. Desta forma, para o mesmo ângulo de partícula associada, há um deslocamento no ângulo do feixe de nêutrons associados. Este efeito foi corrigido utilizando medidas de perfil para o mesmo ângulo, em diferentes condições do alvo.

2. Tamanho finito do monitor de nêutrons. Este efeito provoca um alargamento aparente do perfil do feixe de nêutrons. A correção foi feita considerando-se a variação nas contagens em pontos no perfil, vizinhos ao ponto estudado. O ângulo efetivo do monitor foi determinado por:

$$\theta_{ef} = \frac{\sum_i (Y_c \theta)_i}{\sum_i Y_{c_i}} \quad (2.17)$$

onde  $Y_c$  é as contagens de coincidência ( $^3\text{He-n}$ ), e a somatória se estende aos quatro pontos vizinhos.

3. Tamanho finito do alvo. Este efeito faz com que o perfil do feixe, visto próximo ao alvo, apresente maior alargamento em relação ao feixe determinado a distâncias maiores. O alargamento na direção horizontal (paralela ao feixe de dêuterons) foi estimado pela relação seguinte:

$$\beta_x = \arctg \left( \frac{D}{2d} \cotg \alpha \right) \quad (2.18)$$

onde  $\alpha = 20^\circ$  é o ângulo de inclinação do alvo em relação ao feixe de dêuterons.

$D = 3 \text{ mm}$  é o diâmetro do feixe de dêuterons.

$d = 10,2 \text{ cm}$  é a distância alvo-detector DTS.

O alargamento na direção vertical é menor, sendo estimado por:

$$\beta_y = \arctg \left( \frac{D}{2d} \right) \quad (2.19)$$

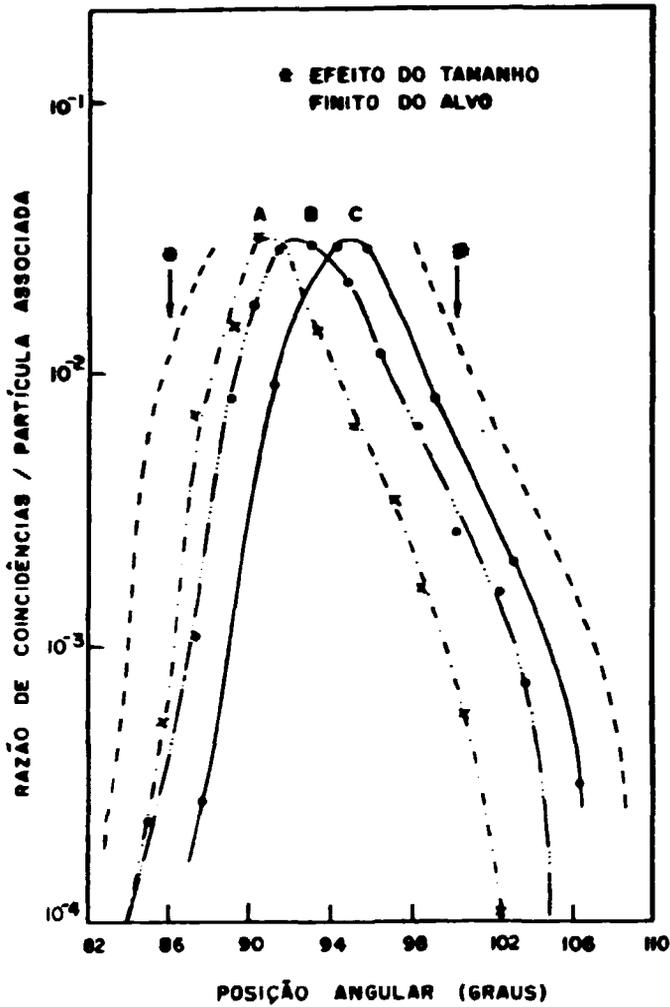


Figura 2.10 Perfil do feixe de nêutrons associados. As curvas A, B e C correspondem a condições diferentes de depleção do alvo. O grau de depleção aumenta de A para C.

Os resultados para as medidas de perfil do feixe de nêutrons associados são apresentados na figura 2.10. As curvas A, B e C representam medidas de perfil feitas com alvo em condições de depleção diferentes, sendo que o grau de depleção aumenta da curva A para a curva C. O deslocamento do ângulo correspondente ao máximo dos perfis atingiu a  $6^\circ$ . A correção para tamanho finito do detector resultou em um estreitamento das curvas A, B e C da ordem de  $4,2^\circ$ . O alargamento provocado pelo tamanho finito do alvo, na direção horizontal é indicado na figura pelas curvas pontilhadas ao alvo das curvas A, B e C. Os valores de  $\hat{\alpha}_x$  e  $\hat{\alpha}_y$  resultaram em  $2,3^\circ$  e  $0,8^\circ$ , respectivamente.

#### 2.2.4.3 Parâmetros do feixe de nêutrons associados

Para a calibração do detector DTS em 2,45 MeV, os nêutrons foram detectados a  $94^\circ$ , em relação ao feixe de deutêrons, e 99% do cone de nêutrons associados esteve contido em um cone com ângulo-metade da ordem de  $11^\circ$ . O cone subtendido pelo detector DTS de nêutrons possuía um ângulo-metade de  $13,0^\circ$ , considerado grande o suficiente para levar em conta as variações no perfil do feixe.

A energia média dos nêutrons foi calculada através da cinemática da reação e com o auxílio do perfil do feixe de nêutrons medido, resultando entre 2,38 e 2,46 MeV, dependendo das condições do alvo. A média ponderada entre as energias nas três irradiações consideradas foi de  $2,446 \pm 0,008$  MeV (a incerteza indicada é o desvio padrão da média).

O número de nêutrons espalhados para o interior e para o exterior do cone foi calculado, utilizando secções de choque retiradas do arquivo ENDF/B-V<sup>(75)</sup>. Esta correção resultou em 4,2%.

## 2.2.5 Fatores de Correção Aplicados à Eficiência Experimental

### 2.2.5.1 Divergência do Feixe de Nêutrons Associados

O cálculo teórico da eficiência, discutido no item 2.3, considera o feixe de nêutrons como uniforme e normal ao detector DTS. Entretanto, na determinação experimental da eficiência pelo método da partícula associada correlacionada no tempo o feixe não é uniforme. A escolha conveniente do ângulo do detector de partícula associada permitiu que a parte central do feixe de nêutrons tivesse incidência normal ao detector. Entretanto, parte do feixe de nêutrons incide fazendo um ângulo  $\theta$  com a normal do detector. A medida da distribuição angular de nêutrons associados, e perfil do feixe, permitiu a determinação da correção para divergência do feixe, por meio da seguinte relação:

$$f_{DIV} = \frac{\int_0^{\theta_m} \theta \times I(\theta) d\theta}{\int_0^{\theta_m} I(\theta) d\theta} \quad (2.20)$$

onde:

$$I(\theta) = I_0 e^{-\theta^2/2\theta_0^2}$$

e  $x = L/\cos \theta$  ( $L$  = espessura do detector DTS)

Nesta fórmula é suposto um feixe de nêutrons com perfil  $I(\theta)$  gaussiano, de meia largura  $\theta_0$  obtida experimentalmente. Os valores médios obtidos para  $\theta_0$  foram  $3,7^\circ$  em 2,4 MeV e  $1,6^\circ$  em 14 MeV.

As correções para divergência do feixe,  $f_{\theta}$ , resultaram: 1,0058 (valor médio) para a energia de 2,4 MeV e 1,0009 para a energia de 14,0 MeV.

#### 2.2.5.2 Tempo morto e empilhamento de pulsos

A correção de tempo morto foi aplicada tanto para os pulsos provenientes do discriminador de fração constante como para pulsos provenientes de analisador de tempo (vide fig.2.9). Aplicou-se a fórmula usual para o cálculo da correção e os valores de tempo morto utilizados foram: 1,40  $\mu$ s para o discriminador e 5,0  $\mu$ s para o analisador de tempo. Os resultados para a correção de tempo morto total são apresentados na tabela 2.1, para o experimento de 14 MeV. A correção situou-se entre 1,1 e 2,5%. Esta correção resultou desprezível para o experimento de 2,4 MeV.

A correção para o efeito de empilhamento de pulsos no detector de nêutrons foi levada em consideração. Pulsos provenientes do cintilador 1, com amplitudes inferiores ao nível de discriminação adotado para a eficiência (30% da energia máxima dos prótons-de-recuo), podem somar-se acidentalmente e resultar em uma amplitude superior ao nível de discriminação. Pulsos provenientes do cintilador 1 podem também somar acidentalmente com pulsos provenientes do cintilador 2 e resultarem acima do nível de discriminação. A fração da amplitude do segundo pulso que é adicionada ao primeiro depende do intervalo de tempo ( $t$ ) entre os pulsos e da largura do pulso ( $\sigma$ ), conforme ilustrado na figura 2.11. Supondo uma forma gaussiana para o pulso, esta fração é dada por:

$$h_2 = h_2^0 e^{-t^2/2\sigma^2} \quad (2.21)$$

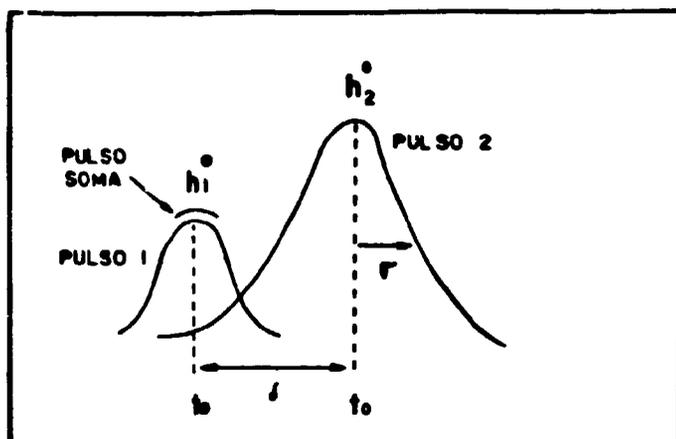


Figura 2.11 Efeito de empilhamento de pulsos

A correção para empilhamento foi calculada somando-se todas as contribuições das contagens no espectro individual de cada cintilador e dividindo o resultado pela soma das contagens acima no nível de discriminação no espectro obtido dos pulsos do amplificador somador (cintilador 1 + cintilador 2, figura 2.9).

Esta correção foi calculada para uma das medidas efetuadas em 14 MeV. A correção para as outras medidas foi determinada supondo uma variação com o quadrado da taxa de contagem no detector DTS. Os resultados para esta correção estão incluídos na tabela 2.1. A correção situou-se entre 0,3 e 2,0% para o experimento de 14 MeV. Esta correção foi estimada como sendo desprezível para o experimento de 2,4 MeV.

Os efeitos de tempo morto e empilhamento de pulsos ao

detector de partícula associada não foram levados em consideração, uma vez que os pulsos perdidos nesta via deixam de dar origem a coincidências e portanto não contribuem para a eficiência do detector DTS.

Tabela 2.1 Correções para tempo morto, empilhamento de pulsos e coincidências perdidas (item 2.3.3.4) para o experimento de 14 MeV.

Medida	Correção para Tempo Morto	Correção para Empilhamento	Correção para coinc. perdidas
1	1,0156	0,9901	0,9732
2	2,0219	0,9836	0,9636
3	1,0142	0,9969	0,9355
4	1,0184	0,9859	0,9761
5	1,0254	0,9770	0,9592
6	1,0220	0,9911	0,9459
7	1,0206	0,9911	0,9330
8	1,0190	0,9950	0,9131
9	1,0142	0,9932	0,9609
10	1,0238	0,9786	0,9612
11	1,0186	0,9886	0,9525
12	1,0169	0,9919	0,9464
13	1,0119	0,9970	0,9317
14	1,0151	0,9914	0,9612

### 2.2.5.3 Posição do nível inferior de discriminação fracional

A queda das contagens do espectro de prótons-de-recuo na região do nível inferior do discriminador de fração constante (CFD) não é uma função de grau perfeita, apresentando um arredondamento, conforme mostra a figura 2.12.

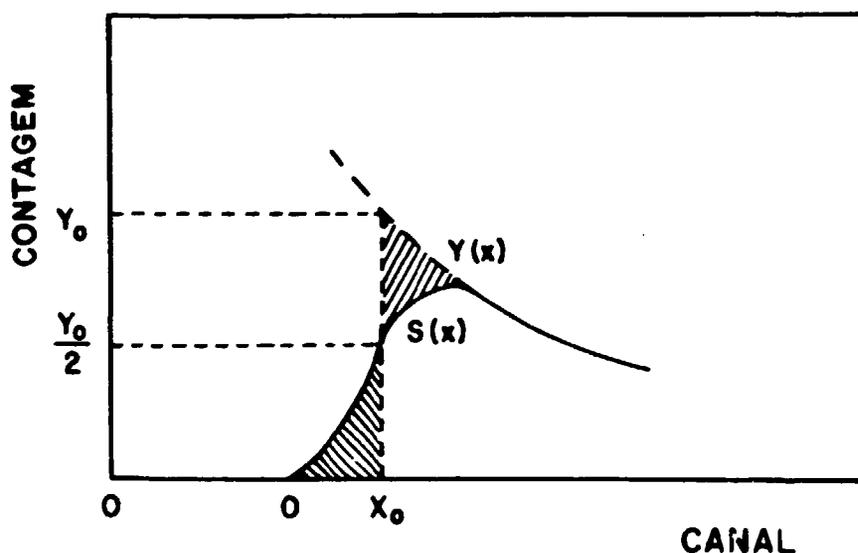


Figura 2.12 Variação do número de contagens no espectro de prótons-de-recuo, na região do nível de discriminação eletrônica do CFD.

Nesta figura,  $x_0$  é o nível de discriminação efetivo;  $S(x)$  o número de contagens observado e  $Y(x)$  as contagens que seriam observadas sem o efeito da discriminação eletrônica. O valor de  $x_0$ , para o qual as áreas hachuradas à esquerda e à direita são iguais, corresponde aproximadamente ao valor de  $S(x_0) = y_0/2$ . O valor de  $x_0$  foi determinado extrapolando-se linearmente

te a curva em  $y(x)$ . A incerteza no nível de discriminação fracional  $x_0/x_{\max}$  (sendo  $x_{\max}$  o canal correspondente ao extremo do espectro de prótons-de-recuo) foi estimada em  $0,3 \times 10^{-3}$ .

### 2.2.6 Resultados das medidas com o detector DTS em 2,45 e 14,0 MeV

A eficiência de detecção de nêutrons, utilizando a técnica da partícula associada correlacionada no tempo, é dada simplesmente pela seguinte relação:

$$\varepsilon = \frac{y_c}{y_a} \cdot f \quad (2.22)$$

onde:

- $\varepsilon$  é a eficiência do detector,
- $y_c$  é o número de coincidências entre o detector de partícula associada e o detector de nêutrons.
- $y_a$  é o número de partículas associadas detectado,
- $f$  é o fator de correção total, incluindo: atenuação do feixe de nêutrons nos materiais entre o alvo e o detector de nêutrons, tempo morto, divergência do feixe de nêutrons, contagem de fundo para a partícula associada e perdas de coincidências.

Os resultados da eficiência experimental do detector DTS foram comparados cuidadosamente com os valores calculados por meio da técnica de Monte Carlo, a fim de estabelecer a exatidão do detector como um monitor absoluto de taxa de fluência de nêutrons. Esta comparação é discutida no item 2.4. Os resultados experimentais são apresentados a seguir, para cada energia separadamente.

## 2.2.6.1 Resultados para 14,0 MeV

A figura 2.13 mostra o espectro de partícula  $^4\text{He}$  associada, obtido com o detector de barreira de superfície.

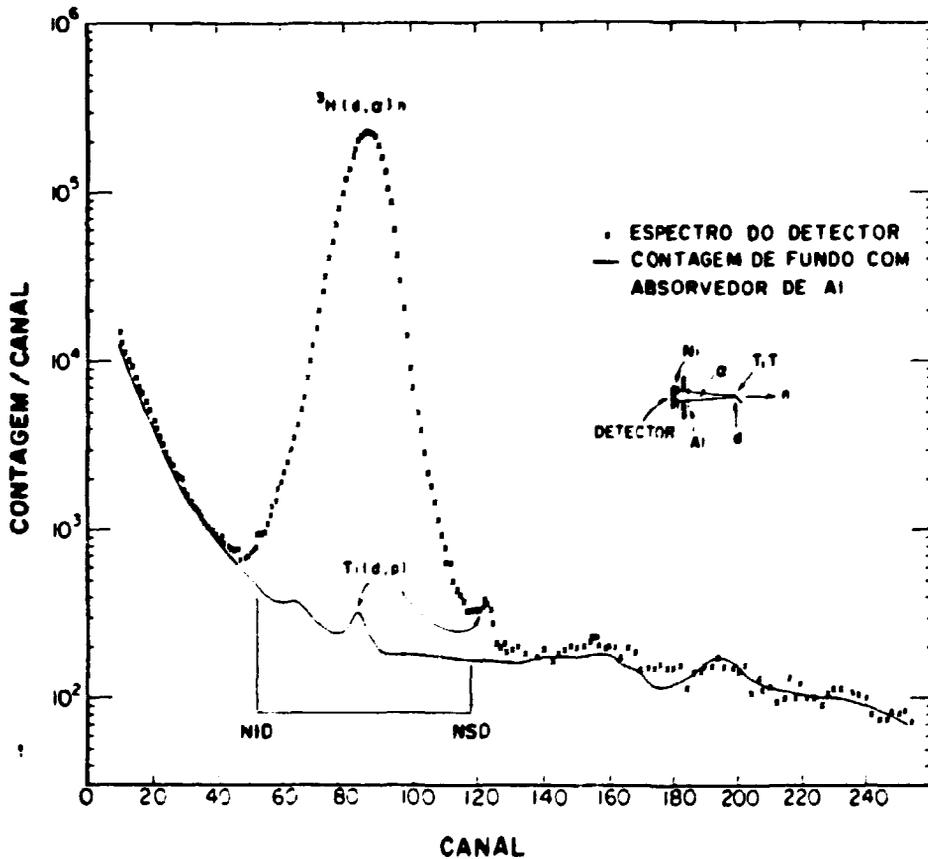


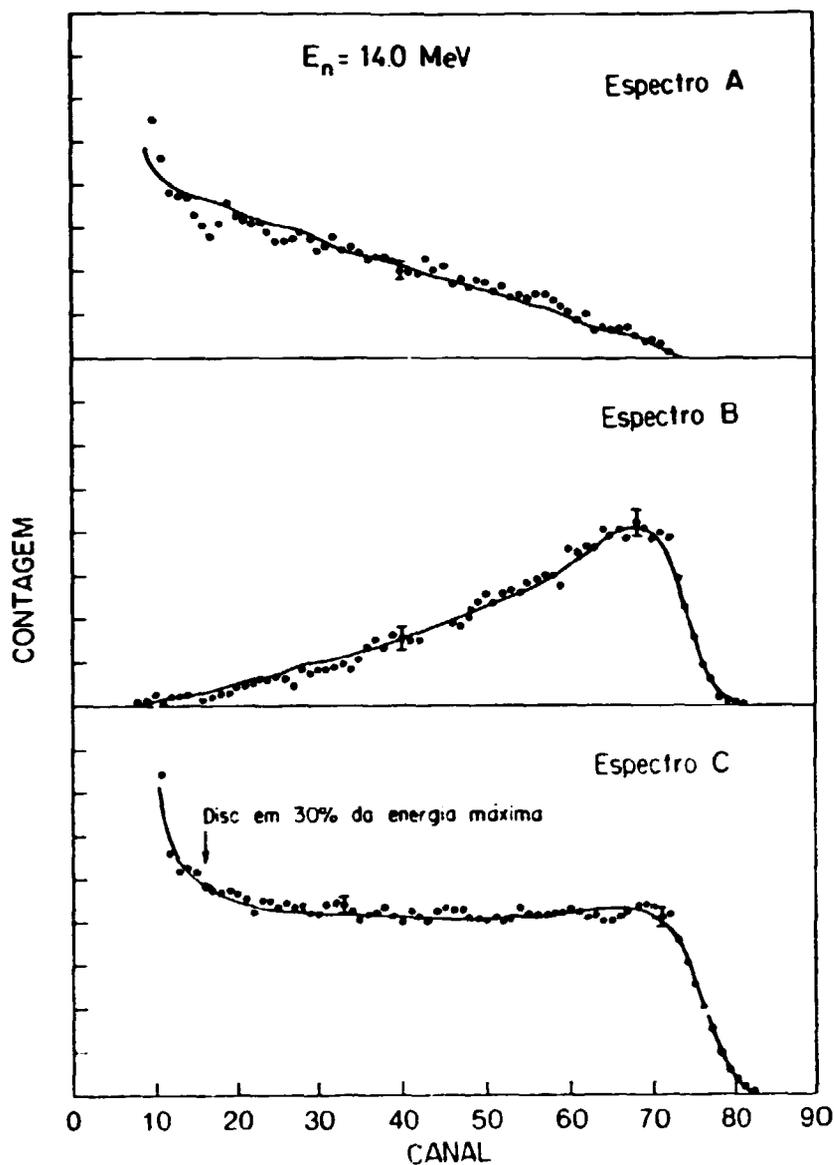
Figura 2.13 Espectro observado no detector de partícula-associada para nêutrons de 14,0 MeV. As siglas NID e NSD denotam os níveis de discriminação utilizados para a calibração do detector.

O pico principal é produzido pelos eventos de partícula-associada. A curva sólida indica a contagem de fundo obtida com o absorvedor de alumínio. Neste experimento, a contagem de fundo foi de 1,3% das contagens de  $^4\text{He}$ .

A figura 2.14 mostra alguns espectros de próton-de-recuo obtidos com nêutrons de 14,0 MeV. O espectro A é o espectro de prótons-de-recuo correspondendo a eventos simples no cintilador 1. Este espectro foi obtido desconectando-se o cintilador 2 da entrada do amplificador somador. Evidencia-se neste espectro, a distorção provocada pelo escape de prótons do cintilador 1, anteriormente ilustrada pela curva A' da figura 2.1.

O espectro B é produzido pelos eventos de coincidência, correspondendo a prótons-de-recuo que perdem uma fração de suas energias em cada cintilador. Este espectro foi obtido utilizando-se uma via de tempo adicional para o cintilador 2, semelhante àquela usada para o cintilador 1, além de uma unidade de coincidência necessária para disparar a porta que ativa o analisador de tempo. Este espectro corresponde à curva B da figura 2.1. O espectro C é o espectro soma, que inclui os prótons absorvidos totalmente no cintilador 1 e os prótons que perdem uma fração de sua energia dentro de cada cintilador. Este espectro foi obtido com o arranjo eletrônico da figura 2.9. O espectro C aproxima-se da resposta para o cintilador fixo ideal (curva A da figura 2.1) e é aquele utilizado para a determinação da eficiência. O número médio de fotoelétrons que produziria a resolução observada no extremo do espectro (prótons de 14,0 MeV) é de  $574 \pm 61$ . As curvas sólidas são espectros teóricos obtidos por cálculos de Monte Carlo, descritos na seção 2.3.

Para a energia de nêutron de 14,0 MeV, a fração das contagens produzidas por eventos de coincidência (espectro B), é aproximadamente 54% das contagens obtidas no espectro C, aci-



**Figura 2.14** Espectros de prótons-de-recuo experimentais, obtidos em um experimento de partícula associada em 14,0 MeV. O espectro A é do primeiro cintilador. O espectro B é produzido pelos eventos de coincidência entre os dois cintiladores. O espectro C é o espectro soma e aproxima-se da resposta ideal de um cintilador fino. As linhas sólidas são cálculos de Monte Carlo.

na do nível de discriminação corresponde a uma energia de próton de 4,212 MeV (30% de 14,04 MeV).

Existe uma fração pequena de coincidências que são perdidas, pelo fato do sinal do cintilador 1 estar abaixo do nível de discriminação inferior do CFD. Alguns destes eventos de coincidência possuem um sinal do amplificador soma que está acima do nível de discriminação selecionado para a determinação da eficiência do detector DTS. Por isso, é necessário a aplicação de uma correção para este efeito. Esta correção foi determinada experimentalmente, medindo-se a eficiência do detector DTS para diversos valores do nível inferior de discriminação do CFD. Estes valores de eficiência foram extrapolados para o nível zero do CFD, por meio do cálculo de Monte Carlo (seção 2.3).

Os resultados para a eficiência experimental, utilizando o nível de discriminação do espectro na energia correspondente a 30% da energia máxima do próton (4,212 MeV), são apresentados na figura 2.15. Nesta figura, a abscissa é a razão entre a altura de pulso do nível inferior de discriminação do CFD e a altura de pulso máxima, definida na meia-altura da extremidade do espectro. A queda nas contagens do espectro na região do nível inferior do CFD não é uma função degrau perfeita. O nível inferior de discriminação fracional foi determinado conforme descrito no item 2.2.5.3, com uma incerteza de  $0,3 \times 10^{-3}$ .

A curva sólida na figura 2.15 é o cálculo por Monte Carlo. A tabela 2.2 contém os valores típicos envolvidos na determinação experimental da eficiência para 14,04 MeV, juntamente com a incerteza associada à eficiência. A correção para perda de coincidências é aplicada apenas para obter a eficiência para nível de discriminação zero no CFD. Esta correção não necessita ser aplicada, se o nível do CFD permanecer o mesmo e o detector for usado na mesma energia na qual ele foi calibrado.

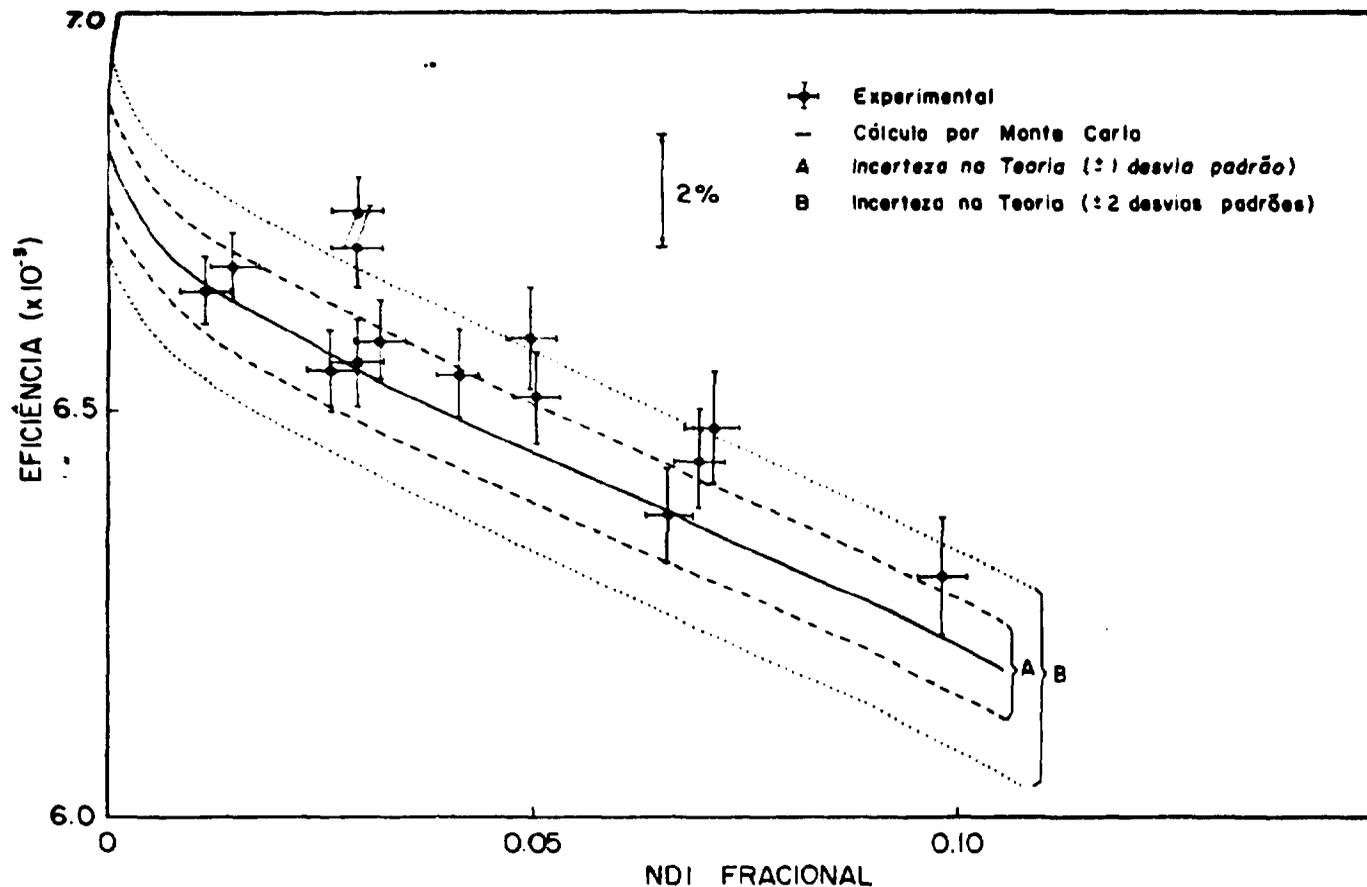


Figura 2.15 Eficiência experimental em 14,04 MeV, para o nível de discriminação correspondente a uma energia de próton de 4,212 MeV. A linha sólida corresponde ao cálculo de Monte Carlo. A abcissa é o nível inferior de discriminação fraciona.

Tabela 2 2 Fatores típicos envolvidos na determinação experimental da eficiência em 14,04 MeV no nível de discriminação inferior de 0,01.

Fator	Valor	Incerteza (%)
$y_c/y_a$	$6,415 \times 10^{-3}$	0,5
Atenuação do feixe de nêutrons	0,9752	0,3
Correção para tempo morto	1,018	0,1
Divergência do feixe de nêutrons	1,0009	< 0,01
Contagem de fundo para a partícula associada	1,013	0,2
Perda de coincidências	0,9761	0,2
Eficiência <sup>a)</sup>	$6,774 \times 10^{-3}$	0,7

a) A eficiência e respectiva incerteza não incluem a correção para perda de coincidências e sua incerteza respectiva

A eficiência média para todas as medidas, extrapolada para nível de discriminação fracional zero, resultou  $6,854 \times 10^{-3}$  com uma incerteza de 0,77%.

#### 2.2.6.2 Resultados para 2,45 MeV

A fig. 2.16 mostra o espectro da partícula associada da  $^3\text{He}$ , juntamente com os espectros de trítons e dêuterons espalhados elasticamente, obtidos no detector de barreira de superfície.

Nesta figura, a linha pontilhada representa as contagens de fundo obtidas utilizando o absorvedor de Ni com  $1,1 \text{ mg/cm}^2$  de espessura. O intervalo de discriminação utilizado para a ca-

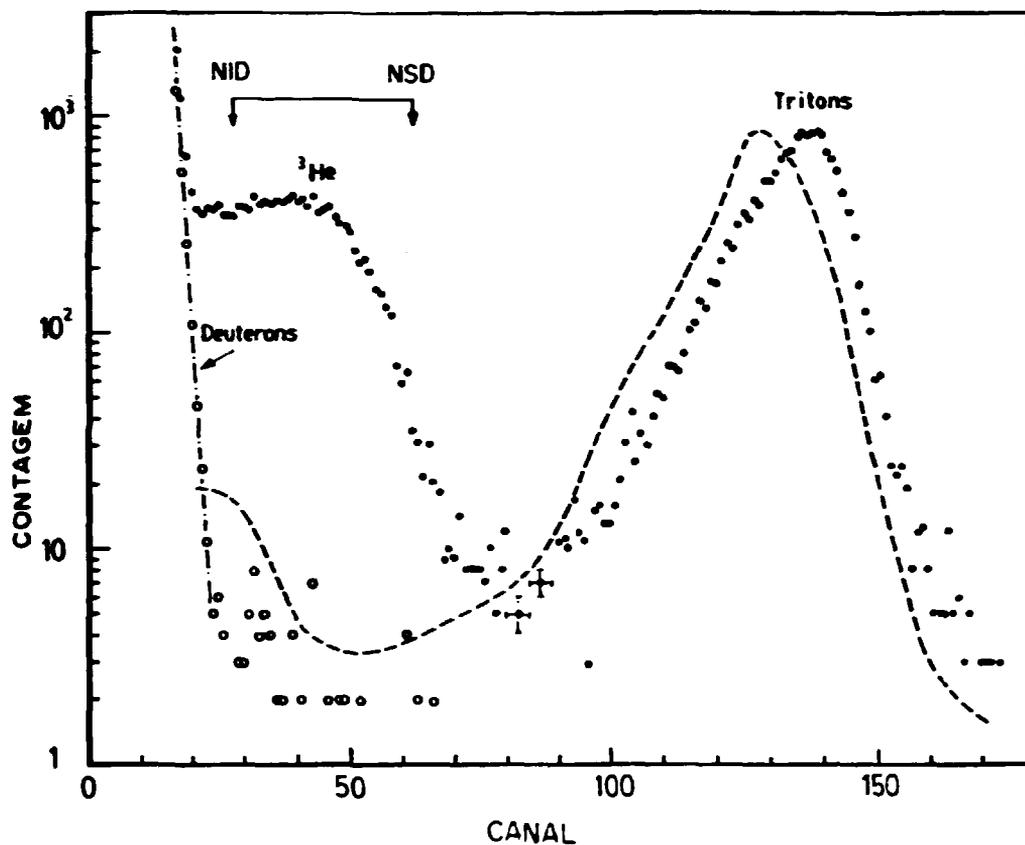


Figura 2.16 Espectro experimental obtido no detector de partícula associada em 2,45 MeV. A linha pontilhada indica a contagem de fundo medida com uma folha fina que absorve a partícula  $^3\text{He}$ , porém transmite prótons, dêuterons e trítions.

libração do detector de nêutrons é indicado na figura (entre NID e NSD). A contribuição da contagem de fundo esteve entre 3,4% a 9,4%, dependendo das condições do alvo. As contagens de  $^3\text{He}$  no intervalo de discriminação selecionado foi tipicamente da ordem de 60% das contagens produzidas por trítions.

A figura 2.17 mostra o espectro de prótons-de-recuo, obtido com nêutrons de 2,45 MeV. A linha sólida é um cálculo de Monte Carlo. O número médio de fotoelétrons correspondendo ao extremo do espectro (prótons de 2,45 MeV) foi deduzido e resultou igual a  $173 \pm 28$ . Não se procurou medir-se o espectro de coincidências entre os dois cintiladores por causa do baixo rendimento do alvo. Neste caso, apenas cerca de 0,5% dos prótons escapam do primeiro cintilador em razão do alcance ser pequeno (0,099 mm).

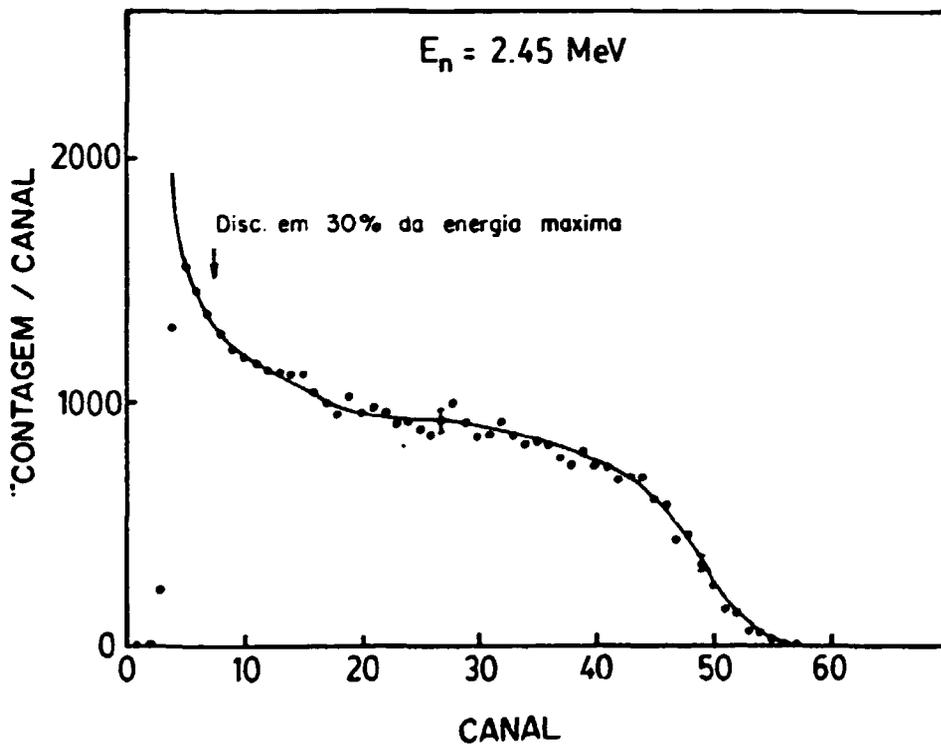


Figura 2.17 Espectro de prótons-de-recuo obtidos com nêutrons de 2,45 MeV em um experimento de partícula associada. A linha sólida é o cálculo por Monte Carlo.

As perdas de eventos de coincidência entre os dois cintiladores, ocasionada por sinais ocorrendo abaixo do nível de discriminação, foram levadas em conta. As perdas de coincidência devido a prótons que escapam do primeiro cintilador é de apenas ~ 0,1%. A maioria das coincidências nesta energia são ocasionadas por nêutrons que produzem partículas de recuo em ambos os cintiladores (i.e., espalhamento múltiplo de nêutrons). A fração destas coincidências que são perdidas, porque o sinal do primeiro cintilador está abaixo do nível de discriminação inferior do CFD, atinge 4,5% do número total de contagens. Na realidade, esta correção compensa parcialmente a correção devida ao espalhamento múltiplo.

A figura 2.18 mostra os resultados obtidos para a eficiência experimental, utilizando o nível de discriminação do espectro na energia de próton correspondendo a 30% da energia máxima, em função do nível de discriminação inferior fracional do CFD.

A tabela 2.3 apresenta valores típicos usados na determinação experimental da eficiência em 2,446 MeV. Utilizando a média das três medidas e extrapolando para o nível zero de discriminação fracional (ver figura 2.18), a eficiência resultou  $2,644 \times 10^{-2}$  com uma incerteza de 1,44%.

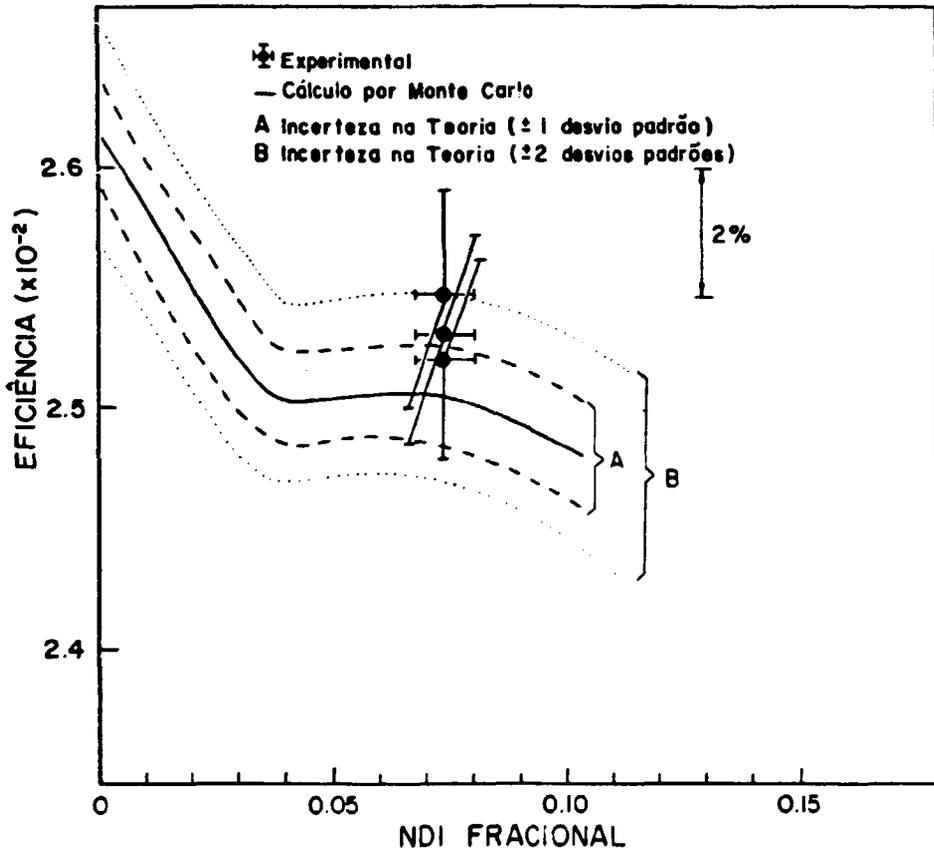


Figura 2.18 Eficiência experimental obtida em 2,45 MeV. O nível de discriminação no espectro corresponde a 0,734 MeV. A linha sólida é o cálculo de Monte Carlo. A linha pontilhada representa a incerteza de um desvio padrão na curva calculada. A abscissa é o nível de discriminação inferior fracional.

Tabela 2.3 Fatores típicos envolvidos na determinação experimental da eficiência em 2,446 MeV em um nível de discriminação fracional de 0,078

Fator	Valor	Incerteza (%)
$\gamma_c/\gamma_a$	2,319	1,0
Atenuação do feixe de nêutrons	0,958	0,4
Correção para tempo morto	1,000	< 0,01
Divergências do feixe de nêutrons	1,0058	0,06
Contagem de fundo para a partícula associada	1,052	1,0
Perda de coincidências	0,9577	0,4
Eficiência <sup>a)</sup>	$2,532 \times 10^{-2}$	1,5

a) A eficiência e sua respectiva incerteza não incluem a correção de perda de coincidência e sua incerteza associada.

## 2.3 CÁLCULO TEÓRICO DA EFICIÊNCIA E ESPECTRO DO DETECTOR DTS NO INTERVALO DE ENERGIA ENTRE 1 e 15 MeV

### 2.3.1 Introdução

Para estabelecer a exatidão do detector DTS, desenvolvido no presente trabalho, como monitor absoluto de fluência de nêutrons, foi necessário efetuar o cálculo teórico da eficiência e espectro de alturas de pulso do detector, no intervalo de interesse, ou seja, entre 1 e 15 MeV. Uma vez feito este

cálculo comparou-se os resultados teóricos com aqueles obtidos experimentalmente, para deste modo estabelecer a exatidão dos valores calculados (vide seção 2.4).

O método considerado o mais conveniente para efetuar este tipo de cálculo é o Método de Monte Carlo. A descrição geral deste método pode ser vista nas referências (24) e (119). A característica principal do método de Monte Carlo consiste na simulação, a mais realística possível, dos efeitos físicos provocados pela partícula (em nosso caso, o nêutron) ao longo de sua trajetória no interior do detector. Se todas as probabilidades de interação para os eventos elementares da "história" da partícula forem conhecidas, então o método de Monte Carlo é aplicável, sendo usualmente o único método disponível<sup>(24)</sup>. A técnica consiste acompanhar individualmente cada uma das partículas de um grande conjunto, durante a sua "história" no interior do meio, desde sua fonte até a sua "morte" em uma das categorias especificadas, utilizando as probabilidades elementares em cada estágio de sua trajetória.

Para o desenvolvimento do código de Monte Carlo adaptado ao detector DTS, tomou-se como base o código CARLO BLACK<sup>(105)</sup>, desenvolvido inicialmente para ser utilizado no Argonne National Laboratory, na determinação da eficiência e espectro do detector "negro". Este código foi tomado como base, porque tinha sido previamente implantado no NBS para utilização rotineira e por possuir diversas rotinas semelhantes às desenvolvidas para o detector DTS.

Como foi explicado na seção 1.2.3, o detector "negro" baseia-se em um princípio muito diferente em relação ao detector DTS. Por esta razão, embora a estrutura básica do programa tenha sido mantida, foi necessário introduzir um grande número de modificações para atualizar o programa CARLO BLACK e adap

tá-lo às características do detector DTS. Os detalhes do programa original, CARLO BLACK, são encontrados na referência (105).

O diagrama de blocos do código de Monte Carlo desenvolvido para o detector DTS, denominado "CARLO DTS", é apresentado na figura 2.19. A seguir são descritas as características mais importantes deste código. Alguns detalhes deste código que se mantiveram iguais ao original (CARLO BLACK) são omitidos aqui, podendo ser verificados na referência (105) citada.

### 2.3.2 Características gerais do código Carlo DTS

O código CARLO DTS é composto de um programa principal e quinze subrotinas, doze das quais foram modificadas em relação ao original, para adequação ao detector DTS. Duas das subrotinas originais, a saber: CHANX e LEADR, foram eliminadas por que referem-se a características específicas do detector NEGRO, as quais são inexistentes no detector DTS. Uma documentação mais completa do programa CARLO DTS incluindo sua listagem, será publicada a parte.

Os parâmetros do detector e a orientação do sistema de coordenadas é apresentado na figura 2.20.

O detector é considerado um cilindro de altura  $HT$  e raio  $R$ , preenchido com cintilador contendo hidrogênio e carbono em concentrações  $N_H$  e  $N_C$ , respectivamente. O feixe de nêutrons, considerado homogêneo, possui um raio  $R_N$  e incide perpendicularmente ao detector. Possíveis não homogeneidade e incidência oblíqua do feixe são introduzidas posteriormente ao cálculo de Monte Carlo, por meio de pequenos fatores de correção na eficiência.

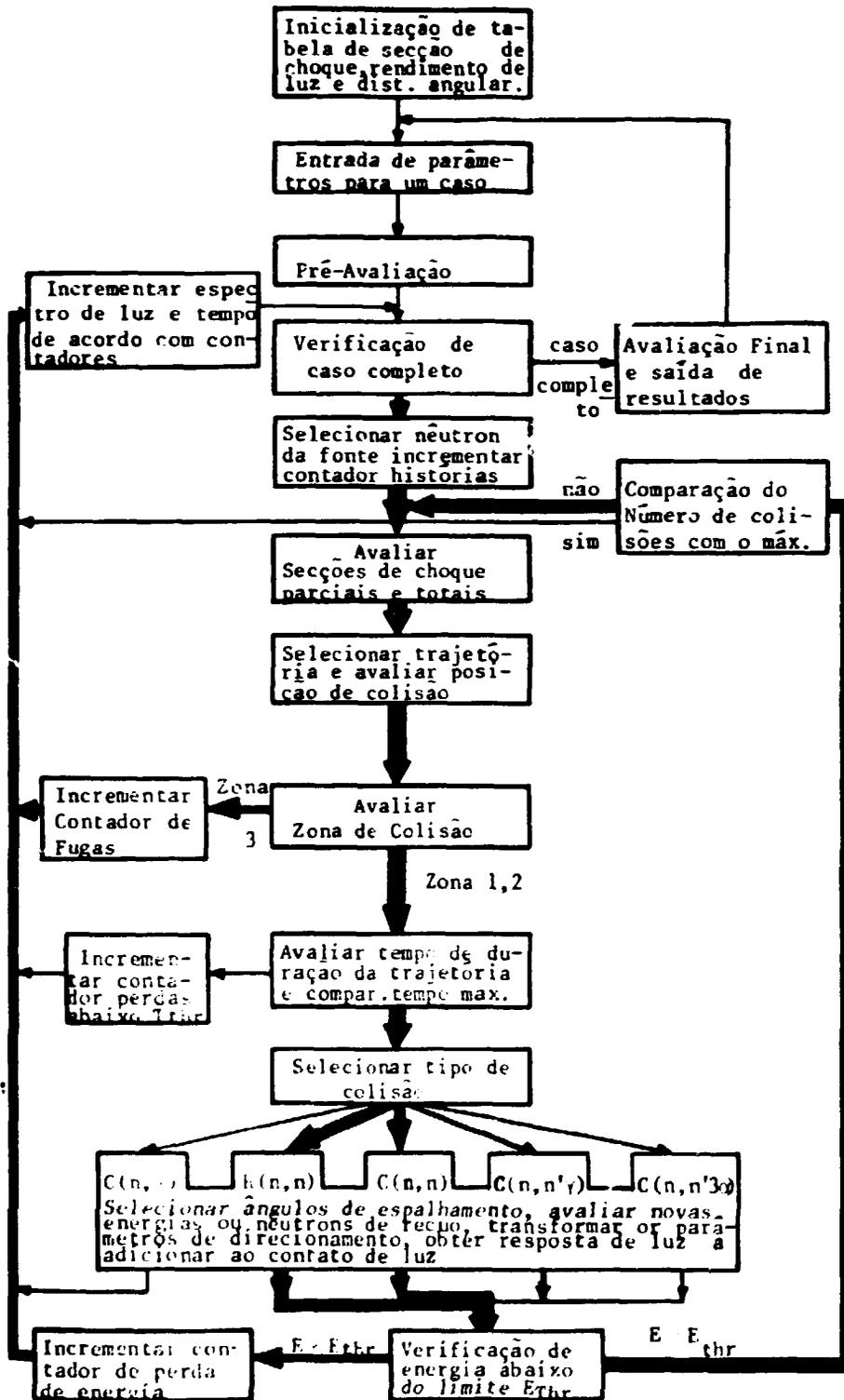


Figura 2.19 Diagrama de Blocos do programa "CARLO DTS"

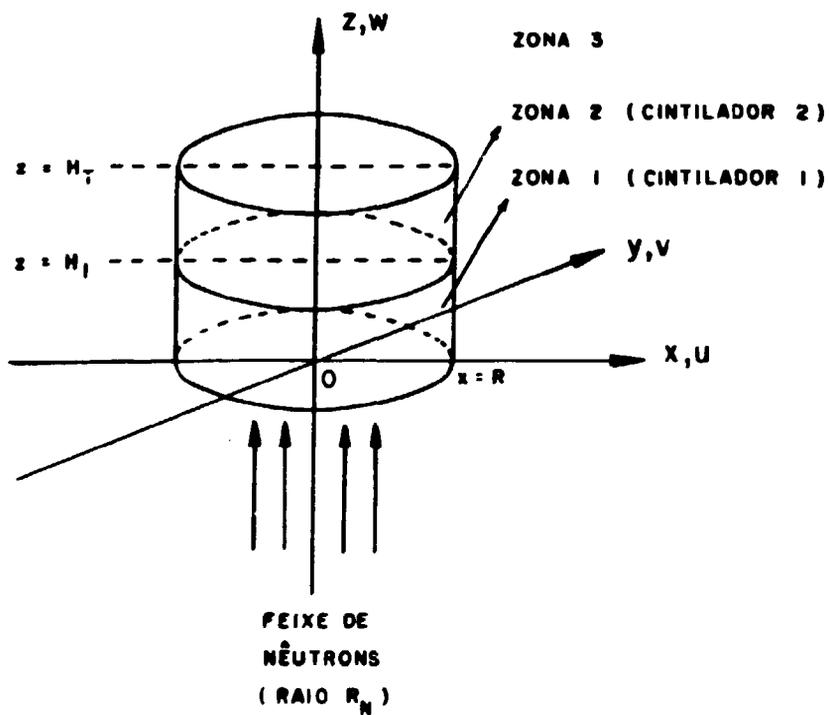


Figura 2.20 Geometria e coordenadas do detector DTS.

A zona 3 corresponde à região fora dos cintiladores.

As partes cilíndricas do detector onde estão situados os cintiladores 1 e 2 são denominadas ZONAS 1 e 2, respectivamente. A ZONA 3 é a região situada fora dos cintiladores. A influência do guia de luz de lucite foi estimada à parte e considerada desprezível, para as dimensões dos feixes de nêutrons utilizados no presente trabalho (vide item 2.3.4.2). A história do nêutron é seguida até que ele escape do sistema, esteja abaixo de um limiar de energia especificado  $E_{thr}$ , ou permaneça no sistema além de um limite de tempo  $T_{thr}$ , pré-estabelecido. Os rendimentos de luz produzidos pelas partículas de recuo ou produtos de reação são adicionados durante a trajetória do nêutron e registrados no final de sua história.

A freqüência do caminho percorrido pelo nêutron, no diagrama da figura 2.19, é indicada pela espessura das linhas. Nos caminhos mais freqüentes aplicou-se técnicas de cálculo mais rápidos ou técnicas de colisão forçada, a fim de reduzir o tempo de processamento do programa. Em razão das pequenas dimensões do detector, um nêutron com energia entre 1 e 15 MeV sofre, em média, uma única colisão no interior do detector. Nesta faixa de energia, o número máximo de colisões não ultrapassa a nove e os nêutrons, em sua grande maioria, escapam do detector antes que sejam absorvidos.

Para obter uma incerteza estatística suficientemente baixa no valor de eficiência ( $\sim 0,4\%$ ), normalmente são necessárias cerca de  $10^5$  histórias, aplicando-se a técnica de colisão forçada. Boas distribuições de altura de pulso são conseguidas com cerca de  $4 \times 10^5$  histórias.

### 2.3.3 Descrição dos cálculos feitos pelo código CARLO DTS

A seguir são descritos os aspectos principais do cál

culo efetuado pelo código CARLO DTS. Nesta descrição procurou-se enfatizar os aspectos que diferenciam o programa CARLO DTS do programa original CARLO BLACK. Alguns aspectos rotineiros da técnica foram omitidos como, por exemplo, transformação de coordenadas.

Inicialmente é introduzida a parametrização das secções de choque e cinemática das reações nucleares envolvidas. Em seguida, é descrita a utilização da técnica de primeira colisão forçada e são feitas considerações sobre a tabela de rendimento de luz com a energia das partículas carregadas. Finalmente, são apresentadas as correções introduzidas no código para os efeitos de coincidências perdidas e variações na coleção de luz.

#### 2.3.3.1 Secções de choque e cinemática das reações

A tabela 1.1 (secção 1.1.2) apresenta as reações que contribuem para a resposta do detector DTS, com os respectivos valores de Q e primeiro e segundo limiares para as reações. As secções de choque foram consideradas como sendo nulas abaixo dos segundos limiares para as reações envolvidas. Os valores de todas estas secções de choque foram retirados do arquivo ENDF/B-V (45) (128). Para a obtenção de valores intermediários aos contidos nas tabelas de secção de choque, foi adotado o método de interpolação linear, para todas as reações envolvidas. As tabelas contêm intervalos de energia apropriados à estrutura das secções de choque, de modo a minimizar o erro na interpolação. Isto é particularmente importante para a secção de choque total no Carbono, que contém diversas ressonâncias acima de 2 MeV.

A secção de choque para espalhamentos elástico no Carbono, acima do primeiro nível de excitação, em 4,433 MeV, foi obtida por:

$$\sigma(n,n) = \sigma_{\text{tot}} - \sum_i \sigma_i, \quad (2.23)$$

onde  $i$  corresponde às secções de choque não-elásticas.

A distribuição angular para a reação  $H(n,n)H$  foi obtida no trabalho de Hopkins e Breit<sup>(60)</sup>. A seleção do ângulo de espalhamento  $\theta'$  (sistema de centro de massa) é efetuada simulando um experimento de secção de choque diferencial<sup>(105)</sup>. Para este propósito, a distribuição angular é normalizada em  $\cos\theta' = 1,0$ :

$$F(\cos\theta') = \frac{\sigma(\cos\theta')}{\sigma(1,0)} = \frac{n}{\sum_{l=0}^n} \Omega_l P_l \quad (2.24)$$

Um valor para  $\cos\theta'$  é escolhido aleatoriamente no intervalo entre  $[-1,1]$ . Escolhe-se em seguida um número aleatório  $R$  entre  $[0,1]$ . Se  $F \geq R$ , então a tentativa é aceita e a energia  $E'$ , do nêutron espalhado, é obtido por:

$$E' = \frac{E}{2} [1 + \cos\theta'] \quad (2.25)$$

onde  $E$  é a energia do nêutron incidente.

A relação acima é válida tanto para o caso não-relativístico, como para o caso relativístico.

A energia do próton-de-recuo é dada por:

$$E_p = E - E' \quad (2.26)$$

Os dados para a distribuição angular para a reação  $C(n,n)C$  foram obtidos do arquivo ENDF/B-V. Como os coeficientes para a expansão em polinômios de Legendre são dados para o sistema de centro-de-massa, foi necessário efetuar-se uma transformação para o sistemas de Laboratório, de modo a ser compatível com o código de Monte Carlo. Para isso utilizou-se a seguinte

relação (74) :

$$w_{\ell} = \sum U_{\ell m}^* w'_{\ell} \quad (2.27)$$

onde  $U_{\ell m}^*$  são os elementos da matriz de transformação, incluídos no arquivo do ENDF/B-V, e  $w_{\ell}$  e  $w'_{\ell}$  são coeficientes dos polinômios de Legendre nos sistemas de laboratório e centro-de-massa. Os elementos  $U_{\ell m}^*$  estão relacionados com a Jacobiana para a transformação dos elementos de ângulo sólido entre os dois sistemas de referência (98).

Para o caso da reação  $C(n,n)C$ , a seleção do ângulo de espalhamento  $\theta$  (sistema de laboratório) é feita de modo análogo ao caso da reação  $H(n,n)H$ . Para a tentativa aceita, a energia do nêutron espalhado elasticamente pelo carbono é dada por:

$$E' = E \left[ \frac{\cos \theta}{13} + \sqrt{\frac{11}{13} + \left(\frac{\cos \theta}{2}\right)^2} \right] \quad (2.28)$$

O programa CARLO DTS inclui a opção de efetuar o cálculo de  $E'$  relativisticamente. Neste caso, a relação torna-se:

$$E' = \frac{E}{169} \left\{ 2 \left[ 1 + \frac{E}{2E_0} \right] \cos \theta \left[ \cos \theta + (\cos^2 \theta + 143)^{1/2} \right] + 143 \left[ 1 + \frac{E}{13E_0} \right] \right\} / \left\{ 1 + \frac{2}{13} \frac{E}{E_0} \left[ 1 + \frac{E}{26E_0} \right] - 2 \frac{E}{169E_0} \left[ 1 + \frac{E}{2E_0} \right] \cos^2 \theta \right\} \quad (2.29)$$

Onde:  $E_0 = 939,573 \text{ MeV}$  = energia de repouso do nêutron.

A energia do carbono de recuo é dada por:

$$E_C = E - E' \quad (2.30)$$

Para a reação  $C(n,n')C$  foi considerada a anisotro-

pia na distribuição angular dos nêutrons espalhados. Os coeficientes foram retirados da referência<sup>(51)</sup>, para a faixa entre 8970 e 14930 keV. Para o restante do intervalo (entre 4812 e 20000 keV), os coeficientes foram tirados do arquivo ENDF/B-V<sup>(45)</sup>. A seleção do ângulo de espalhamento  $\theta'$  foi feita de modo análogo à reação  $H(n,n)H$ . Para a tentativa aceita, a energia do nêutron espalhado inelasticamente no sistema centro-de-massa foi considerada na aproximação não-relativística, por meio da relação seguinte:

$$E' = E \left[ \frac{145}{169} + \frac{156}{169} \frac{Q}{E} + \frac{24}{169} \cos \theta' \left( 1 + \frac{13}{12} \frac{Q}{E} \right)^{1/2} \right] \quad (2.31)$$

Após o cálculo de  $E'$ , o ângulo de espalhamento  $\theta'$  (sistema de centro-de-massa) foi convertido para o sistema de Laboratório ( $\theta$ ) pela relação:

$$\cos \theta = (1 + 12 \cos \theta' S_Q) / (145 + 144 S_Q^2 + 24 \cos \theta' S_Q)^{1/2} \quad (2.32)$$

onde:  $S_Q = \left( 1 + \frac{13}{12} \frac{Q}{E} \right)^{1/2}$

A energia do carbono de recuo é dada por:

$$E_C = E - E' - Q \quad (2.33)$$

O efeito da detecção da radiação gama proveniente da reação  $C(n,n'\gamma)C$  foi calculado separadamente, através de outro código de Monte Carlo, também desenvolvido no presente trabalho. Este código é descrito no item 2.3.4.1.

Para a reação  $^{12}C(n,n)^9Be$ , considerou-se a distribuição angular dos alfas como isotrópica no sistema de laboratório

rio. Esta simplificação não prejudica os resultados, já que o nível de discriminação no espectro de prótons-de-recuo, adotado para o cálculo de eficiência, é sempre escolhido acima do canal correspondente à energia máxima da partícula alfa proveniente desta reação. A energia desta partícula alfa é obtida por<sup>(105)</sup>:

$$E_{\alpha} = E(B + \sqrt{B^2 + C})^2 \quad (2.34)$$

onde:

$$B = \frac{2 \cos \theta}{13}$$

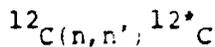
e

$$C = \frac{8}{13} - \frac{9}{13} \frac{Q}{E}$$

A energia do núcleo residual de  ${}^8\text{B}_e$  é dada pela relação:

$$E_{B_e} = E - E' - Q \quad (2.35)$$

Para a reação  $C(n, n'){}^{12}\text{C}$ , a distribuição angular dos nêutrons espalhados foi considerada isotrópica no sistema de La boratório. Esta reação ocorre em três etapas:



e



As energias do nêutron espalhado inelasticamente e do carbono de recuo são dadas pelas equações (2.34) e (2.35)

respectivamente, alterando-se os valores de B e C para:

$$B = \frac{2 \cos \theta}{13}$$

e

$$C = \frac{8}{13} - \frac{9}{13} \frac{Q}{E}$$

O valor de Q foi determinado<sup>(71)</sup>, considerando todos os níveis de excitação, reais ou virtuais, contidos no arquivo ENDF/B-V<sup>(45)</sup>. Para cada energia de nêutron foi gerado um conjunto de valores de probabilidade de excitação,  $P_i$ , para os diversos estados do núcleo composto. Esta probabilidade é a razão entre a secção de choque parcial para um dado estado de excitação e a secção de choque total para aquela energia de nêutron. Estes valores de secção de choque também foram obtidos do arquivo ENDF/B-V. O estado de excitação é selecionado por comparação de  $P_i$  com um número aleatório R entre [0,1]. Se  $R \leq P_i$ , o nível é aceito e Q é obtido pelo i-ésimo valor da tabela 2.4.

Tabela 2.4 Valores de Q para a reação  $^{12}\text{C}(n,n')^{12}\text{C}$ , para os diversos níveis de excitação do núcleo composto ( $^{12}\text{C} + n$ )\*

Índice do Nível	Valor de Q (keV)	Índice do Nível	Valor de Q (keV)
1	7275	10	13250
2	7655	11	13750
3	9638	12	14250
4	10300	13	14750
5	10840	14	15250
6	11250	15	15750
7	11750	16	16250
8	12250	17	16750
9	12750	18	17250

A energia da primeira partícula alfa proveniente da reação  $^{12}\text{C}(n,n')^3\alpha$  é obtida em função da energia do carbono de recuo pela seguinte relação (105) :

$$E_{\alpha_1} = D_1 + \frac{m_\alpha}{m_c} E_c + 2 \sqrt{\frac{m_\alpha}{m_c}} \sqrt{D_1} \sqrt{E_c} \cos \psi \quad (2.36)$$

onde

$$D_1 = \frac{Q_c}{1 + \frac{m_\alpha}{m_{B_e}}},$$

$$E_{B_e} = E_c + Q_c - E_{\alpha_1}$$

$$Q_c = Q - 7336.7 \quad (\text{keV})$$

O valor de  $\cos \psi$  é dado por uma distribuição isotrópica no sistema de centro-de-massa, através de um número aleatório no intervalo  $[-1,1]$ .

As energias das partículas alfa provenientes da desintegração do  $^8\text{Be}$  são dadas por (105) :

$$E_{\alpha_2} = D_2 + \frac{m_\alpha}{m_{B_e}} E_{B_e} + 2 \sqrt{\frac{m_\alpha}{m_{B_e}}} \sqrt{D_2} \sqrt{E_{B_e}} \cos \psi_2 \quad (2.37)$$

e

$$E_{\alpha_3} = E_{B_e} + Q_{B_e} - E_{\alpha_2}$$

onde

$$D_2 = Q_{B_e} / 2$$

e

$$Q_{Be} = 91,88 \text{ keV}$$

O valor de  $\cos \psi_2$  é obtido de modo análogo ao de  $\cos \psi$ .

### 2.3.3.2 Aplicação da técnica de colisão forçada

Esta técnica permite uma redução no número de histórias seguidas pelo programa de Monte Carlo, sem que haja uma variação apreciável na incerteza estatística obtida. Sua aplicação foi feita para definir o ponto onde a primeira colisão do nêutron deve ocorrer ou para forçar o nêutron a colidir preferencialmente com o hidrogênio do cintilador.

O uso dessa técnica no programa CARLO DTS é opcional podendo a colisão forçada ser ou não aplicada, dependendo do valor de parâmetros de entrada. Seu uso é obrigatório apenas para o caso do item 2.3.3.2.i uma vez que sua não utilização nesse caso aumentaria proibitivamente o número de nêutrons incidentes no detector DTS, para atingir incertezas estatísticas  $\pm 1,0\%$ .

#### i) Primeira colisão forçada no interior do detector

O detector DTS possui uma transmissão elevada para nêutrons de energias da ordem de MeV. Isto resulta em uma baixa eficiência de detecção. Por este motivo, normalmente seria necessário um grande número de nêutrons incidentes no detector para que a eficiência obtida pelo método de Monte Carlo atingisse uma incerteza estatística suficientemente baixa. Em consequência, o tempo de processamento resultaria excessivamente longo. Este problema foi solucionado aplicando-se a técnica de primei-

ra colisão forçada. Neste caso, a primeira colisão do nêutron é confinada no interior do detector e a distância até a primeira colisão é dada por <sup>(24)</sup>:

$$l = -\lambda \ln \{1 - R [1 - \exp(-L/\lambda)]\} \quad (2.38)$$

onde  $\lambda = 1/\Sigma_T$  = distância média até a primeira colisão.

R é um número aleatório no intervalo [0,1]

e

$L = H_T$  é a espessura total do detector DTS ( $0 \leq l \leq L$ ).

Este procedimento resulta em uma eficiência de detecção de 100%. A redução no tempo de processamento atinge a um fator da ordem de - 20 em 15 MeV. A esta eficiência calculada, aplica-se o fator de detecção seguinte:

$$D = [1 - \exp(-L/\lambda)] \quad (2.39)$$

A distância até as colisões subseqüentes do nêutron são calculadas pela relação usual:

$$l = -\lambda \ln R \quad (2.40)$$

ii) Colisão forçada no hidrogênio e zona 1

A tabela 2.5 mostra a contribuição percentual das contagens no espectro de prótons-de-recuo, originadas por primeira colisão no hidrogênio e carbono, na eficiência do detector DTS, para diferentes energias de nêutron. Entre 89 - 96% destas contagens tem origem com primeira colisão no hidrogênio.

Tabela 2.5 Contribuição percentual de contagens, originadas por primeira colisão no hidrogênio, carbono e ZONA 1 e 2, na eficiência do detector DTS

Energia do Nêutron (MeV)	Contribuição na Eficiência (%)			
	Hidrogênio	Carbono	ZONA 1	ZONA 2
1,0	89,0	11,0	95,6	4,4
2,4	93,8	6,2	96,7	3,3
14,0	96,4	3,6	98,6	1,4

Como a razão entre as secções de choque totais no hidrogênio e carbono estão na faixa de 0,5 a 3, para nêutrons entre 1 e 15 MeV, a percentagem de nêutrons que usualmente incide no Hidrogênio situa-se entre 30 e 77%. Deste modo, tornou-se conveniente a aplicação da técnica de primeira colisão forçada no hidrogênio, a fim de reduzir o tempo de processamento do programa em um fator de até ~3.

Uma fração  $f_H$  dos nêutrons incidentes é forçada a colidir com o hidrogênio e  $(1-f)$  colide com o carbono. As contagens no espectro de prótons-de-recuo tornam-se números reais  $X$  dados por:

$$X = \begin{cases} 1 \text{ (hidrogênio)} \\ \frac{f_H}{(1-f_H)} \left( \frac{\Sigma_T}{\Sigma_H} - 1 \right) \text{ (carbono)} \end{cases} \quad (2.41)$$

O número de nêutrons processado,  $N_s$ , dá origem a um

número maior de contagens no espectro de prótons-de-recuo,  $N'_S$ , dado por:

$$N'_S = f_H \frac{\Sigma_T}{\Sigma_H} \cdot N_S \quad (2.42)$$

O tempo de processamento é reduzido pelo fato  $N'_S/N_S$ . Em 14 MeV e utilizando  $f_H = 0,9$ , este fator é 2,4.

Uma análise da tabela 2.5 mostra que entre 95 a 99% das contagens que contribuem na eficiência, originam-se com a primeira colisão do nêutron na região do primeiro cintilador (ZONA 1). Por causa da transmissão elevada para nêutrons entre 1 a 15 MeV no detector DTS, cerca de metade dos nêutrons incide na ZONA 1 e metade na ZONA 2. Por esta razão, torna-se conveniente a aplicação de primeira colisão forçada no cintilador 1, de modo a reduzir o tempo de processamento por um fator de até -2.

Uma fração  $f_S$  dos nêutrons incidentes é forçada a colidir na ZONA 1 e  $(1 - f_S)$  colide na ZONA 2. As contagens no espectro de prótons-de-recuo  $X'$  passam a ser:

$$X' = \begin{cases} X \text{ (cintilador 1)} \\ X \cdot \frac{f_S}{1 - f_S} (P/P_1 - 1) \text{ (cintilador 2)} \end{cases} \quad (2.43)$$

onde

$$P = 1 - \exp(-\Sigma_T H_T)$$

$$P_1 = 1 - \exp(-\Sigma_T H_1)$$

O número de nêutrons processado dá origem a um núm.:-

ro maior de contagens no espectro de prótons-de-recuo, dado por:

$$N''_S = N' \cdot f_S \cdot \frac{P}{P_1} \quad (2.44)$$

O tempo de processamento é reduzido pelo fator  $N''/N'$ . A redução total, incluindo a colisão forçada no hidrogênio, torna-se  $N''/N'_S$ . Em 14 MeV, para  $f_S=f_H=0,9$  a redução total resulta 4,3.

### 2.3.3.3 Distribuição de alturas de pulso

Os rendimentos de luz produzidos por prótons, partículas alfa e núcleos de carbono ou berílio, provenientes das reações ocorridas no interior do detector DTS, são obtidos por interpolação em uma tabela de rendimento de luz em função da energia da partícula<sup>(15)</sup>. A luz produzida por núcleos de berílio é considerada como igual à produzida por núcleos de carbono. Para cada interação durante a história de um nêutron, o rendimento de luz produzido pelas partículas é acumulado, resultando em uma contagem armazenada em um canal do espectro de alturas de pulso, proporcional à luz total gerada pelo nêutron.

O programa CARLO DTS incorpora dois espectros de altura de pulso. No primeiro, todas as interações dos nêutrons no interior do detector DTS são incorporadas e o efeito de escape de prótons não é considerado. No segundo, faz-se uma distinção entre as histórias iniciadas por primeira interação do nêutron na ZONA 1 em relação à ZONA 2. Neste caso, apenas as histórias que produzam uma altura de pulso no cintilador 1 acima de um nível de discriminação pré-estabelecido é que são computadas no espectro final. Para este segundo espectro, o efeito do escape de prótons do cintilador é levado em consideração, além da va-

riação na coleção de luz ponto a ponto no interior de dois cintiladores, Estes aspectos serão discutidos nos itens 2.3.3.4,5. O segundo espectro, que simula a interação do nêutron de modo mais realístico, é o utilizado na comparação com o espectro experimental e na determinação da eficiência teórica para o detector DTS.

O cintilador NE110, utilizado no detector DTS, difere ligeiramente em resposta de luz com relação ao cintilador NE213, para o qual foi obtida a tabela utilizada, no programa de Monte Carlo. Por esta razão, procedeu-se à determinação experimental do rendimento de luz no cintilador NE110 em função da energia do próton. Esta determinação está diretamente associada à medida da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , sendo descrita em detalhes no item 3.5.1.2. Uma vez obtida a tabela de alturas de pulso em função da energia do próton, foi elaborado um programa denominado NEWLIT. Este programa converte o espectro de saída do programa de Monte Carlo em um novo espectro, de acordo com a tabela de alturas de pulso obtida experimentalmente. O procedimento de conversão é feito com uma resolução equivalente a 1/50 de canal e mantém constante o número total de contagens no espectro. Com este procedimento, leva-se em conta também uma possível não-linearidade do sistema eletrônico, com relação ao sinal de luz coletado pelas fotomultiplicadoras.

O efeito da resolução finita do detector DTS é introduzido no procedimento de ajuste do espectro teórico com o espectro experimental do detector, conforme é descrito na seção 2.4.

#### 2.3.3.4 Efeito de coincidências perdidas

O escape de prótons pela face posterior do primeiro

cintilador do detector DTS é um efeito grande, para energias de nêutron da ordem de vários MeV. Entretanto, a distorção correspondente no espectro de prótons de recuo é eliminada experimentalmente através da detecção dos prótons que escapam, feita pelo segundo cintilador, posicionado atrás do primeiro. Como este processo requer um sinal de coincidência, existe um limite inferior para que o pulso no primeiro cintilador seja detectável. Os pulsos de coincidências abaixo deste limite são perdidos. Algumas destas coincidências perdidas poderiam produzir pulsos-soma acima do nível de discriminação selecionado para o cálculo da eficiência (normalmente a 30% da energia máxima do próton). Portanto, é necessário aplicar uma correção para este efeito. Para energias de nêutron baixas, há também perda de coincidências provocadas por espalhamento múltiplo entre os dois cintiladores, que deve ser levada em consideração.

O efeito de coincidências perdidas, ocasionado pelo escape de prótons, foi incorporado ao código CARLO DTS, calculando-se a fração da energia do próton que é depositada em cada cintilador.

Inicialmente, calculou-se a coordenada direcional  $w'_F$ , do próton espalhado, em relação ao eixo Z:

$$w'_F = w \left( \frac{E}{E_p} \right)^{1/2} - w' \left( \frac{E'}{E_p} \right)^{1/2} \quad (2.45)$$

onde:

$w$  e  $w'$  são as coordenadas direcionais do nêutron, antes e depois do espalhamento, respectivamente

$E$  e  $E'$  são as energias do nêutron, antes e depois do espalhamento, respectivamente

$E_p$  é a energia do próton-de-recuo.

Em seguida, obteve-se o valor do alcance do próton no cintilador NE110, pela seguinte relação:

$$R_p = \exp[f(E_p)] \quad (2.46)$$

onde

$$f(E_p) = \sum_{i=0}^6 a_i [\ln(E_p)]^i \quad (2.47)$$

Os valores de  $a_i$  foram obtidos por ajuste por mínimos quadrados ponderado, a partir dos valores de alcance em função da energia obtidos por Janni<sup>(67)</sup>, para a faixa de 1 keV a 20 MeV. Os pesos aplicados aos pontos seguiu a relação usual:

$$w = \left[ \frac{1}{\sigma \ln R} \right]^2 = \left[ \frac{100}{\sigma R(\%) } \right]^2 \quad (2.48)$$

Os resultados para os coeficientes  $a_i$  são apresentados na tabela 2.6.

A partir do valor do alcance, determinou-se a coordenada  $Z$  do próton, no ponto de término de sua trajetória:

$$Z'_p = Z_p + w_p R_p \quad (2.49)$$

A fração da trajetória do próton que está contida fora do primeiro cintilador é dada por:

$$R_2 = R_p (Z'_p - H_1) / (Z'_p - Z_p) \quad (2.50)$$

A energia com que o próton deixa o primeiro cintilador,  $E_2$ , é calculada a partir do seu alcance  $R_2$ , pela seguinte:

$$E_2 = \exp [g(R_2)] \quad (2.51)$$

onde:

$$g(R) = \sum b_i [\ln(R)]^i \quad (2.52)$$

Os valores de  $b_i$  foram obtidos de modo análogo a  $a_i$ . Neste caso, o peso aplicado aos pontos foi obtido por um processo iterativo<sup>(34)</sup>, tendo valor:

$$L = \frac{w_x}{F_x^2} \quad (2.53)$$

onde

$$F = y - \sum_{i=0}^6 b_i (x_i)^i$$

e

$$y = \ln E; \quad x = \ln R; \quad F_x = \partial F / \partial x; \quad w_x = 1/c_x^2.$$

Os resultados para  $b_i$  são apresentados na tabela 2.6.

Os resíduos observados para os valores ajustados de alcance em função da energia do próton, resultaram sempre menores que a incerteza nos alcances contidos na tabela. O mesmo foi observado para a relação inversa, de energia em função do alcance. Para prótons com energia superior a 500 keV, estes resíduos resultaram menores que 1%. Aplicou-se uma correção aos valores de alcance obtidos, para levar em conta a diferença entre as densidades do cintilador NE110 e do cintilador PILOT B, para o qual é válida a tabela de alcances utilizada.

Para energias de próton inferiores a 10 keV, o alcance resulta menor que  $3 \times 10^{-5}$  cm. Por esta razão, o alcance do próton foi considerado zero abaixo dessa energia, a fim de redu

Tabela 2.6 Valores de coeficientes para o ajuste do alcance em função da energia do próton ( $a_i$ ) e energia em função do alcance ( $b_i$ ) (E em MeV, R em microns)

Índice	$a_i$	$b_i$
0	3,113265	2,514822
1	1,604888	1,136158
2	$9,8827 \times 10^{-2}$	$1,35384 \times 10^{-1}$
3	$- 2,4682 \times 10^{-2}$	$1,824332 \times 10^{-4}$
4	$- 1,30692 \times 10^{-3}$	$5,046576 \times 10^{-3}$
5	$9,484006 \times 10^{-4}$	$7,6368 \times 10^{-4}$
6	$8,786986 \times 10^{-5}$	$3,495327 \times 10^{-5}$

zir o tempo de processamento do programa de Monte Carlo.

Para eventos onde o próton escapa, depositando parte da sua energia no segundo cintilador, a energia depositada no primeiro cintilador é dada por:

$$E_1 = E_p - E_2 \quad (2.54)$$

Para eventos onde ocorre coincidência, porém o próton é gerado no segundo cintilador (por espalhamento múltiplo), a fração de sua trajetória que escapa do detector é dada por:

$$R'_2 = R_p (Z'_p - H_T) (Z'_p - Z_p) \quad (2.55)$$

correspondendo à energia

$$E'_2 = \exp [g(R'_2)] \quad (2.56)$$

Neste caso, contribui no espectro a fração da energia do próton que é depositada no segundo cintilador, conforme a seguinte relação:

$$E_2 = E_p - E'_2 \quad (2.57)$$

A luz total produzida por um dado nêutron no código de Monte Carlo foi separada em duas partes: a primeira, corresponde à luz total produzida no primeiro cintilador (ZONA 1) e a segunda correspondendo à luz total produzida no segundo cintilador (ZONA 2). Os eventos que produzam luz no primeiro cintilador abaixo de um limiar pré estabelecido são rejeitados. Deste modo, a perda de coincidências provocadas por espalhamento múltiplo são também considerados.

O programa CARLO DTS permite a obtenção da correção para coincidências perdidas, para qualquer valor do nível de discriminação eletrônico (LLD) através do espectro de contagens NCOIN 1 (I). Neste espectro estão as amplitudes dos pulsos produzidos no cintilador 1, que somadas às amplitudes de pulso produzidas no cintilador 2, para o mesmo nêutron, resultam em pulsos que ultrapassam o canal correspondente ao nível de discriminação em 30% da energia máxima do próton.

A correção para coincidências perdidas é apresentada na figura 2.21, como função do nível de discriminação inferior fracional (razão entre o canal no nível inferior de discriminação e o canal no extremo do espectro), para diversas energias de nêutron incidente. Nesta figura, o nível de discriminação adotado para o cálculo da eficiência do detector, corresponde a 30% da energia máxima dos prótons-de-recuo.

Os resultados desta correção, para as medidas feitas em 14 MeV, são apresentados na tabela 2.1 (item 2.2.5.2). Para

a energia de 2,45 MeV, os resultados estão na tabela 2.3 ( item 2.2.6.2).

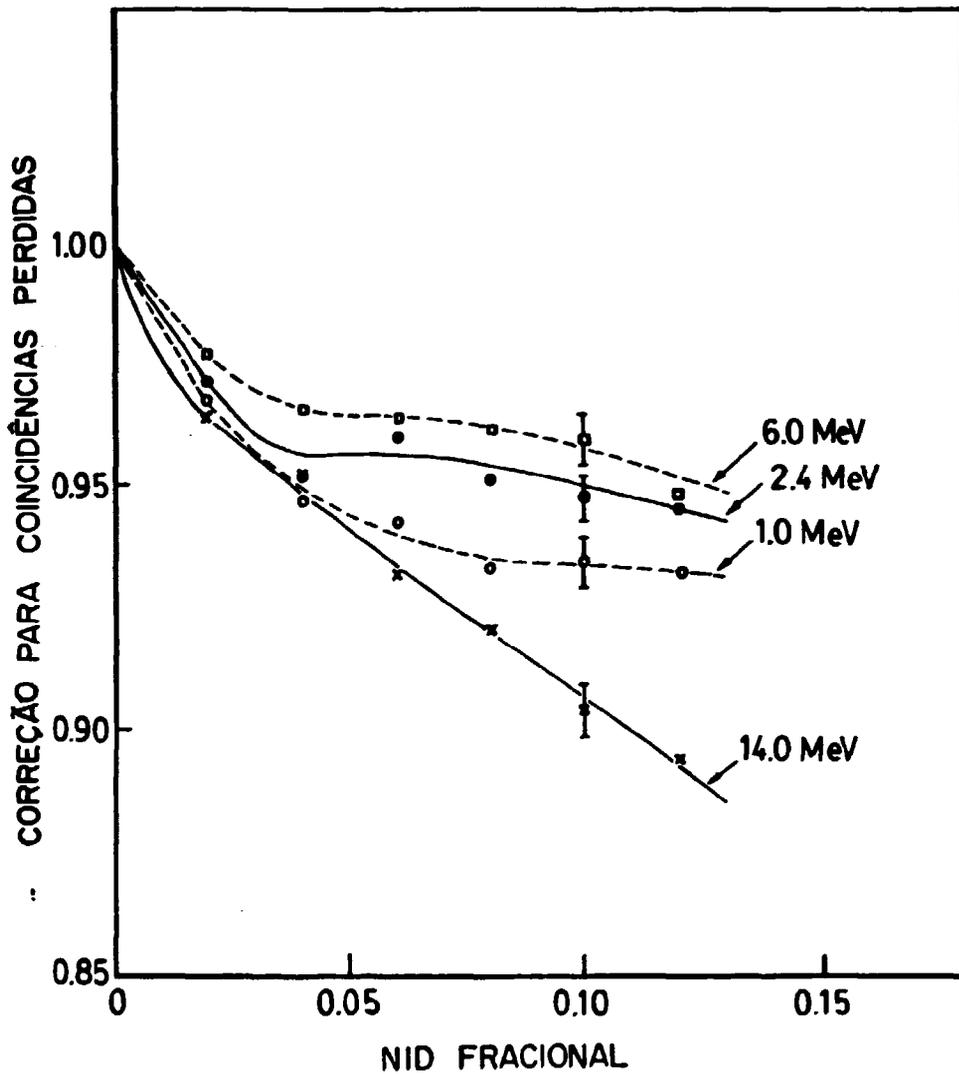


Figura 2.21 Correção para coincidências perdidas em função do nível inferior de discriminação fracional (NID)

### 2.3.3.5 Variação na coleção de luz

Conforme descrito na seção 2.1.3.3, a variação na coleção de luz foi medida em diferentes pontos para cada cintilador. Este efeito, embora pequeno, foi incorporado no código CARLO DTS através da seguinte relação:

$$P(r) = P(o) (1 + ar^2) \quad (2.58)$$

onde:  $P(r)$  é a resposta de luz média à distância  $r$  (em cm) a partir do centro do cintilador. O coeficiente  $a$  foi deduzido a partir da variação de coleção de luz medida. Os valores médios para  $a$  foram 0,0107 para o cintilador 1 e 0,0040 para o cintilador 2.

### 2.3.4 Cálculos adicionais para a eficiência teórica

#### 2.3.4.1 Correção para detecção da radiação gama da reação $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)$

Com o objetivo de determinar a alteração na eficiência teórica provocada pela detecção da radiação gama produzida pelo espalhamento inelástico no Carbono,  $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)$ , elaborou-se um código de Monte Carlo simplificado. O gama de interesse possui uma energia de 4,43 MeV e origina-se no primeiro nível de excitação do  $^{12}\text{C}^*$ . A interação deste gama no cintilador NE110 se faz essencialmente por espalhamento Compton, tendo sido desconsiderados, no código, outros tipos de interação. O elétron Compton possui uma energia máxima de 4,19 MeV, correspondendo a um alcance de ~ 20,5 cm no cintilador NE110. Por esta razão, foi

necessário considerar o efeito de escape de elétrons, que produz uma distorção grande no espectro de elétrons Compton.

Os detalhes do formalismo aplicado para esta correção são descritos no Apêndice. As equações básicas foram obtidas da referência (24). Em razão da transparência do detector para nêutrons, considerou-se uma distribuição uniforme de gamas gerados ao longo da linha de incidência dos nêutrons. Por simplicidade, considerou-se a emissão dos gamas como isotrópica no sistema de Laboratório. Como a probabilidade de detecção do gama no interior do detector é pequena, aplicou-se a técnica de colisão forçada do gama, com probabilidade uniforme ao longo da direção do gama espalhado. A anisotropia da distribuição angular dos elétrons Compton foi levada em consideração neste formalismo.

A correção aplicada na eficiência do detector DTS é dada por:

$$f_{n,\gamma} = 1 + \frac{\epsilon_{\gamma}}{\epsilon_D} \quad (2.59)$$

onde:

$\epsilon_D$  e  $\epsilon_{\gamma}$  são as eficiências do detector DTS para a detecção de nêutrons e dos gamas de 4,43 MeV, respectivamente.  $E_D$  é dada pelo programa CARLO DTS e

$$\epsilon_{\gamma} = p_{\gamma} p_{nn'} S \quad (2.60)$$

onde:  $p_{\gamma}$  é a probabilidade média de detecção gama,

$$p_{\gamma} = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [1 - \exp(-N_e \sigma_e T)]_i$$

$N_e$  = densidade de elétrons do cintilador NE110.

$\sigma_e = 8,974 \times 10^{-26} \text{ cm}^2/\text{eletron} = \text{seção de choque Compton em } 4,43 \text{ MeV (Klein - Nishima)}$

$n = n\phi$  de histórias seguidas no programa de Monte Carlo

$P_{nn'}$  é a probabilidade de ocorrer a reação  $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$

$$P_{nn'} = [1 - \exp(-N_C \sigma_{nn'} H_T)]$$

$N_C$  = densidade de átomos de carbono no cintilador NE110.

$s$  = fração das contagens produzidas por elétrons Compton, acima do nível de discriminação.

Os resultados para a correção  $f_{n,\gamma}$  estão na tabela 2.7, para nêutrons com energias entre o limiar e 15 MeV, incidindo ao longo do eixo do detector. Nesta faixa de energia, a correção resultou entre 0,0 e 0,4%. No caso de um feixe de nêutrons obedecendo uma distribuição espacial gaussiana - mais realística para irradiações utilizando o método de partícula associada - a correção resulta ainda menor, sendo desprezível na região de 14 MeV.

Tabela 2.7 Resultados para a correção para detecção da radiação gama proveniente da reação  $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$

Energia (keV)	Fator de correção	Energia (keV)	Fator de correção
4850	1,0000	6540	1,0025
4930	1,0003	6640	1,0017
4980	1,0005	7180	1,0015
5100	1,0004	8044	1,0037
5180	1,0004	9000	1,0022
5280	1,0009	10000	1,0024
5380	1,0014	11000	1,0024
5550	1,0012	12224	1,0014
5900	1,0019	13250	1,0012
6250	1,0025	14000	1,0010
6350	1,0031	14750	1,0008
6410	1,0024	15477	1,0007

#### 2.3.4.2 Interações nos materiais que circundam os cintiladores

Para determinar a eficiência absoluta com boa exatidão, é desejável manter pequenos os fatores de correção envolvidos. A presença de materiais em torno dos cintiladores introduz alguns pequenos efeitos na eficiência, que devem ser considerados. O envólucro de alumínio nos cintiladores e na jaenal do detector produz uma atenuação desprezível no feixe de nêutrons ( $< 0,1\%$ ), para o intervalo de energia entre 1 e 15 MeV. As partículas alfa provenientes da reação  $^{27}\text{Al}(n,\alpha)^{24}\text{Na}$  produzem bai-

no rendimento de luz e são eliminadas por discriminação de altura de pulso. Os prótons da reação  $^{27}\text{Al}(n,p)^{27}\text{Mg}$  aumentam a eficiência em apenas -0,05% para 15 MeV e este aumento é menor em energias mais baixas.

O alumínio entre os dois cintiladores absorve uma pequena fração da energia do próton, distorcendo o espectro de prótons-de-recuo no segundo cintilador. Uma estimativa da variação do número de contagens no segundo cintilador resultou:

$$\frac{\Delta N}{N_0} = \frac{R_0}{L} (1 - I/I_0) \tag{2.61}$$

onde:

$$N = \int_0^{E_0} N'_p(E) dE$$

e

$$N'_p(E) = N'_p(E) \frac{R_0}{L} \left\{ 1 - \frac{E}{E_0} - p \frac{L}{R_0} - \frac{1}{2} \left( \frac{E}{E_0} \right)^2 \left[ \left( 1 + \frac{4pL}{R_0} \left( \frac{E_0}{E} \right)^2 \right)^{1/2} - \left[ 1 + 4 \left( \frac{E_0}{E} \right)^2 \left( 1 - \frac{E}{E_0} \right)^{1/2} \right] \right] \right\}$$

(2.62)

- e
- $N_0$  é o valor de N para  $p = 0$
  - $R_0$  é o alcance do próton para  $E = E_0$
  - L é a espessura do cintilador
  - p é a razão entre os poderes de freiamento do alumínio e do cintilador NE110.

Os resultados para  $L = 2,54$  mm mostraram que  $\Delta N/N_0$  é aproximadamente constante e igual a 0,04% para cada  $10^{-4}$  cm de

alumínio. Para o detector do presente trabalho, utilizou-se  $1,32 \times 10^{-4}$  cm de alumínio, portanto a variação esperada na eficiência do detector é de apenas 0,05%.

É possível haver uma variação adicional na eficiência do detector DTS causada por interações dos nêutrons no lucite do guia de luz e no vidro das fotomultiplicadoras. A magnitude deste efeito depende do tamanho do feixe de nêutrons comparado com as dimensões do cintilador. Os nêutrons espalhados uma vez pelo cintilador poder ir em direção ao lucite ou ao vidro e serem espalhados de volta ao cintilador. Para o caso do feixe de nêutrons ser menor que o cintilador, este efeito é pequeno por causa das dimensões do detector. A contribuição estimada para o guia de luz foi  $\leq 0,04\%$  e para as fotomultiplicadoras  $\leq 0,02\%$ . Para o caso onde o feixe de nêutrons é maior que o cintilador, este efeito é maior, mas pode ser reduzido utilizando-se um colimador não calibrado, ligeiramente maior que o cintilador. Para um colimador com diâmetro de 1 cm maior que o do cintilador, a contribuição do espalhamento no carbono foi estimado em  $\sim 0,5\%$  por barn. O espalhamento elástico no hidrogênio contribui tanto com prótons como com nêutrons na resposta do cintilador. Se a eficiência for calculada para um nível de discriminação correspondendo a 30% ou mais da energia máxima, apenas uma fração destes eventos contribuirão na eficiência. A contribuição dos nêutrons é máxima para energias mais baixas, sendo estimada em 0,2% em 1 MeV. A contribuição devida aos prótons aumenta com a energia, em razão do alcance maior no cintilador. Como o guia de luz possui uma concentração de hidrogênio comparável à do NE110, os prótons que entram pelas bordas do cintilador são compensados quase que exatamente pelos prótons que saem do cintilador. O efeito resultante foi estimado em  $\sim 0,5\%$  em 15 MeV e menor para energias mais baixas.

### 2.3.5 Resultados dos cálculos

A figura 2.22 mostra a curva de eficiência juntamente com os pontos experimentais em 2,45 MeV e 14,0 MeV. A eficiência varia de  $4,6 \times 10^{-2}$ , em 1 MeV, a  $6,4 \times 10^{-3}$ , em 15 MeV. Para o caso onde toda a área do detector DTS ( $17,3 \text{ cm}^2$ ), estiver imersa no feixe de nêutrons, a eficiência, em termos de contagem/nêutron/ $\text{cm}^2$  estará entre 0,8 e 0,1, no intervalo entre 1 e 15 MeV. O comportamento da eficiência calculada em função da energia do nêutron segue essencialmente a secção de choque  $H(n,n)H$ . As contribuições das secções de choque para as reações  $C(n,n)C$  e  $^{12}C(n,n'\gamma)^{12}C$  causam algumas pequenas irregularidades na curva de eficiência, principalmente nas regiões de ressonância do carbono. As reações  $^{12}C(n,\alpha)^9B_e$  e  $^{12}C(n,n')3\alpha$  praticamente não contribuem com a eficiência do detector em razão do baixo rendimento de luz das partículas alfa e da baixa energia do nêutrons emitido nesta última reação.

Foi observada uma correlação evidente entre a eficiência e as secções de choque do carbono e hidrogênio. Em particular, obteve-se uma boa exatidão na interpolação da eficiência para várias energias de nêutron, utilizando a seguinte fórmula:

$$\epsilon_B / \sigma_H = a_1 + a_2 \sigma_C + a_3 \sigma_H \quad (2.63)$$

onde:

- $\epsilon_B$  é a eficiência acima do nível de discriminação,
- $\sigma_C$  é a secção de choque elástica + inelástica do Carbono,
- $\sigma_H$  é a secção de choque para o espalhamento  $H(n,n)H$ ,
- $a_1, a_2, a_3$  são constantes.

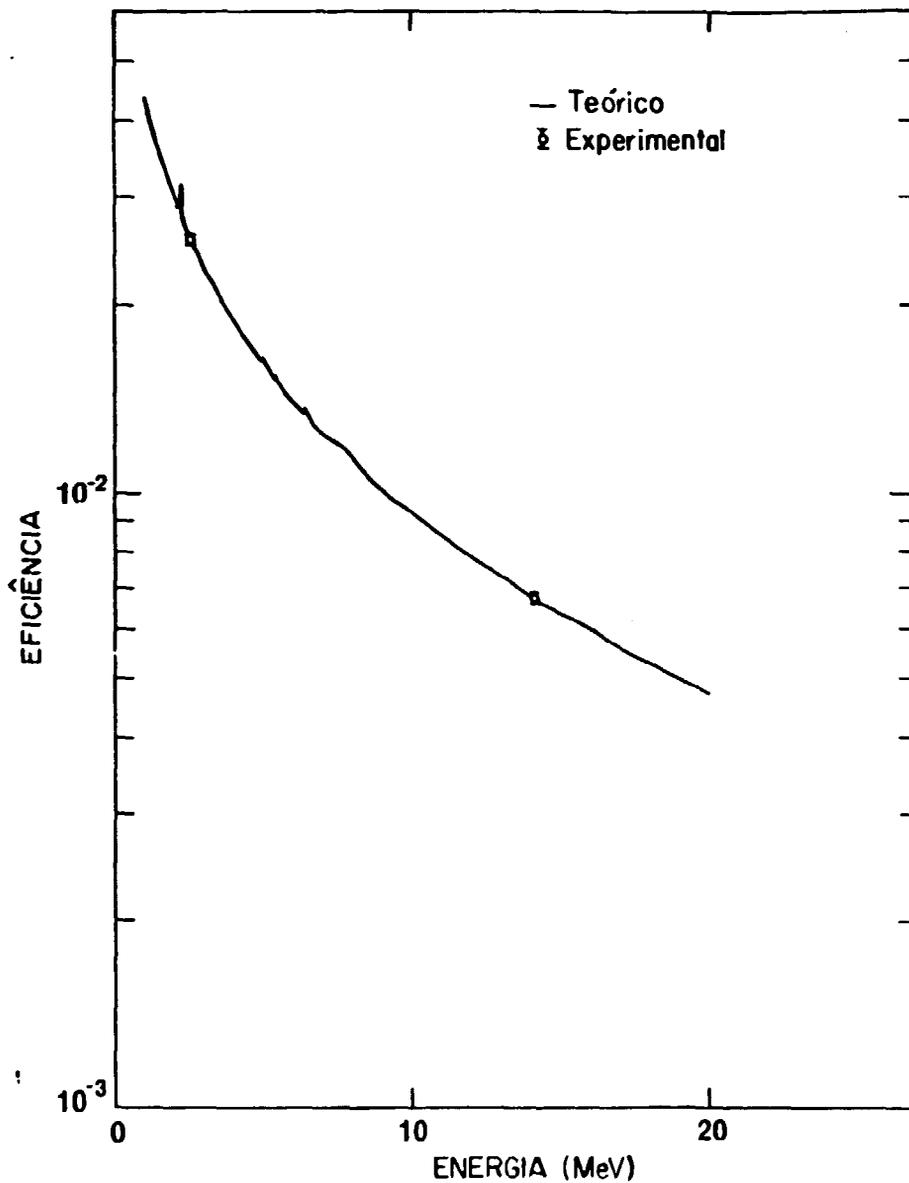


Figura 2.22 Curva de eficiência do detector DTS entre 1 e 15 MeV. Nível de discriminação em 30% da energia máxima do próton. Os pontos em 2,45 e 14,0 MeV foram obtidos experimentalmente. A linha sólida é o Cálculo de Monte Carlo.

Os valores de  $a_1$ ,  $a_2$  e  $a_3$  foram obtidos através de ajuste por mínimos quadrados entre  $\epsilon_B/\sigma_H$  e as secções de choque. A eficiência foi calculada em diversas energias selecionadas, onde as secções de choque do carbono apresente as maiores variações. A tabela 2.8 mostra os resultados dos ajustes utilizando-se os níveis de discriminações fracionais seguintes: 0,30, 0,35 e 0,40 da energia máxima. O nível inferior de discriminação adotado foi igual a zero.

A incerteza obtida na interpolação varia de 0,8% a 1,8%, para os três níveis fracionais de discriminação, dependendo da faixa de energia considerada.

O valor de  $a_1$  corresponde a eficiência desprovida da correção para espalhamento múltiplo, em  $b^{-1}$ . Os valores de  $a_2$  e  $a_3$  corresponde à correção de espalhamento múltiplo no carbono e hidrogênio, respectivamente, em  $b^{-2}$ . O valor de  $a_2$  diminui com o aumento do canal fracional de discriminação, enquanto que  $a_3$  aumenta. Este comportamento é explicado considerando as variações na forma do espectro do detector, causadas pelo espalhamento

Tabela 2.8 Parâmetros de interpolação entre a eficiência calculada

Níveis de Discriminação Fracional em Energia	Parâmetros de Interpolação			
	$a_1$ ( $\times 10^{-3} b^{-1}$ )	$a_2$ ( $\times 10^{-4} b^{-2}$ )	$a_3$ ( $\times 10^{-4} b^{-2}$ )	$\chi^2$ reduzido
0,30	9,474	1,901	1,576	1,04
0,35	8,798	1,664	1,710	1,19
0,40	8,134	1,522	1,719	1,10

to múltiplo. Para o carbono, as contagens são deslocadas para amplitudes de pulso menores, enquanto para o hidrogênio as contagens são deslocadas para amplitudes de pulso maiores (vide item 2.1.2).

A fórmula de interpolação descrita acima não leva em conta as variações na eficiência causadas pela anisotropia angular nas reações  $C(n,n)C$ ,  $H(n,n)H$  e  $C(n,n'\gamma)C$ . Por esta razão, em aplicações onde é desejável uma exatidão maior, é preferível a interpolação no parâmetro  $\epsilon_B/\sigma_H$ , em função da energia do nêutron. Este foi o procedimento adotado na determinação da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , descrita no capítulo 3.

A figura 2.23 mostra as incertezas envolvidas na eficiência calculada para o detector DTS, no intervalo entre 1 e 15 MeV. A incerteza indicada para a secção de choque no hidrogênio é a estimada para o arquivo ENDF/B-VI (-0,3%)<sup>(71)</sup>. As contribuições maiores na incerteza total na eficiência estão na incerteza na densidade superficial de hidrogênio e estatística no cálculo de Monte Carlo, com exceção da região de ressonância na secção de choque  $C(n,n)C$ , em torno de 2078 keV.

A incerteza na correção para coincidências perdidas não foi incluída na figura 2.23, porquanto ela depende do nível inferior de discriminação utilizada. Estima-se que esta incerteza seja da ordem de 10% da correção (i.e., -0,4%), tendo pouca contribuição na incerteza total.

A incerteza total na eficiência calculada está entre 0,8 e 1,0% exceto na região da ressonância estreita para a reação  $C(n,n)C$ , em 2078 keV, onde ela atinge o valor máximo de 1,2%.

A comparação entre os resultados teóricos e experimentais é descrita na seção 2.4.

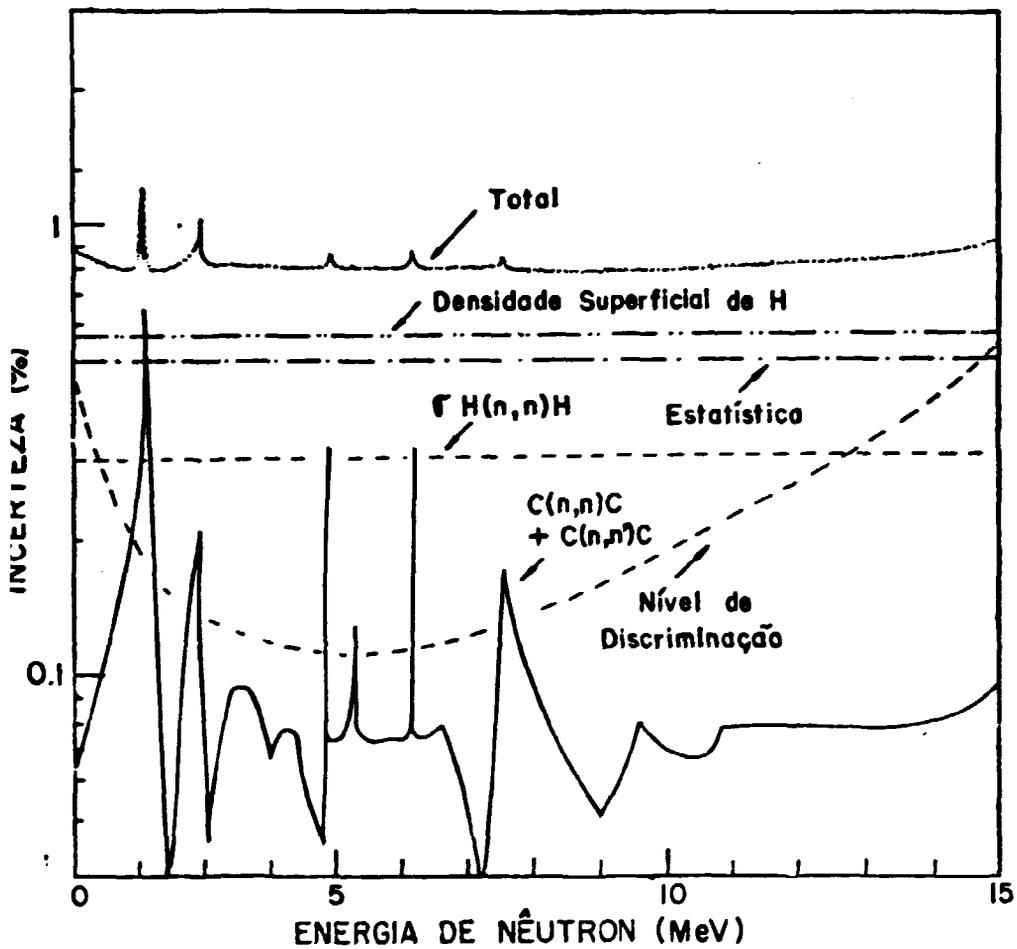


Figura 2.23 Incertezas envolvidas na eficiência calculada para o detector DTS

## 2.4 COMPARAÇÃO ENTRE OS RESULTADOS TEÓRICOS E EXPERIMENTAIS

### 2.4.1 Razões entre os espectros teórico e experimental

Os espectros de próton-de-recuo teóricos e experimentais, para as energias de 2,45 e 14,0 MeV foram comparados pelo procedimento descrito a seguir.

Inicialmente as distribuições de luz obtidas por meio do código de Monte Carlo, CARLO DTS, foram corrigidas para a resposta de luz obtida experimentalmente, através do código NEWLIT (vide item 2.3.3.3). Em seguida, os espectros calculados foram ajustados aos espectros experimentais por meio de um código denominado FITEXP, desenvolvido no presente trabalho. Este código é uma versão dos códigos FIT978<sup>(91)</sup> e FIT184<sup>(71)</sup>, desenvolvidos no NBS.

O código FITEXP inclui uma rotina (INDATA) que efetua um deslocamento no espectro experimental de acordo com a posição do canal zero do ADC, também determinado experimentalmente. Outras rotinas (NUBINA, SUMA, POISSA), são incluídas para introduzir uma função resolução no espectro teórico, para simular a resolução finita do espectro experimental. A função utilizada é uma distribuição de Poisson, que corresponde à flutuação estatística do número de fotoelétrons coletado pelas fotomultiplicadoras. Após a utilização destas rotinas o espectro experimental é normalizado ao espectro teórico, no intervalo de canais de interesse (de 30% até 100% da amplitude máxima do espectro). O código FITEXP efetua a variação dos parâmetros de resolução e normalização até encontrar a solução que apresente o valor mínimo de  $\chi^2$  (qui-quadrado). Este valor é dado por:

$$\chi^2 = \frac{1}{(L_U - L_L + 1)} \sum_{L_L}^{L_U} \frac{[f_N C_E(k) - C_T(k)]^2 / C_E(k)}{1/C_E(k)} \quad (2.64)$$

onde:

$C_E(k)$  e  $C_T(k)$  são as contagens do  $k$ -ésimo canal dos espectros experimental e teórico, respectivamente.

$f_N$  fator de normalização entre os espectros teóricos e experimental

$L_L$ ,  $L_U$  canais correspondentes ao intervalo de interesse.

A razão entre as eficiências experimental e teórica foi obtida pela seguinte relação:

$$R_E = \frac{\epsilon_{EXP}}{\epsilon_T} = \frac{S_{EXP} f_{DIV} f_{PU} f_{\tau} N_S}{S_T f_{BG} f_{at} f_{LLD} y_{\alpha} D}$$

ou

$$R_E = \frac{f_{DIV} f_{PU} f_{\tau} N_S}{f_N f_{BG} f_{at} f_{LLD} y_{\alpha} D} \quad (2.65)$$

onde:

$S_{EXP}$  e  $S_T$  corresponde as somas de contagens entre  $L_L$  e  $L_U$  para os espectros experimental e teórico, obtidas pelo código FITEXP.

$f_N = S_{EXP}/S_T$  é o fator de normalização

$f_{DIV}$  é o fator de correção para divergência do feixe de nêutrons (item 2.2.5.1)

$f_{PU}$  é o fator de correção para empilhamento de pulsos,

- $f_{\tau}$  é o fator de correção para tempo morto,  
 $N_S$  é o número de nêutrons processado pelo código CARLO DTS,  
 $f_{BG}$  é o fator de correção para contagem de fundo no detector de partícula associada,  
 $f_{at}$  é o fator de atenuação do feixe de nêutrons que atinge o detector DTS,  
 $f_{LLD}$  é o fator de correção para coincidências perdidas,  
 $y_{\alpha}$  é o número de contagens de partícula associada  
 $D$  é o fator de detecção teórico. (eq. 2.39)

Os resultados para  $R_E$ , juntamente com os parâmetros que variaram com as condições de medida, são apresentados na tabela 2.9, para os experimentos em 2,45 MeV e 14,0 MeV, respectivamente. Os valores médios de  $R_E$  foram obtidos considerando a soma das medidas (1 + 2 + 3) em 2,446 MeV resultando:

$$\bar{R}_E = 1,0124 \quad (E_n = 2,446 \text{ MeV})$$

Para o experimento em 14,04 MeV, foi considerada a média aritmética entre os valores de  $R_E$  de todas as medidas, resultando:

$$R_E = 1,0108 \quad (E_n = 14,04 \text{ MeV})$$

Para a média entre as duas energias tem-se:

$$\bar{R}_E = 1,0116 \quad (E_n = 2,446 \text{ e } 14,04 \text{ MeV})$$

**Tabela 1.3** Resultados para o caso  $Mg$  entre as eficiências experimental e teórica, juntamente com os parâmetros que variaram de acordo com as condições de medida a) experimento em 2,45 MeV; b) experimento em 14,0 MeV

Energia (MeV)	Medida	$f_T$	$f_{PU}$	$Y_{\alpha}(x10^6)$	$f_{LLD}$	$f_N$	$R_E$
2,460	1	1,0000	1,0000	0,250390	0,9582	17,2100	1,0157
2,444	2	1,0000	1,0000	0,443554	0,9577	9,8169	1,0102
2,438	3	1,0000	1,0000	0,397578	0,9579	11,2224	1,0122
2,446	1+2+3	1,0000	1,0000	1,035802	0,9578	4,0317	1,0124
					MÉDIA (2,446 MeV)		1,0124
14,04	1	1,0156	0,9901	8,296	0,9732	1,0453	1,0066
	2	1,0219	0,9836	9,429	0,9636	0,9369	0,9976
	3	1,0142	0,9969	7,088	0,9355	1,2891	0,9994
	4	1,0184	0,9859	13,165	0,9761	0,6608	0,9990
	5	1,0254	0,9770	8,008	0,9592	1,0942	1,0071
	6	1,0220	0,9911	5,610	0,9459	1,5948	1,0112
	7	1,0206	0,9911	5,128	0,9330	1,7635	1,0129
	8	1,0190	0,9950	5,066	0,9131	1,8299	1,0120
	9	1,0142	0,9932	9,820	0,9609	0,8755	1,0301
	10	1,0238	0,9786	8,046	0,9612	1,0929	1,0015
	11	1,0186	0,9886	6,117	0,9525	1,4485	1,0081
	12	1,0169	0,9919	5,276	0,9464	1,6699	1,0221
	13	1,0119	0,9970	4,044	0,9317	2,2161	1,0208
	14	1,0151	0,9914	7,023	0,9612	1,2309	1,0230
	MÉDIA	-	-	-	-	-	1,0108

## 2.4.2 Cálculo de incertezas

As incertezas envolvidas na determinação das eficiências experimental e teórica e na razão destas eficiências estão relacionadas a seguir, em unidades de desvio padrão:

$\sigma_1$  = incerteza estatística em  $S_{EXP}$

$\sigma_2$  = incerteza em  $f_T$

$\sigma_3$  = incerteza em  $f_{DIV}$  (0,1% em 2,45 MeV, 0,0% em 14 MeV)

$\sigma_4$  = incerteza estatística  $y_\alpha$

$\sigma_5$  = incerteza em  $f_{Bg}$  (1,0% em 2,45 MeV, 0,2% em 14 MeV)

$\sigma_6$  = incerteza na seção de choque para a reação  $H(n,n)H$  (ENDF/B-VI). incluída em D; 0,3% em 2,45 MeV, 0,3% em 14 MeV).

$\sigma_7$  = incerteza em  $f_{at}$  (0,4% em 2,45 MeV, 0,3% em 14 MeV)

$\sigma_8$  = incerteza estatística em  $S_T$  (0,31% em 2,45 MeV; 0,43% em 14 MeV)

$\sigma_9$  = incerteza em  $f_{LLD}$  (10% da correção)

$\sigma_{10}$  = incerteza na densidade superficial de Hidrogênio no detector DTS (0,56%)

$\sigma_{11}$  = incerteza na tabela experimental de canal vs. energia do próton (seção 3.5.1.2; 0,24% em 2,45 MeV e 0,43% em 14 MeV)

$\sigma_{12}$  = incerteza na posição do canal zero do ADC (0,62% em 2,45 MeV e 0,25% em 14 MeV)

$\sigma_{13}$  = incerteza no ajuste entre os espectros teórico e experimental através do código FITEXP ( $\leq 0,1\%$ )

$\sigma_{14}$  = incerteza em  $f_{PU}$  (30% da correção).

A incerteza total na eficiência experimental, extrapolada para nível de discriminação inferior zero é dada por:

$$\sigma_{\text{Exp}} = [\bar{\sigma}_1^2 + \bar{\sigma}_2^2 + \sigma_3^2 + \sigma_4^2 + \sigma_5^2 + \sigma_7^2 + \bar{\sigma}_9^2 + \sigma_{12}^2 + \bar{\sigma}_{14}^2]^{1/2} \quad (2.66)$$

onde

$\bar{\sigma}_2$ ,  $\bar{\sigma}_9$  e  $\bar{\sigma}_{14}$  foram calculadas pela média aritmética entre os valores parciais de cada medida (incerteza sistemática).

$\bar{\sigma}_1$  é a raiz da soma dos quadrados dos valores parciais de cada medida (incerteza estatística).

Estes valores para os experimentos de 2,45 MeV e 14,0 MeV resultaram, respectivamente:

$$\bar{\sigma}_1 = 0,61\% \text{ e } 0,13\% ,$$

$$\bar{\sigma}_2 = 0,00\% \text{ e } 0,22\% ,$$

$$\bar{\sigma}_9 = 0,40\% \text{ e } 0,44\%$$

$$\bar{\sigma}_{14} = 0,00\% \text{ e } 0,33\% .$$

As incertezas totais nas eficiências experimentais médias resultaram: 1,44%, para o experimento em 2,45 MeV e 0,77%, para o experimento em 14,0 MeV.

A incerteza total na eficiência teórica, para nível inferior de discriminação zero é dada por:

$$\sigma_T = [\sigma_6^2 + \sigma_8^2 + \sigma_{10}^2 + \sigma_{11}^2]^{1/2} \quad (2.67)$$

Esta incerteza resultou: 0,72%, em 2,446 MeV e 0,86% em 14,04 MeV.

A incerteza total na razão das eficiências experimen

tal e teórica,  $R_E$ , é dada por:

$$\sigma_R = [ \sigma_{Exp}^2 + \sigma_T^2 + \sigma_{13}^2 ] \quad (2.68)$$

As incertezas em  $R_E$  resultaram: 1,20% para 2,446 MeV e 1,08% para 14,04 MeV.

A discussão dos resultados das eficiências teórica e experimental, da razão de eficiências e incertezas envolvidas, é apresentada na seção 4.1.

## CAPÍTULO 3

### APLICAÇÃO DO DETECTOR DE CINTILAÇÃO DUAL (DTS) NA MEDIDA DA SECCÃO DE CHOQUE PARA A REAÇÃO $^{235}\text{U}(n,f)$ NA REGIÃO DE MeV

#### 3.1 INTRODUÇÃO

Para verificar o desempenho do detector de cintilação dual (DTS), foi escolhido um tipo de experimento onde a determinação da taxa de fluência de nêutrons é de importância fundamental: a medida da secção de choque de uma reação induzida por nêutrons. Dentre as várias reações possíveis, escolheu-se a fissão induzida por nêutrons no  $^{235}\text{U}$ , na faixa de energia de nêutron entre 1 e 6 MeV. A escolha desta reação baseou-se em dois aspectos: a) o conhecimento exato desta secção de choque é de grande interesse, por tratar-se de um padrão de referência para outras secções de choque de fissão induzida por nêutrons, na faixa entre 0,1 e 20 MeV<sup>(35)</sup>. Além disso, diversos parâmetros de reatores dependem diretamente desta secção de choque, que deve ser obtida com a maior exatidão possível<sup>(114)</sup>, b) haver a oportunidade de comparar o desempenho do detector DTS diretamente com o detector "negro" do NBS, em um experimento onde os dois monitores foram colocados em condições experimentais idênticas. No experimento com o detector "negro" do NBS a secção de choque foi medida no intervalo entre 0,3 e 3,0 MeV<sup>(22)</sup>. Deste

modo foi possível uma comparação direta entre as respostas destes dois detectores; na região de energia de nêutron onde ambos são aplicáveis (entre 1 e 3 MeV).

Como o experimento descrito no presente trabalho foi planejado primariamente para verificar o desempenho do detector DTS como monitor absoluto do fluxo de nêutrons, procurou-se atingir uma resolução em energia apenas moderada ( $\Delta E/E = 10\%$ ). O experimento foi executado no canal de voo de 200 m do Acelerador Linear de Elétrons do NBS. Procurou-se utilizar valores determinados com boa exatidão dos parâmetros envolvidos tais como: massa de  $^{235}\text{U}$  e dimensões geométricas, a fim de obter resultados para a secção de choque de fissão de maneira absoluta.

Normalmente, as medidas de secção de choque induzidas por nêutrons, produzidos em aceleradores lineares, são determinadas de modo relativo. No caso da reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , a secção de choque é, geralmente, medida em relação às secções de choque para as reações  $^{10}\text{B}(n,\alpha)$  ou  $\text{H}(n,n)$  sendo, em alguns casos, normalizada em um experimento separado<sup>(30)</sup>. O experimento, efetuado com o detector "negro" do NBS e, em consequência, o experimento efetuado com o detector DTS são os primeiros publicados, em que esta secção de choque foi determinada em um acelerador linear de modo absoluto<sup>(139)</sup>.

### 3.2 CONSIDERAÇÕES SOBRE A SECÇÃO DE CHOQUE PARA A REAÇÃO $^{235}\text{U}(n,f)$

O aspecto geral da secção de choque de fissão induzida por nêutrons no  $^{235}\text{U}$  é apresentado na figura 3.1, para a faixa de energia de nêutron entre 0,1 e 10 MeV<sup>(9)</sup>. Para núcleos físseis, como o  $^{235}\text{U}$ , esta secção de choque é razoavelmente grande pois o núcleo composto é excitado acima do limiar de fissão.

O comportamento desta secção de choque pode ser explicado pela seguinte relação (94).

$$\langle \sigma_{nf} \rangle = \langle \sigma_{n,CN} \cdot \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \rangle \quad (3.1)$$

onde:

$\sigma_{n,CN}$  é a secção de choque para a formação do núcleo composto, independente dos modos de decaimento dos estados deste núcleo composto. A razão entre as larguras de fissão e total destes estados varia com a energia, porém o comportamento geral da secção de choque deriva principalmente do comportamento de  $\sigma_{n,NC}$ . A figura 3.2 mostra o comportamento de  $\sigma_{n,CN}$  para cada

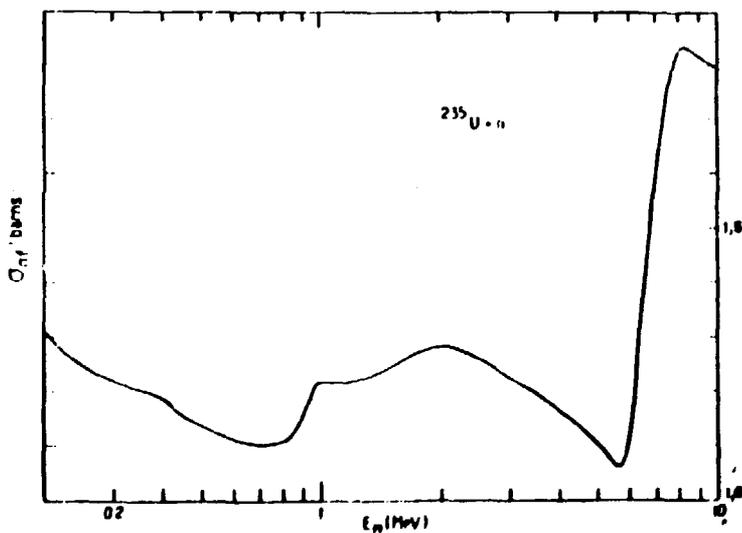


Figura 3.1 Comportamento geral da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$  na região entre 0,1 e 10 MeV.

uma das componentes do momento angular do nêutron<sup>(94)</sup>. Em baixa energia, esta secção de choque diminui com o aumento da energia, seguindo o decréscimo da contribuição da onda "S". A componente "p" possui um pico em torno de 300 keV, produzindo a protuberância observada na secção de choque (n,f) nesta energia. Na energia em torno de 2 MeV aparece a ressonância gigante, como resultado da contribuição de  $l = 3$ , cuja presença também é observada na secção de choque de fissão. Em 7 MeV e 13 MeV ocorrem os limiares para as reações  $^{235}\text{U}(n,n'f)$  e  $^{235}\text{U}(n,2nf)$ , oca-

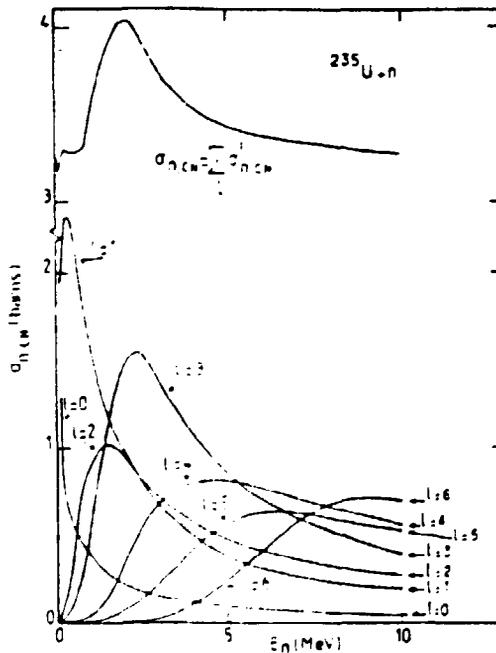


Figura 3.2 Comportamento da secção de choque para a formação do núcleo composto ( $^{235}\text{U}+n$ ),  $\sigma_{n,CN}$  entre 0 e 10 MeV. (94)

sionando um crescimento abrupto na secção de choque de fissão nestas duas energias.

### 3.3 ARRANJO EXPERIMENTAL PARA A MEDIDA DA SECÇÃO DE CHOQUE

As medidas de secção de choque induzidas por nêutrons podem ser feitas por três métodos: 1) utilizando fontes de nêutrons monoenergéticos, 2) utilizando um espectro de nêutrons conhecido (e.g. do  $^{252}\text{Cf}$ ) e 3) empregando nêutrons com um espectro contínuo de energias, as quais são selecionadas em intervalos conhecidos, por meio da técnica de tempo-de-vôo. Este último método foi o empregado no presente trabalho, para a determinação da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ . Uma revisão geral destes três métodos, aplicados em medidas de secções de choque de fissão induzidas por nêutrons, pode ser vista na referência (66).

A descrição geral das instalações para tempo-de-vôo do NBS é apresentada na referência (145). As medidas do presente trabalho foram feitas ao longo do canal de vôo de 200 m do Acelerador Linear do NBS, como mostra a figura 3.3.

Os depósitos de  $^{235}\text{U}$  ficaram contidos em uma câmara de ionização de placas paralelas, construída pelo Lawrence Livermore Laboratory. Na câmara havia dez depósitos de urânio, cada um com espessura nominal de  $100\ \mu\text{g}/\text{cm}^2$  sobre uma área de  $10 \times 18\ \text{cm}^2$ , pintados sobre ambos os lados de cinco placas de alumínio com 0,0025 cm de espessura. Estas placas contendo os depósitos eram alternadas com placas de alumínio nuas, com espaçamento de 1 cm entre placas. Este arranjo era preso no interior de um cilindro de alumínio com 25 cm de altura e  $50 \times 10^{-3}\ \text{cm}$  de espessura de parede. O teor de enriquecimento do urânio na

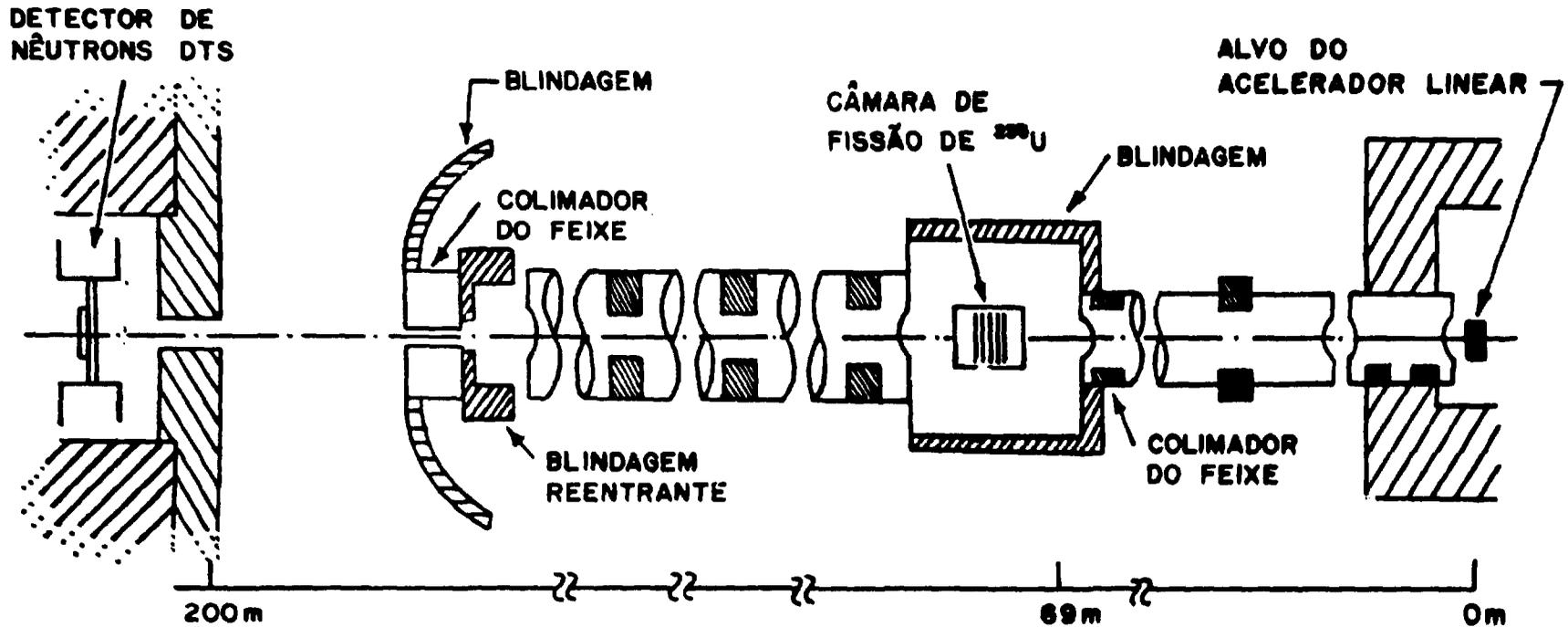


Figura 3.3 Arranjo experimental para a medida da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n, f)$  entre 1 e 6 MeV, utilizando o detector DTS como monitor absoluto do fluxo de nêutrons.

câmara foi de 99,912% de  $^{235}\text{U}$ . A câmara foi preenchido com 96% de argônio e 4% de  $\text{CO}_2$ , à pressão atmosférica sendo operada a uma tensão de 400 Volts. A massa total de  $^{235}\text{U}$  contida na câmara, foi medida anteriormente e resultou  $(0,1709 \pm 0,0020)\text{g}$  <sup>(142)</sup>. Outros detalhes sobre as propriedades desta câmara, bem como sobre a medida da massa total de  $^{235}\text{U}$ , são apresentados na referência (142).

A câmara de fissão foi posicionada a 69,466 m do alvo gerador de nêutrons. A fluência de nêutrons foi monitorada de modo absoluto pelo detector DTS, posicionado à distância de 200,765 m do alvo. O feixe de nêutrons foi colimado de modo que ambos os detectores pudessem "ver" todo o alvo. A parte do alvo que não pode ser vista pelo detector DTS, em razão da penumbra causada pelo colimador, foi inferior a 1% <sup>(19)</sup>. Este cuidado foi tomado a fim de evitar diferenças entre os espectros de nêutrons incidentes em cada um dos detectores. No presente experimento, o feixe de nêutrons incidente no detector DTS foi colimado para uma área de  $1,1459\text{ cm}^2$ , na região central dos cintiladores. Esta área foi determinada posteriormente por análises radiográficas, utilizando a radiação de "gamma-flash" <sup>(20)</sup>. Esta colimação foi a mesma empregada em um experimento anterior, onde o detector "negro" do NBS foi empregado como monitor absoluto do fluxo de nêutrons, para medir esta mesma secção de choque de fissão, porém no intervalo de energia de nêutron entre 0,3 e 3,0 MeV <sup>(19)</sup> <sup>(22)</sup>. Deste modo, foi possível efetuar-se uma comparação direta entre os resultados destes dois experimentos, na região de sobreposição (1,0 a 3,0 MeV).

O detector DTS foi envolvido em uma blindagem constituída de 20 cm de Pb e 20 cm de polietileno, a fim de reduzir a contagem de fundo a valores mínimos. A distância mínima entre o detector DTS e a blindagem foi da ordem de ~ 20 cm.

Durante o presente experimento, o acelerador linear do NBS operou com pulsos de 30 ns de largura, a uma frequência de  $720 \text{ Hz}$  e com uma potência dissipada pelo feixe no alvo de 1,7 kW. A produção dos nêutrons deu-se por meio da reação  $(\gamma, n)$  neste alvo, constituído de tungstênio espesso, refrigerado à água.

Os tubos de vóo operaram a uma pressão interna de  $\sim 0,1\%$  da pressão atmosférica. As janelas destes tubos são constituídas de 0,127 mm de Kapton ( $\text{C}_{22}\text{H}_{10}\text{N}_2\text{O}_5$ )<sub>n</sub> e 0,254 mm de Mylar ( $\text{C}_{10}\text{H}_8\text{O}_4$ ). Entre o alvo gerador de nêutrons e o monitor do fluxo de nêutrons, colocado a 200 m, havia quatro separações contendo ar entre os tubos, com um total de 3,31 m de comprimento. A transmissão de nêutrons através das duas janelas entre os dois detectores varia com a energia do nêutron, sendo sempre  $>99\%$  para a faixa de energia do presente experimento. A correção para atenuação na camada de ar entre os dois detectores esteve na faixa de 4 - 10%. Dois filtros foram colocados à distância de  $\sim 5$  m do alvo: um filtro de  $^{10}\text{B}$  ("overlap filter") com  $0,358 \text{ g/cm}^2$ , destinado a cortar os nêutrons térmicos presentes no feixe e um filtro de  $\sim 15,9$  mm de Urânio, para reduzir a intensidade da radiação gama ("gamma flash") produzida no alvo (19).

#### 3.4 SISTEMA DE AQUISIÇÃO DE DADOS

O sistema de aquisição de dados é apresentado na figura 3.4. Este sistema é bi-paramétrico, coletando a distribuição de alturas de pulso para cada um dos intervalos de tempo, dentro da faixa de energia de nêutron de interesse. A coleta dos pulsos do monitor do fluxo de nêutrons e da câmara de fissão



foi efetuada de maneira simultânea. Estes pulsos foram processados por módulos NIM convencionais, interfaciados a um computador HARRIS por meio de módulos CAMAC.

Apenas os eventos ocorrendo em intervalos de tempo definidos por duas portas denominadas "normal" e "atrasada" foram aceitos. A porta "normal" corresponde a nêutrons na faixa de energia escolhida, entre  $\sim 260$  keV e  $\sim 18$  MeV, com uma largura de  $27,5 \mu\text{s}$ . A porta "atrasada" corresponde a eventos ocorridos imediatamente antes do início do pulso de elétrons subsequente no acelerador, possuindo uma largura de  $25 \mu\text{s}$ . A porta "atrasada" destinou-se à medida da contagem de fundo independente do tempo (ambiental). Os sinais provenientes dos detectores foram adequadamente identificados para armazenamento no computador por meio de pulsos lógicos, de modo que os mesmos analisadores de tempo e de altura de pulso pudessem ser utilizados, tanto para o monitor de nêutrons como para a câmara de fissão.

Os dados provenientes dos dois detectores foram acumulados simultaneamente em matrizes de 512 canais de altura de pulso x 1024 canais de tempo-de-vôo, para a câmara de fissão e 1024 canais de altura de pulso x 512 canais de tempo-de-vôo para o detector DTS. Estes dados foram acumulados em disco de forma aleatória, a uma taxa de 300 eventos por segundo. A largura dos canais de tempo foram  $16 \text{ ns/canal}$ , para a câmara de fissão e  $64 \text{ ns/canal}$  para o detector DTS.

Sinais de inibição (veto) foram utilizados para impedir o processamento de mais de um evento por pulso do acelerador, a fim de eliminar qualquer mistura de pulsos provenientes dos dois detectores. Esta condição também serviu para eliminar as contagens de fundo produzida por nêutrons inicialmente espalhadas pelo detector de nêutrons e posteriormente detectados, durante o intervalo de duração do pulso do acelerador ( $1,4 \text{ ms}$ ).

Os eventos ocorridos no detector DTS foram atrasados, de modo a serem processados após os eventos ocorridos na câmara de fissão. Este procedimento eliminou perdas de contagem na câmara de fissão que seriam ocasionadas por um tempo morto maior, em razão da taxa de contagem ser mais elevada no detector DTS. Um sistema de controle por computador foi utilizado, onde a coleta de dados só foi permitida quando a corrente do feixe de elétrons do acelerador estivesse dentro de uma faixa estreita, a fim de reduzir a incerteza na correção de tempo morto a valores inferiores a 0,2%.

O sinal produzido pelo "gamma-flash" no alvo foi utilizado como referência de tempo, para a definição da escala de energia de nêutron de ambos os detectores. O perfil deste "gamma flash" foi registrado nos espectros de tempo-de-vôo dos dois detectores (em contraste com o experimento efetuado com o detector "negro" do NBS, onde o "gamma flash" foi eliminado do espectro para reduzir a correção para tempo morto, em razão da alta eficiência deste detector para radiação gama). Foi observado uma pequena diferença entre escalas de tempo-de-vôo da câmara de fissão e do detector DTS (da ordem de 30 ns., atribuída a uma variação de resposta da câmara de fissão. Esta diferença foi corrigida, alinhando-se as posições dos picos de ressonância do alumínio (entre 360 e 450 keV e em 788,0 keV) e oxigênio (em 1335 keV), presentes no espectro de tempo de vôo de ambos os detectores.

### 3.5 ANÁLISE DOS DADOS PARA A OBTENÇÃO DA SECÇÃO DE CHOQUE

O cálculo da secção de choque induzida por nêutrons no presente experimento envolve a análise de uma série de parâ-

metros de tempo-de-vôo e altura de pulso para ambos os detectores, em todo intervalo de energia considerado. O número de informação armazenadas em termos de contagem por canal de tempo-de-vôo atinge a aproximadamente  $10^6$ . Por esta razão foi necessário desenvolver programas de computador que fizessem esta análise de modo detalhado e rápido.

Os programas desenvolvidos para este fim foram denominados CRDSS e GROUP. As versões originais destes programas foram elaboradas no presente trabalho. Estas versões tiveram alguns aperfeiçoamentos, efetuados posteriormente pelos integrantes do grupo de nêutrons do NBS, com o objetivo de melhorar a exatidão em algumas correções. As versões finais destes dois programas foram utilizadas tanto para a análise dos dados do experimento do detector DTS (entre 1 e 6 MeV), como para a análise do experimento com o detector "negro" do NBS (entre 0,3 e 3 MeV) (19).

### 3.5.1 Programa Cross

Basicamente, o programa CROSS determina o número de contagens acima do nível de discriminação pré-estabelecido, corrigido para tempo morto e contagens de fundo, para cada canal de tempo-de-vôo. Isto é feito tanto para o detector DTS como para a câmara de fissão. Em seguida, o espectro de contagens em função do canal de tempo-de-vôo para o experimento a 200 m (detector DTS) é modificado, a fim de representar as condições de tempo-de-vôo do experimento a 69 m (câmara de fissão). Esta alteração no espectro foi feita preservando-se o número de contagens para o mesmo intervalo de energia do nêutron. Finalmente, o programa calcula a razão entre as contagens dos detectores DTS e câmara de fissão, juntamente com sua incerteza estatística, para cada canal de tempo-de-vôo. A energia do nêutron corresponden

te a esse canal de tempo-de-vôo também foi calculada pelo programa CROSS. O diagrama de blocos deste programa é apresentado na figura 3.5. Sua documentação completa será apresentada em uma publicação à parte. A seguir são apresentados os detalhes principais do cálculo efetuado pelo programa CROSS.

### 3.5.1.1 Energia do nêutron em função do canal de tempo de vôo

A energia do nêutron é função da distância  $\ell$  e do tempo-de-vôo do nêutron  $t_n$ . Relativisticamente, seu valor é dado por <sup>(42)</sup>:

$$E_n = E_0 \{ [(1 - \ell^2)/t_n^2 c^2]^{-1/2} - 1 \} \quad (3.2)$$

onde:  $E_0$  é a energia de repouso do nêutron (= 939,553 MeV) e  $c$  é a velocidade da luz.

A expressão (3.2) pode ser aproximada por:

$$E_n = E'_n \left[ 1 + \frac{3}{2 m_0 c^2} E'_n + \frac{5}{2 (m_0 c^2)^2} E'^2_n \right]$$

Numericamente:

$$E_n = E'_n \left[ 1 + 1,5965 \times 10^{-3} E'_n + 2,8320 \times 10^{-6} E'^2_n \right] \quad (3.3)$$

onde  $E'_n$  é a aproximação não-relativística:

$$E'_n = \frac{1}{2} m_0 v^2 = \frac{1}{2} m_0 \cdot \frac{\ell^2}{t_n^2} \quad (3.4)$$

Numericamente:  $E'_n = 5,2270 \times 10^{-3} \frac{\ell^2}{t_n^2}$

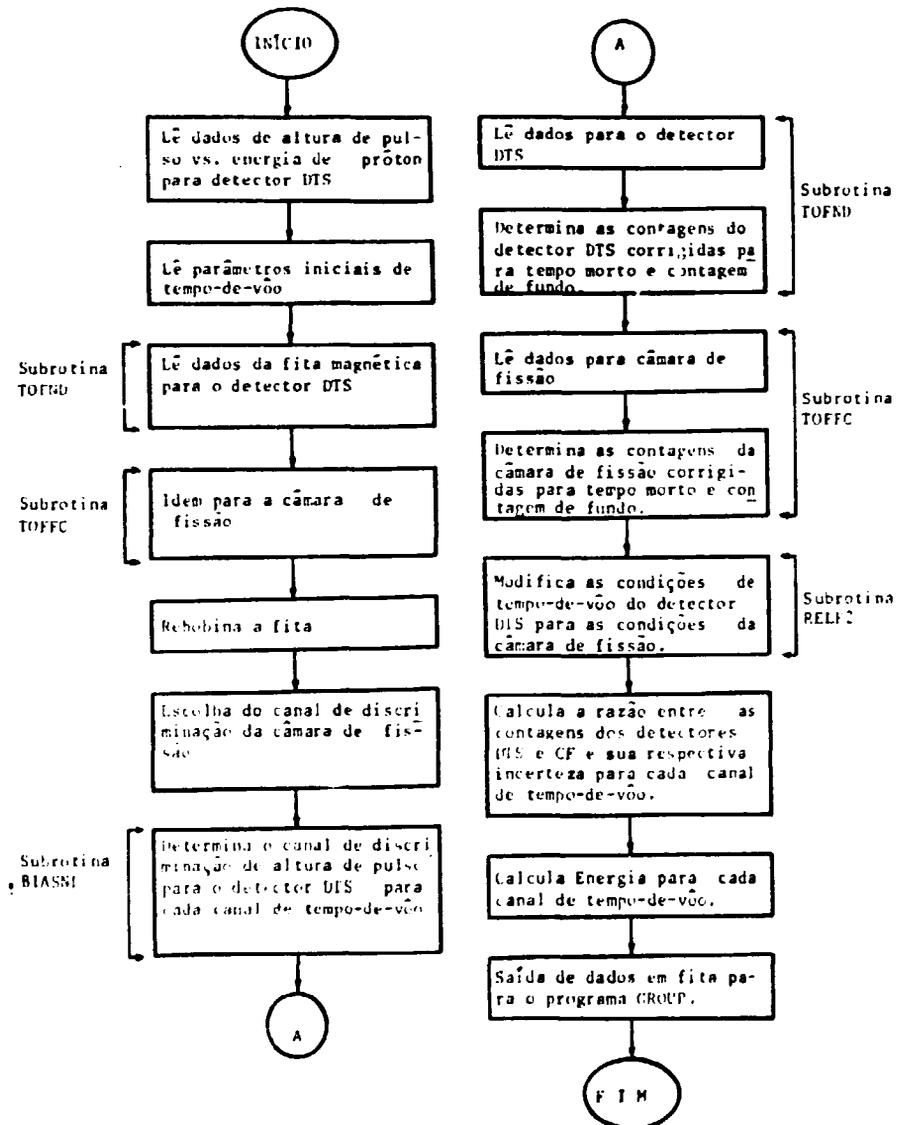


Figura 3.5 Diagrama de blocos do programa CROSS

Nestas expressões as unidades são:  $E_n, E'_n$  [MeV],  $l$  [m] e  $t_n$  [ $\mu$ s]

A diferença entre a expressão exata (3.2) e a aproximada (3.3) é <0,1%, para energias inferiores a 20 MeV. A fórmula exata foi aplicada para o cálculo da energia do nêutron, na subrotina ENRG. A fórmula aproximada foi aplicada no cálculo da energia do próton para a tabela de resposta de luz, por meio da subrotina BIASND.

O valor de  $t_n$  para o i-ésimo canal de tempo-de-vôo é dado por:

$$t_n = t_o (I - C_o) \tag{3.5}$$

onde:  $t_o$  é a largura do canal de tempo-de-vôo, 0,064  $\mu$ s para o experimento a 69 m (Câmara de Fissão).

$C_o$  é o canal correspondente ao tempo-de-vôo zero, obtido conhecendo-se a posição do pico da distribuição de contagens produzidas pelo "gamma flash" no espectro de tempo-de-vôo:

$$C_o = C_{GF} - lc \tag{3.6}$$

onde  $C_{GF}$  é o canal do pico do "gamma flash" e  $C$  é a velocidade da luz.

Os valores de  $C_o$  resultaram 31,684 para o detector DTS e 275,617, para a câmara de fissão.

### 3.5.1.2 Resposta de luz em função da energia do próton

Como foi discutido no item 2.1.2, a resposta de luz para o cintilador não é uma função linear em relação à energia

dos prótons-de-recuo. A determinação desta resposta de luz é essencial para a localização exata do canal de discriminação no espectro de alturas de pulso do detector DTS, condição necessária para o cálculo da eficiência do detector e portanto da fluência de nêutrons para cada canal de tempo-de-vôo. Os valores dos canais de discriminação em função da energia do próton é um dos principais dados de entrada do programa CROSS.

O procedimento adotado para obter a resposta de luz em função da energia do próton foi semelhante àquele adotado para comparar os espectros teórico e experimental nos experimentos efetuados no acelerador Van de Graaf (item 2.4). Foram selecionados 38 intervalos de energia de nêutron no espectro de tempo-de-vôo do detector DTS, para os quais foram obtidos os espectros de altura de pulso experimentais. Estes espectros experimentais foram então comparados com espectros teóricos, obtidos através do código CARLO DTS, por meio do código FIT984<sup>(91)</sup>. Em cada comparação, aplicou-se uma função resolução do tipo distribuição de Poisson ao espectro teórico, conforme descrito no item 2.4. Uma vez encontrado o valor mínimo de qui-quadrado para o ajuste, o canal corresponde ao extremo do espectro experimental foi obtido por:

$$C_E = C_{MAX}/B_{WR} \quad (3.7)$$

onde  $C_{MAX}$  é o canal correspondente ao extremo do espectro teórico e  $B_{WR}$  é o fator de compressão (ou dilatação) aplicado ao espectro teórico para comparação com o espectro experimental.

A tabela 3.1 mostra os valores de  $C_E$  obtidos, em função da energia do próton, no intervalo entre 0,4 e 20 MeV. A incerteza estimada para  $C_E$ , em frações do canal, é de  $\pm 0,05$  entre 400 e 800 keV e  $\pm 0,05$  a  $\pm 0,22$  entre 600 e 1800 keV<sup>(71)</sup>.

Esta é a faixa de energia de próton utilizada para obter os canais de discriminação aplicados no cálculo da eficiência do detector DTS e, portanto, da fluência de nêutrons entre 1 e 6 MeV. A incerteza em  $C_E$  para energias entre 1,8 e 6 MeV é da ordem de 1,0 a 1,5% do valor de  $C_E$ . Esta incerteza é aplicada para estimar o erro na eficiência, para energias de nêutron entre 6 e 15 MeV.

O programa CROSS utiliza a tabela de  $C_E$  em função da energia do próton para determinar o canal de discriminação no espectro de alturas de pulso correspondendo a 30% da energia máxima do próton. Uma vez encontrado  $C_E$  para cada canal de tempo-de-vôo, o programa integra as contagens a partir deste canal até o fim do espectro. Estas contagens, uma vez corrigidas para tempo morto e contagem de fundo, são aplicadas na determinação da secção de choque.

### 3.5.1.3 Número de fotoelétrons em função da energia do próton

O conhecimento da função de resolução aplicada ao espectro teórico para a determinação do canal de discriminação ( $C_E$ ), permite deduzir um parâmetro importante que é o número de fotoelétrons produzidos nas fotomultiplicadoras de detector DTS, em função da energia do próton. Este número está relacionado com a eficiência na produção e coleção de luz dos cintiladores. A rotina que aplica a função resolução (incluída nos programas FITEXP e FIT983) primeiramente expande o espectro teórico, de modo que o número do canal no espectro expandido corresponda ao número de fotoelétrons produzidos no detector. Desse modo, o canal correspondente ao extremo do espectro está associado à energia máxima do próton-de-recuo, deduzida a partir

das informações de tempo-de-vôo. Em seguida, as contagens em cada canal são convertidas em uma distribuição de Poisson, com valor médio e variância iguais a este canal. O espectro resultante é então contraído, de modo a ajustar-se ao espectro experimental. Este processo é repetido, variando-se os parâmetros da distribuição de Poisson, até que o valor mínimo do qui-quadrado seja atingido no ajuste. Assim, o número de fotoelétrons produzidos pelos prótons, com energia máxima no espectro de prótons-de-recuo experimental, é igual ao número do canal do extremo do espectro teórico final, expandido. A tabela 3.1 inclui o número de fotoelétrons,  $N_{FE}$ , em função da energia do próton. O valor de  $C_E$  é uma função suave da energia do próton, enquanto o valor de  $N_{FE}$ , obtido no ajuste, apresentou flutuações. Por esta razão, calculou-se o valor médio da razão  $N_{FE}/C_E$  entre 1 e 6 MeV, resultando:

$$\frac{N_{FE}}{C_E} = (2,09 \pm 0,05) \text{ fotoelétrons/canal} \quad (3.8)$$

Com este valor médio determinou-se o valor de  $N_{FE}$  para todas as energias entre 0,4 e 16 MeV.

#### 3.5.1.4 Correções para Tempo Morto e Contagens de Fundo

A correção para tempo morto para as contagens do canal de tempo-de-vôo  $I$ , é dada por <sup>(16)</sup>

$$f_{\tau}(I) = \left[ 1 - \frac{\sum_{j=1}^{I-1} C_T(j)}{N_{ST}} \right]^{-1} \quad (3.9)$$

Tabela 3.1 Valores do canal,  $C_E$ , e o número de fotoelétrons,  $N_{FE}$ , correspondentes ao extremo do espectro de prótons-de-recuo, em função da energia do próton.

Energia (keV)	$C_E$	$N_{FE}$	Energia (keV)	$C_E$	$N_{FE}$
400,89	4,96	10,4	2969,91	105,62	221
418,47	5,28	11,0	3277,52	122,62	256
461,39	6,05	12,6	3617,37	142,16	297
508,80	6,93	14,5	3992,90	164,56	344
561,01	7,94	16,6	4408,03	190,16	397
618,61	9,14	19,1	4866,93	219,34	458
682,20	10,59	22,1	5374,41	252,44	528
752,33	12,30	25,7	5935,82	290,02	606
829,57	14,35	30,0	6557,09	332,34	695
914,85	16,70	34,9	7244,97	379,89	794
1008,92	19,46	40,7	8006,80	433,10	905
1112,76	22,71	47,5	8851,02	492,40	1029
1227,27	26,48	55,3	9787,05	558,25	1167
1353,60	30,89	64,5	11978,45	711,40	1487
1492,96	36,04	75,3	13259,42	799,72	1671
1646,79	42,05	87,9	14683,67	896,64	1874
1816,61	44,15	102,7			
2003,97	57,40	120,0			
2210,83	66,96	140,0			
2439,27	78,05	163,1			
2691,45	90,85	189,9			

onde  $C_T(j)$  é o número total de contagens no canal  $j$  e  $N_{ST}$  é o número de pulsos produzidos pelo acelerador ("STARTS"), durante o tempo de aquisição dos dados.

Observa-se da expressão acima, que os eventos registrados em canais de tempo maiores resultam em uma correção de tempo morto maior. Por este motivo, durante a aquisição dos dados, as contagens foram ordenadas no tempo por meio de módulos de atraso, do seguinte modo:

- 1) contagens na câmara de fissão;
- 2) contagens no detector DTS;
- 3) contagens de fundo na câmara de fissão e
- 4) contagens de fundo no detector DTS.

Esta ordem foi seguida em razão da taxa de contagens ser maior no detector DTS, em relação à câmara de fissão. Portanto, a inversão desta ordem causaria um aumento indesejável na correção de tempo morto para a câmara de fissão.

A correção de tempo morto para o detector DTS foi  $\leq 7\%$ , enquanto para a câmara de fissão foi  $\leq 0,1\%$ .

A correção para as contagens de fundo foi feita em seguida, levando-se em consideração as diferenças entre as larguras dos canais de tempo do detector DTS (64 ns), da câmara de fissão (16 ns) e das contagens de fundo registradas na porta "atrasada" (25  $\mu$ s).

As contagens para os detectores DTS e câmara de fissão,  $C'(I)$ , acima do nível de discriminação, corrigidas para tempo morto e contagens de fundo, para o  $i$ -ésimo canal de tempo -de-vôo, são dadas por:

$$C'(I) = f_T C(I) - r_t f_{TB} B \quad (3.10)$$

onde  $B$  são as contagens de fundo acima do nível de discriminação,

$f$ ,  $f_B$  são as correções para tempo morto para as contagens total e de fundo e

$r_t$  é a razão entre as larguras dos canais de tempo para a contagem total e de fundo, igual a 0,016/25 para a câmara de fissão e 0,064/25 para o detector DTS.

### 3.5.1.5 Modificação do espectro de tempo do detector DTS

Uma vez corrigidas para tempo morto e contagem de fundo, as contagens do detector DTS acima do nível de discriminação foram transportadas das condições de tempo-de-vôo da estação a 69 m, onde estava localizada a câmara de fissão. Esta modificação foi efetuada no programa CROSS por meio da subrotina RELF2, uma versão modificada da subrotina RELF<sup>(16)</sup>.

A figura 3.6 mostra um diagrama de tempo para ilustrar este procedimento.

Inicialmente os canais correspondentes ao tempo-de-vôo igual a zero (determinado pela posição do "gamma-flash") para ambos os detectores são feitos coincidir em uma escala de tempo comum. Em seguida, a escala de tempo-de-vôo da estação a 69m é multiplicada pelo fator  $D_2/D_1$ , onde  $D_2 = 200,765$  m e  $D_1 = 69,466$  m são, respectivamente, a distância ao primeiro cintilador do detector DTS, na estação a 200 m, e a distância ao centro da câmara de fissão, na estação a 69 m. As contagens dos canais de tempo a 69 m (Índice I) são obtidas por interpolação, a partir das contagens dos canais de tempo a 200 m (Índice J), conforme mostra a figura 3.6.

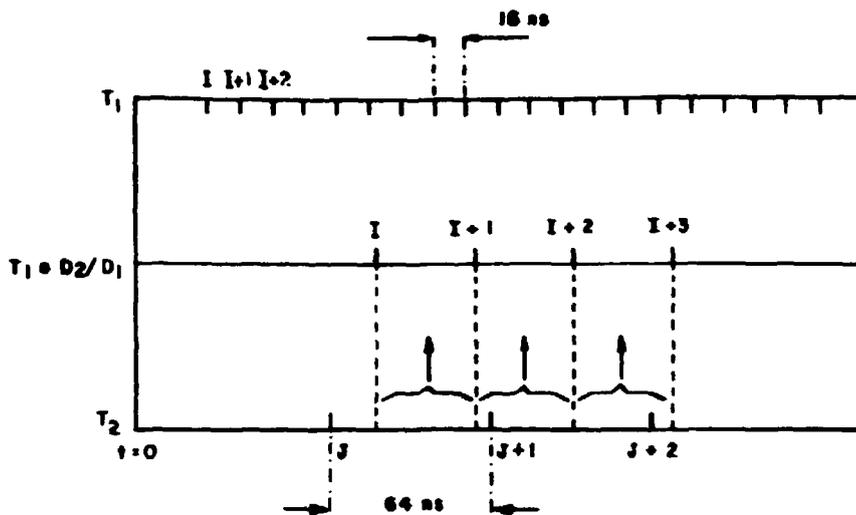


Figura 3.6 Escalas de tempo dos experimentos a 69 e 200 m.

### 3.5.1.6 Razão entre as contagens dos dois detectores

Uma vez modificadas as contagens do detector DTS para coincidir com o espectro de tempo-de-vôo da câmara de fissão, calculou-se a razão entre as contagens de ambos os detectores para cada canal de tempo-de-vôo:

$$R_Y(I) = \frac{y_{FC}(I)}{y_{ND}(I)} \quad (3.11)$$

onde  $y_{FC}$  e  $y_{ND}$  são as contagens finais no  $i$ -ésimo canal de tempo-de-vôo.

A incerteza estatística nesta razão foi calculada da maneira usual, sendo dada por:

$$S_R(I) = R_Y(I) \left( \frac{1}{Y_{FC}(I)} + \frac{1}{Y_{ND}(I)} \right)^{1/2} \quad (3.12)$$

Além da razão de contagens e de sua respectiva incerteza, foi incluída como parâmetros de saída do programa CROSS a energia de nêutron correspondente ao centro do canal de tempo I. Esta energia é dada pela equação (3.2).

### 3.5.2 Programa Group

A função do programa GROUP é corrigir as razões de contagens entre o detector DTS e a câmara de fissão - obtidas por meio do programa CROSS - para diversos fatores, que serão descritos a seguir, e multiplicar esta razão por um fator de atenuação adequado, de modo a obter a secção de choque de fissão no  $^{235}\text{U}$ , em intervalos de energia de nêutron selecionados. A incerteza estatística é incluída como parâmetro de saída do programa GROUP. As incertezas sistemáticas são calculadas em separado (item 3.5.4).

O diagrama de blocos do programa GROUP é apresentado na figura 3.7. A documentação completa deste programa será apresentada em publicação a parte. A seguir são apresentados os aspectos principais do cálculo efetuado por este programa.

Além dos dados fornecidos por CROSS e de parâmetros adicionais necessários para as correções mencionadas, o programa GROUP requer a leitura de uma fita magnética contendo dados completos de secções de choque do H, C, Al, N e O obtidos do arquivo do ENDF/B-V <sup>(147) (148) (45) (128) (146)</sup>. A secção de choque elástica no H é necessária para o cálculo da eficiência do detector DTS e as secções de choque totais no C, Al, N e O são ne

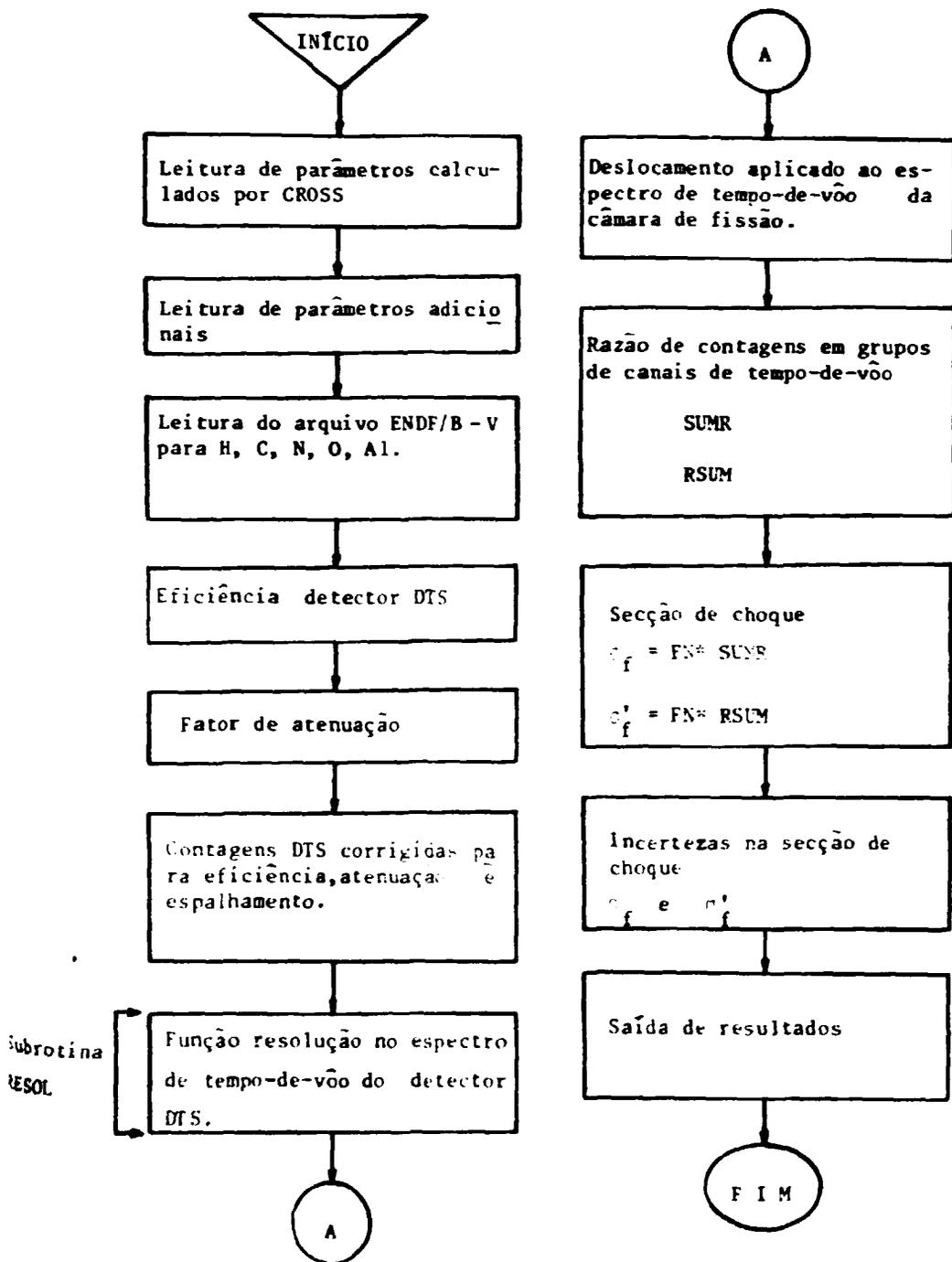


Figura 3.7 Diagrama de blocos do programa GROUP.

cessárias para o cálculo do fator de atenuação do feixe de nêutrons, em razão da presença destes materiais no percurso de vôo entre a câmara de fissão e o detector DTS. Foram armazenados apenas os valores de secções de choque correspondentes ao intervalo de energia de nêutron entre 200 keV e 20 MeV. O número máximo de valores foi limitado em 1600 elementos. Para a obtenção de valores de secção de choque intermediários aos contidos no arquivo, foi adotado o método de interpolação linear.

### 3.5.2.1. Eficiência do detector DTS

Conforme foi descrito no item 2.3.5, a eficiência do detector DTS, uma vez calculada pelo programa CARLO DTS para uma série de energias de nêutron, pode ser obtida por interpolação no parâmetro  $\epsilon_B/c_H$ .

Esta eficiência, calculada para contagens cima de 30% da energia máxima do próton, é dada por:

$$\epsilon_B(E_n) = c_H f_T \quad (3.13)$$

onde:  $f_T = f_{CH} f_{SB} f_{SL} f_{N\gamma} f_{56}$

$c_H$  é a secção de choque elástica para o hidrogênio (em barns);

$f_{CH}$  é a correção para espalhamento múltiplo e distribuição angular no Carbono e Hidrogênio (determinada pelo código CARLO DTS);

$f_{SB}$  é a correção para o número de contagens acima do nível de discriminação do detector (30% da energia máxima do próton), alterado em razão da resolução finita em altura de pulso para o detector;

- $f_{SL}$  é a correção para número de coincidências perdidas abaixo do nível de discriminação inferior eletrônico (LLD), alterado em razão da resolução finita em altura de pulso para o detector;
- $f_{N'\gamma}$  é a correção para a detecção de radiação gama proveniente da reação  $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$ ;
- $f_{56}$  é a correção na secção de choque elástica no Hidrogênio, em razão da atualização do arquivo utilizado ENDF/B-V (1979) para ENDF/B-VI (1987).

Todos os parâmetros acima são funções da energia de nêutron e foram calculados para o intervalo de interesse, entre 1 e 6 MeV. Estes parâmetros são apresentados na figura 3.8.

No cálculo da eficiência pelo programa CARLO DTS, foi fixado o canal de discriminação eletrônico para as contagens do cintilador 1 na mesma posição do canal experimental (1,5 canais acima do canal zero do analisador multicanal). Deste modo, a eficiência calculada incorporou a correção para as coincidências perdidas, descrita no item 2.3.3.4.

O parâmetro  $f_c$  foi determinado dividindo-se a eficiência, calculada por CARLO DTS, pela secção de choque no Hidrogênio,  $\sigma_H$ . No cálculo, pelo programa CARLO DTS, foram seguidas 400.000 histórias para cada energia de nêutron. As variações em  $f_c$  para certas energias são ocasionadas pela presença de ressonâncias na secção de choque para espalhamentos elástico e inelástico no carbono e variações na distribuição angular do nêutron nestas interações. O efeito real destas variações bruscas torna-se reduzido, em razão da resolução finita do espectro de tempo-de-vôo do detector DTS. Esta alteração foi simulado, aplicando-se uma função de resolução correspondente à largura do

canal de tempo-de-vôo (0,064 ns), resultando na curva pontilhada em torno dos picos de ressonância do parâmetro  $f_C$ .

O parâmetro  $f_{SB}$  foi determinado comparando-se o número de contagens no espectro de alturas de pulso do detector DTS (acima de 30% da energia máxima do próton) antes e depois de aplicar uma função resolução no espectro, por meio do código FIT 984. Os espectros de altura de pulso foram calculados pelo programa CARLO DTS, para um nível de discriminação eletrônico igual a zero, de modo a simular melhor a forma do espectro abaixo do nível de discriminação. A determinação de  $f_{SB}$  foi simultânea à determinação da resposta de luz em função da energia do próton, analisando-se as contagens do espectro teórico antes e após o ajuste feito ao espectro experimental por meio de FIT 984. O valor de  $f_{SB}$  é  $< 1$  para baixas energias de nêutron, tendendo à unidade para energias superiores a 3,0 MeV.

O parâmetro  $f_{SL}$  foi determinado de modo semelhante a  $f_{SB}$ , porém analisando-se o espectro de alturas de pulso proveniente do cintilador 1 (vetor NCOIN1 do código CARLO DTS). A correção  $f_{SL}$  é a razão de contagens acima do nível inferior de discriminação eletrônica entre o espectro "arredondado" (com aplicação de FIT 984) e o espectro sem arredondamento.

O parâmetro  $f_{N,\gamma}$  é descrito em detalhes no item 2.3.4.1. Os valores indicados na tabela 2.7 foram calculados para um feixe de nêutrons incidindo no ponto central do detector DTS. Para feixes de nêutron com diâmetros finitos, esta correção torna-se menor, em razão do maior escape de elétrons Compton do cintilador. A estimativa da correção para o diâmetro do feixe de nêutrons utilizado na presente medida de secção de choque, mostrou que  $f_{N,\gamma}$  é menor que 0,1%, sendo portanto desprezível.

O parâmetro  $f_{56}$  é simplesmente a razão entre as seções de choque elástica do hidrogênio obtidas dos arquivos ENDF/B-V e ENDF/B-VI. A nova seção de choque é menor que a anterior, de 0 a 0,5%, dependendo da energia do nêutron.

O efeito global dos diversos parâmetros descritos acima é dado por  $f_T$ , também apresentado na figura 3.8. A faixa de variação de  $f_T$  esteve entre -4,8 e + 3,7%. O fator que mais contribui em  $f_T$  é o de espalhamento múltiplo e distribuição angular no carbono e hidrogênio:  $f_{CH}$ .

A eficiência do detector DTS pode ser dada também pela seguinte fórmula de interpolação:

$$\epsilon_B = \sigma_H (0,94520 + 0,011619 \sigma_C + 0,007136 \sigma_H) \times 10^{-2} \quad (3.14)$$

onde  $\sigma_C$  é a soma das seções de choque para espalhamento elástico e inelástico no  $^{12}\text{C}$ .

Esta fórmula apresenta uma incerteza  $\leq \pm 1,5\%$  no intervalo entre 1 e 15 MeV. Sua aplicação no presente trabalho se restringiu ao cálculo da incerteza na eficiência do detector DTS, descrita no item 3.5.4.2.

### 3.5.2.2 Correções para atenuação e espalhamento do feixe de nêutrons

O feixe de nêutrons é atenuado no trajeto entre a câmara de fissão, localizada a 69 m do alvo, e o detector DTS de nêutrons, localizado a 200 m do alvo. Os materiais atenuadores foram: 1,156 mm de alumínio, presente na janela e nos eletrodos da câmara de fissão; 3,31 m de ar (78,1%  $\text{N}_2$  e 20,95%  $\text{O}_2$ ), existente entre os detectores e os tubos de vôo; 0,127 mm de Kapton

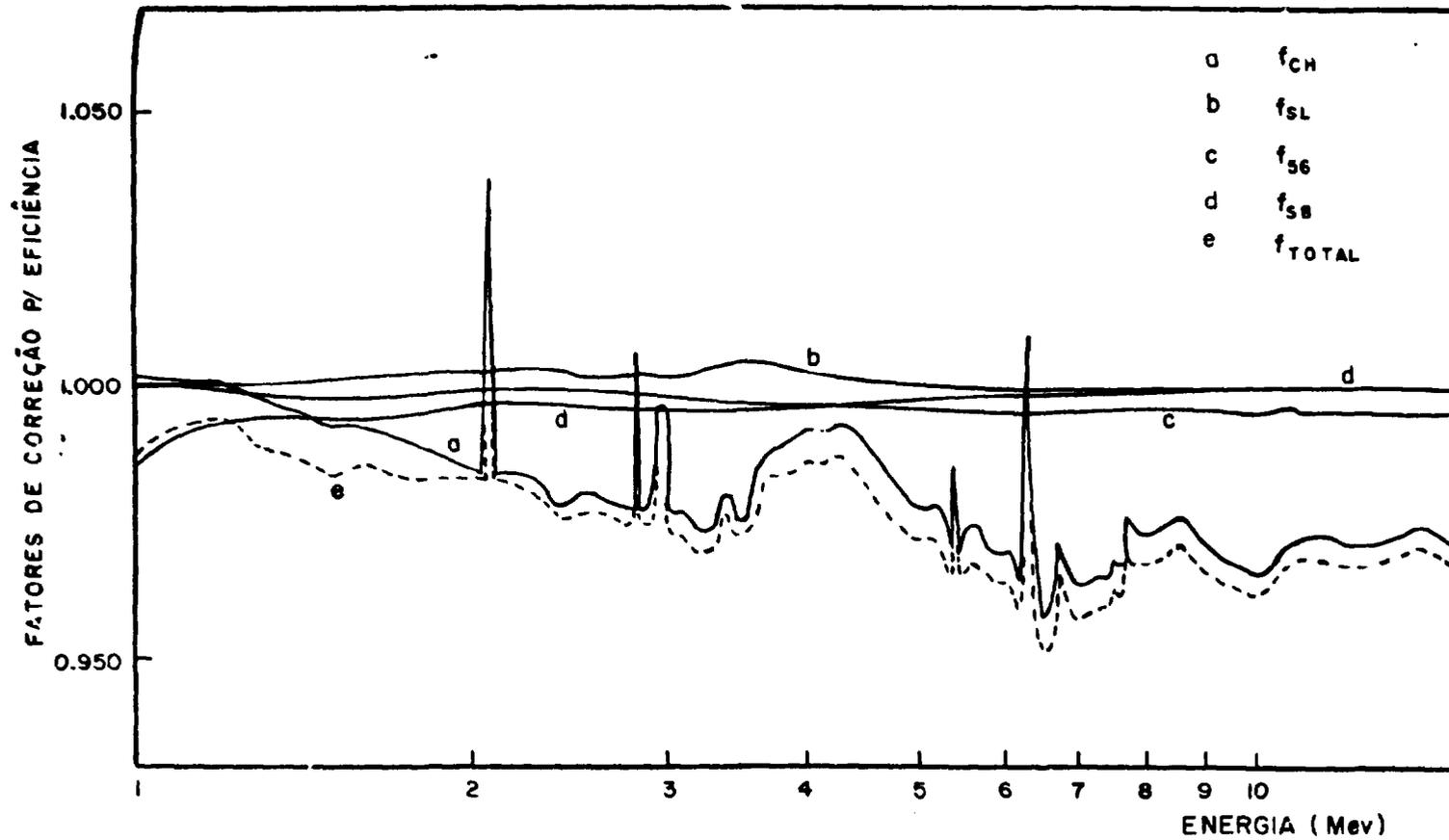


Figura 3.8 Fatores de correção para a eficiência do detector DTS, no experimento de medida da secção de choque de fissão no U-235.

( $C_{22}H_{10}N_2O_4$ ) e 0,254 mm de Mylar ( $C_{10}H_8O_4$ ), presentes nas janelas dos tubos de vôo.

Para esta correção foram utilizadas as secções de choque totais contidas no arquivo ENDF/B-V para todos os elementos envolvidos (H,C,Al,N,O).

A relação utilizada para o cálculo do fator de transmissão é função da energia do nêutron, sendo dada por:

$$T(E) = \exp [-0,001117 \sigma_T(H) - 0,001617 \sigma_T(C) - 0,013994 \sigma_T(N) - 0,004276 \sigma_T(O) - 0,006969 \sigma_T(Al)] \quad (3.15)$$

As secções de choque foram obtidas por interpolação linear, para as energias de nêutron correspondentes a cada canal de tempo-de-vôo, no intervalo entre 1,0 e 6,0 MeV.

Outra correção considerada foi o espalhamento do feixe de nêutrons no alumínio constituinte da câmara de fissão, que acarreta um aumento no número de fissões detectada. Esta correção foi calculada por Czirr<sup>(33)</sup> como sendo igual a 0,2%/barn, sendo incluída no programa GROUP.

### 3.5.2.3 Função resolução aplicada ao espectro de tempo de vôo

A câmara de fissão possui uma flutuação no tempo de resposta maior que o detector de nêutrons. Isto foi constatado comparando-se a distribuição de contagens produzidas pela radiação de "gamma flash" no espectro de tempo-de-vôo de cada um dos detectores. Enquanto o valor de FWHM (largura à meia altura) da distribuição do "gamma flash" para o detector DTS é  $\leq 11$  ns, nas condições a 69 m, este valor atinge cerca de 115 ns para a

câmara de fissão. Como o espectro de tempo-de-vôo apresenta muitas flutuações, em razão das ressonâncias dos materiais presentes no percurso do feixe (principalmente no alvo do acelerador), foi necessário aplicar uma função resolução no espectro de tempo-de-vôo do detector DTS, de modo a fazer coincidir sua resposta no tempo com a da câmara de fissão.

Para isso foi desenvolvida uma subrotina (RESOL) que modifica o espectro de tempo-de-vôo do detector DTS, de acordo com uma função de probabilidade normal: (58)

$$F(x) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_0} \exp \left[ -\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma_0^2} \right] \quad (3.16)$$

A contagem no k-ésimo canal de tempo-de-vôo do espectro modificado é dada por:

$$S(k) = \left[ \sum_{L1}^{L2} Y_{ND}(L) W(k,L) \right] / \left[ \sum_{L1}^{L2} W(k,L) \right] \quad (3.17)$$

onde:

$Y_{ND}(L)$  são as contagens do detector DTS no canal L, corrigidas para contagem de fundo, tempo morto, eficiência do detector, atenuação do feixe de nêutrons e espalhamento de nêutrons na câmara de fissão (incluída para sofrer também a alteração pela função resolução).

$W(k,L) = \exp \left[ -\frac{(k-L)^2}{2\sigma_0^2} \right]$ , onde

$\sigma_0$  é a meia-largura da distribuição, obtida pela análise das contagens de "gamma-flash" da câmara de fissão.

$\sigma_0 = 2,9 \text{ canais} = 46 \text{ ns.}$

L1 e L2 são os limites considerados para a distribuição:

$$L1 = L - 3\sigma_0$$

$$L2 = L + 3\sigma_0$$

Para reduzir o processamento do cálculo da função normal, utilizou-se a seguinte aproximação:

$$W(k,L) = \left[ \sum_{i=0}^7 \frac{(x_i)^i}{i!} \right]^{-1} \quad (3.18)$$

onde:

$$x_i = (k-L)^2 / 2\sigma_0^2$$

A aplicação da função resolução altera as contagens do detector DTS em cerca de 0,1% para a energia de 1,0 MeV e ~1,0% para a energia de 6,0 MeV. A incerteza ocasionada pelo uso da aproximação acima é <0,1%, portanto, desprezível.

#### 3.5.2.4 Deslocamento aplicado ao espectro de tempo-de-vôo da câmara de fissão

Foi observada uma pequena diferença entre as escalas de tempo-de-vôo da câmara de fissão e do detector DTS (da ordem de ~30 ns), atribuída a uma variação no tempo de resposta da câmara de fissão. Esta diferença foi corrigida alinhando-se as posições dos picos de ressonância do alumínio (entre 360 e 800 keV) e do oxigênio (em 1335 keV), presentes no espectro do tempo de vôo de ambos os detectores.

Este alinhamento foi feito deslocando-se o espectro de tempo-de-vôo da câmara de fissão em -1,95 canais, por meio de uma rotina incluída no programa GROUP. Esta rotina permite um deslocamento do espectro de tempo-de-vôo de um número real de canais para a direita ou para a esquerda, preservando o núme

ro de contagens em cada intervalo deslocado.

### 3.5.2.5 Agrupamento de canais de tempo-de-vôo

Com o objetivo de melhorar a estatística de contagem, foi necessário agrupar os canais de tempo-de-vôo em intervalos de energia de nêutron convenientes. Os valores do número de canais de tempo-de-vôo a serem agrupados (NG) são introduzidos como dado de entrada no programa GROUP.

Com este dado, são calculados os seguintes parâmetros:

$$R_S(k) = F_N \frac{S_1}{S_2} \quad (3.19)$$

$$\sigma_{RS}(k) = R_S \left( \frac{1}{S_6} + \frac{1}{S_8} \right)^{1/2} \quad (3.20)$$

$$S_R(k) = F_N \frac{S_3}{\Delta_T} \quad (3.21)$$

$$\sigma_{SR}(k) = F_N \left[ \frac{S_4}{NG \cdot \Delta_T} \right]^{1/2} \quad (3.22)$$

$$E_S(k) = [E(k,NG) + E(kk)]/2. \quad (3.23)$$

onde:

$R_S(k)$  é a razão das somas de contagens da câmara de fissão e do detector DTS entre os canais KK e KNG;

$$KK = (K-1) \cdot NG + 1 \quad \text{e} \quad KNG = KK + NG.$$

$F_N$  é o fator de normalização para a obtenção do valor absoluto da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ . Este parâmetro será descrito no item 3.5.2.6;

$$S_1(k) = \sum_{I=KK}^{KNG} y_{FC}(I) \cdot \Delta(I),$$

$$S_2(k) = \sum_{I=KK}^{KNG} S(I) \cdot \Delta(I),$$

$$\Delta(I) = [E_A(I) - E_A(I+1)]$$

e  $E_A(I)$  é energia de nêutron correspondente ao centro do I-ésimo canal de tempo-de-vôo (calculada por CROSS).

$\sigma_{RS}(K)$  é a incerteza estatística em  $R_S(K)$ ,

$$S_6(k) = \sum_{I=KK}^{KNG} y_{FC}(I) \quad ,$$

$$S_8(k) = \sum_{I=KK}^{KNG} y_{ND}(I) .$$

$S_R(k)$  é a soma das razões de contagens entre a câmara de fissão e o detector DTS entre os canais KK e KNG.

$$S_3(k) = \sum_{I=KK}^{KNG} \frac{y_{FC}(I) \Delta(I)}{S(I)} \quad ,$$

$$\Delta_T(K) = \sum_{KK}^{NNG} \Delta(I)$$

$\sigma_{SR}(k)$  é a incerteza estatística em  $S_R(K)$

e

$$S_4(K) = \sum_{I=KK}^{KNG} \Delta(I) \left( \frac{y_{FC}(I)}{S(I)} \right)^2 \left( \frac{1}{y_{FC}(I)} + \frac{1}{y_{ND}(I)} \right)$$

$E_S(K)$  = energia média de nêutron no intervalo considerado.

### 3.5.2.6 Fator de normalização para a secção de choque de fissão

Para obter o valor absoluto da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , é necessário aplicar o fator de normalização  $F_N$ , nas relações descritas anteriormente. Este fator é dado por <sup>(144)</sup>:

$$F_N = \frac{235,04}{0,6023} \left(\frac{r}{R}\right)^2 \cdot \frac{A}{m} \quad (3.24)$$

onde

$r$  = percurso de voo de alvo até o centro da câmara de fissão = 69,466 m

$R$  = percurso de voo do alvo até o final do colimador que define a área do feixe no detector DTS = 199,241 m

$A$  = área do colimador para o feixe no detector DTS = 1,1459 cm<sup>2</sup>

$m$  = massa de  $^{235}\text{U}$  na câmara de fissão = 0,1709 g.

Portanto:  $F_N = 318,07$ .

Alguns fatores de correção devem ainda ser aplicados para obter o valor final da secção de choque. Estes fatores são descritos a seguir.

### 3.5.3 Fatores de correção para a secção de choque de fissão

Os seguintes fatores foram considerados:

1. Correção para absorção de fragmentos de fissão no depósito <sup>(.71)</sup>. Este fator é ligeiramente dependente da energia:

$$f_{\text{FFA}} = 0,99089 + \frac{0,00037}{1000} \cdot E(\text{keV})$$

2. Correção para extrapolação ao canal zero no espectro de alturas de pulso da câmara de fissão<sup>(71)</sup>;

$$f_{\text{EZC}} = 1,0230$$

3. Fator de normalização da eficiência do detector DTS, obtido através do método da partícula associada (item 2.6). Este fator é a média entre as razões,  $R_E$ , entre as eficiências experimentais e teóricas para os experimentos em 2,4 e 14,0 MeV.

$$f_{\text{RE}} = \frac{1,0124 + 1,0108}{2} = 1,0116$$

O fator de normalização corrigido torna-se:

$$F'_N = \frac{f_{\text{EZC}} \cdot f_{\text{RE}}}{f_{\text{FFA}}} \cdot F_N \quad (3.25)$$

#### 3.5.4. Incerteza na secção de choque de fissão

Diversos fatores contribuem para a incerteza na secção de choque de fissão, induzida por nêutrons no  $^{235}\text{U}$ . Estes fatores podem ser independentes ou dependentes da energia do nêutron.

##### 3.5.4.1 Incertezas independentes da energia de nêutron

1. Massa do depósito de  $^{235}\text{U}$  na câmara de fissão (1,2%)<sup>(142)</sup>.

2. Correção para auto absorção dos fragmentos de fissão (0,01% - esta incerteza está incluída na incerteza da massa de  $^{235}\text{U}$ ). (142)
3. Extrapolação para altura de pulso zero para o espectro dos fragmentos de fissão (0,5%)<sup>(71)</sup>.
4. Posição do canal zero do ADC ( $\pm 0,5$  canal), para extrapolação do espectro dos fragmentos de fissão. Canal do pico da distribuição = 50; correção = 2,3% (item anterior).
 
$$\frac{0,5}{50} \times 2,3\% = 0,023\%$$
5. Correção para contagem de fundo na câmara de fissão (0,3%).
6. Correção para contagem de fundo do detector DTS (0,4%).
7. Correção para tempo morto. Supondo o caso extremo de uma variação de  $\pm 15\%$  na corrente de elétrons do acelerador (metade do tempo mais alta, metade do tempo mais baixa), resulta 0,0118%<sup>(71)</sup>.
8. Espalhamento em materiais na câmara de fissão (0,1%)<sup>(144)</sup>.
9. Área do colimador do feixe no detector DTS (0,2%)<sup>(20)</sup>
10. Calibração do detector DTS (erro experimental na medida em 14,0 MeV utilizando o método da partícula associada) (0,77%).

#### 3.5.4.2. Incertezas dependentes da energia do nêutron

11. Eficiência do detector DTS

a) Secções de choque no H e C:

Aplicando-se a fórmula de interpolação (equação 3.4).

$$\epsilon_B = \sigma_H (0,945 + 0,0116 \sigma_C + 0,00714 \sigma_H) \times 10^{-2}$$

Segue que:

$$\frac{\Delta \epsilon_B}{\epsilon_B} = \left[ \left( \frac{\Delta \sigma_H}{\sigma_H} \right)^2 + (0,0130 \sigma_C \left( \frac{\Delta \sigma_C}{\sigma_C} \right)^2) \right]^{1/2} \quad (3.26)$$

Nesta expressão utilizou-se o erro total na secção de choque do  $^{12}\text{C}$ . Acima de 4920 keV onde os erros variam entre 3 e 7%, utilizou-se um valor constante de 5%. O erro em  $\sigma_H$  foi retirado do novo arquivo ENDF/B-VI<sup>(12)</sup>. Nas regiões de ressonância do  $^{12}\text{C}$ , a secção de choque utilizada foi aquela modificada pela resolução no espectro de tempo-de-vôo do detector DTS.

- b) canal do nível de discriminação em 30% da energia máxima do próton. Esta é a incerteza em  $C_E$ , descrita no item 3.5.1.2. Corresponde a  $\pm 0,05$  canal entre 300 e 800 keV e varia linearmente de  $\pm 0,05$  a  $\pm 0,22$  canal entre 600 e 1800 keV. A incerteza corresponde na secção de choque variou entre 0,41% em 1000 keV e 0,11% em 6000 keV.
- c) correção para coincidências perdidas. Na estimativa considerou-se uma incerteza no canal zero do ADC de  $\pm 0,25$  canal, e analisou-se a variação nas contagens do espectro NCOIN1 (item 2.3.3.4).

- d) alinhamento das escalas de energia do detector DTS e a câmara de fissão. Foi suposta uma incerteza de  $\pm 0,5$  canal no alinhamento e calculou-se a variação  $\frac{\Delta S}{S}$  nas contagens corrigidas para o detector DTS (item 3.5.2.5) no intervalo de canais de tempo de voo agrupado para obter cada valor de secção de choque entre 1 e 6 MeV.
- e) correção para fator de transmissão. Foi considerada uma incerteza de 6% na correção, para linear em conta as incertezas nas secções de choque totais e na espessura dos materiais atenuadores.

A contribuição de cada uma destas fontes de erro sistemático na incerteza total da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$  é apresentada na figura 3.9, para o intervalo entre 1 e 6 MeV. Esta incerteza sistemática total foi obtida pela soma dos quadrados dos desvios de cada fator contribuinte no valor final da secção de choque do  $^{235}\text{U}$ :

$$\sigma_T(\%) = [\sum \sigma_1^2(\%)]^{1/2} \quad (3.27)$$

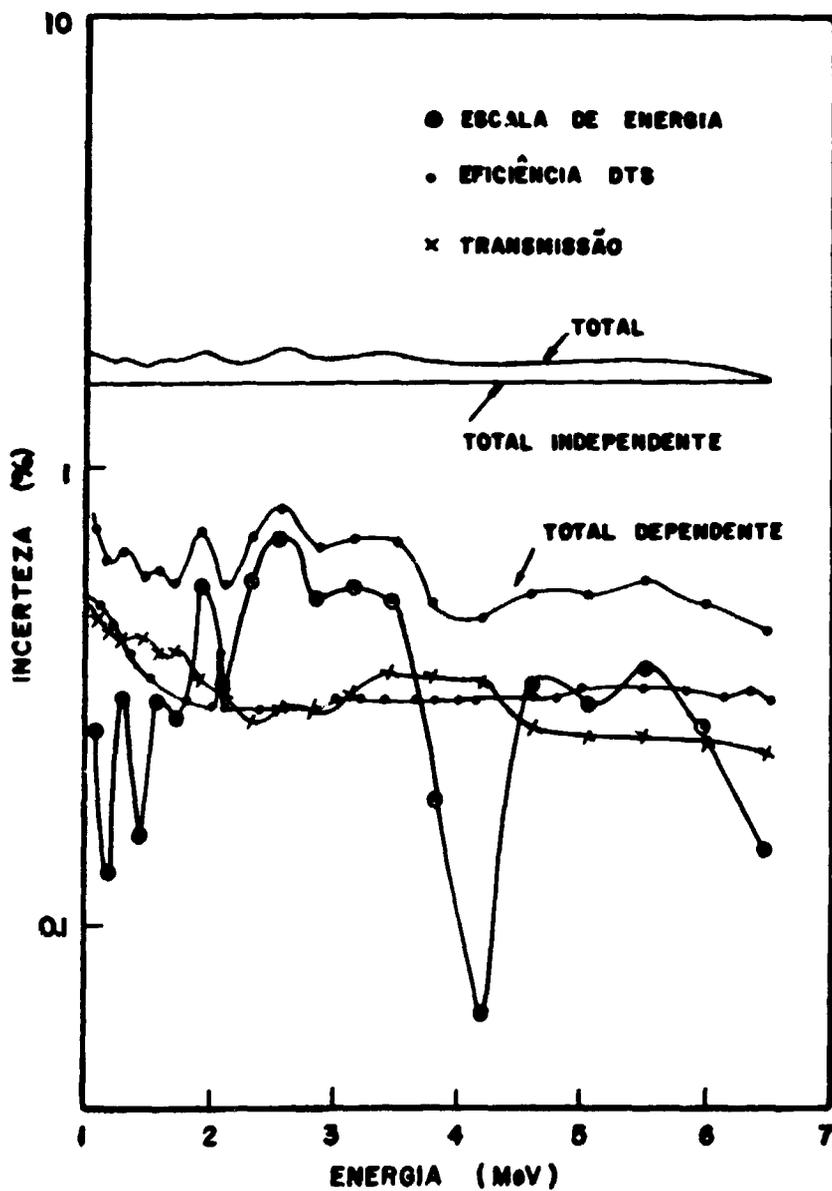


Figura 3.9 Incertezas sistemáticas, dependentes da energia de nêutron, envolvidas na determinação da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$

### 3.6 RESULTADOS OBTIDOS PARA A SECÇÃO DE CHOQUE DE FISSÃO

Os dados experimentais foram obtidos inicialmente para cerca de 190 canais de tempo-de-vôo, tendo uma largura de 16 ns cada um. Esta largura em tempo corresponde a 1,6% de resolução de energia em 6,0 MeV e 0,6% em 1,0 MeV. Neste intervalo de energia as contagens no detector de nêutrons caíram em um fator de aproximadamente seis, para o detector DTS, e um fator de dois, para a câmara de fissão.

Os intervalos de tempo-de-vôo foram agrupados de modo a obter uma incerteza estatística de 0,9% em 1,0 MeV e 2,3% em 6,0 MeV. A resolução em energia de nêutron,  $\Delta E/E$ , para cada intervalo agrupado é de aproximadamente 10% entre 1066 e 4190 keV, diminuindo gradualmente até atingir 8,3% em 6484 keV.

Os resultados finais obtidos para a secção de choque de fissão no  $^{235}\text{U}$  são apresentados na tabela 3.2 e figura 3.10.

Na figura 3.10, para energias compreendidas entre 1066 e 3132 keV, as barras de erro menores nos valores de secção de choque de cada ponto experimental, correspondem à incerteza, estatística e as barras de erro maiores correspondem às incertezas sistemáticas totais, obtidas pela propagação de todas as incertezas sistemáticas envolvidas. Para energias entre 3455 e 6485 keV, a situação é invertida, com as barras de erro estatístico sendo maiores que as de erro sistemático.

As incertezas estatísticas variaram de 0,90% em 1066 keV até 2,25% em 6484 keV. As incertezas sistemáticas totais flutuaram entre 1,62% e 1,83% ao longo deste intervalo de energia. A incerteza total indicada na tabela 14, corresponde à soma quadrática das incertezas estatísticas e sistemáticas, em cada ponto. Esta incerteza total está compreendida entre 1,95 e 2,93%, no intervalo entre 1066 e 6484 keV.

Tabela 3.2 Valores obtidos para a secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n, f)$

Energia (keV)	Secção de choque (barn)	Incerteza estat. (%)	Incerteza sist. Total (%)	Incerteza Total (%)
1066	1,183	0,90	1,79	2,00
1172	1,194	0,87	1,75	1,95
1289	1,194	0,92	1,76	1,99
1420	1,225	0,92	1,72	1,95
1564	1,242	0,98	1,73	1,99
1726	1,249	1,02	1,72	2,00
1905	1,272	1,12	1,78	2,10
2104	1,288	1,17	1,72	2,08
2324	1,264	1,29	1,77	2,19
2568	1,255	1,40	1,83	2,30
2836	1,246	1,57	1,76	2,36
3132	1,225	1,67	1,78	2,44
3455	1,166	1,91	1,77	2,60
3808	1,148	1,97	1,70	2,60
4190	1,111	2,12	1,69	2,71
4602	1,111	2,10	1,71	2,71
5039	1,079	2,27	1,71	2,84
5504	1,051	2,26	1,72	2,84
5985	1,112	2,39	1,70	2,93
6484	1,288	2,25	1,62	2,77

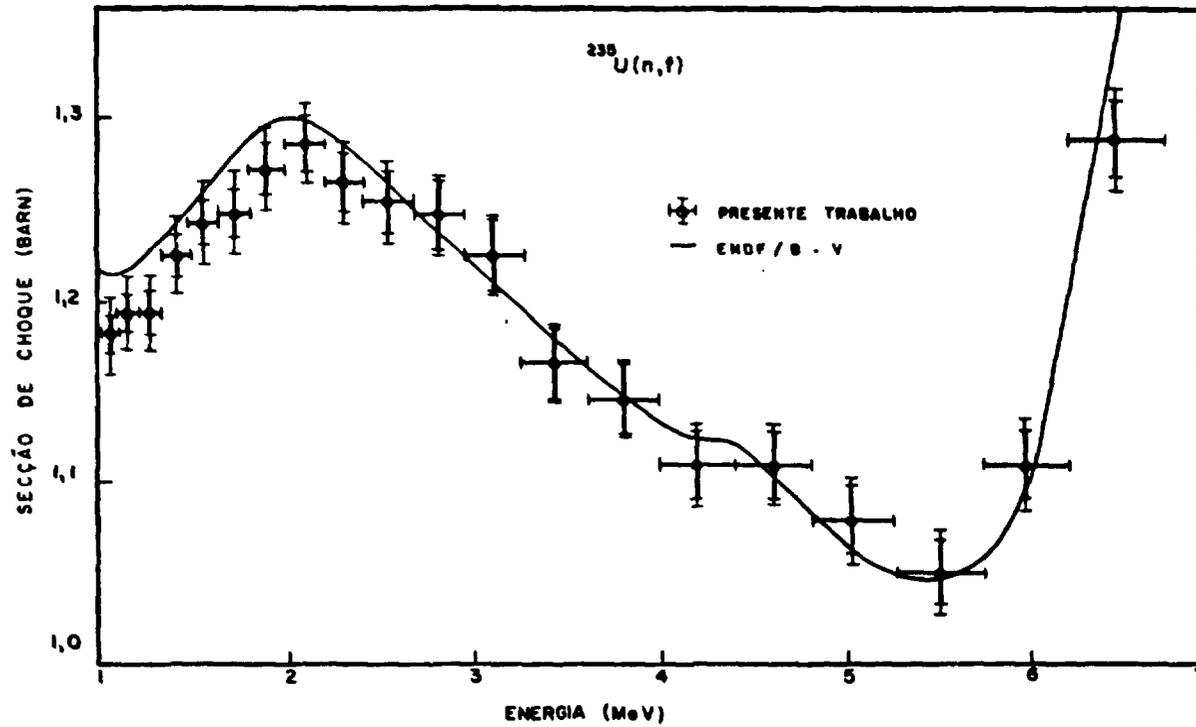


Figura 3.10 Resultados obtidos para a secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ . A curva cheia corresponde à avaliação extraída do arquivo ENDF/B-V. As barras horizontais correspondem ao intervalo de energia onde os canais de tempo-de-vôo foram agrupados.

A curva cheia na figura 3.10 corresponde à avaliação extraída do arquivo ENDF/B-V<sup>( 9 )</sup>.

A comparação dos resultados experimentais para a secção de choque com os de outros autores é apresentada no capítulo 4.

## CAPÍTULO 4

### ANÁLISE E DISCUSSÃO DOS RESULTADOS

#### 4.1 CARACTERIZAÇÃO DO DETECTOR DE CINTILAÇÃO FINO DUAL (DTS)

##### 4.1.1 Eficiência e espectro do detector DTS

Dos experimentos efetuados no presente trabalho, aquele que trouxe um volume maior de informações sobre as propriedades do detector DTS foi o experimento em 14,0 MeV, feito no acelerador Van de Graaf do NBS. Alguns fatores contribuíram para isso:

- a. taxa de fluência de nêutrons associados satisfatória, permitindo efetuar diversas medidas em condições de discriminação eletrônica diferentes.
- b. energia dos prótons-de-recuo elevada, tornando acentuada o efeito de escape de prótons provenientes do primeiro cintilador.
- c. energia elevada para as partículas de  ${}^4\text{He}$  associadas, facilitando a discriminação dos eventos de espalhamento elástico dos dêutrons no alvo e reduzindo a incerteza na determinação das contagens de fundo no espectro de  ${}^4\text{He}$ .

Neste experimento foi possível obter os espectros de prótons-de-recuo do detector DTS para contagens simples, coincidência e espectro soma, conforme é apresentado na figura 2.14. Nesta figura também são apresentados os resultados teóricos para o espectro, mostrando um bom acordo com o espectro experimental. Este fato implica dizer que a razão entre as eficiências experimental e teórica, apresentada no item 2.4, é pouco sensível em relação ao nível de discriminação adotado para o cálculo da eficiência.

O efeito acentuado do escape de prótons produzidos no primeiro cintilador serviu para verificar com maior rigor o método teórico adotado para o cálculo deste efeito, introduzido no programa de Monte Carlo. Conforme discutido no item 2.2.5 e indicado pela figura 2.14.b, o número de eventos acima do nível de discriminação, correspondentes a escape de prótons, correspondentes a escape de prótons, corresponde a 54% do número total de contagens.

O número de fotoelétrons produzidos nas fotomultiplicadoras, correspondentes ao extremo do espectro de prótons-de-recuo em 14,0 MeV, deduzido a partir do experimento no acelerador Van de Graaff, resultou em  $574 \pm 61$  fotoelétrons. Este valor é cerca de um terço do valor mais correto, apresentado na tabela 3.2 (1777), deduzido por informações de tempo-de-vôo. Esta diferença pode ser explicada, considerando-se que o valor da tabela 3.2 foi calculado baseando-se em ajustes entre espectros teóricos e experimentais na faixa entre 1 e 6 MeV. Nesta faixa de energia, a forma do extremo do espectro de prótons-de-recuo é dada predominantemente pela flutuação no número de fotoelétrons produzidos. No caso do experimento em 14,0 MeV, a forma do espectro é também afetada pela resolução intrínseca do cintilador, ocasionando um alargamento maior que o esperado pela flu

tuação do número de fotoelétrons no espectro. Estas considerações são consistentes com o fato de que o número de fotoelétrons correspondentes ao extremo do espectro de prótons-de-re-cuo em 2,45 MeV, no experimento do Van de Graaff, foi de  $173 \pm 28$  fotoelétrons. Este valor concorda bem com o da tabela 3.2, que resultou em 164 fotoelétrons para a energia de 2,46 MeV.

O cálculo teórico da eficiência em função do nível inferior de discriminação eletrônico, apresentado na figura 2.15 para o experimento de 14,0 MeV, acompanhou razoavelmente o comportamento dos pontos experimentais. Por esta razão, a incerteza na correção para coincidências perdidas resultou em cerca de 10% da correção. Assim, para níveis de discriminação fracionais em torno de 0,01, esta incerteza é de apenas 0,2%.

O experimento efetuado no acelerador Van de Graaff em 2,45 MeV possibilitou conhecimento mais detalhado sobre a técnica de partícula associada correlacionada no tempo, quando comparado com o experimento em 14 MeV. Por ocasião deste experimento, o feixe padrão de nêutrons associados em 2,45 MeV, utilizando a reação  $D(d,n)^3\text{He}$ , ainda não estava estabelecido no NBS, o que obrigou a caracterização de alguns aspectos da técnica. Assim, foi necessário definir a geometria do alvo e do detector de partícula associada, escolher filtros adequados para reduzir a incidência dos dêuterons espalhados elasticamente pelo alvo e para a medida da contagem de fundo no pico de  $^3\text{He}$ . Além disso, foi necessário medir o perfil do feixe de nêutrons associados para garantir que todo este feixe incidiria sobre os cintiladores do detector DTS.

Este experimento apresentou algumas dificuldades não encontradas no experimento em 14 MeV:

a) taxa de fluência de nêutrons associados baixa (ap

nas -40 n/s) prejudicando a estatística de contagem.

- b) dificuldade de separação dos eventos produzidos por partículas de  $^3\text{He}$  dos eventos produzidos por trítions da reação  $^2\text{H}(d,p)^3\text{H}$  e dêuterons espalhados elasticamente. Este fato restringiu os níveis de discriminação para o detector de partícula associada, limitando a razão  $^3\text{He}/^3\text{H}$  para apenas - 0,6, além de aumentar a incerteza na correção para contagens de fundo.
- c) deslocamento do pico de  $^3\text{He}$  durante a irradiação, em razão da degradação da superfície do alvo. Isto limitou a fluência de dêuterons em uma dada região do alvo, além de decrescer o número de nêutrons associados durante cada irradiação.

Estes fatores limitaram a incerteza na eficiência experimental do detector DTS em 1,44%. O acordo com a eficiência teórica foi bom com uma razão  $R_E$  de 1,0124, portanto as eficiências coincidiram dentro da incerteza experimental.

O fato das razões  $R_E$  para as energias 2,45 a 14,04 MeV diferirem em apenas 0,15% sugere que sua diferença em relação à unidade (-1,1%) pode ser ocasionada por algum fator independente da energia do nêutron, por exemplo, a densidade superficial de hidrogênio no detector DTS. Por esta razão, optou-se por aplicar um fator de normalização na eficiência teórica, para a sua utilização na medida da secção de choque do  $^{235}\text{U}$ , descrita no capítulo 3. Este fator de normalização corresponde ao valor médio de  $R_E$  para as energias 2,45 e 14,04 MeV. A incerteza introduzida por este fator, corresponde a incerteza na eficiência

experimental em 14,04 MeV (0,77%).

#### 4.1.2 Vantagens e limitações do detector DTS

A característica mais vantajosa do detector DTS é a de utilizar um cintilador fino. Desse modo, a correção para espalhamento múltiplo torna-se pequena e pode ser calculada com boa exatidão. A distorção para o efeito de escape de prótons é eliminada pela presença de um segundo cintilador, colocado atrás do primeiro. Esta configuração é vantajosa quando o alcance máximo dos prótons é comparável à espessura do cintilador. Para o detector desenvolvido no presente trabalho, isto ocorre para a detecção de nêutrons com energia acima de ~ 5 MeV. Para energias mais baixas, a presença do segundo cintilador tem importância menor, porquanto a fração de prótons que escapam do primeiro cintilador torna-se pequena. Por outro lado, a correção para espalhamento múltiplo é maior para baixas energias de nêutron e a presença do segundo cintilador aumenta consideravelmente esta correção. Entretanto, um outro fator contribui para reduzir a correção para espalhamento múltiplo a níveis pequenos, mesmo em baixas energias. Este fator está relacionado com a discriminação eletrônica do primeiro cintilador. Uma fração considerável dos eventos de espalhamento múltiplo provém de eventos onde o nêutron é espalhado por um átomo de carbono situado no primeiro cintilador, sendo em seguida espalhado por um átomo de hidrogênio situado no segundo cintilador. Isto, além de dar origem a um evento de coincidência, constitui-se em um evento de espalhamento múltiplo. Entretanto, os pulsos produzidos por espalhamento no carbono são muito reduzidos e facilmente podem cair abaixo do nível de discriminação eletrônico, colocado para o primeiro cintilador. Desse modo, o evento é perdido, reduzindo o número

ro de espalhamento múltiplos. Como a perda deste evento também corresponde à uma perda de coincidência, ela também contribui na correção para coincidências perdidas. Conclui-se que uma fração dos eventos de espalhamento múltiplo é eliminada pela discriminação eletrônica do primeiro cintilador. As coincidências correspondentes, que são perdidas, são na realidade indesejáveis. Este efeito pode ser verificado comparando-se os coeficientes para a fórmula de cálculo da eficiência em função das secções de choque do carbono e hidrogênio (equação 2.63). A tabela 2.9 dá os valores dos coeficientes dessa fórmula, para o caso de nível zero de discriminação eletrônica. A equação 3.14 dá os valores destes mesmos coeficientes, para o nível de discriminação eletrônica adotado na medida da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ . Nota-se que os valores de  $a_2$  e  $a_3$  são muito menores no caso da equação 3.14, indicando uma correção menor para espalhamento múltiplo e, portanto, uma dependência menor com a secção de choque, distribuição angular e concentração de átomos de carbono no cintilador.

Como indica a tabela 3.2, foi possível analisar-se a forma do espectro de prótons-de-recuo do detector DTS para energias de nêutron acima de ~ 400 keV, sendo possível obter, por extrapolação o canal no espectro de alturas de pulso para prótons com energia acima de ~ 350 keV. Considerando esta energia para o nível de discriminação em 30% da energia máxima do próton (igual à energia do nêutron incidente), tem-se que a energia mínima de nêutron, para mediúas de fluência, situa-se entre 1000 e 1100 keV. Este limite inferior é definido pela eficiência na coleção de luz produzida nos cintiladores. O presente detector DTS foi otimizado para uma coleção de luz mais uniforme em diferentes pontos do cintilador (figura 2.6). Entretanto, este critério reduziu a eficiência na coleção de luz em cerca

de 30%. Assim, para o caso de coleção de luz menos uniforme porém mais eficiente, poderia reduzir-se a energia mínima de nêutron mensurável para ~750 keV. Com esta eficiência de coleção de luz maior, haveria uma ligeira melhoria na resolução do espectro de prótons-de-recuo em baixas energias, em razão do aumento no número de fotoelétrons produzidos pelas fotomultiplicadoras. A escolha do critério de coleção de luz mais uniforme foi feita para possibilitar o uso do presente detector em experimentos onde o cintilador esteja imerso no campo de nêutrons. Neste caso, toda a área sensível do detector é utilizada, sem que a distorção no espectro, causada pela não-uniformidade na coleção de luz, seja excessivamente grande.

Em razão do detector DTS ser constituído de um cintilador orgânico fino, o comportamento da eficiência calculada em função da energia do nêutron segue essencialmente secção de choque para espalhamento no hidrogênio. Os espalhamentos elástico e inelástico de eficiência como mostra a figura 2.22. As reações  $^{12}\text{C}(n,\alpha)^9\text{Be}$  e  $^{12}\text{C}(n,n')3\alpha$  praticamente não contribuem na eficiência, porquanto as partículas alfa produzem pulsos abaixo do nível de discriminação adotado para o cálculo da eficiência. Esta dependência simples da eficiência do detector DTS em função da energia do nêutron permite que a interpolação, para valores de energia que não foram verificados experimentalmente, possa ser feita com confiança e boa exatidão.

Uma dificuldade comum aos detectores que se baseiam na secção de choque no hidrogênio é a sua variação com a energia do nêutron, na região de MeV. Para nêutrons de 1 MeV, uma incerteza de 2% na energia do nêutron (20 keV) pode causar uma incerteza de ~1% na eficiência do detector. Em 15 MeV, uma incerteza de 2% na energia (300 keV) causa uma incerteza de 1,9% na eficiência do detector. Desse modo, é necessário determinar a ener-

gia do nêutron com boa exatidão, a fim de minimizar este tipo de incerteza.

O detector DTS possui uma resposta em tempo bastante rápida. Por medidas de distribuição de tempo entre as duas fotomultiplicadoras acopladas ao primeiro cintilador, verificou-se que o tempo de resposta FWHM - largura a meia altura, está em torno de  $\leq 4$  ns. Para um experimento de tempo-de-vôo com o detector posicionado a 200 m do alvo gerador de nêutrons e considerando uma incerteza de 1% na eficiência do detector - causada pela incerteza no tempo-de-vôo, em razão deste tempo de resposta do detector DTS - o limite superior de energia de nêutron mensurável é  $\geq 50$  MeV. O limite em torno de  $\sim 6$  MeV, definido para a medida da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , foi determinado essencialmente pela incerteza maior na resposta em tempo da câmara de fissão. Além disso, ela foi colocada em um percurso de vôo cerca de três vezes menor que o detector DTS (ou originalmente o detector "negro"), em razão de sua baixa eficiência de detecção, o que aumentou a incerteza no tempo-de-vôo do nêutron.

#### 4.1.3 Detector DTS como espectrômetro

O presente trabalho objetivou desenvolver o detector DTS como monitor absoluto da taxa de fluência de nêutrons. Para este fim, procurou-se otimizar o projeto do detector em termos de uniformidade na coleção de luz e mínima interação do feixe de nêutrons com os materiais constituintes do detector, exceto os cintiladores, empregando uma geometria de transmissão. Existe, entretanto, uma outra configuração em que o detector DTS pode ser empregado como um espectrômetro. Esta configuração cor-

responde a utilizar apenas os pulsos produzidos no detector correspondentes a eventos de coincidência entre os dois cintiladores.

A figura 2.14-b mostra este espectro de coincidência obtido para nêutrons de 14,0 MeV. Como os eventos em que os prótons perdem toda a sua energia no primeiro cintilador são rejeitados, o espectro de coincidência tem a forma de um pico pronunciado, próximo ao extremo do espectro. É esta forma de pico que é atrante para um espectrômetro, pois dá ensejo a uma separação mais eficaz das diferentes componentes de energia do nêutron em um feixe polienergético. Em baixas energias, o efeito de escape de prótons é pequeno. Entretanto as coincidências, que são originárias por espalhamento múltiplo, possuem também a forma de um pico, porém não tão bem pronunciado como no caso de altas energias. A figura 4.1 mostra o aspecto dos espectros de coincidência

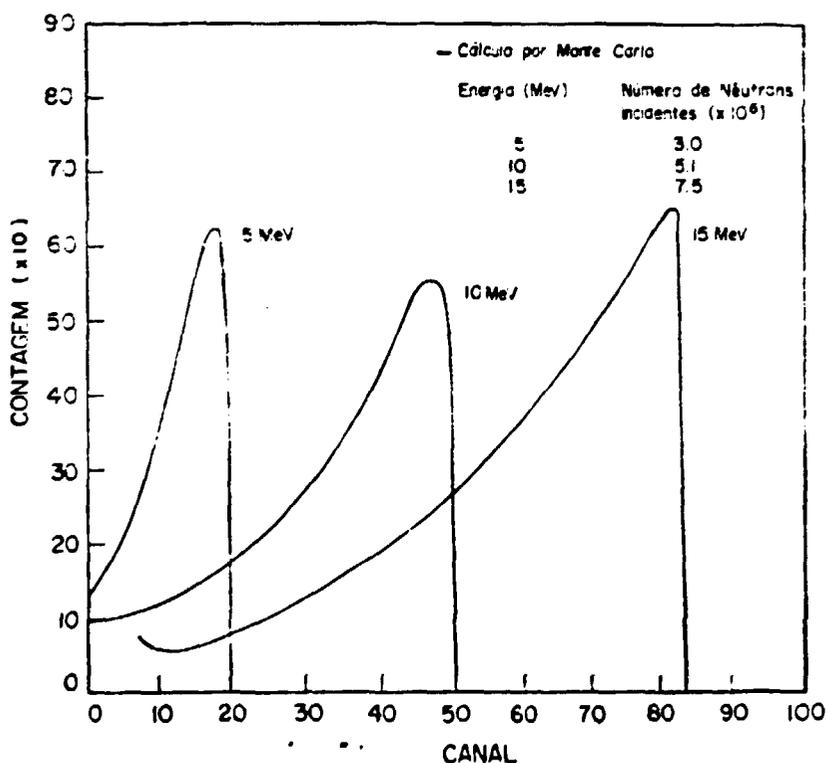


Figura 4.1 Espectros de coincidência do detector DTS para diferentes energias do nêutron.

cidência para diferentes energias de nêutron.

A possibilidade de utilização do detector DTS como espectrômetro está sendo investigada por Duvall e Johnson<sup>(37) (38)</sup>.

#### 4.2 SECÇÃO DE CHOQUE PARA A REAÇÃO $^{235}\text{U}(n,f)$

A consistência dos resultados de secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , obtidos no presente trabalho, pode ser avaliada sob dois aspectos: consistência interna e consistência externa.

A consistência interna pode ser avaliada comparando-se os resultados do presente trabalho com aqueles obtidos utilizando o detector "negro" do NBS, como monitor absoluto da taxa de fluência de nêutrons.<sup>(19) (22)</sup> No experimento com o detector "negro", a faixa de energia do nêutron foi de 0,3 a 3,0 MeV, enquanto o experimento do presente trabalho cobriu a faixa entre 1,0 e 6,0 MeV. Há, portanto, a região de 1,0 a 3,0 MeV comum aos dois experimentos.

A figura 4.2 mostra a comparação entre os resultados obtidos no presente trabalho, com o detector DTS, com aqueles obtidos utilizando o detector "negro" do NBS. Nesta figura, as barras de erro menores incluem apenas as incertezas estatísticas nos dois experimentos e a incerteza sistemática na eficiência do detector DTS. As demais incertezas sistemáticas não são consideradas na comparação, uma vez que a maioria delas são totalmente correlacionadas entre os dois experimentos. Observa-se que o acordo obtido entre os resultados dos dois experimentos é excelente, na faixa de energia de sobreposição (1,0 a 3,0 MeV), dentro da incerteza estimada entre 1,3 e 1,9%.

A consistência externa pode ser avaliada comparando-

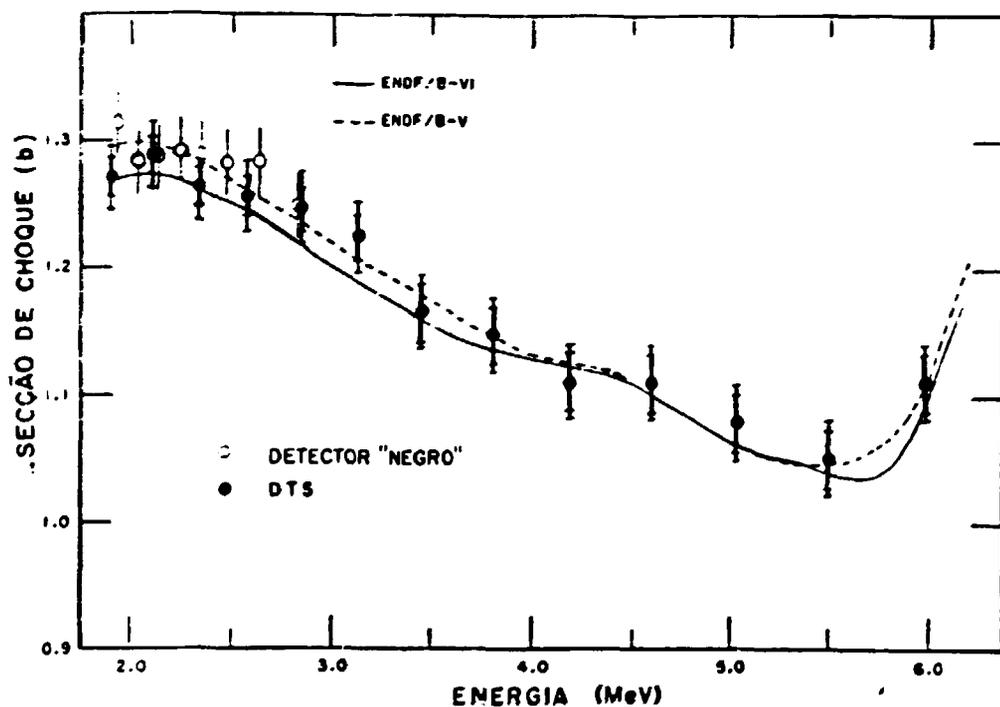
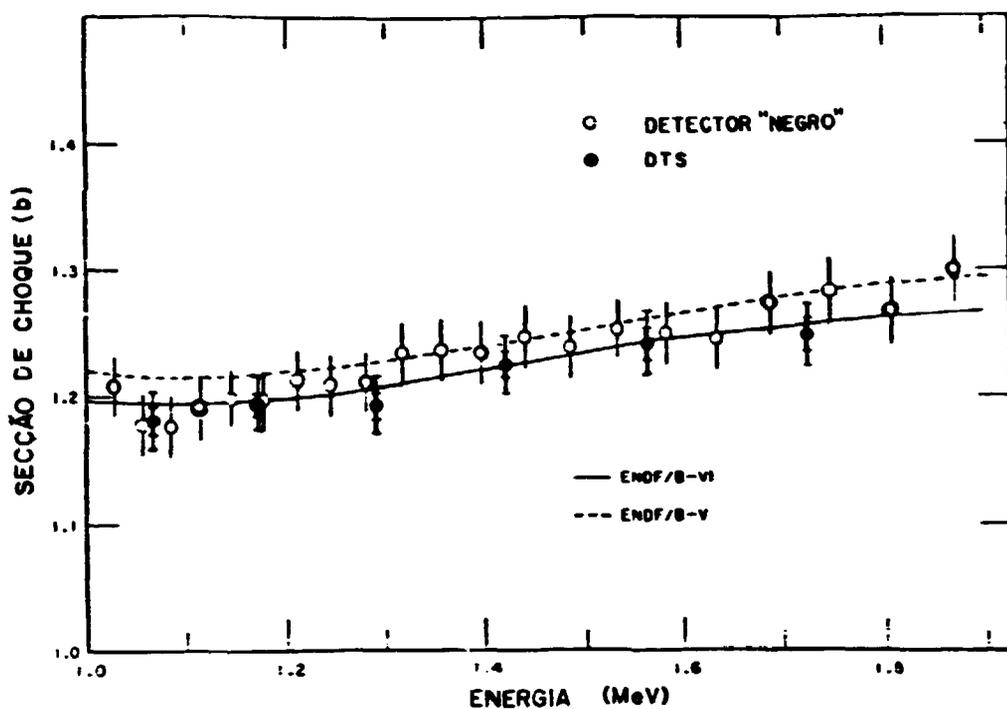


Figura 4.2 Comparação dos resultados de secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$  obtidos com o detector "negro" do NBS e o detector DTS do presente trabalho. As curvas correspondem às avaliações dos arquivos ENDF/B-V e VI.

-se os resultados obtidos no presente trabalho com outros dados experimentais ou avaliações recentes desta secção de choque na faixa de 1,0 a 6,0 MeV.

A figura 4.3 mostra a comparação entre os resultados experimentais mais recentes desta secção de choque, obtidos por outros autores, com as avaliações obtidas pelos arquivos ENDF (Evaluated Nuclear Data Library) versões B-V e B-VI.

Análises detalhadas da situação destes dados são descritas por Bhat (1983)<sup>(8)</sup>, Pronyav (1983)<sup>(110)</sup>, Carlson (1984)<sup>(8)</sup>, Sowerby (1985)<sup>(123)</sup> e Wasson (1985)<sup>(130)</sup>.

A avaliação do arquivo ENDF/B-V<sup>(9)</sup> para o  $^{235}\text{U}$  foi baseada na análise preliminar de Poenitz<sup>(106)</sup>, a qual foi feita com a base de dados disponível em 1978. A avaliação do ENDF/B-V é composta de duas partes, uma avaliação de forma e uma avaliação de normalização. As duas análises são concordantes na forma da secção de choque, porém a normalização do ENDF/B-V é cerca de 1,3% mais alta que a de Poenitz, como resultado da eliminação de medidas de secção de choque integral no espectro de nêutrons do  $^{252}\text{Cf}$  e o valor em 14 MeV de Arlt<sup>(2)</sup> que não estavam bem documentados na época.

A avaliação do arquivo ENDF/B-VI<sup>(18)</sup> foi feita de maneira simultânea, incluindo todas as secções de choque consideradas padrões de referência<sup>(23)</sup>. Nesta avaliação foram utilizadas: um programa de mínimos quadrados generalizado, uma análise por meio de matriz-R para os núcleos padrões leves e um procedimento para combinar os resultados dessas avaliações. A avaliação de secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , para o arquivo ENDF/B-VI, foi feita com a base de dados disponível até 1984. Esta avaliação é aproximadamente a mesma acima de 4 MeV, 1 - 2% mais baixa entre 1 - 4 MeV e -2% mais baixa entre 0,1 - 1 MeV, quando comparada com a do ENDF/B-V. Os dados obtidos no

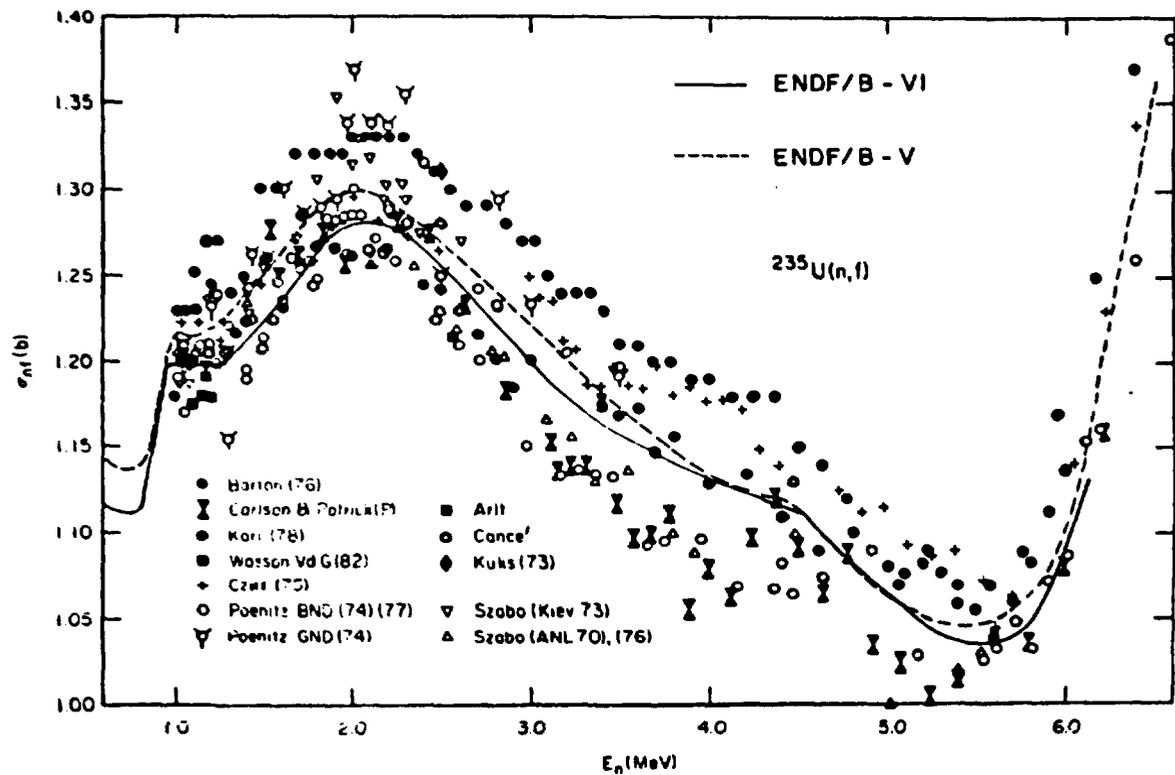


Figura 4.3 Comparação entre os resultados experimentais mais recentes da secção de choque para a reacção  $^{235}\text{U}(n,f)$  e as avaliações dos arquivos ENDF/B - V e VI, no intervalo entre 1 e 6 MeV.

experimento do detector "negro" do NBS, entre 0,3 e 3 MeV, bem como aqueles obtidos no presente trabalho não foram incluídos no arquivo ENDF/B-VI, uma vez que suas análises foram completadas no período 86 - 87.

Como mostra a figura 4.3, os resultados de vários experimentos diferem entre si mais que o esperado pelas incertezas experimentais. Além disso, há discrepâncias na dependência com a energia entre diversas medidas da forma de secção na região entre 1 e 5 MeV. A faixa de variação entre os diversos resultados é de aproximadamente  $\pm 5\%$  em relação a avaliação do ENDF/B-V, que passa aproximadamente pelo meio dos pontos experimentais.

A figura 4.2 também inclui as avaliações do ENDF/B - V e VI para fins de comparação com os resultados obtidos no presente trabalho. As barras de erro maiores, nos resultados do detector DTS, correspondem a incerteza total na secção de choque medida, apresentada na última coluna da tabela 3.2. Observa-se um excelente acordo entre os resultados do presente trabalho e a avaliação do arquivo ENDF/B-VI, em todo o intervalo de energia de nêutron entre 1 e 6 MeV. Apenas na região entre 2,8 e 3,1 MeV, os resultados estão ligeiramente acima da avaliação do ENDF/B-VI, porém concordam com a avaliação do ENDF/B-V é com o ponto em torno de 2,8 MeV, obtido com o detector "negro" do NBS.

Uma avaliação adicional da consistência dos dados de secção de choque obtidos no presente trabalho foi efetuada, calculando-se a secção de choque média no espectro de nêutrons produzidos pela fissão espontânea do  $^{252}\text{Cf}$ . Conforme discutido por Sowerby e Patrick<sup>(13)</sup>, a secção de choque média do  $^{235}\text{U}$  no espectro de nêutrons do  $^{252}\text{Cf}$  é um parâmetro que restringe possíveis variações nesta secção de choque, principalmente no

intervalo entre 100 keV a 5 MeV, que contém -92% do espectro de nêutrons de fissão do  $^{252}\text{Cf}$ . Um aspecto importante é o fato desta secção de choque média ser pouco sensível com relação a diferentes representações do espectro de fissão. (88) Por esta razão, optou-se por uma representação do espectro de nêutrons de fissão do  $^{252}\text{Cf}$  do tipo Maxwelliana, pela sua simplicidade e conveniência de cálculo.

O cálculo da secção de choque média para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , efetuado no presente trabalho, foi feito pela seguinte equação:

$$\langle \sigma \rangle = \frac{\int_{E_1}^{E_2} \sigma(E) M(E) dE}{\int_{E_1}^{E_2} M(E) dE} \quad (4.1)$$

onde  $M(E)$  é uma distribuição Maxwelliana, dada por:

$$M(E) = k\sqrt{E} \exp(-E/T) \quad (4.2)$$

onde  $T$  é uma temperatura ajustada igual a 1,429 MeV; (88)

$k$  é uma constante;

$E_1 = 0,1$  MeV e  $E_2 = 20$  MeV.

A integral foi efetuada numericamente e a exatidão deste procedimento foi verificada calculando-se o valor da secção de choque integral para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , utilizando-se os dados do arquivo ENDF/B-V. O resultado obtido foi 1231 mb, que coincide com o valor esperado (123). O valor correspondente desta secção de choque integral para o arquivo ENDF/B-VI, 1213mb, é -1,5% menor em relação ao arquivo ENDF/B-V (23).

Esta integral foi então calculada utilizando os dados do experimento dos detectores "negro" do NBS e DTS, desen-

volvido no presente trabalho, no intervalo de energia de nêutron entre 0,3 e 6,0 MeV. Abaixo de 0,3 e acima de 6,0 MeV, utilizou-se os valores do ENDF/B-V. O resultado obtido foi de 1220 mb.

Os resultados experimentais mais recentes para esta secção de choque média são apresentados na tabela 4.1. O valor médio destes resultados é  $1227 \pm 12$  mb<sup>(139)</sup>, que está em excelente acordo com o valor 1220 mb, calculado com os dados obtidos no presente trabalho. Este último valor também concorda com o valor calculado com os dados do arquivo ENDF/B-VI, 1213 mb, dentro de - 0,6%.

Tabela 4.1 Valores recentes da secção de choque média para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$ , para o espectro de nêutrons produzidos na fissão espontânea do  $^{252}\text{Cf}$ <sup>(139)</sup>.

Autor	$\langle \sigma \rangle$ (mb)
Schroder	$1234 \pm 17$
Davis and Knoll	$1215 \pm 18$
Adamov	$1241 \pm 18$
Heaton	$1216 \pm 19$
Valor Médio	$1227 \pm 12$

## CAPÍTULO 5

### CONCLUSÕES

No presente trabalho foi desenvolvido um detector, de nominado Detector de Cintilação Fino Dual (DTS - Dual Thin Scintilator), para a medida absoluta da taxa de fluência de nêutrons, no intervalo de energia entre 1 e 15 MeV.

As características vantajosas deste detector são:

- a. utiliza um par de cintiladores orgânicos em geometria dual, de modo que o próton-de-recuo produzido pelo nêutron incidente é detectado em geometria  $2\pi$ , eliminando o efeito de escape de prótons.
- b. os cintiladores utilizados são finos, comparados com o caminho-livre-médio do nêutron incidente desta forma a correção para espalhamento múltiplo é pequena.
- c. por utilizar cintiladores orgânicos, este tipo de detector é intrinsecamente rápido, podendo ser aplicado em medidas de tempo-de-vôo para energias de nêutron de até várias dezenas de MeV.
- d. a eficiência do detector é função essencialmente da secção de choque para espalhamento elástico no

hidrogênio, que é conhecida com grande exatidão.

- e. o feixe de nêutrons é perturbado apenas pela presença dos cintiladores os quais, por serem finos, permitem a utilização do detector em geometria de transmissão.

A geometria do detector foi otimizada de modo a minimizar a variação na eficiência de coleção de luz ponto-a-ponto nos cintiladores.

Este detector foi desenvolvido para ser utilizado como um monitor absoluto da taxa de fluência de nêutrons rápidos, em medidas acuradas de secção de choque empregando aceleradores como fonte de nêutrons. A energia do nêutron é determinada pela aplicação da técnica de tempo-de-vôo ou conhecendo-se a cinemática da reação que dá origem ao nêutron. Embora o detector DTS tenha sido concebido para esta finalidade, ele pode ser aplicado em uma diversidade grande de experimentos, onde haja a necessidade de um monitor absoluto para nêutrons entre 1 e 15 MeV.

Para possibilitar o cálculo teórico da eficiência e espectro de prótons-de-recuo do detector DTS, em todo o intervalo de energia de nêutron entre 1 e 15 MeV, foi desenvolvido no presente trabalho um programa de Monte Carlo denominado CARLO DTS. Este programa leva em conta os diversos tipos de reações do nêutron no interior dos cintiladores, além dos efeitos de rendimento e coleção de luz no detector. A técnica da colisão forçada foi aplicada ao programa de Monte Carlo, a fim de minimizar o tempo de processamento necessário para atingir incertezas estatísticas da ordem de 0,3 a 0,4%.

A eficiência calculada por Monte Carlo foi comparada com a eficiência experimental, determinada por meio da técnica da partícula associada correlacionada no tempo, em duas ener-

gias de nêutron: 2,446 MeV e 14,04 MeV. As eficiências teórica e experimental concordaram entre si, dentro da incerteza experimental de 1,44% e 0,77% respectivamente, para estas duas energias de nêutron. Houve um bom acordo entre as formas dos espectros de prótons-de-recuo teórico e experimental, indicando pouca sensibilidade com o nível de discriminação adotado na determinação de eficiência.

A energia mínima de nêutron, para medidas de fluência com o detector DTS, situa-se entre 1000 e 1100 keV. Esta energia mínima pode ser reduzida a ~ 750 keV, melhorando a eficiência de coleção de luz dos cintiladores, porém isto acarreta uma coleção de luz menos uniforme ponto-a-ponto nos cintiladores.

O desempenho do detector DTS foi verificado em uma medida absoluta da secção de choque para a reação  $^{235}\text{U}(n,f)$  na faixa de energia de nêutron entre 1 e 6 MeV e utilizando o acelerador linear de elétrons até 150 MeV, pertencente ao NBS, como fonte de nêutrons produzidos por reação  $(\gamma,n)$ . Os resultados obtidos no presente trabalho coincidiram com aqueles obtidos com o detector "negro" do NBS, utilizando o mesmo arranjo experimental, dentro da incerteza estimada. Esta incerteza esteve entre 1,0 e 1,7% no intervalo comum aos dois experimentos (entre 1 e 3 MeV). Pode-se também ressaltar que estes são os primeiros experimentos onde esta secção de choque foi determinada de modo absoluto, utilizando um acelerador linear de elétrons.

Houve um excelente acordo entre os resultados de secção de choque obtidos no presente trabalho, com a avaliação mais recente obtida no arquivo ENDF/B-VI, com exceção do intervalo entre 2,8 e 3,1 MeV. Entretanto, os resultados neste intervalo concordam com a avaliação do ENDF/B-V e com o ponto em torno de 2,8 MeV, obtido com o detector "negro" do NBS. A incerte-

za total no valor da secção de choque do presente trabalho esteve na faixa de 1,95 a 2,93% entre 1 e 6 MeV.

A secção de choque integral para a reacção  $^{235}\text{U}(n,f)$  no espectro de nêutrons de fissão do  $^{252}\text{Cf}$  foi avaliada, considerando os resultados do presente trabalho e do experimento com o detector "negro" do NBS, entre 0,3 e 6 MeV e adotando os valores do ENDF/B-V, fora deste intervalo. O resultado foi de 1220 mb, em excelente acordo com a média dos resultados experimentais mais recentes,  $1227 \pm 12$  mb, e apresentando uma diferença de apenas 0,6% em relação ao valor 1213 mb, obtido com os dados do arquivo ENDF/B-VI.

Deste modo, pode-se concluir que o desempenho do detector DTS foi excelente, tanto sob o aspecto teórico como experimental, indicando grande confiabilidade em sua aplicação.

Os valores das incertezas estimadas para a secção de choque do  $^{235}\text{U}$ , poderão ser utilizadas em análises de covariância, necessárias para a completa documentação dos dados de secção de choque obtidos no presente trabalho, de modo a poderem ser incorporados em futuras avaliações desta secção de choque.

Algumas perspectivas futuras podem ser apontadas para o detector DTS, desenvolvido no presente trabalho.

Este detector, pela sua simplicidade, pode ser facilmente construído no Brasil, para ser utilizado em vários tipos de experimentos, especialmente aqueles envolvendo a utilização de aceleradores como fontes de nêutrons. Sua construção poderá ser feita utilizando os recursos do IPEN, em São Paulo, que já produz cintiladores plásticos com características semelhantes às do cintilador utilizado no presente trabalho<sup>(55)</sup>. Pequenas alterações de projeto podem ser facilmente incluídas no cálculo teórico feito pelo programa CARLO DTS, o qual já se encontra implantado no IPEN-CNEN/SP.

O detector DTS poderá ser utilizado também como um espectrômetro, utilizando-se apenas os pulsos de eventos em coincidência. A exatidão, neste caso, poderá ser verificada aplicando-se o mesmo programa CARLO DTS, com mínimas modificações.

O programa CARLO DTS foi desenvolvido para abranger o intervalo entre 1 e 20 MeV. Para a aplicação do presente detector entre 15 e 20 MeV, basta substituir o segundo cintilador por outro mais espesso (~4 mm) a fim de detectar prótons-de-reco de até 20 MeV. Esta modificação é facilmente incorporada no programa CARLO DTS.

Energias superiores a 20 MeV podem ser medidas, desde que as novas reações possíveis nos materiais do cintilador (carbono e hidrogênio) sejam também incorporadas no código CARLO DTS, tais como:  $^{12}\text{C}(n,np)^{11}\text{B}$  e  $^{12}\text{C}(n,2n)^{11}\text{C}$ , além de ser necessária a aplicação de cinemática relativística para todos os canais de reação<sup>(100)</sup>.

Espera-se assim, que o desenvolvimento do detector DTS ajude a solucionar os problemas difíceis na medida da fluência de nêutrons, que tem sido um fator limitante em diversas áreas, como: dosimetria de nêutrons, padrões nucleares e tecnologia de nêutrons, na região de MeV.

APÊNDICECORREÇÃO PARA DETECÇÃO DA RADIAÇÃO GAMA DA REAÇÃO  $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)$ 

A energia do gama espalhado por efeito Compton é dada por <sup>(123)</sup> :

$$E' = \frac{E}{1 + Sr + (2E - S) r^3} + \frac{1}{2} (E-4)r^2(1-r)^2 \quad (\text{A.1})$$

onde:

$r$  é um número aleatório no intervalo  $[0,1]$ .

$$s = E/(1 + 0,5625 E)$$

e  $E = E_Y/0,511$ ,  $E_r =$  energia do gama incidente (4,43 MeV).

As coordenadas direcionais do elétron Compton produzido, são dadas por <sup>(123)</sup> :

$$u' = (bcwu - b\delta v)/(1 - w^2)^{1/2} + au$$

$$v' = (bcwv - b\delta u)/(1 - w^2)^{1/2} + av$$

$$w' = -bc(1 - w^2) + aw$$

onde:

$$b = (1 - a'^2)^{1/2}$$

$$c = \cos \delta \quad \text{onde} \quad -\pi < \delta < \pi, \text{ uniformemente,}$$

$$d = \pm (1 - c^2)^{1/2} \quad (\text{mesmo sinal de } \delta)$$

$$a' = (E - E'_a) [(E - E'_a)^2 + 2(E - E'_a)]^{1/2}$$

$$a = 1 + 1/E + 1/E'$$

u, v, w coordenadas direcionais do fótons (distribuição isotrópica).

A parte da energia do elétron Compton que é absorvida no interior do detector é dada por:

$$E_a = E_e - [(R_e - T)/A']^{1/B'} \quad (\text{A.3})$$

onde:

$$E_e = 0,51083(E - E') = \text{energia do elétron Compton}$$

$$R_e = A'E_e^{B'} = \text{alcance do elétron Compton}$$

$$T = \frac{-B + [B^2 - 4AC]^{1/2}}{2A} \quad (\text{escolha da raiz positiva})$$

T é a parte da trajetória do elétron percorrida dentro do detector.

$$e \quad A = u'^2 + v'^2$$

$$B = 2t(uu' - vv')$$

$$C = (u^2 + v^2)t^2 - R^2$$

$$t = rR/(1 - w^2)^{1/2}, \quad R = \text{raio do detector e}$$

$$r = \text{nº aleatório entre } [0,1]$$

Os coeficientes A' e B' foram obtidos por ajuste por mínimos quadrados a valores de alcance de Literatura<sup>(133)</sup>, resultando:

$$A' = 0,3024$$

$$B' = 1,3277 \quad (E_e \text{ em MeV, } R_e \text{ em cm}).$$

A correção aplicada na eficiência do detector DTS é dada por:

$$f_{n'\gamma} = 1 + \frac{\epsilon_Y}{\epsilon_D} \quad (\text{A.4})$$

onde:  $\epsilon_D$  é a eficiência do detector DTS para a detecção de nêutrons,

$$\epsilon_Y = P_Y \cdot P_{nn'} \cdot S \quad (\text{A.5})$$

e 
$$P_Y = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n [1 - \exp(-N_e \sigma_e T)]_i$$

$P_Y$  = probabilidade média de detecção do gama

$N_e$  = densidade de elétrons do cintilador NELL0

$\sigma_e = 8,974 \times 10^{-26} \text{ cm}^2/\text{elêtron} = \text{secção de choque para espalhamento Compton por elétron (Klein - Nishima)}$

$n$  = número de histórias seguidas pelo programa de Monte Carlo

$P_{nn'} = [1 - \exp(-N_C \sigma_{nn'} H_T)] = \text{probabilidade de ocorrer a reação } {}^{12}\text{C}(n, n'\gamma) {}^{12}\text{C} \text{ no detector DTS.}$

$$S = \frac{1}{n} \sum_{\eta}^m N_p = \text{fração das contagens devidas a elétrons Compton acima do nível de discriminação } \eta, \text{ (utilizado para o cálculo da eficiência).}$$
  
 $\underline{m}$  corresponde ao canal máximo do espectro de elétrons Compton.

O valor de  $\eta$  foi obtido, calculando-se a energia do elétron que corresponde ao mesmo rendimento de luz de um próton com 30% da energia máxima (= energia de nêutron). Para is-

to, utilizou-se a seguinte relação ( 87 ) :

$$E_e = -8,0\{1,0 - \exp[-0,10 E_p^{0,90}]\} + 0,95 E_p \quad (\text{A.6})$$

onde:  $E_e$  e  $E_p$  são respectivamente as energias do elétron e próton, em MeV.

Os resultados para a correção de radiação gama proveniente da reação  $^{12}\text{C}(n,n'\gamma)^{12}\text{C}$  estão na tabela 2.7, para nêutrons com energias desde o limiar até 15 MeV incidindo ao longo do eixo do detector. Nesta faixa de energia, a correção resultou entre 0,0 e 0,4%. Para um feixe de nêutrons obedecendo uma distribuição espacial gaussiana (mais realística para irradiações utilizando o método de partícula associada), a correção resulta ainda menor, sendo desprezível na região de 14 MeV.

REFERÊNCIAS BIBLIOGRÁFICAS

- 1 ALLEN, W.D. Flat response counters. In: MARION, J.B. & FOWLER, J.L. Fast neutron physics. Part I: Techniques. New York, Interscience, 1960. p. 361.
  
- 2 ARLT, P.; GRIMM, W.; KRAUSE, R.; MUSIOL, G.; ORLEPP, H.G.; TEICHNER, R.; WAGNER, W.; WEIDHASE, F.; ALKHAZOV, I.D.; SHPAKOV, V.I. Determination of the fission cross section of  $^{235}\text{U}$  for the bombardment with 1.7 MeV neutrons. Vienna, International Atomic Energy Agency, International Nuclear Data Committee, 1978. (INDC/GDR-716).
  
- 3 ARLT, R.; GRIMM, W.; JOSCH, M.; MUSIOL, G.; ORLEPP, H.G.; PAUSCH, G.; TEICHNER, R.; WAGNER, W.; ALKHAZOV, I.D.; DRAPCHINSK, L.V.; DUSHIN, N.; KOVALENKO, S.S.; KOSTOCHKIN, O.I.; PETRZHAK, K.A.; SHPAKOV, V.I. The application of a time-correlated associated particle method for absolute cross section measurements of heavy nuclides. In: U.S. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS. Nuclear cross section for technology: proceedings of the conference on..., held in Knoxville, TN, Oct. 1979. Washington, D.C. 1980. p. 990. (NBS special publication, 594)
  
- 4 ARLT, R., HERBACH, C.M.; JOSCH, M.; MUSIOL, G.; ORLEPP, H. G.; PAUSCH, G.; WAGNER, W.; DRACHINSKY, L.V.; GANZA, E.A.; KOSTOCHKIN, O.I.; KOVALENKO, S.S.; SHPAKOV, V.I. Absolute measurement of the  $^{235}\text{U}$  fission cross-section at 4,45 MeV neutron energy using the time-correlated associated particle method (TCAPM). In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meetings..., held in Geel, Nov. 12-16, 1984. Vienna, 1985. p. 174. (IAEA-TECDOC-335).

- 5 BAME JR., S.J.; HADDAD, E.; PERRY JR., J.E.; SMITH, R.K.  
Absolute determination of monoenergetic neutron flux in the energy range 1 to 30 MeV. Rev. Sci. Instrum., 28(12): 997, 1957.
- 6 BECKURTS, K.H. & WIRTZ, K. Neutron physics. Berlin, Springer - Verlag, 1964.
- 7 BEHRENS, J.W.; CARLSON, G.W.; BAUER, R.W. Neutron induced fission cross section of  $^{233}\text{U}$ ,  $^{234}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  with respect to  $^{235}\text{U}$ . In: U.S. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS. Nuclear cross section and technology: proceedings of a conference on ... held in Washington, D.C., Mar. 3-7, 1975. Washington, D.C., 1975. v.2, p.591. (NBS special publication, 425).
- 8 BHAT, M.R. A preliminary evaluation of the  $^{235}\text{U}(n,f)$  cross section from 100 keV to 20 MeV. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. The U-235 fast-neutron fission cross-section, and the Cf-252 fission neutron spectrum: proceedings of the IAEA Consultants' meeting on..., held in Smolenice, 28 Mar. - 1 Apr. 1983. Vienna, 1983. (INDC (NDS-146)).
- 9 BHAT, M.R. Summary documentation for  $^{235}\text{U}$  (MAT 1395). In: KINSEY, R., comp. ENDF-201. ENDF/B summary documentation. Upton, N.Y., Brookhaven National Laboratory, Jul. 1979. (BNL-NCS-17541 (ENDF-201) ed. 3 (ENDF/B-V))
- 10 BREDE, H.J.; COSACK, M.; LESIECKI, H.; SIEBERT, B.R.L. Neutron fluence measurements with a proton recoil telescope. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting on..., held in Geel, Nov. 12-16, 1984. Vienna, 1985. p. 340. (IAEA-TECDOC-335).
- 11 BREIT, G. & HARACZ, R.D. Nucleon-nucleon scattering. In: BURHOP, E.H.S., ed. High energy physics. New York, Academic, 1967. v. 1, p. 21.
- 12 BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY. National Nuclear Data Center. ENDF/B-VI. Data file for  $^1\text{H}$ . Upton, N.Y. (To be published).

- 13 BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY. National Nuclear Data Center. ENDF/B-VI. Data file for  $^{235}\text{U}$ . Upton, N.Y. (To be published).
- 14 BRUSEGAN, A.; CORVY, F.; ROHR, G.; SHELLEY, R.; VAN DER VEEN, T.; VAN DER VORST, C.; ALLEN, D.J. Fe-54 neutron capture cross section. In: BÜCKHOFF, K.H., ed. Nuclear data for science and technology: proceedings of the international conference on ..., held in Antwerp, 6-10 Sept. 1982. Geel, Reidel Publ., 1983. p.127
- 15 CANCE, M.; GRENIER, G.; GIMAT, L.; PARISOT, D. Absolute neutron fission cross section of  $^{235}\text{U}$  at 2.5 and 4.45 MeV. In: NUCLEAR ENERGY AGENCY. Nuclear Data Committee. Progress report of recent works on actinide nuclear data at Bruyères-Le-Chatel. Paris, 1981. (NEANDC(E) 211"L").
- 16 CARLSON, A.D. Comunicação pessoal.
- 17 CARLSON, A.D. Instruments for use of  $^{10}\text{B}$  as a standard. In: U.S. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS. Neutron standards and applications: proceedings of symposium on..., held in Gaithersburg, 1977. Washington, D.C., 1977. p. 85 (NBS special publication, 493).
- 18 CARLSON, A.D. Standard cross-section data. Prog. Nucl. Energy, 13(2/3):79, 1984.
- 19 CARLSON, A.D. & BEHRENS, J.W. Measurement of the  $^{235}\text{U}(n,f)$  cross section from 0.3 to 3.0 MeV using the NBS electron linac. In: BÜCKHOFF, K.H., ed. Nuclear data for science and technology: proceedings of the international conference on ..., held in Antwerp, Sept. 6-10, 1982. Geel, Reidel Publ., 1983. p. 456.
- 20 CARLSON, A.D. & JOHNSON, R.G. Determination of the area of the collimator used in absolute flux measurements. In: BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY. Reports to the DOE Nuclear Data Committee. Upton, N.Y., May 1984. p. 128 (BNL-NC3-342291).

- 21 CARLSON, A.D. & PATRICK, B.H. <sup>237</sup>Np fission cross section measurements in the MeV energy region. In: U.S. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS. Nuclear cross sections for technology: proceedings of the international conference on..., held in Knoxville, Oct.: 22-26, 1979. Washington, D.C., 1980. p. 971. (NBS special publication, 594.).
- 22 CARLSON, A.D.; BEHRENS, J.W.; JOHNSON, R.G.; COOPER, G.E. Absolute measurements of the <sup>235</sup>U(n,f) cross section for neutron energies from 0.3 to 3 MeV. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting..., held in Geel, 12-16 Nov. 1984. Vienna, 1985. p. 162. (IAEA-TECDOC-335).
- 23 CARLSON, A.D.; PEENITZ, W.P.; HALE, G.M.; PELLE, R.W. The neutron cross-section standards evaluation for ENDF/B-VI. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting..., held in Geel, 12-16 Nov. 1984. Vienna, 1985. p. 77. (IAEA.TECDOC-335)
- 24 CASHWELL, E.D. & EVERETT, C.J. A practical manual on the Monte Carlo method for random walk problems. New York, Pergamon, 1959.
- 25 COATES, M.S. & HART, W. Design of a neutron detector with a flat energy response for use in time-of-flight measurements. 1969. (British report EANDC(UK)-109AL) apud COATES, M.S.; HUNT, G.J.; UTTLEY, C.A.; RAE, E.R. Experimental tests with the time-of-flight method on a neutron detector with flat energy response. In: SMITH, A.B., coord. Neutron standards and flux normalization: proceedings of a symposium ..., held in Argonne, Ill., Oct. 21-23, 1970. Oak Ridge, TN, USAEC Division of Technical Information, Aug. 1971. p. 401. (AEC symposium series, 23; CONF-701002).
- 26 COATES, M.S.; GAYTHER, D.B.; GOODE, P.D. Measurements of fast neutron spectra in reactor materials. Harwell, UKAEA Atomic Energy Research Establishment, 1968. (AERE-R-5364).
- 27 COATES, M.S.; HUNT, G.J.; UTTLEY, C.A.; RAE, E.R. Experimental

- tests with the time-of-flight method on a neutron detector with flat energy response. In: SMITH, A.B., coord. Neutron standards and flux normalization: proceedings of a symposium ..., held in Argonne, Oct. 21-23, 1970. Oak Ridge, TN, USAEC Division of Technical Information, Aug. 1971. p.401. (AEC symposium series, 23; CONF-701002).
- 28 CONDÉ, H. INDC/NEANDC standards file, status report. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting on..., held in Geel, 12-16 Nov. 1984. Vienna, 1985. p. 84 (IAEA-TECDOC-335).
- 29 COSACK, M.; KUTSCHA, M.; PAULSEN, A. A proton recoil proportional counter as a device to measure neutron fluxes at energies below 100 keV. In: COMMISSION OF THE EUROPEAN COMMUNITIES. Neutron dosimetry in biology and medicine: proceedings of the 1st symposium on ..., held in Neuherberg/München, May 15-19, 1972. Brussels, 1972. p.267. (EUR-4896).
- 30 COSTELLO, D.G.; FRICKE, M.P.; CARLSON, A.D.; FRIESENHAHN, S.J. Gulf General Atomic Inc., 1970 apud STEWART, L.  $^3\text{He}(n,p)\text{T}$  cross section. In: CARLSON, A.D. & BHAT, M.R., eds. ENDF/B-V cross section measurement standards. Upton, NY, Brookhaven National Laboratory, Oct. 1982. p. 19. (BNL-NCS-51619).
- 31 CRABE, D.G.; DEAN, A.J.; McEWEN, J.G.; OTT, R.J. Optimum design of thin large area scintillation counters. Nucl. Instrum. Methods, 45:301, 1966.
- 32 CZIRR, J.B. Absolute neutron flux measurements. Nov. 24, 1979. (Private communication to the NBS Neutron Measurements and Research Group).
- 33 CZIRR, J.B. Private communication. 1976 apud WASSON, O.A.; MEIER, M.M.; DUVAL, K.C. Absolute measurement to the Uranium-225 fission cross section from 0.2 to 1.2 MeV. Nucl. Sci. Eng., 81:196-212, 1982.
- 34 DEMMING, W.E. Statistical adjustment of data. New York, Wiley, 1948.

- 35 DERUYTTER, A.J. Requirements for nuclear standard reference data from the users point of view. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting on..., held in Geel, 12-16 Nov. 1984. Vienna, 1985. p.65. (IAEA-TECDOC-335).
- 36 DIETZE, G. & KLEIN, H. NRESpa and NEFF4-Monte Carlo codes for the calculation of neutron response functions and detection efficiencies for NE 213 scintillation detectors. Braunschweig, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, Oct. 1982. (PTB-ND-22)
- 37 DUVALL, K.C. & JOHNSON, R.G. The development of the dual thin scintillator (DTS) in the 1+2 coincidence configuration as a neutron spectrometer. Radiat. Eff., 95(1/4):319, 1986.
- 38 DUVALL, K.C. & JOHNSON, R.G. Monte Carlo calculation of the dual-thin scintillator neutron detector in the sum-coincidence mode of operation. In: NUCLEAR data for science and technology: international conference on..., held in Mito, May 30 - Jun.3, 1988 (preprint)
- 39 DUVALL, K.C. WASSON, O.A. The NBS 14 MeV absolute neutron Beam facility. IEEE Trans. Nucl. Sci., 28(2):1488, 1981.
- 40 DUVALL, K.C.; CARLSON, A.D.; WASSON, O.A. Measurement of the NBS black neutron detector efficiency at 2.3 MeV. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Neutron standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting on ..., held in Geel, 12-16 Nov. 1984. Vienna, 1985. p. 77. (AEA-TECDOC-335).
- 41 FERGUSON, A.T.G. Gas recoil counters. In: MARION, J.B. & FOWLER, J.L., eds. Fast neutron physics. Part I: techniques. New York, Interscience, 1960. p.179.
- 42 FIRK, F.W.K. Neutron time-of-flight spectrometers. Nucl. Instrum. Methods, 162:539, 1979.
- 43 FOWLER, J.L.; COOKSON, J.A.; HUSSAIN, M.; SCHWARTZ, R.B.;

- SWINHOG, M.T.; WISE, C.; UTTLEY, C.A. Efficiency calibration of scintillation detectors in the neutron energy range 1.5-25 MeV by associated particle technique. Nucl. Instrum. Methods, 175:449, 1980.
- 44 FU, C.Y. & PEREY, F.G. Neutron scattering cross section of carbon below 2 MeV for ENDF/B-V. In: CARLSON, A.D. & BHAT, M.R., eds. ENDF/B-V cross section measurement standards. Upton, N.Y., Brookhave National Laboratory, Oct. 1982. p. 35. (BNL-NCS-51619).
- 45 FU, C.Y. & PEREY, F.G. Summary documentation for carbon (MAT 1306). In: KINSEY, R. comp. ENDF-201. ENDF/B summary documentation. Upton, N.Y., Brookhaven National Laboratory, Jul. 1979. (BNL-NCS-17541(ENDF-201) Ed. 3 (ENDF/B-V)).
- 46 GAYTHER, D.B. Flux measurement technique for white neutron sources. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting on..., held in Geel, 12-16 Nov. 1984. Vienna, 1985. p. 345. (IAEA-TECDOC-335).
- 47 GAYTHER, D.B. A measurement of the  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)$  cross section. Ann. Nucl. Energy, 4:515, 1977.
- 48 GEIGER, K.W. Private communication. 1974 apud HUYDN, V.D. International comparison of flux density measurements for monoenergetic fast neutron. Metrologia, 16:31, 1980.
- 49 GEIGER, K.W. & JARVIS, C.J.D. Neutron and gamma rays from  ${}^{210}\text{Po}$ - ${}^{10}\text{B}(\alpha,n)$  and  ${}^{210}\text{Po}$ - ${}^{11}\text{B}(\alpha,n)$  sources. Can. J. Phys., 40:33, 1962.
- 50 GIBSON, W.M. The physics of nuclear reactions. Oxford, Pergamon, 1980.
- 51 GLASGOW, D.W.; PURSER, F.O.; HOGUE, H.; CLEMENT, J.C.; STELZER, K.; MACK, G.; BOYCE, J.R.; EPPERSON, D.H.; BUCCINO, S.G.; LISOWSKI, P.W.; GLENDINNING, S.G.; BILPUCH, E.G.; NEWSON, H.W.; GOULD, C.R. Differential elastic and inelastic scattering of 9 to 15 MeV neutrons from carbon. Nucl. Sci. Eng., 61:521-33, 1976.

- 52 HALE, G.M. Theoretical calculation of the  ${}^6\text{Li}(n,t)$  cross-section. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting on..., held in Geel, 12-16 Nov. 1984. Vienna, 1985. p. 103. (IAEA-TECDOC-335).
- 53 HALE, G.M. The  ${}^6\text{Li}(n,t)$   ${}^4\text{He}$  cross section. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear data standards for nuclear measurements. Vienna, 1983. p.11 (Technical reports series, 227)
- 54 HALE, G.M.; STEWART, L.; YOUNG, P.G. The  ${}^6\text{Li}(n,t)$   ${}^4\text{He}$  cross section. In: CARLSON, A.D. & BHAT, M.R., eds. ENDF/B-V cross section measurement standards. Upton, N.Y., Brookhaven National Laboratory, 1982. p. 25. (BNL-NCS-51619).
- 55 HAMADA, M.M. & MESQUITA, C.H. Preparação de detectores plásticos cintiladores e caracterização de parâmetros físicos-químicos. In: ASSOCIAÇÃO BRASILEIRA DE ENERGIA NUCLEAR Energia nuclear: anais do 2. congresso geral..., realizado no Rio de Janeiro, 24-29 abr. 1988. Rio de Janeiro, 1988. v.2, p. 217.
- 56 HANRONG, Y. AEP measurements of  ${}^{235}\text{U}(n,f)$  cross-section. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of and Advisory Group meeting on..., held in Geel, 12-16 Nov. 1984. Vienna, 1985. p.167. (IAEA-TECDOC-335).
- 57 HANSON, A.O. & MCKIBBEN, J.L. A neutron detector having uniform sensitivity from 10 KeV to 3 MeV. Phys. Rev., 72: 673-7, 1947.
- 58 HELENE, O.A.M. & VANIN, V.R. Tratamento estatístico de dados em física experimental. São Paulo, Edgard Blucher, 1981.
- 59 HODGSON, P.E. Nuclear reaction mechanism. In: HODGSON, P.E. Growth points in nuclear physics. Oxford, Pergamon, 1980. v.2, c.2.
- 60 HOPKINS, J.C. & BREIT, G.  ${}^1\text{H}(n,n){}^1\text{H}$  scattering observables

- required for high precision fast-neutron measurements. Nucl. Data Tables, A9:137, 1971.
- 61 HUNT, J.B. & MERCER, R.A. Absolute calibration of a long counter by associated activity technique. Nucl. Instrum. Methods, 156:451, 1978.
- 62 HUNT, J.B. & ROBERTSON, J.C. The long counter as a secondary standard for neutron flux density. In: COMMISSION OF THE EUROPEAN COMMUNITIES. Neutron dosimetry in biology and medicine: proceedings of the 1st symposium on..., held in Neuherberg/Muchen, May 15-19, 1972. Brussels, 1972. p. 935. (EUR-4896).
- 63 HUYNH, V.D. International comparison of flux density measurements for monoenergetic fast neutrons. Metrologia, 16:31, 1980.
- 64 HUYNH, V.D. Neutron measurements at the bureau international des poids et mesures. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting on..., held in Geel, 12-16 Nov. 1984. Vienna, 1985. p. 65. (IAEA-TECDOC-335).
- 65 JAMES, G.D. Neutron energy standards. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting on..., held in Geel, 12-16 Nov. 1984. Vienna, 1985. p. 376. (IAEA-TECDOC-335).
- 66 JAMES, G.D. & SAUSURE, G. Measurements of fission cross-sections. In: MICHAUDON, A.; CIERJACKS, S.W.; CHRIEN, R.E. eds. Neutron physics and nuclear data in science and technology. Vol. 1: Nuclear fission and neutron-induced fission cross-section. Oxford, Pergamon, 1981. c.4, p. 89.
- 67 JANNI, R.F. Proton range-energy tables, 1 KeV-10GeV. Part 1 Compounds. At. Data Nucl. Data Tables, 27(2/3):147, 1982.
- 68 JASJCZAK, R.J. & MACKLIN, R.L. A proton recoil monitor for neutron flux measurements. Rev. Sci. Instrum., 42:240, 1971.

- 69 JINGWENS, L.; ANLI, L.; CHAOFAN, R.; ZHONGYVAN, Y.; JINGXIA, W.; XIUHONG, H. Absolute measurements of  $^{235}\text{U}$  and  $^{239}\text{Pu}$  fission cross section induced by 14.7 neutrons. In: BOCKHOFF, K.H., ed. Nuclear data for science and technology: proceedings of the international conference on..., held in Antwerp, Sep. 6-10, 1982. Geel, Reidel Publ., 1983. p. 55.
- 70 JOHNSON, C.H. Recoil telescope detectors. In: MARION, J.B. & FOWLER, J.L. eds. Fast neutron physics. New York, Interscience, 1960. v.1, p. 247.
- 71 JOHNSON, R.G. Comunicação pessoal.
- 72 JOHNSON, R.G.; CARLSON, A.D.; WASSON, O.A.; DUVAL, K.C.; BEHRENS, J.W.; MEIER, M.M.; PATRICK, B.D.; DIAS, M.S. Measurements of the  $^{235}\text{U}(n,f)$  standard cross section at the National Bureau of Standards. In: NUCLEAR data for science and technology: international conference on..., held in Mito, May 30 - Jun. 3, 1988. (preprint).
- 73 JONES, D.W. & TOMS, M.E. A neutron spectrometer using organic scintillators. Washington, D.C., Naval Research Laboratory, Nov. 1971. (NRL-Report-7324).
- 74 KINSEY, R. Data formats and procedures for the evaluated nuclear data file. Upton, N.Y., Brookhaven National Laboratory, Oct. 1979. (BNL-NCS-50496 (Ed.2)).
- 75 KINSEY, R., comp. ENDF-201. ENDF/B summary documentation. Upton, N.Y., Brookhaven National Laboratory, Jul. 1979. (BNL-NCS-17541 (ENDF-201) Ed.3 (ENDF/B-V))
- 76 KINSEY, R. & DUNFORD, C. What you should know about ENDF/B version V. Upton, N.Y., Brookhaven National Laboratory, Jun. 1977. (BNL-NCS-22865/R).
- 77 KLEIN, H. & DROSG, M. Monoenergetic neutron sources from charge particle reactions-summary conclusions and recommendations. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Neutron sources properties: proceedings of the IAEA Consultants meeting on..., held in Debrecen, 17-21 Mar. 1980. Vienna, 1980. p. 13. (INDC(NDS)-114/GT).

- 78 KNITTER, H.H. & JORGENSEN, C.B. New fission fragment detectors for cross section and angular distribution measurements at CBNM. In: U.S. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS. Nuclear cross section for technology: proceedings of the international conference on..., held in Knoxville, TN, 1979. Washington, D.C, 1980. p. 947. (NBS special publication, 594).
- 79 KNOLL, G.F. Radiation detection and measurement. Section E: Neutron detectors and spectroscopy. New York, Wiley, 1979.
- 80 KOBAYASHI, N.; KINOSHITA, T.; MICHIKAWA, T. Correction factors of detection efficiency of proton recoil fast neutron detectors calculated by the Monte Carlo method. Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A242:164, 1985.
- 81 LAMAZE, G.P.; MEYER, M.M.; WASSON, O.A. A black detector for 250 keV-1000 keV neutrons. In: U.S. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS. Nuclear cross section and technology: proceedings of a conference on..., held in Washington, D.C., Mar. 3-7, 1975. Washington, D.C., 1975. p.73. (NBS special publication, 425).
- 82 LAMAZE, G.P.; SCHRACK, R.A.; WASSON, O.A. A new measurement of the  ${}^6\text{Li}(n,\alpha)\text{T}$  cross section. Nucl. Sci. Eng., 68:183, 1978.
- 83 LEROY, J.L.; HUET, J.L.; GENTIL, J. Mesure des flux neutronique d'énergie comprise entre 10 keV et 1 MeV par la méthode du bain de manganèse, et application à l'étalonnage d'un compteur. Nucl. Instrum. Methods, 88:1, 1970.
- 84 LISKIEN, H. International fluence-rate intercomparison for 2,5 MeV and 5.0 MeV neutrons. Metrologia, 20:55, 1984.
- 85 LISKIEN, H. Precise flux-measurement methods and their inter-comparison between 0,5 and 15 MeV. In: SMITH, A.B., coord. Neutron standards and flux normalization: proceedings of a symposium..., held in Argonne, Ill., Oct. 21-23, 1970. Oak Ridge, TN, USAEC Division of Technical Information, Aug. 1971. p. 343. (AEC symposium series, 23; CONF-701002).

- 86 LISKIEN, H. & PAULSEN, A. Determination of 1 MeV neutron fluxes from the  $T(p,n)^3\text{He}$  reaction by the associated particle method. Nucl. Instrum. Methods, 69:70, 1969.
- 87 MADEY, R.; WATERMAN, F.M.; BALDWIN, A.R.; KNUDSON, J.N.; CARLSON, J.D.; RAPAPORT, J. The response of NE-228A, NE-228, NE-224 and NE-102 scintillators to protons from 2.43 to 19.55 MeV. Nucl. Instrum. Methods, 151:445, 1978.
- 88 MADLAND, D.G.; LA BAUYE, R.J.; NIX, R.R. Differential and integral comparison of three representations of the prompt neutron spectrum for the spontaneous fission of  $^{252}\text{Cf}$ . In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting on..., held in Geel, 12-16 Nov. 1984. Vienna, 1985. (IAEA-TECDOC-335).
- 89 MASSAND, O.P. Investigation of some properties of the precision long counter. Brussels, Commission of the European Communities, 1972. (EUR-4783e).
- 90 MEIER, M.M. Associated particle methods. In: U.S. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS. Neutron standards and applications: proceedings of a symposium on..., held in Gaithersburg, MD, Mar. 28-31, 1977. Washington, D.C., 1977. p.221. (NBS special publication, 493).
- 91 MEIER, M.M. Data reduction programs for Harris computer. Washington, D.C., U.S. National Bureau of Standards, Feb. 19, 1978. (NBS internal report; Rev. Set. 1984).
- 92 MEIER, M.M. & WASSON, O.A. Neutron flux monitoring with a black detector. Bull. Am. Phys. Soc., 23:72, 1978.
- 93 MEIER, M.M.; WASSON, O.A.; DUVALL, K.C. Absolute measurement of the Uranium-235 fission cross section from 0.2-1,2 MeV. In: FOWLER, J.L.; JOHNSON, C.H.; BOWMAN, C.D., eds. Nuclear cross section for technology: proceedings of the international conference on..., held in Knoxville, Sept. 22-26, 1979. Washington, D.C., U.S. National Bureau of Standards, 1980. p. 966. (NBS special publication, 594).

- 94 MICHAUDON, A. Basic physics of the fission process. In: MICHAUDON, A.; CIERJACKS, S.W.; CHRIEN, R.E. eds. Neutron physics and nuclear data in science and technology. vol. 1: Nuclear Fission and neutron-induced fission cross-section. Oxford, Pergamon, 1981.
- 95 MICHIKAWA, T. Monoenergetic neutron fluence standards. In: ASAMI, T. & MIZUMOTO, M., eds. Nuclear data: proceedings of the 1985 seminar on..., held in Ibaraki, Nov. 12-14, 1985. Ibaraki, Japan Atomic Energy Research Institute, Jun. 1986. p. 102 (JAERI-M-86-080).
- 96 MILL, A.J. & HARVEY, J.R. Reactor-and-accelerator based filtered beam. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Neutron source properties: proceedings of the IAEA Consultants meeting on..., held in Debrecen, Mar. 17-21, 1980. Vienna, 1980. p. 135. (INDC(NDS)-114/GT).
- 97 MILL, A.J. & HARVEY, J.R. A proposed international filtered beam projet. In: BOCKHOFF, K.H., ed. Nuclear data for science and technology: proceedings of the international conference on..., held in Antwerp, 6-10 Sept., 1982. Geel, Reidel, Publ., 1983. p.999.
- 98 MONAHAN, J. Kinematics of neutron producing reactions. In: MARION, J.B. & FOWLER, J.L. Eds. Fast Neutron Physics Part I: Techniques. New York, Intescience, 1960 sec. 1, p. 49.
- 99 MORGAN, G.L.; OLSEN, D.K.; McCONNELL, J.W. A proton-recoil telescope for in-line absolute neutron fluence measurements. Nucl. Instrum. Methods, 157:525, 1978.
- 100 NAKAYAMA, K.; PESSOA, E.F.; DOUGLAS, R.A. A modified version of the Monte Carlo computer code for calculating neutron detection efficiencies. Nucl. Instrum. Methods, 190:555, 1981.
- 101 NORTHCLIFFE, L.C. & SCHILLING, R.F. Range and stopping-power tables for heavy ions. At. Data Nucl. Data Tables, 7:233, 1970.

- 102 NUCLEAR ENTERPRISES. SCINTILLATOR DIVISION. Scintillator catalogue. San Carlos, Calif., 1967.
- 103 PANGHER, J. De & NICHOLS, L.L. A precision long counter for measuring fast neutron flux density. Richland, WA, Battelle Pacific Northwest Laboratories, Jun. 1966. (BNWL-260, TID-4500).
- 104 PAULSEN, A.; WIDERA, R.; LISKIFN, H.  $^{197}\text{Au}(n,\gamma)^{198}\text{Au}$  cross-section measurements between 0.2 and 3.0 MeV. Atomkernenergie, 26:80, 1975.
- 105 POENITZ, W.P. The black neutron detector. Argonne, Ill., Argonne National Laboratory, 1972. (ANL-7915).
- 106 POENITZ, W.P. Evaluation of  $^{235}\text{U}(n,f)$  between 100 keV and 20 MeV. Argonne, Ill., Argonne National Laboratory, Jul. 1979. (ANL/NDM-45)
- 107 POENITZ, W.P. Evaluation of  $^{235}\text{U}(n,f)$  between 100 keV and 20 MeV. In: CARLSON, A.D. & BHAT, M.R., eds. ENDF/B-V cross-section measurement standards. Upton, N.Y., Brookhaven National Laboratory, Oct. 1982. p. 59. (BNL-NCS-51619).
- 108 POENITZ, W.P. & MEADOWS, C.W. Final results of the international  $^{235}\text{U}$  sample intercomparison and the half-life of  $^{235}\text{U}$ . In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting on..., held in Geel, 12-16, Nov. 1984. Vienna, 1985. p. 485. (IAEA-TECDOC-335).
- 109 PRESCOTT, J.R. & RUPAAL, A.S. The specific fluorescence of plastic scintillator NE 102. Can. J. Phys., 39:221, 1961.
- 110 PRONYAEV, V.G.; CULLEN, D.E.; LEMMEL, H.D. Current problem in the data base for a reevaluation of the  $^{235}\text{U}$  fission cross section in the fast neutron energy region. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. The U-235 fast-neutron fission cross section and the Cf-252 fission neutron spectrum: proceedings of the IAEA Consultants meeting on..., held in Smolenice, 28 Mar. 9 Apr. 1983. Vienna, 1983. (INDC(NDS)-146).

- 111 RAE, E.R. & BOWEY, E.M. A scintillation detector for neutrons of intermediate energy. Proc. Phys. Soc., 66(A-IV):1073, 1953.
- 112 RENNER, C.; HARVEY, J.A.; HILL, N.W.; RUSH, K. Absolute measurement of the  ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$  cross section in the region of the 244 keV resonance. In: OAK RIDGE NATIONAL LABORATORY. Physical Division annual report. Oak Ridge, TN, 1977. p. 115, (ORNL-5306)
- 113 RENNER, C.; HILL, N.W.; MORGAN, G.L.; RUSH, K.; HARVEY, J.A. Absolute neutron flux measurements using an NE-110 scintillation counter. Nucl. Instrum. Methods, 154:525, 1978.
- 114 ROWLANDS, J.L. Fission cross-section requirements for the nuclear energy programme. In: MICHAUDON, A.; CIERJACKS, S. W.; CHRIEN, R.E. eds. Neutron physics and nuclear data in science and technology. Vol. 1: Nuclear fission and neutron-induced fission cross-sections. Pergamon, 1981. c.3, p. 51.
- 115 RYVES, T.B. A proton recoil telescope for 12-20 MeV neutrons. Nucl. Instrum. Methods, 135:455, 1976.
- 116 SALOMON, M. Comparison of reflectors used in scintillation counters. Nucl. Instrum. Methods, 153:289, 1978.
- 117 SASAGAWA M.; IWASAKI, T.; BABA, M.; KANDA, K.; GOTO, T; HIRAKAWA, N. A study of black neutron detector for neutron flux measurement. In: TOHOKU UNIVERSITY. DEPARTMENT OF NUCLEAR ENGINEERING. Progress report-Fast Neutron Laboratory 1 April 78/31 March 81. Sendai, 1981. p. 49. (NETU-38).
- 118 SCHOUKY, I.; CIERJACKS, S.; BROTZ, P.; GROSCHEL, D.; LEUGERS, B. Absolute neutron flux determination in fast neutron spectra. U.S. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS. Nuclear cross section and technology: proceedings of a conference on... held in Washington, D.C., Mar. 3-7, 1975. Washington, D.C., 1975. v.1, p.277. (NBS special publication, 425)
- 119 SHREIDER, Y.A.; TEE, G.J.; PARKYN, D.M. Monte Carlo method. The method of statistical trials. Oxford, Pergamon, 1966.

- 120 SIDHU, G.S. & CZIRR, J.B. A neutron-spectrum monitor with annular radiator and axial recoil detector. Nucl. Instrum. Methods, 120:251, 1974.
- 121 SLAUGHTER, D.R. & RUEPPEL, D.W. Calibration of a Depangher long counter from 2 keV to 19 MeV. Nucl. Instrum. Methods, 145:315, 1977.
- 122 SMITH, A.B. The C(n,n) cross section. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear data standards for nuclear measurements. Vienna, 1983. p. 25. (Technical reports series, 227).
- 123 SOWERBY, M.G. & PATRICK, B.H. Review of recent measurement of the U-235 fission cross-section and fission fragment angular distribution between 0.1 and 20 MeV. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting on..., held in Geel, 12-16, Nov. 1984. Vienna, 1985. (IAEA-RECDOC-335).
- 124 STCHEBOLEV, V.T.; KHARITONOV, I.A.; JABLOKOV, C.V.; RAMENDIK, Z.A. Metrologie, 11:65, 1973 apud HUYNH, V.D. International comparison of flux density measurements for monoenergetic fast neutrons. Metrologia, 16:31, 1980.
- 125 STCHEBOLEV, V.T.; KHARITONOV, I.A.; JABLOKOV, C.V.; RAMENDIK, Z.A. Metrologie, 8:61, 1974 apud HUYNH, V.D. International comparison of flux density measurements for monoenergetic fast neutrons. Metrologia, 16:31, 1980.
- 126 STEWART, L.  $^3\text{He}(n,p)\text{T}$  cross section. In: CARLSON, A.D. & BHAT, M.R., eds. ENDF/B-V cross section measurement standards. Upton, NY, Brookhaven National Laboratory, Oct. 1982. p.19. (BNL-NCS-51619).
- 127 STEWART, L.; LABAUVE, R.J.; YOUNG, P.G. The hydrogen ( $^1\text{H}$ ) scattering, cross section. In: CARLSON, A.D. & BHAT, M.R. eds. ENDF/B-V cross section measurement standards. Upton, NY, Brookhaven National Laboratory, Oct. 1982. p. 3 (BNL-NCS-51619)

- 128 STEWART, L.; LABAUVE, R.J.; YOUNG, P.G. Summary documentation for  $^1\text{H}$  (MAT 1301). In: KINSEY, R., comp. ENDF 201. ENDF/B summary documentation. Upton, NY, Brookhaven National Laboratory, Jul. 1979. (BNL-NCS-17541 (ENDF-201 3.ed (ENDF/B-V)
- 129 STROEMBERG, L.G.; GOLDBERG, M.D.; CULLEN, D.E.; MAY, V.M. Angular distributions in neutron induced reactions volume I, Z=1 to 20. Upton, NY, Brookhaven National Laboratory, 1970. (BNL-400 3rd Ed. vol. I)
- 130 SZABO, I. Private communication. 1974 apud HUYNH, V.D. International comparison of flux density measurements for monoenergetic fast neutrons. Metrologia, 16:31, 1980.
- 131 TERANISHI, E.; MICHIKAWA, T.; KINOSHITA, T.; KUDO, K.; FUKUDA, A.; SEKIGUCHI, H.; HAGEYAMA, M.; WATANABE, H.; NISHIYAMA, I.; SAKAMOTO, Z.; NISHIJIMA, T.; TANAKA, N. Experiments performed at electrotechnical laboratory for international intercomparison of flux density measurements for monoenergetic fast neutrons. Bull. Electrotech. Lab., 41:693, 1977.
- 132 TEXTOR, R.E. & VERBINSKI, V.V. 05S, a Monte Carlo calculation of the pulse height distributions for monoenergetic neutrons on organic scintillator systems. Oak Ridge, TN, Oak Ridge National Laboratory, Feb. 1968. (ORNL-4160).
- 133 U.S. DEPARTMENT OF HEALTH, EDUCATION AND WELFARE. Public Health Service. Consumer Protection and Environmental Health Service. Radiological health handbook. Rockville, M 1970. p. 122.
- 134 UTTLEY, C.A. Sources of monoenergetic neutrons. In: MICHAUDON, A.; CIERJACKS, S.; CHRIEN, R.E., eds. Neutron sources for basic physics and applications. Oxford, Pergamon, 1983.
- 135 VANDENBOSCH, R. & HUIZENGA, J.R. Nuclear fission. New York, Academic, 1973. p. 179.
- 136 VAN DER ZWAN, L. & GEIGER, K.W. The  $^9\text{Be}(\alpha, n)^{12}\text{C}$  cross section between 1.5 and 7,8 MeV. Nucl. Phys., A152:481, 1970.

- 137 WAGEMANS, C. & DERUYTTER, A.J. The neutron induced fission cross section of  $^{235}\text{U}$  in the energy range from 0.008 eV to 30 KeV. Ann. Nucl. Energy, 3:437, 1976.
- 138 WARTENA, J.A.; KNITTER; H.H.; BUDTZ-JORGENSEN, C.; BAX, H.; BURKHOLZ, Cl-D; PIJPSTRA, R.; VOGT, R. A neutron detector comparison in the gelina spectra. In: INTERNATIONAL ATOMIC ENERGY AGENCY. Nuclear standard reference data: proceedings of an Advisory Group meeting on..., held in Geel, 12-16 Nov. 1984. Vienna, 1985. p. 360. (IAEA-TECDOC-335)
- 139 WASSON, O.A. Recent fission cross section standard measurements. Washington, D.C.; U.S. National Bureau of Standards, 1985. (CONF-8511312-1).
- 140 WASSON, O.A. Use of gas proportional counters for neutron flux monitors at the NBS LINAC. In: U.S. NATIONAL BUREAU OF STANDARDS. Nuclear cross sections and technology: proceedings of a conference on ..., held in Washington, D.C., Mar. 3-7, 1975. Washington, D.C. 1975. p. 78. (NBS special publication, 425).
- 1-1 WASSON, O.A. The  $^{235}\text{U}$  neutron fission cross section measurement at the NBS LINAC. In: POENITZ, W.P. & SMITH, A.B., eds. Fast neutron fission cross sections of U-233, U-235, U-238, and Pu-239: proceedings of the NEANDC/NEACRP specialists meetings on..., held in Argonne, Ill., Jun. 28-30, 1976. Argonne, Ill., Argonne National Laboratory, 1976. p. 183. (ANL-76-90).
- 142 WASSON, O.A. & MEIER, M.M. Measurements of the  $^{235}\text{U}$  mass in a large volume multiplied fission ionization chamber. Nucl. Instrum. Methods, 190:571, 1981.
- 143 WASSON, O.A.; CARLSON, A.D.; DUVALL, K.C. Measurement of the  $^{235}\text{U}$  neutron-induced fission cross section at 14.1 MeV. Nucl. Sci. Eng., 80:282, 1982.
- 144 WASSON, O.A.; MEIER, M.M.; DUVALL, K.C. Absolute measurement of the Uranium-235 fission cross section from 0.2 to 1.2 MeV. Nucl. Sci. Eng., 81:196, 1982.

- 145 WASSON, O.A.; SCHRACK, R.A.; LAMAZE, G.P. Neutron flux monitoring and data analysis for neutron standard reaction cross sections. Nucl. Sci. Eng., 68:170, 1978.
- 146 YOUNG, P.G. & FOSTER JR., D.G. Summary documentation for  $^{14}\text{N}$  (MAT 1275). In: KINSEY, R., comp. ENDF-201. ENDF/B summary documentation. Upton, N.Y., Brookhaven National Laboratory, Jul. 1979. (BNL-NCS-17541 (ENDF-201) Ed. 3 (ENDF/B-V))
- 147 YOUNG, P.G.; FOSTER JR., D.G.; HALE, G.M. Summary documentation for  $^{16}\text{O}$  (MAT 1776). In: KINSEY, R., comp. ENDF-201. ENDF/B summary documentation. Upton, N.Y.; Brookhaven National Laboratory Jul. 1979. (BNL-NCS-17541 (ENDF-201) Ed. 3 (ENDF/B-V))
- 148 YOUNG, P.G. & FOSTER JR.; D.G. Summary documentation for  $^{27}\text{Al}$  (MAT 1313). In: KINSEY, R., comp. ENDF-201. ENDF/B summary documentation. Upton N.Y., Brookhaven National Laboratory, Jul. 1979. (BNL-NCS-17451 (ENDF-201) Ed. 3 (ENDF/B-V))
- 149 ZIJP, W.L. & BAARD, J.H. Nuclear data guide for reactor neutron metrology. In: COMMISSION OF THE EUROPEAN COMMUNITIES. Nuclear science and technology. Brussels, 1981. (EUR-7164 EN Part I and II (1979 ed))